

巻頭グラビア

「アルマ望遠鏡イメージングツール・PRIISM」ギャラリー

アルマ望遠鏡イメージングツール・PRIISM特集

アルマ望遠鏡イメージングツールPRIISMの概要 中里剛・池田思朗 420

アルマ望遠鏡イメージングツールPRIISMが拓くサイエンス：
原始惑星系円盤の微細構造 山口正行・所司歩夢 426

アルマ望遠鏡イメージングツールPRIISMの今後の展望
池田思朗・塚越崇・竹内努 436

ASTRO NEWS

XRISM ニュース (9) Xtend による突発天体探査・速報
米山友景・善本真梨那・XRISM/XTS チーム 442

EUREKA

中性子星への超臨界降着流 井上壮大 445

超新星シミュレーションを活かした素粒子標準模型を超えた物理の探索
森寛治 455

雑報

日本天文学会早川幸男基金による渡航報告書
Installation of ATEA on the B&C 61 cm Telescope and Test Observations
奥本祐生 464

日本天文学会早川幸男基金による渡航報告書
A first look at the RLAGNs in the Euclid Deep Fields 仲宇星 465

書評

宇宙する人生 東京大学最終講義 藤澤幸太郎 469

月報だより・寄贈図書リスト

470

【表紙画像説明】

未発見の素粒子であるアクシオン様粒子 (axionlike particle: ALP) の生成と崩壊を考慮した 2 次元 (軸対称) 超新星爆発モデルのようす。色はエントロピーの値を示しており、時刻はコア反跳後 0.35 秒後である。本研究で考慮している ALP は光子へ崩壊する不安定粒子であるため、超新星爆発内部で新たな加熱源として働く。その結果、反跳衝撃波の半径がより大きくなっていることが図からわかる。

【今月の表紙デザイン】

今月は「天の川」を描きました。天の川は、人工光の強い市街地では肉眼で捉えることが難しいと聞きます。また初夏は天候が不安定で、七夕の夜も晴れることは少ないように思います。多くの人が実際は見ただけで「天の川」という美しいイメージを共通して持っていることは、不思議で面白いと感じます。一度、しっかりと見てみたいものです。

「アルマ望遠鏡イメージングツール・PRIISM」ギャラリー

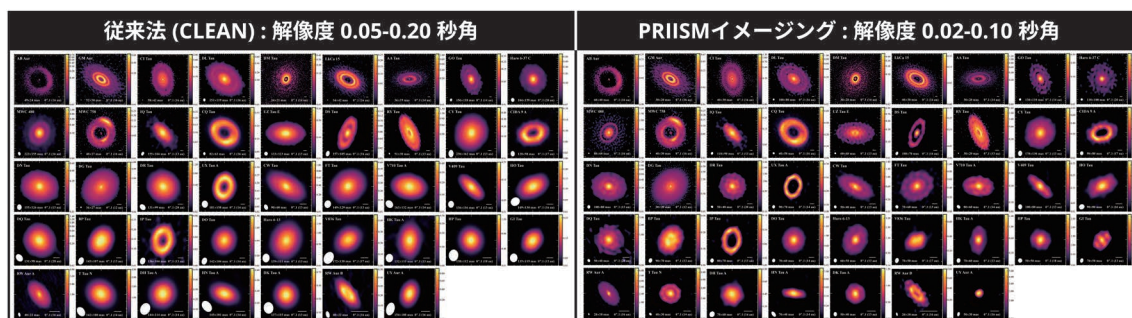


図1 おうし座・ぎょしゃ座分子雲のClass II円盤43天体のダスト連続波画像ギャラリー。左半分は従来法CLEAN（解像度0.05-0.20秒角）、右半分は同一データをPRIISMで再構成した画像（実効解像度0.02-0.10秒角）。CLEAN画像では平坦に見えた外縁半径20 au以下のコンパクト円盤にもPRIISM画像で微細構造が新たに浮かび上がる。Yamaguchi, M., et al., 2024, PASJ, 76, 437 の図を改変。

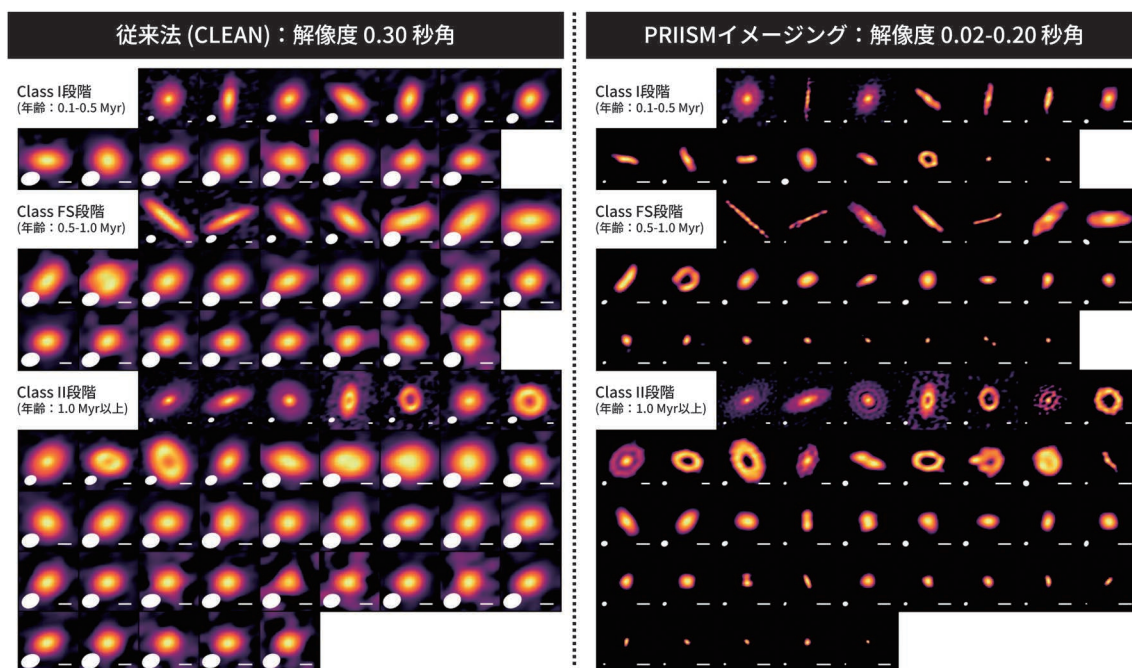


図2 へびつかい座分子雲の原始惑星系円盤78天体のダスト連続波画像ギャラリー。左側がCLEAN（解像度約0.30秒角）。右側がPRIISM（実効解像度0.02-0.20秒角）。Class I・FS・IIの各進化段階ごとに、ダスト円盤半径の大きい順に並べる。各パネル左下はビームサイズまたは実効解像度、右下は30 auスケール。Shoshi, A., et al., 2025a, PASJ, 77, 572 の図を改変。

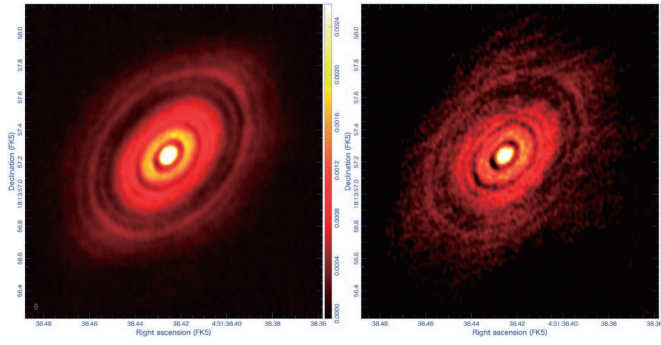


図3 原始惑星系円盤HL Tauの復元画像. (左) CLEANにより得られた参照画像. (右) PRIISMにより得られた復元画像. CLEANの参照画像はすべてのデータを使って作成されているのに対し, PRIISMの画像は観測周波数の範囲を絞ってより少ないビジビリティデータから復元しているが, 特徴的なギャップ構造が再現できている. どちらもALMA Science Verification Dataを用いた.

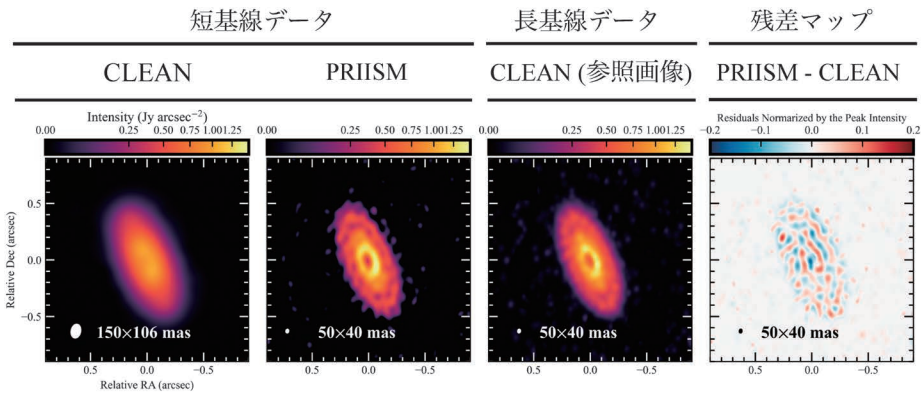


図4 原始惑星系円盤RY Tauの復元画像. (左端) 短基線データからCLEANにより復元した画像, (中央左) 短基線データからPRIISMにより復元した画像, (中央右) 長基線データを加えてCLEANで復元した画像, (右端) 中央2枚の画像の差分. Yamaguchi, M., et al., 2024, PASJ, 76, 437の図を改変.

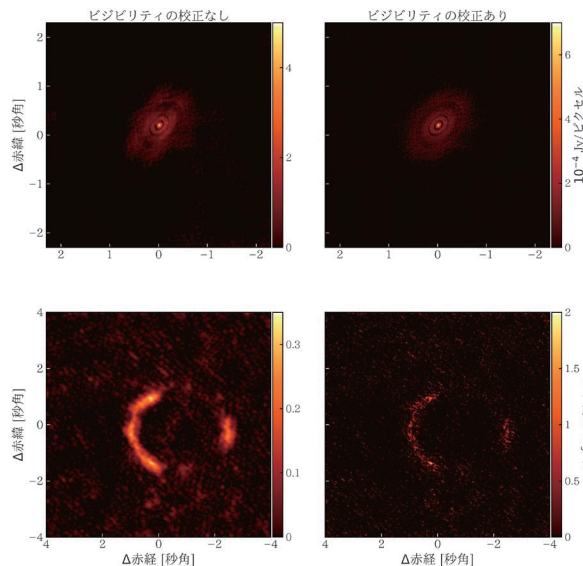


図5 PRIISMを活用したビジビリティ校正の結果. 左側はビジビリティを校正せず, 右側は校正を行い, それぞれPRIISMでイメージングした結果を示す. 上段は原始惑星系円盤HL Tau, 下段は重力レンズ銀河SDP81の画像. どちらもALMA Science Verification Dataを用いた. Ikeda, S., et al., 2025, PASJ, 77, 260の図を改変.

アルマ望遠鏡イメージングツール PRIISMの概要

中 里 剛¹・池 田 思 朗²

〈¹ 国立天文台アルマプロジェクト 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

〈² 統計数理研究所 〒190-8562 東京都立川市緑町 10-3〉

e-mail: ¹ takeshi.nakazato@nao.ac.jp, ² shiro@ism.ac.jp



中里



池田

電波干渉計のイメージングではCLEANが長年使われてきた。これに対して、EHT, SKA, ngVLAといった現在進行中のプロジェクトでは、応用数理分野でこの30年間培われた方法を電波干渉計のイメージングに応用する試みが続けられている。我々は同様の試みのひとつとして、ALMAのイメージングのためにPRIISMを開発した。本稿ではPRIISMの概要を述べる。

1. はじめに

電波干渉計では複数の望遠鏡で天体を観測し、ペアごとの信号を相関処理することによって天体画像のフーリエ変換にあたるビジビリティを得る。ビジビリティから画像を求める逆問題は逆フーリエ変換を施せばよさそうだが、そう単純ではない。ビジビリティには雑音が加わっているし、求める画像の画素数をビジビリティの点の数より多くとると条件が足りなくなって画像が一意に定まらない。

画像を求める手続きはイメージングと呼ばれ、電波天文学ではCLEANと呼ばれる方法が長い間用いられてきた [1]。CLEANは計算量が少なく、50年以上前から計算機に実装され、現在まで数多くの成果を挙げてきた。一方、この30年ほどの間に統計学、最適化理論、信号処理、機械学習などの応用数理分野ではいくつもの新しい方法論が生まれている。そうした方法をイメージングに用いるのは自然な流れであろう [2-5]。超長基線電波干渉計である Event Horizon Telescope (EHT) の Collaboration 内では複数の新たなイメージング法

が開発され、ブラックホールシャドウの画像化に貢献した [6]。SKA, ngVLA などの現在進行中のプロジェクトでもCLEANに加えてさまざまな新しい方法が用いられるだろう。

天文学で用いる大型の望遠鏡はどれも異なる特徴を持っているため、望遠鏡毎にイメージングの困難さが異なる。我々はアルマ望遠鏡のイメージングのためにPythonモジュール、PRIISM (Python module for Radio Interferometry Imaging with Sparse Modeling) を開発した。アルマ望遠鏡のアンテナ数は多く、視野はコンパクトで観測環境は良い。ユーザーは手元の計算機で画像を得るスタイルを期待している。汎用の計算機で100メガピクセル程度の画像化の実現を目指して設計した。本稿ではPRIISMの概要を述べる。以下、2章でPRIISMの数理的基盤について、3章ではPythonモジュールについて説明する。簡単な結果を4章に示し、5章で本稿のまとめを述べる。

2. 数理的な基盤

ビジビリティを $\mathbf{v} = (v_1, \dots, v_M)^T \in \mathbb{C}^M$ (T は転置)、画像を $\mathbf{x} = (x_{11}, \dots, x_{N_x N_y})^T$ とおく。画像 $\mathbf{x}$ が

らビジビリティの座標への2次元フーリエ変換を $\mathcal{F}$ と書くことにすると、画像とビジビリティの間には(1)式の関係が成り立つ。

$$\mathbf{v} = \mathcal{F}(\mathbf{x}) + \mathbf{n}, \quad (1)$$

ここで $\mathbf{n} = (n_1, \dots, n_M)^T$ は雑音を表すベクトルである。ビジビリティは複素数であり、雑音も複素数となる。望遠鏡のビジビリティは校正済みとし(校正については本特集の展望記事[7]で述べる)、画像とのフィットは重みつき二乗誤差で表現できる。

$$L_v(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^M \frac{|v_k - \mathcal{F}_k(\mathbf{x})|^2}{\sigma_k^2}. \quad (2)$$

画像 $\mathbf{x}$ がこの誤差を小さくするならばビジビリティをよく説明することになるが、可能な限り小さくすればよい画像が求まるというわけではない。例えばビジビリティの点数が画素数よりも少ないならば(2)式を0とする $\mathbf{x}$ が無数に存在して画像が一意に定まらないし、雑音がある場合には画像が雑音の影響をまともに受けてしまう。

多くのイメージングの方法は、求める画像が意味のあるものとなるように、画像になにか制限を課し、その限られた解の空間の中で(2)式を小さくして画像を求めている。画像にどのような方法で制限を課すのか、そして(2)式をどのようなアルゴリズムで最小化するか、という組み合わせを理解すると方法の差異がわかりやすい。

CLEANは画像を点源の集合に制限し、その点源集合を求めるアルゴリズムはビジビリティへの寄与が大きいと思われる点源からひとつずつ順番に求めていく。この方法は最適化理論では貪欲法と呼ばれる。CLEANでは点源によって構成される画像では説明できない残差を評価し、アルゴリズムを停止する。最終的に点源にCLEANビーム^{*1}

を畳み込み、画像とする^{*2}。

PRIISMでは画像 $\mathbf{x}$ に以下の条件を課す。

$$x_{ij} \geq 0, \sum_{ij} |x_{ij}| \leq A, \quad (3)$$

$$\text{TSV}(\mathbf{x}) \leq B. \quad (4)$$

ただし、TSVはTotal Squared Variationであり、以下のように定義する[9]。

$$\text{TSV}(\mathbf{x}) = \sum_{ij} ((x_{ij} - x_{i-1j})^2 + (x_{ij} - x_{ij-1})^2).$$

(3)式は画素の値が非負であることと、 A によって画像のtotal fluxを制約している。(4)式は隣り合うピクセルの差の二乗和を制約していて、なめらかな変化をする画像に制限する。このため、PRIISMではCLEANビームによる畳み込みを行わず、解像度はビームではなく B によって制御される。

これらの制約の下で(2)式を最小化するのが、実際には次の最適化問題を解く。

$$\begin{aligned} \min_{\mathbf{x}} & \left[\frac{1}{2} L_v(\mathbf{x}) + \lambda_1 \sum_{ij} |x_{ij}| + \lambda_{\text{TSV}} \text{TSV}(\mathbf{x}) \right] \\ \text{subject to} & \quad x_{ij} \geq 0. \end{aligned} \quad (6)$$

(6)式中の λ_1 , λ_{TSV} はラグランジュ乗数であり、正の定数として外から与えて解く。この最適化問題の第2項は“スパース項”とも呼ばれる。この項を用いることで、多くの画素の値が0と推定されるからだ。ここではこれ以上触れないが、統計学において30年前にLASSOと呼ばれる方法[10]が出現して以来、応用数理分野ではスパース項に関連する手法の研究が大きく進んだ。

(3)式と(4)式の下で(2)式を最小とする問題は凸最適化問題となっている。最適化理論の

^{*1} 電波干渉計での観測の実効的な点源応答関数を2次元ガウシアンで近似したものをCLEANビームと呼ぶ。

^{*2} Högbomの論文[1]から約20年後の1993年、CLEANと本質的に同等のアルゴリズムが、信号処理分野でMatching Pursuit (MP)として独立に提案された[8]。MPによりアルゴリズムの収束の条件など、理論的な理解が深まった。

結果から、その問題と(6)式に示された問題とは同値である。すなわち、適切な範囲の正の定数(A, B)には、対応する($\lambda_1, \lambda_{\text{TSV}}$)の組が一意に存在する。ただし、それらの対応関係はあらかじめ陽にはわからない。 $(\lambda_1, \lambda_{\text{TSV}})$ の値によって最適な画像は当然変化するため、これらをどう決めるかは大事である。次章で議論する。

(6)式は最適化理論で二次計画問題と呼ばれる問題になっている。これを解く汎用の最適化ソルバは存在するが、変数 $\mathbf{x}$ が100メガピクセル程度の画像となると大きすぎて最適化ソルバでは扱えない。我々が最適な画像を求めるアルゴリズムを書かなければならない。PRIISMでは貪欲法ではなく画像全体を同時に最適化する。具体的には、近接勾配法と勾配最適化法を組み合わせた方法[11]を実装した。

3. PRIISMの詳細

3.1 PRIISM Pythonモジュール

アルマ望遠鏡は、66台のパラボラアンテナからなる電波干渉計である。アルマ望遠鏡の観測データはPythonをインターフェースとするアプリケーションCASA[12]で解析することが標準とされている[13]。これを踏まえて、PRIISMの核であるC++のイメージングコードにはPythonのインターフェースを被せた。そこにCASAのデータ入出力機能を連携させてPythonモジュールを構築し、GitHub上で公開している[14–16]。

3.2 $\lambda_1, \lambda_{\text{TSV}}$ の自動選択

PRIISMではスパース項とTSV項の影響をそれぞれ λ_1 と λ_{TSV} によって調整し、画像を求める。これらをどのように定めるかが結果に大きな影響を与える。このようなパラメータはハイパーパラメータと呼ばれる。ハイパーパラメータをどのように決めるか、という問題は機械学習や統計学でもよく現れる。

ハイパーパラメータの決定方法としてはさまざまなものが提案されている。PRIISMでは、その

ひとつ、交差検証(Cross Validation: CV)によるハイパーパラメータの決定法を実装している。これによって λ_1 と λ_{TSV} を決定し、ほぼ自動的に画像を得ることが可能となる。

交差検証では、予測誤差に基づきハイパーパラメータのよさを測る。手続きとして、観測データをいくつかのサブセットに分割する。そのうち1つのサブセットを試験用として残しておき、残りのデータから $\mathbf{x}$ をもとめ、試験用サブセットへの適合度 $L(\mathbf{v}, \mathbf{x})$ を計算する。これを各サブセットに対して行い、適合度の平均値を得る。こうして得られた適合度は特定のハイパーパラメータを用いた時に期待される誤差である(予測誤差)。もし解が観測データへの過剰適合を起こしていると、上記で得られた適合度の値は悪化する。PRIISMは交差検証によって λ_1 と λ_{TSV} からなる2次元のハイパーパラメータ空間を探索し、最も適合度の高いハイパーパラメータの組と最適な復元画像を決定している。サブセットの数は、デフォルトで10としている。図1はPRIISMのチュートリアル[17]における交差検証結果の画像出力の例である。横軸に λ_{TSV} の対数、縦軸に λ_1

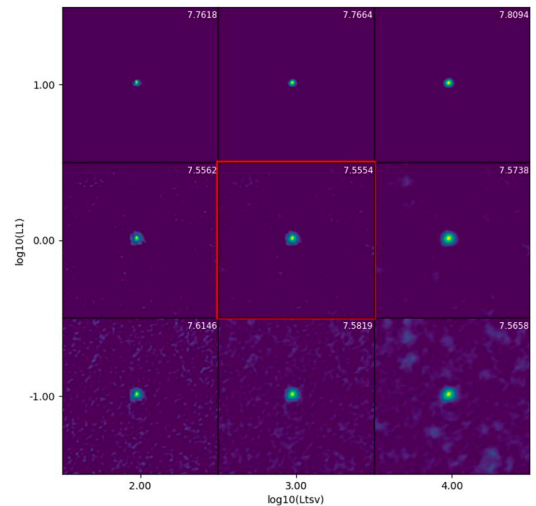


図1 PRIISMのチュートリアルにおける交差検証結果の出力画像。実際にはカラーで出力される(web版ではカラー表示)。

の対数を取り、各サブパネルにそれぞれのハイパーパラメータで得られた復元画像と、復元画像の試験用データへの平均適合度を示している。平均適合度の値は相対的に小さい方が適合度がよくなるように定義されており、この例では 3×3 で合計9種類のハイパーパラメータの組を検証し、中央の $(\lambda_1, \lambda_{\text{TSV}}) = (10^0, 10^3)$ に相当する画像が最適な復元画像と判定されている。

3.3 PRIISMで指定できるパラメータ

PRIISMでは、いくつかのパラメータを指定できる。主なものを以下で説明する。詳しい設定方法等はチュートリアル [17] を参照されたい。

基本パラメータ

PRIISMは現在連続波画像のみサポートしている。すなわち、周波数（または速度）方向の画素数は1に固定されている。そのため、復元画像の基本パラメータは画素数、ピクセルサイズ、中心座標、中心周波数となる。このうち中心座標と中心周波数は、ビジビリティデータに付随するメタデータをそのまま利用する。ピクセルサイズと画素数は従来のイメージング手法における設定と大きく変わるところはない。ALMA アーカイブ [18] の情報をもとに見積もるのであれば、Ang.res. 列の最高解像度とFOV列の視野を参考にするとよい。CLEANにおいて実効解像度に相当するCLEANビームを10ピクセル程度でカバーするピクセルサイズをとる。これにならって、Ang.res. 列の値にある数値の1/3から1/4程度のピクセルサイズを試し、適宜微調整することを推奨する。ピクセルサイズを固定すれば、FOV列の視野をカバーするという条件から画素数は一意に決まる。

フーリエ変換

PRIISMではフーリエ変換の実装として高速フーリエ変換(FFT)と非一様高速フーリエ変換(NUFFT)の2種類を用意しており、ユーザーが選択できる。FFTではアルゴリズム上の制約により、前処理として観測データを一様なグリッド上に配置する。この処理はある種の平均操作を含む

のでデータ量が減り、結果として画像復元のための計算量が削減される。一方NUFFTは生の（校正済み）観測データから直接復元画像を得ることができるのが利点である。ただし、FFTに比べて計算量は増加する。

マスク

視野中の天体の存在する範囲をマスクとして与えることができる。CLEAN boxと同様の働きをする。すなわち、マスクに指定した範囲にのみ放射が存在すると仮定してイメージングを行う。

非負制約の有無

オプションとして、画像の非負制約を外すこともできる。これによって原理的には偏波の解析も可能である。

交差検証

交差検証のサブセットの数、サブパネルの数は変更できる、また、Bayesian Optimization（ベイズ最適化）という方法で全てのサブパネルを網羅的に探すのではなく、効率的な探索も可能である。サブセットの数はデフォルトで10である。またサブパネルの数はハイパーパラメータの候補値の数で決まる。 $\lambda_1, \lambda_{\text{TSV}}$ の候補値をそれぞれ10種類ずつ与えたとすると、交差検証の探索範囲は 10×10 の2次元グリッド上ということになる。(6)式を見ればわかるとおり、 $\lambda_1, \lambda_{\text{TSV}}$ は2倍とか3倍程度の変化では結果に大きく影響しない。候補値は $10^0, 10^1, 10^2$ のように対数空間で等間隔になるように選ぶのがよい。

4. 従来の画像復元手法との比較

ここではアルマ望遠鏡の観測データを使ってCLEANとPRIISMの比較を行う。図2はScience Verification (SV) データとして公開されている原始惑星系円盤HL Tauのデータ [19] をイメージングしたものである。左がCLEANにより得られた参照画像、右がPRIISMにより得られた画像を示している。CLEANの参照画像に見られる特徴的なギャップ構造が、PRIISMの復元画像でも再

現できていることが確認できるであろう。

ピクセルサイズはCLEANで0.005秒角、PRIISMでは0.008秒角を指定している。CLEAN画像に畳み込まれているCLEANビームの半値全幅は $35\text{ mas} \times 22\text{ mas}$ で、これがCLEAN画像の実効的な解像度である。図2は強度のスケールが異なっていることに注意されたい。これは単位の違いによるもので、CLEANの復元画像（左）では強度の単位はビームあたりのフラックス Jy/beam

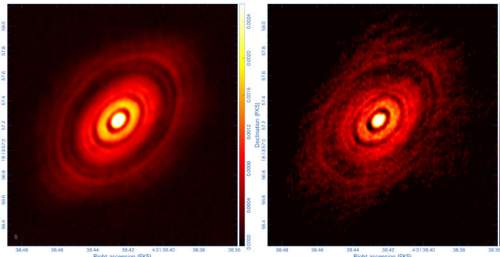


図2 原始惑星系円盤 HL Tau の復元画像. (左) CLEANにより得られた参照画像. (右) PRIISMにより得られた復元画像. CLEANの参照画像はすべてのデータを使って作成されているのに対し、PRIISMの画像は観測周波数の範囲を絞ってより少ないビジビリティデータから復元した。この図はアルマ望遠鏡の科学評価データ ADS/JAO.ALMA#2011.0.00015.SV を用いた。

なのに対し、PRIISMの復元画像（右）ではピクセルあたりのフラックス Jy/pixel となっている。

図3は原始惑星系円盤 RY Tau の復元画像を示している [20]。この天体はアルマ望遠鏡で複数回観測されており、短基線（低解像度）と長基線（高解像度）の2種類のビジビリティデータが存在する。図3の左2枚の画像は短基線データのみから CLEAN と PRIISM で復元した画像で、中央右は長基線データを加えて CLEAN で復元した画像である。右端の画像は中央2枚の画像の差分を示す。中央2枚の画像の比較から、長基線データも加えた CLEAN の画像と同等の画像が、短基線データのみから復元されたことがわかる。この結果は、CLEAN ビームに制限されずに高い解像度でイメージングできることを実証している。

5. ま と め

本稿では、我々が開発した新たなアルマ望遠鏡のためのイメージング法パッケージ PRIISM について説明した。PRIISM は CLEAN と異なり、CLEAN ビームを用いないため、より高い解像度の画像を得られると期待される。これまでの研究では、CLEAN に比べて2-3倍程度よい解像度で

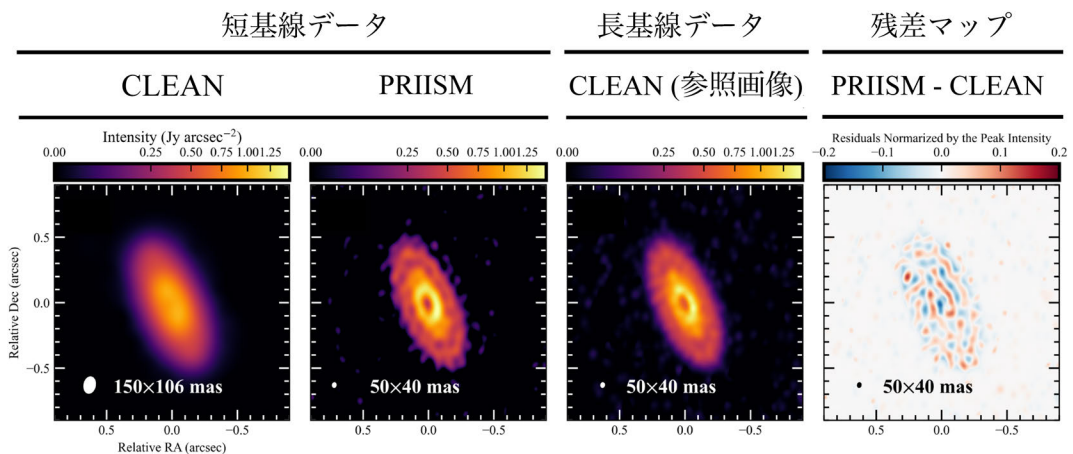


図3 原始惑星系円盤 RY Tau の復元画像. (左端) 短基線データから CLEAN により復元した画像, (中央左) 短基線データから PRIISM により復元した画像, (中央右) 長基線データを加えて CLEAN で復元した画像, (右端) 中央2枚の画像の差分. [19] の図を改変。

復元が可能だと報告されている [3, 21]. 経験的にも同様の印象を受けるが、理論的に保証されているわけではなく、引き続き検討が必要だ。また、PRIISMは調整可能なパラメータが少なく、自動的に画像が得られる。ユーザーの訓練が必要なCLEANと比べ、特に訓練をしなくとも誰でも同じ結果が得られる点は長所と言ってよいだろう。

一方で、PRIISMはCLEANに比べて歴史が短く、発達途上の手法であることも事実だ。ハイパーパラメータを決めるためにPRIISMが実装している交差検証はかなりの回数の画像推定を行い、相当の時間がかかる。ベイズ最適化の実装によって探索回数の削減を図っているものの、本質的な解決にはなっていない。最適なハイパーパラメータの効率的な探索は今後も検討していく必要がある。CLEANのユーザーからはCLEANと同等の機能を求められることも多い。例えばresidual map (残差画像) はないのか、といわれることがあるが、画像とビジビリティがあればresidual mapはすぐに作成できる。PRIISMでは特に必要としないため個別の機能としては実装していない。

PRIISMの開発に予算があるわけではない。日本発のイメージングパッケージがアルマ望遠鏡の科学的成果に貢献できる機会であると感じて、我々が定期的に議論をしながら本務の合間に開発を行っている。オープンソースであるので、興味のある方にはぜひ開発にも参加していただきたい。

謝 辞

PRIISM開発のきっかけを作ってくださった秋山和徳氏、小杉城治氏、本間希樹氏、PRIISMの議論にご参加いただいている所司歩夢氏、竹内努氏、谷口暁星氏、塚越崇氏、山口正行氏をはじめ、これまでPRIISMの開発に関わってくださったすべての方々に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Högbom, J. A., 1974, A&AS, 15, 417
- [2] Carrillo, R. E., et al., 2012, MNRAS, 426, 1223
- [3] Honma, M., et al., 2014, PASJ, 66, 1
- [4] Dabbech, A., et al., 2015, A&A, 576, A7
- [5] Junklewitz, H., et al., 2016, A&A, 586, A76
- [6] EHT Collaboration, 2019, ApJ, 875, L4
- [7] 池田思朗, 塚越崇, 竹内努, 2026, 天文月報, 119, 436
- [8] Mallat, S. G., Zhang, Z., 1993, IEEE Trans. SP, 41, 3397
- [9] Kuramochi, K., et al., 2018, ApJ, 858, 56
- [10] Tibshirani, R., 1996, J. R. Statist. Soc. B, 58, 267
- [11] Beck, A., Teboulle, M., 2009, SIAM J. Imaging Science, 2(1), 183
- [12] The CASA Team, et al., 2022, PASP, 134, 114501
- [13] [https://almascience.nao.ac.jp/processing/science-pipeline\(2026.05.26\)](https://almascience.nao.ac.jp/processing/science-pipeline(2026.05.26))
- [14] Nakazato, T. & Ikeda, S., 2020, Astrophysics Source Code Library, 2006.002
- [15] Nakazato, T., et al., 2020, Proc. SPIE, 114532 V, 11
- [16] [https://github.com/tnakazato/priism\(2026.5.26\)](https://github.com/tnakazato/priism(2026.5.26))
- [17] [https://github.com/tnakazato/priism/blob/main/tutorial_twhya.ipynb\(2026.5.26\)](https://github.com/tnakazato/priism/blob/main/tutorial_twhya.ipynb(2026.5.26))
- [18] [https://almascience.nao.ac.jp/aq/\(2026.5.26\)](https://almascience.nao.ac.jp/aq/(2026.5.26))
- [19] [https://casaguides.nrao.edu/index.php?title=ALMA2014_LBC_SVDATA#HL_Tau_-_Protoplanetary_Disk\(2026.5.26\)](https://casaguides.nrao.edu/index.php?title=ALMA2014_LBC_SVDATA#HL_Tau_-_Protoplanetary_Disk(2026.5.26))
- [20] Yamaguchi, M., et al., 2024, PASJ, 76, 437
- [21] Yamaguchi, M., et al., 2020, ApJ, 895, 84

Overview of PRIISM: An Imaging Tool for the ALMA Telescope

Takeshi NAKAZATO¹ and Shiro IKEDA²

¹National Astronomical Observatory of Japan, ALMA Project, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

²The Institute of Statistical Mathematics, 10-3 Midori-cho, Tachikawa, Tokyo 190-8562, Japan

Abstract: In radio interferometric imaging, CLEAN has been the standard method for many years. In contrast, current projects such as EHT, SKA, and ngVLA have been developing new radio interferometric imaging methods by applying techniques developed in applied mathematics over the last three decades. Along the same line, we have developed PRIISM for ALMA imaging. In this paper, we present an overview of PRIISM.

アルマ望遠鏡イメージングツール PRIISMが拓くサイエンス： 原始惑星系円盤の微細構造



山口

所司

山口 正行^{1,2}・所司 歩夢³

〈¹九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門 〒819-0395 福岡市西区元岡 744〉

〈²国立天文台アルマプロジェクト 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

〈³九州大学大学院理学府地球惑星科学専攻 〒819-0395 福岡市西区元岡 744〉

e-mail: ¹ masayuki.yamaguchi.astro@gmail.com, ³ shoshi.ayumu.660@s.kyushu-u.ac.jp

原始惑星系円盤には、中心星を取り囲む明るい環状構造であるリング、その間に見られる暗い溝状のギャップ、さらに円盤内を渦巻腕状に伸びるスパイラルなど、多様な微細構造が存在しており、惑星形成の進行を映し出す物理的痕跡として注目されている。これらを統計的に論じるためには高解像度観測が不可欠であるが、観測時間の制約から均一な高解像度サンプルの構築は困難であった。本研究では、本特集の概要記事で紹介したPRIISMをALMA連続波観測データに適用し、観測時間の制約を計算処理によって克服する戦略を採用した。これにより、同一データから従来法（CLEAN）を上回る実効解像度が得られ、多数の天体を目標解像度に揃えて解析する枠組みを整えた。太陽系近傍の低質量星形成領域に対して、原始惑星系円盤のサーベイを実施した結果、おうし座・ぎょしゃ座分子雲の43天体ではギャップの幅と深さの間に冪則が成立することを見出し、惑星-円盤相互作用モデルとの整合性を示した。へびつかい座分子雲の78天体に対する進化段階横断サーベイでは、微細構造が星形成後の20-40万年程度の早期からすでに形成されることを統計的に示した。さらに個別天体への詳細解析もあわせて、本稿ではPRIISMが拓いた円盤研究の知見を概説する。

1. 原始惑星系円盤の微細構造と ALMA 高解像度観測の現状

現在までに6,000個を超える系外惑星が発見されており、その形成過程の解明は太陽系の起源や地球外生命の探究につながる重要な学術的課題である。これらの惑星は若い恒星を取り巻く「原始惑星系円盤」（以下、円盤）の中で誕生する [1]。そのため、円盤構造の理解が惑星形成理論の核心をなしている。2011年以降、電波干渉計ALMAの登場により、惑星形成現場である円盤赤道面の

ダスト空間分布を直接解像できるようになった。これまでの観測により、円環状のリング・ギャップ構造、局所偏在構造、スパイラル構造など、理論予測と整合しつつも、予想以上に多様な微細構造が次々と発見されている。これらの微細構造を統計的に調べることで、円盤に共通しうる形成機構を探り、惑星形成過程に観測的な制約を与えることができる。

しかしながら、微細構造を統計的に解明するうえで最大の障壁となるのが、要求される空間分解能の高さである。微細構造の代表的なスケールは

円盤の厚みに対応すると考えられ、中心からの円盤半径のおよそ10% (5–10 au) に相当する。近傍の星形成領域 (距離は約150 pc) でこのスケールを解像するためには、0.05秒角の高い空間分解能が必要となる。0.10秒角から0.05秒角への解像度倍増は、ビーム面積が1/4に縮まり、輝度の低い円盤外縁部の構造ほど雑音に埋もれるため、同じ感度で捉えるには観測時間を一桁以上増加させる必要がある。このため、大規模母集団を同一解像度で網羅的に観測することは困難であった。その結果、ALMA運用開始から十数年を経た現在においても、微細構造を統計的に論じうる「均一な高解像度サンプル」は一部の明るい円盤に限定されてきた。この観測時間の制約を克服することが、本研究の出発点である。

2. PRIISMによるALMA観測データの解析

新規観測のみで観測時間の制約を打破することが現実的でない以上、既存データを再解析する道を探る必要があった。ALMAは運用開始から十数年を経て、0.10–0.30秒角級の中分解能データが近傍領域に対して大量に蓄積され、アーカイブとして公開されていることに注目したい。これらをより高い実効解像度で再解析することができれば、観測時間に律速されてきた円盤微細構造の統計研究を進展させられる。その手段として注目したのが、事前学習データを必要とせず観測との整合性を担保できるスパースモデリングである。これは、画像の全フラックスを制約するL1正則化と、隣接画素の輝度勾配を制御して実効解像を最適化する全変動 (TSV) を組み合わせた罰則付き最小二乗法である。これは高空間周波数成分を2つの罰則項の制約のもとで活用できる点に特徴がある。もともとは、超長基線電波干渉計 (VLBI: Very Long Baseline Interferometry) で先行的に発展してきた手法であるが、結合素子型干渉計であるALMAという異なる uv カバレッジ・感度環

境でも実用的に機能するかは当時自明ではなかった。そこでまず我々は、ALMAの実観測データへの適用試験を行った。その結果、スパースモデリングを応用したイメージングは、従来法のCLEANと比較して2–3倍の実効解像度向上が達成され、かつ再構成画像の輝度分布が異なる高解像度観測から作成された画像と比較して $\pm 10\%$ 程度の誤差に収まることを確認した [2]。これにより、スパースモデリングが原理検証段階を終えて、ALMA実観測データに対しても運用可能なイメージング手法となりうることが示された。

この実証を契機として、国立天文台の中里剛氏・統計数理研究所の池田思朗氏を中心とする共同開発チームにより、アルゴリズムの本格的な実装と最適化が進められ、ALMA向けのイメージングツールPRIISM (プリズム: Python module for Radio Interferometry Imaging with Sparse Modeling) が公開された [3, 4]。数学的背景や実装の詳細については、本特集の「アルマ望遠鏡イメージングツールPRIISMの概要」を参照されたい。

PRIISMの実装により、ALMAの円盤データの系統的な再解析が可能となった。我々はピーク強度対雑音比 (S/N比) と達成解像度の関係を定量化し、S/N比 ≥ 100 の円盤については従来法を上回る2–3倍の実効解像度を安定して実現できることを示した [5]。この要求感度を満たす円盤は近傍星形成領域に対してすでにALMAのアーカイブに多数蓄積されている。すなわち、これらをPRIISMで再解析することにより、数十～数百天体規模の均一な微細構造カタログを構築できる見通しが得られた。観測時間の制約により停滞していた統計的検証を、計算処理による解像度の底上げで進展させる段階に到達したと言える。

3. 原始惑星系円盤のPRIISMイメージング・サーベイの開拓

本研究では、PRIISMを用いた円盤サーベイを、太陽系から最も近い2つの低質量星形成領域であ

る、おうし座・ぎょしゃ座分子雲と、へびつかい座分子雲に対して実施した。これら2領域は相補的な時系列断面を切り取るため、両者に対し異なる戦略のサーベイを設計した。

その前提として、若い恒星天体（YSO）の進化段階分類を簡単に整理しておく。YSOはスペクトルエネルギー分布（SED）の形状によってClass 0, I, FS (flat spectrum), IIと段階分類される。Class 0/Iは、中心星と円盤がエンベロープに包まれ、活発な降着が続いている段階であり、典型的な年齢は数万～数十万年である。Class FSはその移行期に位置し、その後、年齢が約100万年以上のClass II段階になると、エンベロープはほぼ消失して円盤が独立する。この進化系列のどの段階から微細構造が現れ始めるのかを明らかにすることは、「いつ惑星形成が始まるのか」という問いに直接つながる。

おうし座・ぎょしゃ座分子雲では、年齢がおよそ100万–300万年のClass II段階の円盤が多数を占めるため、比較的進化の揃った母集団となっている。ここでは「Class II円盤の微細構造を多数の天体について同一条件で並べる」サーベイを実施し、母集団としての幾何学的特徴、とりわけ惑星–円盤相互作用が残す痕跡の抽出を狙った。一方、へびつかい座分子雲は平均年齢が約100万年とより若く、Class I, FS, Class IIの各進化段階の天体を同一領域内で比較できる稀有な領域である。ここでは「いつから微細構造が現れるのか」という時間軸に沿った問いに統計的に挑むことが可能となる。以下、2領域の結果を順に紹介する。

4. おうし座・ぎょしゃ座分子雲の原始惑星系円盤

本章では、[5]で報告したサーベイの主要結果を紹介する。目的は、比較的進化が進んだClass II円盤の母集団に対し、微細構造の出現頻度と幾何学パラメータを高解像度かつ均一な手法で評価することにある。

星形成領域としては、太陽系近傍（距離約140 pc）であるこの領域に対し、ALMA Band 6（1.3 mm帯）のアーカイブデータが利用可能な43天体のClass II円盤を選定した。元のCLEANビームサイズは0.05–0.30秒角と幅広く分布するが、PRIISMを用いたイメージング適用後の実効解像度は0.02–0.10秒角となり、中央値で従来法（CLEAN）と比較して約2倍、最高で3倍程度の高解像度化が達成された。すなわち中心星から数au相当のスケールである。

図1にPRIISMで得られた連続波画像を示す。43天体すべてのダスト円盤が空間的に分解され、外縁半径は8–238 auに分布する（中央値45 au）。検出された24個のリング・ギャップ構造のうち12個はCLEAN画像には現れず、PRIISMで初めて姿を現したものである。次節以降では個々の構造を定量化し、その起源に迫る。

4.1 ギャップ幅–深さのべき乗則の発見

本サーベイの最大の科学的成果は、個々のギャップから抽出した「幅」と「深さ」のあいだに、統計的に明瞭なべき乗関係が成り立つことを示した点にある。各ギャップに対し、リング側ピーク強度を基準とした深さ δ_l （リング強度／ギャップ底強度の比）と半値全幅相当の幅 Δ_l を均一な方法で測定し（図2中央）、 $\Delta_l \propto (\delta_l - 1)^{0.32 \pm 0.07}$ という関係が得られた（図2右）。一方、数値シミュレーションに基づく惑星起源のギャップ構造の経験則は、円盤厚み比 $h_{\text{gap}}/r_{\text{gap}}$ （ギャップ位置 r_{gap} における円盤の厚み h_{gap} ）は0.05–0.1の範囲で指数 ~ 0.25 を预言する[6]。観測値 0.32 ± 0.07 はこの预言と統計誤差の範囲で整合しており、観測された幅–深さ関係は「惑星–円盤相互作用」を主要なギャップ形成機構とみる描像と矛盾しない統計的証拠を与えた。

4.2 推定された惑星質量分布：太陽系との相似性

前節において[6]が予想する惑星起源のギャップモデルと整合的な天体に対して、ギャップ幅–惑星質量関係式を適用して内在する惑星の質量を

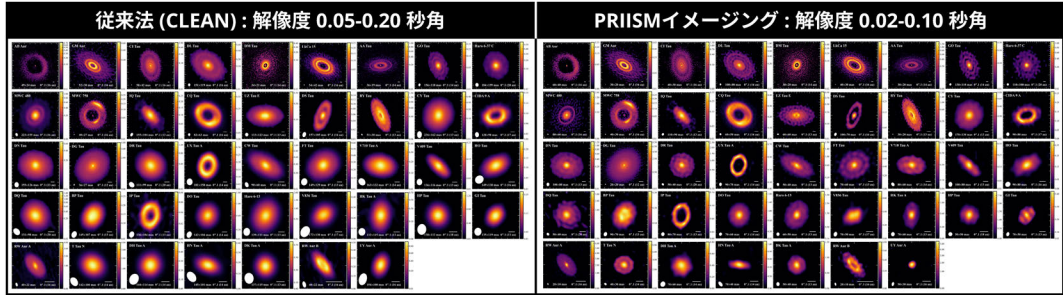


図1 おうし座・ぎょしゃ座分子雲のClass II円盤43天体のダスト連続波（1.3 mm帯）画像。左半分は従来法のCLEANによる画像（解像度0.05-0.20秒角）、右半分は同一データをPRIISMで再構成した画像（解像度0.02-0.10秒角）。同一サンプルの並列表示により、解像度向上が個々の円盤に与える効果を直接比較できる。CLEAN画像で平坦に見えていたコンパクト円盤の中にも、PRIISM画像でリング・ギャップ構造が新たに浮かび上がる天体が含まれることを視覚的に確認することができる。Yamaguchi et al. (2024) [5] より引用。

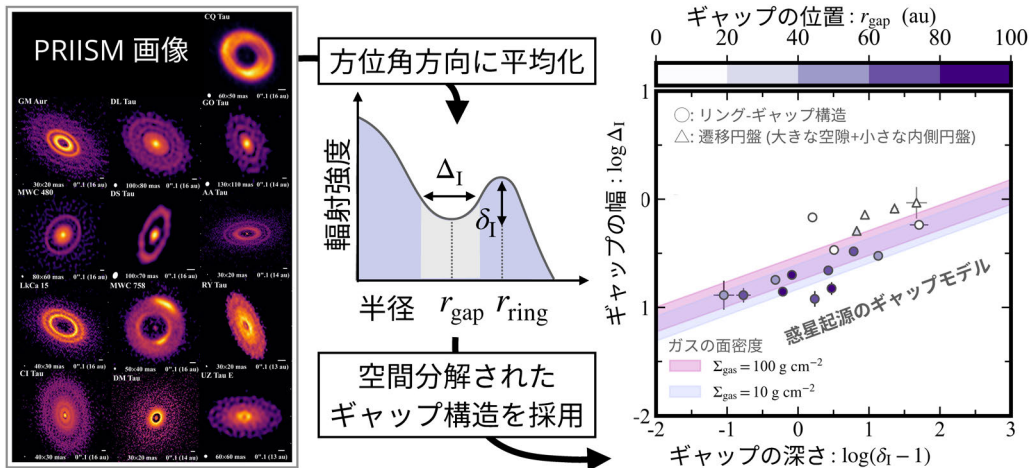


図2 ギャップ幅-深さ関係の解析プロセス。左: PRIISM画像から空間的に分解されたリング・ギャップ構造を持つ天体群。中央: 方位角方向に平均化した放射強度プロファイルから、リング側ピークを基準とした深さ δ_I とギャップ幅 Δ_I を定義。右: 各ギャップを $(\delta_I - 1, \Delta_I)$ 平面にプロットした結果。観測点はべき乗関係 $\Delta_I \propto (\delta_I - 1)^{0.32 \pm 0.07}$ に従う。青色帯はガス面密度 $\Sigma_{\text{gas}} = 10, 100 \text{ g cm}^{-2}$ における惑星起源ギャップモデル [6] の予言で、観測の指数はこの予言と統計誤差の範囲で整合する。円記号はリング・ギャップ構造、三角記号は遷移円盤を表す。Yamaguchi et al. (2024) [5] の図をもとに一部改変。

見積もった（図3）。得られた質量-軌道半径分布では、内側領域（ $r \sim 10 \text{ au}$ ）には土星-木星質量、外側領域（ $r \sim 40\text{--}100 \text{ au}$ ）には海王星質量程度の惑星が位置している。「内側に木星質量級の惑星、外側に海王星質量級の惑星」という質量分布は太陽系の惑星配置と共通しており、このような特徴が一般的なClass II円盤に普遍的に内在する可能性を示唆する。

ただし太陽系との明らかな相違点もある。本研究の天体における外側領域に位置する惑星の軌道半径（ $40\text{--}100 \text{ au}$ ）は、太陽系の天王星・海王星（ $20\text{--}30 \text{ au}$ ）よりも2-3倍大きい。この相違は惑星形成理論にとって挑戦的な問題を提起する。標準シナリオであるコア降着説（km級の微惑星の衝突合体によるコア形成）やペブル降着説（ガス抵抗の影響でドリフトする小石（ペブル）の降

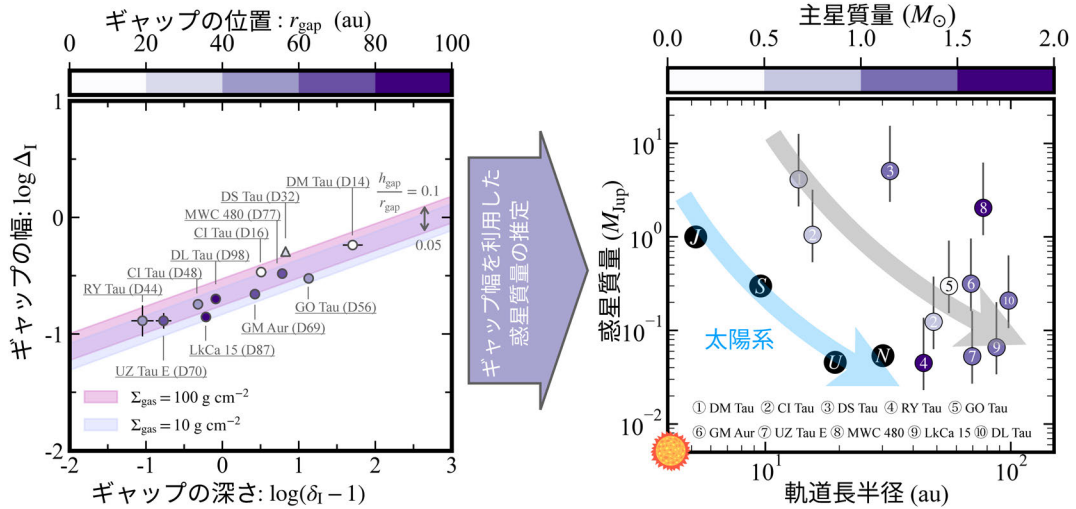


図3 左: 惑星起源整合領域 ($h_{\text{gap}}/r_{\text{gap}}=0.05\text{--}0.1$) に乗る 11 個のギャップ。各点には天体名とギャップ名称を併記した。ギャップ名称は暗い環状領域 (dark) の頭文字「D」に中心星からの距離 (au 単位) を添えたもので、例えば D14 は半径 14 au に位置するギャップを表す。右: ギャップ幅-惑星質量関係式から見積もった惑星の質量-軌道半径分布。番号は、各天体に対応する。内側に木星質量級の惑星、外側に海王星質量級の惑星という内外で異なる質量が分布する傾向は太陽系のアーキテクチャ (J: 木星, S: 土星, U: 天王星, N: 海王星) と相似的である一方、外側惑星の軌道半径は太陽系より 2-3 倍大きいという相違が見られる。Yamaguchi et al. (2024) [5] の図をもとに一部改変。

着) では、軌道半径 30 au 以遠で海王星質量級以上の惑星を円盤寿命 (数百万年) 内に形成することは容易ではない [7, 8]。一方、重力不安定説で期待される顕著な非軸対称構造は本サンプルにはほとんど見られない [9]。近年、この困難を打開する手掛かりとして、ガスとダストの協調的相互作用によるダスト集積機構が議論されている。その代表例である永年重力不安定 [10] は、ガス乱流が弱い若い円盤で発達しやすく、低温な円盤外縁部に高密度ダストリングを形成し、微惑星形成の基礎を整える。ただし、この経路から海王星質量級以上の惑星に至る全過程を統一的に説明する理論モデルは依然として確立に至っておらず、遠方での大質量惑星形成経路の解明は観測・理論の両面で今後の重要課題である。

さらに、本研究で十分に解像されなかった「ギャップ候補」が約 20 個存在する点にも注意を要する。これらは本研究の代表的な解像度 (~ 0.05 秒角) では幅・深さの定量計測に至らな

かった微細構造であるが、検出済みのギャップに対して用いた幅-惑星質量関係式を外挿すれば、海王星質量以下の惑星群が軌道半径 5-40 au の広範囲に分布している可能性を示唆する。重要なのは、このような低質量惑星の形成は、コア降着やペブル降着が円盤寿命内で機能する範疇にあり、形成時間の問題を抱えずに説明できる点である。すなわち、木星質量以下の惑星が円盤に普遍的に分布しているとすれば、コア降着・ペブル降着が惑星形成の主要機構として働いていることを示唆する。翻って先ほど論じた 40-100 au の海王星質量級以上の惑星については、例外的に質量の大きい円盤での形成、あるいは大質量惑星形成を加速しうる副次的要因が関与した可能性がある。この下限側の集団を実証するには、海王星質量惑星が形成しうるギャップ構造を分解できる 0.05 秒角を下回る「超高解像度観測」が今後不可欠である。

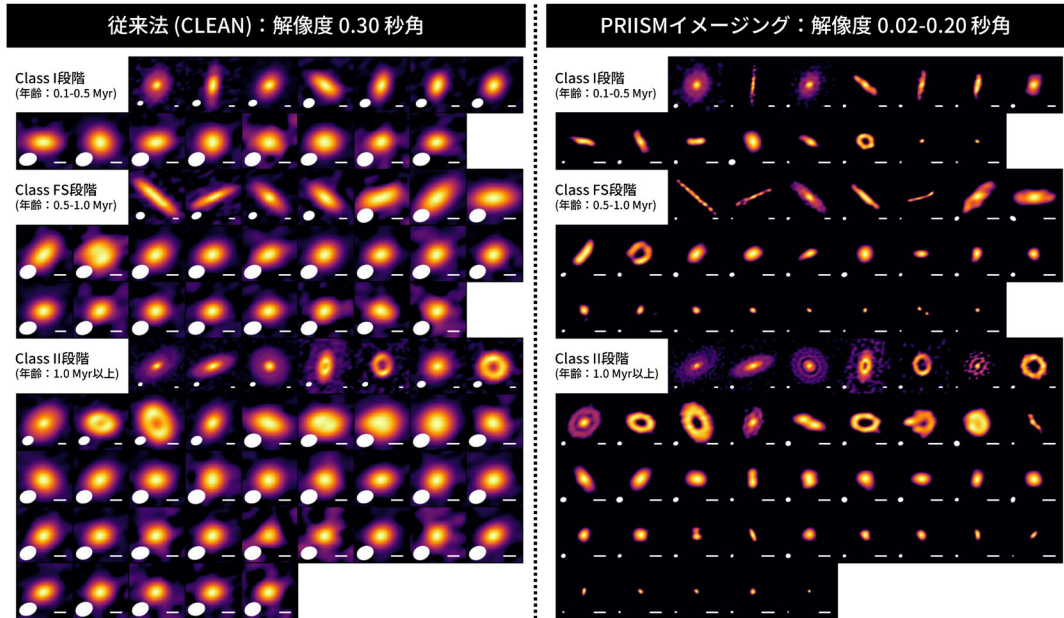


図4 従来法CLEAN (左)とPRIISMを用いた新たな画像解析手法(右)によって得られた、へびつかい座分子雲に位置する78個の原始惑星系円盤の1.3 mmダスト連続波画像ギャラリー。各進化段階ごとに、ダスト円盤半径が大きい天体から順に左上から右下へと並べている。各パネルの左下はビームサイズまたは実効的な解像度、右下には30 auのスケールが示されている。Shoshi et al. (2025) [11] の図をもとに一部改変。

5. へびつかい座分子雲の原始惑星系円盤

本章では、[11]で報告した、へびつかい座分子雲における原始惑星系円盤のPRIISMサーベイの主要結果を紹介する。本研究の目的は、Class IからClass IIにかけての円盤を対象に、微細構造の検出頻度と円盤構造の統計的性質を調べることで、未解明だった微細構造の形成時期に観測的な制約を与えることにある。

へびつかい座分子雲は、おうし座・ぎょしゃ座分子雲と同様、太陽系から最も近い低質量星形成領域の1つであり、その距離は約140 pcである。一方、両者に比べて、誕生からおおよそ100万年と若いことに加えて、幅広い進化段階の天体が存在しており、微細構造の形成時期を統計的に迫るうえで理想的な対象領域である。本研究では、大規模円盤サーベイODISEA [12]で取得された

ALMA Band 6 (1.3 mm帯)のアーカイブデータにPRIISMを用いた画像解析を適用し、合計78天体(Class I: 15天体, Class FS: 24天体, Class II: 39天体)の画像を得た。

元のCLEAN画像の解像度はおおよそ0.30秒角 $\times$ 0.22秒角(42 au $\times$ 31 au)であり、多くの円盤では半径や微細構造を十分に制約することが難しかった(図4左)。一方、PRIISM画像では0.02–0.20秒角の実効的な解像度が得られ、CLEAN画像に対して中央値で約3.8倍の解像度向上を達成した(図4右)。これにより、CLEAN画像では不明瞭だった円盤の大きさや形状をより明確に捉えることができた。得られた画像から測定したダスト円盤半径は5–179 auに分布し、中央値は27 auであり、へびつかい座分子雲の円盤が、おうし座・ぎょしゃ座分子雲の円盤に比べて比較的にコンパクトであることを示している。さらに本研究では、円盤構造を分類し、微細構造の有無と星・円

盤の物理量との関係を議論した。

5.1 各進化段階における微細構造の検出率

従来法に比べ高い解像度を達成したPRIISM画像を用いて、方位角方向に平均した放射強度プロファイルと円盤の長軸方向に沿ったプロファイルを併用し、円盤構造の分類を行った。その結果、全78天体のうち、リング構造が26天体、スパイラル構造が1天体、ギャップ構造候補が5天体に見られた。さらに、リング構造を持つほぼedge-on円盤（観測の視線方向に対する傾斜角が大きく90度付近になっている円盤）、または連星周囲の円盤の候補が3天体確認され、残りの43天体は特徴的な構造を持たない円盤に分類された。微細構造を持つ円盤に分類されたものの中で、既存の高解像度観測によって構造が確認済みの天体を除くと、15天体が本研究によって新たに微細構造を持つ円盤候補として同定された。各進化段階におけるリング構造およびその候補の検出率は、Class I, Class FS, Class IIでそれぞれ40%, 33%, 38%であった。少なくとも一部のClass I円盤では、リング構造がすでに形成されていることが観測的に確かめられる。ただし、各進化段階のサンプル数（15, 24, 39天体）は限られており、進化段階間の検出率の差異が有意かどうかは本サンプルでは判定できない。また未分解の微細構造を含むコンパクト円盤の存在によって検出率が変わらう点にも注意が必要である。

5.2 微細構造の形成時期の解明

本サーベイの最大の科学的成果は、微細構造を持つ円盤が観測される最若期を統計的に初めて制約した点にある。本研究サンプルに加え、ALMA大規模国際観測計画eDisk^{*1}における19個のClass 0/Iサンプル [13] をダスト円盤半径および中心星の進化段階の指標となるボロメトリック温度を用いて比較を行った（図5）。その結果、多くの微細構造を持つ円盤は、ダスト円盤半径が

30 au以上かつボロメトリック温度が200–300 K以上の領域に分布していた。本研究では、PRIISMを用いた解析によってeDiskと同程度の解像度を多数天体へ一様に適用できたため、このような傾向を統計的に示せた点が重要である。ただし、半径が15–20 auを下回るコンパクト円盤では微細構造の検出が難しく、またボロメトリック温度が100–200 K付近のサンプル数も十分ではない点に注意が必要であり、今後の研究によって両者の閾値は低い値へ更新される可能性がある。さらに、ボロメトリック温度の閾値である200–300 Kは、中心星誕生後およそ20–40万年経過した段階に相当すると考えられており [14]、観測的にはこの時期までに円盤内に顕著な微細構造がすでに形成されている例が確認されたことを意味する。これらの構造が惑星に起因するのであれば、惑星形成が従来の想定よりもはるかに若い段階から開始している可能性を示す手掛かりとなる。

6. 個別天体のPRIISM詳細解析

これまで述べた統計サーベイは「微細構造の母集団としての性質」に観測的制約を与えるものであるが、個々のギャップやリングがどのような物理機構によって形成されたかを問うためには、個別天体に対する詳細解析が不可欠である。我々はサーベイ研究と並行して、とくに既存の枠組みでは説明が難しい特異な円盤や、進化段階・降着現象の理解に直結する天体に対しても、PRIISMによる画像解析を進めてきた。

T Tauri型星の原型として知られるT Tau Nの半径~24 auのコンパクト円盤に対しては、半径12 auのギャップを初検出し、土星質量程度の惑星の存在を示唆した [15]。ギャップ位置・惑星質量ともに太陽系の土星と類似しており、低質量星形成領域で多数を占めるコンパクト円盤においても、太陽系に類似した巨大惑星形成の痕跡が存

^{*1} 近傍のClass 0/I原始星周囲の円盤を~7 auの高解像度で系統的に観測し、円盤形成の初期過程や惑星形成の兆候を明らかにすることを目的としたALMA大規模国際プロジェクト。

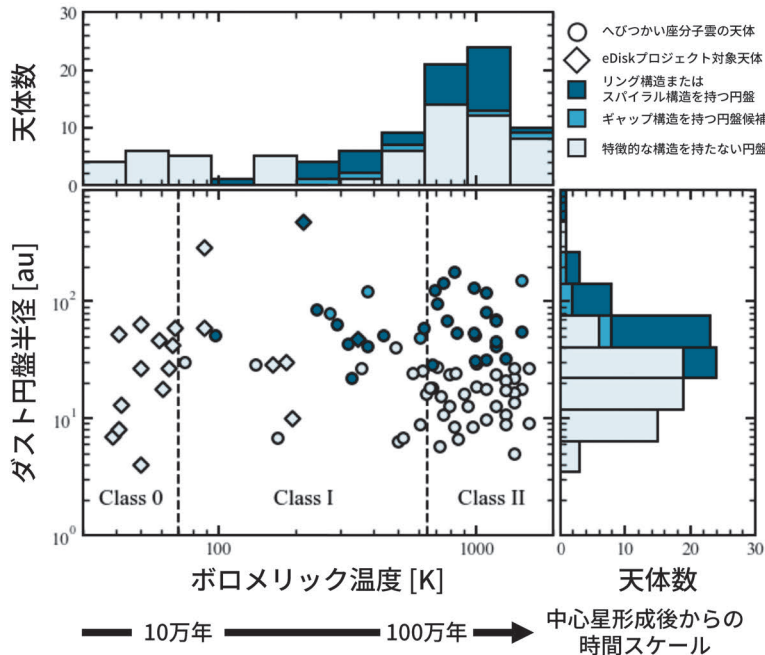


図5 ヘビつかい座分子雲の76天体^{*2} (円)とeDiskサンプル19天体(ひし形)のボロメトリック温度^{*3}とダスト円盤半径の関係。マーカーの色の濃淡は3種類の円盤構造を表しており、濃い色がリング構造またはスパイラル構造を持つ円盤、中間の濃さはギャップ構造を持つ円盤候補、薄い色は特徴的な構造を持たない円盤に該当している。上部および右側のパネルは、ボロメトリック温度とダスト円盤半径のヒストグラムを示している。[\[11\]](#)の図をもとに一部改変。

在しうることを示す先駆的な例となった。

次に、最も若い(年齢~300万年)系外惑星をホストすることで知られるClass II円盤IRAS 04125+2902では、円盤内に多重不整列構造を発見した[\[16\]](#)。これは系外惑星と円盤構造を直接結びつた希少な観測例として、惑星形成期における円盤の動的攪乱の存在を観測的に示している。さらに、Class I段階の原始星CrA IRS 2周囲の円盤からは二重リング構造を発見した[\[17\]](#)。ギャップから推定される惑星質量は土星質量級であり、Class II円盤サンプルで得られた質量-軌道半径の傾向(図3)と整合的であることから、5.2節で議

論した「Class I段階で既に微細構造形成が始まりうる」シナリオを個別天体レベルで裏付ける。

最後に、若い爆発型変光星(EXor型)として知られるEX Lupiでは、内側円弧と外側リングという非軸対称な微細構造を発見した[\[18\]](#)。EX Lupiは数年単位の爆発的質量降着を起こす特異な進化段階の天体であり、本研究は降着現象と微細構造形成の關係に観測の手掛かりを与える。

これら一連の研究は、「サーベイで分布を捉え、個別解析で物理機構に迫る」という相補的な研究戦略の好例であり、統計サーベイと個別解析を両輪として進めることで、円盤微細構造の理解を多

^{*2} ヘビつかい座分子雲の天体のボロメトリック温度には[\[14\]](#)の値を採用した。ただし、2天体については同文献でボロメトリック温度が算出されていないため、本解析からは除外している。

^{*3} Class FSはSEDの近赤外から中間赤外にかけてのスペクトル傾きに基づく分類であり、ボロメトリック温度による分類ではClass IまたはClass IIに含まれる[\[14\]](#)。一方、Class 0はボロメトリック温度によってのみ定義されるため、eDiskサンプルとの比較ではボロメトリック温度に基づく分類を用いた。

面的に深めることができる。

7. まとめと今後の展望

本稿では、スパースモデリングに基づくイメージングツールPRIISMを近傍星形成領域の100天体以上のALMAアーカイブデータに適用し、原始惑星系円盤を高解像度で系統的に解析した結果、および特徴的な個別天体の詳細な解析結果を概説した。

方法論的特徴として特筆すべきは、観測時間に縛られない研究スタイルが確立された点である。標準的な計算機環境のみを用い、既存のALMA観測データにPRIISMを適用することで、未報告の天体構造を抽出し、さらに物理モデルとの比較を通じて形成機構を議論する。このプロセス全体を、新規観測提案に依存することなく実行できる枠組みを整えてきた。本アプローチは新たな観測時間の獲得を必須としないため、学生・研究者にとっても着手しやすく、一方で既存データから未報告の構造を引き出した際の科学的意義は大きい。

今後の展望として、第一に、PRIISMによる円盤サーベイを、おおかみ座、カメレオン座、さそり座といった他の星形成領域へ、さらにClass 0/I段階の若い天体へと拡張することが挙げられる。これにより、微細構造形成の出発点を、進化段階および環境依存性の両面から観測的に特定することが可能となる。第二に、ALMA輝線データへの円盤イメージングの適用である。円盤ガスの空間分布は、輝線観測に固有の帯域幅の制約から、ダスト連続波で達成されてきた数十ミリ秒角スケールの分解能には到達しておらず、同一円盤内のガスとダストを同等の分解能で直接比較することは現状原理的に困難な状況にある。輝線イメージングへのPRIISMの導入はこの問題を解消し、例えば円盤中に埋もれた惑星の質量に対して観測的制約を新たに与える。さらに、同手法をClass 0/I段階の若い天体に適用すれば、高密度な分子ガスの塊であるエンベロープに埋もれた円盤

ガスの微細構造を初めて空間分解する道が拓かれ、微細構造の発生時期そのものに観測的制約を与えうる。この技術的課題については、本特集の「アルマ望遠鏡イメージングツールPRIISMの今後の展望」を参照されたい。

謝 辞

本稿を作成するにあたって、天文月報編集委員の小山翔子氏には大変お世話になりました。ここで深くお礼を申し上げます。本稿はJSPS科研費：JP26K00741 (MY), JP26K17220 (MY), JP-25KJ1947 (AS) の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] Hayashi, C., et al., 1985, in *Protostars and planets II*, eds. M. S. Matthews, (Univ of Arizona Pr, Tucson, AZ), 1100
- [2] Yamaguchi, M., et al., 2020, *ApJ*, 895, 84
- [3] Nakazato, T., & Ikeda, S., 2020, PRIISM: Python module for Radio Interferometry Imaging with Sparse Modeling, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:2006.002
- [4] Nakazato, T., et al., 2020, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 11453, 114532V
- [5] Yamaguchi, M., et al., 2024, *PASJ*, 76, 437
- [6] Zhang, S., et al., 2018, *ApJ*, 869, L47
- [7] Levison, H. F., et al., 2010, *AJ*, 139, 1297
- [8] Bitsch, B., et al., 2015, *A&A*, 582, A112
- [9] Vorobyov, E. I., 2013, *A&A*, 552, A129
- [10] Tominaga, R. T., et al., 2023, *ApJ*, 953, 60
- [11] Shoshi, A., et al., 2025a, *PASJ*, 77, 572
- [12] Cieza, L. A., et al., 2019, *MNRAS*, 482, 698
- [13] Ohashi, N., et al., 2023, *ApJ*, 951, 8
- [14] Evans, N. J., II, et al., 2009, *ApJS*, 181, 321
- [15] Yamaguchi, M., et al., 2021, *ApJ*, 923, 121
- [16] Shoshi, A., et al., 2025b, *ApJ*, 993, 90
- [17] Shoshi, A., et al., 2026, *ApJ*, 998, 214
- [18] Yamaguchi, M., et al., 2025, *ApJ*, 993, 85

PRIISM Science: Probing Substructures in Protoplanetary Disks

Masayuki YAMAGUCHI^{1,2} and Ayumu SHOSHI³

¹*Department of Earth and Planetary Sciences, Faculty of Science, Kyushu University, 744 Motoooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan*

²*NAOJ ALMA Project, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

³*Department of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Science, Kyushu University, 744 Motoooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan*

Abstract: Protoplanetary disks exhibit diverse fine substructures—bright concentric rings, dark gaps, and spiral arms—regarded as physical fingerprints of ongoing planet formation. Statistical studies of these features require high-resolution observations, but observing-time costs have hindered the construction of uniform high-resolution samples. We applied PRIISM, the imaging tool introduced in the technical article of this special issue, to ALMA continuum data, achieving effective resolution beyond conventional method CLEAN on the same data and enabling uniform analysis of many disks. Surveys of the two nearest low-mass star-forming regions revealed a power-law relation between gap width and depth in 43 Taurus–Auriga disks, consistent with planet–disk interaction, and statistically demonstrated that substructures already form as early as 0.2–0.4 Myr after stellar birth in 78 Ophiuchus disks spanning multiple evolutionary stages.

アルマ望遠鏡イメージング ツールPRIISMの 今後の展望



池田



塚越



竹内

池田 思朗¹・塚越 崇²・竹内 努³

〈¹ 統計数理研究所 〒190-8562 東京都立川市緑町 10-3〉

〈² 足利大学工学部 〒326-8558 栃木県足利市大前町 268-1〉

〈³ 名古屋大学理学研究科 〒464-8602 名古屋市千種区不老町〉

e-mail: ¹shiro@ism.ac.jp, ²takashi.tsukagoshi.astro@gmail.com, ³tsutomu.takeuchi.ttt@gmail.com

我々はアルマ望遠鏡のイメージングに向けてPRIISMというツールを作り、公開している。PRIISMは発展途中のツールである。電波干渉計イメージングとして基本的な機能を充実させ、高速化を実現し、CLEANでは実装されていない機能の実現も目指し、今後も開発を継続していく予定である。本稿ではこうした今後の展望を述べる。

1. はじめに

本特集の技術記事に述べた通り、我々はアルマ望遠鏡のイメージングに向けて、PRIISMを開発、公開した[1, 2]。アルマ望遠鏡のデータはビジビリティの点数が多くS/N比もよいため、技術記事に示したようにシンプルな最適化問題を解くことでよい画像が得られる。我々は、天文学への貢献を目指し、より使いやすいツールとなるように小さなチームで開発を続けている。本稿では、開発の状況、今後の開発の課題について説明する。

以下、2章では、現在取り組んでいるビジビリティの校正について述べる。3章ではPRIISMの高速化のために取り組むべき課題について、そして4章ではPRIISMを用いて周波数方向にイメージングを拡張する新しい試みについて述べ、5章で本稿のまとめを述べる。

2. ビジビリティの校正

天体からの電波強度と受信強度は本来比例関係にあるが、比例係数は大気やシステムの変動で時々刻々と変化する。光路長も同様に変化する。イメージングでよい画像を得るには、これらの校正が重要である。そこで電波干渉計のイメージングでは、時々刻々と変化する望遠鏡の“ゲイン”を推定し、ビジビリティを校正している。具体的には、時刻 t の望遠鏡 α と β の相関から計算されるビジビリティ v_k を各望遠鏡の時刻 t でのゲイン $g_{\alpha t}$ と $g_{\beta t}$ とで $v_k g_{\alpha t} g_{\beta t}^*$ のように校正する。電波干渉計ではゲインは複素数であり、*は複素共役を表す。大きさは強度の比例係数を、位相は光路長を校正する。理想的には $g_{\alpha t}=1$ である。ビジビリティを $\mathbf{v}=(v_1, \dots, v_M)^T \in \mathbb{C}^M$ (T は転置)、画像を $\mathbf{x}=(x_{11}, \dots, x_{N_x N_y})^T$ とおく。ゲインを含めてビジビリティと画像とのフィットを書くと、次のようになる。

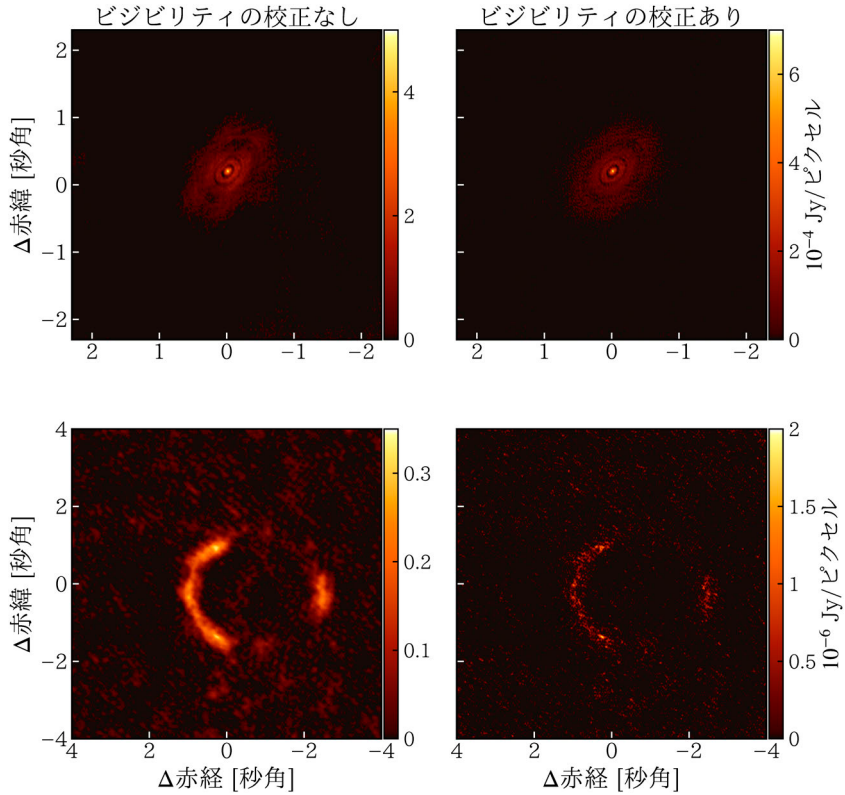


図1 ビジビリティの校正とイメージングの結果 [3]. 左側はビジビリティを校正せず、右側は校正を行い、それぞれ PRIISM でイメージングした結果. 上段は HLTau, 下段は SDP81 の画像. どちらも ALMA SV data [5] を用いた.

$$L_v(\mathbf{x}, g) = \sum_{k=1}^M \frac{|v_k g_{at} g_{\beta t}^* - \mathcal{F}_k(\mathbf{x})|^2}{\sigma_k^2}. \quad (1)$$

電波干渉計で用いられるセルフキャリブレーションの考え方では、画像 $\mathbf{x}$ を固定し、(1) 式を小さくするようにゲインを推定する。(1) 式はゲインに関して非凸で局所最適解が多く存在するため、セルフキャリブレーションにはさまざまな工夫が施されている。

我々はこれを PRIISM と同様に最適化問題として定式化した。その際、ゲインの大きさが平均 1 で、時間的に滑らかに変動するという制約のもとで推定する [3]。すなわち、

$$\begin{aligned} & \min_g [L_v(\mathbf{x}, g) + S_{\mu_1, \mu_2}(g)] \\ & \text{subject to } \frac{\sum_l |g_{al}|}{N_a} = 1. \end{aligned} \quad (2)$$

ここで N_a は望遠鏡 α のゲインの数であり、

$$\begin{aligned} S_{\mu_1, \mu_2}(g) &= \mu_1 \sum_{\alpha, l} w_{al} |g_{al} - g_{al-1}|^2 \\ &\quad + \mu_2 \sum_{\alpha, l} w_{al} (|g_{al}| - |g_{al-1}|)^2, \\ \mu_1, \mu_2 &\geq 0, \quad w_{al} = \frac{1}{t_l - t_{l-1}}, \end{aligned}$$

である。まず PRIISM で画像を求め、その画像を用いて (2) 式の最適化を行い、ゲインを推定する。今度はそのゲインを用いてビジビリティを校正して PRIISM によって画像を求める。これを交互に繰り返すことでビジビリティの校正とイメー

ジングが自動的に実行される (図1)。

新たに提案したビジビリティの校正法はまだPRIISMには実装されていない。現在、導入を目指している。

3. 高速化を目指して

電波干渉計で長年使われてきたCLEAN [4] は50年前から計算機上に実装され、計算機が発達した今では手元の汎用PCでアルマ望遠鏡の画像を自在にイメージングできるようになった。これに比べるとPRIISMでのイメージングは計算に時間がかかる。その理由は主にパラメータを選択する交差検証の部分とフーリエ変換である。

パラメータの調整が必要な場合、パラメータの組合わせを複数回変えて試行し、最適な組合わせを探索することは避けられない。交差検証では、データを分割し、それぞれのパラメータの組合わせに対して分割した回数分、推定を繰り返すため、非常に時間がかかる。交差検証は予測誤差を最小にするパラメータを求める実行的な方法であり、統計学や機械学習分野で広く受け入れられている。しかし、あくまでもパラメータを決定するためのひとつの方法であり、他の方法を排除するものではない。

PRIISMのイメージング法では2つのパラメータがあり、前章で紹介したビジビリティの校正ではゲインを求めるために新たに2つのパラメータ μ_1, μ_2 を導入した。ゲインと画像の両方を推定する場合、合計で4つのパラメータの調整が必要である。この組合わせを交差検証で推定するのは非常に時間がかかる。我々は、画像のフーリエ空間でのパワーとビジビリティとの誤差を用いてパラメータの組合わせのよさを評価する方法を提案した [3]。この評価方法を採用すれば、パラメータの組合わせ1つごとに1回だけ推定すればよいため計算時間は大幅に短縮される。この評価法も将来的にPRIISMに導入したいと考えている。

フーリエ変換については技術記事にあるよう

に、FFTとNUFFTを選択できるようになっている。現在はCPUを使った並列化は使えるが、将来的にはGPUでの演算を選択できるようにしたい。実現されればかなり高速にPRIISMでのイメージングができるだろう。

4. 3次元データ対応への拡張

研究紹介記事のとおり、特に原始惑星系円盤を対象に、PRIISMは大きな科学的成果を上げつつある [6, 7]。PRIISMは2次元画像のみに対応しているため、それらはダストの連続波放射成分にフォーカスしたものであった。一方、原始惑星系円盤の研究においては、円盤内の「分子ガスの運動」を直接捉えることも極めて重要であり、円盤内のガスがどのように運動し、惑星形成へと至るのかという物理的プロセスを理解するためには、分子輝線チャンネルマップの詳細な画像化が求められる。技術記事でも述べられた通り、PRIISMでは画像の高解像度化が期待できるため、従来の空間2次元データから速度 (周波数) 方向を加えた3次元データへの応用要求が急速に高まっている。

PRIISMを3次元データへ適用する場合、従来CLEANで行われていた方法と同様に、各チャンネルを独立したデータとして扱い、それぞれに対してPRIISMを用いた画像生成を適用してから重ね合わせるという手法が考えられる。しかし、実際の観測データを用いてこのアプローチを試みると、重大な問題に直面する。分子輝線はチャンネルごとに信号強度 (S/N比) や輝度分布の広がり異なっており、独立に最適化を行うと、チャンネルごとに最適なハイパーパラメータがばらついてしまう。結果として、あるチャンネルは滑らかに再構成される一方で、隣のチャンネルはノイズが多く解像度が異なるといった、チャンネル間で整合性が取れていない不自然な画像キューブに収束してしまう。ガスの連続的な運動を議論する上で、このチャンネル間の不連続性は致命的となる。

この問題を解決するために、各チャンネルを独

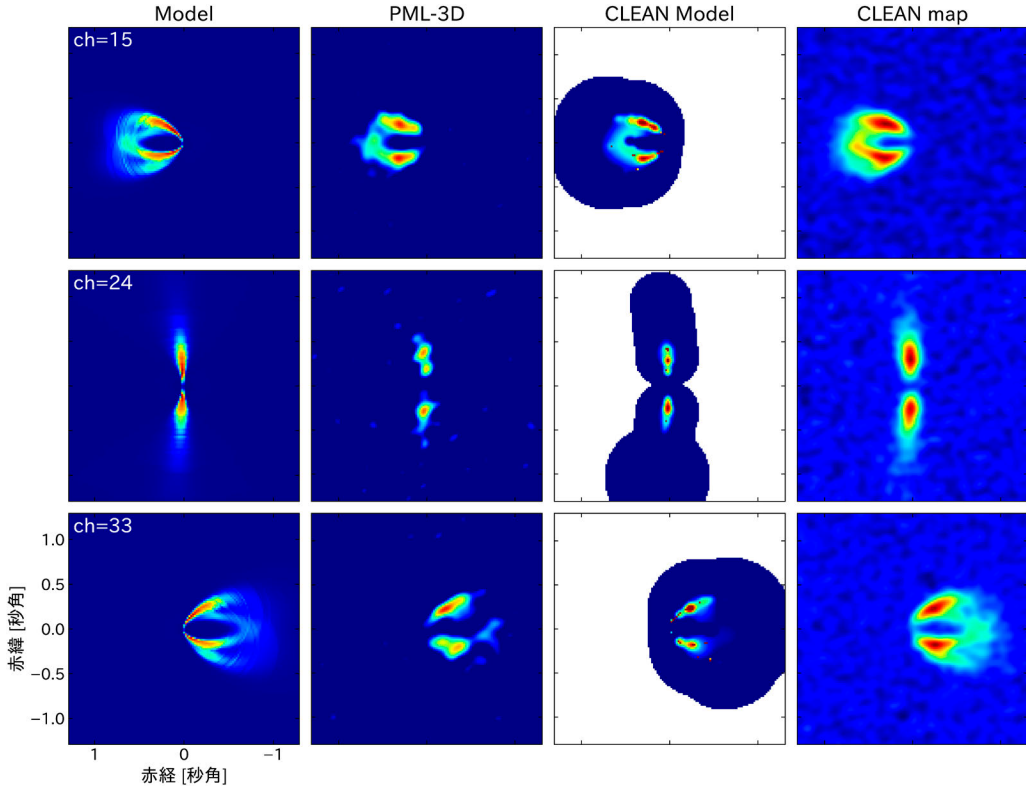


図2 3次元モデルデータに対する正則化最尤法による画像化の結果. 左から, 放射モデル (Model), 本検証で作成した画像 (PML-3D), 比較のためのCLEANコンポーネントマップ (CLEAN Model), CLEANマップ (CLEAN map) を示す. 50チャンネルの中から15, 24, 33チャンネルの画像を抜き出している.

立に扱うのではなく, 3次元ビジビリティデータ全体を一度に入力とし, 速度方向にも制約項を取り入れて, 直接3次元画像を再構成する新しいアルゴリズムを取り入れる. 従来の空間方向の制約項に加え, 新たに「チャンネル方向の制約」を追加した問題設定とする. チャンネルを表す添字を c , 各チャンネルのビジビリティと画像をそれぞれ v_c と $\mathbf{x}_c$ とし, 以下の目的関数を最小化する3次元画像 $\{\mathbf{x}_c\}$ を求めることで画像を生成する.

$$\min_{\{\mathbf{x}_c\}} \sum_c \left[\sum_k |v_{c,k} - \mathcal{F}_{c,k}(\mathbf{x}_c)|^2 + \lambda_1 \sum_{ij} |x_{c,ij}| + \lambda_{\text{TSV}} \text{TSV}(\mathbf{x}_c) + \lambda_c \|\mathbf{x}_c - \mathbf{x}_{c-1}\|_2^2 \right]$$

第4項にあるチャンネル方向の制約を導入するこ

とで, 速度方向に対して輝度分布が連続的に変化するというガスの物理的な運動の要請を数学的に組み込み, チャンネル間の不自然な途切れや解像度のばらつきを抑制する. このアルゴリズムをPythonで実装し, 擬似観測データを用いた検証を行った.

原始惑星系円盤を模した一酸化炭素分子 (CO) の分布モデルから生成したALMAの擬似観測データに対し, 本手法を用いて3次元画像の再構成を行った (図2). 画像は $256 \times 256 \times 50$ ピクセル (空間 $\times$ チャンネル) とやや小さいサイズではあるものの, 1つのハイパーパラメータのセットのもとで, おおよそ数十秒程度という実用的な時間での画像生成に成功している. 画像をCLEANによる結果と比較すると, 全体の分布の広がり

CLEANマップ（CLEANビームで畳み込まれた最終画像）と同様の傾向を示した．CLEANの推定結果であるCLEANコンポーネント分布と比較すると，CLEANコンポーネントは点源もしくは一定の広がりを持つガウシアン分布の集合体として表現されるため，人為的な境界や不連続な斑点模様が目立ってしまうのに対し，本手法での画像は，より連続的で滑らかな，現実的なガス放射の分布を直接的に再現できている．

擬似データでの成功を踏まえ，TW Hyaと呼ばれる有名な原始惑星系円盤をもつ天体の実観測データ [8] に対する応用テストも実施した．その結果，モデルデータ同様に大まかな空間・速度構造の再現に成功し，従来法のCLEANよりも解像度の高い，鮮明な画像キューブデータに収束する様子が確認できている．このように，PRIISMで用いられる画像化手法は，3次元データに対する拡張も現実的であることが見えつつある．一方で，強度やノイズ評価といった科学解釈を行う上での現実的な問題も残されており，今後はそのような課題に取り組みつ，実用化に向けたチューニングを進めていく．

5. ま と め

近年，CLEAN以外の新たなイメージングの方法の研究が盛んになっている [9–11]．EHTによるブラックホールシャドウの画像 [12] もこうした流れに勢いをつけることになったのだろう．

ブラックホールシャドウの成果に触発され，銀河分野でも超解像を目指した新たなイメージング法を用いる研究が進みつつある．しかし，銀河や活動銀河核のデータでは，極端にフラックスの異なる構造が同一視野内に共存することが多く，単純なスパース項だけでは安定した再構成が難しい場合がある．特に，強い中心成分やジェット構造の残差が，周囲の微弱なサブストラクチャーや多数の淡い天体の推定に影響を与えやすい．さらに，銀河画像は点源だけでなく拡散的・階層的な

構造を含むため，単一スケールのスパース表現では十分でないことも多い．銀河分野への本格的な応用のためには，多重スケール基底や空間適応的正則化，あるいは物理的事前情報を組み込んだ推定法など，より柔軟な枠組みの導入が重要になると考えられる．

EHTではSgr A* の画像化に際して，画像を観測ビジビリティの条件付きでの事後分布からサンプルする方法 [13] が実装され，バイズ統計に基づくイメージング法も用いられている [14]．EHT以外では，医用画像処理で研究が進んでいるニューラルネットを用いたPnP（Plug-and-Play）方式を電波干渉計のイメージングに用いた方法も提案されている [15]．SKAやngVLAなど，次世代の電波干渉計ではCLEANだけでなく，さまざまなイメージング法が使われることになるだろう．この30年間の信号処理や機械学習分野の革新的な進歩を知っていれば，こうした流れは当然である．

翻って日本国内を見渡すと，残念ながら今後の電波干渉計イメージングのアルゴリズムやツールの研究を見ることは稀である．PRIISMを公開してから，CLEANと比較した機能や速度を問われることがほとんどである．

PRIISMはCLEANとは異なる数理的基盤を持った方法である．本稿で示したように，開発課題はまだ残っている．我々は本務の合間に開発を進めているが，思うように進んでいない．CLEANがそうであったように，新たな方法は育てていかなければ使いやすいいものにはならない．興味のある方にはPRIISMの改善，開発に参加していただけると大変うれしい．

謝 辞

秋山和徳氏，小杉城治氏，本間希樹氏，所司歩夢氏，谷口暁星氏，山口正行氏はじめ，これまでPRIISMの開発に関わってくださった方々，そして天文月報編集委員の小山翔子氏に感謝申し上げます．

ます。本稿で紹介した研究の一部はJSPS科研費JP24K07097の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] Nakazato, T. & Ikeda, S., 2020, *Astrophysics Source Code Library*, 2006.002
- [2] Nakazato, T., et al., 2020, *Proc. SPIE*, 114532 V, 11
- [3] Ikeda, S., et al., 2025, *PASJ*, 77, 260
- [4] Högbom, J. A., 1974, *A&AS*, 15, 417
- [5] ALMA Partnership, 2015, *ApJL*, 592, 808, L3 & L4
- [6] Yamaguchi, M., et al. 2024, *PASJ*, 76, 437
- [7] Shoshi, A., et al. 2025, *PASJ*, 77, 572
- [8] Nomura, H., et al. 2021, *ApJ*, 914, 113
- [9] Carrillo, R. E., et al., 2012, *MNRAS*, 426, 1223
- [10] Dabbech, A., et al., 2015, *A&A*, 576, A7
- [11] Junklewitz, H., et al., 2016, *A&A*, 586, A76
- [12] EHT Collaboration, 2019, *ApJ*, 875, L1 & L4
- [13] Broderick, A. E., et al., 2020, *ApJ*, 897, 139
- [14] EHT Collaboration, 2022, *ApJ*, 930, L14
- [15] Terris, M., et al., 2025, *MNRAS*, 547, 1608

The Future Prospects of the ALMA Imaging Tool PRIISM

Shiro IKEDA,¹ Takashi TSUKAGOSHI² and Tsutomu T. TAKEUCHI³

¹*The Institute of Statistical Mathematics, 10-3 Midori-cho, Tachikawa, Tokyo 190-8562, Japan*

²*Ashikaga University, 268-1 Omaecho, Ashikaga, Tochigi 326-8558, Japan*

³*Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8602, Japan*

Abstract: We have developed and released an imaging tool, PRIISM, for the ALMA telescope. PRIISM is still under active development. We plan to continue improving the software by enhancing its fundamental capabilities for radio interferometric imaging, achieving higher computational performance, and implementing features not available in CLEAN. In this article, we describe these future prospects and directions for further development.

XRISM ニュース (9)

Xtendによる突発天体探査・速報

米 山 友 景¹・善 本 真 梨 那²・

XRISM/XTS チーム



米山



善本

〈¹ 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 宇宙物理学研究系 / XRISM プロジェクト 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1〉

〈² 愛媛大学大学院理工学研究科 〒790-8577 愛媛県松山市文京町 2-5〉

e-mail: ¹yoneyama.tomokage@jaxa.jp, ²yoshimoto.marina.gr@ehime-u.ac.jp

近年、世界的な潮流となっている時間領域天文学。我々はXRISMでこの分野に切り込むべく、ポインティング観測の視野内でX線突発天体の探査を行うユニークな取り組みを始めた。これにより、従来のサーベイ型装置では受からないような“暗い突発現象”を多数発見している。本稿では、Xtendを使ったこの取り組みについて紹介する。

XRISM/Xtend Transient Search (XTS)

—XRISMによる時間領域天文学へのアプローチ—

XRISMのXRISMたる所以はX線マイクロカロリメータ「Resolve」による前人未踏のX線精密分光である。このことに異論はないだろう。しかしながら、X線CCDカメラを焦点面検出器とする「Xtend」もまた、素晴らしい観測装置である。特に、38.5分角四方の大視野は集光型のX線観測装置としては史上最大級である。この大視野を低バックグラウンドで観測できることがXtendの特長である。すなわち、Xtendは超新星残骸や銀河団など、広がった天体に強い。しかしながら、XRISMがターゲットとする天体は点源も多い。そうした観測の間、Xtendの広視野は生かしているだろうか。視野3分角四方のResolveに対して、周辺の天体の漏れ込みを見積もることで役割を果たしている。そう言うことはできる。だが、せっかくの観測データである。視野の端の端まで使い倒すことはできないだろうか。そうした思いから生まれたのが、拡張的科学運用プロジェクト「XRISM/Xtend Transient Search (XTS) [1]」である。

XTSはXtendの観測データのうち、Resolve視野外の領域を用いて突発天体を探査・速報する活動である。サーベイを主目的としないポインティング衛星としては、こうした準リアルタイムでの速報の枠組みは初の試みである。無論、観測データは公募観測のPI（研究代表者）のものであるため、プロポーザル提出時に許可をいただいた上で探査を実施する（ありがたいことに、これまで全てのPIにXTSの実行を許可いただいている！）。XTSは2024年3月に運用を開始し、2周年を迎えた。我々は2026年4月末の時点で約60件の突発現象を発見し、The Astronomer's Telegram (ATel) を通じて速報してきた。XRISMはX線精密分光というフロンティアを切り開いているが、それだけではない。XTSによって時間領域天文学へのアプローチを行っているのだ。突発天体探査・速報の大先輩である全天X線監視装置MAXIと合わせ、XTSで得られた知見は将来のX線＋赤外線時間領域天文ミッションHiZ-GUNDAM

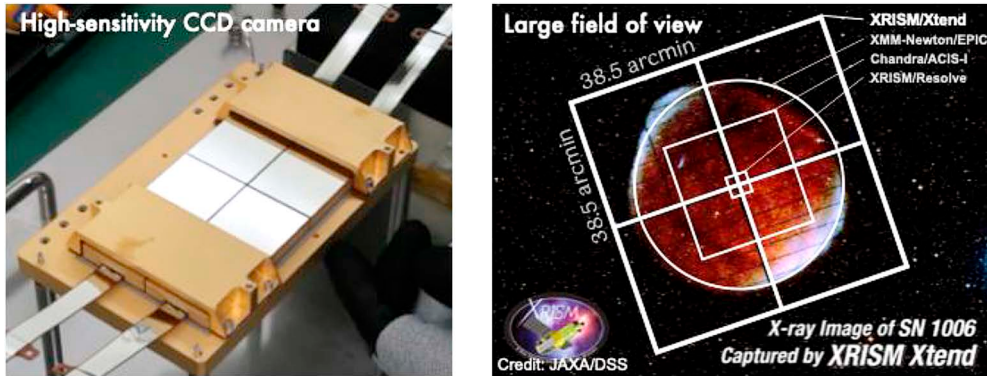


図1 軟X線撮像装置Xtendの焦点面検出器（左）と他観測装置と比較したXtendの視野（右）

などに繋がっていくことを期待している。

—XTSのこれまでの結果—

MAXI, Swift/BATなどの全天に近い視野を持つ「サーベイ型」の観測装置と比べ、Xtendは視野が狭い代わりに感度が高いことが特徴である。実際、これまでに発見した約60件の突発現象の明るさは 10^{-13} – 10^{-10} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ と、サーベイ型観測装置と比較して数桁暗いものとなっている。突発現象の内訳は大部分が恒星フレアであり、少数のX線連星の活動、活動銀河核の活動、ガンマ線バースト候補（ないしX線フラッシュ）なども発見している。例えばMAXIが速報するのはX線連星の活動やガンマ線バーストが大多数であることを考えると、数桁暗い宇宙では突発現象の種別分布も異なることがわかる。また、速報のタイムスケールとしては2日以内が多く、ほとんどが3日以内に報告している。これは地上局へのデータダウンリンクの頻度が律速していて、XRISMが本来速報を目的として設計されていない中でのベストエフォートである。最速記録は14時間であるが、これはほとんど理論値をたたき出したケースである（チームメンバの汗と涙の結晶である）。

具体例として1件のみ紹介したい。2024年5月に速報した中性子星X線連星AX J1910.7+0917である。この天体は最も自転周期の遅い中性子星X線連星（約10時間）として知られ、静穏期には検出限界以下である。XTSは超新星残骸W49Bのターゲット観測中に本天体のアウトバーストを検出し、速報した(ATel#16607)。速報時の明るさは、 4×10^{-11} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ であり、MAXIやSwift/BATでは受からないような突発現象であった。W49Bの観測は約2週間という長期間にわたり実施されたため、世界で初めて本天体のアウトバーストを開始から終了までほぼ完全に捉えることに成功した。この結果は論文として出版予定である。

—多波長連携へ—

時間領域天文学では、多波長間の迅速な連携により突発現象という儚い存在を様々な角度から観測するのが重要である。XTSでも多波長連携の枠組みを進めている。これまでに、X線ではSwift, NICER、電波では山口干渉計（山口大学）による追観測が行われた。さらに2026年前半にはせいめい望遠鏡（京都大学/国立天文台）のTarget of Opportunityによる追観測が採択されている。今後もXTSをトリガと

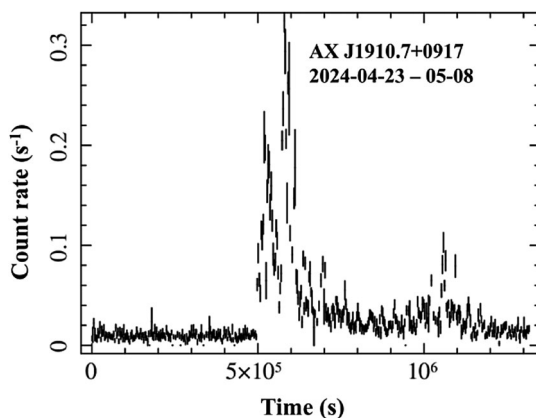


図2 AX J1910.7+0917の光度曲線 (Yoshimoto, M., et al., in prep.)

した多波長連携を拡張し、精密分光だけではないXRISMの科学的価値を創出したい。そのためには追観測のパートナーが必要不可欠であり、本稿で興味をお持ちいただいた諸氏にはぜひとも筆者またはお近くのXRISM関係者までご一報いただきたい。

上の内容は、以下の出版済論文[1]で詳しく紹介されています。

[1] Tsuboi, Y., et al., 2025, JATIS, 11, 4, 042008

中性子星への超臨界降着流

井 上 壮 大

〈東京大学総合文化研究科 〒153-8902 東京都目黒区駒場 3-8-1〉

e-mail: inoue-a@g.ecc.u-tokyo.ac.jp



超臨界降着とはエディントン限界を超えてガスが降着する現象であり、超大質量ブラックホール形成をはじめとするさまざまな天体現象において発生すると考えられている。2014年にエディントン光度を超えるX線パルスが検出されたことから、中性子星への超臨界降着流に対する関心が高まっている。大量のガス降着は中性子星進化にどのような影響を与えるのか？また、大量のガス降着はどのような観測特性を示すのか？本研究では、中性子星への超臨界降着流の理論モデルと観測結果を比較することでこれらの問いにアプローチする。また、大規模数値計算による次世代の中性子星降着流の数値シミュレーションと、2023年に打ち上げられたX線分光撮像衛星XRISMとの融合による将来展望についても簡単に紹介する。

1. はじめに

エディントン限界とは、球対称な系において天体の重力と光の輻射力がつり合い、物質がそれ以上降着できなくなる限界のことを指す。このときの光度と降着率はそれぞれエディントン光度 L_{Edd} 、エディントン降着率 $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/c^2$ と呼ばれ（ c は光速）、ブラックホールなどの降着天体における質量成長の指標として用いられる。

超臨界降着とはエディントン限界を超える降着現象を指す。エディントン限界は理想化された球対称降着を仮定して導かれるため、降着円盤系には必ずしも適用されない。降着円盤では、光がガス密度の低い円盤上空方向へ優先的に放射されるため、輻射力がガス降着を強く阻害せず、結果として超臨界降着が可能となる [1]。

このようにエディントン限界を超える降着率を持つ降着円盤は、超臨界降着円盤と呼ばれる。超臨界降着円盤では、降着率が非常に大きくガス密度も高いため、放射冷却が非効率となる。その結

果、円盤は幾何学的にも光学的にも厚い構造を持つようになる [2]。一方、降着率が低下するとガス密度が低くなり、放射冷却が効率的に働くため、幾何学的に薄く光学的に厚い、いわゆる標準円盤が形成される [3]。

超臨界降着現象は宇宙の様々な現象で発生する。例えば、初期宇宙における種ブラックホールの急速成長が代表例である。近年のジェームスウェッブ宇宙望遠鏡の観測によると、赤方偏移7を超える遠方宇宙において太陽質量の約1億倍の質量を持つブラックホールが検出されている [4]。議論が多いものの、宇宙初期に超臨界降着が発生していればこの質量を説明できる。このように超臨界降着は、質量成長をはじめとする中心天体の進化に大きな影響を与えうる重要な過程である。

超臨界降着現象の代表的な検証対象として、超高光度X線源（Ultra Luminous X-ray source; ULX）が挙げられる。ULXはX線連星の一種であり、恒星質量ブラックホールのエディントン光度を超

えるX線光度を有する．これまでに約2000天体が検出されており [5]，長期にわたる観測によって豊富なデータが蓄積されていることから，超臨界降着現象を検証するための重要な研究対象として広く調査されてきた．ULXの起源として，中間質量ブラックホールへの亜臨界降着による解釈 [6, 7] と，恒星質量ブラックホールへの超臨界降着による解釈 [8, 9] が，主要な候補として長年議論されてきた．

しかし，この二項対立的な議論は2014年に大きな転機を迎えた．というのも，ULXの中から周期的なX線パルスを示す天体が検出されたのである [10]．このような天体はULXパルサーと呼ばれ，これまでに約10天体が確認されている．X線パルスの検出は，中心天体が強い磁場を有する中性子星であることを示唆する．また，中性子星の質量が太陽質量程度であることから，少なくともこれらの天体は超臨界降着流によって駆動されていると考えられている．

本稿では中性子星への超臨界降着流に焦点を置き，その特徴と筆者の研究で明らかになった中性子星降着流の全体像について紹介する．

2. 中性子星への超臨界降着流

中性子星の強力な磁場は降着流のダイナミクスに影響を及ぼす．以下，中性子星超臨界降着流の定性的な構造を図1を基に説明する．

降着円盤 (図1中の①)：伴星から供給されたガスは中性子星に対して角運動量を持つため，降着円盤を形成する．中性子星磁場の磁気圧が降着円盤の圧力よりも強力な時，降着円盤は途切れ，ガスは磁力線に沿って中性子星の磁極付近に降着する．磁極付近では大量のX線光子が降着流と散乱を繰り返し，放射性衝撃波を形成する．このような構造を降着柱と呼ぶ [11, 12]．

降着柱 (図1中の②)：図1右のパネルは降着柱の模式図を表す．重力によって加速されたガスは衝撃波によって減速しながら熱化し，大量の放射エネルギーを生成する．生成された光子は降着ガスによって何度も散乱され，最終的に飛程距離の短い側面から抜け出す．これにより降着柱内部の放射圧が減少し，超臨界降着が可能になる．この超臨界降着の描像は，幾何学的な形状は違うものの，ブラックホール降着円盤で超臨界降着が可能になる理屈と同じである．降着柱側面の放射光度はエディントン光度を超える [13, 14]．中性子星の自転軸と磁軸が一致していない場合，中性子星の自転に伴って観測されるX線光度は周期的に変化し，エディントン光度を超えるX線パルスとして検出される [15]．観測されているパルス周期 P はおよそ1-10秒で，ここから中性子星の自転周期が1-10秒程度であると考えられる．

噴出流 (図1中の③)：降着円盤からは，強力な放射場によって駆動される噴出流が発生する．

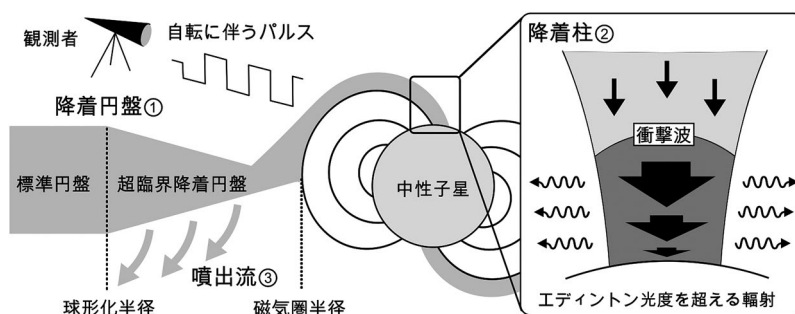


図1 中性子星への超臨界降着流の模式図．降着柱側面からエディントン光度を超える放射が発生し，内部の放射圧が減少することで超臨界降着が可能になる．詳細は本文を参照．

ULXパルサーを含むいくつかのULXで噴出流由来の吸収線が検出されており [16, 17], その青方偏移から光速の10-20%程度の速度を持つ噴出流が形成されると考えられている. また, そのような噴出流は光学的に厚く, X線スペクトル中にしばしば観測される約 10^7 Kの黒体放射の起源であると考えられている [18]. 噴出流は球形化半径と呼ばれる半径よりも内側で発生する. この球形化半径は鉛直方向の輻射力と重力の釣り合いから導出できる. 降着率 $\dot{M}_{\text{in}}$ とシュバルツシルト半径 r_s を用いて, 球形化半径は $r_{\text{sph}} = (3/4) (\dot{M}_{\text{in}}/\dot{M}_{\text{Edd}}) r_s$ と書ける [3, 19]. 超臨界降着円盤はこの球形化半径より内側に形成され, 外側には標準円盤が形成される (図1中の①).

中性子星スピナップ: 中性子星は降着ガスの角運動量を獲得するため, その回転速度が徐々に増加する. この現象をスピナップと呼ぶ. 回転速度の増加はパルス周期の減少として観測される. 自転周期の時間変化率をスピナップ率と呼び, これまで $\dot{P} \sim (10^{-10} - 10^{-7}) \text{ s s}^{-1}$ と幅広い値が観測されている. この $\dot{P}$ の多様性は中性子星磁場や降着率に由来すると考えられている. つまり, スピナップ率を適切にモデル化することで, $\dot{P}$ の観測値から中性子星磁場や降着率に対して間接的に制約を与えることが可能となる.

ここで示した描像に基づく簡易的な解析モデルは中性子星超臨界降着流の理解に一定の進展をもたらしたが, 以下の課題が残されている.

- ・ガス降着によって中性子星はどの程度の質量と角運動量を獲得するのか?
- ・どのような降着率や中性子星磁場構造であれば, 観測されている輻射スペクトルやスピナップ率を説明できるのか?

これらの問題を矛盾なく調査し, ULXパルサーにおける物理現象を根底から解き明かすためには, 詳細な観測結果と第一原理的に構築した理論モデルの直接比較が必要となる.

そこで筆者らは一般相対論的輻射磁気流体力学

シミュレーションを実施した [20, 21]. このシミュレーションでは, 一般相対論的重力場のもとで, 流体場・磁場・輻射場の時間発展を自己無撞着に解く. シミュレーションコードには駒澤大学の高橋博之氏らによって開発された「UWABAMI + INAZUMA」を用いた [22]. 本研究では簡単のため, 中性子星の磁軸と降着円盤の回転軸が一致する軸対称構造を仮定し, 2次元シミュレーションを行った. 以下, シミュレーションのセットアップを説明した後, 得られた結果を紹介する. 最新の3次元シミュレーションの結果やXRISM衛星との融合による将来展望については5章で言及する.

3. 一般相対論的輻射磁気流体力学シミュレーション

図2に, 本シミュレーションで採用した初期条件を示す. カラーマップはガス密度分布を, 実線は磁力線を表す. 中性子星は, 中心を原点とする半径10 kmの円で示されている. 筆者らは磁場を有する非回転中性子星を考えた. 中性子星の初期磁場形状として, 双極子型 (左パネル), 四重極子型 (右パネル), およびそれらの中間的な形状

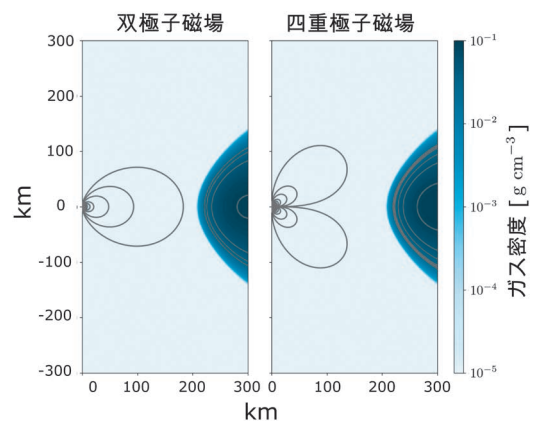


図2 筆者らが実行した数値シミュレーションの初期条件. 中性子星の初期磁場形状として双極子磁場 (左パネル) と四重極子磁場 (右パネル) の2パターンと, それらの中間状態を考えた.

を考えた。我々は中性子星表面における磁場強度として 3×10^9 G から 4×10^{10} G の範囲を調査した。以降、中性子星表面での双極子・四重極子磁場強度を、それぞれ B_{dip} , B_{qua} と表す。

本シミュレーションでは中性子星表面を内側境界とした。中性子星の硬い表面を再現するため、以下の内側境界条件を採用した。

- ・ガスの運動エネルギー・熱エネルギーは即座に輻射エネルギーに変換される
 - ・この冷却によってガスは即座に冷え、中性子星表面の一部となり、計算領域から消える
- つまり、エネルギーは吸い込まないが、ガスは吸い込まれる内側境界条件を採用している。中性子星表面における輻射冷却のタイムスケールが無限に短い極限に対応しており、降着による最大の輻射光度を求める境界条件と言える。

初期に力学的・熱的に平衡な回転トーラスをおいた。図2の高密度領域がそのトーラスに対応する。本来、伴星からガスが供給され降着円盤が形成される過程を追うのが理想である。しかし、数値計算コスト削減のため、本シミュレーションではこのトーラスを降着ガスの供給源とした。軸対称構造を仮定しているため、中性子星の磁軸とトーラスの回転軸は一致している。トーラス内にはループ型磁場を置いた。ループ磁場の方向は、トーラス内縁で双極子磁場と反平行となるよう課した。このループ磁場は差動回転によって磁気回転不安定性を引き起こす。これにより角運動量は外向きに輸送され、ガスは降着し始める。

以下、まずは双極子磁場が卓越する場合について説明し、その後四重極子磁場が卓越する場合について述べる。

3.1 双極子磁場が卓越する場合

図3はシミュレーションから得られたガス密度分布を表す。ここで、中性子星表面における双極子磁場強度は $B_{\text{dip}} = 4 \times 10^{10}$ G とした。実線は磁力線で、中心が原点の半径 10 km の灰色の円が中性子星である。 $R \gtrsim 20$ km および $z \sim 0$ 付近に形成さ

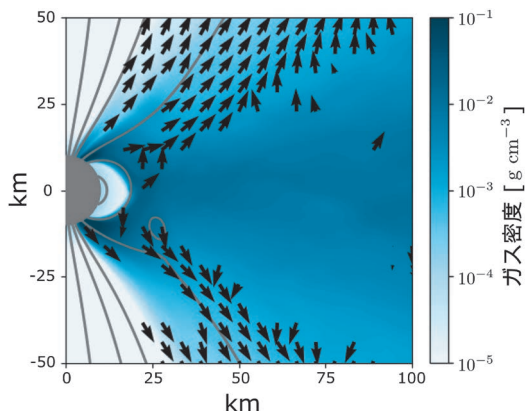


図3 双極子磁場が卓越する場合のシミュレーション結果。中性子星周囲に降着円盤と降着柱が形成される。降着円盤からは噴出流も形成される。

れる高密度領域が降着円盤である。降着円盤は $R \approx 20$ km で途切れ、その半径よりも内側には中性子星の双極子磁場に沿った降着流が現れる。 $(R, z) \approx (5 \text{ km}, \pm 8 \text{ km})$ に現れる高密度領域が降着柱である。その降着率は $\dot{M}_{\text{in}} \approx 500 \dot{M}_{\text{Edd}}$ に達し、その側面から強力な輻射フラックスが発生する。この降着柱が主たる光源である。

降着円盤が途切れる半径は磁気圏半径と一致する。磁気圏半径は、降着円盤の輻射圧と中性子星双極子磁場による磁気圧 ($p_{\text{dip}} \propto B_{\text{dip}}^2/r^6$) が釣り合う半径として定義される。超臨界降着円盤の自己相似解 [23] を用いると、この磁気圏半径は

$$r_{\text{M}} \approx 45 \text{ [km]} \left(\frac{\dot{M}_{\text{in}}}{500 \dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{-2/7} \left(\frac{B_{\text{dip}}}{4 \times 10^{10} \text{ G}} \right)^{4/7} \quad (1)$$

とかける [24]。この値は、シミュレーションから得た円盤が途切れる半径と大きく矛盾しない。

図3のベクトルは正規化されたガス速度ベクトルを表す。単位立体角あたりの質量噴出率が $10 \dot{M}_{\text{Edd}}$ を超える領域でのみ、これらのベクトルは描画されている。このように、降着円盤表面から強力な噴出流が発生する。この噴出流は主に超

臨界降着に伴う輻射力によって駆動される。

噴出流は光学的に厚く、光球面を作り出す。光球面における温度は約 10^7 K であり、これは ULX パルサーを含む ULX で観測されている黒体放射温度と矛盾しない。計算外部境界での放射光度と光球面における温度から黒体放射半径 R_{bb} を見積もると、中性子星表面における降着率との間に

$$R_{bb} = 84 \text{ [km]} \left(\frac{\dot{M}_{in}}{100 \dot{M}_{Edd}} \right)^{0.71} \quad (2)$$

の関係があることがわかった。つまり、黒体放射半径の観測値から降着率を推定できる。

図4は正味の角運動量フラックス $\dot{j}$ を半径の関数として表したものである。内向き ($\dot{j} < 0$) の場合と外向き ($\dot{j} > 0$) の場合をそれぞれ実線と破線で表す。黒線が物質の移流によって運ばれる角運動量フラックス $\dot{j}_{adv}$ で、青線が電磁場によって運ばれる角運動量フラックス $\dot{j}_{EM}$ (つまりマクスウェルストレス) を表す。円盤領域 ($r > 20$ km) では内向きに降着するガスが運ぶ角運動量フラックスが支配的になる。単位質量あたりのケプラー回転角運動量を l_{Kep} 、正味の降着率を

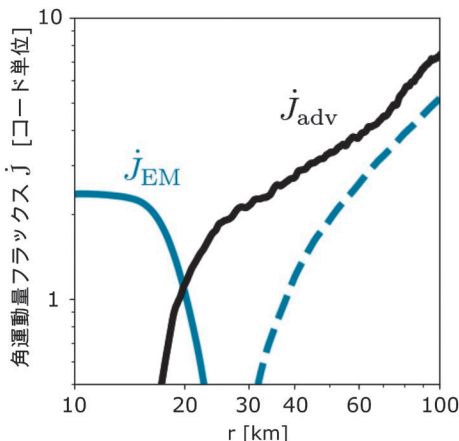


図4 正味の角運動量フラックスの動径方向分布。実線は内向き ($\dot{j} < 0$)、破線は外向き ($\dot{j} > 0$) の量を表す。黒線は物質の移流によって運ばれる角運動量フラックスを表し、青線は電磁場によって運ばれる角運動量フラックスを表す。

$\dot{M}_{net}$ で表すと、 $\dot{j}_{adv} \sim \dot{M}_{net} l_{Kep}$ となる。

中性子星は双極子磁場を介してガスの角運動量を獲得する。降着円盤内縁より内側 ($r < 20$ km) において、 $|\dot{j}_{adv}|$ は半径とともに減少する。一方、 $|\dot{j}_{EM}|$ は半径の減少とともに増加する。これは、磁気圏半径付近において、中性子星双極子磁場を介して移流成分が電磁場成分に変換されることを表す。つまり、中性子星は磁気圏半径に持ち込まれた角運動量を獲得し、スピナップする。

筆者らは以下の手順で中性子星スピナップ率を見積もった。中性子星の自転周期 P (およそ 1-10 秒) は、磁気圏半径におけるケプラー回転の周期よりもずっと長い。この場合、星の回転による影響を無視できるため、中性子星のスピナップ率は以下のように表される：

$$\dot{P} = \frac{\dot{j}_{EM}|_{r=r_{NS}}}{I} P. \quad (3)$$

ここで I は中性子星の慣性モーメントであり $I = 10^{45} \text{ g cm}^2$ を採用した。

図5はシミュレーションから得られたスピナップ率を降着率の関数として示したものである。ここで、 $P = 10 \text{ s}$ と仮定した。色の違いは双極子磁場強度の違いを表す。降着率および中性子

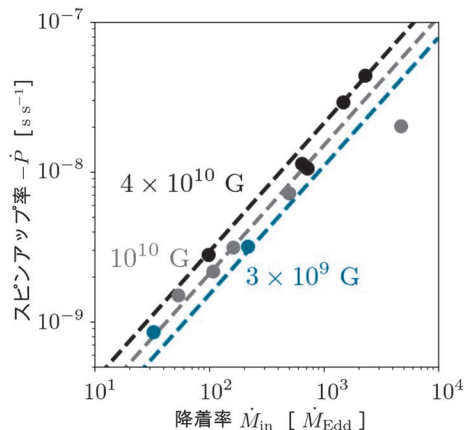


図5 筆者らのシミュレーションから得られた中性子星スピナップ率。破線は解析解を表す。

星双極子磁場強度が大きくなるにつれてスピニアップ率は増加する。

破線は超臨界降着円盤の自己相似解に基づく中性子星スピニアップ率の解析解を表す [24]。この解析解は以下の式で得られる。

$$\begin{aligned}\dot{P} &= \frac{\dot{J}_{\text{adv}}|_{r=r_M} P}{I} \\ &\approx -3.2 \times 10^{-9} [\text{s s}^{-1}] \\ &\times \left(\frac{\dot{M}_{\text{in}}}{500 \dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{6/7} \left(\frac{B_{\text{dip}}}{4 \times 10^{10} \text{ G}} \right)^{2/7} \left(\frac{P}{10 \text{ s}} \right)^2.\end{aligned}\quad (4)$$

$\dot{J}_{\text{adv}} = \dot{M}_{\text{net}} l_{\text{Kep}}$ なので、 l_{Kep} を介して $\dot{P}$ は磁場強度の依存性を持つ。この解析解はシミュレーション結果と大きく矛盾しない。つまり、スピニアップ率と自転周期の観測値をこの解析解に適用することで、降着率と双極子磁場強度に制限を与えることができる。

3.2 四重極子磁場が卓越する場合

図6は四重極子磁場が卓越する場合のガス密度分布を表す。中性子星表面における四重極子磁場強度は $B_{\text{qua}} = 4 \times 10^{10} \text{ G}$ としている。降着円盤と降着柱に加え、中性子星の赤道面付近に帯状の降着流が形成される。この構造は降着帯と呼ばれ、

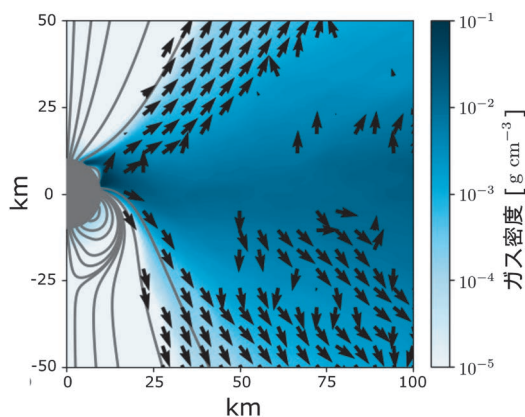


図6 四重極子磁場が卓越する場合のシミュレーション結果。降着円盤と降着柱に加え、中性子星の赤道面付近に帯状の降着流が形成される。

その降着率は降着柱の降着率よりも大きくなる。すなわち、四重極子磁場が卓越する場合は降着帯が主たる光源になる。双極子磁場が卓越する場合と同様、降着円盤表面から光学的に厚い噴出流が発生する。この光球面から見積もった黒体放射半径は式 (2) と矛盾しない。

双極子磁場と四重極子磁場のどちらに沿った降着流が形成されるかは、磁気圏半径においてどちらの磁場成分が卓越するかによって決まる。例えば、中性子星表面における双極子磁場強度が $1.3 \times 10^{10} \text{ G}$ 、四重極子磁場強度が $2.7 \times 10^{10} \text{ G}$ 、降着率が $500 \dot{M}_{\text{Edd}}$ の場合、磁気圏半径では四重極子磁場が卓越するため降着帯が形成される。なお、磁気圏半径は四重極子磁場による磁気圧 ($p_{\text{qua}} \propto B_{\text{qua}}^2/r^8$) と降着円盤の圧力の釣り合いによって決定される：

$$r_M \approx 26 [\text{km}] \left(\frac{\dot{M}_{\text{in}}}{500 \dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{-2/11} \left(\frac{B_{\text{qua}}}{4 \times 10^{10} \text{ G}} \right)^{4/11} \quad (5)$$

四重極子磁場が卓越する場合、降着ガスは四重極子磁場を介して角運動量を中性子星へ受け渡す。この場合、スピニアップ率の降着率および磁場強度依存性は式 (4) と少々異なる：

$$\begin{aligned}\dot{P} &\approx -2.4 \times 10^{-9} [\text{s s}^{-1}] \\ &\times \left(\frac{\dot{M}_{\text{in}}}{500 \dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{10/11} \left(\frac{B_{\text{qua}}}{4 \times 10^{10} \text{ G}} \right)^{2/11} \left(\frac{P}{10 \text{ s}} \right)^2.\end{aligned}\quad (6)$$

4. 議論：理論モデルと観測結果の比較

4.1 中性子星スピニアップと黒体放射成分

ここでは3章で紹介した数値シミュレーション結果を観測結果に適用する。比較には系内 ULX パルサー Swift J0243.6+6124 (以降 Swift J) を採用する。この天体では、X線スペクトル中に噴出流由来と考えられる約 10^7 K の黒体放射成分が検

出されている [18]. まずはこの天体に限らず、一般に ULX パルサーが満たすべき条件を説明する. その後, この黒体放射成分が形成されるための条件について議論する.

図7は本節の議論で用いる条件を $B_{\text{dip}}-\dot{P}$ 平面にまとめたものである. 中性子星磁場の形状として双極子磁場を採用し, 中性子星の自転周期には Swift J で観測されているパルス周期 (10 秒) を用いた. 点はシミュレーション結果を表す. 図中の r_{NS} は中性子星半径, r_{co} は共回転半径を表す. ここで共回転半径とは, 中性子星の自转角速度と同じ角速度でガスがケプラー回転する半径のことである. 図中の「パルスなし領域 $r_{\text{M}} < r_{\text{NS}}$ 」と「プロペラ領域 $r_{\text{M}} > r_{\text{co}}$ 」に ULX パルサーは存在できない. まずはその理由を説明する.

まず, 「パルスなし領域 $r_{\text{M}} < r_{\text{NS}}$ 」ではパルス発光が生じない. パルス発光には降着柱の形成が必要であり, そのためには磁気圏が存在しなければならない. しかし, $r_{\text{M}} < r_{\text{NS}}$ では降着円盤が中性子星表面に達し磁気圏が形成されず, 降着柱も形成されない. したがって, ULX パルサーとして

観測されるには $r_{\text{M}} > r_{\text{NS}}$ を満たす必要がある.

また, 「プロペラ領域 $r_{\text{M}} > r_{\text{co}}$ 」では ULX パルサーの大光度を説明できない. 磁気圏半径が共回転半径よりも大きい場合, 中性子星の自転に伴う磁気圏の回転速度が磁気圏半径におけるガスのケプラー速度を上回る. その結果, ガスは遠心力によって外向きに加速される. この現象はプロペラ効果と呼ばれ [25], プロペラ効果が生じるとガスは中性子星に降着できなくなる. したがって, ULX パルサーの大光度を説明するには $r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ を満たす必要がある.

これら2つの条件から, 全ての ULX パルサーでは $r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ を満たす必要がある. この条件式は, 降着率, 中性子星磁場強度, そして中性子星の自転周期を変数にもつ. したがって, 式 (1) と (4) を使用すれば, 条件式中の降着率を消去することで磁場強度, 自転周期, そしてスピンアップ率を変数にもつ不等式へ書き換えることができる. これを示したものが, 図7中の黒色の太実線で挟まれた領域である.

次に, 図7の「噴出流発生領域 ($r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{sph}}$)」と「噴出流非発生領域 ($r_{\text{sph}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$)」について説明する. 噴出流は超臨界降着円盤から発生するため (図1), 噴出流が発生するためには $r_{\text{sph}} < r_{\text{M}}$ を満たす必要がある. つまり, $r_{\text{M}} < r_{\text{sph}}$ と $r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ を同時に満たしているものが噴出流を伴う ULX パルサーとして観測される (灰色領域). 一方, $r_{\text{M}} > r_{\text{sph}}$ の場合, 超臨界降着円盤は現れないので噴出流は現れない. つまり, $r_{\text{M}} > r_{\text{sph}}$ と $r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ を同時に満たすものが噴出流を伴わない ULX パルサーとして観測される (白色の領域).

図7の青斜線領域は, 超臨界降着円盤からの噴出流が Swift J で観測されている黒体放射成分を説明できる領域を表す. Swift J で観測されている黒体放射成分の半径は 100–500 km と見積もられている. したがって式 (2) より, 降着率を $130 \dot{M}_{\text{Edd}} < \dot{M}_{\text{in}} < 1200 \dot{M}_{\text{Edd}}$ と制限できる. なお,

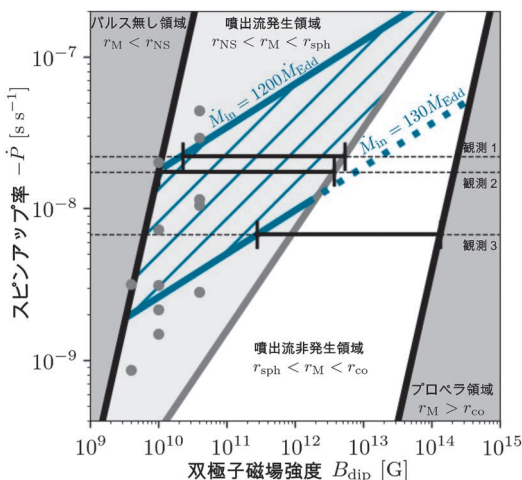


図7 ULX パルサーにおける3つの条件と, Swift J の黒体放射成分を説明可能な降着率の範囲をまとめた図. 中性子星の磁場形状として双極子磁場形状, 中性子星の自転周期として10秒を仮定した. 点はシミュレーション結果を表す.

この降着率の範囲であっても噴出流非発生領域だと噴出流が発生しないため、黒体放射成分を説明できないことに注意してほしい。

図7に基づき、Swift Jにおける中性子星磁場を推定する。水平破線はSwift Jの3つの代表的な観測から採用したスピニアップ率を示す。観測1と2では黒体放射成分が検出されている。つまり、水平実線で示された範囲が各観測ごとに許容される磁場強度の範囲になる： $2 \times 10^{10} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 5 \times 10^{12} \text{ G}$ (観測1), $10^{10} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ (観測2)。一方、観測3では黒体放射成分が検出されていないため、 $r_{\text{NS}} < r_{\text{M}} < r_{\text{co}}$ と $\dot{M}_{\text{in}} < 130 \dot{M}_{\text{Edd}}$ が満たされているはずである。ここから、一番下の水平実線で示された範囲が許容される磁場強度の範囲となる： $3 \times 10^{11} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 10^{14} \text{ G}$ 。これら3つの観測は数ヶ月の間に実施されており、その期間中に中性子星磁場が大きく変化したとは考えにくい。したがって、これらの制約の共通範囲である $10^{11} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ に真の中性子星双極子磁場強度が存在すると考えられる。

4.2 サイクロトロン共鳴散乱構造

上記で見積もった双極子磁場強度は、観測されているスピニアップ率とX線スペクトル中の黒体放射成分を矛盾なく説明できる。しかし、筆者らが上記の結果を執筆中に新たな観測事実が報告された。Insight HXMTの高エネルギー分解能X線観測により、X線スペクトル中にサイクロトロン共鳴散乱構造 (Cyclotron Resonance Scattering Feature; CRSF) が検出されたのである [26]。吸収線の中心エネルギーは約130 keVで、CRSFが電子サイクロトロン共鳴散乱に由来すると仮定すると、これは $2 \times 10^{13} \text{ G}$ の磁場強度に対応する。CRSFは観測時期や連続成分のスペクトルフィッティングに依存して見え隠れするため、その堅牢性には不確実性が残る。しかし、この構造が実在すると仮定すると、Swift Jには本研究で推定した値より約5倍強い磁場を持つ中性子星が存在することになる。中性子星表面において双極子磁場より

強い四重極磁場が存在していれば (つまり $B_{\text{dip}} < B_{\text{qua}}$)、このCRSFの観測は他の観測と矛盾しない。以下、その理由を説明する。

まず最初に $B_{\text{dip}} > B_{\text{qua}}$ が棄却される理由を説明する。この場合、中性子星表面より外側では双極子磁場が卓越し、四重極子磁場は降着流のダイナミクスに影響を与えない。したがって、4.1節の議論がそのまま適用でき、双極子磁場強度の範囲は $10^{11} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ となる。 $B_{\text{dip}} > B_{\text{qua}}$ なので、双極子磁場と四重極子磁場はどちらもCRSFを説明できない。

次に $B_{\text{dip}} < B_{\text{qua}}$ の場合について説明する。 $B_{\text{dip}} < B_{\text{qua}}$ なのでCRSFは四重極子磁場に由来する ($B_{\text{qua}} = 2 \times 10^{13} \text{ G}$)。この場合、図8に示されているように、双極子磁場強度の強さに依存して2パターンの降着流が形成される。どちらの降着流が形成されるかは、磁気圏半径においてどちらの磁場成分が卓越するかに依存する (3.2節参照)。したがって、 $p_{\text{dip}}(r_{\text{M}}) > p_{\text{qua}}(r_{\text{M}})$ であれば双極子磁場に沿った降着流が形成され、 $p_{\text{dip}}(r_{\text{M}}) < p_{\text{qua}}(r_{\text{M}})$ であ

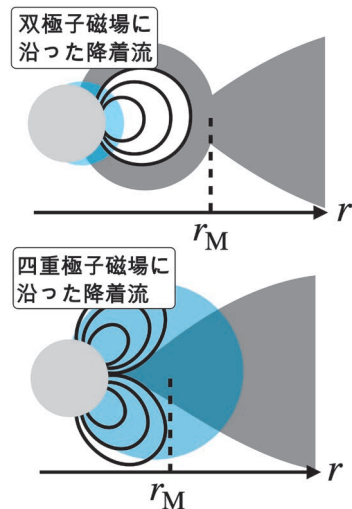


図8 中性子星表面において四重極子磁場が双極子磁場よりも卓越するときの降着構造。青色の領域は四重極子磁場が双極子磁場よりも卓越する領域を表す。降着流の形状は磁気圏半径でどちらの磁場成分が卓越するかに依存する。

れば四重極子磁場に沿った降着流が形成される．式 (1) と (4) を用いると， $p_{\text{dip}}(r_M) > p_{\text{qua}}(r_M)$ は，

$$B_{\text{dip}} > B_{\text{dip}}^{\text{trans}} = 8.6 \times 10^{11} \text{ [G]} \left(\frac{B_{\text{qua}}}{2 \times 10^{13} \text{ G}} \right)^{3/5} \times \left(\frac{P}{10 \text{ s}} \right)^{-2/5} \left(\frac{\dot{P}}{-10^{-8} \text{ s s}^{-1}} \right)^{1/5}, \quad (7)$$

と書き換えることができる．

式 (7) に 4.1 節で紹介した 3 つの観測データを適用すると，それぞれの観測で $B_{\text{dip}}^{\text{trans}}$ は以下のようになる： $B_{\text{dip}}^{\text{trans}} = 10^{12} \text{ G}$ (観測 1・2)， $B_{\text{dip}}^{\text{trans}} = 8 \times 10^{11} \text{ G}$ (観測 3)．表 1 に各観測ごとの B_{dip} の許容範囲をまとめた．それぞれの共通範囲から，双極子磁場強度は $B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ を満たす必要がある．以上から，中性子星磁場構造が $B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$ および $B_{\text{qua}} = 2 \times 10^{13} \text{ G}$ であれば，中性子星スピナップ，X 線スペクトル中の黒体放射成分，そして CRSF を全て矛盾なく説明することができる．

5. 今後の展望

本研究で実施した一般相対論的輻射磁気流体力学シミュレーションによって，中性子星への超臨界降着流のダイナミクスがどのように降着率や中性子星磁場構造に依存するか明らかになった．今後，構築した理論モデルをその他の ULX に適用することが期待される．しかしながら，中性子星への超臨界降着流の理論モデルの構築には課題が残されている．ここでは特に重要な 2 つの課題について説明する．そして最後に XRISM 衛星との融合による将来展望について述べる．

1 つ目の課題が，より強い磁場をもつ中性子星への降着流のシミュレーションである．本研究では数値計算上の理由から，磁場強度が最大で $4 \times 10^{10} \text{ G}$ の中性子星を扱った．そして，シミュレーション結果と整合的なスピナップ率の解析解を用いて，より強い磁場の場合へと議論を外挿している．したがって，スピナップ率の理論モデルが強磁場の場合にも成り立つかどうかは，強磁場中性子星への超臨界降着流の数値シミュレーションによって直接検証する必要がある．

2 つ目の課題が，3 次元構造に起因する磁気流体力学不安定を考慮できていない点である．磁気圏半径では降着円盤の圧力と中性子星磁場に起因する磁気圧が釣り合う．この界面は磁気レイリー＝テイラー不安定 (交換不安定) に対して不安定であり [27]，この不安定は中性子星周囲に非軸対象な降着流を作り出す．現在，筆者らは 3 次元シミュレーションに取り組んでおり，この降着流の非軸対称性によって，3 次元シミュレーションでは 2 次元シミュレーションよりも中性子星のスピナップ率が大きくなることを明らかにした．この結果は，中性子星スピナップを 3 次元シミュレーションに基づいてモデル化することの重要性を示唆している．この成果はまた別の機会に紹介したい．

今後，XRISM によって ULX 研究は大きく進展すると期待される．XRISM の高分解能 X 線分光観測により，円盤から駆動される噴出流の速度構造や電離状態を高精度で測定できるようになる [28]．複数の ULX について噴出流の性質を系統的に比較することで，噴出流の特徴が中心天体の判別指標となり得るかを検証できる．このよう

表 1 各観測から推定される双極子磁場強度の範囲

	観測 1	観測 2	観測 3
双極子磁場降着	$10^{12} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 5 \times 10^{12} \text{ G}$	$10^{12} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$	$8 \times 10^{11} \text{ G} < B_{\text{dip}} < 10^{14} \text{ G}$
四重極子磁場降着	$B_{\text{dip}} < 10^{12} \text{ G}$	$B_{\text{dip}} < 10^{12} \text{ G}$	$B_{\text{dip}} < 8 \times 10^{11} \text{ G}$
合わせた範囲	$B_{\text{dip}} < 5 \times 10^{12} \text{ G}$	$B_{\text{dip}} < 4 \times 10^{12} \text{ G}$	$B_{\text{dip}} < 10^{14} \text{ G}$

な手法が確立されれば、ULX母集団の統一的理解に大きく貢献すると期待される。その実現には、XRISMの観測データと直接比較可能な、より現実的な数値シミュレーションモデルの構築が不可欠である。特に、ブラックホール超臨界降着流と中性子星超臨界降着流の観測的性質を比較し、中心天体の違いが噴出流構造や放射特性に与える影響を定量的に検証する必要がある。観測と理論を結び付けるこうした研究の進展により、ULXの中心エンジンに対する理解はさらに深まり、XRISM時代のULX研究は新たな段階へ進むだろう。

謝 辞

本稿の内容は筆者の出版済みの論文 [20, 21] と博士論文に基づいています。これらの研究を遂行するにあたって、共同研究者である大須賀健氏（筑波大学）、高橋博之氏（駒澤大学）、朝比奈雄太氏（筑波大学）には大変お世話になりました。この場を借りて感謝いたします。高橋氏には本研究で使用した数値シミュレーションコード「UWABAMI+INAZUMA」を提供していただきました。重ねて感謝を申し上げます。数値シミュレーションは国立天文台CfCAのスーパーコンピュータ ATERUI II で実行されたものです。普段から快適な利用環境を提供していただいているCfCAの皆様に御礼申し上げます。本研究の成果は科学研究費補助金（課題番号22KJ0368）による支援の結果得られたものです。最後に本稿の執筆の機会を与えてくださった藤澤幸太郎氏に感謝いたします。

参 考 文 献

- [1] Ohsuga, K., et al., 2005, ApJ, 628, 368
- [2] Abramowicz, M. A., et al., 1988, ApJ, 332, 646
- [3] Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A., 1973, A&A, 24, 337
- [4] Bosman, S. E. I., et al., 2024, Nat. Astron., 8, 1054
- [5] Walton, D. J., et al., 2022, MNRAS, 509, 1587
- [6] King, A. R., et al., 2001, ApJ, 552, L109
- [7] Watarai, K.-y., et al., 2001, ApJ, 549, L77
- [8] Colbert, E. J. M., & Mushotzky, R. F., 1999, ApJ, 519, 89
- [9] Makishima, K., et al., 2000, ApJ, 535, 632
- [10] Bachetti, M., et al., 2014, Nature, 514, 202
- [11] Inoue, H., 1975, PASJ, 27, 311
- [12] Basko, M. M., & Sunyaev, R. A., 1976, MNRAS, 175, 395
- [13] Mushtukov, A. A., et al., 2015, MNRAS, 454, 2539
- [14] Kawashima, T., et al., 2016, PASJ, 68, 83
- [15] Inoue, A., et al., 2020, PASJ, 72, 34
- [16] Pinto, C., et al., 2016, Nature, 533, 64
- [17] Kosec, P., et al., 2018, MNRAS, 479, 3978
- [18] Tao, L., et al., 2019, ApJ, 873, 19
- [19] Kitaki, T., et al., 2021, PASJ, 73, 450
- [20] Inoue, A., et al., 2023, ApJ, 952, 62
- [21] Inoue, A., et al., 2024, ApJ, 977, 10
- [22] Takahashi, H. R., et al., 2016, ApJ, 826, 23
- [23] Watarai, K.-y., & Fukue, J., 1999, PASJ, 51, 725
- [24] Takahashi, H. R., & Ohsuga, K., 2017, ApJ, 845, L9
- [25] Illarionov, A. F., & Sunyaev, R. A., 1975, A&A, 39, 185
- [26] Kong, L.-D., et al., 2022, ApJ, 933, L3
- [27] Kulkarni, A. K., & Romanova, M. M., 2008, MNRAS, 386, 673
- [28] 都丸亮太, 2026, 天文月報, 119, 192

Supercritical Accretion onto a Neutron Star

Akihiro INOUE

Department of Earth Science and Astronomy, The University of Tokyo, 3-8-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8902, Japan

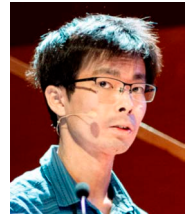
Abstract: Supercritical accretion is a phenomenon in which gas accretes beyond the Eddington limit. The supercritical accretion is thought to occur in various astrophysical phenomena, such as an evolution of the supermassive black holes. In 2014, X-ray pulses exceeding the Eddington luminosity were detected. This discovery increased interest in supercritical accretion onto neutron stars. How does the gas accretion affect the evolution of neutron stars? What observational features does such accretion produce? We address these questions by comparing theoretical models of supercritical accretion onto neutron stars with observations. We also briefly discuss future prospects of the simulations. These include their combination with the XRISM satellite.

超新星シミュレーションを活かした 素粒子標準模型を超えた物理の探索

森 寛 治

〈慶應義塾大学理工学部物理学科 〒223-0061 神奈川県横浜市港北区日吉 3-14-1〉

e-mail: kanji.mori@rk.phys.keio.ac.jp



超新星爆発は素粒子標準模型を超えた新しい物理を探索する有用なツールとして伝統的に活用されてきた。一方で近年では、計算機の急速な発展により、多次元超新星シミュレーションに基づいて観測可能性を予言することが可能になっている。そこで筆者は、いまだ発見されていない仮説上の素粒子の効果を検討した超新星爆発シミュレーションを実現してきた。本記事では特に暗黒光子とアクシオン様粒子を例にとり、こうした新粒子が超新星爆発に与える影響を議論する。これらの粒子は超新星爆発を妨げたり助けたりするため、モデルと観測を比較することで未知の粒子の性質に関する情報を得ることができるだろう。

1. はじめに

物理学の歴史を振り返ってみると、宇宙は地上では観察することが難しい物理現象を見せてくれる「実験室」として機能してきたことに気がつく。たとえば、17世紀には惑星の運動を記述するケプラーの法則に基づきニュートン力学が成立したことは有名である。20世紀に入ると宇宙線の観測によって陽電子 [1] やミューオン [2]、パイオン [3] といった粒子が相次いで発見され、素粒子・原子核物理学の進歩をもたらした。より最近では、2015年にLIGOにより連星ブラックホール起源の重力波GW150914が直接的に検出されたことは記憶に新しい [4]。この発見によって、一般相対性理論の予言がまた一つ確認されることになった。

現在では、私たちの世界を記述する最も基本的な枠組みである素粒子物理学の標準模型 (Standard Model) が確立している。この標準模型は地上実験による様々なテストをクリアしており、素

粒子の振る舞いを正確に記述する優れた理論といっていよう。一方で、この標準模型にはいくつかの問題が知られている。たとえば、標準模型においてはニュートリノは質量ゼロの素粒子として導入されるが、ニュートリノ振動の発見 [5, 6] により、ニュートリノは小さいが有限の質量をもつことが判明している。また、この宇宙のエネルギー密度の大部分を占める暗黒物質や暗黒エネルギーを説明するためには、標準模型を超えた物理が必要であると考えられている [7]。このような新しい物理が発見されればノーベル賞に値する大成果であるため、加速器等を用いた新物理の探索は実験素粒子物理学の一大分野となっている。ただし、人間社会が基礎科学のために負担できるコストが有限であることを考えると、巨大実験施設を用いた直接探索にもいつか限界が訪れてしまうかもしれない。

そこで注目を浴びているのが天体現象を用いた探索手法であり、中でも最も有用な天体の一つが重力崩壊型超新星である。重力崩壊型超新星はお

よそ $8 M_{\odot}$ より質量の大きい大質量星がその一生の最後に起こす大爆発である。超新星爆発のコアでは約 10^{11} K もの高温と 10^{14} g/cm³ もの高密度が実現しているため、地上実験で発見することが困難な新しい物理現象が現れる可能性がある。一方で、大規模数値シミュレーションに基づく超新星爆発の研究は、近年のスーパーコンピュータの進歩に歩調を合わせて急速に進展している。本記事では、そうした超新星爆発研究そのものの進展を踏まえた上で、超新星爆発を用いて標準模型を超えた物理を探索しようとする最近の試みについてご紹介したい。

2. 超新星爆発の標準シナリオ：ニュートリノ加熱による爆発

重力崩壊型超新星爆発のメカニズムとして最も有望とされているのが、ニュートリノ加熱による爆発機構である。1980年代にベータとウィルソンがこのニュートリノ加熱メカニズムに基づき計算機上で超新星爆発を再現 [8] して以来、微視的物理過程の取り扱いをより精緻にしたシミュレーションの努力が現在まで続いている。本章では、そうしたシミュレーション研究によって得られた標準的な理解について概説する。より包括的なレビューについては文献 [9–12] を参照されたい。

2.1 コア反跳と衝撃波の停滞

大質量星は進化の過程で核融合反応を通してより重い元素を合成し、最終的には鉄コアを形成する。鉄は結合エネルギーが大きい元素であるため、核融合を通してエネルギーを生成することができない。鉄コアの温度は約 10^{10} K と非常に高いため、むしろ吸熱反応である鉄の光分解が起こり、ついにはコアが重力崩壊を始める。コアが崩壊を始めると、中心密度が急激に上昇する。中心密度が原子核飽和密度（約 10^{14} g/cm³）に達すると核子の間に働く斥力の効果が重要となり、ガスの圧力が増大する。するとコア中心部の崩壊が止まり、コア反跳（core bounce）が起こる。一方

で鉄コアの比較的外側の部分は超音速で落下しているため、コア反跳の情報が伝わらず、質量降着が続く。そのためコア内で流体がぶつかり合い、衝撃波が出現する。

この衝撃波がコアを突き抜け外層を伝播し星の表面に達すると、その星は明るく光り輝くことになる。したがって、超新星爆発が成功するためには、衝撃波が星の外側に向かって進むことが必要である。ところが、降着する物質は衝撃波を通過する際に光分解を起こし、エネルギーを吸収してしまう。また質量降着によるラム圧も衝撃波をコアに閉じ込めようとする。こうした過程が衝撃波の伝播を妨げるため、このままでは衝撃波が停滞してしまうことが流体シミュレーションからわかっている。

2.2 ニュートリノ加熱による停滞衝撃波の復活

ここで重要になるのがニュートリノによる加熱である。コアの中心部約 10 km 以内では物質密度が極めて高いため、「幽霊粒子」とも呼ばれる

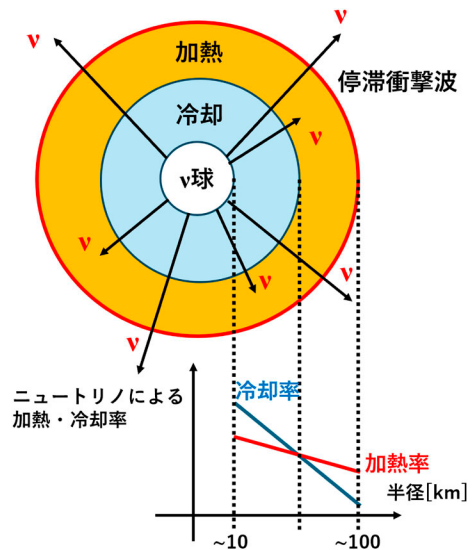


図1 ニュートリノ加熱メカニズムの模式図。中心部のニュートリノ球（ν球）からは大量のニュートリノが放出されており、その一部が加熱に寄与する。星の中心付近では温度が高いためニュートリノ生成による冷却が支配的だが、停滞衝撃波付近では加熱の効果が上回る。

ニュートリノですら逃げ出すことができない領域が出現する．この領域はニュートリノ球 (neutrinosphere) と呼ばれている．このニュートリノ球の表面からは大量のニュートリノが放射される．ニュートリノと物質の相互作用は極めて弱いいため、ニュートリノの99%は星の外に逃げ出してしまふ．しかし、1%のニュートリノは衝撃波背面の核子と相互作用し、物質を加熱する (図1)．この加熱効果によって停滞衝撃波が復活し、超新星が成功裡に爆発するというのがニュートリノ加熱シナリオである．実際超新星 SN 1987A のニュートリノ観測 [13–15] により、超新星爆発からは 10^{53} erg ものニュートリノが放出されることがわかっている．このうち1%が爆発に寄与する場合、超新星の典型的な爆発エネルギー 10^{51} erg を確かに説明できることになる．

このシナリオを検証するため、ニュートリノの輸送を考慮した流体シミュレーションに基づく理論研究が進められてきた．一般にこうした天文シミュレーション研究は、計算量を削減するために人工的に球対称性を仮定した1次元計算から始めることが多い．しかし、世界中の研究グループが微視的物理過程を改良しつつ超新星の1次元計算を実行した結果、1次元のセットアップでは停滞衝撃波の復活が一般的には起こらないというコンセンサスが得られた [16]．一方で、軸対称性を仮定した2次元計算や、人工的な仮定を課さない3次元計算では、衝撃波の復活が起こり得ることがわかってきた [17–22]．こうした多次元の状況では、衝撃波背面の物質が対流を起こすことでニュートリノ加熱がより効率的に進むことや、定在衝撃波不安定性 (standing accretion shock instability) のような流体力学的な不安定性が発達することが爆発を成功させる上で重要であると考えられている．

2.3 最近のいくつかのトピック

現在では、このシナリオに基づいた多次元シミュレーションの結果が世界中の研究グループに

よって先を争うように発表されている．その結果、超新星の爆発エネルギーやニッケル質量、中性子星質量などの観測可能量の予言が揃いつつあり、現実の超新星イベントと比較しても定性的には整合した値が得られている．一方で、最先端の超新星モデルにおいても様々な近似や不定性が存在することも事実である．ここではそれらを網羅的に紹介することはできないが、筆者が最近注目している3つのトピックについてコメントしておきたい．

一つ目は長時間計算の重要性である．最先端の3次元計算は莫大な計算資源を必要とするため、多くのシミュレーションではコア反跳後1秒前後までの計算が行われてきた．ところが、反跳後数秒にわたる長時間3次元計算を実現した研究 [20, 21] によると、爆発エネルギーなどの観測可能量が長時間にわたり変化し続けるようすが観察された．したがってシミュレーションと観測を定量的に比較するためには、そうした長時間計算を実行する必要があるだろう．現在のところこのような計算例は限られているため、今後は様々なセットアップで長時間3次元計算を実現していくことが一つのトレンドであろう．

二つ目はニュートリノ振動の影響である．ニュートリノには電子型・ミュー型・タウ型の3種類があり、特に電子型ニュートリノが超新星コアでの加熱に寄与していることが知られている．一方で、超新星コアには非常に数密度の高いニュートリノのガスが存在する．そのような状況ではニュートリノどうしの自己相互作用に起因する集団振動 (collective oscillation) が起こり、ニュートリノの種類が互いに移り変わる可能性がある．特に、ある条件を満たすと高速フレーバー不安定性 (fast flavor instability) [23] や衝突フレーバー不安定性 (collisional flavor instability) [24] などによりニュートリノの種類が劇的に変化することが理論的に指摘されている．これらの効果を第一原理的にシミュレーションに取り入れ

ることは困難であるものの、筆者らを含め複数のグループによって、様々な処方箋のもとでシミュレーションを行う試みが始まっている [25–28]. 詳しくは文献 [29] を参照されたい.

最後はニュートリノのカイラリティの効果である [30]. 標準模型ではニュートリノはスピンと運動量の向きが逆であることが知られており, 「ニュートリノは左巻き (left-handed) である」と表現する. 超新星コアでは陽子が左巻きの電子を捕獲することで大量の左巻きニュートリノが生成され, 星の外へ失われるため, 結果としてコアには右巻きの電子が左巻きより多く存在することになる. このような不均衡な状況では中性子星の磁場が増幅される可能性がある [31–33] ほか, ニュートリノ輸送にも影響がありうる [34]. しかしながら, これらの効果がどの程度爆発メカニズムに影響を及ぼすのかは明らかになっておらず, 今後の研究を俟つ必要がある.

3. 暗黒光子の生成を考慮した超新星シミュレーション

ここまで述べたように, 超新星爆発のニュートリノ加熱メカニズムには多くの不定性が残るものの, ひとまず標準的な枠組みとして広く受け入れられている. それではこのパラダイムのもとで, もし標準模型を超えた新しい粒子が存在した場合に, その粒子が超新星爆発に与える影響を考えてみたい.

一口に新しい粒子といっても様々なモデルがありうるが, ここではまず暗黒光子 (dark photon, γ') [35, 36] を取り上げる. 暗黒光子は通常的光子と似た性質 (スピン 1) をもつのだが, 標準模型に含まれる既知の粒子とはほとんど相互作用をしない. なぜ暗黒光子に注目するかといえば, この粒子が暗黒物質の候補としても知られているからである. 暗黒物質候補として最も有名なものは

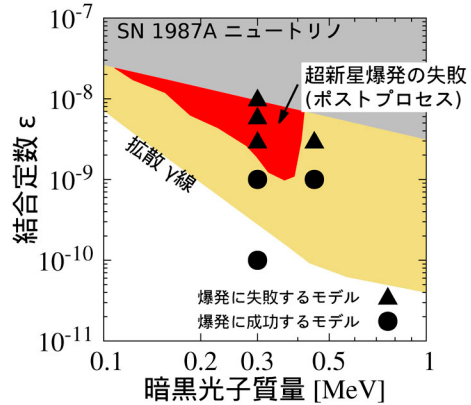


図2 暗黒光子のパラメータ平面 [37]. 色付きの領域はこれまでに排除されたパラメータを示す. 点は筆者らのシミュレーションで採用したパラメータであり, ●は爆発に成功したモデル, ▲は失敗したモデルを示す.

weakly interacting massive particle (WIMP) とアクシオン (axion) である [7]. これまで WIMP やアクシオンを発見しようという努力が続けられてきたものの, 現在のところ確たる証拠は報告されていない. そこで最近では, これらの粒子にこだわらずに幅広い暗黒物質候補を探索していこうという機運が高まっている. その一つがここで取り扱う暗黒光子である.

暗黒光子は通常物質とほとんど相互作用をしないが, 通常的光子とはわずかに相互作用しうると考えられている. この暗黒光子・光子相互作用を通じて, 超新星爆発において暗黒光子が生成される可能性がある. そこで, 暗黒光子・光子相互作用の強さを定義する結合定数 ϵ に対して, 超新星爆発を用いて制約を付けることが我々の目標である.

図2は, これまでの研究で得られた暗黒光子に対する制限を示す. 「SN 1987A ニュートリノ」と書かれた領域では, 暗黒光子が原始中性子星^{*1}から大量に飛び出し強い冷却が働く. そのために超新星のニュートリノ光度が SN 1987A の観測値

^{*1} 原始中性子星 (protoneutron star) は中性子星の赤ちゃんであり, 超新星爆発の中心に鎮座している. 通常の中性子星より温度が高い ($\sim 10^{11}$ K) ことが特徴である.

より小さくなってしまうため、この領域に暗黒光子が存在することはできないと考えられる。また「拡散 γ 線」と書かれた領域では、暗黒光子が光子に崩壊する現象 ($\gamma' \rightarrow 3\gamma$) に着目し、過去の超新星爆発が放出してきた暗黒光子に由来する拡散 γ 線の観測から、暗黒光子の性質に対して制限を課している。

このように、超新星ニュートリノや、粒子の崩壊に由来する電磁波を通して未発見の粒子を探索する手法は、天体を用いた未知粒子探索の分野では常套手段として広く用いられている。一方で、「超新星爆発の失敗」と書かれた領域は暗黒光子に特有のものである^{*2}。最近の研究 [40] によると、暗黒光子がこの領域の中に存在した場合には超新星爆発が起こらずにブラックホールとして崩壊してしまうため、現実の宇宙と矛盾が生じる。したがって、暗黒光子はこの領域内に存在しないと主張されている。ここで注意しなければならないのは、文献 [40] では超新星モデルを単なる背景場として用いるいわゆるポストプロセス手法が用いられていることである。ところが、超新星爆発の成功と失敗をシミュレーションなしで判定する方法は今のところ確立していない。したがって、この制限を確立するためには、暗黒光子による冷却効果を取り入れた超新星シミュレーションを実現する必要がある。以下では、筆者らによるそのような計算の結果 [37] をご紹介したい。

今回の研究では、超新星爆発シミュレーションのために開発されたニュートリノ輻射流体コード 3DnSNe[41] を用いて2次元軸対称計算を実行した。このコードに暗黒光子の生成による冷却効果を実装した。SN 1987Aの爆発を模擬するため、初期条件としてはSN 1987A親星の観測的特徴をよく再現するとされる文献 [42] のものを採用した。

図3はシミュレーションの結果として得られた超新星モデルの衝撃波半径を示す。実線は暗黒光

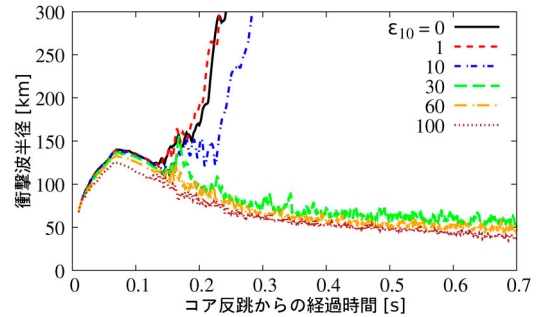


図3 超新星モデルの(角度平均された)衝撃波半径 [37]. $\epsilon_{10}=10^{10} \epsilon$ は暗黒光子・光子結合定数の値であり、実線 ($\epsilon_{10}=0$) は暗黒光子の存在を仮定しない通常モデルである。暗黒光子質量としては0.3 MeVを仮定している。

子を仮定しないモデル、破線は暗黒光子質量を0.3 MeVに固定し、結合定数 $\epsilon_{10}=10^{10} \epsilon$ の値を様々な仮定したモデルである。まず、暗黒光子なしのモデルでは衝撃波が復活しており、超新星爆発に成功していることがわかる。また、 $\epsilon_{10} \leq 10$ と比較的結合定数が小さい場合にも、やはり爆発が成功している。一方で ϵ_{10} の値を30以上にすると、計算終了時まで衝撃波の復活が起こっていない。このような場合には超新星爆発が起こらず、やがて星はブラックホールに崩壊してしまうものと考えられる。実際にはSN 1987Aが爆発したことはよく知られた観測事実であるので、このシミュレーションを信じる限り、結合定数に対して $\epsilon_{10} < 30$ という上限を得ることができる。

それではなぜ暗黒光子は超新星爆発を妨げるのであろうか。実は、暗黒光子と光子の結合定数 ϵ は、背景の物質の存在によって実効的に上昇することが指摘されている [43, 44]。大雑把に言えば、暗黒光子質量がプラズマ中の光子の有効質量(いわゆるプラズマ振動数)に近いときに共鳴が起き、 ϵ が増大する。この共鳴によって、星の中心の原始中性子星だけではなく、中心から外れたところでも暗黒光子が生成されうる。図4は、超

^{*2} ただし、質量がeVスケールのステライル・ニュートリノ (sterile neutrino) が存在した場合にも超新星爆発が失敗する場合があることが指摘されている [38, 39].

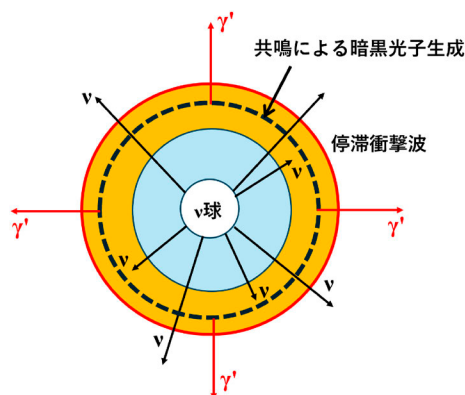


図4 超新星爆発での暗黒光子 (γ') の生成のようすを表す模式図。暗黒光子は衝撃波背面のニュートリノ加熱領域で共鳴を通して生成される。生成された暗黒光子は星の物質とほとんど相互作用をせず星を脱出する。

新星における暗黒光子生成のようすを示している。この図のように、暗黒光子の質量が0.3 MeV前後の場合には、共鳴がちょうどニュートリノ加熱領域内部に出現する。このために暗黒光子が大量に生成されて冷却過程として働き、ニュートリノによる加熱を相殺してしまう。これが、暗黒光子が超新星爆発を阻害するメカニズムである。

本章では、暗黒光子の質量が0.3 MeV前後の場合を議論した。一方で、暗黒光子の探索という文脈では、さまざまな質量の暗黒光子を考えることも重要である。暗黒光子の質量を変化させると星の中で暗黒光子が生成される領域が変化するため、超新星の振る舞いも大きく変わると考えられる。また、暗黒光子の質量が約1 MeVを超えると電子・陽電子対に崩壊する過程が生じる。こうした場合には暗黒光子は冷却だけではなく加熱にも寄与するだろう。今後は、このように広いパラメータを考慮した研究を進めていくことが必要であろうと考えている。

4. アクシオン様粒子の生成と崩壊を考慮した超新星シミュレーション

暗黒光子の場合とは対照的に、超新星爆発を助けるような粒子もある。そのような例としてアクシオン様粒子 (axionlike particle; ALP) を取り上げたい [45, 46]。アクシオンとはもともと、強いCP問題と呼ばれる場の量子論の理論的な問題を解決するために、1970年代にウィルチェックやワインバーグによって導入された仮説的な素粒子である [47, 48]。先述のようにアクシオンは暗黒物質の有力候補でもあるため、探索実験が活発に進められている。

このオリジナルのアクシオンでは、質量と物質との結合定数との間に比例関係がある。一方で、そうした関係式を一旦忘れて質量と結合定数のパラメータ平面の全領域を調査し、より豊かな現象論を探索しようという研究潮流がある。このより広いクラスの粒子をALPと呼ぶことが多い。以下では、光子 (のみ) と相互作用するALPが超新星爆発に対して与える影響を議論する^{*3}。

ALPは一般性の高い粒子のクラスであり、その質量にも今のところ制限がない。そこで以下では100 MeV前後の質量をもつALPを考える。その理由の一つは、この質量のALPを深く探索する手法としては超新星爆発がほぼ唯一の手段であるということである。加速器実験による探索では、今のところALP・光子結合定数 $g_{ay} \sim 10^{-7} \text{ GeV}^{-1}$ までの探索が行われている [52]。一方、超新星爆発を用いた探索では $g_{ay} \sim 10^{-9} - 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ の探索が進んでおり、実験に比べて2桁から4桁ほど小さい結合定数に迫ることができる [53–55]。

超新星爆発の観点から見たこの質量のALPの面白い点は、この粒子が2つの光子に崩壊する不安定粒子であるということである。原始中性子星

^{*3} オリジナルのアクシオンが超新星爆発に影響を与え得ないということではない。たとえばアクシオンの質量がおおよそ10 meV以上の場合、アクシオンが原始中性子星を冷却し、ニュートリノ光度を著しく低下させることが指摘されている [49–51]。

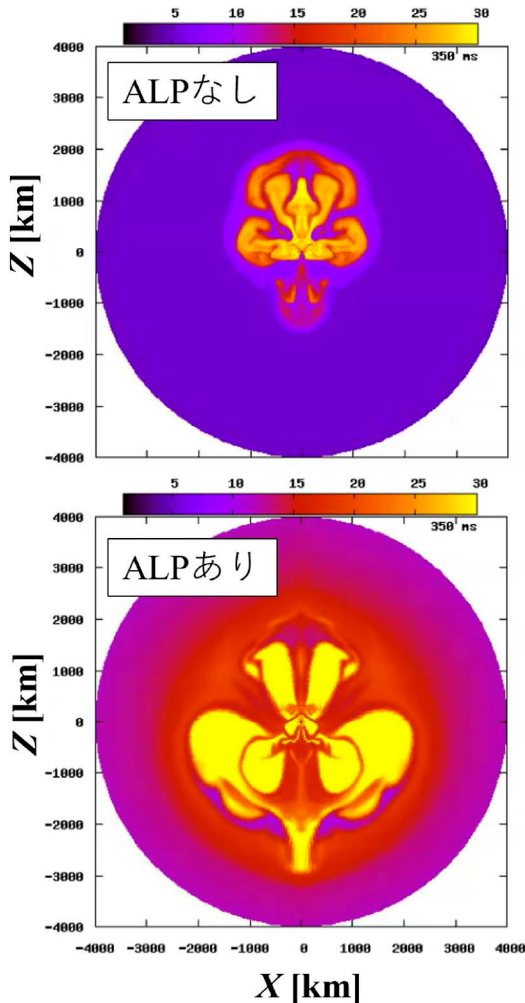


図5 超新星モデルの断面図。上図はALPなしのモデル、下図は質量200 MeV, $g_{ay}=1\times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1}$ のALPを仮定したモデルである。色はエントロピーを示している。時刻はコア反跳後0.35秒後である。

内部で生成されたALPは、星の中を進むうちに光子に崩壊する ($a\rightarrow 2\gamma$)。その光子は周りの物質にただちに吸収されるため、ALPがニュートリノと同様の加熱源として寄与することができる。この効果が超新星爆発に与える影響を調べるために、筆者らはニュートリノ輸送に加えてALPの輸送をも考慮した2次元超新星シミュレーションを実現した [56]。なお、本計算では文献

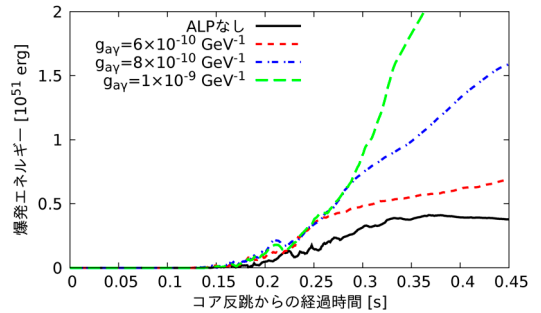


図6 超新星モデルの爆発エネルギー [56]。実線はALPを仮定しない通常モデルであり、破線はALPありのモデルである。ALP質量としては200 MeVを仮定している。

[57] の20 $M_{\odot}$ の親星モデルを用いた。

図5は本研究で得られた超新星モデルの断面図である。色はエントロピーを示しており、上下の図はそれぞれALPなし、ありのモデルである。この2つの図を比較すると、ALPありのモデルでは反跳衝撃波の半径がより大きくなっていることがわかる。つまり、ALPが爆発を手助けしているのである。

図6は超新星モデルの爆発エネルギーのようすである。実線はALPを仮定しないモデル、破線はALP質量を200 MeVに固定し、ALP・光子結合定数の値を様々に仮定したモデルである。ALPなしの通常モデルでは、爆発エネルギーはおよそ $0.4\times 10^{51} \text{ erg}$ に落ち着く。一方でALPありのモデルでは、ALPの崩壊による加熱効果によって爆発エネルギーが増大していることが見て取れる。結合定数を $g_{ay}=1\times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1}$ まで大きくすると、爆発エネルギーは $2\times 10^{51} \text{ erg}$ という大きな値を超えてさらに成長していることもわかる。こうした巨大な爆発エネルギーは典型的な超新星イベントの観測値をはるかに上回ってしまうため、そのような爆発をもたらすALPが実在するとは考えにくい。したがって、爆発エネルギーに基づき g_{ay} に何らかの上限をかけられることが期待される。

一方で、実際に観測されている超新星イベント

の爆発エネルギー分布には大きな分散があり、サーベイ観測に基づく研究 [58] によると $(0.15\text{--}1.4)\times 10^{51}$ erg という1桁にわたる広がりがあることが報告されている。こうした状況では、図6の理論モデルと観測をどのように比較してALPの制限につなげればよいか、ということが自明ではない。最近の研究 [54] では「ALPの加熱効果による爆発エネルギーの増加量が、弱い超新星の爆発エネルギー $\sim 0.1\times 10^{51}$ ergを上回ってはいけない」という基準が提案され、ALPのみならず様々な粒子に対して適用され始めている。とはいえ、親星の質量や回転などの個々の超新星の個性がALPの放射に与える影響を調べることも依然として重要であろうと筆者らは考えており、手始めとして親星モデルを変えたシミュレーションを実行している [59]。

5. 今後の展望

本稿では、標準模型を超えた新粒子を超新星爆発を用いて探索する最近の試みについて紹介した。筆者らは主に2次元シミュレーションをもとに研究を進めているが、理想をいえばやはり3次元シミュレーションが実現できれば望ましい。計算資源の制約によりモデル数が限られてしまうことが難点ではあるが、3次元モデルに基づく研究も工夫して進めたいと考えている。また、本稿では暗黒光子とアクシオン／ALPに関する研究について述べたが、注目される新物理がこれらに限られるわけではない。たとえば、暗黒物質の候補としては質量keVスケールのステライル・ニュートリノがしばしば挙げられる [7]。もしそうした新種のニュートリノが存在した場合は、ニュートリノ振動を介して超新星爆発においても出現しうる。この効果をニュートリノ輻射輸送計算に取り込むためには定式化を工夫する必要があるものの、チャレンジングな課題として今後検討したい。

天体を用いて新しい物理を探索する手法は多様であり、超新星爆発以外の手法に目を向けること

もまた重要である。たとえば未知の粒子の質量がkeVより軽い場合には、通常の恒星からもそのような粒子が放出される可能性がある。実際、太陽からやってくるアクシオンを直接検出しようという試みは長年行われており [60, 61]、アクシオンの性質を強く制約することに成功している。また、新粒子の生成による冷却が恒星進化に与える影響も、長く議論されている伝統的な話題である [62–65]。現在ではオープンソースの恒星進化コード [66] が利用可能であるため、こうしたトピックは比較的新規参入がしやすいと思われる。

最後に、天文学的な新物理探索は高エネルギー天体や宇宙論分野の専売特許ではなく、天文学の幅広い領域との関連がありうることを強調したい。たとえば近年では、原始惑星系円盤の偏光観測によってアクシオン暗黒物質を探索する試みが注目を集めている [67, 68]。次の革新的なアイデアは、近隣分野の研究者との自由な議論の中から生まれてくるのかもしれない。

謝 辞

本記事の執筆を勧めてくださった天文月報編集委員の守屋亮さんに感謝を申し上げる。また、この場をお借りして、共同研究者の滝脇知也さん、固武慶さん、堀内俊作さん、郡和範さん、長倉洋樹さん、高田剣さん、中村航さん、森正光さんにお礼申し上げる。本記事で紹介した研究は国立天文台天文シミュレーションプロジェクトのCray XC50およびHPE Cray XD2000を用いて行われた。本研究はJSPS科研費JP23K13107, JP23KJ2147, JP25H02194の助成を受けている。

参考文献

- [1] Anderson, C. D., 1933, *Phys. Rev.*, 43, 491
- [2] Neddermeyer, S. H., & Anderson, C. D., 1937, *Phys. Rev.*, 51, 884
- [3] Lattes, C. M. G., et al., 1947, *Nature*, 159, 694
- [4] Abbott, B. P., et al., 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 061102
- [5] Fukuda, Y., et al., 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1562
- [6] Ahmad, Q. R., et al., 2001, *Phys. Rev. Lett.*, 87,

071301

- [7] 川崎雅裕, 2025, ダークマター (日本評論社)
- [8] Bethe, H. A., & Wilson, J. R., 1985, ApJ, 295, 14
- [9] 山田章一, 2016, 超新星 (日本評論社)
- [10] 滝脇知也, 2017, 天文月報, 110, 710
- [11] 住吉光介, 2018, 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 (共立出版)
- [12] 長倉洋樹, 山田章一, 2023, 日本物理学会誌, 78, 13
- [13] Bionta, R. M., et al., 1987, Phys. Rev. Lett., 58, 1494
- [14] Hirata, K., et al., 1987, Phys. Rev. Lett., 58, 1490
- [15] Alekseev, E. N., et al., 1987, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 45, 589
- [16] O'Connor, E., et al., 2018, J. Phys. G Nucl. Phys., 45, 104001
- [17] Müller, B., et al., 2017, MNRAS, 472, 491
- [18] Ott, C. D., et al., 2018, ApJ, 855, L3
- [19] O'Connor, E. P., & Couch, S. M., 2018, ApJ, 865, 81
- [20] Bollig, R., et al., 2021, ApJ, 915, 28
- [21] Burrows, A., et al., 2024, ApJ, 964, L16
- [22] Nakamura, K., et al., 2025, MNRAS, 536, 280
- [23] Sawyer, R. F., 2005, Phys. Rev. D, 72, 045003
- [24] Johns, L., 2023, Phys. Rev. Lett., 130, 191001
- [25] Ehring, J., et al., 2023, Phys. Rev. Lett., 131, 061401
- [26] Mori, K., et al., 2025a, PASJ, 77, L9
- [27] Wang, T., & Burrows, A., 2025, ApJ, 986, 153
- [28] Akaho, R., et al., 2026, Phys. Rev. Lett., 136, 191002
- [29] 赤穂龍一郎, 2025, 天文月報, 118, 158
- [30] 山本直希, 2025, 日本物理学会誌, 80, 395
- [31] Masada, Y., et al., 2018, Phys. Rev. D, 98, 083018
- [32] Matsumoto, J., et al., 2022, Phys. Rev. D, 105, 123029
- [33] Dehman, C., & Pons, J. A., 2025, Phys. Rev. Res., 7, 033231
- [34] Yamamoto, N., & Yang, D.-L., 2020, ApJ, 895, 56
- [35] Fabbriehesi, M., et al., 2020, arXiv e-prints, arXiv: 2005.01515
- [36] Caputo, A., et al., 2026, Phys. Rev. D, 113, 075001
- [37] Mori, K., et al., 2026, Phys. Rev. D, 113, L041303
- [38] Wu, M.-R., et al., 2014, Phys. Rev. D, 89, 061303
- [39] Mori, K., et al., 2025b, Phys. Rev. D, 111, 083046
- [40] Caputo, A., et al., 2025, Phys. Rev. Lett., 134, 151002
- [41] Takiwaki, T., et al., 2016, MNRAS, 461, L112
- [42] Urushibata, T., et al., 2018, MNRAS, 473, L101
- [43] An, H., et al., 2013, Phys. Lett. B, 725, 190
- [44] Chang, J. H., et al., 2017, J. High Energy Phys., 2017, 107
- [45] Caputo, A., & Raffelt, G., 2024, PoS, COSMICWISPers, 041
- [46] Carenza, P., et al., 2025, Phys. Res., 1117, 1
- [47] Weinberg, S., 1978, Phys. Rev. Lett., 40, 223
- [48] Wilczek, F., 1978, Phys. Rev. Lett., 40, 279
- [49] Burrows, A., et al., 1989, Phys. Rev. D, 39, 1020
- [50] Fischer, T., et al., 2016, Phys. Rev. D, 94, 085012
- [51] Mori, K., & Mori, M., 2025, J. Cosmol. Astropart. Phys., 2025, 081
- [52] Alekhin, S., et al., 2016, Rep. Prog. Phys., 79, 124201
- [53] Lucente, G., et al., 2020, J. Cosmol. Astropart. Phys., 2020, 008
- [54] Caputo, A., et al., 2022, Phys. Rev. Lett., 128, 221103
- [55] Hoof, S., & Schulz, L., 2023, J. Cosmol. Astropart. Phys., 2023, 054
- [56] Mori, K., et al., 2023, Phys. Rev. D, 108, 063027
- [57] Woosley, S. E., & Heger, A., 2007, Phys. Rep., 442, 269
- [58] Martinez, L., et al., 2022, A&A, 660, A41
- [59] Takata, T., et al., 2025, Phys. Rev. D, 111, 103028
- [60] Inoue, Y., et al., 2008, Phys. Lett. B, 668, 93
- [61] Anastassopoulos, V., et al., 2017, Nat. Phys., 13, 584
- [62] Raffelt, G. G., & Dearborn, D. S. P., 1987, Phys. Rev. D, 36, 2211
- [63] Friedland, A., et al., 2013, Phys. Rev. Lett., 110, 061101
- [64] Ayala, A., et al., 2014, Phys. Rev. Lett., 113, 191302
- [65] Mori, K., et al., 2020, ApJ, 901, 115
- [66] Paxton, B., et al., 2011, ApJS, 192, 3
- [67] Fujita, T., et al., 2019, Phys. Rev. Lett., 122, 191101
- [68] Narita, K., et al., 2026, arXiv e-prints, arXiv:2602.15611

Exploring Physics beyond the Standard Model through Core-collapse Supernova Simulations

Kanji Mori

Department of Physics, Faculty of Science and Technology, Keio University, 3-14-1 Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama, Kanagawa 223-8522, Japan

Abstract: Core-collapse supernovae have been recognized as a powerful laboratory to explore physics beyond the Standard Model. The recent growth of computational resources has enabled us to predict observables based on multi-dimensional supernova simulations. Following this trend, I have developed simulations that incorporate the effects of hypothetical particles. This article focuses specifically on dark photons and axionlike particles and discusses how such new physics can affect the explosion mechanism. Comparing our models with observational data allows us to investigate the properties of exotic particles.

日本天文学会早川幸男基金による渡航報告書

Installation of ATEA on the B&C 61 cm Telescope and Test Observations

氏 名：奥本祐生（大阪大学大学院理学研究科
M2（渡航当時））

渡航先：ニュージーランド，マウントジョン天文
台

期 間：2026年2月14日～3月5日

本渡航では，開発した撮像装置である Aotearoa Triple-band Equipment for Astrophysics (ATEA) をニュージーランド，マウントジョン天文台の B&C61 cm 望遠鏡にインストールし，テスト観測を実施しました．以下に本渡航の内容を報告させていただきます．

本研究で開発を実施した ATEA は，紫外線，可視光，近赤外線領域（J, Hs-band）を同時に撮像できる観測装置であり，キロノバや重力マイクロレンズ現象といった突発天体の迅速な追観測を行うことを主な目的としています．ATEA は 2 枚のコレクターレンズと 2 枚のダイクロイックミラー，各波長領域のフィルターとカメラで構成されています．私は修士 1 年の時からこの装置の開発を主導してきました．具体的には，光学系の設計と，その設計に基づいて製造，設置時のズレの許容範囲を設定する公差解析，光学素子を取り囲む筐体の機械設計等を実施しました．2026 年 2 月上旬の段階で，直径 16 cm ほどのコレクターレンズとそれらを望遠鏡内部に固定するための筐体（レンズユニット）の製造が完了し，可視，近赤外線領域のバンドパスフィルター，カメラが手元に揃いました．紫外線カメラやダイクロイックミラーは揃っていませんでしたが，まずは新たに製作したレンズ，レンズユニットに問題がないことを確認するために，カセグレン焦点にカメラを固定するためのパーツ（以下，ATEA カメラ部分と呼称）の設計・製造を行いました．この ATEA カメラ部

分において，可視カメラ，近赤外線カメラを切り替えることで，それぞれの波長域で観測を行うことができるようになりました．修士論文発表会の翌日に出国というスケジュールで，本渡航では上記のレンズユニット，ATEA カメラ部分をニュージーランド，マウントジョン天文台に持ち込み，B&C61 cm 望遠鏡への設置と光学調整，テスト観測を実施しました．以下にその詳細を記載します．

まず滞在初日には，B&C61 cm 望遠鏡に既存の旧レンズユニットを用いて，ATEA カメラ部分の取り付けおよび接続テストを実施しました．その際，図面情報では把握できなかった旧ユニット側のボルトの突出が判明し，用意していたインターフェース面が干渉して取り付けられないという課題に直面しました．しかし，現地の技官と相談し，その場でインターフェース面への追加加工（穴あけ）を施すことで，この問題を迅速に解決しました．

そして翌日以降は，オークランド大学の Rattenbury 氏も加わり，旧レンズユニットの性能評価観測を可視光，近赤外線領域で実施しました．その後，本研究の核となる新レンズユニットのインストール作業へ移行し，新旧いずれの光学系においても検出器への集光を確認することができました．

次に，光学調整と新規レンズの性能評価を実施しました．具体的には，事前に作成しておいたハルトマン板を用いて，新レンズユニットのハルトマン試験を行いました．具体的な手法は先行研究（Yama et al. 2023）に準拠しますが，ハルトマン定数の計測とレンズユニットの傾き調整を 3 度繰り返した結果，最終的にハルトマン定数 0.13 秒角を達成し，想定していた値と同等の結果を実現

することができました。旧レンズユニットについては同様の試験を実施できなかったため、定数による直接の比較は困難ですが、新旧双方のレンズユニットを用いて取得した天体画像の比較解析を行いました。その結果、新ユニットを用いた画像ではS/N比が有意に向上し、光学系由来のゴーストも劇的に低減されていることを確認しました。これは旧レンズユニットにARコートが施されていなかったことが原因であると考えられ、新レンズユニットのARコートの有効性を検証することができました。またこれにより、本研究で実施した光学設計および公差解析の妥当性が実証され、銀河系中心方向のような混み合った領域においても想定している近赤外線での追加観測が可能であるという確信を得ることができました。

その後、8夜にわたって試験観測を実施しました。天気が悪い日や風が強くて観測ができない日もありましたが、ATEAの限界等級を求めるためのデータ取得や、B&C61 cm望遠鏡の設置されているマウントジョン天文台の近赤外線領域における大気の透過率を求めるためのデータを取得しました。また、マイクロレンズ観測などの星が混み合った領域での試験のため、銀河系中心方向の撮像を可視光、近赤外線領域において実施しまし

た。旧レンズユニットに比べ可視光でのS/N比が向上し、新たに近赤外撮像も可能であることが確認され、今回の渡航での目標を達成することができました。観測で得られた画像の解析は現在進行中です。

本渡航は、海外生活や昼夜逆転のスケジュールといった不慣れな環境ではありましたが、日本では決して味わえない貴重な経験を数多く積むことができた、非常に実りある機会でした。マウントジョン天文台はテカボ湖という観光地の非常に近くにあり、観測後に見たテカボ湖の景色はとても美しく、まさに風光明媚でした。また試験観測中には運良くオーロラを見ることができるなど、非常に充実した日々を過ごすことができました。

本渡航において、多忙な中現地で作業を共にしてくださったオークランド大学のNicholas Rattenbury氏、および滞在中に技術的なサポートをしてくださったFraser Gunn氏、Nigel Frost氏をはじめとするスタッフの皆様は心より感謝申し上げます。また、上述のように、非常に実りある経験ができたのは早川幸男基金のご支援のおかげです。本渡航をご支援いただいた日本天文学会、早川幸男基金、関係者の皆様に深く感謝申し上げます。

日本天文学会早川幸男基金による渡航報告書

A first look at the RLAGNs in the Euclid Deep Fields

氏 名：仲宇星（早稲田大学理工学術院先進理工学部物理学科PD：学振（渡航当時））

渡航先：イタリア ローマ

期 間：2025年6月1日～8月29日

From June 1 to August 29, I stayed in Rome as a visiting researcher at Roma Tre University. During this period, I worked with members of Euclid Consortium on the first Quick Data Re-

lease (Q1). Our goal was to provide a first characterization of radio-loud active galactic nuclei (RLAGN) in the Euclid Deep Field North (EDF-N) and Fornax (EDF-F), while preparing for the upcoming Data Release 1 of the Euclid Wide Survey.

During my stay in Italy, I also traveled to Sexten to attend the conference “Dancing in the Dark: When Galaxies Shape Galaxies”. The conference

focused on both theoretical and observational studies of galaxy mergers across cosmic time, addressing key questions such as how mergers transform galaxy morphology, the extent to which they trigger star formation at different epochs, and how accretion events and mergers influence the growth of supermassive black holes (SMBHs). At the conference, I delivered a 20-minute contributed talk presenting my previous study of a young, radiatively efficient RLAGN hosted by a starburst major merger at $z=1.92$. This case study suggests that galaxy mergers around cosmic noon ($z\sim 2-3$) can simultaneously trigger intense star formation, SMBH growth, and AGN radio activity, highlighting a potentially crucial stage in the co-evolution of galaxies and their central SMBHs.

As part of my current research project and in connection with the ongoing Euclid programs, I also presented my RLAGN catalog constructed by cross-matching the Ultraviolet Near Infrared Optical Northern Survey (UNIONS) with the radio VLA Sky Survey (VLASS) at 3 GHz. The project aims to establish a statistical understanding of the connection between galaxy mergers and RLAGN activity. A key challenge in this work is the robust identification of mergers among RLAGN host galaxies. During the conference, several talks discussed different approaches to merger identification, including visual classification, morphological diagnostics, and machine-learning (ML) techniques. However, all of these methods remain susceptible to misclassifications, and further efforts are required to improve both their efficiency and reliability. Among these presentations, the talk by Antonio La Marca was particularly relevant. His ML-based approach successfully identified mergers in the EDFs for galaxies at $z<2$, achieving an accuracy of approximately 80%. These results

have already informed my current research, and the method appears highly promising for future Euclid data releases.

This visit to Roma Tre University yielded several fruitful outcomes. Building on my experience with the UNIONS-VLASS project, I constructed a Euclid-VLASS radio AGN catalog using the Euclid Q1 data. I then performed spectral energy distribution (SED) fitting to estimate photometric redshifts (photo- z) and derive the physical properties of both the AGNs and their host galaxies. To assess the reliability of the estimated photo- z values and physical parameters, I discussed the results with Brivael Laloux, who is working on SED fitting of Euclid AGNs. By comparing our photo- z estimates with spectroscopic redshifts compiled by Laloux, we found substantially lower fractions of outliers of Euclid-VLASS compared to UNIONS-VLASS sample, demonstrating the improved performance of the method when applied to Euclid-VLASS data. I also investigated the offset in star formation rate between my radio galaxies and the star-forming main sequence as a function of host-galaxy stellar mass, 1.4-GHz radio luminosity, AGN bolometric luminosity, and redshift. The analysis reveals two distinct radio AGN populations: one residing in massive quiescent galaxies with relatively weak AGN activity, and another associated with starforming galaxies hosting rapidly growing SMBHs. These results provide new insights into the diversity of radio AGN populations and their connection to galaxy evolution.

We incorporated the merger identifications provided by Antonio La Marca. Among the 342 radio AGN hosts with morphological classifications, almost half are associated with mergers. This result points to a strong connection between



会議が開催されたセクストン天体物理学センターでの参加者集合写真。

the emergence of RLAGNs and galaxy interactions or mergers, consistent with the findings of Dr. Manuela Magliocchetti, whose study of Euclid-LOFAR radio AGNs I joined as a collaborator. I further compared the AGN and host properties of merger and non-merger systems but found no significant differences between the two populations. These results suggest that, although RLAGNs preferentially reside in merging systems, galaxy mergers and interactions may not be the sole or decisive mechanism responsible for triggering radio activity. This raises an important question regarding the relative timing of RLAGN activity and the merger history of their host galaxies. Addressing this issue requires multi-frequency radio observations that can constrain the ages of radio sources. Such data have already been compiled for the UNIONS-VLASS sample and will also be assembled for Euclid-VLASS.

One major limitation of the Euclid Q1 data is the lack of reliable spectroscopic redshifts for

quasar candidates. To address this issue, in parallel with the studies described above, I collaborated with Euclid members to prepare proposals for the Subaru Prime Focus Spectrograph to obtain spectroscopic redshifts for Euclid quasar candidates and galaxies. This proposal was successfully approved and awarded two nights of observing time. The resulting survey will provide crucial spectroscopic constraints for Euclid sources, enabling more robust studies of their physical properties and evolutionary histories. As one of the first dedicated spectroscopic follow-up programs targeting Euclid quasar candidates, this effort will help unlock the full scientific potential of Euclid and provide valuable resources for the broader international astronomical community.

I would like to express my sincere gratitude to Hayakawa fund for supporting this visit.

日本語要約

早川幸男基金からご支援をいただき、私は

2025年6月から8月にかけてイタリア・ローマの Roma Tre University に滞在しました。ローマでは欧州宇宙機関ESAが打ち上げたEuclid赤外線衛星のデータ、特にEuclid Deep Fieldsにおける電波活動銀河核(RLAGN)の初期解析に取り組みました。また、国際会議「Dancing in the Dark: When Galaxies Shape Galaxies」に参加し、合体銀河中の若いRLAGNに関する研究成果を発表するとともに、多くの研究者と議論を行いました。

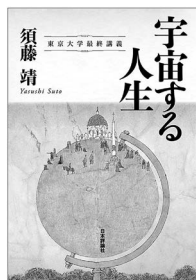
共同研究では、Euclid Q1 データに基づいて電波AGNカタログを構築し、測光赤方偏移推定や銀河・AGNの物理量解析を実施しました。その結果、電波AGNと銀河合体との間に強い関連性があることが示されました。一方で、銀河合体のみが電波活動を引き起こす要因ではない可能性も明らかとなり、今後の研究課題として電波活動と

銀河合体の時間的関係の解明が重要であることがわかりました。

さらに、Euclidクエーサー候補を対象としたSubaru Prime Focus Spectrograph観測提案を主導し、提案は採択されて2夜分の観測時間が配分されました。この観測により、Euclid天体の物理的性質や進化過程の理解を大きく前進させることが期待されています。

今回の滞在を通じて、Euclid Consortiumの研究者との共同研究を深めるとともに、今後のEuclid科学を推進するための新たな国際共同研究体制を構築することができました。最後に、本渡航を支援してくださった早川幸男基金に深く感謝申し上げます。

(市川幸平・東北大学)



宇宙する人生 東京大学最終講義

須藤 靖 著

日本評論社 四六判 264頁 本体1,700円＋税

読み物
お薦め度
5
☆☆☆☆☆

「私はしばしば宇宙物理学を『宇宙を学び世界を問う』営みであると形容することがあります。」この一文から始まる本書は、東京大学宇宙理論研究室を長年率いてきた須藤靖氏の最終講義をもとに、大幅に加筆されたものである。タイトルの「宇宙する人生」からわかるように、宇宙の研究のみならず、須藤氏の宇宙を学び世界を問う営みが生き生きと描かれている。

本書は、須藤氏が生まれ育った太平洋が見える高知の町から始まる。太陽を赤く描かなければならないことにまったく納得できなかった保育園児の須藤少年は、高知の小学校・中学校・高校を経て、東京の大学で物理学を学ぶ。大学院修士課程では重力波の実験的検出の研究を行い、博士課程からは専門分野を変えて宇宙論の研究を志す。学位取得後のアメリカでのポスドク生活、茨城大学、広島大学、基礎物理学研究所での若手教員時代の日々を経て、東京大学で研究室を率い現在に至るまでの、須藤氏の研究活動や研究者の日常、さらには宇宙物理学者の視点から見た日本の社会・教育・文化などの変遷までが描かれている。

良い本は、読み手のその時々状況によって豊かに表情を変えられている。天文月報の読者のみなさんは、幅広い年齢層の様々なバックグラウンドの方がいると思うが、多かれ少なかれ各自が自分の「宇宙する人生」を歩んでいることだろう。みなさんそれぞれの宇宙する人生によって、本書は様々な読み方があるだろう。

宇宙に興味がありながらも大学受験を控えて将

来の進路選択に迷う中高生の方であれば、須藤氏の高知での中高生時代に共感が持てるかもしれない。また、本書の8章にある、須藤氏が東京大学新聞社に「東大受験生へのメッセージ：物理」という文章を依頼されて寄稿した「謎解きはジュークンの後で」をぜひ読んでほしい。高校物理の先には、魅力的な物理がみなさんを待ち構えているのである。宇宙に興味はあったが高校物理が嫌になり進路選択に迷い、理系をやめた高校時代の筆者に読ませたかった文章である。

これから研究を志す大学生の方には、初めて宇宙の研究に取り組み論文を執筆していく大学院生時代の研究活動が面白いかもしれない。2章には、博士課程に進むか迷っている皆さんへの文章もあるので、ぜひ読んでほしい。

大学院生やポスドクの方は、須藤氏がどのように共同研究者に出会い、新しい研究分野に飛び込み研究ネットワークを広げていったかが興味深いかもしれないし、大学教員の方は、須藤氏が若い大学院生と研究を進めていくエピソードが面白いかもしれない。研究者でない方には、研究者が日々どのように生きているのかという研究者（須藤氏）の日常や、研究の楽しさ、研究が生まれる現場の空気感を味わってほしい。

天文月報の読者のみなさんの数だけある「宇宙する人生」。そのおともとして、ぜひ本書をライブラリに加え、たまに読み返してほしい。きっと、その時々で新しい表情をみせてくれるはずである。

藤澤幸太郎（工学院大学）

寄贈図書リスト

- 1 なるほど現代宇宙論, 二間瀬敏史 著, A5判,
184ページ, 2,200円+税, 日本評論社

月報だより

月報だよりの原稿は毎月20日に締切り、翌月に発行の「天文月報」に掲載いたします。ご投稿いただいた記事は、翌月初旬に一度校正をお願いいたします。

記事の投稿は、e-mailで toukou@geppou.asj.or.jp 宛にお送りください。折り返し、受領の連絡をいたします。

人事公募

JAMSTEC Young Research Fellow 2027

JAMSTEC Young Research Fellow 2027公募を開始いたしました。自然科学・工学分野の博士号取得5年以内の若手研究者を募集する制度です。JAMSTECの研究開発環境を活用することで、自身の研究課題をより卓越した業績へと発展させ、国際的に活躍する自立した研究者として飛躍することが期待されます。

■募集人員：約5名

■勤務地：国立研究開発法人海洋研究開発機構 以下の研究拠点のいずれか

- ・横須賀本部 神奈川県横須賀市夏島町2番地15
- ・横浜研究所 神奈川県横浜市金沢区昭和町3173番25
- ・むつ研究所 青森県むつ市大字関根字北関根690番地
- ・高知コア研究所 高知県南国市物部乙200（高知大学物部キャンパス内）

■専門分野：自然科学・工学全般

■応募締切：2026年8月31日(月)

■問合せ先：国立研究開発法人海洋研究開発機構

人事部人事任用課 採用担当 jyrf2027@jamstec.go.jp
詳細はウェブサイトより募集要項をご確認ください。
<https://www.jamstec.go.jp/recruit/j/jyrf/>

変動海洋エコシステム高等研究所

AIMEC 研究もしくは AIMEC ポストドクトラル 研究員

東北大学及び海洋研究開発機構（以下JAMSTEC）によるアライアンス型WPI拠点である変動海洋エコ

システム高等研究所（WPI-AIMEC）では、分野融合研究や国際共同研究を通じて「海洋生態系変動メカニズムの解明と予測」を実現し、持続可能な海洋・地球環境と人間社会の実現に向けた惑星スチュワードシップへの貢献を目指しています。

着任初年度に研究スタートアップ経費として AIMEC 研究員は300万円、AIMEC ポストドクトラル 研究員は200万円が支給されます。（次年度以降の支給はありません。）

■募集人員：6～7名

■勤務地：下記のいずれか

①東北大学青葉山キャンパス 宮城県仙台市青葉区 荒巻字青葉6-3

②JAMSTEC横浜研究所 神奈川県横浜市金沢区昭和町3173番25

■専門分野：自然科学・工学全般

■応募締切：2026年9月6日(日)

■問合せ先：変動海洋エコシステム高等研究所（WPI-AIMEC）

研究推進企画部 採用担当 wpi-aimec_hr@jamstec.go.jp
詳細はウェブサイトより募集要項をご確認ください。
<https://www.jamstec.go.jp/recruit/j/details/wpi20260906/>

賞の推薦

お茶の水女子大学賞：

第14回湯浅年子賞募集要項

設立趣旨

湯浅年子賞は、大学共同利用機関法人高エネルギー加速器研究機構（KEK）が日仏共同事業として運営する Toshiko Yuasa Laboratory（TYL）の協力を得て、

湯浅年子博士の自然科学及びその関連分野への功績を記念して設立した賞で、お茶の水女子大学賞の1つとして位置づけられている。

目的

湯浅年子賞は、本学及びその前身校において数多くの女子学生を育て、フランスにおいては長年にわたって優れた原子核の実験的研究を行い、国際的に活躍した日本初の女性自然科学者である湯浅年子博士の遺志が若い世代に受け継がれることを願い、自然科学の諸分野において顕著な業績を挙げた女性を顕彰することを目的とする。

賞の種類

- (1) 金賞 物理学とその関連領域分野における業績が著しく顕著であり、国内あるいは国外において、既に高い評価が確立している女性を顕彰する。
- (2) 銀賞 物理学とその関連領域分野における業績が特に顕著であり、近い将来当該分野において、国際的に活躍する女性になると認められる者を顕彰する。

人数

各賞1名

受賞対象者

次の(1)、(2)両方を満たす者。

- (1) 物理学とその関連領域分野において顕著な研究業績を挙げた者。また、物理学とその関連領域分野の社会的普及活動あるいは同分野の女性研究者を増大させる活動において、顕著な業績を挙げた者も受賞対象者とする。
- (2) 日本国籍を有する者または日本において高等教育を受けた者。

授与

受賞者には、賞状並びに副賞のメダル及び10万円を授与する。(メダルは大学共同利用機関法人高エネルギー加速器研究機構が日仏共同事業として運営するToshiko Yuasa Laboratoryより授与される。銀賞受賞者は、Toshiko Yuasa Laboratoryによりフランスに招聘される。) 授賞式は2027年2月9日(火) 予定。

審査方法

書類審査(書類審査合格者に対して面接審査を行う場合がある。)

応募方法

他薦に限る。以下の書類(形式自由)を、推薦者より提出する。

- (1) 推薦書: 被推薦者の業績タイトル、推薦理由、賞の種類(金賞、銀賞)、推薦者の住所、氏名[フリガナ]及びメールアドレスを記載すること。

- (2) 被推薦者の履歴書(写真貼付)

- (3) 被推薦者の業績一覧(論文(審査の有無別)、著書、招待講演、学会発表、その他に分類すること)主たる業績3点以内に○印を付けること。

- (4) 被推薦者の主たる業績を表す資料3点以内

(1)～(4)のPDFファイルを下記のメールアドレスに送ること。

なお、PDFファイルにしがたい資料は郵送による提出も可能。

提出締切

2026年9月4日(金) 17時必着

その他

- (1) 応募書類の提出後、その記載事項を変更することや補充することは認められません。提出された応募書類の内容が事実と異なる場合、当該応募は無効となります。
- (2) 提出された応募書類は返却しません。
- (3) 応募時に提供された個人情報は、本賞の審査、結果通知および表彰に関する手続の目的にのみ使用し、その他の目的には使用しません。
- (4) お茶の水女子大学は、面接審査のための旅費は負担しません。
- (5) 応募書類に虚偽が発見された場合は、授賞後であっても授賞を取消することがあります。
- (6) 応募書類を受領後に確認メールを送付するので、メール送信後3日以上(土日祝、夏季一斉休業期間である8月10日～17日を除く)受領確認のメールが届かない場合には、お問い合わせください。

本件に関する問い合わせ・提出先

〒112-8610 東京都文京区大塚2丁目1番1号

国立大学法人お茶の水女子大学 広報・ダイバーシティ推進課 ダイバーシティ推進担当

E-mail: Ocha-Prize@cc.ocha.ac.jp

電話: 03-5978-5336

第67回(令和8年度)東レ科学技術賞および東レ科学技術研究助成の候補者募集

東レ科学技術賞

<対象>

日本天文学会に関連する分野で、下記に該当する方。年齢は問いません。

- (1) 学術上の業績が顕著な方
- (2) 学術上重要な発見をした方
- (3) 効果が大きい重要な発明をした方
- (4) 技術上重要な問題を解決して、技術の進歩に大きく貢献した方

〈授与品等および採択数〉

賞状及び金メダル、賞金500万円。2件以内。

〈その他〉

今回推薦を受けた候補者は、次年度も選考の対象となります。

令和7年度に推薦された候補者については、令和8年度候補者として再度推薦の必要はありません。

ただし、令和7年度の推薦以降において、追加すべき顕著な業績または発表や受賞があり加筆が望ましい場合は、再提出いただいても結構です。

東レ科学技術研究助成

〈対象〉

日本天文学会に関連する分野で、国内の研究機関において、自らのアイディアで萌芽的研究に従事しており、かつ今後の研究の成果が科学技術の進歩、発展に貢献するところが大きいと考えられる若手研究者。

原則として推薦時45歳以下もしくは博士取得後10年以内。

本助成が重要かつ中心的な研究費と位置づけられ、これにより申請研究が格段に進展すると期待されることが要件。

申請の基となった研究が海外で行われていても差支えありません。

〈助成金額及び採択数〉

総額1億3千万円。1件3千万円程度まで、計10件程度。

表彰および助成共通

〈推薦要項〉

推薦要綱および推薦書の書式は下記サイトをご覧ください。

<https://www.toray-sf.or.jp/>

〈学会推薦応募締切〉

2026年9月16日(水) (学会必着)

〈提出先〉

推薦書および主要文献(科学技術賞: 2~3件, 研究助成: 5件以内)のPDFファイル一式をメール添付またはダウンロード情報を〈jimucho@asj.or.jp〉へ送付。
※推薦書のファイル名は、「賞【日本天文学会】候補者氏名.pdf」または「助成【日本天文学会】候補者氏名.pdf」としてください。

※主要文献はそれぞれPDFファイルを作成のうえ、ファイル名は「論文リスト番号_雑誌等の名称+発行年.pdf」(例: 論文7_Nature2025.pdf)としてください

※審査・推薦決定後、必要によりWORD版推薦書を提出していただく場合がありますので、上記PDF提出後もWORD版推薦書をお手元に保管しておいてください。

〈問い合わせ先〉

賞・助成について:

(公財)東レ科学振興会 (<https://www.toray-sf.or.jp/>)

学会推薦関係:

学会事務所 (担当: 事務長/jimucho@asj.or.jp)

令和8年度『東レ理科教育賞』および『東レ理科教育賞・企画賞』募集

“東レ理科教育賞”は、中学・高校の理科教育に携わる先生方を表彰する特色ある事業です。応募要領をご覧くださいのうえ、どうぞ奮ってご応募ください。

【東レ理科教育賞】

対象: 中学校・高等学校レベルでの理科教育における新しい発想と工夫考案にもとづいた教育事例(教育の現場で実績のあるもの)。

褒賞:

- (1) 東レ理科教育賞文部科学大臣賞(東レ理科教育賞の中で特に優れているもの)賞状、銀メダルおよび副賞賞金100万円、
- (2) 東レ理科教育賞 賞状、銀メダルおよび副賞賞金70万円、
- (3) 東レ理科教育賞佳作(東レ理科教育賞に次ぐもの)賞状および副賞賞金20万円、
- (4) 東レ理科教育賞奨励作(東レ理科教育賞および佳作とは別に、理科教育上広く普及を奨励するもの)賞状および副賞賞金20万円、を合せて10件程度選定。

応募手続: 9月29日(火) 正午までに専用ウェブフォームにて事前申込みの上、所定の応募用紙(申請書)に必要事項を記入し、PDF形式に変換して応募専用メールアドレス宛てに送信。

応募締切日: 2026年9月30日(水) 必着。

応募要領URL: www.toray-sf.or.jp/awards/education/application.html

【東レ理科教育賞・企画賞】

対象: 中学校・高等学校レベルでの理科教育における新しい発想と工夫考案にもとづいた企画・開発。

褒賞: 賞状および副賞賞金10~20万円(10件程度選定)。

応募手続: 9月9日(水) 正午までに専用ウェブフォームにて事前申込みの上、所定の応募用紙(申請書)に必要事項を記入し、PDF形式に変換して応募専

用メールアドレス宛てに送信。

応募締切日：2026年9月10日(木) 必着。

応募要領URL：www.toray-sf.or.jp/awards/education/application_plan.html

【両賞共通】

応募資格：中学校・高等学校の理科教育を担当、指導、または研究する方。応募要領参照（6月下旬に昨年度の受賞作品集とともに全国の中学校、高等学校、高等専門学校の学校長経由理科担当教諭宛などに送付。ウェブサイトにも掲載）。応募用紙はウェブサイトからダウンロードしてください。

【お問合せ】公益財団法人東レ科学振興会

〒103-0021 東京都中央区日本橋本石町3-3-16

Tel: 03-6262-1656 Fax: 03-6262-1901

会 務 案 内

入会・移籍・退会のお知らせ

2026年5月25日に開催された公益社団法人 日本天文学会理事会において、正式に入会・移籍が承認された方、退会が報告された方の人数をお知らせします。

入会 正会員：31名 準会員：11名

退会 正会員：213名 準会員：55名

賛助会員：2団体

移籍 準→正：1名 正→準：2名

編集委員会より

天文月報表紙デザイン案大募集！

天文月報では、次の一年間の表紙デザインを常時募集しております。毎年8月31日に締め切り、一年間で集まった作品を対象に、翌年の表紙デザインを選考します。詳しくは下記募集要項をご確認ください。応募はプロ・アマチュア、会員・非会員問わずどなたでも受け付けておりますので、多くの方からの応募をお待ちしております。

〈募集概要〉

- ・採用作品掲載期間は毎年1月号（12/20発行）～12号（11/20発行）の12ヶ月（12回分）です。
- ・表紙は題字（『天文月報』の文字）、号数、日本天文学会のロゴマーク、記事タイトル、カラー画像（毎月変更）および背景イラストで構成されます。すべ

ての配置を含めたデザインをお願いいたします。

- ・毎号違うイラストでも、同じデザインで色違いでも構いません。具体例は過去の天文月報をご覧ください。

天文月報のホームページのバックナンバー

<https://www.asj.or.jp/jp/activities/geppou/backnumber>

■募集要項・天文月報投稿用アップローダーに、表紙デザイン案の画像ファイル、およびそのコンセプトをお送りください。

- ・カラー：CMYK
- ・ファイル形式不問
- ・雑誌のサイズ：B5判タテ（182ミリ×257ミリ）
- ・締切り：2026年8月31日
- ・送り先：天文月報編集委員会天文月報投稿用アップローダー

https://www.asj.or.jp/jp/activities/geppou/author_submission/

ログインにはユーザ名およびパスワードが必要です。ご利用を希望される方は、ホームページの「お問い合わせフォーム」よりご連絡ください。

■応募規定

- ・募集する作品は、応募者が作成した未発表のオリジナル作品に限りします。
- ・作品の中に第三者が著作権等の権利を有している著作物等を利用していないものとします。
- ・採用された場合、納品された表紙の著作権（著作権法第27条及び第28条に規定する権利を含む。）は日本天文学会天文月報編集委員会に帰属します。
- ・採用された場合、表紙に使用したオリジナル原画の著作権（著作権法21条から26条の3に規定する権利。）は日本天文学会天文月報編集委員会に帰属します。
- ・採用された場合、著作者が表紙に使用したオリジナル原画を他の目的で使用する際は、事前にその旨を日本天文学会天文月報編集委員会に知らせ、転載許可を取ってください。
- ・応募にあたりご提供いただいた個人情報、本要項による採用作品の通知のためのみに使用します。
- ・採用された方には、規定の謝礼をお支払いします。（24万円/1年分（税込み・毎月払い））
- ・問い合わせ先
問い合わせフォーム：

<https://www.asj.or.jp/jp/contact/>

eメール：geppou@asj.or.jp

表紙デザイン募集サイト

<https://www.asj.or.jp/jp/activities/geppou/design/>

天文月報119巻9月号 主な掲載予定記事

特集：公開天文台100周年（1）：日本公開天文台協会による公開天文台100周年記念事業【宮本敦・澤田幸輝・米澤樹】公開天文台白書から見た公開天文台の現状【米澤樹・澤田幸輝】

EUREKA: 地球磁気圏からのX線放射の観測とモデル化—磁気圏グローバル撮像に向けて【伊師大貴】

天球儀：星のソムリエ資格認定制度カリキュラムの構造【柴田晋平・星のソムリエ制度運営グループ】〈2025年度日本天文学会 天文功労賞（長期）〉彗星の光度観測コーディネーター業を振り返って【中村彰正】

編集委員：日下部展彦（編集長）、岡本文典、小山翔子、志達めぐみ、鈴木大介、高橋葵、田中壱、谷川衡、鳥海森、中島亜紗美、信川久実子、橋本拓也、福島肇、藤澤幸太郎、宮武広直、宮本祐介、守屋堯

令和8年7月20日 発行人 〒181-8588 東京都三鷹市大沢2-21-1 国立天文台内 公益社団法人 日本天文学会

印刷発行 印刷所 〒162-0801 新宿区山吹町332-6 株式会社 国際文献社

定価733円（本体667円） 発行所 〒181-8588 東京都三鷹市大沢2-21-1 国立天文台内 公益社団法人 日本天文学会

Tel: 0422-31-1359（事務所）／0422-31-5488（月報） Fax: 0422-31-5487

振込口座：郵便振替口座00160-1-13595 日本天文学会

三菱UFJ銀行 三鷹支店（普）4434400 公益社団法人 日本天文学会

日本天文学会のウェブサイト <https://www.asj.or.jp/> 月報編集 e-mail: toukou@geppou.asj.or.jp

会費には天文月報購読料が含まれます。

©公益社団法人日本天文学会2026年（本誌掲載記事は無断転載を禁じます）