

2019年第49回
天文・天体物理若手夏の学校

集録

星間

謝辞

2019年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、宇宙線研究者会議、光学赤外線天文連絡会、野辺山宇宙電波からのご支援、また、企業・個人(プログラム集参照)からご寄付により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

星間現象分科会

index

a1	小橋 亮介	young から middle-aged の超新星残骸からの非熱的放射についての統一モデルの構築に向けて
a2	松田 真宗	Chandra X 線観測衛星を用いた超新星残骸 Tycho の時間変動の観測
a3	西野 将悟	宇宙加速のシミュレーションに必要な分解能の検証
a4	木下 真一	M17 赤外線暗黒星雲領域の分子雲の力学状態と分子雲衝突の可能性について
a5	近藤 滉	ALMA による渦巻銀河 M33 の巨大分子雲の高分解能観測
a6	渡邊 裕人	$l = 0^{\circ}85$ 高速度コンパクト雲群の観測的研究
a7	中川原 峻介	CO 0.02-0.02 のラインサーベイ観測
a8	福島 光太郎	チャンドラ衛星による銀河系内の超新星残骸 G344.7-0.1 の X 線観測
a9	畠内 康輔	Chandra 衛星を用いた X 線による重力崩壊型超新星残骸 N132D の時間進化の解析
a10	鈴木 瞳	XMM-Newton RGS を用いた超新星残骸 N132D の高分解能 X 線分光解析
a11	天野 雄輝	XMM-Newton 衛星搭載の回折格子分光装置 RGS による超新星残骸 N49 の X 線精密分光
a12	飯田 竜太	未知の PeVatron 天体に求められる条件の考察
a13	大塚 駿平	深層学習を用いた超新星残骸 W49B の X 線スペクトルによる特徴抽出
a14	日暮 凌太	Chandra X 線衛星を用いた超新星残骸 RX J1713.7-3946 北西領域の hot-spot の解明
a15	Goux Pierre	乱流による多相星間媒質の構造形態について
b1	安田 晴皇	超新星残骸内における超新星爆発による宇宙線加速
b2	嶋口 愛加	すざく衛星による W51 領域からの中性鉄輝線の発見
b3	宇留野 麻香	CO J=3-2 輝線データを用いた銀河系高速度分子雲の統計的研究
b4	関口 卓馬	オリオン領域における分子ガスの解析と星形成について
c1	ト部 夕希乃	XMM-Newton 衛星における SN1987A の RGS データ解析
c2	瀬井 柊人	大型レーザーを用いた超新星残骸における無衝突衝撃波の生成実験
c3	前田 龍之介	中性水素ガス衝突による星団形成の理論的研究
c4	中津川 大輝	低金属環境における超音速星間乱流についての数値シミュレーション
c5	柏木 頼我	星形成における分子雲フィラメント構造の役割
c6	杉山 慧	高出力レーザーを用いた磁化プラズマ中の無衝突衝撃波生成実験
c7	横塚 弘樹	銀河系円盤部における高速度分子ガス

a1

Pyoung から middle-aged の超新星残骸
からの非熱的放射についての統一モデ
ルの構築に向けて

京都大学大学院 理学研究科

小橋 亮介

young から middle-aged の超新星残骸からの非熱的放射についての 統一モデルの構築に向けて

小橋 亮介 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙線の加速機構の解明は、高エネルギー天文学における重要な問題の 1 つである。とくに knee と呼ばれる $10^{15.5}$ eV 以下の宇宙線は銀河系内由来とされている。加速機構の有力候補の 1 つとして、超新星残骸における拡散衝撃波加速 (Diffusive Shock Acceleration; DSA) 理論が提案されているが、これで説明できるかは未だ解明されていない。加速された宇宙線は、その周りにある分子雲などとの相互作用により生じる γ 線の形で観測することができる。DSA 理論を用いた γ 線スペクトルの再現により DSA 理論の妥当性の根拠が得られる。

様々な超新星残骸を γ 線で観測すると、そのスペクトルには年齢に依存した概形が見られ、またそのピークエネルギーも年齢に応じて変動している。この起源については加速機構の不定性も相まって、まだよく分かっていない。そこで、先行研究である Yasuda & Lee (2019) では、異なる星周環境における超新星残骸の衝撃波での DSA と、 π^0 崩壊や逆コンプトン散乱などの γ 線放射機構を組み合わせることで、超新星爆発後の年代が初期から Sedov 期 ($\sim 5,000$ yr) までの γ 線スペクトルを再現していた。しかし、超新星残骸の時間経過に伴い温度が低くなることで、衝撃波後方のガスで起こる熱伝導や放射冷却といった効果を加味していなかった。そのため、Radiative 期 ($\geq 10,000$ yr) の超新星残骸までは考えられなかった。

そこで、全年代の超新星残骸で起こると考えられる物理を出来るだけ取り入れて数値計算することで、young ($\sim 3,000$ yr) から middle-aged ($\sim 30,000$ yr) までの超新星残骸の γ 線スペクトルの時間発展を再現できるかを研究する。使用するコードは、Yasuda & Lee (2019) で用いられた、1 次元流体計算に衝撃波加速を加えた複合的なコード (CR-hydro code) で、超新星残骸の進化と宇宙線加速を正確かつ同時に計算することができる。そこに、前述した熱伝導や放射冷却の効果をさらに加える。本発表では、研究の進捗とこれからの展望を説明する。

1 Introduction

銀河宇宙線の起源の候補天体の一つとして、エネルギー論の観点から超新星残骸が挙げられており、その加速機構として衝撃波加速が提案されている。

γ 線放射が観測されていることも、超新星残骸を宇宙線起源の天体として扱う根拠の一つである。なぜなら、宇宙線が周りにある分子雲などと相互作用して放射されたと考えられるためである。とくに、 γ 線が宇宙線の起源や加速機構特定に優れている点は、透過性が高いことである。 γ 線は生成された場所から観測地点まで星間空間を真っすぐ進むため、それを逆にたどれば発生した場所を比較的正確に特定できる。それに加え、伝搬中のエネルギー損失が少な

いため、加速された宇宙線の情報、ひいてはその加速機構をより正確に把握することができる。

γ 線が生成する反応機構には主に二種類あると考えられている。 π^0 崩壊と呼ばれる宇宙線陽子由来の反応と、逆コンプトン散乱と呼ばれる宇宙線電子由来の反応であり、それぞれの起源から hadronic と leptonic とも呼ばれる。 γ 線スペクトルから最高エネルギーなどの、加速された宇宙線の情報を導くためには、これらの機構のどちらが優勢であるかが重要となってくる。

過去の先行研究では、超新星残骸の γ 線スペクトルの観測結果から、超新星残骸の年齢と γ 線生成機構に関連があると言われてきた。個々の超新星残骸に対する γ 線スペクトルフィッティングから、およそ

1,000 yr 未満、1,000 yr 以上 5,000 yr 未満、10,000 yr 以上の年代において、 γ 線生成機構が、hadronic、leptonic、hadronic と交互に現れるというシナリオが示唆されている。Yuan et al. (2012) では、この γ 線放射の進化は超新星残骸の星周環境、特に密度に依存することに起因すると提唱した。しかしこの主張は観測面からの示唆のみなので、外側の環境の半径依存性や超新星の親星の性質などを考えていなかった。そこで、このことを確かめるために、Yasuda & Lee (2019) では様々な星周環境を仮定して、5,000 yr まで数値シミュレーションを行い、時間発展とともにどの機構が優勢になるのかを導いた。その結果、放射される γ 線は外側の環境での密度や磁場などのパラメータに依存しており、観測から示唆されていたような単純な解釈にはならないということを示した。しかし彼らは、2.1 節で説明される radiative cooling の効果を取り入れていなかったため、10,000 yr 以上の計算は行ってはいなかった。

10,000 yr 以上で期待されるシナリオとしては、10,000 yr 以降においては超新星残骸が膨張し、分子雲のような高密度領域と衝突すると予想されるため、 γ 線生成機構も hadronic になると観測的には考えられてきた。しかし、Yasuda & Lee (2019) の時と同様に、10,000 yr 以上でも観測から示唆されているシナリオとは違う結果が得られることも期待できる。そこで我々は、Yasuda & Lee (2019) では考慮されていなかった radiative cooling の効果を取り入れることにより、10,000 yr 以上の長時間に渡る計算を可能にし、 γ 線放射がどのように進化するのか研究することにした。本研究では、その前段階として radiative cooling を入れた流体のみの計算を行い、2.1 節で予想されているような流体構造 "cooling shell" が形成されることを確認した。

2 Methods

2.1 radiative cooling

10,000 yr 以降での超新星残骸の進化を追う上で、重要となる radiative cooling について説明する (図 1)。

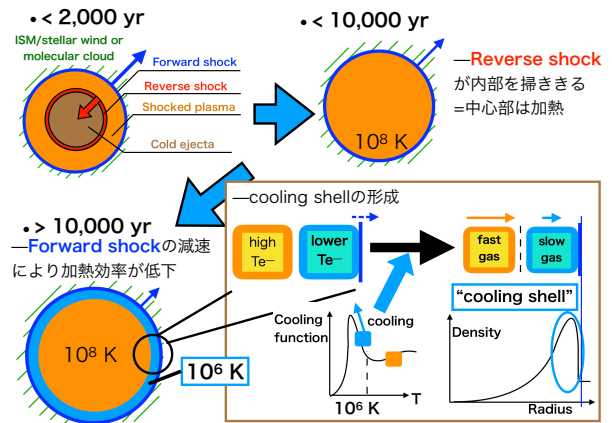


図 1: 超新星残骸の進化における各年代での流体構造

まず 2,000 yr ほどの年齢では、Forward shock と Reverse shock と呼ばれる 2 つの衝撃波がそれぞれ外向きと内向きに立っている。Forward shock に取り込まれた星間物質は、shock のエネルギーを貰って加熱される。まだ Reverse shock が到達していない内側に残っている超新星由来の放出物 (ejecta) と、Forward shock の外側にある星間物質など外側環境は、冷たいままである (図 1 の左上)。

次に 10,000 yr 程度になると、Reverse shock が中心まで到達し、内側の ejecta をすべて掃ききるので、中心部も加熱された状態になる (図 1 の右上)。

最後に 10,000 yr を超える年齢になると、Forward shock によって掃かれた物質が過剰になり減速していくので、Forward shock による加熱効率が低下する (図 1 の左下)。このため、内側がより熱く、外側がより冷たいような温度勾配が形成される。冷えている外側の領域が断熱膨張により、放射冷却の効果がより効きやすくなる温度領域 ($\sim 10^6$ K) まで冷えると、放射によって外側のエネルギーがさらに失われ減速する。そのため、内側に高温高压の領域が、外側に低温低压な領域が形成されることにより、ガスの流れが Forward shock のすぐ内側にたまっていくことにより、"cooling shell" と呼ばれる高密度領域を形成する (図 1 の右下)。

この高密度領域は、スペクトルが増加する方向に働くことが予想される。なぜなら、cooling shell によって γ 線を生成するための物質が増えることに加

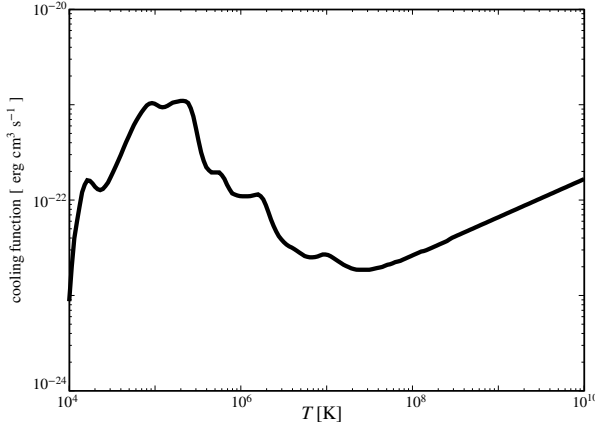


図 2: 今回用いた cooling curve (参考文献: Sutherland & Dopita 1993)

えて、高い密度のプラズマに巻きつく磁場も大きくなり、宇宙線強度が上がることを期待されるからである。

2.2 simulation code

流体コードは、Yasuda & Lee (2019) で用いられた流体計算と宇宙線加速を同時に行う、複合的なコード”CR-hydro code”を用いた。今回我々は、そこに radiative cooling の効果を導入することで、長時間計算を可能にした。

radiative cooling については、輝線放射や再結合放射を考慮している Sutherland & Dopita (1993) の cooling curve を用いた (図 2)。

爆発の初期条件として、ejecta 質量を $M_{\text{ejecta}} = 1.4 M_{\odot}$ とし、爆発エネルギーを 10^{51} erg として爆発させた。また星周環境は一様分布を仮定し、計算時間の短縮のために、 $n_0 = 100 \text{ cm}^{-3}$ の高密度環境を用いた。以上の条件で、10,000 yr まで数値計算を行った。

3 Results

10,000 yr での流体計算の結果を、図 3,4 に示した。密度分布 (図 3) と電子温度分布 (図 4) をそれぞれ、radiative cooling の効果を入れた結果を青実線

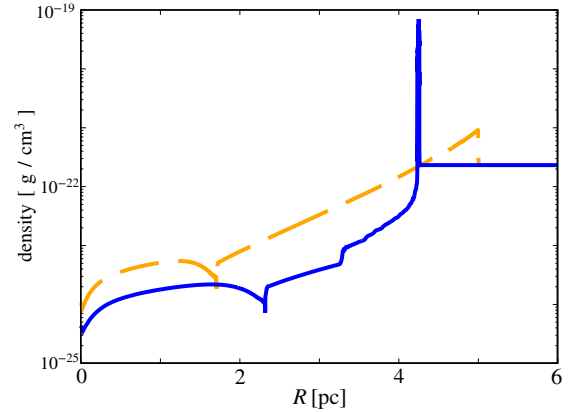


図 3: 10,000 yr での密度分布。radiative cooling の効果を入れた結果を青実線で、radiative cooling の効果を入れない結果を橙破線で示してある。

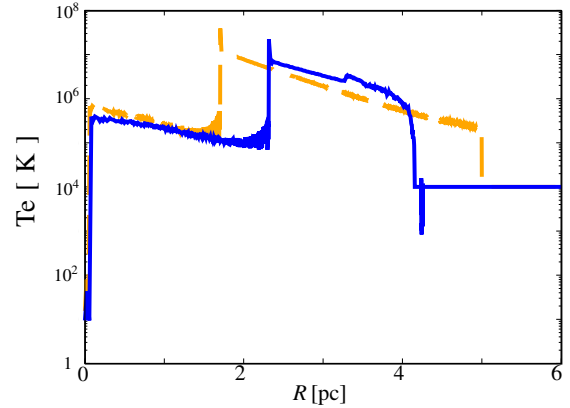


図 4: 10,000 yr での電子温度分布。radiative cooling の効果を入れた結果を青実線で、radiative cooling の効果を入れない結果を橙破線で示してある。

で、radiative cooling の効果を一切入れなかった結果を橙破線で描いた。

密度分布について、幅 0.02 pc の薄い領域に、2 桁以上高い密度構造ができていることが確認できる。電子温度分布について、radiative cooling の効果を入れたことによって Forward shock の内側は、用いた cooling curve の最低温度である、 10^4 K まで冷やされていることが読み取れる。

4 Discussion

cooling shell の形成には成功したが、 10^4 K までしか冷えないはずであるのに対し、今回数値計算の問題で 10^3 K あたりまで冷却されているような結果が出力された。この問題は、より安定な数値スキームを用いることで解決する予定である。

また、cooling shell は、radiative cooling の効果を入れなかった場合の Forward shock の位置に比べて内側に形成されている。これは、速度の解析解から説明がつく。Sturmer et al. (1997) によると、radiative cooling の効果が現れる年齢の前後で、速度の時間発展はそれぞれ、 $v_{\text{sh}} \propto t^{-0.6}$, $v_{\text{sh}} \propto t^{-0.69}$ と表せる。つまり、減速の傾きが急になるため、解析解と一致していることも確かめられる。

5 Conclusion

10,000 yr 以上での超新星残骸からの γ 線放射を調べるため、radiative cooling の効果を考慮して超新星残骸の流体計算を 10,000 yr まで行った。その結果予想されていた cooling shell を再現することには成功した。また、その付近で電子温度が低下していることも確認できた。しかし、数値的な不安定性も確認された。

まず、流体について、高密度で効くとされる熱伝導の効果が、超新星残骸の流体において何らかの効果をもたらす可能性が予想される。今回考えなかったこの効果を取り入れることが今後の課題である。

また、今回考えなかった宇宙線加速も考えて γ 線スペクトルまで計算できるようにしたい。さらに、その宇宙線加速については、Yasuda & Lee (2019) では考えられていない、一度加速された粒子が再び衝撃波を通過して再加速される物理を取り入れる予定である。扱っている年齢が十分に古いため、このようにして加速される粒子が一定数あることが予想される。

Acknowledgement

本研究を行うにあたって、指導教員である Herman Lee 講師をはじめ、京都大学宇宙物理学教室の皆さま

まには大変お世話になりました。感謝申し上げます。

Reference

- Yasuda, H., & Lee, S.-H. 2019, ApJ, 876, 27
Yuan, Q., Liu, S., & Bi, X. 2012, ApJ, 761, 133
Sutherland, R. S., & Dopita, M. A. 1993, ApJS, 88, 253
Sturmer, S. J., Skibo, J. G., Dermer, C. D., et al. 1997, ApJ, 490, 619

a2

Chandra X線観測衛星を用いた超新星残骸 Tycho の時間変動の観測
京都大学大学院 理学研究科
松田 真宗

Chandra X 線観測衛星を用いた超新星残骸 *Tycho* の時間変動の観測

松田 真宗 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

Tycho's SNR は、1572 年に起こった Ia 型超新星爆発の残骸である。この天体には南部と西部に、 $\lesssim 10$ arcsec の幅を持つ数本の縞状構造が存在する (Eriksen et al. 2011)。この構造は磁場乱流を示唆する周囲より硬い非熱的 X 線放射を放つことが分かっているが、他の超新星残骸には見られない特異なものであり、その成因は未だ明らかになっていない。この縞状構造の成因を探るべく、Okuno et al. (2019) では *Tycho's SNR* の縞状放射が形成されつつあると思われる部分で、時間変動の解析が行われた。その結果、この部分の放射は増光するにつれて硬くなることが明らかになり、数 100 μG まで増幅された磁場がシンクロトロン冷却や粒子加速を促進した可能性を指摘している。今回の研究では、最も観測時間の長い 2009 年の *Chandra* X 線観測衛星の観測データを用い、縞ごとのスペクトルやその空間依存性を調べた。その結果、縞ごとの放射のフラックスと光子指数が得られ、放射が明るい領域ほど硬くなることが明らかになった。今後は、他の年代の測定データも用いて解析を進め、さらなる議論を進めていく。

1 Introduction

Tycho's SNR は 447 年前に爆発を起こした非常に若い超新星残骸 (Supernova remnant: SNR) である。X 線帯域では、熱的放射と非熱的放射の双方が観測され、4.0–6.0 keV では、非熱的放射が支配的になる。高角度分解能の *Chandra* 衛星を用いて *Tycho's SNR* 西部を観測すると、4–6 keV において周囲よりも硬い縞状の放射が見られ、粒子加速や磁場乱流の可能性が議論されている (Eriksen et al. 2011)。しかし、この縞状構造は他の天体にはない特異な構造であり、未だ成因は明らかになっていない。

Okuno et al. (2019) では、縞状構造の成因を探るべく、時間変動に着目して解析を行った。この研究では、縞状放射が形成されつつあると思われる部分での 2003 年から 2015 年までのスペクトルの変化を調べた。その結果、解析領域では放射が増光するほど硬くなることが明らかになり、増幅した磁場がシンクロトロン放射や粒子加速を促進したことを示唆している。また、変動のタイムスケールから見積もられた増幅磁場は \sim 数 100 μG 程度と、これまで予想されていたものより一桁高い値であり、knee エネルギー ($\sim 3 \times 10^{15}$ eV) の粒子加速が起きている可能性が指摘された。このように、*Tycho's SNR* の縞状構造は粒子の加速機構、ひいては宇宙線の起源を

議論する上で重要な手がかりとなりうる。

本研究では、縞状構造全体において Okuno et al. (2019) で行われたような時間変動の探査を行い、縞ごとのスペクトルの相違や空間依存性について調べる。

2 Data Reduction

Chandra 衛星の ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer) による *Tycho's SNR* の観測は大きく分けて、2000 年、2003 年、2007 年、2009 年、2015 年に行われている。その中でも、2009 年は表 1 のように、9 回の観測が行われており、最も観測時間が長い。今回の解析では、縞毎の特性を出来るだけ統計量の優れたデータで調べるために、2009 年のデータを用いた。

3 Analysis

3.1 解析領域

バックグラウンド領域として図 1 のようなドーナツ状の部分を含め、ソース領域は図 2 のように、縞状構造の放射が強くなっている部分を Src1 から Src9 の 9 個の楕円型領域に分けて設定した。

表 1: 2009 年に行われた *Chandra* 衛星 ACIS-I による Tycho's SNR の観測

ObsID	Start date (YYYY-mm-dd)	Effective exposure (ks)
10093	2009-04-13	118.35
10094	2009-04-18	89.97
10095	2009-04-23	173.37
10096	2009-04-27	105.72
10097	2009-04-11	107.43
10902	2009-04-15	39.53
10903	2009-04-17	23.92
10904	2009-04-13	34.7
10906	2009-05-03	41.12

3.2 スペクトル抽出

今回の解析では、スペクトル抽出に CIAO version 4.11 を用いた。上記のソース領域とバックグラウンド領域を用いて、各領域のスペクトルを抽出した。今回の解析では、統計量を高めるために、2009 年に行われた 9 回全ての観測でのスペクトルを足し合わせた。

3.3 フィッティングモデル

フィッティングには、XSPEC version 12.10.1f を用いた。上記のソース領域のスペクトルからバックグラウンド領域のスペクトルを差し引いて、0.5–10 keV のエネルギー帯域についてフィッティングを行った。フィッティングに用いるモデルは、先行研究 (Sato & Hughes 2017; Yamaguchi et al. 2017; Okuno et al. 2019) を参考にし、図 3 に示すような、吸収のかかった二成分の非熱的プラズマ (Non-equilibrium ionization: NEI) とガウシアンとべき関数の和のモデルを採用した。二成分 NEI モデルは、Fe と Mg, Si, S, Ar, Ca といった中質量元素 (Intermediate-Mass Elements: IMEs) に分けており、Fe L 輝線としてガウシアンを追加した。また、非熱的放射モデルは単純なべき関数を使用した。フィッティングの一例として、Src 3 でのベストフィットの結果を図 3 に示す。このとき、 $\chi^2(\text{d.o.f.})$ は、429.18 (327) であり、スペクトルの形を上記のモデルでよく再現できた。

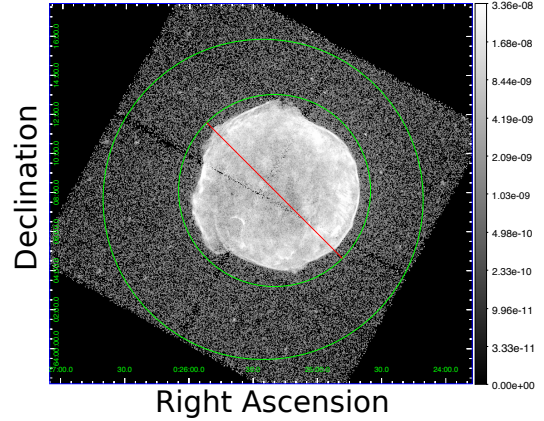


図 1: Obs ID: 10095 の観測領域全体の 3.0–8.0 keV のエネルギーバンドでのイメージ。カラーバーは log スケール、単位は $\text{photon cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ である。外側の円は半径 8.20 arcsec、内側の円は半径 4.92 arcsec である。

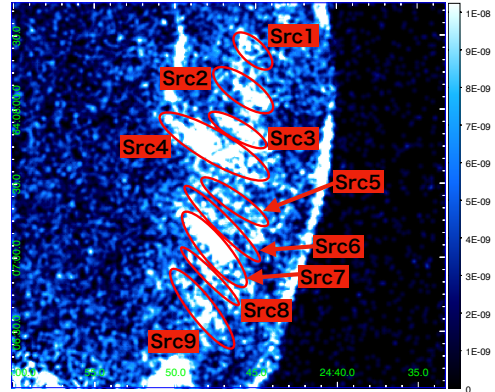


図 2: 2009 年の Tycho's SNR 西部のイメージ (Obs ID: 10095)。エネルギー帯域は 4.1–6.1 keV。楕円は今回の解析に用いたソース領域を表す。カラーバーの単位は $\text{photon cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。

4 Results

以上のスペクトル解析の結果、光子指数 Γ は 2.0–2.6 の間で、縞毎に異なることが明らかになった。また、Src 2 と Src 3 や Src 6 と Src 7 といった ~ 0.1 pc 程度離れた隣同士の放射領域でも $\Delta\Gamma \sim 0.3$ 程度の変化をもつ点である。(表 2)。

次に、縞毎の明るさの違いを調べた。表面輝度 $S_{4-6 \text{ keV}}$ を、フィッティングによって得られた領域

表 2: 各領域の光子指数 Γ とフラックス $F_{4-6\text{ keV}}$ と表面輝度 $S_{4-6\text{ keV}}$

Source 領域	Γ	$F_{4-6\text{ keV}}$ ($\times 10^{-13}\text{ erg s}^{-1}\text{ cm}^{-2}$)	$S_{4-6\text{ keV}}$ ($\times 10^{-17}\text{ erg s}^{-1}\text{ cm}^{-2}\text{ arcsec}^{-2}$)
Src 1	$2.48^{+0.07}_{-0.02}$	0.41 ± 0.01	$2.88^{+0.07}_{-0.10}$
Src 2	$2.42^{+0.02}_{-0.03}$	$0.86^{+0.02}_{-0.01}$	$3.48^{+0.07}_{-0.06}$
Src 3	2.09 ± 0.04	0.70 ± 0.01	4.39 ± 0.05
Src 4	2.17 ± 0.01	$2.35^{+0.02}_{-0.01}$	4.65 ± 0.03
Src 5	$2.49^{+0.04}_{-0.03}$	0.61 ± 0.01	$3.06^{+0.05}_{-0.06}$
Src 6	2.51 ± 0.04	0.68 ± 0.01	$2.94^{+0.05}_{-0.06}$
Src 7	2.16 ± 0.02	1.98 ± 0.02	6.21 ± 0.07
Src 8	$2.30^{+0.04}_{-0.05}$	0.47 ± 0.01	$3.60^{+0.09}_{-0.08}$
Src 9	2.58 ± 0.02	1.04 ± 0.02	3.33 ± 0.05

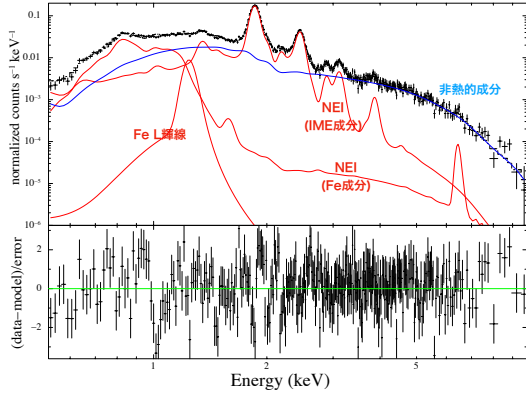


図 3: Src3 のフィッティング結果。赤が熱的放射、青が非熱的放射の成分を表す。

の 4-6 keV の非熱的 X 線フラックス $F_{4-6\text{ keV}}$ とその立体角 Ω を用いて、以下の式で計算した。

$$S_{4-6\text{ keV}} = \frac{F_{4-6\text{ keV}}}{\Omega}$$

これによって得られた光子指数と表面輝度の関係をプロットすると図 4 のようになった。このグラフから、明るい領域ほど硬い放射を放つ傾向にあることがわかった。

5 Discussion

本研究で、縞ごとの光子指数と表面輝度が明らかになった。図 4 のような、明るい領域ほど放射が硬

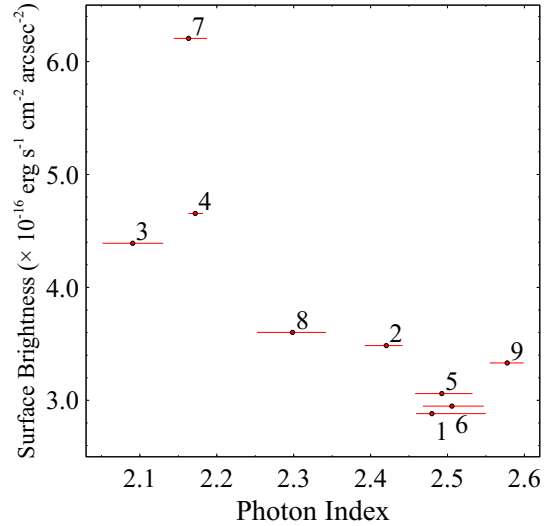


図 4: 領域毎の光子指数 Γ と X 線 (4-6 keV) の表面輝度 $S_{4-6\text{ keV}}$ のプロット。エラーバーは 1σ の信頼区間を表すが、表面輝度の誤差はプロット点によって隠れている。

い傾向は Okuno et al. (2019) において得られた関係と矛盾がなく、縞状放射の明るさと光子指数は、時間的にも空間的にも同じ関係にあることを意味する。

次に、衝撃波面の光子指数との比較を行う。Tran et al. (2015) では、今回の観測と同じデータを用いて衝撃波面の放射の解析を行なっている。この研究によると、縞状放射の西側にあたる衝撃波面での光子指数は、 $\Gamma > 2.7$ であり、縞状放射の光子指数よりも大きいことがわかる。このことから、衝撃波面

より大きな磁場乱流が粒子加速やシンクロトン放射が促がし、硬い放射を放ったと考えられる。本研究は、衝撃波面よりもさらに効率の良い加速機構がシェルの内側に存在することを示唆し、knee エネルギー付近の宇宙線起源の新たな手がかりになるかもしれない。さらに、領域ごとに光子指数が大きく異なる事から、この加速機構は sub-pc スケールの比較的狭い範囲で起こっているものであり、周りへの影響は少ない可能性がある。今後、他の年代の解析も行い、より定量的な解析を行うことで、時間変動を含めたさらなる議論を進めたい。

Reference

- Eriksen, K. A., Hughes, J. P., Badenes, C., et al. 2011, ApJL, 728, L28
- Sato, T., & Hughes, J. P. 2017, ApJ, 840, 112
- Yamaguchi, H., Hughes, J. P., Badenes, C., et al. 2017, ApJ, 834, 124
- Okuno, T., Tanaka, T. Uchida, H., et al. 2019, submitted
- Tran, A., Williams, B. J., Petre, R., et al. 2015, ApJ, 812, 101

a3

宇宙線加速の計算に必要な分解能の
検証

名古屋大学大学院 理学研究科 理論宇宙
物理学研究室

西野 将悟

宇宙線加速の計算に必要な分解能の検証

西野 将悟 (名古屋大学大学院 理学研究科 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

宇宙線には 10^{20} eV 以上にも及ぶ高エネルギーな粒子が存在し、そのスペクトルはベキ型分布をしている。knee energy と呼ばれる $10^{15.5}$ eV でベキ指数が変化しており、knee energy 以下のエネルギーの宇宙線は銀河内の超新星残骸で衝撃波フェルミ機構によって加速されると考えられている。しかし、銀河内の磁場強度では衝撃波フェルミ機構で宇宙線が knee energy に到達できないことが知られている。そこで、Bell 不安定と呼ばれる磁場を増幅する機構が提唱されてる (Bell 2004)。実際に Bell 不安定の効果を考えることで knee energy を実現できるかどうか確かめるためには、何桁にもわたるエネルギーの範囲で宇宙線加速を計算しなければならない、そのためには MHD 方程式と移流拡散方程式を同時に解く必要がある。そのような計算が行えるコードに Inoue (2019) で開発されたコードがある。ただし、Inoue (2019) では Bell 不安定自体は扱っていたが、衝撃波は扱っておらず、Bell 不安定と粒子加速を同時に扱ってはいなかった。Inoue (2019) で開発されたコードを衝撃波による粒子加速に適用することで Bell 不安定の効果を入れた粒子加速のシミュレーションができると考えられる。ただし、計算に使う分解能が不足していると、衝撃波面が有限の分解能による厚みを持ってしまうため、エネルギーの小さい粒子は衝撃波面を往復するとき実際より小さい圧縮比を感じてしまい、それにより本来と異なったスペクトルが得られるという問題がある。ことような問題が生じない十分な分解能がどの程度かは知られていないため、必要な分解能を理論的に見積もった。この見積もりを、分解能を様々に変えた数値積算を行い、結果を移流拡散方程式の定常解 (Blandford & Ostriker 1978) と比較することで検証した。

1 導入

宇宙線とは、宇宙を飛び回る高エネルギーの電子、陽子、原子核などの粒子である。宇宙線のエネルギーは 10^{20} eV 以上にもおよび、エネルギースペクトルはベキ型をしている。スペクトルのベキ指数が $10^{15.5}$ eV 程度で変化しており、 $10^{15.5}$ eV は knee energy と呼ばれる。knee energy 以下の宇宙線は銀河内の超新星残骸で加速されると考えられている。超新星残骸による宇宙線の加速機構として衝撃波フェルミ加速を考えることで、宇宙線のベキ分布やベキ指数の値を説明することができる (Bell 1978, Blandford & Ostriker 1978)。ただし、銀河内の磁場強度では宇宙線が knee energy に到達できないことが知られている。そこで、Bell 不安定と呼ばれる磁場を増幅する機構が提唱されている (Bell 2004)。Bell 不安定とは、荷電粒子である宇宙線の運動によって生じる電流が超新星残骸の磁場を増幅させるという機構であり、宇宙線の最高エネルギーの見積もりをあげることができる。実

際に Bell 不安定の効果を考えることで knee energy が実現できるか確かめるためには、何桁にもわたるエネルギーの範囲で宇宙線加速を計算しなければならない、そのためには MHD 方程式と移流拡散方程式を同時に解く必要がある。そのような計算を行えるコードに Inoue (2019) で開発されたコードがある。ただし、Inoue (2019) では Bell 不安定自体は扱っていたが、衝撃波は扱っておらず、Bell 不安定と粒子加速を同時に計算してはいなかった。Inoue (2019) で開発されたコードを衝撃波での粒子加速に適用することで Bell 不安定の効果を入れた宇宙線加速の計算ができると考えられる。ただし、計算に使う分解能が不足していると、衝撃波面が有限の分解能による厚みを持ってしまうため、エネルギーの小さい粒子は衝撃波面を往復するとき実際より小さい圧縮比を感じてしまい、それにより本来と異なったスペクトルが得られるという問題がある。ことような問題が生じない十分な分解能がどの程度かは知られていな

いため、必要な分解能を理論的に見積もり。この見積もりを、分解能を様々に変えた数値積算を行い、結果を移流拡散方程式の定常解 (Blandford & Ostriker 1978) と比較することで検証した。

2 手法

2.1 Inoue (2019)

Inoue (2019) の手法に沿って MHD 方程式と移流拡散方程式を同時に解く。Inoue (2019) で開発されたコードでは以下の方程式を同時に計算することができる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v_x) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v_x^2 + P + \frac{B_y^2 + B_z^2}{8\pi} \right) = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_y) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v_x v_y - \frac{B_x B_y}{4\pi} \right) \\ = -\frac{1}{c} j_x^{(\text{ret})} B_z \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_z) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v_x v_z - \frac{B_x B_z}{4\pi} \right) \\ = \frac{1}{c} j_x^{(\text{ret})} B_y \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_x \left(\epsilon + P + \frac{B_y^2 + B_z^2}{8\pi} \right) \right. \\ \left. - B_x \frac{B_x v_x / 2 + B_y v_y + B_z v_z}{4\pi} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\epsilon = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}{8\pi} \quad (6)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (B_x v_y - B_y v_x) \quad (7)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (B_x v_z - B_z v_x) \quad (8)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_0(x, p)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (v_x F_0(x, p)) \\ - \frac{1}{3} \frac{\partial v_x}{\partial x} \frac{\partial F_0(x, p)}{\partial \ln p} = -\frac{c}{3} \frac{\partial F_1(x, p)}{\partial x} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_1(x, p)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (v_x F_1(x, p)) \\ = -c \frac{\partial F_0(x, p)}{\partial x} - \frac{c^2}{3\kappa(p, \mathbf{B})} F_1(x, p) \end{aligned} \quad (11)$$

ただし、 c は光速、 ρ は流体の質量密度、 v_i は流体の速度の i 成分、 P は流体の圧力、 B_i は磁場の i 成分であり、 p は宇宙線の運動量の大きさ、 κ は宇宙線が電磁場の擾乱から受ける拡散の拡散係数である。また、 F_0 、 F_1 はそれぞれ、宇宙線の位相空間における分布関数の等方成分、1 次の非等方成分に p^3 をかけた量である。式 (1) から (9) までが MHD 方程式であり、式 (10)、(11) が移流拡散方程式である。ただし、式 (3) と式 (4) の右辺には、宇宙線の運動によって生じる電流が原因で流体に流れる電流、 $j_x^{(\text{ret})} = -j_x^{(\text{cr})}$ に起因して流体に働くローレンツ力を加えている。この項を加えることで Bell 不安定の効果を入れた計算を行うことができる。Bell 不安定の項を除いた MHD 方程式はリーマン問題の厳密解を用いた Godunov 法 (Sano et al. 1999) と MOC 法 (Stone & Norman 1992) で計算し、移流拡散方程式は、拡散の項の他は 4 次の MUSCL 法 (Yamamoto & Daiguji 1993) を用いて計算する。Bell 不安定による項と拡散の項は PES 法 (Inoue & Inutsuka 2008) で計算する。

2.2 分解能の理論的見積もり

Inoue (2019) で開発されたコードを衝撃波での粒子加速に適用すれば、Bell 不安定の効果を入れた粒子加速を計算することができると考えられる。しかし、適用に際して問題となるのが必要な分解能である。分解能が不足していると、衝撃波面での物理量の鋭い勾配が数値粘性の影響で緩やかになり、特にエネルギーの低い粒子は、衝撃波面を往復するときに実際より小さい圧縮比を感じてしまい、正しい解が得られないという問題がある。そこで、数値計算に必要な分解能を以下のように見積もった。Inoue (2019) のコードを用いて MHD 方程式のみを解くと、衝撃波の厚みがおよそ $5\Delta x$ で表されることがわかる。ただし、 Δx はセル 1 つの大きさである。すなわち、粒子が衝撃波の往復で十分な圧縮比を感じるためには、粒子の存在範囲を l とおくと、

$$\Delta x < \frac{1}{5} l \quad (12)$$

であれば十分な分解能であると考えられる。 l は衝撃波上流での移流拡散方程式の定常解から見積もることができる。衝撃波面で $x = 0$ 、上流で $x < 0$ 下流で $x > 0$ となるように座標を設定する。上流の速度が V_1 、下流の速度が V_2 で、衝撃波面の法線と平行な方向に平均磁場が働く衝撃波において移流拡散方程式を適用すると、上流 ($x < 0$) で宇宙線の位相空間における分布関数は、

$$f = f_{\text{up}} + [f_{\text{down}} - f_{\text{up}}] \exp \left\{ - \int_x^0 \frac{V_1}{\kappa} dx \right\} \quad (13)$$

となる。上流の速度、拡散係数が一定とすると、

$$f \sim f_{\text{up}} + [f_{\text{down}} - f_{\text{up}}] \exp \left\{ - \frac{V_1}{\kappa} (-x) \right\} \quad (14)$$

と計算できる。この式から、粒子が移流に逆らって上流にさかのぼる長さ、すなわち粒子の存在範囲は、

$$l \sim \frac{\kappa}{V_1} \quad (15)$$

と導かれる。拡散係数は、磁場の擾乱を δB として、

$$\kappa = \frac{4}{3\pi} \frac{B^2}{\delta B^2} \frac{pc^2}{eB} \quad (16)$$

と書ける (Skilling 1975) ので、式 (12)、(15)、(16) より、

$$\Delta x < 8 \times 10^{12} \text{ cm} \left(\frac{1}{\delta B^2/B^2} \right) \left(\frac{\mu\text{G}}{B} \right) \left(\frac{10^9 \text{ cm s}^{-1}}{V_1} \right) \left(\frac{pc}{\text{GeV}} \right) \quad (17)$$

$L=1\text{pc}$ の長さの計算をする場合、必要なセル数は、

$$N_{\text{cell}} = L/\Delta x > 4 \times 10^5 \quad (18)$$

と見積もることができる。この見積もりが正しいかを、実際に数値計算を行って確かめた結果を以下で示す。

3 結果

4096 セルと 131072 セルで計算した結果を図 1、図 2 に示す。図は、縦軸を $f p^4$ 、横軸を p にとったグラフであり、厳密解はフラットな直線になる。図 1 と図 2 を見比べると、図 1 では $pc \sim 10^2 \text{ GeV}$ 程度から f

が厳密解に近くのものに対して、図 2 では $pc \sim 10^{0.5} \text{ GeV}$ 程度から f が厳密解に近づいており、これは分解能の見積もりの結果と一致する。しかし、衝撃波の数値的な厚みにより厳密解からずれている領域で f のべき指数を求めると、 $f \propto p^{-s}$ 、 $s \sim 4.1$ となり、べきのずれは 0.1 程度にしかならない。Bell et al. (2013) によると、上流に流れる電流は、

$$j_{\text{CR}} \propto p_{\text{max}}^3 f(p_{\text{max}}) \quad (19)$$

となる。ただし、 p_{max} は f が定常状態に達している最大の運動量である。これから $f \propto p^{-4}$ の時と $f \propto p^{-4.1}$ の時に j_{CR} がどれほど変化するか見積もることができて、 $f \propto p^{-4}$ の時の j_{CR} を j_{ex} 、 $f \propto p^{-4.1}$ の時の j_{CR} を j_{num} とおくと、

$$r \equiv \frac{j_{\text{num}}}{j_{\text{ex}}} \sim 1.1 \left(\frac{p_{\text{min}}}{p_{\text{max}}} \right)^{0.1} \quad (20)$$

と見積れる。ただし、 p_{min} は数値計算で扱う最小のエネルギーである。 $p_{\text{min}} \sim 1 \text{ GeV}$ 、 $p_{\text{max}} \sim 1 \text{ PeV}$ とすると、 $r \sim 0.28$ となり、電流の桁数を知るには十分な精度で計算できる。また、100 GeV 程度までは観測からも加速されるのは明らかとして、 $p_{\text{min}} \sim 100 \text{ GeV}$ とすれば、 $r \sim 0.55$ となり、ファクター 2 程度の誤差になる。数値計算では電流を小さく見積もるため、数値計算で knee energy が実現できれば現実ではさらに効率よく加速されていると考えられることから、 $r \sim 0.55$ であれば knee energy が実現するかの計算するのに十分な精度を持っていると考えられる。すなわち、低エネルギーの誤差は knee energy の計算をする際に問題になるほどの大きさにならない。

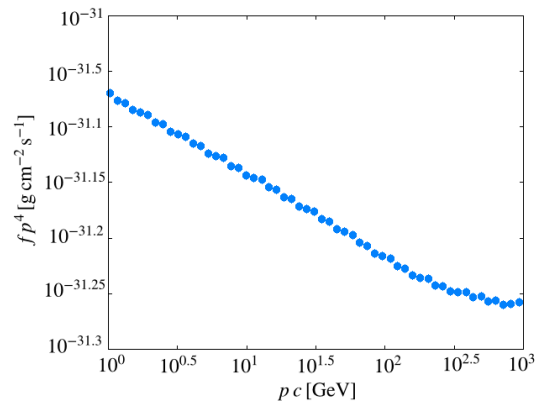


図 1: 4096 セルでの計算結果

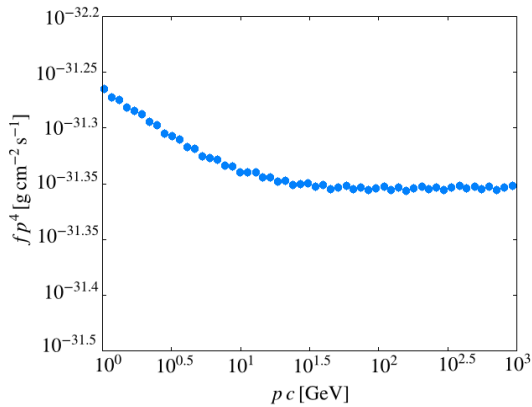


図 2: 131072 セルでの計算結果

4 まとめと今後

本研究では、宇宙線加速の数値計算に必要な分解能を理論的に見積もり、それを数値計算で検証した。その結果、確かに見積もり以下の分解能で数値計算を行うと、得られる解は低エネルギーの領域で実際の解からずれるが、そのずれは knee energy の実現を確かめる計算の際に問題にならないことがわかった。

今後は、今回の研究で得られた分解能の知見を元に、超新星残骸のパラメータを用いて Bell 不安定の効果を入れた宇宙線加速の数値計算を行い、Bell 不安定により宇宙線の到達エネルギーが knee energy に達するかを検証したい。

謝辞

本研究を行うにあたって、井上剛志准教授をはじめ、熱心に指導していただいた同研究室の方々に感謝申し上げます。

Reference

- Bell, A. R. 2004, MNRAS, 353, 550
- Bell, A. R., Schure, K. M., Reville, B. & Giacinti, G. 2013, MNRAS, 431, 415
- Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1978, ApJ, 221, L29
- Inoue, T. 2019, ApJ, 872, 46

a4

M17 領域の赤外線暗黒星雲における雲
衝突の影響

東京大学大学院理学系研究科

木下真一

M17 領域の赤外線暗黒星雲における雲衝突の影響

木下真一 (東京大学大学院理学系研究科)

Abstract

星の形成は分子雲の高密度領域にあるコアが重力収縮することによって開始される。したがって分子雲の力学的進化を調べることは星形成を理解する上で非常に重要である。分子雲の力学的進化を解明するためには分子雲内での分子ガスの質量、分布、物理状態などを知る事が必要である。今回我々は野辺山 45m 電波望遠鏡によって得られた $^{12}\text{CO}(J=1-0)$, $^{12}\text{CO}(J=3-2)$, $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ の分子輝線データ (Nakamura et al. 2019) を用いて大質量星形成領域 M17 領域の分子雲の構造と力学状態を調べた。M17 領域を大質量星が形成されている M17-HII ($l \gtrsim 14^\circ 40'$) と大質量星の形成がみられない M17-IRDC ($l \lesssim 14^\circ 40'$) (赤外線暗黒星雲を含む) の 2 つに分けて解析を行った。本研究では HII 領域と IRDC 領域の物理状態を明らかにすると共に、IRDC 領域での分子雲衝突の可能性について考察する。

1 Introduction

星形成に関わる天体は多岐にわたるが、盛んに研究されている天体の一つに分子雲がある。分子雲とは主に水素分子状態 (H_2) で存在している星間ガス雲であり、星形成は分子雲の高密度領域にあるコアが重力収縮することによって開始される。したがって分子雲の力学的進化を調べることは星形成を理解する上で非常に重要である。

小質量星は太陽系近傍で多く観測され、母体の分子雲の状態もよく保存されているため、小質量星の形成過程に関しては標準的なシナリオが確立されている。一方、大質量星は太陽系の近傍に存在せず、母体の分子雲を散逸させてしまうため、観測が難しくその形成と進化のメカニズムについては未解明な部分が多い。しかし大質量星は星風・紫外線・終末期の超新星爆発などによって周囲の星間物質に強く影響を及ぼし、重元素を生成し宇宙に供給する役割を果たすため、大質量星の形成過程は解明すべき大きな課題である。

近年、大質量星 ($\geq 8M_\odot$) 近傍に分子雲衝突の痕跡が存在することが多数報告されており、分子雲同士の高速度衝突により大質量星形成が誘発されていることが観測的にわかってきた。また磁気流体シミュレーションによって分子雲衝突による大質量形成の励起が再現されており (Inoue & Fukui 2013)、理論的な側面からも分子雲衝突が大質量星形成に大きく寄与している可能性が示されている。

今回我々は野辺山 45m 電波望遠鏡によって得られた $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ の分子輝線データ (Nakamura et al. 2019) を用いて銀河系内の大質量星形成領域 M17 領域の分子雲の構造と力学状態を調べた。M17 は近傍 (2kpc) に位置する大規模で若い銀河系内の星形成領域であり、非常に良い観測サンプルの 1 つである。解析は M17 領域を大質量星が形成されている M17-HII ($l \gtrsim 14^\circ 40'$) と大質量星の形成がみられない M17-IRDC ($l \lesssim 14^\circ 40'$) (赤外線暗黒星雲を含む) の 2 つに分けておこなった。

Sugitani et al. (2019) では赤外線偏光観測と $\text{CO}(J=3-2)$ の観測結果に基づいて M17-IRDC での分子雲衝突の可能性が指摘されている。本研究では分子雲の物理状態の解析結果を基に M17-IRDC での分子雲衝突の可能性について議論する。

2 Methods/Instruments and Observations

本研究では野辺山 45m 電波望遠鏡によって得られた分子輝線データ (Nakamura et al. 2019) を用いて大質量星形成領域 M17 の物理状態、力学状態を探っていく。

解析に使用したデータは、 $^{12}\text{CO } J=1-0, J=3-2$ 、 $^{13}\text{CO } J=1-0$ の回転遷移スペクトルである。これら

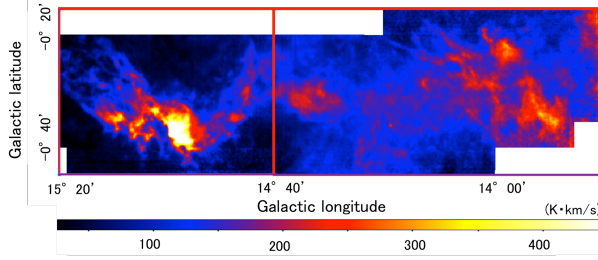


図 1: M17 の積分強度図 (12CO(J=1-0)):10-30km/s
左側の枠線の領域が HII 領域, 右側が IRDC 領域である

の分子輝線のデータを基に各 pixel での励起温度, 光学的厚み, 柱密度を求めた。

また分子雲ガスを同定するために階層構造解析ツールである Dendrogram(Rosolowsky et al. 2008) を用いて分子雲ガスの構造解析を行った。13CO J=1-0(10-50km/s) を Dendrogram を用いて解析し, 同定された colud それぞれの, 半径, 質量, 視線方向の速度分散 (σ_{1D}), ビリアルパラメーター α_v を求めた。

$$\alpha_v = \frac{5\sigma_{3D}^2 R}{3GM} \quad (1)$$

ビリアルパラメータは (1) 式のように表される (G, M, R , はそれぞれ万有引力定数, colud の質量, cloud の半径であり, $\sigma_{3D} = \sqrt{3}\sigma_{1D}$)。重力的に束縛されて収縮している cloud では $\alpha_v < 1$ 、重力的に束縛されず分散している cloud では $\alpha_v > 1$ となりビリアルパラメーター α_v は cloud の力学状態を示す指標となる。

3 Results

3.1 平均プロフィール

HII 領域, IRDC 領域, および M17 全領域での 12CO J=1-0, 13CO J=1-0 を用いて作成した平均 profile はそれぞれ図 2 のように得られた。図中の青とオレンジの実線がそれぞれ 12CO J=1-0, 13CO J=1-0 での平均スペクトル (プロフィール) であり, 色塗りされた部分が平均からの標準誤差を表している。

図 2 からわかるように M17 領域全体の平均プロフィールマップには -20~60km/s の速度範囲において主に 3 つのピークがある。ガウシアンフィットの結果からそれぞれ ~20, ~38, ~57km/s でピークを持

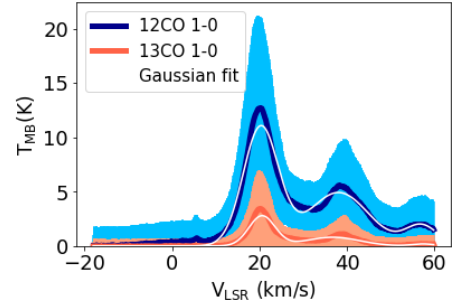


図 2: M17 全領域での profile

ち, 4.0, 6.9, 3.7 km/s の速度分散をもつことが示された。~20km/s 付近のメイン成分は Sagittarius arm 上の分子ガスであり, ~38, ~57km/s 上の成分はそれぞれ Scutum, Norm arm 上の分子ガスであると推測されている (Zucker et al. 2018)。

本研究ではメインの成分がみられる 10-30km/s の範囲からの放射を M17 に由来するとみなして解析をおこなった。ただし, 後に議論するように 30km/s 以上の成分の分子ガスの一部が M 17 の分子雲衝突に関係している可能性がある。

3.2 柱密度の分布

M17(10-30km/s) のデータの各 pixel での柱密度を CO 輝線のデータを用いて求めた。(柱密度の導出方法は Mangum & Shirley 2015 を参照)

求められた各 pixel での柱密度を, 10^{21}cm^{-2} ~ 10^{24}cm^{-2} の範囲内で 120 分割された bin に振り分け, 以下の (2) 式のように定義された Cumulative Mass Distribution (CMD) の値を求めた。

$$M(> N_{H_2}) = \int_{N_{H_2}}^{N_{H_2, max}} N_{H_2} \cdot A(N_{H_2}) dN_{H_2} \quad (2)$$

$A(N_{H_2})$ は柱密度の値が N_{H_2} となる領域の面積, $N_{H_2, max}$ は観測されたなかで最も高い柱密度を表す。CMD の値をみることで, 柱密度 N_{H_2} 以上の値を持つ area 全体の mass が分かる。

M17-HII, M17-IRDC それぞれの領域での規格化された $\text{CMD} (=M(> N_{H_2})/M_{tot})$ を横軸を柱密度にとってプロットすると図 5 のようになる。柱密度が 10^{-2}

g cm^{-3} 以下では flat になっているが柱密度が高い所では power-low で落ち込んでおり, power-low の傾斜は M-HII 領域の方が緩やかである。

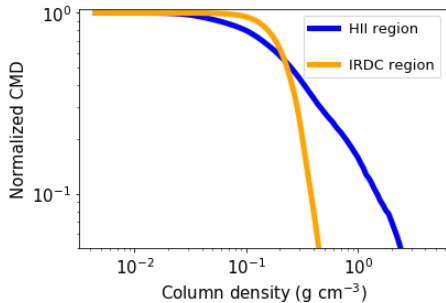


図 3: M-HII 領域, M-IRDC 領域での Normalized CMD

3.3 p-v(位置-速度) 図

$^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線による IRDC 領域の p-v 図 (位置速度図) は図 6 のようになる。p-v 図上では $\sim 20\text{km/s}$ の cloud と $\sim 35\text{km/s}$ の cloud の間をつなぐブリッジ状の構造が見受けられる。

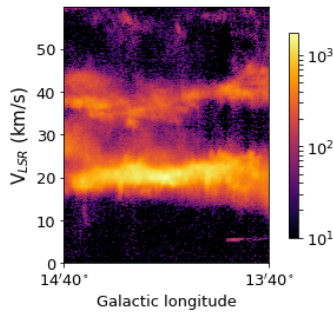


図 4: IRDC 領域の p-v 図

2 つの cloud が衝突すると p-v 図上でブリッジ構造がみられることが知られており ((Haworth et al. 2015a; Haworth et al. 2015b; Inoue & Fukui 2013), IRDC 中では $\sim 20\text{km/s}$ の cloud と $\sim 35\text{km/s}$ の cloud が衝突している可能性がある。

3.4 輝線強度比が示唆する分子雲衝突の可能性

dendrogram を用いて同定した 35km/s および 20km/s の cloud の contour と $^{12}\text{CO}(3-2)/^{12}\text{CO}(1-0)$ 比 (R_{31}) の積分強度図 ($30-40\text{km/s}$), ($19-21\text{km/s}$) を重ねてプロットすると図 5, 6 のようになる。それぞれの速度域で R_{31} をみると、2 つの cloud が重なっている領域で R_{31} が高くなっている。

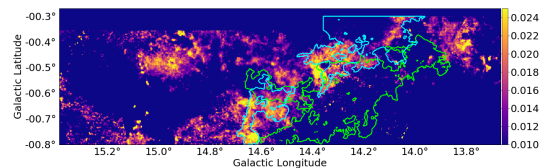


図 5: $^{12}\text{CO}(3-2)/^{12}\text{CO}(1-0)$ 積分強度比 ($30-40\text{km/s}$)

R_{31} のマップに dendrogram で同定された cloud を重ねている。緑色の contour で示されているのが $\sim 20\text{km/s}$ の cloud, 青色で示されているのが $\sim 35\text{km/s}$ の cloud である

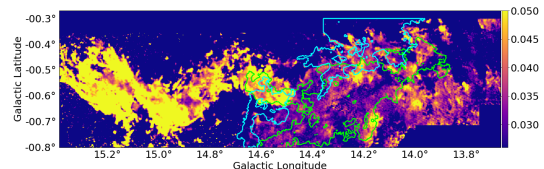


図 6: $^{12}\text{CO}(3-2)/^{12}\text{CO}(1-0)$ 積分強度比 ($19-21\text{km/s}$)

分子雲が衝突している領域では乱流が励起されて温度が上昇し, R_{31} が高くなっているとすると R_{31} の分布について矛盾なく説明できる。

3.5 分子ガスの物理/力学状態

$^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の分子輝線データ ($10\sim 30\text{km/s}$) に Dendrogram を適用し、同定された各分子雲の半径, 質量, 速度分散, ビリアルパラメーターを求めた。各

物理量の規格化された累積ヒストグラムは図 7,8,9,10 のようになる。

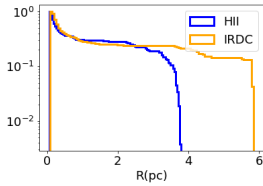


図 7: 半径

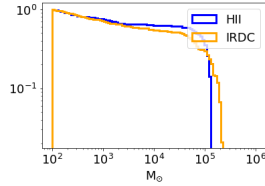


図 8: 質量

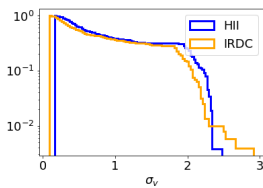


図 9: 速度分散

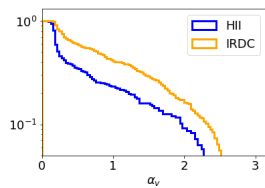


図 10: ビリアルパラメーター

半径は IRDC 領域の分子ガスの方が大きい傾向にあり、質量と速度分散は同程度であることがわかる。IRDC 領域のビリアルパラメーターの方がわずかに大きいのは IRDC 領域の分子ガスが低密度であることに由来していると考えられる。ただし分子雲衝突が進行している分子ガス内は乱流が励起されて速度分散が大きくなることが期待される。今回の結果はそのことに反しており、今後詳細に分子ガスの物理パラメーターを調べていく必要がある。

4 Discussion

4.1 M-HII 領域と M-IRDC 領域での大質量星形成条件

理論的考察から 1g cm^{-2} が大質量形成に必要な柱密度の閾値だと予想されている (Krumholz & McKee (2008))。

図 5 から分かるように M17-HII(星形成が比較的進行している) 中には柱密度の高い分子雲ガスが多くみられる一方、M17-IRDC(星形成があまり進行していない) 中では 1g cm^{-2} を超える分子雲がほとんど含まれていないことがわかる。

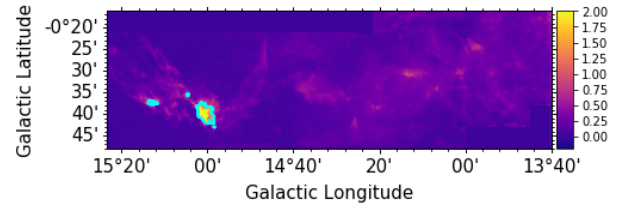


図 11: 大質量星形成が生じる高密度領域背景のイメージは柱密度のマッピング。青いコントア内の領域は柱密度 1g cm^{-2} 以上の高密度領域

図 7 は柱密度マップのイメージ上に 1g cm^{-2} を超える領域のコントアを重ねたものである。現在の M17-IRDC は大質量形成が効率的になされる程に凝縮して高密度になっていないと結論づけられる。

5 Conclusion

M17-HII 領域と M17-IRDC 領域との柱密度を調べることで HII 領域は比較的高密度で大質量星形成が起こる条件が満たされているのに対して、IRDC 領域は比較的低密度で、現在大質量星形成が進行していないと推察された。

また p-v 図上にみられるブリッジ構造や R_{31} のマップから、M-17IRDC 領域で $\sim 20\text{km/s}$ の cloud と $\sim 35\text{km/s}$ の cloud が衝突している可能性が示唆された。

Reference

- Haworth, T. J., Shima, K., Tasker, E. J., et al. 2015a, MNRAS, 454, 1634
- Haworth, T. J., Tasker, E. J., Fukui, Y., et al. 2015b, MNRAS, 450, 10
- Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, ApJL, 774, L31
- Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2008, Nature, 451, 1082
- Mangum, J. G., & Shirley, Y. L. 2015, PASP, 127, 266
- Nakamura, F., et al. 2019b, PASJ, in press (doi:10.1093/pasj/psz001)
- Rosolowsky, E. W., Pineda, J. E., Kaumann, J., & Goodman, A. A. 2008, ApJ, 679, 1338
- Sugitani et al. 2019 arXiv:1906.12138
- Zucker, C., Battersby, C., & Goodman, A. 2018, ApJ, 864, 153

a6

$l = 0^\circ.85$ 高速度コンパクト雲群の観測的
研究

慶應義塾大学大学院 理工学研究科

渡邊 裕人

$l = +0^{\circ}85$ 高速度コンパクト雲群の観測的研究

渡邊 裕人 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

Abstract

銀河系中心核より半径 200 pc の領域には中心分子層 (Central molecular zone; CMZ) と呼ばれる分子雲の複合体が存在する。CMZ の分子雲は高温、高密かつ広い速度幅 ($\Delta V > 15 \text{ km s}^{-1}$) を持ち、複雑な運動状態にある。その中でも高速度コンパクト雲 (High-velocity compact cloud; HVCC) と呼ばれる分子雲は一際広い速度幅 ($\Delta V > 50 \text{ km s}^{-1}$) とコンパクトな空間分布 ($d < 5 \text{ pc}$) で特徴づけられ、CMZ 内で多数発見されている。本研究では James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) で得られた CO $J = 3-2$ 輝線の広域サーベイデータを精査する過程で、1 箇所に集中した 6 つの HVCC を発見した。この HVCC forest は $(l, b) = (+0^{\circ}85, 0^{\circ}0)$ を中心とした $0^{\circ}1$ ($\sim 14 \text{ pc}@8 \text{ kpc}$) 四方の領域に分布する。このような HVCC の集結は非常に稀である。また、群を構成する一部の HVCC は高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比を示している ($R_{3-2/1-0} > 1$)。さらに、いずれの HVCC も銀河回転に逆行する負のシステム速度を持っており、一部の HVCC は位置-速度図上において共通の傾きが確認できた。

HVCC 同士の近隣性、速度構造の類似性および同程度の年齢 ($\sim 10^4 \text{ yr}$) から、これらは共通の起源を持ち、同時多発的に駆動されたと考えられる。加えて、銀河回転から大きく外れた HVCC forest のシステム速度より、本研究では、駆動源としてハローなど銀河面外から落下してきたガス雲や星団を想定している。

1 Introduction

銀河系中心核より半径 200 pc の領域には中心分子層 (Central molecular zone; CMZ) と呼ばれる分子雲の複合体が存在する (Morris & Serabyn 1996)。CMZ の分子雲は円盤部の分子雲に比べて高温 ($T_k = 30-60 \text{ K}$)、高密 [$n(\text{H}_2) \geq 10^4$] かつ広い速度幅 ($\Delta V > 15 \text{ km s}^{-1}$) を示し、複雑な運動状態にある。我々のグループが行った CMZ に対する CO $J=1-0$ 輝線を用いたサーベイ観測は、その中でも一際特異な「高速度コンパクト雲 (High-velocity compact cloud; HVCC)」の存在を明らかにした (Oka et al. 1998)。

HVCC は非常に広い速度幅 ($\Delta V > 50 \text{ km s}^{-1}$) とコンパクトな空間分布 ($d < 5 \text{ pc}$) で特徴づけられ、CMZ 内に多数の存在が確認されている。その起源については一部の HVCC に対して個別に研究、提案されている。例として、コンパクトな重力源による重力散乱 (CO-0.40-0.02 (Oka et al. 2016))、分子雲内部で発生した爆発現象 (CO-1.21-0.12 (Tsujiimoto et al. 2018))、分子雲衝突 (「ぶたのしっぽ」分子雲 (Matsumura et al. 2012)) が挙げられる。

本研究では、JCMT を用いて取得された CO $J=3-$

2 輝線によるサーベイ観測のデータを精査し、 $(l, b) = (+0^{\circ}85, 0^{\circ})$ に集結する HVCC 群を発見した。以降ではこの天体を HVCC forest と名付け、複数輝線のデータを用い、物理状態と起源について議論する。

2 Data

本研究では CO $J=1-0$ 、 $J=3-2$ 、HCN $J=4-3$ 、SiO $J=2-1$ 輝線データを解析に用いた。

CO $J=1-0$ 輝線データは、野辺山宇宙電波観測所 (Nobeyama Radio Observatory; NRO) 45 m 望遠鏡を用いて行われた CMZ のサーベイ観測で得られたものを使用した。観測は 2011 年 1 月に行われ、受信機には BEARS、分光計には AC45 が用いられた。データ整約には国立天文台が配布するソフトウェア、NOSTAR を用いた。

CO $J=3-2$ 輝線データは、JCMT を用いて行われた、銀河系中心領域に対するサーベイ観測で得られたものを使用した (Parsons et al. 2018)。受信機には HARP、分光計には ACSIS を用いた。データ整約には East Asian Observatory が提供するソフトウェ

ア、Starlink が用いられた。

HCN $J=4-3$ 輝線データは本研究において、JCMT を用いた追加観測によって得られた。観測領域は $(l, b) = (+0^\circ 85, 0^\circ)$ を中心とした、HVCC forest 全体を含む $\Delta l \times \Delta b = 0^\circ 14 \times 0^\circ 12$ の領域とした。観測は 2019 年 7 月に行われ、受信機には HARP、分光計には ACSIS が用いられた。HPBW はおよそ $14''$ であり、主ビーム能率 (η_{MB}) は 0.64 である。データ整約には Starlink を用いた。

SiO $J=2-1$ 輝線データは、NRO 45 m 望遠鏡を用いて行われた、CMZ のサーベイ観測で得られたものを使用した。観測は 2018 年から 2019 年にかけて行われ、受信機には FOREST、分光計には SAM45 が用いられた。データ整約には NOSTAR を用いた。

3 Results

図 1 に CO $J=3-2$ 輝線による CMZ の銀経-銀緯 ($l-b$) 積分強度図と銀経-速度 ($l-V$) 図を示す。 $l-V$ 図において分子雲は銀経が正の領域では正の速度、負の領域では負の速度に現れる。これは分子雲が銀河回転に沿って運動していることを表す。しかし、 $l = 0^\circ 84$ 付近に着目すると、銀経が正にもかかわらず、負の速度に突出した成分の存在が確認できる。この成分が今回発見された HVCC forest 内の HVCC で、最も大きな空間構造を持つ CO+0.84+0.03 である。

更に、CO+0.83+0.03 より半径 $0^\circ 06$ 以内の領域に 5 つの HVCC (S1-5) が発見された。これら 6 つの HVCC が HVCC forest を構成する。図 2 に HVCC forest の空間-速度構造を示す。いずれの HVCC もその視線速度は -60 km s^{-1} から -140 km s^{-1} と負であり銀河回転に逆行する。加えて一部の HVCC は速度勾配を持つことが確認された。また、S3 を除いたいずれの HVCC も高い CO $J=3-2/J=1-0$ 強度比 (> 1) を示す。

JCMT を用いた HCN $J=4-3$ 輝線による追加観測の結果、CO+0.84+0.03 に対応すると考えられる成分が検出された。図 3 の (a) $l-b$ 積分強度図、(b) 位置-速度 ($l-V$) 図上に強度等高線で示す。CO+0.84+0.03 に対応する HCN 成分は、CO 成分が銀河腕により吸収される速度域で存在が確認された。これにより、

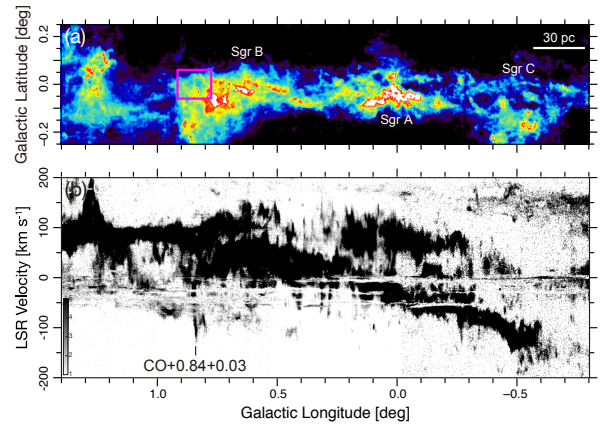


図 1: (a) CMZ の CO $J=3-2$ 輝線による $l-b$ 積分強度図。積分範囲は $V_{\text{LSR}} = -200 \text{ km s}^{-1} \sim +200 \text{ km s}^{-1}$ 。マゼンタの長方形は図 2 (a) の領域を表す。(b) $b = +0^\circ 03$ における $l-V$ 図。

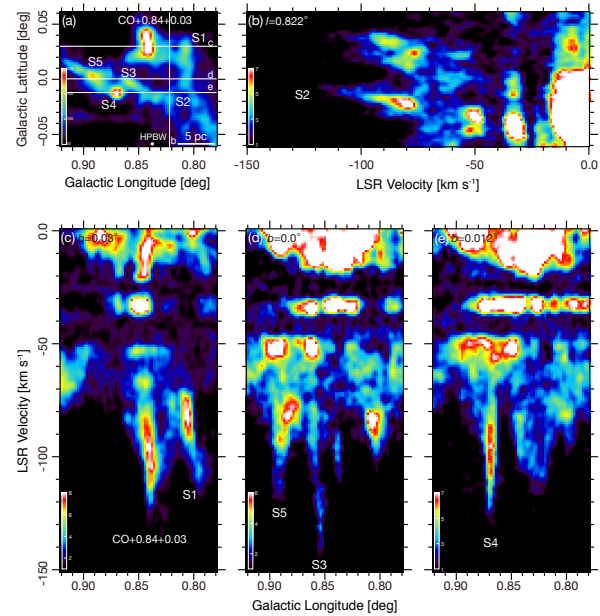


図 2: CO $J=3-2$ 輝線における HVCC forest の空間-速度構造。(a) $l-b$ 積分強度図。積分範囲は $V_{\text{LSR}} = -135 \text{ km s}^{-1} \sim -50 \text{ km s}^{-1}$ 。(b) $l = 0^\circ 822$ における銀緯-速度 ($b-V$) 図。(c) $b = 0^\circ 03$ 、(d) $b = 0^\circ 0$ 、(e) $b = -0^\circ 12$ における $l-V$ 図。

CO+0.84+0.03 は 100 km s^{-1} 以上の非常に広い速度幅を持つことが示唆された。また、HCN 成分の特徴として、空間-速度構造が2つのコンポーネントに分離していることが挙げられる。更に、SiO $J=2-1$ 輝線データを確認した結果、HCN 成分と同様の速度域に SiO 成分の存在が確認された。

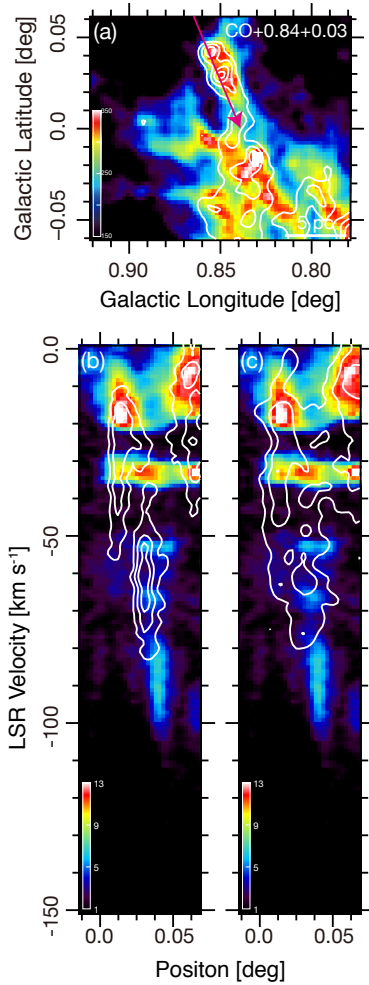


図 3: CO+0.84+0.03 の CO $J=3-2$ 輝線と他輝線における構造の比較。カラスケールは CO $J=3-2$ 輝線強度を表す。(a) $l-b$ 積分強度図。積分範囲は $V_{\text{LSR}} = -80 \text{ km s}^{-1} \sim -10 \text{ km s}^{-1}$ 。等高線は同範囲での HCN $J=4-3$ 輝線における積分強度を表す。(b)、(c) (a) 図中のマゼンタの矢印に対応する $p-v$ 図。等高線はそれぞれ HCN $J=4-3$ 輝線、SiO $J=2-1$ 輝線の強度を表す。

4 Discussion

まず HVCC forest に属する HVCC そのものの形成過程について考える。考えられるシナリオとしては、(1) 超新星爆発、(2) 分子雲衝突、(3) 点状重力源による重力散乱が挙げられる。以下各シナリオについて議論する。

(1) 超新星爆発: 各 HVCC の持つ空間-速度構造は分解されていない膨張シェルと考える事ができる。特に CO+0.84+0.03 では解離性衝撃波トレーサーである SiO 輝線が検出されたことから、形成に爆発現象が介在した可能性がある。各 HVCC を爆発による膨張シェルと仮定するとタイムスケールは $\sim 10^4 \text{ yr}$ となる。

(2) 分子雲衝突: 分子雲衝突は広い速度幅を持った構造や空間的な楕円構造を形成することが知られている (Habe & Ohta 1992)。この場合、 $p-v$ 図上では衝突した2つの分子雲に由来する放射の強い2速度成分とそれらを速度的に結ぶ bridge 成分が現れる (Matsumura et al. 2012)。いずれの HVCC も明確に放射の強い2成分を確認できないものの、分子雲衝突によって形成された可能性を完全に棄却することはできない。

(3) 点状重力源による重力散乱: 分子雲が点状重力源と重力相互作用を行った結果、広い速度幅を形成する可能性がある。相互作用の型としては、分子雲が重力源周りをケプラー運動する場合 (図 4(a)) と、重力源が分子雲に突入し、分子雲を引きずる場合 (図 4(b)) が考えられる。

続いて、HVCC forest の形成過程を考える。HVCC の近隣性、速度構造の類似性および同程度の年齢から、これら HVCC は同時多発的に形成された、すなわち HVCC forest に属する HVCC の形成過程は共通である可能性が高い。HVCC そのものの形成過程が上記の (1)、(2)、(3) である場合、超新星爆発や点状重力源の母体となる星団や分子雲の集団が HVCC forest を駆動したことになる。加えて、銀河回転から大きく外れた HVCC forest のシステム速度より、これらの天体はハロー由来の可能性もある。

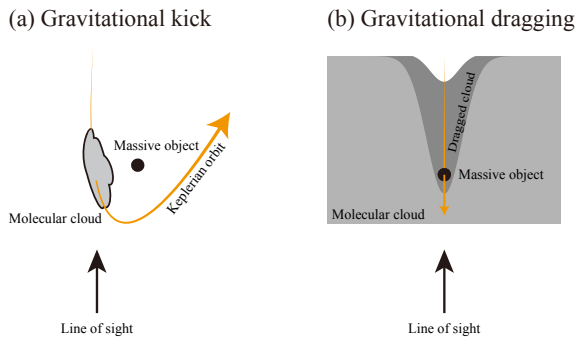


図 4: 分子雲と点状重力源の相互作用例。(a) 点状重力源周りをケプラー運動する場合。(b) 点状重力源が分子雲を引きずる場合。

5 Conclusion

本研究では JCMT を用いた銀河系中心領域サーベイ観測による CO $J = 3-2$ 輝線データを精査したところ銀経 $l = 0^\circ.85$ に HVCC 群、HVCC forest を発見した。NRO 45 m 望遠鏡を用いた CMZ サーベイ観測による CO $J = 1-0$ 輝線データ、JCMT を用いた追加観測による HCN $J = 4-3$ 輝線データも用いて調査したところ、以下の結果を得た。

1. HVCC forest は 6 つの HVCC(CO+0.84+0.03、S1-5) で構成される。
2. HVCC forest は銀河回転に逆行する負の視線速度を持ち、高い CO $J=3-2/J=1-0$ 強度比 (> 1) を示す。
3. 一部の HVCC は位置-速度図上で勾配を持つ。
4. CO+0.84+0.03 の低速度端に対応すると考えられる成分が HCN $J=4-3$ 、 $J=2-1$ 輝線で発見された。
5. HVCC の近隣性、速度構造の類似性及び同程度の年齢から HVCC の形成過程は共通である可能性が高い。
6. 各 HVCC の形成過程としては超新星爆発、分子雲衝突、点状重力源による重力散乱が考えられる。

7. HVCC forest のシステム速度より、駆動天体はハロー由来の可能性があると考えられる。

Reference

- Habe, A., & Ohta, K. 1992, PASJ, 44, 203
- Matsumura, S., Oka, T., Tanaka, T., Nagai, M., Kamegai, K., & Hasegawa, T. 2012, ApJ, 756, 87
- Morris, M., & Serabyn, E. 1996, ARA&A, 34, 645
- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., & Miyazaki, A. 1998, ApJS, 118, 455
- Oka, T., Mizuno, R., Miura, K., & Takekawa, S. 2016, ApJL, 816, 7
- Tsujimoto, S., Oka, T., Takekawa, S., Yamada, M., Tokuyama, S., Iwata, Y., & Roll, A, J. 2018, ApJ, 856, 92
- Parsons, H., Dempsey, J, T., Thomas, H, S., Berry, D., Currie, M, J., Friberg, P., Wouterloot, J, G, A., Chrysostomou, A., Graves, S., Tilanus, R, P, J., Bell, G, S., & Rawlings, M, G. 2018, ApJS, 234, 22

a7

CO 0.02-0.02 のラインサーベイ観測
慶応義塾大学大学院 基礎理工学研究科
中川原 峻介

CO 0.02-0.02 のラインサーベイ観測

中川原 峻介 (慶応義塾大学大学院 基礎理工学研究科)

Abstract

銀河系中心分子層に多数発見された高速度コンパクト雲 (High Velocity Compact Cloud; HVCC) は、空間的にコンパクトかつ非常に広い速度幅をもつ特異分子雲群である。銀河系中心核 Sgr A* の約 5 分角東側に位置する CO 0.02–0.02 は、特に運動エネルギーの高い HVCC であり、既に多くの観測研究が成されている。岩田らは、CO 0.02–0.02 の起源解明を目的に、野辺山 45 m 電波望遠鏡を用いて行った波長 3 mm 帯のラインサーベイ観測を行った。この観測では 81 GHz~116 GHz の範囲を 0.02 K のノイズレベルでカバーし、CO 0.02–0.02 内の最大 CO 柱密度方向、最大速度幅方向において 39 種の分子による 64 本のスペクトル線が検出された。今回我々は、CO 0.02–0.02 を最もよくトレースする分子を選定する目的で検出されたスペクトルの形状を入念に分類し、HC₃N、SiO、CH₃OH、SO、H₂CS のスペクトル線が良いプローブであることを発見した。これらの分子が衝撃波プローブと高密度プローブであることは、CO 0.02–0.02 の生成に衝撃波を伴う圧縮・加熱過程が関与したことを意味する。これは従来の超新星爆発起源を強く支持する結果である。

1 Introduction

CO 0.02–0.02 は Oka et al. (1998) の観測で発見された高速度コンパクト雲のひとつであり、 $(l, b) = (0.02^\circ, -0.02^\circ)$ に位置する大きさ約 $3 \times 4 \text{ pc}^2$ 、速度幅は $+100 \text{ km s}^{-1}$ にも及ぶ。その後 CO 0.02–0.02 は Oka et al. (1999) により HCN $J = 1 - 0$ 、HCO⁺ $J = 1 - 0$ など 5 つの輝線で観測され、さらに Oka et al. (2008) による野辺山ミリ波干渉計 (NMA) を用いた高分解能の CO $J = 1 - 0$ 、HCN $J = 1 - 0$ 輝線の観測が行われた。また、CO 0.02–0.02 の南西部には分子輝線が強く観測されない空洞部分が存在するが、Spitzer 宇宙望遠鏡の InfraRed Array Camera (IRAC) を用いた波長 $8 \mu\text{m}$ のマップ (Stolovy et al. 2006) により、この空洞部分には赤外線点源が多数あることが分かっている。

これらのことから、空洞部分には星団が存在し、それが放射する紫外線によって星団付近の分子が解離されていることが推測される。これらの観測により、CO 0.02–0.02 は、この天体の南西部に存在する星団に属す、複数の大質量星が超新星爆発を起こすことによって形成されたものと解釈された。一方で、Iwata (2018) の評価によれば、星団が供給するエネルギーでは CO 0.02–0.02 の全運動エネルギーは賄えない。CO 0.02–0.02 の力学的パワーは $\sim 2 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ と求

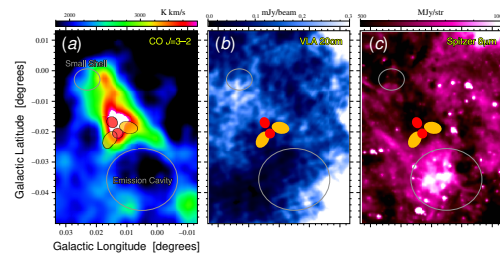


図 1: CO 0.02–0.02 付近を 3 つの周波数で観測した図 (Oka et al. (2008) より引用)。

められているが、星団が供給するパワーは、Spitzer / IRAC を用いた波長 $8 \mu\text{m}$ で観測された光度から大きく見積もっても $2 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ と計算され、CO 0.02–0.02 と比べて 1 桁小さい。また、Iwata (2018) によりこの天体が単純な膨張運動をしていないことも分かっている。以上のことから、CO 0.02–0.02 の運動の起源を示す新たなメカニズムを考える必要が生まれた。

2 Observations

NRO 45 m 望遠鏡を用いて CO 0.02–0.02 のラインサーベイ観測を行った。観測した周波数の範囲は 80 – 116 GHz である。2018 年 1 月 30 日 ~ 2018 年

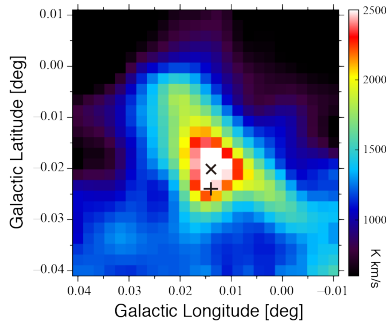


図 2: CO 0.02–0.02 を CO $J = 4 - 3$ 輝線で観測した積分強度図。図中の×が積分強度図上のピーク位置 (h-c)、+は最高速度成分の位置 (h-v) を示す。

1 月 31 日の 2 日間、計 9 時間観測が行われた。CO 0.02–0.02 の中で、CO 輝線の柱密度が最も高い点を h-c、最高速度成分が検出される点を h-v と名付け、これらの 2 点についてラインサーベイ観測を行った。h-c の位置は $(l, b) = (0.014^\circ, -0.020^\circ)$ 、h-v の位置は $(l, b) = (0.014^\circ, -0.024^\circ)$ である (図 2)。

3 Results

3.1 スペクトル線

今回の観測によって得られたデータを図 3 に示す。図 3 の縦軸は主ビーム温度である。81–116 GHz の範囲で、64 本の輝線が観測され、同定された分子の種類は 39、うち同位体は 15 であった。その中でもいくつかの目ぼしい輝線については分子名を記した。また、ノイズについては広い周波数帯においてノイズレベルが 0.025 K を下回ったが、周波数が高い領域 (~108 GHz 以上) ではノイズレベルが高くなっており、0.05 K 付近の値をとる。図 4 に周波数を速度に変換したスペクトルの例をいくつか示す。

3.2 励起温度

また、後に議論で述べるが、CO 0.02–0.02 を良くトレースする輝線として HC_3N と SO の輝線が複数得られた。そこで、これらの積分強度からそれぞれの励起温度を求めた。結果を表 1 に記す。ただし、積

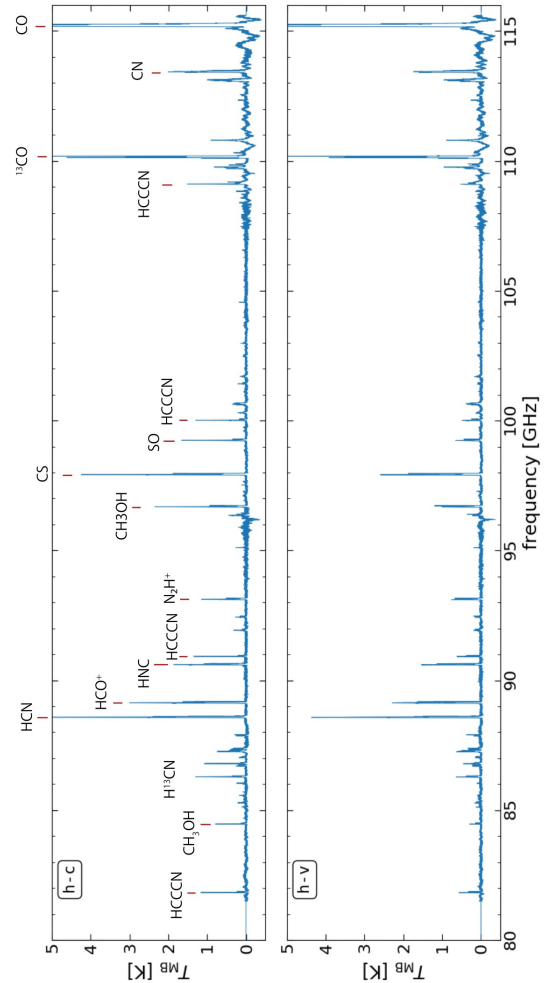


図 3: h-c、h-v で観測された広帯域スペクトル

分範囲は $+95 \text{ km s}^{-1} \sim +105 \text{ km s}^{-1}$ であり、励起温度の誤差はフィッティング誤差から求めた。

表 1: HC_3N と SO の励起温度

	$T_{\text{h-c}}$ [K]	$T_{\text{h-v}}$ [K]
HC_3N	37.8 ± 0.7	13.8 ± 0.4
SO	9.6 ± 0.2	8.4 ± 0.6

4 Discussion

図 4 を見ると、CO 0.02–0.02 以外の天体からの放射も観測していると考えられる。そこで、概形の近

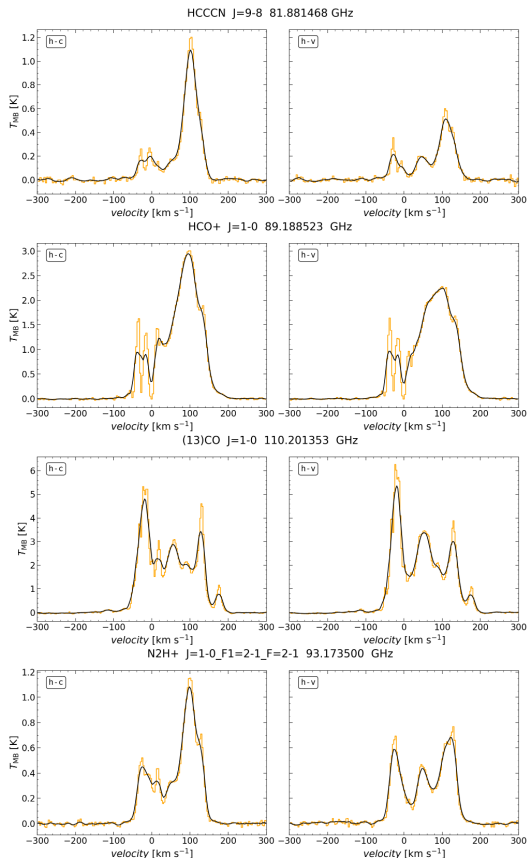


図 4: スペクトル線の例

いスペクトル線をグループ化することによるスペクトル線の分類を試みた。以下に h-c における観測結果の分類方法を示す。

まず、任意の速度を 3 つ選び、それらの速度における強度を 3 軸とし、3 次元上にスペクトルごとにプロットする。ただし、原点からの距離 r が 1 となるように 3 つの強度を規格化する。この操作を速度の組み合わせを変化させ、プロットの変散が最大となる速度の組み合わせを特徴的な速度とし、そのプロットの分布でグループ分けを行った。ただし、3 つの速度のうち、1 つを $+100 \text{ km s}^{-1}$ と固定した。

これによって求められた変散の最も大きい速度の組み合わせは、 -30 km s^{-1} 、 $+60 \text{ km s}^{-1}$ 、 $+100 \text{ km s}^{-1}$ であった。これらの速度での強度を用いて h-c で観測されたスペクトル線の代表する点をプロットしたものを図 5 に示す。

このプロットの分布から、スペクトル線を 4 つに分

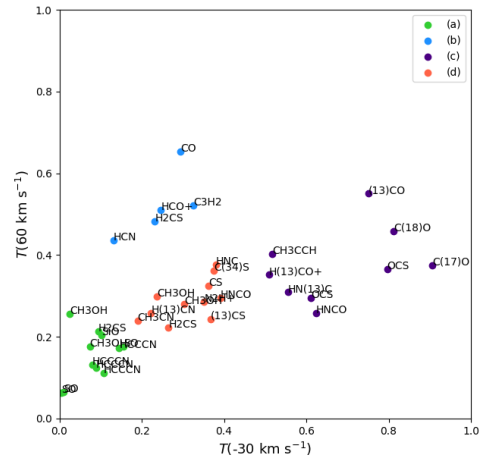


図 5: h-c で観測されたスペクトル線を代表する点をプロットした図。 $+100 \text{ km s}^{-1}$ の強度軸の正の方向から見た投影図となっている。

類した。CO 0.02–0.02 は $+100 \text{ km s}^{-1}$ 付近で最大強度となることが知られているので、 $+100 \text{ km s}^{-1}$ での強度が相対的に高いスペクトル線がこの天体を良くトレースすると言える。この 4 つのグループのうち、CO 0.02–0.02 を最もよく検出するグループを (a) とし、このグループに分類された輝線を表 2 に示す。

同様の方法で h-v で観測されたスペクトル線についても分類を行い、h-c の場合と類似した結果を得た。

表 2: グループ (a) の分子スペクトル線

分子	遷移
HC ₃ N	9–8
CH ₃ OH	5 _{-1,0} – 4 _{0,0} E
SO	2 ₂ – 1 ₁
SiO	$J = 2 - 1 \ v = 0$
HC ₃ N	10 – 9
CH ₃ OH	8 _{0,0} – 7 _{1,0} A
SO	3 ₂ – 2 ₁
HC ₃ N	11 – 10
H ₂ CS	3 _{1,2} – 2 _{1,1}
HC ₃ N	12 – 11
SO	$N_J = 3_2 - 2_1$

このグループ (a) に属する分子から、CO 0.02–0.02 がどんな物理状態にあるか推測ができる。このグループに分類された分子のうち SiO、CH₃OH、SO、H₂CS は衝撃波によって生成される (Bachiller & Pérez 1997), (Mitchell & Deveau 1983)。このことから CO 0.02–0.02 は衝撃波が通過したことが分かる。また、HC₃N は高密度領域において検出される分子であり、この天体が高密度であることも推測される。

- 以上の考察より、CO 0.02–0.02 は高温、高密度の天体であり、衝撃波を伴う激しい運動によって形成されたことが示唆される。これは CO 0.02–0.02 の超新星爆発起源を支持する結果である。しかし、この天体が単純な膨張運動を示さないこと、超新星爆発では天体の全運動エネルギーが賄えないという疑問は解消されず、さらなる研究が必要である。

5 Conclusion

- NRO 45 m 望遠鏡を用いて、高速度コンパクト雲 CO 0.02–0.02 において CO 輝線の柱密度が最も高い点 (h-c)、最高速度成分を検出する点 (h-v) の 2 点についてラインサーベイ観測を行った。観測した周波数の範囲は 80–116 GHz であった。
- 得られた結果は、0.02 K のノイズレベルであり、64 本の輝線を得た。また、スペクトル線の同定より検出された分子の種類は 39、うち同位体は 15 あった。
- h-c で得られた分子スペクトル線は多くが +100 km s⁻¹ で強度が最も高かったが、-30 km s⁻¹ において強度が最高となるものや、他のスペクトル線に比べピークが多いものなど、さまざまな形をしていた。そこで同じ領域を検出しているものをまとめる目的でスペクトル線を分類し、+100 km s⁻¹ 成分をよく検出する輝線をグループ (a) とした。
- CO 0.02–0.02 は +100 km s⁻¹ 付近で放射強度の最大値をとることから、+100 km s⁻¹ 成分が CO 0.02–0.02 であると考えられるため、グループ (a) に属する分子が CO 0.02–0.02 の良いプローブとなる。
- グループ (a) に属する分子には、高密度領域のプローブとなる HC₃N や、衝撃波によって生成される SiO などが含まれる。このことから CO 0.02–0.02 は高密度の天体であり、衝撃波が通過したことが示唆される。

Reference

- Bachiller, R. & Pérez M. G., 1997, *Astrophys. J.*, 487, 93
- Mitchell, G. F. & Deveau, T. J., 1983, *Astrophys. J.*, 266, 646
- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., et al. 1998, *Astrophys. J. suppl. ser.*, 118, 455
- Oka, T., White, G. J., Hasegawa, T., et al. 1999, *Astrophys. J.*, 515, 249
- Oka, T., Hasegawa, T., White, G. J., et al. 2008, *Publ. astron. soc. jpn.*, 60, 429
- Stolovy, S., Ramirez, S., Arendt, R. G., et al. 2006, *J. Phys. Conf. Ser.*, 54, 176

岩田悠平 2018 修士論文 慶應義塾大学理工学部

a8

チャンドラ衛星による銀河系内の超新星
残骸 G344.7-0.1 の X 線観測
東京理科大学大学院 理学研究科
福島 光太郎

チャンドラ衛星による銀河系内の超新星残骸 G344.7-0.1 の X 線観測

福島 光太郎 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河系内の Ia 型超新星残骸 (SNR) である G344.7-0.1 は比較的高齢 (~ 4000 yr) のため中心部まで逆行衝撃波が到達し、爆発噴出物 (イジェクタ) が全て加熱されている。また G344.7-0.1 のイジェクタは他の高齢の SNR に比べ高温を保っており、いまだ Fe K 輝線が観測できる。この 2 点は Ia 型 SNR の Fe 分布調査における大きな利点で、現在観測されている SNR では G344.7-0.1 に固有の特徴である。そこで我々は元素分布調査に適した高い角分解能を誇るチャンドラ衛星で G344.7-0.1 を 210 ks に渡って観測した。このデータの解析により、Si のシェル構造とそれに囲まれた Fe の集中分布を発見した。中心部からの Fe K 輝線は中性に相当する低エネルギー (~ 6.4 keV) で、外側の Fe (~ 6.46 keV) に比べて有意に電離度が低かった。SNR の逆行衝撃波は外側のイジェクタから順次加熱していくため、爆発中心付近のプラズマが最も低電離となることが理論的に予測される。したがって本観測結果は、集中した Fe の分布位置が真に爆発中心であったことを強く示唆しており、親星の中心近くで多量の Fe が生成された事実を初めて明確に示した。

1 Introduction

Ia 型超新星爆発 (SN Ia) は白色矮星が爆発的な熱核反応を起こすことで発生すると考えられている。爆発の際には白色矮星の主成分である C や O を燃料として Si、S、Ca などの中間質量元素、さらに Fe やその周辺の鉄族元素 (Ni など) が合成される。とくに鉄族元素については、SN Ia が宇宙の化学進化において主要な供給源となっている。SN Ia の詳細な爆発メカニズムはいまだ明らかになっていないが、SN Ia の超新星残骸 (SNR) の X 線観測から爆発噴出物 (イジェクタ) の組成や空間分布を調べることが大きな鍵となっている。Ia 型 SNR の研究は X 線で明るいティコの SNR やケプラーの SNR、SN 1006 などで詳細に行われており、親星の性質や爆発後の進化プロセスについて多くの知見が得られている (e.g. ティコ: Badenes et al. 2006, ケプラー: Katsuda et al. 2015, SN 1006: Yamaguchi et al. 2008)。しかし、これらの若い SNR においては逆行衝撃波が爆発中心に未到達のため、親星の中心付近で作られたイジェクタが X 線を放射できるほど高温に加熱されておらず、爆発時に何が起きているのかを調べるができなかった。

SNR G344.7-0.1 は銀河面上に存在する Ia 型 SNR である。爆発から 3000-6000 yr と比較的高齢である

(Combi et al. 2010, Giacani et al. 2011) ことから、爆発中心部までのイジェクタがすべて加熱されていると期待できる。一方でこの SNR のイジェクタは十分な高温を保っており、いまだ Fe K 輝線が観測できる (Yamauchi et al. 2005, Yamaguchi et al. 2012) 状態にある。この 2 点は中心までのすべてのイジェクタを X 線で調査するという目的によく適合しており、現在観測されている SNR の中では G344.7-0.1 に固有の特長である。我々は G344.7-0.1 のイジェクタについて詳細な空間分布を調査するため、 $0''.5$ の高い角分解能を有するチャンドラ衛星で観測し、このデータの解析を行なった。グラフのデータ点についている誤差棒や本文中で報告する数値の誤差は 68% である。

2 Observation

解析に使用したデータは、チャンドラ衛星の CCD カメラである ACIS-I によって観測されたものである。データは 2018 年 5 月および 7 月に断続的に観測されている。本研究では 5 月を前半観測、7 月を後半観測としてそれぞれのデータを統合し前半データ・後半データの 2 つのデータ系列としている。十分な統計で Fe の空間分布を調査できるように、観測時間

は合計 210 ks と長時間である。

高軌道を周回するチャンドラ衛星ではバックグラウンドが高くなる傾向があり、本研究で注目するエネルギー帯域の 1 つである Fe K 輝線の帯域 (~ 6.4 keV) ではバックグラウンドが無視できない影響を持つ。そのため 3.2 のスペクトル解析では、バックグラウンドスペクトルをモデル化して SNR からの放射スペクトルと同時にフィッティングした。元素アバンダンスは Wilms et al. (2000) の太陽組成を基準として相対値を求めた。

3 Analysis

3.1 X 線イメージ解析

G344.7-0.1 におけるイジェクタの空間分布を調べるため、Si、Fe の 2 種類の元素についてそれぞれの K 輝線エネルギー帯域の X 線イメージを作成し合成したイメージが図 1 である。X 線イメージでは Fe K 輝線放射 (青) が集中しており、それを Si の放射領域 (赤) が取り囲んでいる様子を見ることができる。Fe の集中領域は電波コントアから推定される SNR の幾何中心からコントア半径の半分ほど西にずれている。この要因については 4.2 で議論する。

イジェクタの分布を定量的に調べるために、図 1 に見える Fe 集中領域 ($17^{\text{h}}03^{\text{m}}49^{\text{s}}$, $-41^{\text{d}}42^{\text{m}}46^{\text{s}}$) を中心とした各元素輝線の表面輝度プロファイルを作成し図 2 に示す。この輝度プロファイルから Fe の輝度分布が中間質量元素と比べて明らかに異なっていることがわかる。

3.2 X 線スペクトル解析

スペクトルフィットは図 3 に示す 10 領域から取得したスペクトルに対してそれぞれ行なった。Fe 集中領域 (図 3 の破線楕円) から得られたスペクトルとベストフィットモデルを図 4 に示す。SNR からの放射としてまずは星間吸収を受けた電離非平衡プラズマ放射モデルを用いたフィッティングを実行した。星間吸収の吸収散乱断面積は Verner et al. (1996) の値を用いた。このモデルは 5 keV 以下のエネルギー帯域のスペクトルをよく再現していたが、~ 6.4 keV の

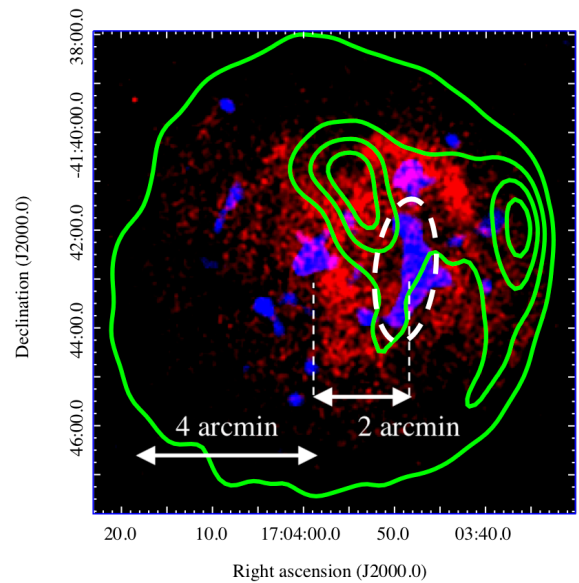


図 1: G344.7-0.1 の 2 色合成イメージ。赤は Si K (1.76–1.94 keV)、青は Fe K (6.35–6.55 keV) の放射帯域を表す。Fe K 放射の集中領域を破線の楕円で示し、843 MHz の電波コントアを重ねている。画像上方が北で右側が西となっている。

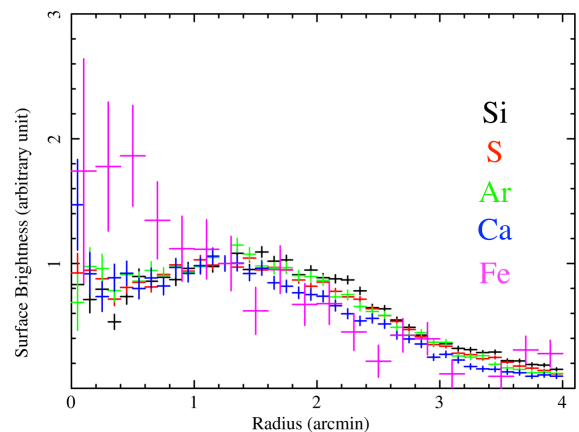


図 2: 各元素の半径方向の表面輝度分布。Fe K の集中領域を中心にとっている。表面輝度は $1'.35$ で 1.0 となるように規格化している。

Fe K 輝線周辺で合っていなかった (図 4 中段)。そこでこのモデルにガウシアンを加えることで Fe K 輝線を再現することにした。このモデルは図 3 に示す 10 領域の 0.5–9.0 keV のすべての帯域でスペクトル

をよく再現していた。

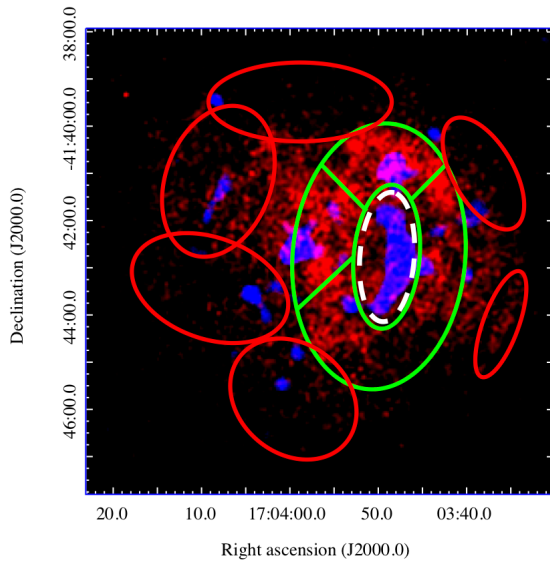


図 3: スペクトルを取得した領域。図 1 と同じ X 線イメージの上に各領域を示した。破線で示した楕円は図 1 と同様。緑は Si などの中間質量元素の放射が強い領域、赤い実線の楕円は SNR 外縁に属する領域をそれぞれ示している。

スペクトルフィットの結果 Fe 集中領域からの放射は、 $kT_e = 1.10^{+0.04}_{-0.08}$ keV のプラズマと 6.406 ± 0.029 keV の Fe 輝線で再現できた。図 5 にスペクトルフィットで得られた各領域の電子温度と Fe K 輝線エネルギーを、Fe 集中領域を中心とする半径方向のプロファイルとして示す。

4 Discussion

4.1 G344.7-0.1 のイジェクタ分布

3.1 の解析で G344.7-0.1 には Fe K 放射の表面輝度が中間質量元素に比べて集中していることがわかった。表面輝度は放射源粒子の数密度の 2 乗に比例するため、輝度プロファイルから各元素の空間分布を推定できる。図 2 のプロファイルの形を再現するような密度分布を最も簡単な一様密度球で考えると、Fe イジェクタの球のまわりを中間質量元素の球殻が取り囲んでいるという形状が適当である。SN Ia の理

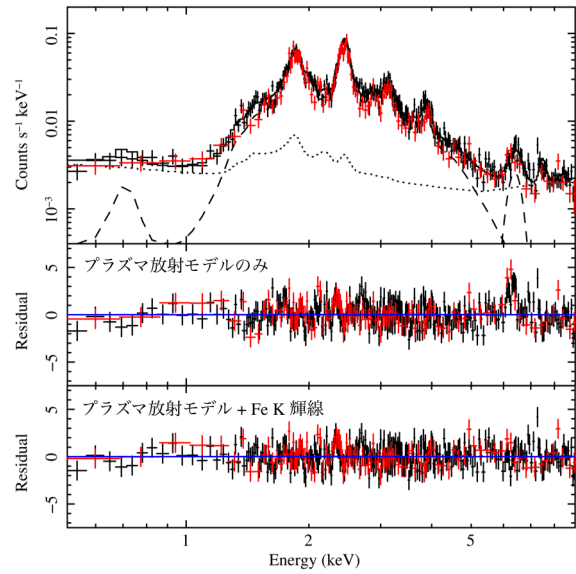


図 4: Fe 集中領域でのスペクトルフィット。黒いデータ点は前半観測のデータ、赤は後半観測のデータにそれぞれ対応する。上段の破線は SNR の放射に対するベストフィットモデル、点線はバックグランド成分を前半観測に対してのみ示している。中段は非平衡プラズマ放射のみを仮定した場合の残差、下段は非平衡プラズマに加えて Fe K 輝線のガウシアンを加えた場合の残差をそれぞれ表示している。

論モデルでは親星の中心部で Fe や Ni が合成され、より外側で中間質量元素が合成されることが予測されている (e.g. Iwamoto et al. 1999)。さらに爆発後のイジェクタは外側の中間質量元素ほど大きな速度で飛散するため、上で考えたようなイジェクタ分布が実現されると考えられる。ただし図 1 の Fe 集中領域が G344.7-0.1 の爆発中心であるかどうかは、イメージ解析からは決定できない。

Fe 集中領域が爆発中心であるか議論するために、Fe の加熱過程を考える。Fe K 輝線の中心エネルギーは放射源の Fe の電離状態によって変化することが知られており、Fe の電離状態は SNR における Fe の加熱過程を反映すると考えられる。つまり 3.2 のスペクトル解析から Fe K 輝線エネルギーの空間分布を調べることで、Fe の加熱過程を推定することができる。

図 5 を見ると電子温度については Fe 集中領域ほど高く外縁部へ行くにしたがって低くなる傾向があ

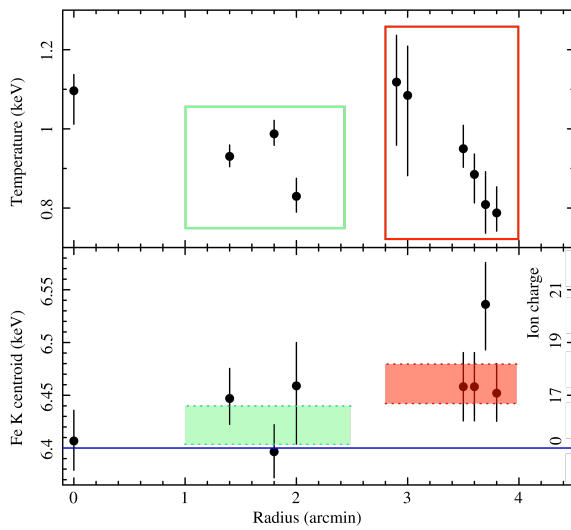


図 5: プラズマ温度 (上段) と Fe K 輝線の中心エネルギー (下段) の空間分布。上段のデータ点を囲む長方形は図 3 で示した領域の色分けに対応する。下段の影付き長方形は、上段でまとめたシェル領域と外縁領域についてそれぞれ平均の Fe K 輝線エネルギーを求めた結果をあらわす。下段右側の軸は Fe K 輝線エネルギーに対応する Fe の電離階数を示している。

る。一方で Fe K 輝線エネルギーは Fe 集中領域ほど低い傾向が見られ、この部分の Fe は外縁部と比べて電離が進んでいないことがわかる。このことから Fe 集中領域の加熱は外縁部 (図 5 で赤) や Si シェル領域 (図 5 で緑) よりも最近になって起こったと考えられる。SNR のイジェクタを加熱する逆行衝撃波は、イジェクタと星間物質の境界面で発生し外側のイジェクタから順次加熱して爆発中心に到達する。したがって図 5 の結果は、図 1 に見える Fe 集中領域こそが G344.7-0.1 の真の爆発中心であることを強く示唆している。

4.2 G344.7-0.1 の非対称性

爆発中心と考えられる Fe 集中領域が電波コントラから予想される SNR の幾何中心とずれている (3.1 参照) ということから、G344.7-0.1 は非対称に膨張している可能性がある。図 5 を見ると外縁部にも関わらず比較的温度が高い点が 2 つあることがわかる。

この 2 点は図 3 の西側外縁部の 2 領域に対応している。電波望遠鏡 Mopra の観測によると G344.7-0.1 の西側には分子雲が分布している (Lau et al. 2019) ことから、この 2 領域で温度が高いのは分子雲との衝突で再加熱が起きたためであり、SNR の非対称性もここに起因していると考えられる。

5 Conclusion

本研究は X 線イメージ解析とスペクトル解析の結果から G344.7-0.1 の爆発中心付近に多くの Fe が集中し、その外側に中間質量元素がシェル構造を作っていることを発見した。これにより Iwamoto et al. (1999) などが理論的に予測している、親星中心部で大量の Fe が合成されるという SN Ia の性質が観測的に初めて明確に確認された。

Reference

- Badenes, C., Borkowski, K. J., Hughes, J. P., et al. 2006, *ApJ*, 645, 1373
- Combi, J. A., Albacete Colombo, J. F., López-Santiago, J., et al. 2010, *A&A*, 522, A50
- Giacani, E., Smith, M. J. S., Dubner, G., et al. 2011, *A&A*, 531, A138
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., et al. 1999, *ApJS*, 125, 439
- Katsuda, S., Mori, K., Maeda, K., et al. 2015, *ApJ*, 808, 49
- Lau, J. C., Rowell, G., Voisin, F., et al. 2019, *MNRAS*, 483, 3659
- Verner, D. A., Ferland, G. J., Korista, K. T., et al. 1996, *ApJ*, 465, 487
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, *ApJ*, 542, 914
- Yamaguchi, H., Koyama, K., Katsuda, S., et al. 2008, *PASJ*, 60, S141
- Yamaguchi, H., Tanaka, M., Maeda, K., et al. 2012, *ApJ*, 749, 137
- Yamauchi, S., Ueno, M., Koyama, K., et al. 2005, *PASJ*, 57, 459

a9

Chandra 衛星を用いた X 線による重力
崩壊型超新星残骸 N132D の時間進化の
解析

東京大学大学院 理学系研究科

畠内康輔

Chandra 衛星を用いた X 線による 重力崩壊型超新星残骸 N132D の時間進化の解析

畠内康輔 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

超新星残骸 (SNR) は、その爆発のメカニズムや膨張の過程について解明されていないことが多い。近年、白色矮星由来の Ia 型超新星残骸については複数のサンプルで膨張測定がなされ、その爆発や膨張の多様性についての研究が始まっている。しかし一方で、重力崩壊型の SNR については、一例しか観測例がなく研究が進んでいない。重力崩壊型超新星残骸の爆発構造の解明は、重力崩壊型超新星爆発のメカニズムや、その宇宙構造における影響を議論する上で非常に重要である。そこで我々は X 線観測衛星 *Chandra* のデータを用いて、大マゼラン星雲に位置する重力崩壊型 SNR、N132D の膨張の様相をドップラー効果と、イメージングを用いて検証した。我々は Si K 輝線の中心エネルギーと広がりを調べ、特に北東部では輝線が有意に赤方偏移し、南部の輝線と比較して広がりが大きいことを確認した。このことは北東部と南部で視線方向運動の様子が異なっている可能性を示唆している。また異なる年度 (2019 年と 2006 年) イメージングを用いた解析では、count rate の多い 6 つの領域で count rate map の断面図を確認したが、knot や filament の明らかな運動は見られなかったため、これらの領域で視線垂直方向速度が先行研究と大きく異ならず、 $\sim 8000 \text{ km s}^{-1}$ 以下であることを示した。

1 Introduction

超新星 (Supernova; SN) にはその爆発の起源により、大きく 2 種類に分けられる。白色矮星がガス降着、もしくは他の白色矮星との衝突により、核融合反応の暴走を起こすことに由来する Ia 型、鉄の光分解により重力崩壊を起こすことで発生する重力崩壊型 (Core-Collapse) がある。

超新星では爆発時に恒星を形成していた物質が、外部に向かって高速に運動を始める。これを ejecta と呼ぶ。ejecta が星間ガスや星間物質と衝突した際に、順行衝撃波と逆行衝撃波の 2 種類の衝撃波が形成される。順行衝撃波は形成時 10000 km s^{-1} 程度の速度で運動し、超新星残骸周辺の星間物質や星間ガスを熱しながら膨張する。また逆行衝撃波は衝突面内部の ejecta 等を熱しながら、物質の流れを逆流する。そのため超新星残骸の内部物質は数百万 K と高温であり、X 線による観測が適している。ejecta や衝撃波の観測は、超新星爆発の機構や、超新星残骸のモデル化に非常に重要な役割を果たしている。

現在多くの Ia 型超新星残骸で、衝撃波の膨張構

造や内部 ejecta の膨張構造について研究されている (Katsuda et al. 2012; Helder et al. 2013; Yamaguchi et al. 2017; Kasuga et al. 2018)。しかし重力崩壊型超新星残骸に対しては、Cassiopeia A (Fesen et al. 2006; Delaney et al. 2010) でしか研究されておらず、その多様性については議論されていない。重力崩壊型超新星残骸で膨張構造を観測的に研究することは、いまだに未解決である重力崩壊型超新星の爆発機構の解明や、その宇宙構造に与える影響を考える上で重要である。

膨張構造の測定には、視線方向速度はドップラー効果、視線垂直方向速度はイメージングにより解析することができる。ドップラー効果を用いた解析では、膨張する物質から発せられる特性 X 線が、ドップラー効果によって変化する様子を観測することで、その物質の視線方向における速度を推定することができる。この解析では、輝線エネルギーの微小な変化を観測するため、測定のエネルギー分解能が必要である。またイメージングによる解析は異なる年度の超新星残骸を、位置精度よく観測し比較するため、空間分解能の良い衛星を用いる必要がある他、速度

を求めるために観測天体までの距離を正確に知る必要がある。

そこで我々は調べる天体として、大マゼラン星雲 (Large Magellanic Cloud; LMC) に位置する重力崩壊型超新星残骸 N132D を研究対象に選んだ。この天体は視直径 $100''$ 、年齢が約 2500 年 (Vogt & Dopita 2011) であることが分かっている。大マゼラン星雲までの距離は約 50 kpc (Westerlund 1990) と精度よく求められており、さらには N132D は大マゼラン星雲で X 線帯域における最も明るい天体であるため、この研究に非常に適した天体である。ひとみ衛星による、Fe K と SK 輝線の観測では LMS の星間物質 (ISM) に対して、Fe 輝線で 800 km s^{-1} ($50\text{--}1500 \text{ km s}^{-1}$ 信頼度 90%) の redshift、S 輝線で -65 km s^{-1} ($-450\text{--}435 \text{ km s}^{-1}$ 信頼度 90%) で運動していることがわかっている。(Hitomi Collaboration et al.2018)

2 Methods/Instruments and Observations

観測に用いた *Chandra* は $0.5''$ の非常に高い空間分解能を持っている他、 $0.2\text{--}10 \text{ keV}$ で比較的高いエネルギー分解能を持ち、本研究に適している。我々は X 線衛星 *Chandra* 搭載の、ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer)、により取得された、2006 年の 1 月の観測 (89ksec) と、2019 年の 3 月の観測 (34ksec) を用いて解析を行った。また、解析ソフトウェア CIAO (version 4.11) とキャリブレーションデータ CALDB (version 4.8.2) を用いてデータを再プロセスした。

3 Results

3.1 Images

図 1 は *Chandra* による超新星残骸 N132D のイメージである。南部は円状の構造をしているのに対し、北部は吹き出したような構造が見られ、N132D が非等方な膨脹を持つ天体であることがわかる。二つの年度のイメージを比較する際に、*Chandra* は $0.4''$ 以下

の位置決定精度があるため、東部に位置する点源 (白円内部) を補正に用いた。

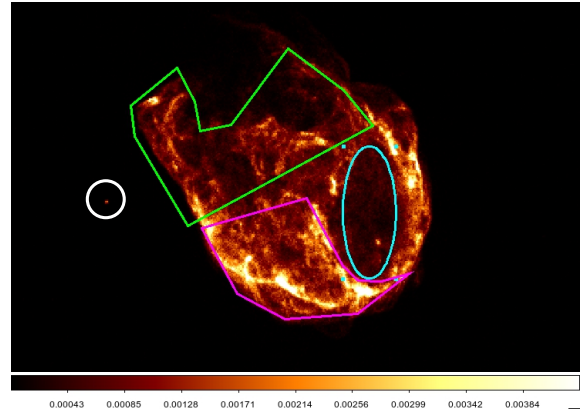


図 1: 2006 年における N132D の count rate イメージ。エネルギーバンドは $0.5\text{--}7.0 \text{ keV}$ 。南部に shell 状の構造が観測できる。位置補正のために東部の点源 (白円内部) を用いた。また Si 輝線領域でのドップラー解析では、北東部領域 (緑)、南部領域 (マゼンタ)、中央西部 (青色) を用いた。

3.2 ドップラー効果を用いた視線方向速度の測定

我々は全体のスペクトルから、 $1.55\text{--}1.95 \text{ keV}$ の帯域に対して、連続成分を表す power-law と Si 輝線の gaussian を用いてフィットを行なった。また、全体のスペクトルにおける Si 輝線の中央値を中心に、幅 FWHM のエネルギーバンドで、各 pixel 毎の平均エネルギーのマップ (図 2) と、標準偏差を表したマップ (図 3) を作成した。平均エネルギーの map では南部と北東部で北東部のエネルギーが小さくなるような傾向があった。そこで図 1 のように南部 (マゼンタ) と北東部 (緑)、また count rate が少ない中央西部 (青) で領域を分け、Si 輝線領域のスペクトルを power-law と gaussian でフィットしたところ (表 1)、北東部では南部よりも Si 輝線のエネルギーが $3.8 \pm 1.6 \text{ eV}$ と有意に低い傾向になった。また標準偏差は北東部が南東部と比較して、大きくなる兆候が見られた。

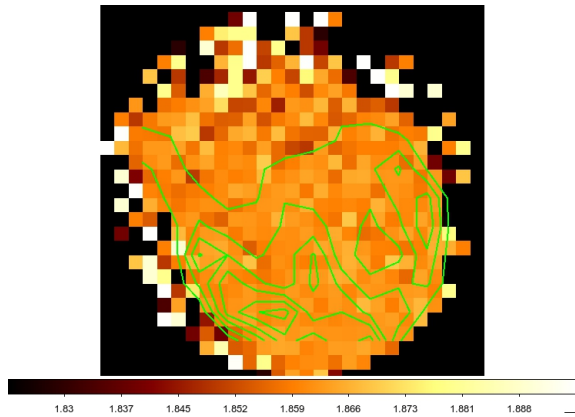


図 2: 1.814–1.914 keV エネルギーバンドで各 pixel の平均エネルギーを表した map。

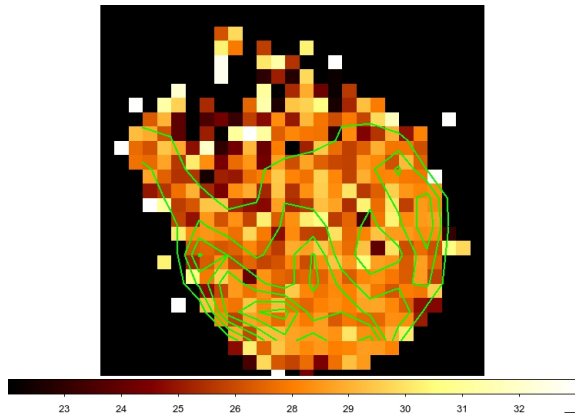


図 3: 1.814–1.914 keV エネルギーバンドで各ピクセルの標準偏差を表した map。

パラメータ	南部	北東部	中央西部
中央値 (eV)	1865.9 ± 0.9	1861.2 ± 1.6	1862.7 ± 3.3
FWHM (eV)	40 ± 3	53^{+7}_{-11}	68^{+3}_{-9}

表 1: 各領域の Si 輝線ピークの fit パラメータ

3.3 イメージングを用いた視線垂直方向速度の測定

我々は 2019 年取得データのイメージと、2006 年取得のイメージを重ねたイメージを作成し、各領域の 2006 年–2019 年の間の平均移動測定の解析を行なった。Chandra による測定は $0.4''$ 以下の位置決定誤差が存在するため、図 1 で東部に位置する点源 (白円内) を用いての位置補正を行なった。CIAO (version 4.11) に用意されている点源検出アルゴリズムである、

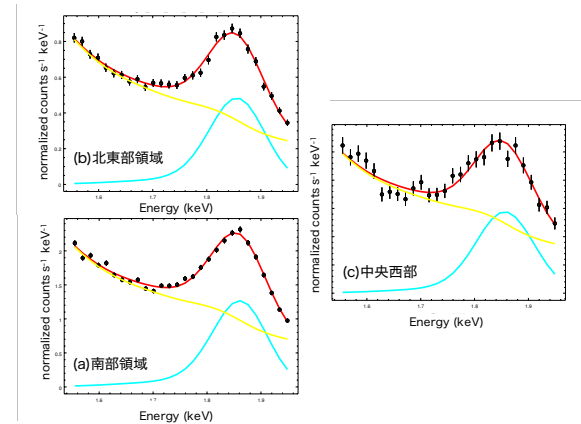


図 4: 図 1 の 3 つの領域で Si 輝線領域 (1.55–1.95 keV) のスペクトル。それぞれ (a) 南部領域、(b) 北東部領域、(c) 中央西部。赤は fit させた関数 (powerlaw + gaussian)、他は各成分 (黄色:powerlaw、水色:gaussian)。

wavdetect を用いて点源の位置を決定しそれらが重なるように、2 つのデータの座標系を平行移動させた。この時、点源自体の速度は、視野角上で N132D の膨張速度と比較して無視できる程度に小さいことを仮定している。さらに 2006 年の count rate が多い領域を含んだ領域を 6 つ用意し (図 5)、その領域での 2019 年と 2006 年の count rate map 断面図を作成した後比較を行った。(図 6) この際領域の決定、断面図の生成にはどちらも 0.5–7.0 keV のデータを用い、Chandra の経年劣化の影響を考慮して、総 count rate が同じになるように規格化を行なった。

4 Discussion

領域ごとのスペクトル解析から、北東部の領域で Si 輝線エネルギーが 1.8612 ± 0.0016 keV と求まった。これは Si XIII の文献値 1.8650 keV より、 3.8 ± 1.6 eV のドップラーシフトを起こしている。ドップラーシフトを視線方向の運動によるものであると考えると、北東部は 610 ± 260 km s⁻¹ 程度で我々から遠ざかる方向に運動していると推定できた (誤差範囲 1σ)。

またイメージを用いた速度測定では、①~⑥の領域で、X 線領域では運動構造を目視することはでき

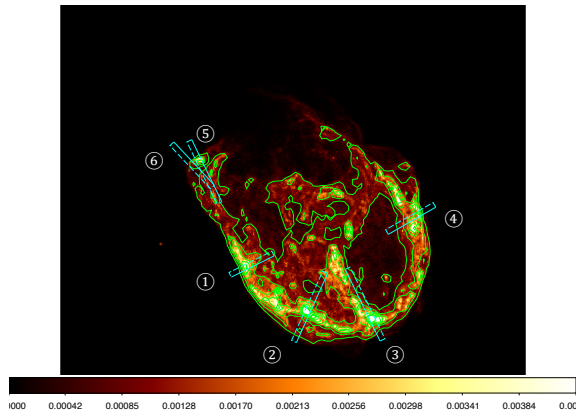


図 5: 2006 年のエネルギーバンド 0.5–7.0 keV で見た count rate とコントラスト。領域①–⑥で count rate の断面図を作成した。

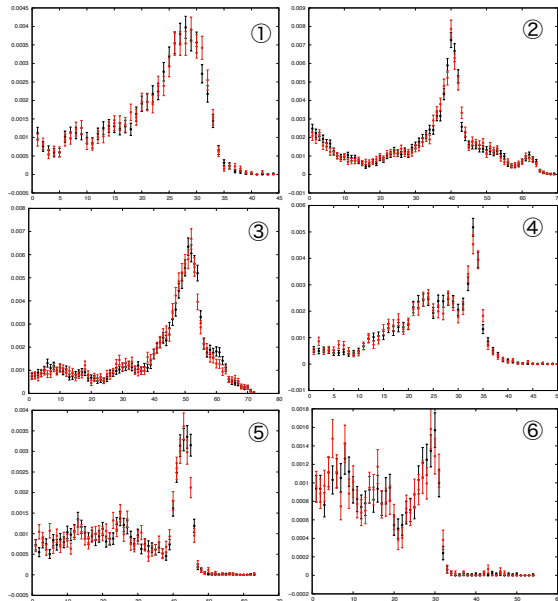


図 6: 領域①–⑥の領域の横断面図を縦軸 count rate で作成。横軸は bin であり、1bin が 0.5'' に該当する。2019 年の plot を赤、2006 年の plot を黒で行っており、各領域ごとに 2019 年と 2006 年の総 count rate が同じになるように規格化している。また knot や衝撃波面の進行方向は左 → 右方向と考えられる。

ず (図 5、図 6)、これらの領域で速度の視線垂直成分が $\sim 8000 \text{ km s}^{-1}$ 程度の上限值を持つことがわかった。これからの課題として、数学的手法を用いた運動の制限 (Katsuda et al. 2008) を用いることで、視

線垂直速度のさらに厳しい上限を決定できると考えられる。

5 Conclusion

重力崩壊型超新星の爆発機構や、その残骸の進化過程は宇宙構造の解明や、高エネルギー宇宙線の問題につながる重要な問題である。重力崩壊型の超新星残骸の膨張構造の研究はその解明に大きく貢献する。本研究では *Chandra* の超新星残骸 N132D の観測を用いて、ドップラー効果による視線速度の推定と、count rate map の断面図を用いた視線垂直速度の推定を行った。その結果 Si 輝線のドップラー効果解析で、北東部が文献値よりも有意に低いエネルギーピークを持ち、南部と比較して輝線幅が広がった兆候を発見した。これは北東部領域では Si が全体的にドップラーシフトを起こし、なおかつ視線方向速度では南部よりもばらつきが大きいと解釈できる。さらに 2006 年の count rate の多い領域に対して断面図を作成したことにより、視線速度垂直方向の膨張速度における上限が決定することができた。また N132D はこれから 1 年の内に *Chandra* による約 500 ks の観測が予定されている。そのデータを用いて、より正確な膨張構造の決定が行われ、重力崩壊型超新星残骸の進化構造の解明が、大きく前進すると期待する。

Reference

- Katsuda, S., et al. 2008, *ApJL*, 678, L35
 Helder, E. A., et al. 2013, *MNRAS*, 435, 2
 Yamaguchi, H., et al. 2016, *ApJL*, 820, 1
 Kasuga, T., Sato, T., Mori, K., Yamaguchi, H., & Bamba, A. 2018, *PASJ*, 70, 88
 Fesen, R., A., et al. 2006, *ApJ*, 645, L1
 Delaney, T., et al. 2010, *ApJ*, 725, 2038
 Vogt, F., & Dopita, M. A. 2011, *Ap&SS*, 331, 521
 Westerlund, B. E. 1990, *ASP*, 2, 29
 Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2018, *PASJ*, 70, 16

a10

XMM-Newton RGSを用いた超新星残骸
N132D の高分解能 X 線分光解析
首都大学東京大学院 理学研究科
鈴木 瞳

XMM-Newton RGS を用いた 超新星残骸 N132D の高分解能 X 線分光解析

鈴木 瞳 (首都大学東京大学院 理学研究科)

Abstract

超新星残骸 N132D は XMM-Newton において検出器の較正を目的に定期的に観測が行われており 1 Msec を超えるデータがあるが、このデータは初期の 53 ksec(先行研究)以降は解析が行われておらず、かつ定量的な解析は一度も行われていない。本研究では、この高分解能分光器 RGS の高統計のデータのうち、検出器中心で観測された約 199 ksec のデータを使って、定量的なスペクトル解析を行った。結果、先行研究で見られなかった Ar, Ca の L 殻輝線が見られた。また、スペクトルフィットから電子温度 0.2–1.5 keV の電離非平衡 3 成分でスペクトルが再現できることがわかった。2 次光によって初めて分離できた Ne の K 殻輝線の強度比からも電離非平衡が示唆される。アバundanceは大マゼラン星雲の星間物質と概ね一致し、このバンドの X 線は ISM からの放射によると思われる。

1 Introduction

重い星は重力崩壊によって爆発を起こし、超新星残骸となって数万年間 X 線で輝き続ける。超新星残骸の X 線スペクトルは、星の内部で作られた重元素や星間物質からの輝線を含むため親星や周辺環境の特徴を知る手がかりとなる。ただし、正確なスペクトル分析を行うには、分光能力の高い検出器によって得られた高統計のデータが必要となる。

本研究では大マゼラン星雲 (LMC) 内の重力崩壊型超新星残骸 N132D に注目した。先行研究からは、星間物質起源の熱的 X 線が卓越する年齢 2500 年程度の残骸であることが知られている (Behar et al. 2001; Vogt & Dopita 2011)。X 線天文衛星 XMM-Newton は CCD 検出器 EPIC の機上較正を主目的にこの天体を 1 Msec を超えて観測している。

XMM-Newton は欧州の X 線天文衛星である。望遠鏡 3 台の焦点位置にそれぞれ EPIC 検出器があり、望遠鏡 3 台のうち 2 台の収束光の光路上に反射型回折格子を設置した RGS がある。このうち、高分解能分光を達成する RGS は、反射型分散器による分散角を後方の検出器で検出することで X 線分光を行う。分散角 β は入射角 α 、次数 m 、波長 λ 、グローブ幅 d を用いて以下のように書ける。

$$\cos\beta = \cos\alpha - m\lambda/d$$

点源の場合、エネルギー分解能は 1 次光 ($m = 1$) で $\text{FWHM} = 5\text{--}6\text{eV} @ 1\text{keV}$ であり、2 次光 ($m = 2$) では $\text{FWHM} = 2\text{--}3\text{eV} @ 1\text{keV}$ である。広がった天体の場合の輝線の広がり

$$\Delta\lambda[\text{\AA}] = 0.138\theta[\text{arcmin}]/m$$

とかける。N132D の場合、天体の広がり

は 2 分角程度なので $22\text{ m}^{-1}\text{ eV} @ 1\text{keV}$ 程度となる。XMM-Newton RGS による N132D の先行研究では、6–37 Å の波長域において C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe の輝線が分離され、電子温度 0.2–1 keV の電離平衡プラズマが複数成分存在することが示唆されている (Behar et al. 2001)。しかしこれは衛星打ち上げ直後の 53 ksec の観測分で得られた 1 次光スペクトルを主とする結果であり、モデルフィッティングによる定量的解析は行われていない。本研究では XMM-Newton 搭載の反射型回折分光器 RGS のより統計の良いデータを用いて、定量的なスペクトル解析を行った。

2 Analysis

XMM-Newton による N132D のデータは全部で 1.15 Msec 分あるが、そのうち検出器中心で天体が撮像された 9 データの総露光時間は 298 ksec で、パツ

クグラウンドレベルの高い時間帯を除外すると 199 ksec である。データの再プロセスには解析ソフトウェア Science Analysis System (SAS) を用いた。図 1 は 199 ksec 分のデータを全て足した RGS1、2 の 1 次光、2 次光のスペクトルである。0.3–0.5 keV には先行研究で見られなかった Ar, Ca の L 殻輝線が見えている。また、より分解能の良い 2 次光を用いることで He-like Ne の禁制線、共鳴線を初めて分離できた。

次に、スペクトルのフィッティングを行う。N132D は広がった天体であるため、RGS の応答関数 (各輝線の形状) は、図 2 に示したような分散方向の射影の形になまされる。よってフィッティングの時、点源用の応答関数は使えないので、天体の輝度分布を畳み込んだ応答関数を作る必要がある。また、図 3 に示すように輝度分布はエネルギーバンドによっても変わるので、今回は 0.32–0.6 keV, 0.6–0.7 keV, 0.7–0.85 keV, 0.85–1.0 keV, 1.0–2.0 keV において、角度分解能の良い Chandra 衛星のイメージを使用して、エネルギー毎の応答関数を作った。以降の解析には、0.32–0.68 keV には 1 次光、0.66–2.0 keV はより分解能の良い 2 次光を用いた。

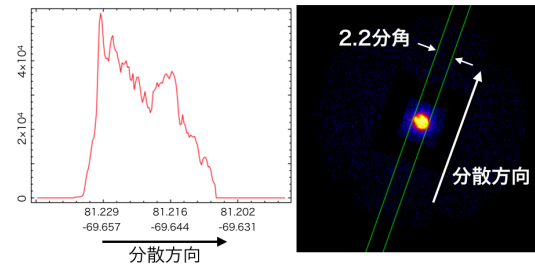


図 2: RGS の分散方向と射影。緑の線はソース領域を示す。

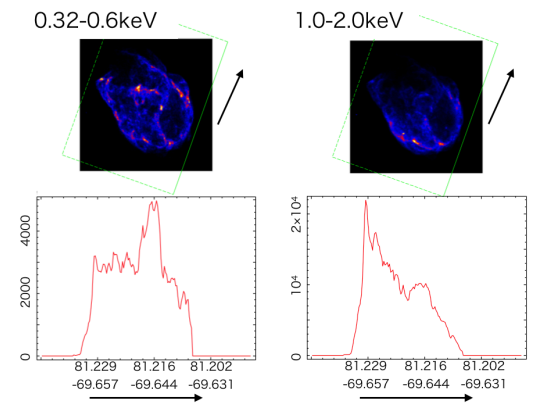


図 3: 0.32-0.6, 1.0-2.0 keV の輝度分布の違い

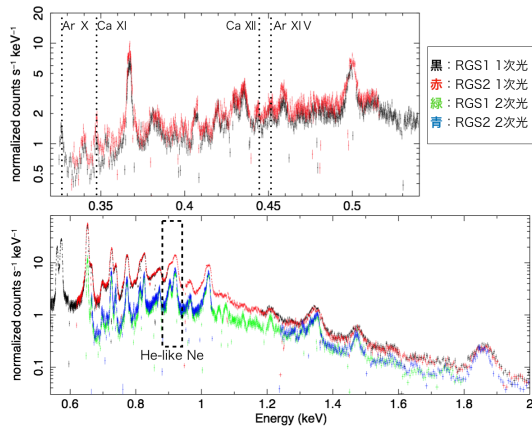


図 1: N132D の RGS スペクトル (199ksec)

形が非対称な N132D は分散方向によってスペクトルが異なるので、衛星のロール角が異なる複数データを同時に解析すべきでない。よって、観測ごとに独立に解析を行った。結果、得られたベストフィット値は全観測で同等であることが確認できた。今回は中心で取られた 9 データのうち最も露光時間の長いデータ 1 つのみを示す。このデータの露光時間 29.09

ksec で、ロール角は 160.35 deg である。スペクトル解析には XSPEC を用い、統計には C-statistic を用いた。フィッティングのモデルには電離非平衡複数成分を用いた。電離非平衡とは電子温度に見合った電離度に達していない状態であり、超新星残骸など密度が低い年齢の若い天体で一般的に見られる。C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni のアバダンス、電子温度、電離パラメータ、redshift、velocity はフリーにして、アバダンス、電離パラメータは複数の電離非平衡成分でリンクした。星間吸収は銀河系内と LMC の吸収を考える。銀河系内の水素柱密度は $6.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ で固定、LMC のアバダンスは Russell & Dopita (1992) と Schenck et al. (2016) より、He は 0.9、他は 0.3 に固定し、水素柱密度はフリーにした。

まず電離非平衡 1 成分でフィットところ、酸素や鉄の輝線が再現できなかったため、電離非平衡 2 成分でフィッティングした。電子温度 0.32, 0.97 keV 電離パラメータ $1.0 \times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$ で、C-statistics/d.o.f

は 10643/7570 であった。2 成分では 1.0–1.2 keV あたり特に 1.05 keV 付近の $\text{Fe}^{21+}, \text{Fe}^{22+}$ の輝線が再現できていない。これはより高温のプラズマの存在を示唆するのでもう 1 成分追加する。電離非平衡 3 成分でフィッティングしたスペクトルとモデルを図 4、得られたパラメータを表 1 に示す。2 成分より C-statistics/d.o.f が改善し、1.05 keV 付近も再現できた (図 5)。

フィット結果より、電子温度 0.21, 0.58, 1.53 keV、電離パラメータ $8.2 \times 10^{10} \text{ s cm}^{-3}$ の電離非平衡でよく合うことがわかった。複数温度であることは場所によって温度が異なることを示している可能性がある。また、得られたアバundanceは LMC の ISM と同程度になっている。Chandra のイメージで殻が明るく見えていることから、このエネルギーバンドの X 線はシェルでの ISM からの放射であると思われる。

表 1: 電離非平衡 3 成分でのフィッティング結果

Component	Parameter	
LMC の吸収	$N_H (10^{20} \text{ cm}^{-2})$	$6.3^{+0.4}_{-0.2}$
NEI 低温	kT (keV)	$0.208^{+0.004}_{-0.007}$
	Redshift (10^{-3})	$1.13^{+0.05}_{-0.05}$
	Velocity (km s^{-1})	370^{+35}_{-38}
NEI 中温	kT (keV)	$0.579^{+0.007}_{-0.005}$
	Redshift (10^{-3})	$-0.26^{+0.03}_{-0.04}$
	Velocity (km s^{-1})	447^{+18}_{-19}
NEI 高温	kT (keV)	$1.53^{+0.04}_{-0.07}$
	Redshift (10^{-3})	$-2.3^{+0.1}_{-0.2}$
	Velocity (km s^{-1})	368^{+73}_{-79}
	C	$0.24^{+0.01}_{-0.02}$
	N	$0.140^{+0.006}_{-0.006}$
	O	$0.320^{+0.005}_{-0.011}$
	Ne	$0.515^{+0.008}_{-0.016}$
	Mg	$0.52^{+0.02}_{-0.02}$
	Si	$0.64^{+0.05}_{-0.05}$
	S	$0.49^{+0.03}_{-0.03}$
	Ar	$0.96^{+0.05}_{-0.08}$
	Ca	$0.21^{+0.05}_{-0.07}$
	Fe	$0.452^{+0.013}_{-0.007}$
	Ni	$0.66^{+0.08}_{-0.08}$
	Tau ($10^{10} \text{ s cm}^{-3}$)	$8.2^{+0.3}_{-0.2}$
	C-statistics/d.o.f.	9963/7565

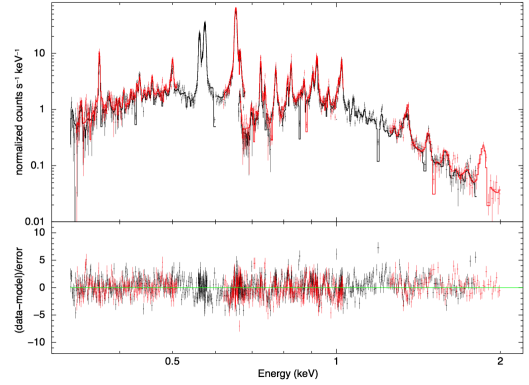
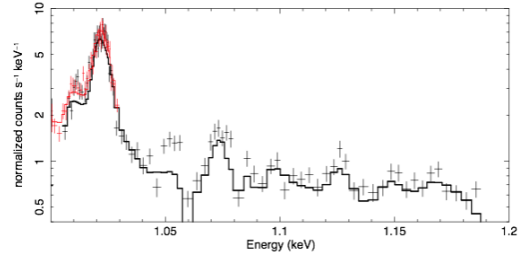


図 4: スペクトルと電離非平衡 3 成分のモデル

(a) 電離非平衡 2 成分



(b) 電離非平衡 3 成分

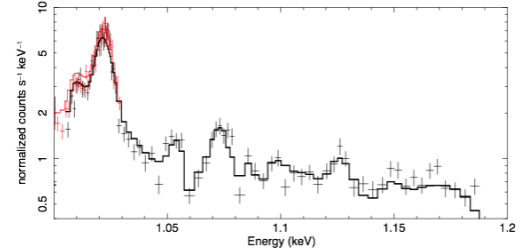


図 5: 1.0–1.2 keV の電離非平衡 (a)2 成分、(b)3 成分でのモデルの比較。3 成分では 1.05 keV の輝線が再現できている。

3 Discussion

フィッティングより、電離非平衡 3 成分でスペクトルをよく再現できたが、電離非平衡は先行研究では示唆されていない。そこで、何が電離非平衡を示しているのかを検証する。具体的には、電離平衡 3 成分でもフィッティングして、ベストフィットを電離非平衡 3 成分の結果と比較する。表 2 に電離非平衡 3 成分と電離平衡 3 成分のフィット結果の比較を示す。電離平衡のベストフィットは電子温度 0.15, 0.39, 0.90 keV で得られた。これは電離非平衡の場合に比べて

全体的に低い値になっている。

表 2: 電離非平衡 3 成分と電離平衡 3 成分のフィット結果の比較。電離非平衡の方が全体的に電子温度が低い。

	電離非平衡	電離平衡
kT 1(keV)	$0.208^{+0.004}_{-0.007}$	$0.152^{+0.003}_{-0.003}$
kT 2(keV)	$0.579^{+0.007}_{-0.005}$	$0.385^{+0.004}_{-0.004}$
kT 3(keV)	$1.53^{+0.04}_{-0.07}$	$0.897^{+0.007}_{-0.008}$
Tau(10^{10} s cm^{-3})	$8.2^{+0.3}_{-0.2}$	
C-statistics/d.o.f.	9963/7565	10248/7565

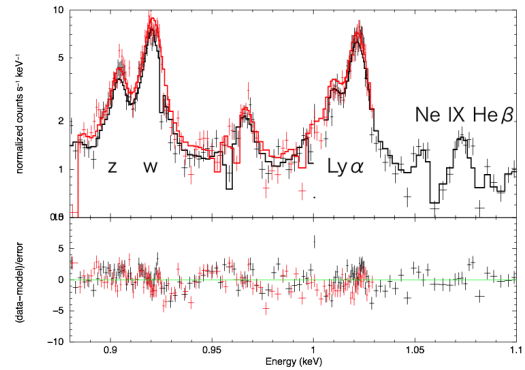
電離非平衡、電離平衡のフィット結果のうち、0.88–1.1 keV を拡大したものが図 6 である。Ne IX 共鳴線 (w)、禁制線 (z) と Ly α の強度はどちらも再現できているが、Ne IX He β の強度は電離平衡モデルであると再現できていない。

Ne IX w, z と Ly α の強度比はイオンの電離温度を反映し、Ne IX w, z と Ne IX He β の強度比は電子温度を直接反映する。電離平衡を仮定した場合、イオンの電離温度と電子温度は等しいため、輝線の強い Ly α と Ne IX w, z の比から電子温度が決まる。しかし、実際は電離非平衡であり、イオンの電離温度は電子温度よりも低くなる。つまり電離平衡を仮定したフィットでは温度が過小評価され、He β が合わなかったと考えられる。

4 Conclusions

XMM-Newton RGS による N132D のスペクトル解析を行った。機上較正観測の膨大なデータのうち検出器中心で取られた 9 データを使用することで先行研究では見られなかった Ar, Ca の L 殻輝線を確認することができた。また、9 データのうち最も統計の良いデータのフィッティングにより、スペクトルは電子温度 0.21, 0.58, 1.53 keV、電離パラメータ 8.2×10^{10} s cm^{-3} の 3 成分の電離非平衡で再現できることがわかった。実際には SNR 全体が様々な温度のプラズマで構成されており、それらの重ね合わせが代表的な 3 温度で表現できたと考えられる。Ne K 殻輝線の強度比からも電離非平衡であることを確認した。これらの結果はロール角の異なる 8 データからも同様に得られた。また、アバundanceは LMC の ISM と同

(a) 電離非平衡 3 成分



(b) 電離平衡 3 成分

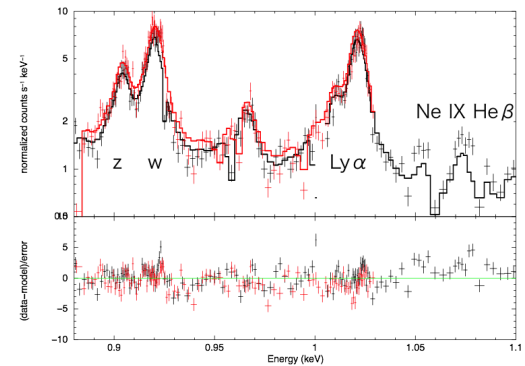


図 6: 0.88-1.1keV の (a) 電離非平衡、(b) 電離平衡のモデルの比較。電離平衡では Ne IX β が合っていない。

程度であり、このバンドの X 線は ISM からの放射によると思われる。点源用である RGS は今回のような数分角程度の天体あれば適切な処理をすることで使用可能であるが、系内の超新星残骸の場合、局所的な構造を除いて使用できない。そのため、天体の広がりによらず高分解能が得られる XRISM による非分散分光が、超新星残骸のさらなる理解の鍵になる。

Reference

- E. Behar. et al. 2001, A&A 365, L242
- Vogt, F., & Dopita, M. A. 2011, Ap&SS, 331, 521
- Russell, & Dopita 1992, ApJ, 384, 508
- Schenck et al. 2016, AJ, 151, 161

a11

XMM-Newton 衛星搭載の回折格子分光
装置 RGS による超新星残骸N49 の X
線精密分光

京都大学大学院 理学研究科

天野 雄輝

XMM-Newton 衛星搭載の回折格子分光装置 RGS による超新星残骸 N49 の X 線精密分光

天野 雄輝 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

N49 は大マゼラン雲に位置し、年齢約 5000 歳と見積もられている、重力崩壊型の超新星残骸 (Supernova remnant: SNR) である。先行研究により、分子雲との衝突、プラズマの過電離状態が明らかとなった。今回我々は XMM-Newton 衛星搭載の回折格子分光器 (Reflection Grating Spectrometer: RGS) によって取得した N49 の X 線スペクトルの解析を行なった。スペクトルのヘリウム様酸素 $K\alpha$ (O VII He α) 禁制線/共鳴線の強度比は熱的なプラズマからの放射では、説明できないほど大きな値を示していた。電荷交換反応は、この輝線の強度比を説明できるが、全エネルギー帯のスペクトルは説明できない。N49 のスペクトルにおける OVII $K\alpha$ 禁制線/共鳴線、OVIII Ly β /Ly α 、Fe XVII (3s-2p)/(3d-2p) などの輝線の強度比は、プラズマによる吸収 (共鳴散乱) を受けやすい輝線の強度が弱い傾向を示している。これらの輝線の強度比の多くは、あるイオン化した吸収体を仮定した場合、共通の水素柱密度で説明できる。吸収体については、プラズマ深さの見積もりから N49 のリムにおける自己吸収の可能性が高い。本研究は、以前から指摘されていた、SNR での共鳴散乱による自己吸収の示唆となる。

1 Introduction

近年の研究で、SNR の形成過程や放射過程は、周辺環境との相互作用を考慮すると従来の予想に反して多様であることがわかってきた。SNR と分子雲クランプの衝突による磁場増幅と粒子加速や (e.g. Okuno et al. 2018)、SNR の分子雲衝突領域における、従来の SNR のプラズマ進化の描像から逸脱した電離状態である過電離プラズマの発見 (e.g. Okon et al. 2018) などがその例である。非一様な周辺環境と SNR の相互作用による物理過程を探る鍵となるのは、周辺環境の情報に加え X 線スペクトルである。

RGS は回折格子を用いた分光器であり、5–38 Å (0.3–2.0 keV) のエネルギーバンドを、1.5 arcmin の広がりを持つ天体に対して、0.14 Å @ 22 Å (5 eV @ 0.7 keV) のエネルギー分解能で精密分光が可能である。このバンドにおいて、特に重要となるのはヘリウム様酸素輝線 (O VII He α) である。ヘリウム様イオンの励起準位は L-S 結合によって複数に分裂している。そのため、O VII He α 輝線は共鳴線 (r)、異重項間遷移線 (i)、禁制線 (f) とよばれる複数の中心エネルギーの異なる輝線からなる。共鳴線は選択則

により、許容遷移とされる準位間の遷移から放出され、異重項間遷移線と禁制線は禁制遷移とされる準位間の遷移から放出される。SNR に一般的に見られるプラズマではこうした輝線の放出過程として、衝突励起が優勢であるため共鳴線が支配的である。またこれらの輝線の G-ratio と呼ばれる $(f+i)/r$ の強度比がプラズマの電子温度の指標となる。

最近、Uchida et al. (2019) によって観測された、SNR の分子雲衝突領域における O VII He α 輝線の強度比は熱放射プラズマモデルでは説明がつかないほど禁制線が強い状態を示していた。彼らはこうした異常な禁制線強度の原因として、これまで SNR の X 線放射過程として無視できるとされてきた電荷交換反応 (CX) の寄与を指摘している。このように精密分光観測を用いれば、プラズマの電子温度や電離状態の精密な測定が行えるだけでなく、従来検証のできなかった物理過程の検証も行える。

N49 は先行研究により、分子雲との相互作用 (Yamane et al. 2018)、プラズマの過電離状態 (Uchida et al. 2015) が明らかとなっている SNR である。本研究では、RGS によって取得した N49 の X 線精密分光スペクトルの解析を行い、O VII He α 輝線を始

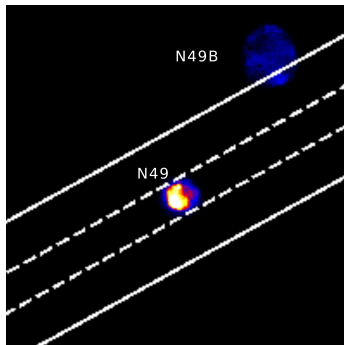


図 1: EPIC-MOS によって取得した N49 のイメージ (0.4–8.0 keV)。白い実線は RGS の分散軸垂直方向の視野を表す。RGS のスペクトルを抽出した領域は白い破線に囲まれた領域である。

めとする微細な輝線の強度比の物理的な意味について探っていく。

2 Observations

本研究では、XMM-Newton 衛星が 2001 年 4 月 8 日に観測した N49 のデータ (Obs. ID 0113000201) を用いる。データの再プロセスには XMM-Newton チームが配布する標準的な解析ソフトウェアである Science Analysis System version 16.1.0 を用いた。RGS のカバーするエネルギー帯は 0.3–2.0 keV なので、より広いエネルギー帯をカバーする CCD 検出器 (EPIC-MOS) によって取得したスペクトルとの同時フィットを行う。

3 Results and Discussion

以下では、スペクトル解析ソフト SPEX version 3.04.0 を用いて解析を行う。エラーは 68% の信頼区間で与える。N49 は視直径約 1.4 arcmin の広がりをもつ。これによるスペクトルの広がりを考慮するために、SPEX 搭載の Lpro モデルを使用した。Lpro は MOS1 の画像から取得した天体の輝度分布を他のモデルにたたみこむモデルである。本解析では、星間吸収のモデルは銀河系内と大マゼラン雲での吸収の 2 成分を考える。

Uchida et al. (2015) によって CCD で取得した N49 の X 線スペクトルは 2 成分の非平衡プラズマ (NEI)

によって再現できることがわかった。1 つは親星からの噴出物由来 (ejecta 成分) で、高温の過電離プラズマである。もう 1 つは星間物質由来 (ISM 成分) で、低温の電離進行プラズマである。我々はまず、Uchida et al. (2015) 同様に ejecta 成分と ISM 成分を想定した 2 成分の NEI モデルでのフィットを行う。ベストフィットの値を表 1 に、フィットの結果を図 2(a) に示す。2 NEI モデルは先行研究同様に CCD スペクトルをよく再現する。その一方で、RGS のスペクトルに注目すると、図 4 に示したように、O や Fe の輝線強度比においてモデルとデータの間で不一致があることを我々は見出した。

以下では、O VII He α 輝線強度比の不一致の原因を検証していく。図 2(a) より、この輝線に寄与しているのは ISM 成分のみである。そこで、まずはスペクトルフィット全体を改善しつつ、O VII He α 輝線強度比を再現するような ISM モデルのパラメーターを探す。図 3 にデータの O VII He α 輝線の強度から測定した G-ratio の値と、本解析で使用したプラズマモデル neij によって計算した G-ratio の値を示す。N49 のスペクトルから測定した G-ratio の値はイオン化タイムスケール ($n_e t$: n_e は電子の個数密度、 t はプラズマが加熱されてからの経過時間) が $10^9 - 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ という合理的な値の範囲内で、 $kT_e < 0.15 \text{ keV}$ の値を要求する。ISM プラズマがこの様な電子温度の場合、2NEI モデルはスペクトル全体を全く説明しなくなる。ISM が過電離状態を仮定したモデルもイオン化タイムスケール $n_e t > 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ となり、これは電離平衡状態を表す。以上より、N49 のスペクトルは 2 成分の熱的なプラズマモデルでは再現できないと判断した。

観測された O VII He α 強度比を説明するために、我々は先行研究同様に電荷交換反応による X 線放射の可能性を考えた。電荷交換反応は O VII He α に寄与する ISM プラズマと中性物質との間で起こると仮定し、2 NEI モデルに CX モデル (Gu et al. 2016) を追加する。CX モデルの abundance と kT_e の値は ISM 成分とカップルさせ、イオンと中性物質の衝突速度を表す $v_{\text{collision}}$ はフリーパラメーターにした。2NEI + CX モデルのベストフィットの結果を図 2(b) に示し、パラメータを表 1 に示す。CX モデルの追加により、O VII He α f/r 比を含めフィットは改

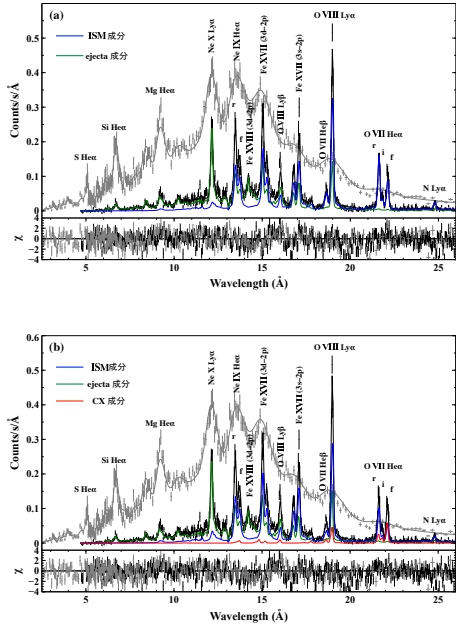


図 2: N49 の RGS1+2 のスペクトル (黒) と MOS1 のスペクトル (灰色)。 (a) の実線は 2 成分プラズマモデルによるベストフィットの結果を、 (b) の実線は 2 成分プラズマ+電荷交換モデルによるベストフィットの結果を示す。

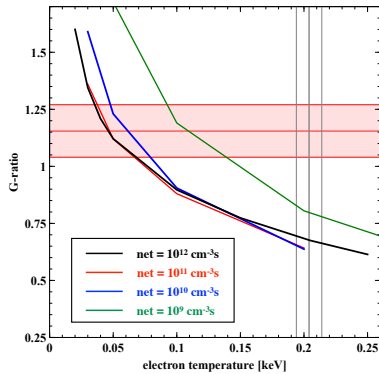


図 3: nej モデルによって計算した G-ratio のプロット。赤の網かけ領域は N49 のスペクトルから測定した G-ratio の値。灰色の実線で囲われた部分は、2NEI モデルでのスペクトルフィットによって得られた電子温度を表す。

善する。しかし、O VIII Ly β と Fe XVII L α に見られるデータとモデルの間の食い違いは解消できない。

N49 のスペクトルにおける、OVII He α f/r 比に加え、OVIII Ly β /Ly α 、Fe XVII (3s-2p)/(3d-2p) などの輝線の強度比は、振動子強度の大きな (共鳴散乱の効果を受けやすい) 輝線の強度がモデル > データの傾向を示している (図 4)。共鳴散乱は輝線光子がプラズマによって吸収・再放出されることによる

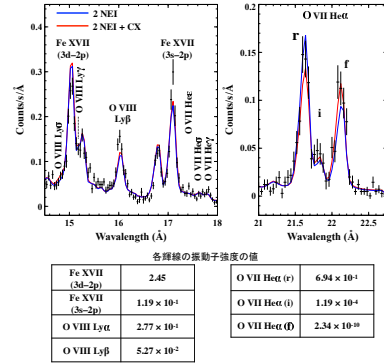


図 4: RGS のスペクトルのフィット結果の O VII He α 、O VIII Ly β 、Fe XVII L α 輝線の拡大図

見かけ上の散乱現象である。ある輝線光子に対するプラズマの光学的厚み τ は

$$\tau = \frac{4.24 \times 10^6 f N_{24} \left(\frac{n_i}{n_z}\right) \left(\frac{n_z}{n_H}\right) \left(\frac{M}{T_{keV}}\right)^{1/2}}{E_{eV} \left(1 + \frac{0.0522 M v_{100}^2}{T_{keV}}\right)^{1/2}} \quad (1)$$

で表される (Kaastra, & Mewe 1995)。ここで、 f は振動子強度、 E_{eV} は輝線の中心エネルギー (eV)、 N_{24} は吸収体のプラズマの水素柱密度 ($10^{24} m^{-2}$)、 n_i はイオンの個数密度、 n_z は元素の個数密度、 M は元素の質量数、 T_{keV} はイオン温度 (keV)、 v_{100} は乱流速度 (100 km/s) である。SNR のプラズマは一般に自己吸収の効果は無視できる。しかし、Kaastra, & Mewe (1995) により、SNR のリムなどの視線方向に厚い構造を観測した場合、振動子強度の大きな輝線に対する光学的厚みが無視できない値になることが指摘された。N49 の ISM 成分からの放射は分子雲との衝突のある南東部のリムに局在している。我々は、南東部のリムで共鳴散乱が起きていると仮定し、Kaastra, & Mewe (1995) の方法を参照し、共鳴散乱の評価を行なった。リムの形状を視線方向に垂直な方向に十分薄い板状であると近似し、光子は一度の散乱で視線方向外に逃げ出すとみなす。この場合、光子が観測者の視線方向に散乱を受けずに抜け出す確率 escape probability: p は

$$p = \frac{1}{1 + 0.43\tau} \quad (2)$$

と近似できる。つまり、観測された輝線の光子数を A 、共鳴散乱によって視線方向外へ逃げ出した光子数

を ΔA とすると、

$$A = \frac{1}{1 + 0.43\tau}(A + \Delta A) \quad (3)$$

の関係が成り立つ。我々は上記の A や ΔA を測定するために、2 NEI モデルに共鳴散乱を模擬した、大きさが負のガウシアンを複数加えたモデルでフィットを行なった。吸収線を加えたのは、O VII He α (i), (r)、O VIII Ly α 、Fe XVII La(3s-2p)、O VIII Ly β 、Fe XVII La(3d-2p)、Ne IX He α (r) といった ISM からの放射の強い輝線である。吸収線強度から ΔA が、データの輝線強度から ejecta 成分の輝線強度を差し引くことで A がもとまる。こうしてデータから測定した各輝線の escape probability の値と ISM での共鳴散乱を仮定した場合に式 (1)、(2) に従い予想できる escape probability の値との比較を行う。この際、 τ の算出に必要なイオンフラクションは ISM モデルの値を使用した。イオンと電子は熱平衡を仮定し、乱流速度は 0 km/s とした。こうして得られた escape probability の測定値と予想値をプロットしたものが、図 5 である。我々は、プラズマの水素柱密度が $5.3 \times 10^{23}/m^2$ 程度の値の時、O VII He α (r)、Fe XVII La (3d-2p)、Ne IX He α (r) といった共鳴散乱の効果を受けやすい輝線に関して escape probability の実測値と予想値がよく一致するという傾向を見出した。また、予想値において、共鳴散乱の効果をあまり受けにくい輝線に関してはほとんどの輝線が実測値において、共鳴散乱を受けている様な兆候は見られない。得られた水素柱密度の値 $5.3 \times 10^{23}/m^2$ は吸収体のプラズマ深さ $18.6(\frac{n_H}{1/cc})(pc)$ に対応する。この値は N49 までの距離 50 kpc を仮定した場合の N49 の直径である 20 pc と良く一致し、ISM のリムにおける共鳴散乱という仮定と無矛盾である。O VIII Ly α などの輝線が予想値から外れる理由に関しては現在検証中である。以上により、現在我々は N49 における O VII He α 輝線の大きな f/r 強度比の原因として、共鳴散乱がもっとも有望な候補であると考えている。

4 Conclusion

今回我々は、分子雲衝突、過電離プラズマという特徴をもつ SNR N49 の RGS による X 線精密分光

表 1: ベストフィットパラメーター一覧

Component	Parameters (unit)	2 NEI	2 NEI + CX
Absorption	$N_H(MW)$ (10^{22} cm^{-2})	0.6 (fixed)	0.6 (fixed)
	$N_H(LMC)$ (10^{22} cm^{-2})	3.1 ± 0.1	2.8 ± 0.1
ISM	kT_e (keV)	0.204 ± 0.003	0.230 ± 0.006
	$n_e t$ ($10^{11} \text{ s cm}^{-3}$)	> 10	> 10
	EM (10^{56} cm^{-3})	260 ± 20	170^{+20}_{-10}
Ejecta	kT_e (keV)	0.61 ± 0.01	0.63 ± 0.01
	kT_{init} (keV)	11 (fixed)	11 (fixed)
	$n_e t$ ($10^{11} \text{ s cm}^{-3}$)	$7.2^{+0.5}_{-0.3}$	$7.2^{+0.4}_{-0.3}$
	O (= C = N)	$0.71^{+0.06}_{-0.16}$	$0.67^{+0.20}_{-0.14}$
	Ne	$0.96^{+0.09}_{-0.07}$	$0.94^{+0.09}_{-0.06}$
	Mg	0.75 ± 0.07	$0.72^{+0.07}_{-0.06}$
	Si	$0.87^{+0.08}_{-0.06}$	$0.85^{+0.08}_{-0.06}$
	S	1.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1
	Ar	1.8 ± 0.5	$1.8^{+0.4}_{-0.3}$
	Fe	0.32 ± 0.03	0.29
CX	EM (10^{56} cm^{-3})	58 ± 4	57
	kT_e (keV)		(= ISM 成分)
	abundance		(= ISM 成分)
	$v_{collision}$		270 ± 110
	EM (10^{56} cm^{-3})		47^{+25}_{-13}
C-statistic/d.o.f.		4700/3211	4660/3214

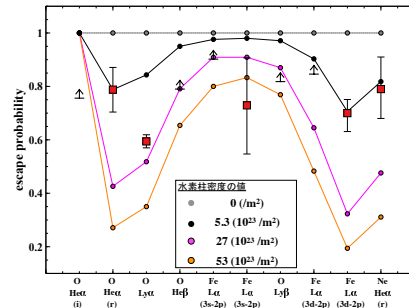


図 5: escape probability の測定値と予想値の比較。四角と矢印はデータから実測した値と下限値。丸は異なる水素柱密度ごとの共鳴散乱を仮定した場合の予想値。

スペクトルの解析を行なった。スペクトルの O VII He α 輝線の強度比は標準的な SNR のプラズマモデルでは説明できない。電荷交換反応による X 線放射の寄与は棄却できないものの、その他の Fe XVII La α 、O VIII Ly α などの傾向から O VII He α 輝線の大きな f/r 強度比の原因として、共鳴散乱がもっとも有望な候補であると考えている。

Reference

Gu, L., Kaastra, J., & Raassen, A. J. J. 2016, A&A, 588, A52
 Kaastra, J. S., & Mewe, R. 1995, A&A, 302, L13
 Okon, H., Uchida, H., Tanaka, T., et al. 2018, PASJ, 70, 35
 Okuno, T., Tanaka, T., Uchida, H., et al. 2018, PASJ, 70, 77
 Uchida, H., Koyama, K., & Yamaguchi, H. 2015, ApJ, 808, 77
 Uchida, H., Katsuda, S., Tsunemi, H., et al. 2019, ApJ, 871, 234
 Yamane, Y., Sano, H., van Loon, J. T., et al. 2018, ApJ, 863, 55

a12

未知の PeVatron 天体に求められる条件
の考察

大阪大学大学院 理学研究科

飯田 竜太

未知の PeVatron 天体に求められる条件の考察

飯田 竜太 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

多くの宇宙線は超新星残骸 (SNR) の衝撃波によって加速されると考えられている。しかし近年のガンマ線による観測では SNR で加速されている宇宙線のエネルギーはせいぜい数 100TeV までであることが示され、地球で観測される数 PeV の宇宙線は SNR 以外の未知の天体 (PeVatron) によって加速されている可能性は否定できない状況にある。本研究では、PeVatron が満たすべき条件を解析的に求めた。まず PeVatron の候補とされている既知の大質量星団のみで、地球で観測されている \sim PeV の宇宙線フラックスを説明できるかどうか検討したところ、フラックスが小さすぎて説明できないことがわかった。過去に存在した大質量星団も考慮してもフラックスは大変小さく、逆にそれらのみで PeV 宇宙線のフラックスを説明しようとする一つの星団当たり 10^{55} erg という現実的ではない運動エネルギーが生成される必要があることがわかった。このことは PeVatron は大質量星団のみではないことを示唆している。

1 Introduction

宇宙空間には、宇宙線と呼ばれる高エネルギーの荷電粒子が多数存在している。われわれの銀河系内の宇宙線は主に陽子やヘリウムなどの原子核であり、そのエネルギー密度は 1eVcm^{-3} 程度である。これらの宇宙線は星間ガスの原子核と衝突してさまざまな反応を起こすとともに、星間ガスの電離や加熱に大きな影響を及ぼしている。

多くの宇宙線は、超新星爆発後にできる超新星残骸 (Supernova Remnant:SNR) の衝撃波によって加速されると考えられている。宇宙線のエネルギースペクトルはべきで表現でき、べきの指数は、3 PeV 付近にある "knee" と呼ばれる折れ曲がり境に、-2.5 から -3 に変化している (図 1)。このことから knee 以下のエネルギーを持つ宇宙線に関しては、SNR が主な加速源であると長らく考えられてきたが、近年のガンマ線による観測では SNR で加速されている宇宙線のエネルギーはせいぜい数 100TeV までであり、数 PeV の宇宙線は SNR 以外の未知の天体 (PeVatron) によって加速されている可能性が指摘されている。(Aharonian et al. (2019))

そこで本研究では、PeVatron の代表的な候補天体である大質量星団からの宇宙線フラックスを見積もり、観測と比較した。具体的にはまず宇宙線光度やスペクトルをパラメーターにした星団を銀河系円盤

内に分布させた。そして境界条件を与えた拡散方程式を使って宇宙線の伝搬を解き、地球で観測される knee 付近の宇宙線フラックス、スペクトル、非等方性を求めた。それを実際の観測と比較することで星団が PeVatron であるかどうか検討した。

本集録では、その手法と得られた結果を示す。

2 Methods

この章では、宇宙線スペクトルなどを求めるために用いた式や拡散モデルを紹介する。

2.1 拡散モデル

本研究では図 2 のような、有限の半径と $2H$ の高さをもつ円柱を拡散領域として考えた。この領域内では拡散係数は空間的に一定とした。宇宙線は円柱の上面と底面から逃げていくと考え、逃げた宇宙線は銀河円盤内に再流入せず無限遠へ逃走するという境界条件を与えた。

宇宙線はそのソースで加速された後、銀河内の乱流磁場によって何度も散乱を受けながら拡散領域を伝搬する。その伝搬する様子は拡散方程式を用いて表現できる。本研究では、粒子の核破碎反応を考慮

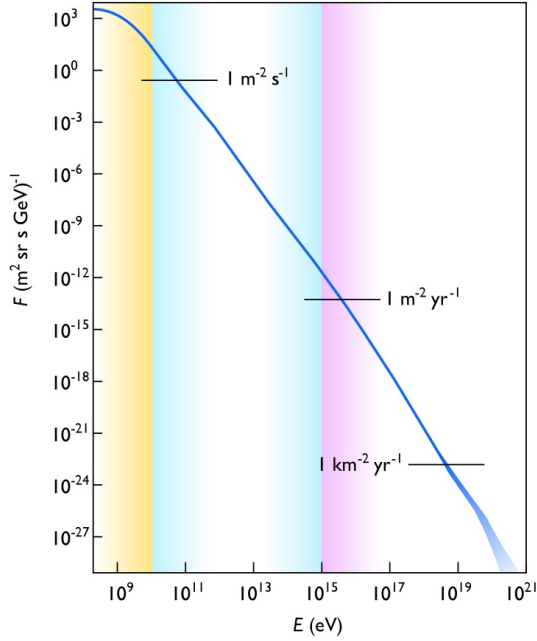


図 1: 地球で観測される宇宙線フラックスのスペクトル (wikipedia より)。

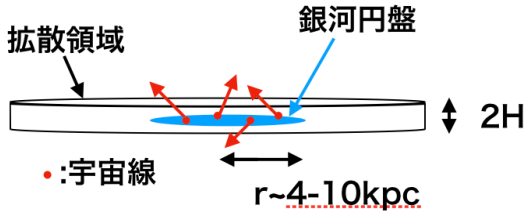


図 2: 銀河系円盤 (青) と拡散領域 (円柱) の模式図。

し、以下の拡散方程式を解いた。

$$\frac{\partial n_k(E, r, t)}{\partial t} = \nabla [D_k(E) \nabla n_k(E, r, t)] - \Gamma_k^{sp}(E) n_k(E, r, t) + N_k(E) \delta(t - t_s) \delta^3(r - r_s) \quad (1)$$

ここで、 n_k は宇宙線スペクトル、 D_k は拡散係数、 Γ_k^{sp} は粒子の核破砕反応の割合、 N_k はソースからの注入スペクトルである。添字の k, s はそれぞれ宇宙線の種類とソースでの値であることを表している (Blasi & Amato (2012))。

この拡散方程式の解は、グリーン関数を用いて一意に表現することができる。銀河円盤に垂直な方向を z 軸としてとり、上で述べた境界条件を満たすグ

リーン関数を鏡像法を用いて表すと、以下のように表せる。

$$G_k(\vec{r}, t; \vec{r}_s, t_s) = \frac{N_k(E)}{[4\pi D_k \tau]^{3/2}} \exp[-\Gamma_k^{sp}(E)\tau] \times \exp\left[-\frac{(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2}{4\pi D_k \tau}\right] \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n \exp\left[-\frac{(z-z'_n)^2}{4\pi D_k \tau}\right] \quad (2)$$

ここで $z'_n = (-1)^n z_s + 2nH$ は鏡像の z 座標である。

地球上で観測される宇宙線には、その到来する方向に非等方性があることが知られている。これもまた宇宙線スペクトルと同様に、PeVatron 天体を同定するのに重要な手がかりである。非等方性は、地球上で観測される宇宙線スペクトルと拡散係数を用いて、

$$\delta_{\vec{x}} = \frac{3D_k(E)}{c} \frac{\nabla_{\vec{x}} n_k}{n_k} \quad (3)$$

と表せる。

3 Results

2 章で述べた拡散モデルと拡散方程式を用いて得られた結果を示す。

3.1 既知の大質量星団

まず、PeVatron 候補としてあげられている既知の大質量星団 10 個 (図 3) を用いてエネルギーフラックスを計算してみた。星団が供給する宇宙線総エネルギー量は、典型的な若い大質量星団が放出する単位時間当たりのエネルギーとその寿命から推定し、 10^{52} erg 程度であるとした (Aharonian et al. 2019)。星団の寿命は 6.0×10^6 年として計算した。

図 4 は観測で求められた地球での宇宙線のエネルギーフラックス (Hörandel et al. (2005), Hörandel et al. (2007)) であり、図 5 は我々が計算した既知の大質量星団 10 個で求めたエネルギーフラックスである。結果を観測と比べると明らかにエネルギーフラックスの量が足りていないことが分かる。

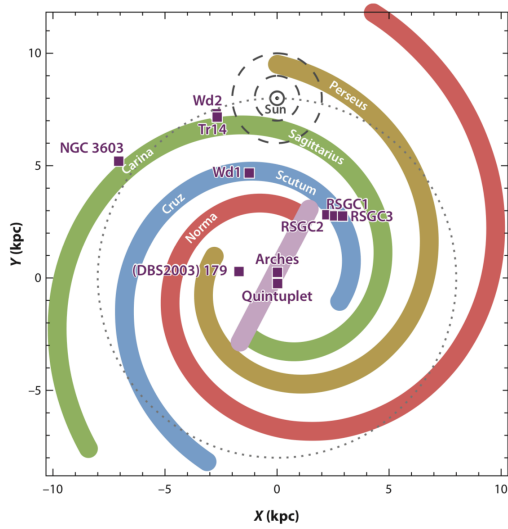


図 3: 大質量星団の分布図 (Hörandel et al. 2010)

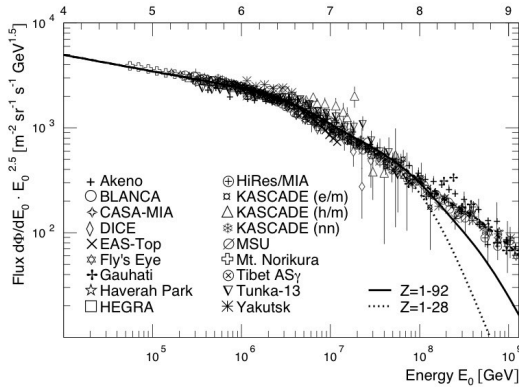


図 4: 地球で観測されている宇宙線のエネルギースペクトル

3.2 既知の大質量星団以外も考慮した場合

図 3 を見ると、銀河系中心から地球に向かう方向に、多くの大質量星団が分布しているのがわかる。だが、銀河系中心に対して地球と反対側に星間ガスで隠された大質量星団が分布している可能性は否定できない。また大質量星団の寿命は有限なので、過去に存在したが現在は存在しない大質量星団が放出した宇宙線の寄与も考えられる。そこで星団はランダムに生まれるものの、時間平均的に $10 \times 2 = 20$ 個の大質量星団が銀河系円盤に存在するとした。

星団の分布は銀河系円盤の星の分布に準ずるもの

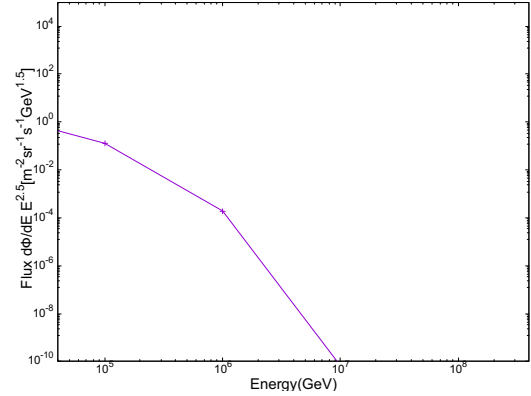


図 5: 既知天体 10 個での宇宙線のエネルギースペクトル

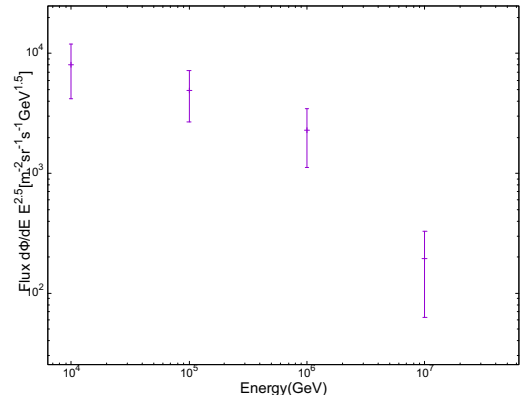


図 6: 宇宙線のエネルギースペクトル

とし、銀河系円盤は拡散領域よりも十分小さいとする。銀河系円盤方向と円盤垂直方向の星団の分布関数は

$$f(r) = \frac{A}{R_{\odot}^2} \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^2 \exp \left[-\beta \frac{r - R_{\odot}}{R_{\odot}} \right] \quad (4)$$

$$f(z) = \frac{1}{z_g} \exp \left[-\frac{|z|}{z_g} \right] \quad (5)$$

とした (Blasi & Amato 2012)。A は規格化定数で、 $\beta = 3.53$ である。 $R_{\odot} = 8.5$ kpc は太陽系の位置、 $z_g = 50$ pc は円盤の厚さである。この関数によると星団は主に $r \sim 4-10$ kpc に集中している。 r と z に乱数をふり、この分布関数を満たすように銀河系円盤内に星団を分布させた。

以上の条件の下で地球で観測される宇宙線フラックスを計算し、図 6 にその結果を示す。この図では

1 PeV での観測値と計算結果を合わせるように、各星団が放出する総宇宙線エネルギーに 1.5×10^{55} erg を採用した。

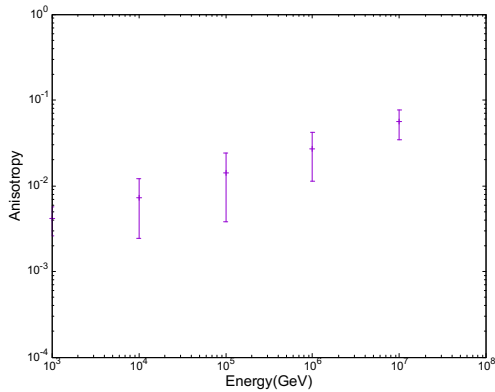


図 7: 宇宙の非一様性 (計算結果)

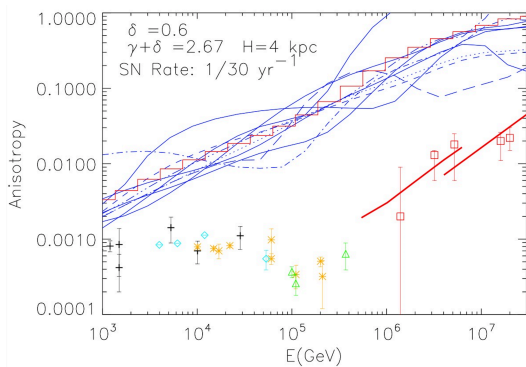


図 8: 観測されている宇宙線の非一様性

4 Discussion

以上より、大質量星団のみで図6のような結果を再現するためには、1つ星団当たり 10^{55} erg もの総宇宙線エネルギー供給が必要であることがわかった。一方、典型的な若い大質量星団が放出する総宇宙線エネルギーは 10^{52} erg 程度であるから (Aharonian et al. 2019)、明らかに矛盾している。

我々は、宇宙線の非等方性も計算した (図7)。図8は本研究で主に参考にした参考文献 (Blasi & Amato 2012) から引用したものである。この図の各点は観測値を表し、曲線が彼らの計算結果を表している。本研

究で求めた宇宙線の非一様性は観測より大きく、矛盾している。

5 Conclusion

銀河系内の PeV 宇宙線のソース天体 (PeVatron) はよくわかっていない。本研究では、まず PeVatron の候補とされている既知の大質量星の星団のみで、地球で観測されている \sim PeV の宇宙線フラックスを説明できるかどうか検討した。その結果、明らかにフラックスが小さすぎて説明できないことを示した。次に、星間ガスで隠されて観測されていない星団や過去に存在した星団を銀河系円盤内に分布させ、地球でのフラックスを計算したところ、観測と合うためには1つの星団から 10^{55} erg もの総宇宙線エネルギーが供給される必要があることがわかった。これは知られている観測と比べて1000倍も大きい。またこの研究で考えた拡散モデルでは、宇宙線の非一様性を十分に再現することはできなかった。以上の結果は大質量星団は少なくとも主な PeVatron 天体ではないことを示す。今後は次の課題として、PeVatron として大質量星団以外の可能性を追求する予定である。

Reference

- Blasi, P. & Amato, E. 2012, JCAP, 1, 010
- Aharonian, F. and Yang, R. and de Oña Wilhelmi, E., 2019, Nature Astronomy, 3, 561-567
- Hörandel, J. R., 2005, Nuovo Cimento B Serie, 120, 825
- Hörandel, J. R. and Kalmykov, N. N. and Timokhin, A. V., 2007, Astroparticle Physics, 27, 119-126,
- Portegies Zwart, S. F. & McMillan, S. L. W. and Gieles, M., 2010, ARAA, 48, 431-493

a13

深層学習を用いた超新星残骸 W49B の
X線スペクトルによる特徴抽出
立教大学大学院 理学研究科
大塚 駿平

深層学習を用いた超新星残骸 W49B の X 線スペクトルによる特徴抽出

大塚 駿平 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

超新星残骸 W49B は、銀河系内で X 線で最も明るい超新星残骸の一つであり、重力崩壊型の超新星爆発をしたと考えられている。また、過電離プラズマが見つかっており、その X 線スペクトルを解析することは重要である。深層学習は X 線のスペクトル解析に応用されており、スペクトルを自動的に分類することができている。本研究では、その手法を改良し、超新星残骸 W49B の X 線スペクトルに適用した。分類結果を入力したスペクトルと比較し、おおむね制動放射または鉄輝線の flux によって分類されていることを示した。分類に基づいてスペクトルを抽出し、モデルフィッティングをすることで、W49B の北東に Abundance の大きい領域が存在することを示した。

1 Introduction

超新星爆発をした星は、数 keV の非常に高いエネルギーの ejecta を放出し、超新星残骸と呼ばれる。超新星爆発の際には、核融合反応によって鉄より重い元素が合成され、銀河の化学進化を知る上で重要である。超新星爆発はその物理過程から、核暴走による Ia 型と重力崩壊型に分けられるが、超新星残骸から爆発の型を決定するのは多くの場合で困難である。また、超新星残骸の ejecta は超新星残骸の進化に伴い電子によって電離され、電離非平衡プラズマから電離平衡プラズマになる。一部の超新星残骸からは、電離平衡プラズマよりプラズマの電離が進んでいる過電離プラズマが発見されている。このような物理的な特徴は X 線のスペクトル解析から得られている。

深層学習は、高い汎用性と精度と実装の容易さから、多くの分野で応用され注目されている。宇宙物理学においてもブレーザーの分類や太陽フレアの予測に用いられている。X 線のスペクトル解析においても、モデルフィッティングのパラメータ推定 (Ichinohe, Y. et al. 2018) と異なるスペクトルが入力された場合の異常検知に応用されている (Ichinohe, Y. and Yamada, S. 2019)。また、Variational AutoEncoder(VAE)(Diederik P. Kingma, Max Welling 2013) を用いたスペクトルの分類では、Ia 型超新星残骸の Tycho に適用され、衝撃波に

よるシンクロトロン放射や鉄ノットに自動的に分類することができている (Iwasaki, H. et al. 2019)。

W49B は、赤経 19h 08m 45.384s 赤緯 +09° 01m 22.78s 距離 10.9-11.7kpc にある。また、その大きさはおよそ 9pc(4') であり、年齢は 2900-6000 年である。

Si, S, Ar, Ca, Fe の Abundance と中性子星が見つからないことから重力崩壊型の超新星爆発をしたと考えられている。

Fe radiative recombination continuum(RRC) が見つかることから、W49B は過電離プラズマが存在することがわかっている。超新星残骸における過電離プラズマの成因は、断熱膨張と熱伝導が考えられている。W49B の西側が過電離プラズマで東側が電離平衡プラズマに近いことが、He-like と H-like の輝線の強度比と NuSTAR による RRC の空間分解したイメージによって知られており、W49B の東側は分子雲と衝突している。このことから W49B の過電離プラズマの起源は、断熱膨張によるものであると考えられている。

分子雲と相互作用しており、W49B の γ 線放射が中性 π 中間子の崩壊が起源であると考えられている。また、NuSTAR の観測から Non-thermal な制動放射が見つかっていて、その起源はよくわかっていない。

2 Methods/Instruments and Observations

ニューラルネットワークの概要を図 1 に示す。各ノードに重みパラメータをかけた線形結合が次の

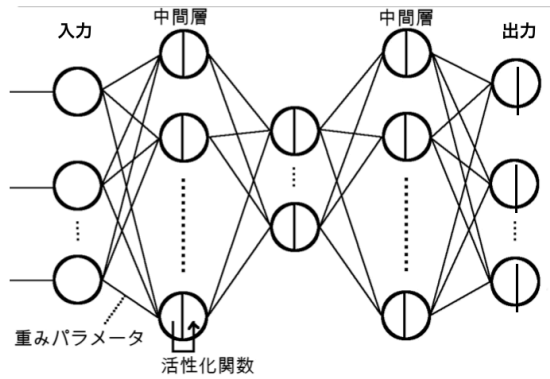


図 1 ニューラルネットワークの概要

層のノードに与えられ、ノードでは活性化関数 (シグモイド関数、relu 関数、softplus 関数など) に代入される。この層を複数回重ねることで、任意の関数を表すモデルになっている。AutoEncoder は、入力と出力の次元を同じになるようにし、入力データと出力データが同じになるように重みパラメータを勾配降下法を用いて決定する (学習する)。また、中間層の次元が少なくなっており、この層で得られる値を潜在変数と呼び、入力データを圧縮した情報を得ることができる。Variational AutoEncoder は、潜在変数にガウス分布を仮定し、中間層から平均と分散を得て、分散に乱数を加えて次の層に渡す。loss 関数には、入力と出力の差を表す Reconstruction loss と潜在変数の KL divergence の和を用いる。loss 関数を最小化することによって、入力と出力が近くなることで、潜在変数が入力データの特徴を表す値となる。

Reconstruction loss には、入力と出力の平均自乗誤差を用いた場合と光子統計が Poisson 分布に基づくことを用いて尤度を計算した場合の 2 通りで行っ

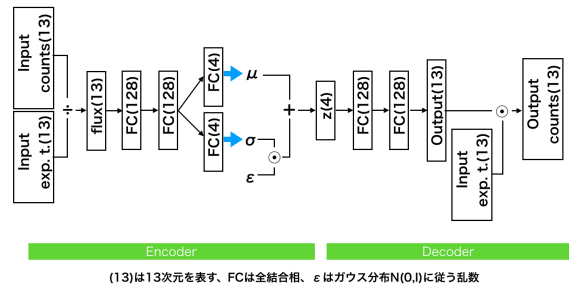
た。入力 y と出力 Y の平均自乗誤差は、

$$p(y|Y) = \frac{1}{n} \sum (y - Y)^2$$

であり、Poisson の尤度の自然対数は、

$$p(y|Y) \sim \sum \left(-Y_i + y_i \ln Y_i - y_i \ln y_i + y_i - \frac{1}{2} \ln y_i \right)$$

である。Reconstruction loss に Poisson の尤度を用いた場合では、flux の情報に基づいた潜在変数を得るために図 2 に示すニューラルネットワークを実装した。



(13)は13次元を表す、FCは全結合層、 ϵ はガウス分布 $N(0,1)$ に従う乱数

図 2 実装したニューラルネットワーク

解析では、Chandra X 線観測衛星のデータを用いた。Chandra 衛星による W49B の観測を表 1 にまとめた。

表 1 Chandra 衛星による W49B の観測

ObsID	year	Exposure	CCD	用途
117	2000	54 ks	ACIS-S	train
13440	2011	158 ks	ACIS-S	train
13441	2011	60 ks	ACIS-S	test

W49B 全体のスペクトルを抽出し、Si, S, Ar, Ca, Fe の各電離度の輝線でエネルギーバンドを区切って、各 Obs ID で Count map、Exposure map、flux image を作成した。各画素でデータをまとめて入力データのスペクトルとした。train データを入力して学習させた後、test データを入力して各画素で潜在変数を得た。潜在変数を混合ガウスモデルで分類し、分類結果を入力した flux の散布図で示した。また、分類結果のマップを用い、それぞれの分類でスペク

トルを抽出し、(ISM の電離平衡プラズマ + ejecta の電離平衡プラズマ または 過電離プラズマ) 光電吸収モデルでフィッティングしてパラメータを比較し、異なるモデルで換算 χ 自乗を比較した。

3 Results

W49B の全体のスペクトルとエネルギーバンドの区切り (赤線) を図 3 に示す。

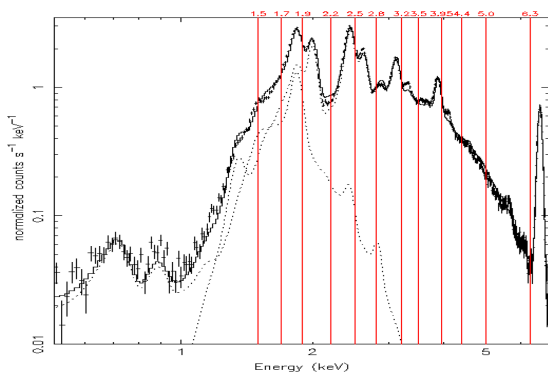


図 3 W49B 全体のスペクトルと解析に用いたエネルギーバンド

Reconstruction loss を平均自乗誤差とした場合と Poisson の尤度とした場合で入力データと出力データを比較し、図 4 とする。

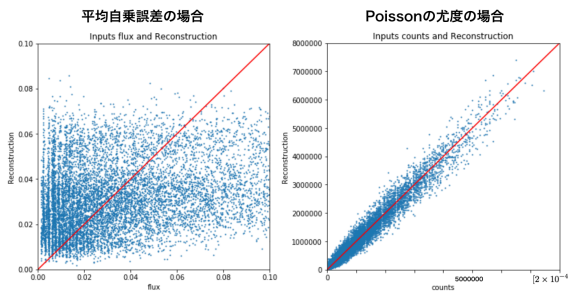


図 4 入力データと出力の比較

赤線は入力と出力が同じ直線であり、Poisson の尤度を用いた場合は、入力と出力がよく一致し、このモデルから得られる潜在変数はより精確に入力データを反映していることが期待できる。混合ガウスモデルを用いて 9 分類した結果とその分類に属する確率

を、平均自乗誤差の場合と Poisson の尤度の場合で比較し、flux image(0.5-7.0 keV) と並べて図 5 に示す。Poisson の尤度を用いた場合は、分類に属する確

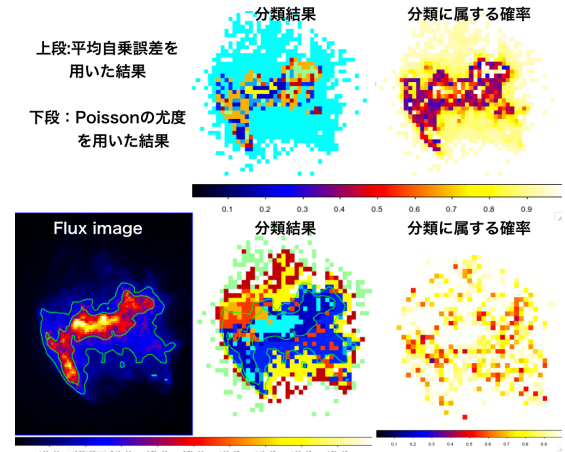


図 5 分類結果と分類に属する確率

率が高く、より明確に分類が行われ、以降の解析ではこの分類結果を用いた。

入力データの制動放射による flux と鉄輝線の flux と分類結果の関係を図 6 に示す。

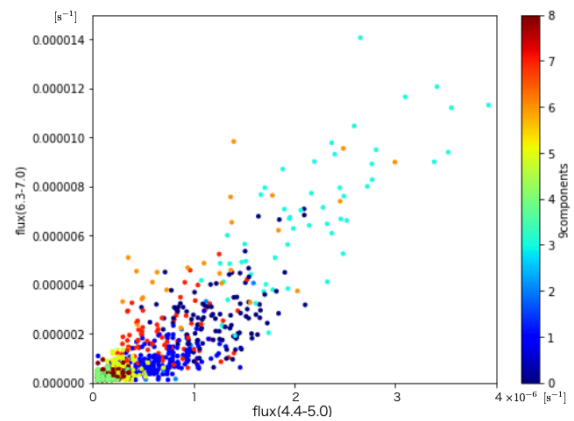


図 6 入力データと分類の関係

この結果から、おおむね制動放射で分けられていて、分類 1, 6, 7 は鉄輝線の強度で分けられていると考えられる。

分類結果に基づいてスペクトルを抽出し、電離平衡プラズマモデルフィッティングをして得られたパラメータを図 7 に示す。分類で ejecta の温度や

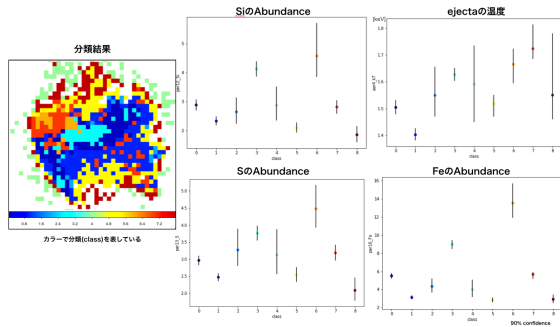


図 7 分類ごとのパラメータ

Abundance が異なり、鉄の Abundance が 10 以上の特徴的な北東の領域が抽出された。

また、ejecta のモデルを電離平衡プラズマ (CIE) とした場合と過電離プラズマ (RNEI) とした場合で換算 χ 自乗を比較し図 8 に示す。

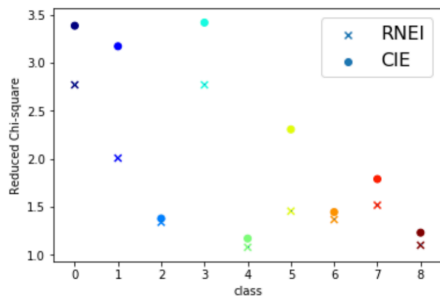


図 8 換算 χ 自乗の比較

電離平衡プラズマモデルで説明される領域と過電離プラズマモデルでよくフィットする領域が存在し、分類ごとにプラズマの電離状態が異なることがわかった。

4 Discussion

今回の解析で用いた *Chandra* X 線観測衛星の CCD 検出器のチップ (ACIS-S) は、CCD 上のエネルギー分解能がおおむね一定であり、VAE から得られた潜在変数は検出器の応答関数ではなく、スペクトルの特徴を反映していると考えられるが、位置によってエネルギー分解能が異なる他の検出器 (例えば ACIS-I) を用いる場合は、注意が必要であると考

えられる。また、W49B は明るいため Background を考慮していないが、より暗い天体への適用では Background を考慮する必要があると考えられる。

W49B を細かく領域に区切って Abundance の相関を調べた結果を図 9 に示す。W49B の Abundance

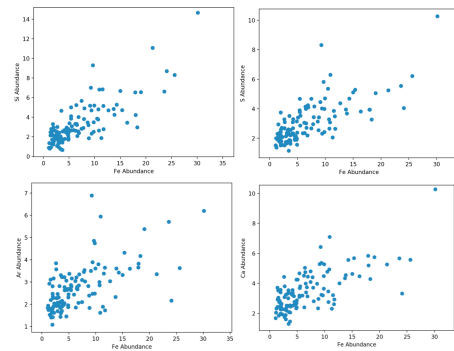


図 9 W49B の Abundance の相関

は、正の相関があり分類結果を一つの元素の Abundance によって示すことは難しいと考えられる。また、ニューラルネットワークの計算は複雑でどのような特徴で分類が行われたかを数値的に示すのは困難である。

5 Conclusion

VAE の loss に Poisson の尤度を用いて観測結果に初めて適用し、平均自乗誤差を用いるよりも出力が改善されることを示した。さらに、混合ガウスモデルでより明確な分類が行えることを示した。また、重力崩壊型の超新星残骸 W49B のスペクトルを VAE を用いて分類した結果、Abundance と電離状態が異なる領域に自動的に分類することができると示した。Abundance や電離状態などの物理的な特徴によって分類ができているが、これらの領域の特徴がシミュレーションなどで説明できるかなど物理学的な新たな発見に結びつくかが今後の課題である。

Reference

Iwasaki, H. et al. 2019, arXiv 1907.09210v1
 Ichinohe, Y. et al. 2018, MNRAS, 475, 47391
 Ichinohe, Y. and Yamada, S. 2019, arXiv 1905.13434v1
 D. P. Kingma, Max Welling, 2013, arXiv 1312.6114v10

a14

Chandra衛星を用いた超新星残骸RX
J1713.7 – 3946北西領域のhot-spotの
解明

立教大学大学院 理学研究科

日暮 凌太

Chandra 衛星を用いた超新星残骸 RX J1713.7–3946 北西領域の hot-spot の解明

日暮 凌太 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

観測されている宇宙線スペクトルのうちエネルギーが約 3 PeV 以下の宇宙線は銀河宇宙と呼ばれ、その起源として超新星残骸が考えられてきた。超新星残骸 RX J1713.7–3946 は、シンクロトロン X 線が支配的であることや TeV ガンマ線で明るいことなどから超新星残骸での粒子加速を研究する上で重要天体と考えられている。Chandra 衛星によって観測された超新星残骸 RX J1713.7–3946 北西領域からは、点源状の謎の X 線源 (hot-spot) が多数観測される。本研究によって、hot-spot が RX J1713.7–3946 由来である可能性を初めて示した。さらに、hot-spot の成因として超新星残骸の衝撃波と分子雲コアの相互作用によって引き起こされる可能性を提示した。衝撃波とコアの相互作用により増幅した磁場やコア内の磁場で、被加速電子がシンクロトロン放射することや、被加速陽子とコアの物質の相互作用で生じた電子陽電子がコア内の磁場でシンクロトロン放射することで、hot-spot として観測される可能性を定量的に示した。

1 Introduction

宇宙空間は宇宙線という主に陽子からなる高エネルギー粒子で満たされている。しかし、宇宙線の発見から 100 年以上経った現在でも、その起源は未解決のままである。観測される宇宙線スペクトルはエネルギーが ~ 3 PeV 付近で “knee” と呼ばれる冪が変化し折れ曲がる構造が観測される。この “knee” 以下のエネルギーをもつ宇宙線は銀河系内に起源が存在すると考えられており銀河宇宙線と呼ばれている。銀河宇宙線の起源の最有力候補として考えられてきたのが超新星残骸である。その根拠は、1) 超新星爆発が系内で 100 年に 1–3 回起き、超新星爆発で解放される運動エネルギーのうち約 10% が粒子加速に用いられることで銀河宇宙線に必要なエネルギー収支を説明できること、2) エネルギー的に銀河宇宙線の候補になり得る天体が他にないこと、3) 超新星残骸の衝撃波で起こる衝撃波統計加速によって被加速粒子のスペクトルは冪型になること、などがあげられる。超新星残骸を観測すると、これらの被加速粒子が、星間物質や光子場、磁場と相互作用し放射する非熱的な放射を観測することができ、被加速粒子の種類や放射機構などを解析することができる。

超新星残骸 RX J1713.7–3946 は、1996 年に ROSAT の全天サーベイで蠍座の尾の方向に発見され

た超新星残骸で、年齢は約 1600 年と見積もられている。X 線観測から非熱的な X 線放射が支配的なため、TeV 帯域まで加速された電子の存在が示唆されている。さらに、TeV ガンマ線で明るいことから TeV 帯域まで加速された粒子の存在が示唆され、超新星残骸での粒子加速を研究する上で重要天体と考えられている。また、電波の観測から分子雲や分子雲クラump と相互作用していることが示唆されている。親星の質量は $\lesssim 20 M_{\odot}$ と推定されており、分子雲の中または近傍に存在したと考えられている。進化の過程で強い星風によって周囲の低密度な部分を掃き飛ばし、高密度な分子雲クラump やコアが残り、非一様性が高い環境で超新星爆発が起きたと考えられている。そのような、星間空間を仮定することで観測されている GeV–TeV ガンマ線スペクトルや非熱的な X 線放射が支配的であること、局所的に mG スケールの強磁場が存在することなど先行研究と整合性のある結果が得られることが近年の理論やシミュレーションを用いた研究から明らかになった。

図 1 は RX J1713.7–3946 北西領域を Chandra 衛星で観測したデータを用いて作成したフラックスイメージで、北西領域には謎の点源状 X 線源 (hot-spot) が多数存在することがわかる。本研究の目的は、これらの hot-spot の正体を解明することである。

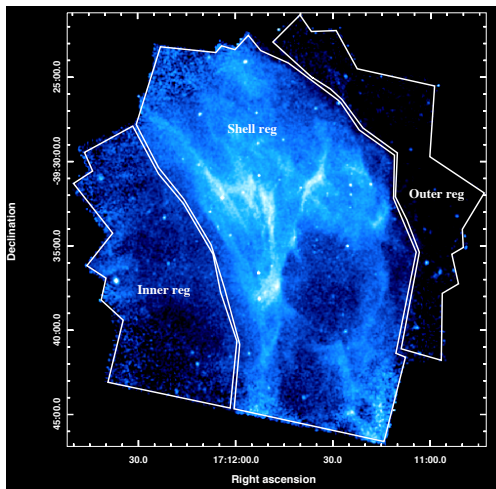


図 1: RX J1713.7-3946 北西領域のフラックスイメージ (0.5 – 7.0 keV)

2 Observations

本解析では、*Chandra* 衛星に搭載されている Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)-I を用いて観測したデータを解析した。ACIS は 0.1–10 keV のエネルギー帯でイメージとスペクトルを同時に観測することができる。その最大の特徴は、角度分解能が約 0.5 秒角という X 線観測衛星で最も優れた角度分解能である。この優れた角度分解能によって hot-spot のようなコンパクトな構造を解析することができる。本解析では、*Chandra* 衛星によって RX J1713.7-3946 を 2000 年から 2011 年の間に 7 回観測したデータを用いて解析を行った。

3 Analysis & Results

3.1 Hot-spot

今回は、光子フラックスが 1.0×10^{-6} ph cm⁻² s⁻¹ 以上の点源状ソースを hot-spot として解析した。その結果、65 個のソースを hot-spot として解析し、HS01-HS65 とラベル付けした。図 1 に示すように、北西領域をシェルの内側 (Inner reg)、シェル (Shell reg)、シェルの外側 (Outer reg) と領域を分け、各領域内の hot-spot 数を図 2 に示す。シェル領域で hot-spot が顕著に多いことがわかる。同様の解析を周囲 (120 分角以内) の観測データ (超新星残骸 CTB 37A、惑星状星雲 IC 4637) でも行い、その結果と比較しても RX J1713.7-3946 北西領域のシェル内には顕著に hot-spot が多いことがわかる。これは、hot-spot

が RX J1713.7-3946 由来である可能性を示唆する結果であると考えている。

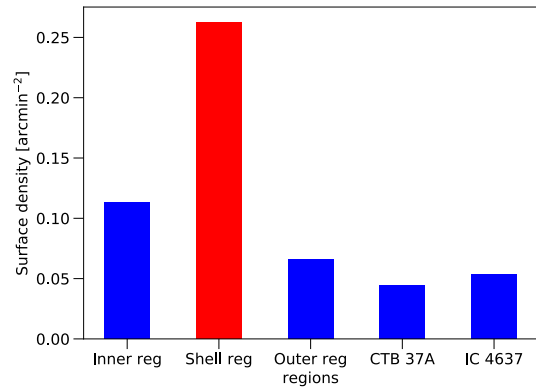


図 2: 各領域の hot-spot の面密度

3.2 Hot-spot のフラックスイメージとエネルギースペクトル

各 hot-spot のフラックスイメージを 3 バンド (soft:0.5–1.2 keV、medium:1.2–2.0 keV、hard:2.0–7.0 keV) で作成した。その一部を図 3 に示す。図 3 からわかるように、各 hot-spot はエネルギー帯ごとに見え方が異なることがわかる。低エネルギー側は星間物質によって吸収されるため、soft、medium バンドで暗い hot-spot は伝播中の吸収量が多いことが予想される。

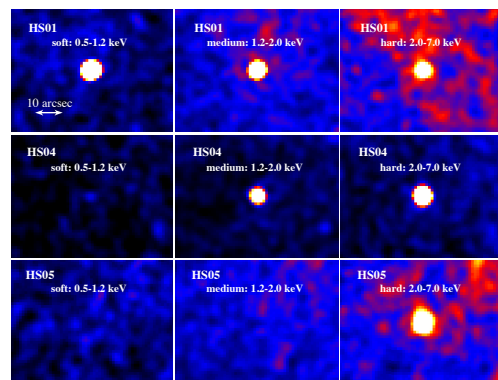


図 3: HS01、HS04、HS05 のフラックスイメージ

各 hot-spot のスペクトルを星間吸収 (“wabs”) と冪関数 (“power-law”) のモデルでフィッティングした。また、星間吸収のパラメータである水素柱密度 (N_H) と冪関数のパラメータである光子指数 (Γ) の関係を図 4 に示す。図 4 のシアンの部分には RX J1713.7-3946 北西領域の典型的な値である。つまり、hot-spot の

スペクトルは RX J1713.7–3946 北西領域の典型的な値に比べて吸収が効いているもの (N_H が大きい)、効いていないもの (N_H が小さい)、スペクトルがハードなもの (Γ が小さい)、ソフトなもの (Γ が大きい) など、幅広く分布していることがわかる。これらの“ばらつき”について次章で議論する。

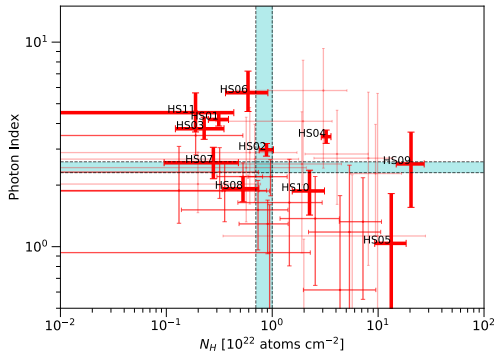


図 4: 水素柱密度 (N_H) と光子指数 (Γ) の関係

3.3 Hot-spot の時間変動

2000 年から 2011 年の間に 7 回観測したデータを用いて、hot-spot の光子フラックスの時間変動を χ^2 検定を用いて評価した。検定の結果、 3σ 以上で時間変動していないモデルを棄却できる hot-spot が 20 個存在した。さらに、2009 年に約 4 ヶ月ごとに 3 回観測したデータを用いて、同様の検定を行った結果、 3σ 以上の hot-spot は 8 個存在した。よって、一部の hot-spot は年スケールや月スケールで時間変動している可能性が高い。

4 Discussion

先行研究で示唆されている非一様な星間空間を仮定することで、RX J1713.7–3946 のガンマ線放射や X 線放射、その他の局所的な強磁場の存在や分子雲との相互作用などの観測結果を説明することができる。これが理論・シミュレーションを用いた研究から明らかになってきた。この仮定は、超新星爆発前に親星の星風によって周囲の低密度な物質を掃き飛ばし高密度な分子雲クランプやコアが残ることで非一様な環境に達する。近年のシミュレーション研究から、衝撃波と分子雲クランプの相互作用により、クランプ周囲で磁場が増幅されることが示された。さらに、X 線と電波の観測から分子雲クランプとの相互作用が示唆されている。

よって、RX J1713.7–3946 とシェル部分で相互作用するコンパクトな構造として分子雲コアを考慮することができ、hot-spot が分子雲コアと衝撃波の相互作用によって引き起こされる可能性について議論する。Hot-spot の空間的な広がり、基本的に点源とコンシステントであるが、一部の hot-spot は広がっている可能性を示唆する。しかし、統計が悪いため正確に点源ではないとは言えない。よって、hot-spot の大きさを *Chandra* 衛星の PSF (Point Spread Function) と同程度と仮定し、半径 5 mpc (距離 1 kpc と仮定) のコアを考慮する。さらに、その数密度を 10^{5-7} cm^{-3} とする。コアと衝撃波の相互作用により、コア周囲で磁場が増幅することが予想される。したがって、衝撃波で加速した電子 (以後、一次電子) が増幅した磁場やコア内の磁場でシンクロトン放射することで、hot-spot として観測される可能性がある。一方で、被加速陽子がコアの物質と相互作用し生成した電子陽電子 (以後、二次電子) がコア内の磁場でシンクロトン放射することで hot-spot として観測される可能性もある。よって、以下では一次電子、二次電子由来の hot-spot について議論する。

4.1 一次電子由来の hot-spot

Hot-spot の時間変動をシンクロトン冷却と衝撃波加速によると仮定することで、磁場の強さを見積もることができ、 $0.5 \lesssim B \lesssim 2 \text{ mG}$ と見積れる (ジャイロファクター $\eta = 1$ 、衝撃波速度 $v_s = 3,900 \text{ km s}^{-1}$ とした)。さらに、電子が磁場中をランダムウォークしながら進む距離 $l_{pd,e}$ は、

$$l_{pd,e} \sim 0.025 \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-3/2} \text{ pc} \quad (1)$$

と見積もれる。時間変動から見積もった磁場と分子雲コアの数密度を用いて、放射された X 線が観測されるまでに通過する物質の柱密度 (N) が、 $N = n \times l_{pd,e} + N_{SNR}$ と見積れる。ここで、 N_{SNR} は分子雲コアとは関係ない視線方向に伝播する間の柱密度で、今回は親星の星風によって掃き集められた物質が少ない RX J1713.7–3946 の中心付近の X 線観測から得られた水素柱密度を用い、 $N_{SNR} = 0.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ とした。柱密度 N と $l_{pd,e}$ の関係は図 5 に示し、この図の縦線はそれぞれ磁場が $B = 0.5, 1.0, 2.0 \text{ mG}$ の時の $l_{pd,e}$ の値を示している。よって、数密度が

10^{5-7} cm^{-3} を仮定すると、スペクトル解析で得られた水素柱密度のばらつきを説明することができる。また、スペクトル解析で得られた光子指数のばらつきのうち、RX J1713.7–3946 北西領域の典型的な値よりも光子指数が大きいものは、分子雲コアで衝撃波が反射した反射衝撃波による粒子加速が、低マッハ数の加速なのでスペクトルがソフトになり光子指数が大きくなると考えられる。

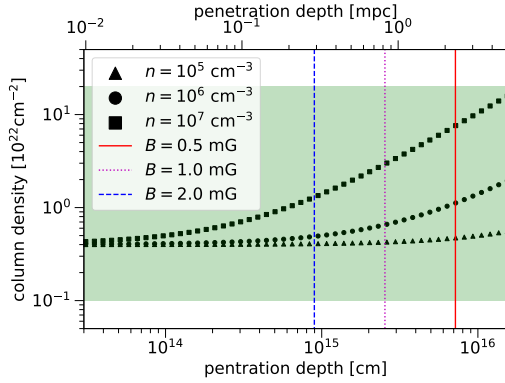


図 5: 被加速粒子の penetration depth (l_{pd}) と見積もられる柱密度 (N) の関係

4.2 二次電子由来の hot-spot

被加速陽子が磁場中をランダムウォークしながら進む距離 $l_{pd,p}$ は、

$$l_{pd,p} \sim 7.7 \left(\frac{E_p}{10 \text{ TeV}} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-1/2} \times \left(\frac{n}{10^7 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{ mpc} \quad (2)$$

と見積れる。 $l_{pd,p}$ は、陽子のエネルギー E_p と磁場 B 、数密度 n に依存する。さらに、二次電子がコア内を進む距離を陽子と同じ $l_{pd,p}$ と仮定し、磁場 $B = 1.0 \text{ mG}$ と仮定すると、 $l_{pd,p}$ と E_p の関係を見積もることができる。

数密度が $n = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ のとき、 $E_p \sim 40 \text{ TeV}$ の陽子は $l_{pd,p} \sim 5 \text{ mpc}$ となり、コアの半径と同程度の距離を進むことができる。このとき、柱密度 $N \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ となり、観測されている大きな水素柱密度を説明できる。さらに、 $E_p \sim 200 \text{ TeV}$ 以上の陽子は、コア内の物質と反応せずに通り抜ける ($l_{pd,p} > 10 \text{ mpc}$)。数密度が $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ のとき、 $E_p \sim 0.4 \text{ TeV}$ の陽子は $l_{pd,p} \sim 5 \text{ mpc}$ となり、コアの半径と同程度の距離を進むことができる。さらに、 $E_p \sim 2 \text{ TeV}$ 以

上の陽子は、コア内の物質と反応せずに通り抜ける ($l_{pd,p} > 10 \text{ mpc}$)。二次電子がシンクロトロン X 線放射するためには、TeV 帯域のエネルギーをもつ二次電子が必要である。陽子から電子へ与えられるエネルギーの割合を 10% とすると、 $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ のときは二次電子がシンクロトロン X 線放射しないので、hot-spot として観測されないと考えられる。よって、数密度が 10^{6-7} cm^{-3} の分子雲コアが二次電子由来の hot-spot として観測されると考えられる。さらに、 $l_{pd,p}$ のエネルギー依存性から低エネルギーの陽子はコア内部まで入ることができないため、柱密度の大きな hot-spot が光子指数が小さいハードなスペクトルになることが予想できる。

5 Conclusions

今回、Chandra 衛星によって観測した超新星残骸 RX J1713.7–3946 北西領域に多数存在する hot-spot を解析し、hot-spot が超新星残骸由来である可能性をはじめて示した。Hot-spot のスペクトルは星間吸収と冪関数のモデルで表せ、それぞれのモデルのパラメータである水素柱密度と光子指数は、RX J1713.7–3946 北西領域の典型的な値に比べ大きく“ばらつく”結果が得られた。さらに、年スケール、月スケールで光子フラックスが時間変動している hot-spot が存在した。これらの結果から、hot-spot の成因として超新星残骸の衝撃波と分子雲コアの相互作用により生じることを提示した。衝撃波とコアの相互作用で増幅された磁場やコア内の磁場で一次電子や二次電子がシンクロトロン放射することで hot-spot として観測されると考えられる。観測されている水素柱密度のばらつきは、被加速電子や被加速陽子がコア内を進む距離とコアの数密度によってばらつき、光子指数のばらつきは低マッハ数の反射衝撃波での加速や被加速陽子がコア内を進む距離がエネルギー依存することで、ばらつくと考えられる。

Reference

- [1] Tanaka, T. et al. 2008, ApJ, 685, 988
- [2] Inoue, T. et al. 2012 ApJ, 744, 71
- [3] Celli, S. et al. 2019, MNRAS, 487, 3199
- [4] Gabici, S. & Aharanian, F. A., MNRASL 445, 70, 2014

a15

乱流による多相星間媒質の構造形態に
ついて

東北大学大学院 理学研究科
ピエール・グー

乱流による多相星間媒質の構造形態について

ピエール・グー (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

Modern observations tend to support the omnipresence of parsec-scale filamentary structures both in the neutral interstellar medium and in molecular clouds, yet contribution of clouds and filamentary structures on the mass budget for star formation and star formation efficiency give out rather different results. Observational filaments are human defined, therefore lacking a continuous parametric description to unify cloud/bubble, and filamentary structures, using accurate morphological descriptions. We derive such quantitative analysis for simulated column density maps of realistic multiphase ISM complexes, describing the mixture of geometries present in these structures. Such scaling behaviour and resulting morphology is tightly linked to (supersonic) turbulent cascades. We also observe very good agreement between this result and various star-forming regions. In addition, The geometry and scaling of these structure provides a signature of the physical processes involved in star formation and is related to important quantities such as the star formation efficiency and the initial/core mass function.

1 Introduction

近年の分子雲と中性星間媒質 (ISM) の観測により、天球面上の柱密度分布の中にパーセクスケールのフィラメント構造が存在することが確認されている。(Miville-Deschenes et al. 2017) このフィラメント構造の領域が星形成の現場であることが示されている。従って星形成過程、特に星形成率を理解する為には、このフィラメント領域の起源や詳細な物理状態を解明する必要がある。まだ標準理論と呼べるようなものは無いので、究極的には星の初期質量関数 (IMF) の起源を理解するのは大目標である。分子雲コアの質量関数 (CMF) と IMF には対応が見られる (P. André et al. 2010)。コア質量関数の理解は分子雲の内部構造の理解と関連されているので、星間媒質 (ISM) の進化過程をたどる事で分子雲の物理を理解することは重要である。(Heiles et al. 2019) ISM のあるゆるスケールでの構造はその中の乱流構造を反映していると考えられているが、その詳細は未解明である。その上、「フィラメント」は乱流物理と関係なく便宜的に定義されている。これは実際の三次元的な形すらも分かっていないということである。その為、定量的な解析を行う際に不都合が生じる (B. Elmegreen & J. Scalo 2004)。そこで、フィラメント

状、シート状、クランプ状等の構造を連続的に記述できるような解析手法を確立することが不可欠である。(C. Federrath 2016)

2 Methods

2.1 Simulation

現実的な多相星間媒質の 3D MHD シミュレーションを行い (c.f. 図 1)、下記方程式を解く。

$$\partial_t n_i + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}) = f_i(n_j, N_j, T, G_0) \quad (1)$$

$$\partial_t (\rho \vec{v}) + \vec{\nabla} \cdot \left(p + \frac{B^2}{8\pi} + \rho \vec{v} \otimes \vec{v} - \frac{\vec{B} \otimes \vec{B}}{4\pi} \right) = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial_t e + \vec{\nabla} \cdot \left\{ \left(e + p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \cdot \vec{v} - \frac{\vec{B} \cdot \vec{v}}{4\pi} \vec{B} \right\} \\ = \vec{\nabla} \cdot \kappa \vec{\nabla} T - L(n_i, N_i, T, G_0) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\partial_t \vec{B} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad ; \quad \rho = \sum_i m_i n_i \quad (4)$$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi} \quad (5)$$

ここで、下付き文字 i は化学種 p, H, H₂, He, He⁺, C, C⁺, および CO を表し、 f_i は種 i の化学反応項

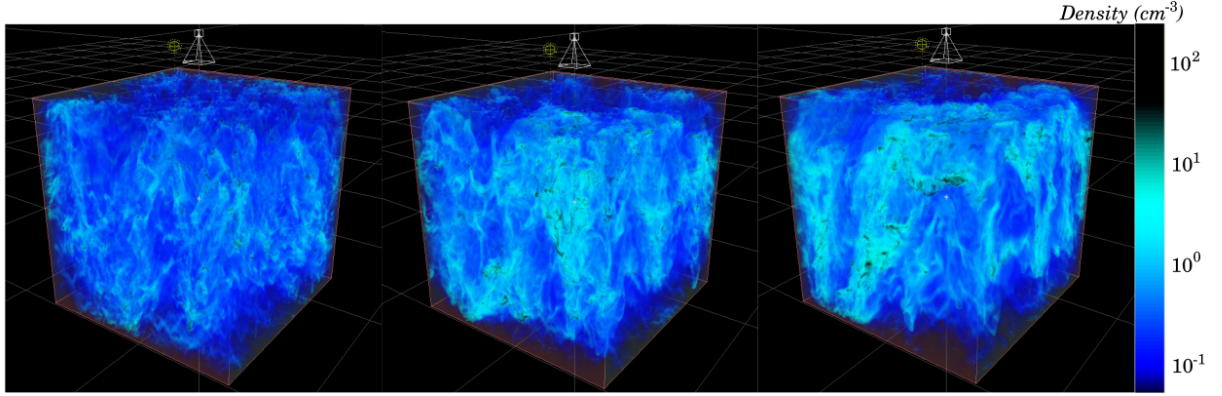


図 1: 二相 HI ガス磁気乱流数値計算の密度進化

であり、 L は単位体積当たりの正味冷却速度である。他の記号は通常の意味を持つ。化学反応係数と正味の冷却速度は、温度 (T)、外部放射場の強度 ($G0$)、および化学種とダスト (Ni) の柱密度に依存する。

2.2 MFS Analysis

The fractal dimension expresses the degree of complexity of a self-similar object, and in particular its ability to fill the hosting space. Importantly, it is not an integer number, exceeding the Euclidean dimension of the set. In this respect, the fractal dimension represents a meaningful indicator for quantifying the structure of complex, nested, convoluted structures which depart from the smooth appearance of Euclidean shapes.

Considering a set constituted by points (as e.g. black pixels in an image with a white background), and covering it with boxes of size ϵ , we can define the probability measure of points contained in the i th box as $P_i = N_i/N$, where N_i is the number of points in the i th box, out of a total number N . The q th generalized dimension D_q is defined as

$$D_q = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{q-1} \frac{\log Z_q(\epsilon)}{\log \epsilon} \quad (6)$$

where the partition function of the q th order is

$$Z_q(\epsilon) = \sum_i P_i^q \quad (7)$$

In general, the partition function of multifractal sets scales as

$$Z_q(\epsilon) \propto \epsilon^{\tau_q} \quad (8)$$

with τ_q named correlation exponent of order q . The relationship between τ_q and q is

$$\tau_q = qh(q) - E \quad (9)$$

where E indicates the Euclidean dimension of the volume hosting the structure. A tool typically used for the multifractal analysis is the singularity spectrum, or multifractal spectrum (MFS). If our simulated column density maps a multifractal, the probability P_i scales with ϵ as a power law with exponent α_i (also known as singularity strength), as a function of the position: $P_i(\epsilon) \propto \epsilon^{\alpha_i}$. Given the fractal dimension $f(\alpha)$ of the subset of boxes having singularity strength in the range $(\alpha, \alpha + d\alpha)$, the MFS is just the curve of $f(\alpha)$ versus α . It represents the contributions to the geometry provided by interwoven sets with different singularity strengths. The relation between the MFS and the generalized dimensions is expressed by the Legendre's transform:

$$\alpha(q) = \frac{d\tau_q}{dq} \quad ; \quad f(\alpha(q)) = q\alpha(q) - \tau_q \quad (10)$$

The MFS gives information about the relative importance of various fractal exponents present in the map, and in particular its width indicates the range in which such exponents lie.

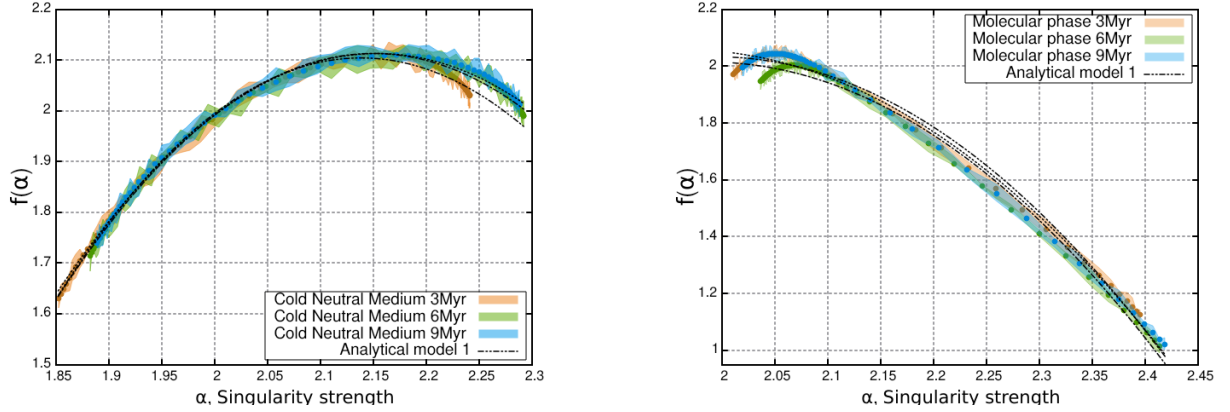


図 2: 上、CNM 相のフラクタル次元統計量下、分子相の場合。黒い線は乱流カスケードのアナリティカルモデル (ref) の一つである

3 Results

シミュレーションの柱密度図から、各相 (CNM, H₂, CO) の形状を解析し、各スケールに対応する構造が分かり、Analytical 乱流モデルとの比較を行った。(c.f. 図 2) 予想通り (c.f. 図 3)、CNM の大きいスケールと小さいスケールのどちらでも、フィラメント状が優勢であり、それより高い次元は中間のスケールにしか存在しない。分子相では、大きいスケールの雲状を見たり、雲の中の小さいスケールではフィラメント状が存在する。その結果は、先行研究 (D. Chappell & J. Scalo 2001) の観測結果と良い一致する。さらに、まだ予備的なのに本研究の観測データ (IC5146, Herschel) と一致しそう。その結果、更にスケールごとの形状が乱流の性質と密接に関連していることが分かった。

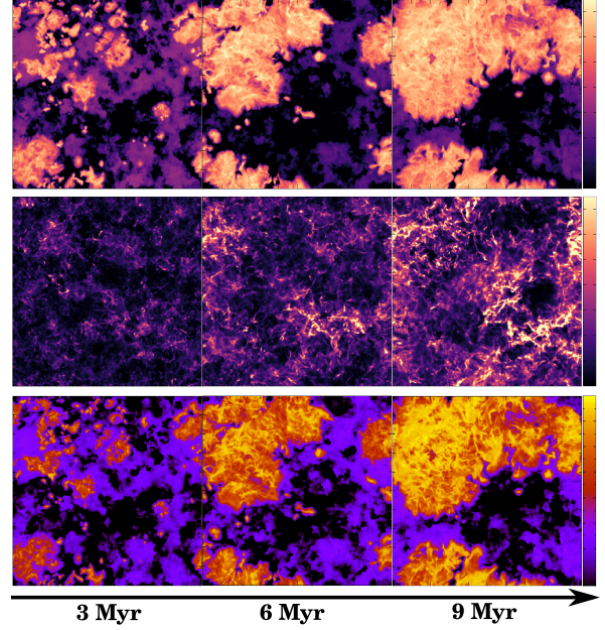


図 3: 数値計算の相の柱密度。上: 分子相、中: CNM 相、下: CO 相。左から右までは 3, 6, 9 Myr の時間進化

4 Discussion

4.1 乱流星形成

超音速乱流のカスケードメカニズムが分かれば、それは分子雲の中で星形成を起こすようなフィラメントやコアといった高密度構造の起源と結びついてはるはずであるため、星形成のトリガー機構を理解できる。中心極限定理より、超音速乱流は密度分布を Lognormal にする、分布の端にいる重力束縛された高密度ガスは星形成する。分布の広がりには乱流の性

質、乱流のマッハ数、圧縮性の強さ (M, b)、と磁場強度 (プラズマ β) が決めり、以上の式になる。

$$s \equiv \ln(\rho/\rho_0) \quad ; \quad \sigma_s^2 = \ln \left(1 + b^2 M^2 \frac{\beta}{1 + \beta} \right) \quad (11)$$

分布関数は

$$p_s ds = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_s^2}} \exp \left[-\frac{(s - \langle s \rangle)^2}{2\sigma_s^2} \right] ds \quad (12)$$

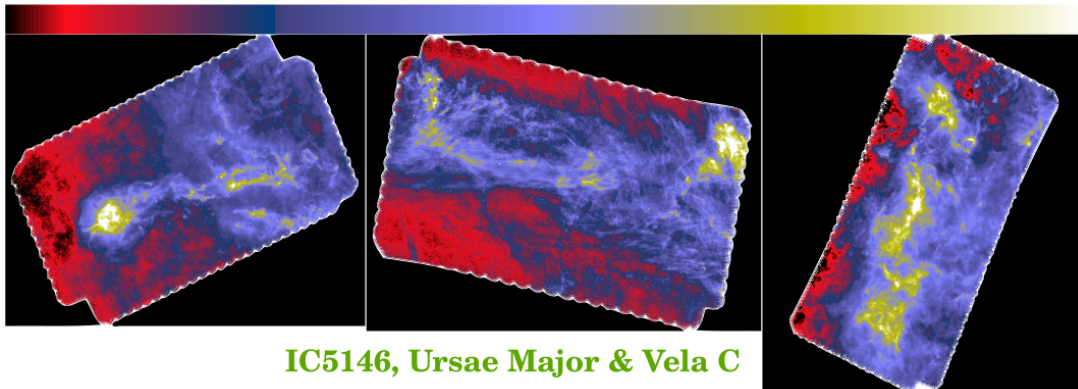


図 4: Herschel の Pacs—Spire によって較正された HI ガスの柱密度

と書ける。乱流の起源やその普遍性、素過程は不明だが商業的に成功したモデルである。

(Tohoku U.) for the many helpful advice and comments, as well as Philippe André (CEA) for granting access to Herschel data, and Patrick Hennebelle (CEA) for fruitful discussions and comments.

4.2 フィラメント星形成と IMF

IMF の high-mass 側が Salpeter 型でないという強い証拠はなく、フィラメントの線密度が Kolmogorov 的なゆらぎを持つならば Salpeter 型 IMF が再現される。(P. Hennebelle & E. Falgarone. 2012) フィラメントの場合、波長が小さい(または大きい)ゆらぎだと、小(大)質量コアに分裂される。実際のフィラメント (Taurus, IC5146) で測ると、観測と無矛盾である (c.f. 図 4)。

References

- Ph. André et al. A&A 518 L102 (2010)
- B. Elmegreen & J. Scalo AA Ann.Rev. 42:1, 211-273 (2004)
- D. Chappell & J. Scalo ApJ 551 712 (2001)
- Hennebelle, P. & Falgarone, E. Astron Astrophys Rev (2012) 20: 55.
- C. Federrath, MNRAS, 457, 1, 375-388 (2016)
- Miville-Deschenes, Norman Murray, and Eve J. Lee, APJ, 834, 1 (2017)
- Heiles, Carl; Li, Di; McClure-Griffiths, Naomi; Qian, Lei; Liu, Shu, RAA, 19, 2, 017 (2019)

5 Conclusion

現実的な多相星間媒質の数値計算を用い、次元及び乱流の統計量の解析を行い、超音速乱流のカスケードメカニズムに基づいて Analytical Model と良い一致し、予備的な実際の観測との比較を行っている。これから、他の観測データと比較を行い、星形成のトリガー機構を理解するようにコア質量関数の統計量を計算を行うつもりです。

Acknowledgements

PG thanks Inoue Tsuyoshi (Nagoya U.) for his help on handling the simulation, Omukai Kazuyuki

b1

超新星残骸内における超新星爆発による
宇宙線加速

京都大学大学院 理学研究科

安田 晴皇

超新星残骸内における超新星爆発による宇宙線加速

安田 晴皇 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

高エネルギー天文学の課題の 1 つとして、宇宙線加速機構が挙げられる。これまで、knee と呼ばれるおよそ $10^{15.5}$ eV 以下のエネルギーの宇宙線 (銀河宇宙線) は、超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR) での拡散衝撃波加速理論 (Diffusive shock acceleration; DSA) によって加速していると考えられてきたが、最近の SNR の観測 (e.g. Aharonian et al. 2007) からは、1 つの SNR による宇宙線加速では、最高エネルギーが knee に到達することが難しいことが言われてきている。しかし、これまでの SNR での宇宙線加速の先行研究では、単純化された星周環境が用いられてきた。そのため、複雑な星周環境下での SNR における宇宙線加速を研究することが重要である。

そこで我々は、スーパーバブルと呼ばれる天体に注目することにした。スーパーバブルは、局所的に存在する複数の星の星風が作る大規模構造である。スーパーバブル内部では、超新星爆発を起こした星の残骸の内部で、新たに超新星爆発が起こることが予想される。その際に新たに作られる宇宙線は、残骸内の重元素の空間分布を反映するため、通常 の星周環境の場合とは異なる性質を持った宇宙線が生成されることが期待される。そこで本研究では、超新星残骸内部 で新たに超新星爆発を起きたときの宇宙線加速をシミュレーションする。シミュレーションで得た超新星残骸の密度や 重元素分布などを初期条件にして、Yasuda & Lee (2019) で開発された次元流体計算に次元準解析的な衝撃波加速 計算を組み合わせたコードを使用し、中心での超新星爆発による宇宙線加速を計算し、観測されている元素により異なるベキ指数などを再現できるか確認する。本講演では、本研究の進捗状況を報告する。

1 Introduction

1912 年に Victor Hess により宇宙線が発見されて以来、宇宙線がどこで、どのように、どれだけ加速されるか (宇宙線加速機構) を解明することは、高エネルギー天文学における重要な課題の 1 つである。これまで knee と呼ばれる $10^{15.5}$ eV 以下のエネルギーの宇宙線 (銀河宇宙線) は、超新星残骸 (Supernova remnant; SNR) が作る非相対論的な無衝突衝撃波における、拡散衝撃波加速機構 (Diffusive shock acceleration; DSA) だと考えられてきた。しかし最近の SNR 研究から、観測 (e.g. Aharonian et al. 2007) と理論 (e.g. Yasuda & Lee 2019) のどちらにおいても、最高エネルギーが knee に到達することが難しいことが示唆されてきている。また DSA は電荷や質量数によらないにも関わらず、地球で観測される宇宙線スペクトルのベキ指数が、エネルギーや元素毎に異なるという結果も報告されている (図 1)。これまでの先行研究では、SNR 周りの星周環境として単純なモデルが使

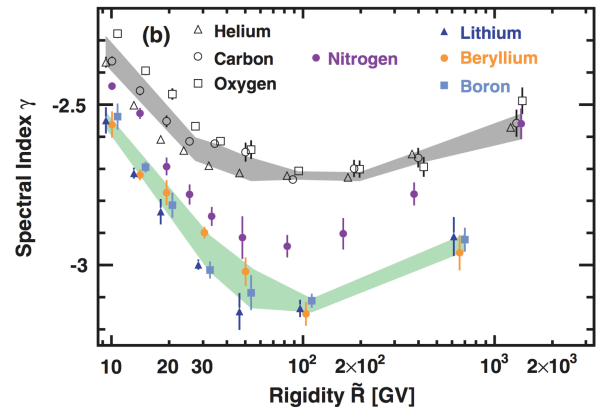


図 1: 元素毎の宇宙線スペクトルのベキ指数。(引用元: Aguilar et al. 2018)

用されてきたため、より複雑な環境を考慮することでこれらの問題点を解決することが可能になると期待される。

そこで我々はスーパーバブルと呼ばれる天体に着目した。スーパーバブルは、OB アソシエーションの様な大質量星が集中した領域において、多数の星からの星風や超新星爆発によって形成されるバブル状の大規模構造である。そのため、スーパーバブルの内部は通常の星周環境と元素分布がかなり異なり、ベキ指数の違いに影響を与えると考えられている (Ohira et al. 2016)。そこで我々は、Yasuda & Lee (2019) で開発した流体計算と DSA 計算を同時に行える CR-Hydro コードを用いて、スーパーバブルにおける宇宙線加速を数値計算することにした。

本研究では、テスト計算として進化した SNR の中で、超新星爆発が新たに起きた場合に作られる宇宙線スペクトルが、単独の SNR で作られる宇宙線スペクトルと比べ、どの様に変化するのかを調べることにした。

2 Methods

本研究には、Yasuda & Lee (2019) で開発された 1 次元宇宙線流体計算コード、CR-Hydro code を用いた。このコードは流体・宇宙線加速・非熱的放射を同時に計算できるコードである。また宇宙線加速計算には、Caprioli et al. (2009, 2010) の非線形拡散衝撃波加速 (Non-linear DSA; NLDSA) を用いて、流体へのフィードバックを考慮しているため、10 年から数千年までの長時間に渡って consistent な計算を可能にしている。本研究ではこのコードを改良して、重イオンの加速も考慮できるように改良した。

計算の初期条件として、重力崩壊型超新星を考えて、元素分布を考慮した超新星のコアを 10 万年まで進化させる。その後、その中心に再び超新星コアを置いて、2 度目の爆発を起こすことで、新たな超新星爆発による衝撃波が、昔の超新星残骸の中を進むため、その場所の元素分布を反映した宇宙線加速計算を行える。

本テスト計算では簡単な為、2 回とも同じ質量と爆発エネルギーの超新星が起きたと考え、ejecta mass と爆発エネルギーはそれぞれ、 $11M_{\odot}$ と 1.2×10^{51} erg を用いた (Rauscher et al. 2002)。超新星の ejecta として、Truelove & McKee (1999) の power-law モデ

ル (ベキ指数は 9 を使用) に、Rauscher et al. (2002) の a15s28c モデルで計算された元素分布から見積もった分布 (図 2) を組み合わせたモデルを用意した。

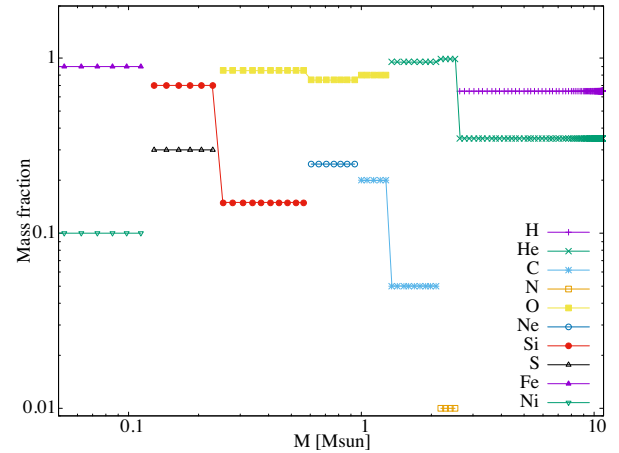


図 2: 本研究で用いた独自の元素分布モデル。(参考: Rauscher et al. 2002)

また、1 回目の超新星爆発の際の星周空間は、簡単のため $n_p = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ の一様分布とし、元素分布は Anders & Grevesse (1989) の太陽組成を用いた。ここで n_p は水素密度である。ejecta と星周空間の両方に対して考慮した元素は、 ^1H 、 ^4He 、 ^{12}C 、 ^{14}N 、 ^{16}O 、 ^{20}Ne 、 ^{28}Si 、 ^{32}S 、 ^{56}Fe 、 ^{58}Ni の 10 種類である。

3 Results & Discussion

2 回目の爆発から 1,000 年後の宇宙線スペクトルを図 3 に示す。各点は加速されている元素の違いを表しており、O より重い元素のみが加速されていることが分かる。これは 1,000 年までしか計算できておらず、CO コアよりも内側の層までしか衝撃波が到達していないからである。逆に言えば、位置ごとの元素分布を反映した流体計算と、宇宙線加速を同時に計算できていることを表している。

元素毎のベキを見てみると、Ni 以外の元素についてはほぼ同じベキを持っていることが分かる。Ni だけ異なる原因については現在解析中である。異なる元素間で同じベキを持つ理由は以下のように考えられる。加速された宇宙線のスペクトルは、簡単には $f(p) \propto p^{-n}$ と書け、 $n = 3u_1/(u_1 - u_2)$ であり、

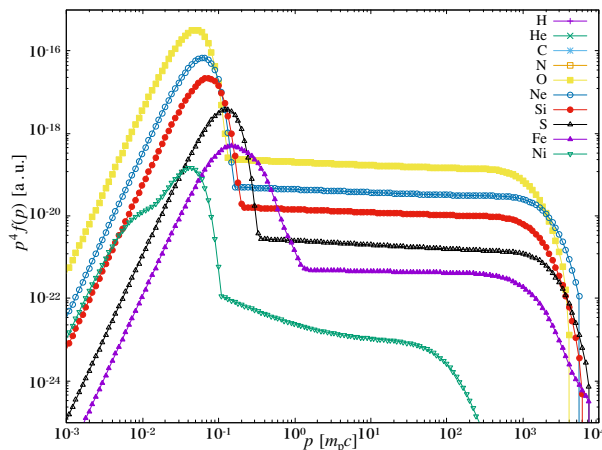


図 3: 2 回目の爆発から 1000 年後の宇宙線スペクトル。各点種は元素の違いを表している。

u_1 , u_2 はそれぞれ衝撃波の上流と下流の速度である。つまりベキ指数は衝撃波の速度に大きく依存している。今回の計算では一発目の超新星残骸が 100,000 年進化したことにより、残骸内部の密度がかなり薄くなってしまっているため、衝撃波がほとんど減速せずに残骸内部を伝播することになる。その結果、現在の計算の範囲内では衝撃波の速度が場所によって変わらないため、同じベキを生み出していると考えられる。

したがって、元素毎のベキを変えるためには、位置毎に異なる元素分布と衝撃波の速度の 2 つが重要であると考えられる。今回は内側から一回の爆発しか考えなかったが、爆発が N 回起きたら毎回出来る衝撃波によって、物質が掃き集められて密度が高くなっていく。そのような環境を衝撃波が走ると、位置毎に衝撃波の速度が変わり、元素毎のベキ指数も変わることが期待できる。

4 Conclusion

我々は、観測される宇宙線を説明するためにスーパーバブルによる宇宙線加速を調べることにした。そこで本研究では、スーパーバブル内部の構造をモデル化して、超新星残骸内における超新星爆発による宇宙線スペクトルを調べた。その結果、今回用いたモデルで計算された宇宙線スペクトルは、Ni 以外の

元素毎によるベキ指数の変化は見受けられなかった。これは位置毎に元素分布は異なるが、衝撃波の速度があまり変化していないことによるものと考えられる。そこで、これからの研究では計算時間を延ばし、内側からの爆発をさらに繰り返し、宇宙線のベキが時間や爆発の回数でどのように変わるか、調べていく予定である。

また、今回の研究では全く同じ超新星が起きたと考えたことや、その超新星コアの流体構造と元素分布は別々に用意し、それぞれ簡単なものを用いたことなど、単純化した部分も多くある。そこで将来的には、超新星前の流体と元素分布のデータから、超新星後の流体構造と元素分布のデータを得ることで、コンシステントなコアを用意する、質量や元素分布が異なる超新星コアを使うなど、より正確に計算できるようにもしていく。

Acknowledgement

本研究の遂行にあたり、懇切丁寧な指導をしていただいた、指導教官の Herman Lee 講師に深く感謝します。

Reference

- Aguilar, M., Ali Cavazonza, L., Alpat, B., et al. 2018, PRL, 121, 051103
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, AAP, 464, 235
- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, GCA, 53, 197
- Caprioli, D., Blasi, P., & Amato, E. 2009, MNRAS, 396, 2065
- Caprioli, D., Amato, E., & Blasi, P. 2010, Astroparticle Physics, 33, 307
- Ohira, Y., Kawanaka, N., & Ioka, K. 2016, PRD, 93, 083001
- Rauscher, T., Heger, A., Hoffman, R. D., et al. 2002, ApJ, 576, 323
- Truelove, J. K., & McKee, C. F. 1999, ApJS, 120, 299
- Yasuda, H., & Lee, S.-H. 2019, ApJ, 876, 27

b2

すざく衛星による W51 領域からの中性
鉄輝線の発見
奈良女子大学大学院 人間文化研究科
嶋口 愛加

すざく衛星による W51 領域からの中性鉄輝線の発見

嶋口 愛加 (奈良女子大学大学院 人間文化研究科)

Abstract

銀河系内宇宙線は超新星残骸で加速していると考えられている。ガンマ線放射の観測によって高エネルギー宇宙線の調査が行われてきたが、低エネルギー宇宙線の有効な観測方法は未だ確立されていない。そこで、低エネルギー宇宙線が中性鉄を電離して、中性鉄輝線を放射することに着目し、低エネルギー宇宙線の調査を行っている。W51 領域は、星形成領域や超新星残骸などが位置する複合領域となっており、 π^0 崩壊によるガンマ線放射が観測されていることから、宇宙線加速が行われていることが期待されている。私たちはすざく衛星のデータを用いて、電波シェルや分子雲と関連した中性鉄輝線放射を発見した。

1 Introduction

宇宙線とは、宇宙空間を飛び交っている高エネルギー粒子の総称であり、そのスペクトルは $10^{15.5}$ eV に折れ曲がりを持っている。このエネルギー以下の宇宙線は銀河系内起源であると考えられており、その加速源として超新星残骸 (supernova remnant : SNR) が有力と考えられている。

GeV-TeV 帯域まで加速された高エネルギー宇宙線は、ガンマ線を用いて測定できる。特に 280 MeV 以上のエネルギーを持つ高エネルギー陽子は、分子雲と相互作用をして π^0 崩壊を起こし、ガンマ線を放射する。この観測により、宇宙線陽子の情報を得ることができる。しかし、280 MeV 以下の低エネルギー宇宙線 (low energy cosmic rays : LECRs) は未だ観測情報が少ない。宇宙線加速を理解するためには、LECRs の有効な観測方法を確立することが重要である。

そこで我々は LECRs が周辺にある冷たいガス中の鉄原子を電離し、中性鉄輝線を放射することに着目をして、SNR に付随する中性鉄輝線の調査を行っている。実際にこの方法で、いくつかの SNR から宇宙線起源である中性鉄輝線が見つかっている (Nobukawa et al. 2018 ; Saji et al. 2018)。これらの SNR は、(1) middle-aged の SNR である、(2) 分子雲と相互作用している という特徴がある。

W51 領域は、星形成領域 W51A, W51B や SNR W51C が位置する複合領域である (図 1)。SNR W51C (G49.2 - 0.7) は年齢が約 3×10^4 年の middle aged

の SNR であり (Koo et al. 1995)、分子雲と相互作用している (Koo & Moon 1997)。加えて、 π^0 崩壊によるガンマ線も観測されていることから (Abdo et al. 2009)、宇宙線加速が行われていることが期待される。X 線天文衛星すざくを用いた観測でも、宇宙線の加速が行われている可能性が示唆されている (Hanabata et al. 2013)。そこで我々は、低エネルギー宇宙線起源の中性鉄輝線が放射されている可能性が高いと考え、解析を行った。

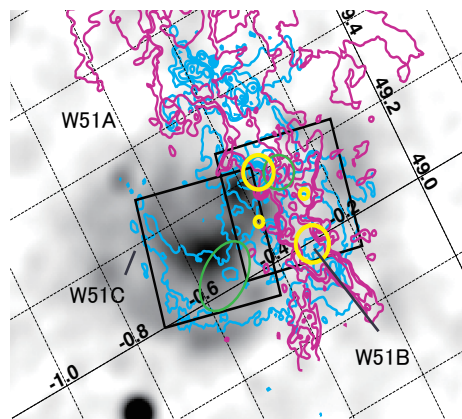


図 1: W51 複合領域の ROSAT の soft band (0.7-2.0 keV) イメージ。青のコントア : VLA 1.4GHz 観測、マゼンタのコントア : ^{12}CO (J=2-1) 観測、緑の円 : pulsar wind nebula、黄色の円 : HII 領域を示す (Hanabata et al. 2013)。また黒の実線は X 線天文衛星すざくの観測視野を示している。

2 Instruments and Observations

SNR W51C はすざく衛星に搭載された XIS (X-ray Imaging Spectrometer) によって 2 視野の観測が行われた。図 1 にすざくの観測領域を示し、表 1 に観測ログを記す。

W51C は銀河面に位置しているため、バックグラウンドとして、銀河リッジ X 線放射 (Galactic ridge X-ray emission : GRXE) の寄与を考慮する必要がある。この放射強度は銀経銀緯への依存性が高いため、W51C の近くに位置している 3 つの観測データ (表 1: BGD) を用いて、GRXE の評価を行った。

XIS4 台のうち、XIS-2 は 2006 年に故障したため、表面照射型 (Frontside Illuminated : FI) の XIS0 と XIS3、背面照射型 (Backside Illuminated : BI) の XIS1 のデータを解析した。本集録において、誤差は全て 1σ である。

表 1: 観測ログ

領域名	ID	座標 (l, b)	観測時間
W51C_W	504066010	(49°.11, -0°.31)	44.1 ks
W51C_E	504067010	(49°.11, -0°.54)	43.7 ks
BGD	504043010	(40°.16, -0°.89)	40.0 ks
	506019010	(36°.01, 0°.06)	40.7 ks
	506020010	(36°.16, -0°.24)	24.5 ks

3 Results

3.1 X 線イメージ

放射の形態を調査するために、図 2 に示すように、エネルギーバンドごとの X 線イメージを作成した。soft band のイメージでは、SNR に付随するプラズマからの放射が見られる。hard band のイメージで明るい点源は、図 1 で示した既知の pulsar wind nebula や HII 領域と一致し、それ以外では目立った放射は見られなかった。

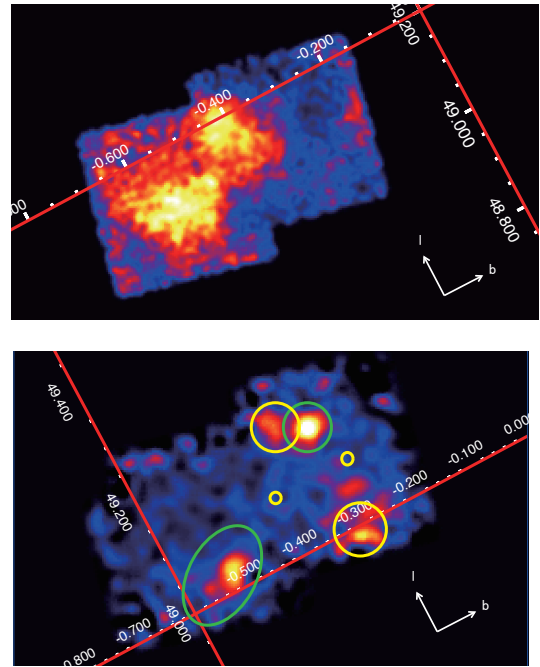


図 2: 上図: soft band (0.2 – 5.0 keV) のイメージ。下図: hard band (5.0 – 8.0 keV) のイメージ。緑の円: pulsar wind nebula、黄色の円: HII 領域を示す。

3.2 スペクトル解析

3.2.1 GRXE 成分の評価

GRXE の寄与を評価するために、表 1 に示した 3 つの BGD の観測データを足し合わせてスペクトル解析を行った。放射は、6.40 keV (Fe I), 6.70 keV (Fe XXV), 6.97 keV (Fe XXVI), 7.05 keV (Fe I $K\beta$) の輝線放射と、制動放射のモデルで表し、星間吸収は $N_{\text{H}} = 3.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ で固定する。また、宇宙背景 X 線放射 (Cosmic X-ray Background : CXB) は、Kushino et al. (2002) を用いて評価する。6.40 keV 輝線と 6.70 keV 輝線強度の結果を表 2 に示す ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 45.50/47$)。

表 2: BGD の輝線放射強度のベストフィット値

6.40 keV 輝線強度 ¹	$(0.61 \pm 0.37) \times 10^{-8}$
6.70 keV 輝線強度 ¹	$(3.40 \pm 0.43) \times 10^{-8}$

¹ 単位: $\text{ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$

また、Uchiyama et al. (2013)、Yamauchi et al. (2016) で報告されている GRXE の強度分布を用いて、3つの BGD のデータを重み付け平均した GRXE の強度を計算した。その結果を表 3 に示す。

表 3: GRXE の空間分布モデルから期待される輝線放射強度

6.40 keV 輝線強度 ¹	$(0.70 \pm 0.50) \times 10^{-8}$
6.70 keV 輝線強度 ¹	$(3.20 \pm 0.66) \times 10^{-8}$

¹ 単位: $\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcmin}^{-2}$

表 2 と表 3 を比べると、輝線強度が誤差範囲内で一致した。これより、BGD 領域のベストフィット値を Uchiyama et al. (2013)、Yamauchi et al. (2016) の scale length、scale height を用いて、W51C の観測視野での強度に補正したものをバックグラウンドモデルとした。

3.2.2 中性鉄輝線の強度の評価

すざく衛星で観測した視野全体の領域 (図 1 参照) からスペクトルを抽出し、エネルギーバンド 5.0–10.0 keV でモデルフィットを行い、中性鉄輝線の調査をした。

W51C 領域のスペクトルと 3.2.1 で示したバックグラウンドモデルを比較すると、連続成分と 6.40 keV 輝線の超過が見られた。そこで、非熱的モデル (6.4 keV 輝線+べき関数) を加えてスペクトル解析を行った。星間吸収は $N_{\text{H}} = 2.0 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ (Hanabata et al. 2013) で固定した。その結果を図 3、表 4 に示す ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 70.16/51$)。中性鉄輝線を 3.22σ の有意度で検出した。

表 4: 視野全体を解析した結果

model	parameter	value
powerlaw	Γ	2.50 (fix)
	norm ¹	$(1.04 \pm 0.05) \times 10^{-2}$
gaussian (6.40 keV)	Flux ²	$(1.31 \pm 0.41) \times 10^{-8}$

¹ 単位: $\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2}$

² 単位: $\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcmin}^{-2}$

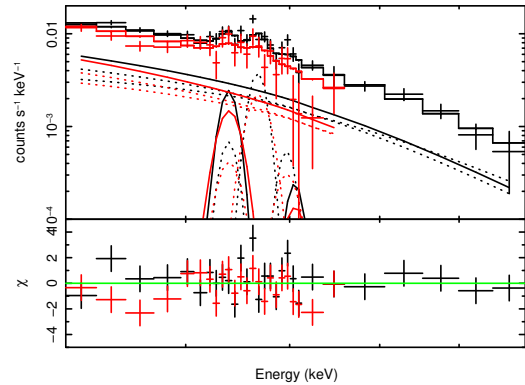


図 3: 視野全体に対するスペクトル解析の結果。黒: FI, 赤: BI のデータを示し、実線: 非熱的モデル、点線: バックグラウンドモデルを示す。

3.3 中性鉄輝線の強度分布

中性鉄輝線の強度分布を調べるために、視野全体の領域を分割してスペクトル解析を行った。

それぞれの領域の銀緯で補正したバックグラウンドモデルと、非熱的モデルを用いて中性鉄輝線の強度を求めた。得られた強度を map にして、図 4 に示すとおり、VLA 1.4 GHz 観測と $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ 観測の分布を重ねた。この結果から、電波シェルや分子雲と相関して、中性鉄輝線が強く放射されていることが分かった。

4 Discussion

中性鉄輝線の起源について議論する。候補として考えられるのは、SNR のプラズマからの放射、光電離による放射、または宇宙線の衝突電離による放射である。

まず初めに、プラズマ起源の可能性を考える。イジェクタに含まれる鉄原子は逆行衝撃波によって電離される。若い SNR では、逆行衝撃波がまだ届いていない、または鉄原子を電離するのに十分な時間が経過していない場合があり、6.4 keV に近い中心エネルギーの鉄輝線が放射されることがある。しかし、W51C は middle aged の SNR であることから、鉄原子が低電離状態である可能性は低い。また、図 2 の soft

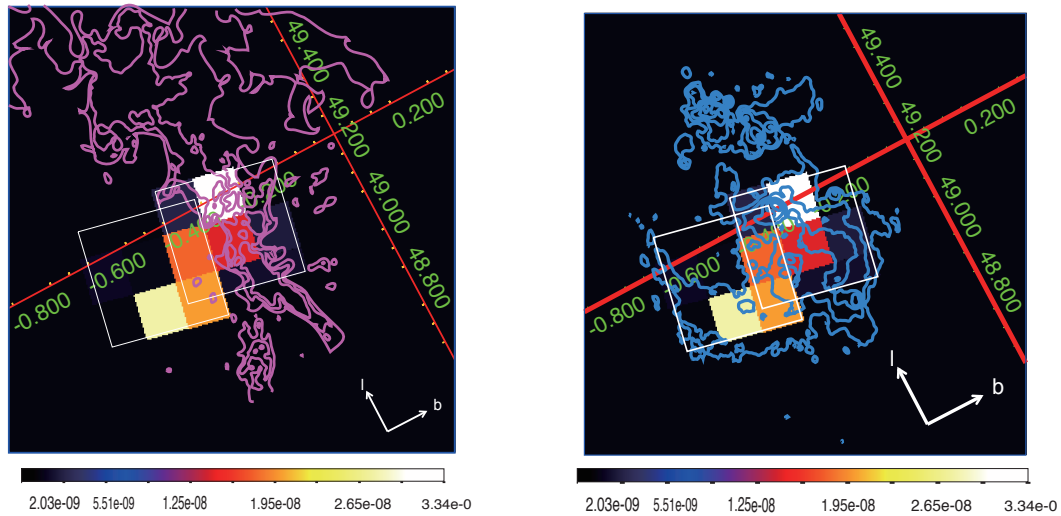


図 4: 中性鉄輝線の強度マップ。マゼンタのコントア: $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ 観測, 青のコントア: VLA 1.4GHz 観測の分布, 白の実線: すぎくの観測視野を示す。カラースケールの単位は $\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcmin}^{-2}$ 。

band イメージで示したプラズマからの放射の分布と中性鉄輝線の強度分布が異なることから、プラズマ起源である可能性は低い。

次に、光電離起源の可能性を考える。これは周辺に明るい X 線源が存在し、その X 線が分子雲に照射することによって中性鉄輝線が放射される。このような中性鉄輝線は銀河中心領域で発見されている (Koyama 2018)。しかし、W51C は周辺に十分な明るさの X 線源は観測されていないため、光電離の可能性も低い。最後に、宇宙線の衝突電離起源の可能性を考える。この放射のメカニズムは、Section1 で記述した通りである。W51C は分子雲と相互作用があること (Koo & Moon 1997)、また、中性鉄輝線の強度分布がシェルや分子雲の分布と相関していることから、衝撃波で加速された粒子が分子雲の中に侵入して鉄原子に衝突し、中性鉄輝線を放射した可能性が高い。

5 Conclusion

X 線天文衛星すぎくの観測データを用いて、W51 領域での中性鉄輝線の探査を行った。その結果、シェルや分子雲の分布と相関した中性鉄輝線放射を発見した。その起源は、衝撃波で加速された粒子が分子雲中の鉄原子を電離したものである可能性が高い。

Acknowledgement

日頃からご指導くださっている山内茂雄教授、信川久美子氏をはじめ、本研究にアドバイスをくださった皆様に感謝申し上げます。

Reference

- Nobukawa et al. 2018, ApJ, 854, 87
- Saji et al. 2018, PASJ, 70, 23S
- Koo et al. 1995, ApJ, 447, 211
- Koo & Moon 1997, ApJ, 475, 194
- Abdo et al. 2009, ApJ, 706, L1
- Hanabata et al. 2013, PASJ, 65, 42
- Yamauchi et al. 2016, PASJ, 68, 59
- Uchiyama et al. 2013, PASJ, 65, 19
- Kushino et al. 2002, PASJ, 54, 324
- Koyama 2018, PASJ, 70, 1

b3

CO J=3-2輝線データを用いた銀河系高
速度分子雲の統計的研究
慶應義塾大学大学院理工学研究科
宇留野 麻香

CO $J=3-2$ 輝線データを用いた銀河系高速度分子雲の統計的研究

宇留野 麻香 (慶應義塾大学大学院理工学研究科)

Abstract

銀河系中心分子層 (CMZ) には高速度コンパクト雲 (High Velocity Compact Clouds; HVCC) と呼ばれる、空間的にコンパクト ($d \leq 5$ pc) かつ非常に広い速度幅 ($\Delta V \geq 50$ km \cdot s $^{-1}$) を有する特異な分子雲が多数報告されている。この分子雲群は CMZ 内の特異性や中心核超大質量ブラックホール形成シナリオの解明において非常に重要な天体群であると考えられている一方で、CMZ 内に於ける空間・速度分布や概数等についてはまだ統一的な見解がなされていない。HVCC は分子ガスの集中する領域に存在する為一般にその同定作業は困難であり、先行研究で開発された自動同定アルゴリズムにより以前までの主観的な同定状況からは著しい改善が見られたものの、取得データ内で目視で確認される HVCC 全てを自動同定するレベルには未だ到達できていない。

今回私達は、JCMT で取得された CO $J=3-2$ 輝線のデータに対し HVCC 自動同定アルゴリズムを適用した。これは、CO $J=3-2$ 輝線が先行研究で用いられた $J=1-0$ 輝線より高温かつ高密度な領域から放射される為、加熱・圧縮プロセスが働いている HVCC をより効率的にトレースできる可能性を期待したものである。今回の同定作業では、輝線の変更に伴い各パラメータを再検討し、目視で確認される HVCC や詳細な研究がなされた HVCC との対応が最大化されるよう判断基準を厳密化した。その結果、CO $J=3-2$ 輝線データ中に 89 個の HVCC 候補天体が検出された。

1 Introduction

我々の住む銀河系には、中心から半径 200 pc 以内の領域に分子ガスが強く集中する領域 (銀河系中心分子層; CMZ) が存在する。CMZ は銀河系円盤部に比べて高温・高密度・強い磁場などの特異な物理状態を有する事が知られているが、その起源は未だ解明されていない。CMZ 内では高速度コンパクト雲 (High Velocity Compact Clouds; HVCC) と呼ばれる空間的にコンパクト ($d \leq 5$ pc) かつ非常に広い速度幅 ($\Delta V \geq 50$ km \cdot s $^{-1}$) を有する特異分子雲が多数発見されている。これらの HVCC のうち特に運動エネルギーの高いものは、大質量星団中の度重なる超新星爆発もしくは中質量ブラックホール等の点状重力源との遭遇により形成されたと考えられており、銀河系中心分子層の特異性及び中心核超大質量ブラックホールの形成シナリオの解明において非常に重要な天体群であると示唆されている (Oka et al. (1998))。

HVCC は分子ガスの集中する領域に存在するた

め、一般にその同定作業は容易ではない。2008 年の永井の先行研究に於ける HVCC 同定作業は、雲構造をデータから抽出しその後目視で HVCC の空間サイズ、速度幅を満たす分子雲を選別するという、主観的かつ膨大な時間と労力を要するプロセスであった。その後 2018 年の徳山の先行研究により同定作業が改良され、客観性を持ちつつ自動的に HVCC を同定するようなアルゴリズムが開発された。

HVCC の自動同定アルゴリズムは (1) 円盤部の吸収を軽減する pressing method、(2) 空間的にコンパクトで広い速度幅を持つ成分を抽出する unsharp masking、(3) 雲構造を同定する modified CLUMPFIND の三手順で構成されている。徳山の先行研究では、CMZ の一酸化炭素 (CO) の $J=1-0$ 回転遷移スペクトル線データに対して前述の HVCC 自動同定アルゴリズムを適用し、それまでの目視による同定に頼っていた状況を著しく改善した。一方で、徳山の研究で使用した CO $J=1-0$ 輝線は低温・希薄な分子ガス雲をトレースするものであり、CMZ 中に

においても一際高温・高密度状態にある HVCC の同定作業に相応しいものではなかった。本研究では、高エネルギー現象に関連している可能性のある HVCC をより能率的に抽出することを目的とし、パラメータの再検討並びに得られた HVCC の統計的解析を行った。

2 Observation

本研究はハワイ島のマウナケア山の山頂にある電波望遠鏡 James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) を用いて、2013 年 3 月から 9 月、2014 年 7 月、2015 年 3 月から 6 月に観測されたデータを使用した (Parsons et al. (2018))。用いた受信機は HARPS (Heterodyne Array Receiver Program)、分光計には ACSIS (Auto-Correlation Spectral Imaging System) を使用した。HARPS の空間分解能は $14''$ 、AC SIS の分解能は 0.97MHz 、速度に変換して $0.842\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ であった。CO $J=3-2$ 輝線 (周波数 345.796 GHz) を観測対象とし、観測範囲は $-5^\circ \leq l \leq +5.0^\circ$ 、 $-1.0^\circ \leq b \leq +1.0^\circ$ であった。本研究では、観測範囲のうち銀河系中心分子層を含む $-1.45^\circ \leq l \leq +2.0^\circ$ 、 $-0.25^\circ \leq b \leq +0.25^\circ$ の領域を解析に用いた。

3 Analysis

データから高速度コンパクト雲を抽出するために、本研究では (1) pressing method、(2) unsharp masking、(3) modified CLUMPFIND の三段階の処理を施した。観測データは銀河円盤部による吸収を多く含む為、pressing method では円盤部のガスが持つ速度範囲のデータに対して円盤部の影響を軽減させる処理を行った。Unsharp masking では pressing を施されたデータから空間サイズが小さく、速度分散の大きい構造の抽出を行った。Unsharp masking されたデータから雲構造を同定するには、Williams et al. (1994) らによって開発された雲同定アルゴリズム CLUMPFIND の改良版である modified CLUMPFIND を用いた。最終的には速度分散

が $\sigma_V < 20\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のものを除外し、残った天体を高速度コンパクト雲の候補天体とした。

4 Results

4.1 Pressing method

Pressing method を施す前のデータを図 1 に、pressing method が適用されたデータを図 2 に示す。処理の前後で $V_{\text{LSR}} = 0\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 付近の銀経方向に伸びた速度幅の狭い領域が取り除かれているのが分かる。

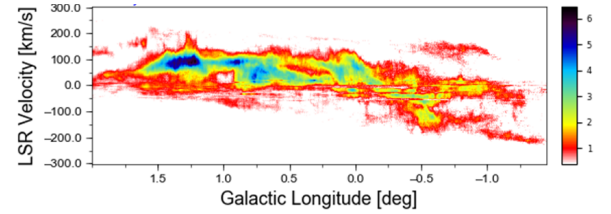


図 1: pressing を施される前の銀経-速度図。銀緯方向は積分されている。

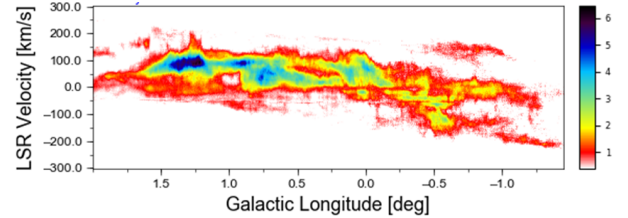


図 2: pressing を施した後の銀経-速度図。銀緯方向は積分されている。

4.2 Unsharp masking

図 3 は unsharp masking を施した後のデータを指す。図から見て取れるように、空間的にコンパクトかつ速度幅の大きい成分が抽出されている。

4.3 Modified CLUMPFIND

Modified CLUMPFIND を適用し、速度分散が $\sigma_V \geq 20\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の分子雲をピックアップした結果、

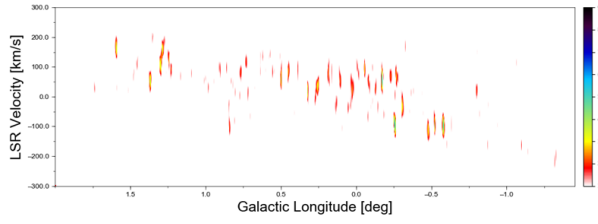


図 3: Unsharp masking を施した後の銀緯 $b = 0.03^\circ$ での銀経-速度図。

最終的に 89 個の高速度コンパクト雲候補天体が同定された。その空間分布図を図 4 に示す。CMZ 内全体に広く分布していることが分かる。

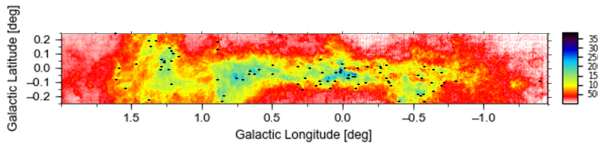


図 4: 同定された HVCC の空間分布図。黒の点が同定された HVCC 候補天体の銀経-銀緯座標での位置を表している。

5 議論: サイズ-線幅関係

一般的に分子雲のサイズ S と線幅 σ_V の間には、

$$\sigma_V \propto S^\gamma$$

という関係があると知られている (Larson (1981))。この関係式は Larson's Relationships と呼ばれ、分子雲の乱流状態を表す一つの指標として知られている。本研究で得られた高速度コンパクト雲のサイズと線幅関係をプロットした結果、図 5 の通りになった。

赤色の点は本研究で同定された高速度コンパクト雲、青色の点は Oka et al. (2001) によって得られた銀河系中心部での一般的な分子雲、緑色の点は Solomon et al. (1987) によって得られた銀河系円盤部の分子雲を表している。本研究で得られた高速度コンパクト雲の線幅は同じサイズの一般的な分子雲と比べ明らかに広く、高速度コンパクト雲は銀河系中心部や円盤部に属する一般的な分子雲と比べ明ら

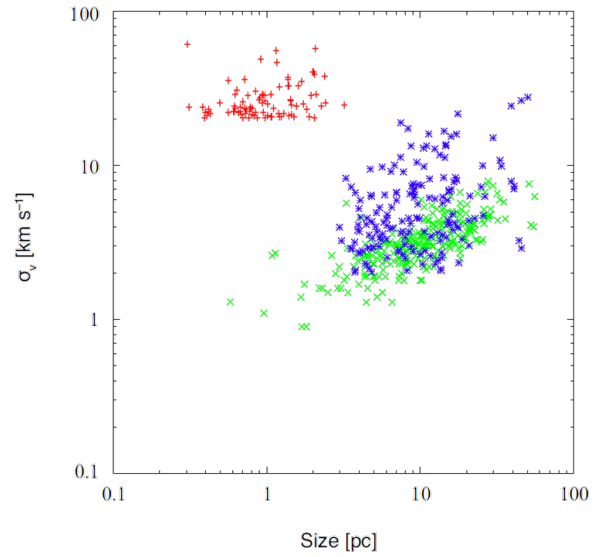


図 5: 分子雲のサイズ線幅関係。図は Tokuyama (2018) より改変。x 軸、y 軸共に両対数でプロットしている。

かに異なる分布をしていることが分かる。実際に分子雲のサイズ-線幅関係を

$$\sigma_V = AS^\gamma \quad (1)$$

でフィットした際、分子雲の乱流状態が係数 A の値に反映されると考えられている (Shetty et al. (2012))。よって、図 5 のそれぞれの分子雲のサイズ-線幅関係を (1) でフィットし係数 A を比較することによって、各分子雲の乱流状態の定量的な評価が期待できる。

6 Conclusion

本研究では、先行研究より比較的高い励起状態をトレースできる分子輝線のデータを用い、高速度コンパクト雲の自動同定を行った。その結果、89 個の高速度コンパクト雲候補天体が検出された。また、サイズ-線幅関係より同定された高速度コンパクト雲が一般的な分子雲とは明らかに違う性質を持つことが分かった。励起状態の高い分子雲を抽出することができた一方で、同定された高速度コンパクト雲の起源は様々である (超新星爆発、重力源との遭遇、分子雲衝突等)。今後の展望としては、SiO 等のショッ

クトレーサーでの CMZ のデータに自動同定アルゴリズムを適用することで、爆発起源の高速度コンパクト雲を効率良く追うことができると考えられる。SiO に限らず、CMZ で他輝線を用いて高速度コンパクト雲を同定することによってこの分子雲群の新たな知見が期待できる。

Reference

- Larson, R.B. 1981, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 194, 809
- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., & Miyazaki, A. 1998, *Astrophys. J. Suppl.*, 118, 455
- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 562, 348
- Parsons, H., Dempsey, J.T. et al 2018, *Astrophys. J. Suppl.*, 234, 22
- Shetty, R., Beaumont, C. N., Burton, M. G., Kelly, B.C., & Klessen, R.S. 2012, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 425, 720
- Solomon, P.M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *Astrophys. J.*, 319, 730
- Tokuyama, S. 2018, master's thesis, Keio University
- Williams, J. P., de Geus, E.J., & Blitz, L. 1994, *Astrophys. J.*, 428, 693

b4

一酸化炭素輝線でのオリオン領域の広
域観測

新潟大学大学院 自然科学研究科

関口 卓馬

一酸化炭素輝線でのオリオン領域の広域観測

関口 卓馬 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

本講演は Nishimura et al.(2015) に沿って発表する。星間物質が高密度な領域では、主成分である水素が水素分子の状態が存在するため星間分子雲と呼ばれる。分子雲は星形成の場となっており星形成過程を理解する上で、星形成活動と分子雲中のガスの物理的状態の関係を調べることは大変重要である。そのために、分子雲中に存在する分子の回転輝線の観測を行うが、主成分である水素分子は分子雲の温度では励起されない。そこで一酸化炭素の回転輝線の観測が行われることが多い。 $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ (以後、CO) は水素分子に次いで存在量が多く、また $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ 、 $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ (以後、 ^{13}CO 、 C^{18}O) の同位体も存在する。CO は存在量が多いため光学的に厚く、分子雲表面の低密度部分からの放射を反映するため分子雲の全体像を把握することができ、逆に光学的に薄い ^{13}CO 、 C^{18}O は分子雲内部の高密度部分をトレースすることができる。このように一酸化炭素輝線の同時観測を行うことは、分子雲の状態を探る上で大切な役割を果たしている。この論文は野辺山宇宙電波観測所の 1.85m ミリ波サブミリ波望遠鏡を用いて CO(J=2-1)、 ^{13}CO (J=2-1)、 C^{18}O (J=2-1) で巨大分子雲 OrionA と OrionB を含む 55 平方度のオリオン領域の広域観測を行った。この結果と名古屋大学 4m 望遠鏡、NANTEN 望遠鏡で観測された CO(J=1-0)、 ^{13}CO (J=1-0)、 C^{18}O (J=1-0) の比較をし、CO(J=2-1)、 ^{13}CO (J=1-0)、 ^{13}CO (J=2-1) に対して大速度勾配近似を用いた解析を行うことで分子雲中の水素分子の密度分布、温度分布の物理的状態を導出した。これにより Orion 領域の温度、密度の空間分布と H α 線との比較から電離水素領域に面した分子雲の加熱、圧縮の可能性を示した。

1 Introduction

分子雲は星形成の場であり、その物理状態は星形成に伴い変化する。そのため、星形成活動の特徴は分子雲の物理状態に反映されることが予想され、星形成過程の理解には、その母体である分子雲の物理状態(温度、密度)を調べることが重要となる。

Orion 領域には巨大分子雲 (GMCs) であるオリオン座 A 分子雲、オリオン座 B 分子雲が存在する。GMCs では中質量星のみならず、太陽の 8 倍以上の大質量星も形成されることが観測から分かっている。このことから近傍に位置し活発な星形成領域である Orion 領域は、大質量星が分子雲に与える影響を検証する上でも最適な領域である。これまでも Orion 領域の広域観測により分子雲の密度勾配が示唆されてきた (sakamoto et al.1994)。しかし、これらの観測は CO(J=1-0)、CO(J=2-1) での分子輝線を中心としており、CO 同位体の高励起線での観測は少なく分子雲全域に渡っての詳細な温度分布、密度分布は明らかではなかった。そこで、CO(J=2-1)、 ^{13}CO (J=2-

1)、 ^{18}CO (J=2-1) の 3 輝線を同時観測できる 1.85m 望遠鏡により Orion 領域の広域観測 (55 平方度) を行った。 ^{13}CO (J=2-1)、 ^{18}CO (J=2-1) での Orion 領域の全域にわたる観測はこれが初めてであり、これにより分子雲全域に渡る温度、密度の空間分布を明らかにすることができた。

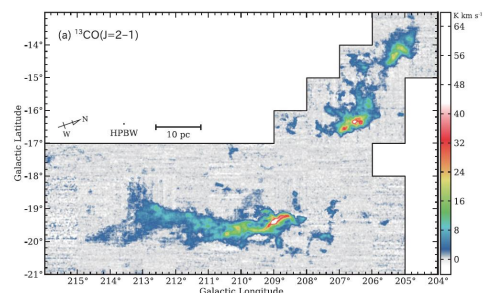


図 1: ^{13}CO (J=2-1) の積分強度図 ($0\text{km s}^{-1} < V_{\text{LSR}} < 20\text{km s}^{-1}$), 黒線で囲まれた部分が観測した領域である

2 Observations

野辺山宇宙電波観測所にある 1.85m ミリ波サブミリ波望遠鏡により CO(J=2-1)、 ^{13}CO (J=2-1)、 C^{18}O (J=2-1)(周波数帯は 230GHz) を同時観測した。システム雑音温度は 200~400K であり、銀経銀緯に沿った OnTheFly(OTF) 方式で OrionA GMC, OrionB GMC を含む 55deg^2 を角度分解能 $\sim 3'$ で広域観測を行った。これは広域観測において最も高い角度分解能である。これら J=2-1 と既存の J=1-0 のデータである CO(J=1-0)、 ^{13}CO (J=1-0)(Kawabata et al.(1985);Fukui et al.(1991))、 C^{18}O (J=1-0)(Mizuno&Fukui(2004)) を用いている。

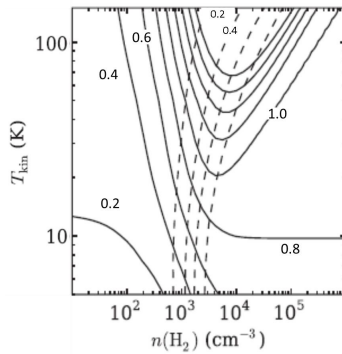


図 2: 輝線比 $R_{2-1/1-0}^{13}$ (実線), $R_{2-1/1-0}^{13/12}$ (破線) を用いた LVG 近似による温度, 密度の導出方法

3 Methods

観測された輝線の積分強度比より分子雲の温度 T_K , 水素分子の数密度 n_{H_2} を推定する。この際にスペクトル線に対する輻射輸送方程式と分子のエネルギー準位に関する統計平衡の式を同時に考慮する必要がある(独立には解けない)。そこで大速度勾配近似(LVG 近似)という手法を用いた。これは分子雲に一定の速度勾配を仮定することで放射強度を求める手法である。ここでは速度勾配 $dv/dr=1.0\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$, また存在量 $[\text{CO}]/[\text{H}_2]=1.0 \times 10^{-5}$, $[\text{CO}]/[^{13}\text{CO}]=71$ として, 3つの輝線の CO(J=2-1), ^{13}CO (J=1-0), ^{13}CO (J=2-1)

の積分強度比の組み合わせ ($R_{2-1/1-0}^{13} = ^{13}\text{CO}(J=2-1)/^{13}\text{CO}(J=1-0)$, $R_{2-1/1-0}^{13/12} = ^{13}\text{CO}(J=2-1)/^{12}\text{CO}(J=2-1)$) を用い LVG 近似を行った。図 2. に示すように輝線比 $R_{2-1/1-0}^{13/12}$ (破線) は温度を変えても強度比はあまり変わらず, 密度を変えると強度比の変化は大きいことがわかる。逆に $R_{2-1/1-0}^{13}$ (実線) は温度, 密度の両方への依存性があるため, 観測された二つの輝線比を用いることで交点が一つに決まる。つまり, 輝線を複数組み合わせることにより分子雲の温度, 密度の推定が可能になる。

4 Results

図 3. は観測された CO(J=2-1) 輝線と既存の CO(J=1-0) 輝線を用いた積分強度比である。この強度比は $R_{2-1/1-0}^{12} > 1$ のとき光学的に薄く, 高温, 高密度の状態を示す。逆に, < 1 では密度 n_{H_2} を反映し, 比が小さくなるほど低密度になる。OrionA-GMC では銀緯 $b = -19.5^\circ$ に沿って (main ridge 部分) で ~ 1.0 となり, 周辺部は ~ 0.5 に減少していることが分かる。これは Sakamoto et al. 1994 で指摘された傾向と一致しており, 分子雲の周辺部に向かっての密度勾配が考えられている。比が 1 より大きい領域は, 図 1 の ^{13}CO (J=2-1) の積分強度図でみられるように OrionA-GMC では OionKL($l=208^\circ.98, b=-19^\circ.36$) 付近にあり, これはトラペジウムを含む M42 の星の影響を示唆している。OrionB-GMC ではその西側の周囲で比が 1 以上であることから, 周囲の大質量星からの星風, UV 放射の影響が示唆される。

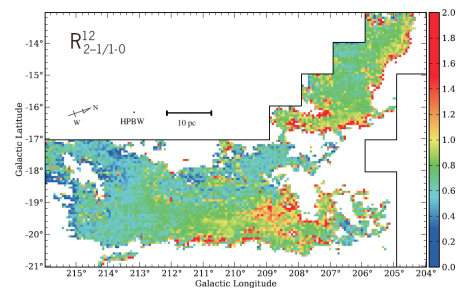


図 3: CO(J=2-1)/CO(J=1-0) の積分強度比

図 4, 図 5 は観測された強度比 $R_{2-1/1-0}^{13}$, $R_{2-1}^{13/12}$ から LVG 近似で導出した分子雲の密度分布, 温度分布である。OrionA-GMC では OrionKL, OrionB-GMC では NGC2024 ($l=206^\circ.57, b=-16^\circ.37$) 周囲と南部の端で高温, 高密度の傾向が見られる。また, LVG 近似での密度分布からも main ridge での密度勾配が確認され sakamoto et al. (1994) の指摘と同じ結果である。

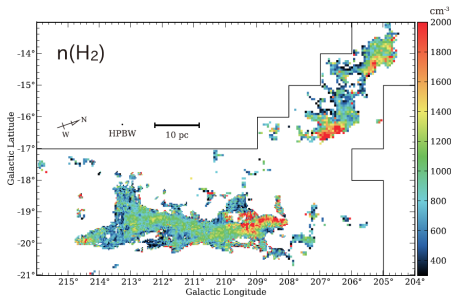


図 4: LVG 近似から導出した水素分子個数密度 n_{H_2}

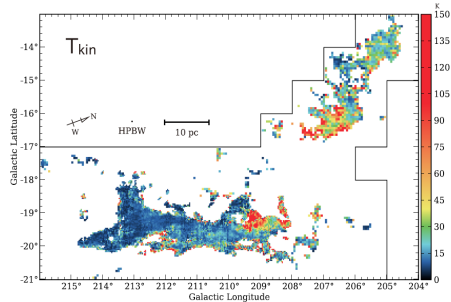


図 5: LVG 近似から導出した運動温度 T_K

5 Discussion and Conclusion

この節では前節で示した LVG 近似による温度, 密度分布について考察する。OrionKL, NGC2024 の周囲で密度, 温度は明らかな高まりを示していたが, 分子雲の周囲の影響についても加味する必要がある。そのため, 図 6 で示すように電離水素領域をトレースできる $H\alpha$ 線で比較した。この結果, OrionKL では大質量星形成による影響が見える。また, OrionB-GMC では NGC2024 とその南部に peak が見れる。これは

図 4, 図 5 で確認された OrionB-GMC の NGC2024 と南部の温度, 密度が高い場所に一致しており, それぞれ NGC2024 による進行中の星形成と OB1b アソシエーションによる星風, UV 放射による加熱, 圧縮の影響を反映していると考えられる。

以上のように 1.85m 電波望遠鏡による $CO(J=2-1)$, $^{13}CO(J=2-1)$, $C^{18}O(J=2-1)$ 観測と既存の $J=1-0$ データを用い, 複数の輝線比を用いることで Orion 領域の温度分布, 密度分布を明らかにした。特に $^{13}CO(J=2-1)$ を含めることで LVG 近似による温度, 密度の空間分布の導出が有効であり, これと $H\alpha$ 線のような他波長観測を用いることで電離水素領域に面した分子雲はその圧縮, 加熱により温度, 密度が上昇している可能性があることを示した。

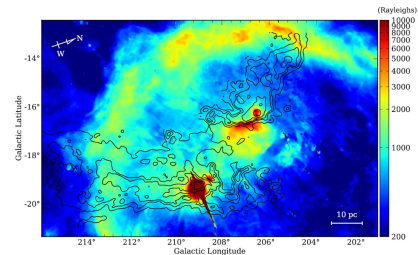


図 6: Distribution of the $H\alpha$ intensity (Gaustad et al. (2001)). contour は $CO(J=2-1)$ の積分強度で 2, 10, 20, 50, 100 K km/s

6 Reference

- Nishimura et al. 2015, ApJ 216:18
Sakamoto et al. 1994, ApJ 425,641

c1

XMM-Newton 衛星による超新星残骸
SN1987A の RGS データ解析
関西学院大学大学院 理工学研究科
卜部 夕希乃

XMM-Newton 衛星による超新星残骸 SN1987A の RGS データ解析

ト部 夕希乃 (関西学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

質量の大きな星の最期に超新星爆発が起こると、超新星残骸 (SNR) が発生する。特に、年齢の若い SNR の内部には高温プラズマが存在しており、その物理状態を知るためには、SNR の観測データからプラズマのパラメータを決定することが有効である。1987 年に大マゼラン雲で発生した超新星残骸 SN1987A は太陽系から最も近い場所 (距離にして約 50 kpc) で観測された SNR である。X 線観測においては、爆発の数ヶ月後に X 線天文衛星 Ginga が初めて成功し、その後も Chandra や XMM-Newton における継続的な観測により、軟 X 線領域におけるフラックスの増光と定常化が認められている。XMM-Newton 衛星には X 線観測で主に利用される CCD の他に、反射型回折格子 (RGS) が搭載されている。測定できるエネルギー帯域は 0.35 - 2.5 keV で低エネルギー帯に特化しており、点源にしか適さないものの、分解能が 3.2 eV と非常によいことが特徴である。SN1987A は視直径が 1.7 秒角と XMM-Newton 衛星の PSF (Point Spread Function) より小さいため、RGS による解析に適している。今回は XMM-Newton 衛星で継続的に観測したデータのうち、最新 7 年分のデータを全て足し合わせて解析を行った。得られたスペクトルをガウス関数でフィッティングし、輝線比がプラズマ状態を表す指標となることを利用して電子温度を求めた。

1 Introduction

超新星残骸とは質量の大きな星が一生の最期に飾る超新星爆発が起きた後に残る天体を指す。超新星爆発が起こると、太陽質量の 1~10 倍ほどの物質が星間ガス中に放出され、星周物質が生じた衝撃波によって加熱されると 10^7 K に達する高温プラズマの状態となる。星の周囲の電子とイオンが加熱されると電子より重いイオンがエネルギーを持ち、これらのイオンの運動が活発になって熱エネルギーに変換されると、クーロン相互作用により電子にエネルギーが分配される。この電子が互いに衝突すると周囲のイオンを電離していく。この時、イオンの割合が変化しなくなる状態を電離平衡という。一般に、超新星残骸は年齢が大きくなるにつれて電離平衡状態に近付くとともに、サイズも大きくなっていく。

SN1987A は 1987 年に可視光観測により発見されて以来、様々な波長域での観測が行われている。距離は 51.4kpc と我々から最も近い系外銀河である大マゼラン星雲で発生したため、超新星爆発した直後を詳細に研究することが可能であるとともに、超新星から超新星残骸へ移行する過程を詳細に研究できる唯一の天体である。

超新星の進化を追うには、様々な年齢の SNR のプラズマ状態について考えることが有効である。今回は、超新星爆発から 30 年ほどしか経っていない比較的若い SNR について解析を行い、プラズマ状態を表す一つのパラメータとして電子温度を求めた。

2 Observations

XMM-Newton 衛星は 1999 年、欧州宇宙機関 (ESA) により打ち上げられた X 線天文衛星で、3 つの巨大な望遠鏡が搭載されているとともに、X 線と可視光または紫外線という 2 つの波長領域での同時観測が可能であるという特徴がある。3 つの望遠鏡のうち 2 台には反射型回折格子が配置され、反射した X 線を検出するための専用検出器 (RGS1,2) が備わっている。RGS により測定できるエネルギー帯域は 0.35-2.5 keV と X 線波長域においては低エネルギー側に特化しており、点源にしか適さないものの、エネルギー分解能が 3.2 eV @1keV と非常によいことが特徴である。

XMM-Newton 衛星による SN1987A の観測は 2000 年から行われているが、今回は最新 2 年分のデータ

を用いて解析を行った。観測データの概要を表 1 に示す。

表 1: 観測データの概要

データ観測年	2014, 2016
観測時間	1.561×10^5 s
エネルギー帯域	0.55-0.58, 0.905-0.93 keV

3 Analysis

今回は、XMM-Newton 衛星に搭載の 2 台の RGS について 2 年分のデータを足し合わせ、SN1987A が電離平衡状態であることを仮定して、xspec を用いてスペクトル解析を行った。

エネルギー帯域 0.55 - 0.58 keV でのスペクトルを見ると 3 つの主要な輝線を確認することができ、左からそれぞれ O VII の forbidden(f), intercombination(i), resonance(r) に対応している。ここで 3 つのガウス関数を導入し、各輝線のフィッティングを行った。その結果を図 1 および表 2 に示す。

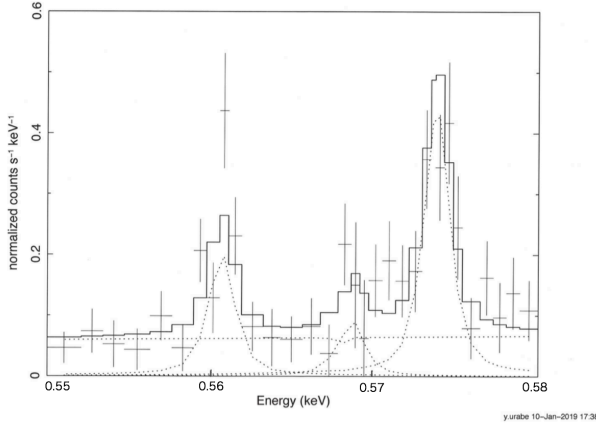


図 1: 0.55-0.58keV のスペクトル

表 2: O VII のフィッティング結果

	Energy (keV)	flux (10^{-6} photons/cm ² /s)
f	0.5611 ± 0.0001	$17.3^{+8.11}_{-4.82}$
i	0.5686 ± 0.0003	$8.30^{+6.87}_{-7.89}$
r	0.5739 ± 0.0010	$33.3^{+6.40}_{-7.73}$

次に、エネルギー帯域 0.905-0.93keV の領域におけるスペクトルを見ると 3 つの主要な輝線を確認することができ、左からそれぞれ f, i, r に対応している。ここで O VII と同様に 3 つのガウス関数を導入し、各輝線のフィッティングを行った。その結果を図 2 および表 3 に示す。

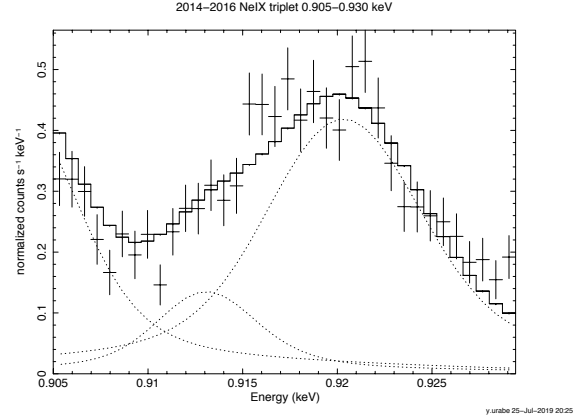


図 2: 0.905-0.93keV のスペクトル

表 3: Ne IX のフィッティング結果

	Energy (keV)	flux (10^{-6} photons/cm ² /s)
f	0.9050 ± 0.0008	$75.7^{+5.16}_{-17.2}$
i	0.9148 ± 0.0040	$21.7^{+7.79}_{-4.01}$
r	0.9220 ± 0.0001	$95.4^{+7.60}_{-4.54}$

4 Results and Discussion

今回、電子温度を求めるにあたり、輝線強度比 G ratio を用いた。

$$G = \frac{f + i}{r} \quad (1)$$

図 2 は He-like イオンにおけるエネルギー遷移を示したもので、電離平衡を仮定した場合、G ratio はプラズマの電子温度に大きく依存することが知られている。

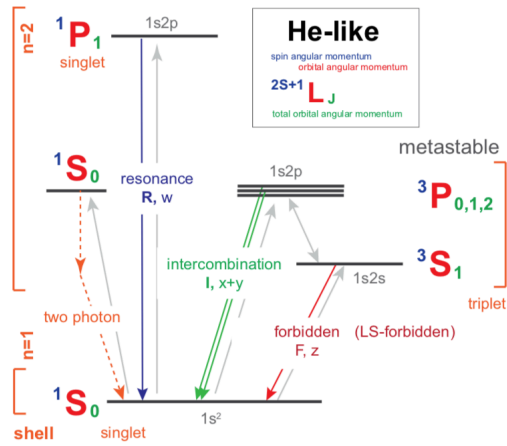


図 3: He-like イオンにおけるエネルギー遷移

今回の観測の結果から得られた G ratio は それぞれ以下の結果となった。

$$\text{O VII} : G = 0.77 \pm 0.64 \quad (2)$$

$$\text{Ne IX} : G = 1.02 \pm 0.78 \quad (3)$$

atomdb (atomdb.org/) というデータベースを用いて、各元素のエネルギーや emissivity などを得た。G ratio と電子温度 T_e の関係をグラフを図 3 に示す。

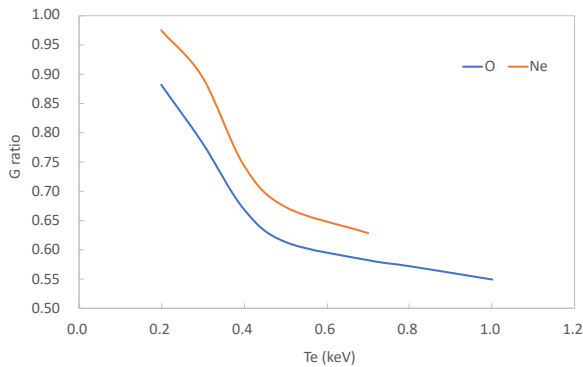


図 4: T_e と G ratio と関係

ここからそれぞれの輝線における電子温度を求めると以下のような結果となった。

$$\text{O VII} : T_e = 0.30^{+6.8}_{-0.28}$$

$$\text{Ne IX} : T_e = 0.18^{+5.0}_{-0.16}$$

5 Future Prospects

今回の解析は、簡単のために超新星残骸が電離平衡状態にあることを仮定している。しかし、SN1987A は爆発から 30 年ほどしか経っておらず、電離平衡状態であるとは言い難い。

以上を踏まえて今後は、

- 電離非平衡状態を仮定して、輝線強度比が電子温度だけでなく電離度にどのように依存しているのかを調べる
- 他の He-like 元素 (Mg XI 等) の輝線強度比を用いて、同様のプラズマ診断を行う

といった解析を行っていきたい。

Reference

Teruaki Enoto, et al. (2015), ASTRO-H group, 9

R.Sturm, et al. (2010), A&A, 1-7

D.Porquet, et al. (2010), Springer, 103-117

atomdb (<http://www.atomdb.org>)

c2

実験室宇宙物理学の幕開け
青山学院大学大学院 理工学研究科
瀬井 柊人

実験室宇宙物理学の幕開け

瀬井 柊人 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

地球には宇宙線と呼ばれるべき型のエネルギー分布をもつ高エネルギー粒子が飛来している。 $10^{15.5} \text{eV}$ までの宇宙線は超新星残骸の無衝突衝撃波で加速されている（エネルギーを得る）と考えられている。超新星残骸の無衝突衝撃波での宇宙線の加速機構として、速度の大きな粒子が磁気流体波動で散乱され、衝撃波面を行き来することでエネルギーを得るフェルミ加速が考えられている。しかし速度の大きな粒子の注入問題や磁気流体波動の励起過程など未解決問題が多い。宇宙線加速についてはシミュレーションや観測による検証が行われているが未だ理論的説明には至っていない。本実験では高強度レーザーをターゲットに照射することで、磁化プラズマ中で磁力線に垂直な方向に伝搬する無衝突衝撃波を生成し、宇宙線加速の理解に迫ることを目指す。プラズマ粒子シミュレーションの結果、実験室における無衝突衝撃波の生成では、外部磁場の他に ejecta 役のプラズマ中での Biermann Battery 効果による自己生成磁場が重要であることが分かった。ここでは、輻射流体シミュレーションによる Biermann 磁場の見積もりと、粒子シミュレーションによる無衝突衝撃波生成過程の結果について議論する。

1 Introduction

地球には多くの宇宙線が降り注いでいる。宇宙線とは宇宙空間を飛び交う高エネルギーの荷電粒子（電子、陽子、ヘリウム原子核）を指す。地球に到来する宇宙線のエネルギースペクトルは図のようになる（図は両対数グラフ）。宇宙線のエネルギースペクトルが熱平衡な Maxwell 分布にはならず、非平衡なべき型分布になっていることが分かる。宇宙線がどこで高エネルギーを得ているか、言い換えれば、宇宙線がどこで加速されているかという宇宙線の起源には様々な候補があり、超新星残骸・中性子星・ガンマ線バースト・活動銀河核等が考えられている。この内 $10^{15.5}$ 以下のエネルギーの宇宙線は銀河宇宙線と呼ばれている。この銀河宇宙線の起源の最有力候補として考えられているのは、銀河系内の超新星爆発によって形成される超新星残骸中の衝撃波である。しかしこの衝撃波による宇宙線の加速過程は未だに未解決となっている。

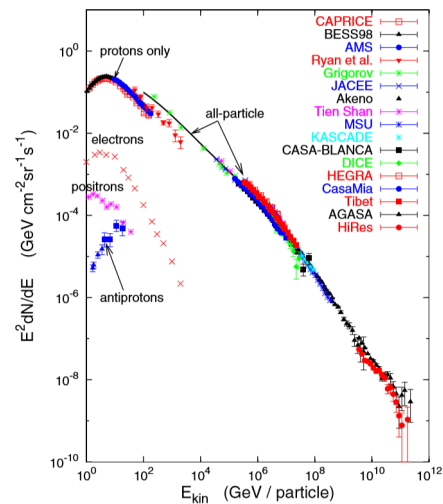


図 1 地球に飛来する宇宙線のエネルギースペクトル（出典 T.K.Gaisser）

2 Methods/Instruments and Observations

レーザーで生成されるアブレーションプラズマには、密度勾配と温度勾配が非平行に存在し、これによって自己生成磁場が発生する。(Biermann Battery Effect) 実験室における無衝突衝撃波の生成

には、この磁場の影響を考慮することが重要となってくる。Biermann 磁場は以下の式によって求められる。

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{c \vec{\nabla} T_e \times \vec{\nabla} n_e}{n_e e} \quad (1)$$

これを輻射流体コードに post process として組み込み、アブレーションプラズマの Biermann 磁場がどのように成長するか計算して見積もった。Biermann 磁場を粒子シミュレーションに取り入れ、無衝突衝撃波の生成過程にどのように寄与するのか計算した。粒子シミュレーションは無衝突を仮定し、パラメータには 2018 年度に行ったレーザー実験で得られた数値を用いた。レーザー生成プラズマを計算する場合、輻射圧は流体の圧力よりも小さい場合が多いため、輻射流体方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{u} + \vec{F}/c^2)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \vec{u} + p + \vec{P}) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\epsilon + E)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [(\epsilon + p)\vec{u} + \vec{F}] = \vec{u} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{P}) \quad (4)$$

ここで、 ρ , u , p , ϵ は密度、流速、圧力、流体の total energy を表す。F, P, E は輻射流束、輻射圧力テンソル、輻射エネルギー密度である。ここに、磁場を以下のように入れ計算した。

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{c \vec{\nabla} T_e \times \vec{\nabla} n_e}{n_e e} \quad (5)$$

自己生成磁場による流体への影響は、この計算ではプラズマベータが大きいいため、ないものとして考えている。

3 Results

輻射流体シミュレーションの結果は以下のようになった。

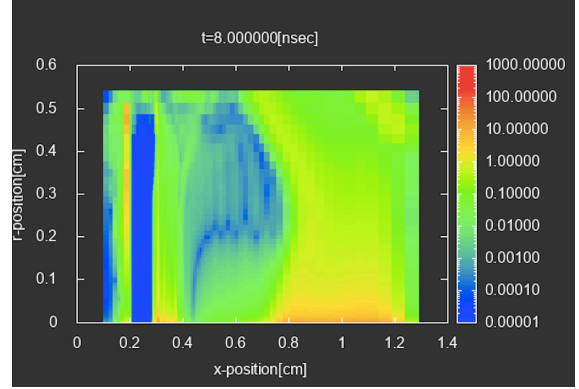


図 2 RHD simulation result

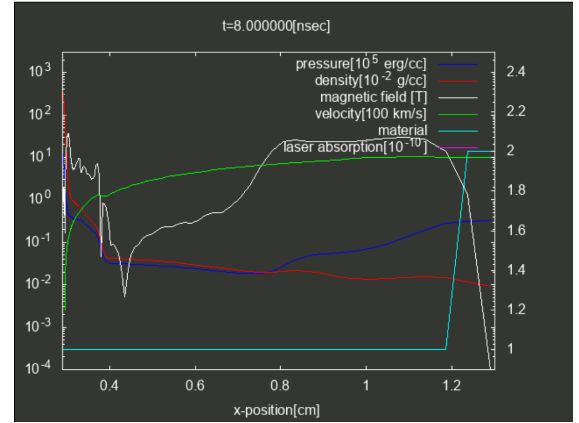


図 3 RHD simulation result ($r = 0$ mm)

磁場は、transition layer では、10T 程度を保っており、物質境界の影響が見えない点では、0.1T 程度となった。粒子シミュレーションでは、アブレーションプラズマの Biermann 磁場を 10T に固定し、雰囲気ガスの磁場を変化させ、計算した。

雰囲気ガスにかかる磁場の強度によって明確な差が見られた。また、電子はほとんど流体的に動いているのに対し、イオンは粒子的な振る舞いをするため、接触不連続面の位置が電子とイオンで変わるといった結果を得た。これは雰囲気ガスの磁場強度が増すと見えなくなっていた。

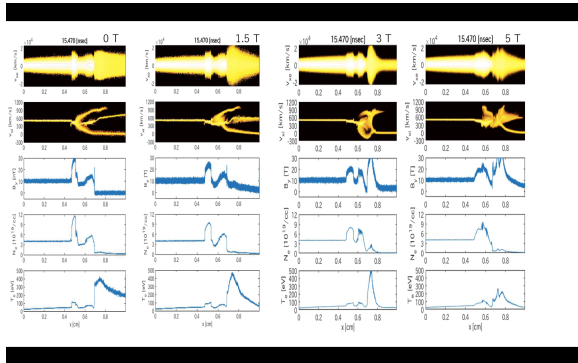


図 4 PIC simulation result

4 Discussion

PIC シミュレーションでは、アブレーションプラズマが雰囲気ガスへ染み出し、2流体不安定性による温度上昇が見られたが、雰囲気ガスの磁場が強くなるほど染み出しは減り、温度上昇は起きないことが分かった。アブレーションプラズマに侵入した雰囲気ガスは、Biermann 磁場によって軌道を変え、ジャイロ運動をし雰囲気ガス側へ戻る。その後、雰囲気ガスの磁場でさらにジャイロ運動を行い、衝撃波面の形成へと進むと考えられる。アブレーションプラズマの磁場によって旋回運動を行うことで、従来のシミュレーションよりも短いタイムスケールで無衝突衝撃波が形成されることが分かった。8月に行われる実際の実験では、シミュレーションで見られるような磁場の有無における温度、密度変化の計測を目指す。

5 Conclusion

Biermann 磁場を考慮することで、無衝突衝撃波の生成時間が大きく変わることが分かった。輻射流体シミュレーションでは、Biermann 磁場は初期では $\sim 100\text{T}$ 程度までであり、我々の実験で観測する時間では 10T ほどになると見積もられた。実験では、雰囲気ガスに 3T を印加して実験を行う。PICシミュレーションでは外部磁場の強度の違いでのプラズマの物理量の変化の違いを計測し、無衝突衝撃波

の precursor の観測を目指す。輻射流体シミュレーションで求めた自己生成磁場は減衰するため、今後のPICシミュレーションではアブレーションプラズマの磁場を時間変動させて計算することが必要と考えられる。また、レーザーの各パラメータを変えることにより、自己生成磁場の値が同ように変動するかといったパラメータ依存性を見積もっておく必要がある。(on going)

Reference

- Umeda and Ymazaki et al 2019, Physics of Plasmas, Vol.26, No.3, 032303 (8pp.)
 L O'C Drury 1983, Prog. Phys, Vol. 46, pp.973-1027
 M.Hoshino, Progress of Theoretical Physics Supplement, No.143,149(2001)
 観山 正見・野本 憲一・二間瀬 敏史 編、『天体物理学の基礎 II』(シリーズ 現代の天文学 第 8 巻) 日本評論社 (2008)
 B.Meyer and G.Thiell, Phys. Fluids 27,302 (1984)
 H.Takabe Hydrodynamic Simulation Code for Laser Driven Implosion., January (2008)
 田中 基彦・西川 恭治 共著『高温プラズマの物理学』(パリティ物理学コース) 丸善株式会社 (1991)
 小玉 英雄・井岡 邦仁・郡 和範 共著、『宇宙物理学』(KEK物理学シリーズ 第3巻) 共立出版 (2014)
 F.F.Chen(内田 岱二郎 訳), 『INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS/プラズマ物理入門』 丸善出版 (1977)
 高部 英明 『さまざまなプラズマ』(岩波講座 物理の世界 さまざまな物質系4) 岩波書店 (2004)
 高原 文郎 『天体高エネルギー現象』(岩波講座 物理の世界 さまざまな物質系4) 岩波書店 (2002)
 T.K.Gaisser, 2006 Journal of Physics: Conference Series 47 15-20

c3

中性水素ガス衝突による星団形成の理
論的研究

名古屋大学大学院 理学研究科

前田 龍之介

タイトルを記入してください

前田 龍之介 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河スケールにおける最大の星形成の要因は、Young Massive Cluster(YMC) と呼ばれる星団の形成である。ここで YMC とは質量が大きく若い ($M > 10^4 M_{\odot}; t_{\text{age}} < 100\text{Myr}$) 星団を指す。YMC の形成機構はその重要性とは裏腹に長年謎に包まれていたが、近年の観測で中性水素ガス的高速衝突による星団形成の可能性が示唆された (Fukui et al. 2017)。本研究では上記の YMC 形成シナリオの理論的な側面を、自己重力・加熱冷却入りの MHD シミュレーションを行うことで検証する。今回は YMC 形成の理解の第一段階として”衝撃波で圧縮された領域は自己重力で束縛されたコンパクトな大質量ガス塊を作ることが可能か?”ということについて検証を行った。シミュレーションの結果、実際に ($M \sim 10^4 M_{\odot}, L \sim 4\text{pc}$) 程度の cluster forming core が衝撃波後面で形成可能であることがわかった。

1 Introduction

銀河の基本単位である星はその一生の間に星間空間に多大な影響を及ぼす。その星の形成要因として銀河スケールで最も大きなものは、Young Massive Cluster(YMC) と呼ばれる星団の形成である。YMC はその重要性とは裏腹に多くの謎に包まれている天体で、その形成の起源は最先端の研究テーマである。

Fukui et al. (2017) では大マゼラン雲 (LMC) における質量約 $10^5 M_{\odot}$ の YMC、R136 の形成過程を探るべく周囲のガスの詳細な観測を行った。その結果 R136 の周囲のガスには図 1 のようなガスが衝突している痕跡が見つかった。

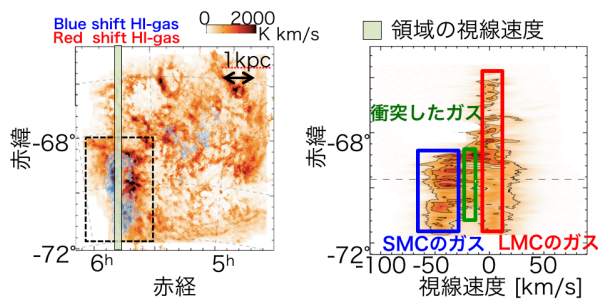


図 1: Fukui et al.(2017) における図。(左)LMC 全天における HI ガスの輝線強度図。(右)R136 周辺領域の HI ガスの位置速度図。この図から R136 周辺の HI ガスは衝突したガスの特徴であるブリッジ構造を持つことがわかる。

このことから Fukui et al. (2017) では、LMC における大質量星団が以下の (i)~(iv) で示すような描像で形成されることを示唆した (図 2)。

- (i) 小マゼラン雲 (SMC) と LMC の潮汐相互作用により、100pc 以上のスケールで相対速度 100km/s に及ぶ超音速の H I ガスが、SMC から LMC に大量に流入する。
- (ii) ガスが流れ込んだ領域では衝撃波が形成され、それにより H I ガスが圧縮される。
- (iii) 圧縮されたガスが重力不安定性等の何らかのメカニズムで高密度ガス塊を形成する。
- (iv) ガス塊が重力崩壊して星団になる。

本研究では観測で示唆される星団形成モデルを、自己重力・加熱冷却入りの MHD シミュレーションを行うことで検証した。本集録では、本研究におけるシミュレーション方法と、実際のシミュレーション結果を紹介する。

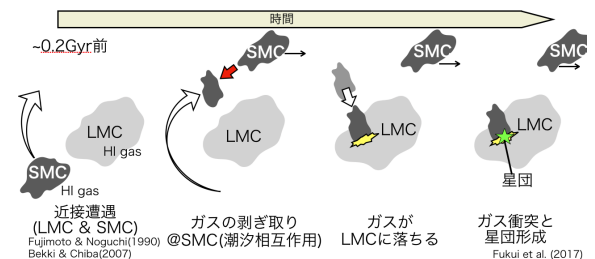


図 2: Fukui et al.(2017) で示唆されている星団形成モデル。左から順に 1~4 に対応。

2 Methods

本研究では観測的に示唆される HI ガスの衝突による星団形成を図 3 のように局所化・モデル化して星団形成の物理を探る。ここで本収録では YMC 形成の理解の第一段階として”衝撃波で圧縮された領域は自己重力で束縛されたガス塊を作ることが可能か?”ということについて、シミュレーションを用いて検証する。

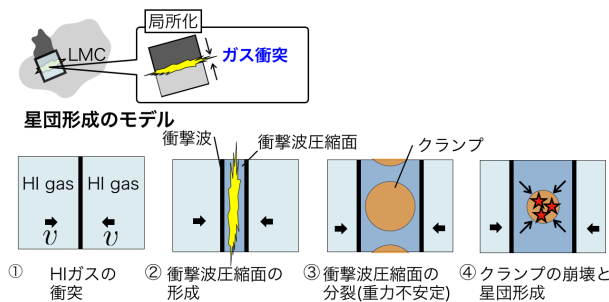


図 3: 本研究ではこの図のように衝突領域を局所化しシミュレーションを行う。

2.1 Simulation method

観測で示唆される星間ガスの衝突によるガスの進化の過程は、Inoue & Inutsuka (2008, 2009, 2016) による二次元および三次元の磁気流体シミュレーション (流体+磁場+化学反応+輻射冷却) で確かめられている。しかしながら、Inoue & Inutsuka (2008, 2009, 2016) は 10pc スケールの中性水素ガス雲や分子雲の形成過程に主眼を置いており、星団形成の観測が示唆する 100pc 以上のスケールでの高速衝突や自己重力の効果は考慮されていない。本研究では Inoue & Inutsuka (2008, 2009, 2016) の星間ガス衝突のシミュレーションコードに自己重力の効果を加え、さらに計算領域を星団のサイズにスケールアップすることにより数値的に星団形成の現場を再現する。

2.2 Simulation setup

ここではシミュレーションの初期条件について述べる。その初期条件としては、ガスの相対速度 100km/s

を用い $1\mu\text{G}$ の磁場を衝撃波面に対し 45° の角度で入れている。さらに、ここでは太陽金属量を仮定し、初期の平均密度 $1/\text{cc}$ に図 4 のような揺らぎを与えている。シミュレーションのスケールは 100^3pc^3 を用いて、この領域を 512^3cell で分解している。

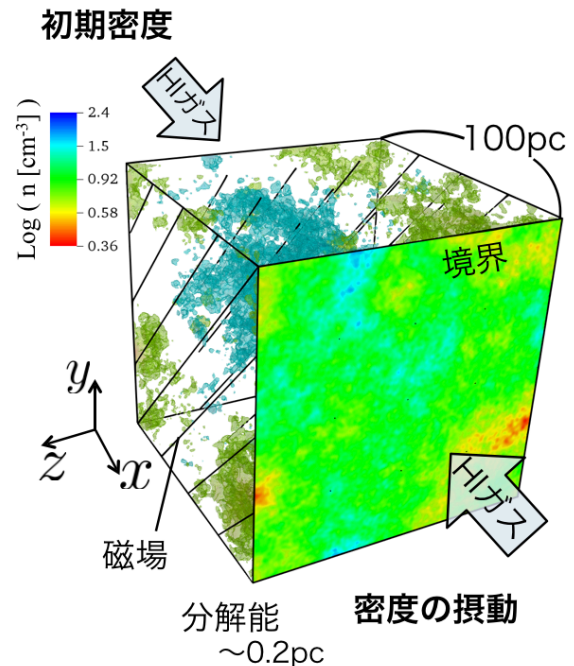


図 4: 本研究におけるシミュレーションの初期条件。

また境界条件としては x 軸方向にはガスを流入させ続け、 y, z 方向は周期境界条件を用いている。

3 Results

3.1 ガス衝突シミュレーションの結果

シミュレーションの結果 HI ガスは図 5 における 1 ~ 4 ような時間発展を得た。このことからガスは以下で示されるような進化過程をたどることが予測される。

1. ガスの高速衝突によって衝撃波が形成される。
2. 衝撃波後面では熱不安定性 (Field 1965) が成長し高密度領域が形成される。
3. さらに時間がたつと、高密度領域が重力相互作用するようになる。

4. 重力相互作用の結果高密度クランプのようなものが形成される。

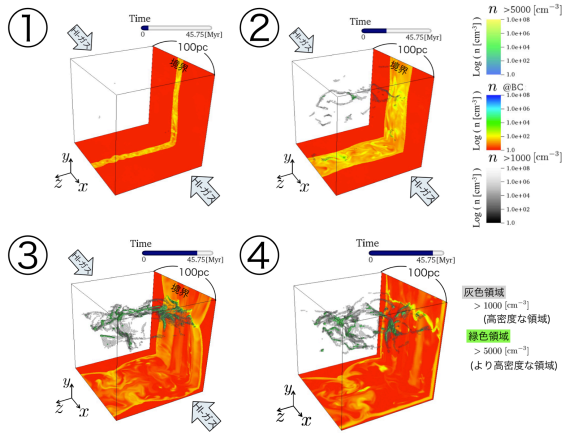


図 5: 本研究における 3D シミュレーション結果。ここでは境界の密度、とボックス領域内の高密度領域を図示した。1～4 にかけて時間発展を表す。

この計算において実際に上記の 1～4 のメカニズムで大質量クランプが形成されているかということは、詳しく解析する必要がある。以下では本研究で行なった、衝撃波後面での大質量クランプ形成について記す。

3.2 衝撃波後面のクランプの解析

本研究におけるシミュレーションでは、ガスから星の形成を追うことはできない。そのため本研究では、ガスから星団の質量を見積もり、「星団の元となるクランプ」の質量を概算する。以降ではその計算方法と見積もりの結果を紹介する。

本研究ではシミュレーションにおける各時刻でクランプを同定し、クランプのガスの質量がその星の質量と同程度になったとき星団の元となるクランプが形成したと考える。今回クランプの同定方法は、はじめに密度閾値を決め、密度閾値以上の繋がった領域を一つのクランプとした (Friends-of-Friends algorithm)。各クランプに対しては式 (1),(2) のような方法でガスとその星の質量を求めた。

$$M_{\text{star}} = \dot{M} \frac{L}{\Delta v} \quad (1)$$

$$M_{\text{gas}} = \int_{\text{clump}} \rho dV \quad (2)$$

ここで、 L はクランプの大きさ、 Δv はクランプの速度分散である。また星形成率 \dot{M} は式 (3) を用いて導出した。

$$\dot{M} = \int_{\text{clump}} f_{\text{SFE}} \frac{\rho}{t_{\text{ff}}} dV \quad (3)$$

(3) の t_{ff} はフリーフォールタイムで、星形成効率 f_{SFE} は一般的な値である 5% を仮定している。

以上の解析の結果、計算開始から約 24Myr 後にクランプのガスの質量がその星の質量と同程度になった。このとき、衝撃波後面で二つの大質量クランプが特定された (図 6)。このことから実際に HI ガスの衝突によって大質量星団が形成可能であることがわかった。

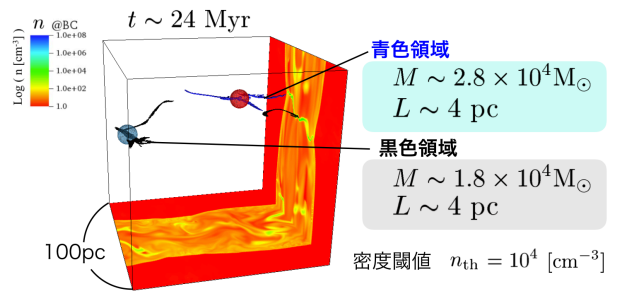


図 6: 衝撃波後面で形成された大質量クランプ。

また、大質量星団形成領域に付随していくつかの星団形成領域が HI ガスの衝突によって形成されることがわかった (図 7)。

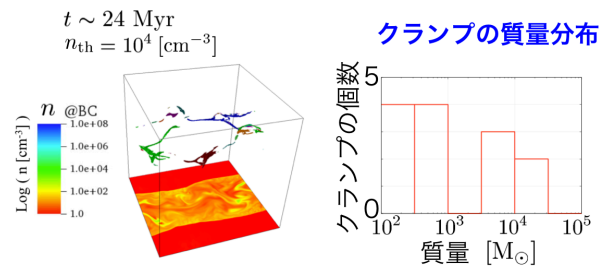


図 7: (右) 衝撃波後面で同定されたクランプ。色は異なったクランプを表す。(左) 同定されたクランプの質量分布。

4 Discussion

ここでは、衝撃波後面でできるクランプの初期条件依存性について議論する。初期のガスの密度や磁場強度によってできる星団の質量が変化することも考えられるが、今回はまず3節で行なったシミュレーションに比べて金属量が5分の1のHIガスにおけるシミュレーションを行なった(LMCは約1/3太陽金属量、SMCは約1/10太陽金属量)。シミュレーションの結果、金属量の違いによって形成される星団の質量は大きく変わらないことがわかった(図8)。

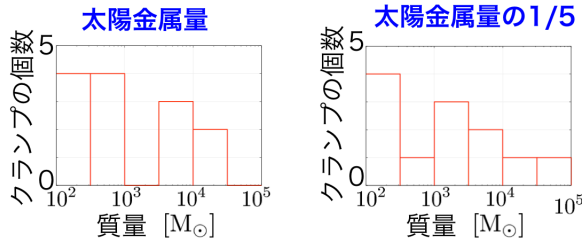


図8: 金属量を変えた場合のクランプの質量分布の違い。(左)太陽金属量。(右)1/5太陽金属量。

金属量を変えた際、星団の質量が変わらないということは、HIガス内の加熱・冷却を考えることで理解できる。クランプは熱不安定性で形成された高密度領域が重力収縮することで形成されと考えられるが、高密度領域の形成には冷却現象が重要な役割を果たす。ここで、冷却のタイムスケールであるクーリングタイムは式(4)で表される(Inoue & Omukai 2015)。

$$t_{\text{cool}} \simeq 0.4 \text{ Myr} (Z/Z_{\odot})^{-1} n_1^{-3/2} (p/k_B)_5^{1/2} \times \exp \left[10^{-2} T_{\text{line},2} n_1 (p/k_B)_5^{-1} \right] \quad (4)$$

ここで $n_1 = n/1\text{cm}^{-3}$ であり、 $(p/k_B)_5 = (p/k_B)/10^5 \text{Kcm}^{-3}$ 、 $T_{\text{line},2} = T_{\text{line}}/100\text{K}$ である。この時間よりも時間が長い現象においては十分に冷却が効く。シミュレーションにおいて、衝撃波後面で重力不安定が起きたのは約24Myrであるため、クランプの形成は冷却時間より長いタイムスケールで引き起こると考えられ、そのため金属量による質量の違いは見られなかったと思われる。

5 Conclusion

本研究では Fukui et al.(2017) による観測的示唆である HI ガスの衝突による YMC 形成を、加熱・冷却、熱伝導、自己重力入りの MHD シミュレーションを行うことで検証した。シミュレーションの結果、実際に ($M \sim 10^4 M_{\odot}$, $L \sim 4\text{pc}$) 程度の cluster forming core が衝撃波後面で形成可能であることがわかった。この cluster forming core が最終的に星団になると考えられる。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、指導教員である井上剛士准教授をはじめ、理論宇宙物理学研究室の皆様には大変お世話になりました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。

Reference

- [1] Fukui, Y., Tsuge, K., Sano, H., Kenji, B., Yozin, C., Tachihara, K. & Inoue, T. 2017, PASJ, 69L, 5F
- [2] Inoue, T. & Inutsuka, S. 2009, ApJ, 704, 161
- [3] Field, G.B. 1965, ApJ, 142, 531F
- [4] Tsuge, K., Sano, H., Tachihara, K., Yozin, C., Bekki, K., Inoue, T., Mizuno, N., Kawamura, A., Onishi, T. & Fukui, Y. 2019, ApJ, 871, 44T
- [5] Inoue, T. & Inutsuka, S. 2008, ApJ, 687, 303
- [6] Inoue, T. & Inutsuka, S. 2016, ApJ, 833, 10
- [7] Fujimoto, M., Noguchi, M. 1990, PASJ, 42, 743F
- [8] Bekki, K., Chiba, M. 2007, ApJ, 665, 1164B
- [9] Inoue, T., Omukai, K., 2015, ApJ, 805, 73I

c4

低金属環境における超音速星間乱流に
ついての数値シミュレーション
名古屋大学大学院 理学研究科
中津川 大輝

低金属環境における超音速星間乱流についての数値シミュレーション

中津川 大輝 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

星は宇宙を構成する最も基本的な要素であり、現在生まれている星は分子雲で形成されていることが知られている。本研究では、超音速の速度分散をもつ分子雲乱流が、金属量にどのように依存して発生するのかを調べている。Koyama & Inutsuka (2002) で行われた現実的な星間媒質における加熱冷却を考慮した 2 次元の流体シミュレーションでは、衝撃波圧縮を受けた星間媒質内に多数の低温高密度のクランプが形成され、超音速で高温低密度領域の中を動き回ることによって乱流を引き起こす。一方、冷却が効かない断熱ガス中の衝撃波伝搬のシミュレーションによれば乱流の速度分散は亜音速にとどまることが知られている (Inoue et al. 2013)。加熱冷却は重要であり、低温領域における冷却の機構は、炭素イオンをはじめとする金属原子の微細構造輝線放射が主であるため、冷却がどの程度効くのかは金属量に依存する。ところが今までに行われた超音速乱流分子雲の形成シミュレーションは太陽近傍の金属量で行われたものがほとんどであり、金属量を変えて行われたものはほぼない。そこで本講演では、低金属環境における超音速乱流について、コンピューターシミュレーションで調べた結果を紹介する。超音速乱流の起源や性質、金属量との関係についてを議論したいと考えている。

1 背景

星は宇宙を構成する最も基本的な要素であり、現在生まれている星は分子雲で形成されていることが知られている。Koyama & Inutsuka (2002) で行われた現実的な星間媒質における加熱冷却を考慮した 2 次元の流体シミュレーションでは、衝撃波圧縮を受けた星間媒質内に多数の低温高密度のクランプが形成されることが示された。形成された低温高密度な分子雲クランプは超音速で高温低密度領域の中を動き回り、乱流を引き起こす。この超音速乱流の起源は、熱的不安定性を経由して形成されたクランプのランダム運動と考えられている。Field (1965) によると、圧縮されたガスは冷却され、温度が下がったガスはさらに密度が下がる。その結果、高温低密度の領域の中に、様々な移動速度をもった低温高密度のクランプが生成されると考えられている。しかしながら、冷却が効かない断熱ガス中の衝撃波伝搬のシミュレーションによれば乱流の速度分散は亜音速にとどまることが知られている。(Inoue et al. 2013) 加熱機構は星間ダストによる光電加熱、高温低密度領域における冷却は水素原子の Ly- α 輝線の放射が主であるが、低温高密度領域における冷却の機構は、炭素をはじめとする金属原子の微細構造輝線や分子の回転遷移輝線放射である。

すなわち、低温高密度領域において、冷却がどの程度効くのかは金属量に依存する。ところが、Koyama & Inutsuka (2002) や Inoue & Inutsuka (2012) をはじめとした、超音速乱流分子雲の形成シミュレーションは太陽近傍の金属量で行われたものがほとんどであり、金属量を変えて行われたものはほとんどない。超音速の乱流は星形成において重要な役割を持っている。乱流が超音速の場合、分子雲クランプ同士の衝突によって衝撃波が生成され、ガスがさらに圧縮され、星の形成につながると考えられている。衝撃波による星形成フィラメントの形成はそれにあたる (Inoue et al. 2018)。そのため、超音速乱流の理解は星形成の理解のために必須である。金属量は銀河によって異なり、銀河系内においても、銀河中心部と銀河の円盤部では金属量が異なる。また、初期宇宙においては金属がほとんど存在しない。そのため、系外銀河や初期宇宙においても銀河系同様の超音速乱流を伴った分子雲を形成することができるかどうかは分かっていない。異なる金属量での分子雲形成を考えることで、現在の太陽近傍での星形成を見直すことにもつながる。そこで本研究低金属環境における超音速乱流について、コンピューターシミュレーションで調べた結果を紹介する。超音速乱流の起源や性質、金属量と

の関係についてを議論したいと考えている。

2 加熱冷却と熱的不安定性

2.1 熱的不安定性

Field (1965) では、熱平衡状態にある星間媒質に摂動が加えられたとき、摂動が成長する条件を議論している。熱平衡状態での温度 T 、質量密度 ρ 、単位時間・単位体積あたりの正味のエネルギー損失率 (冷却率) を $L(\rho, T)$ とする。理想気体の状態方程式と流体力学方程式を摂動展開し、線形解析を行うことで、

$$\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T}\right)_P < 0 \quad (1)$$

の時に摂動が成長することがわかる。この時、圧力のゆらぎはほとんど 0 であり、等圧である。

冷却率が密度の増加関数である場合を考える。密度が上がるといふ摂動を加えた時に冷却率も上昇する。冷却率が上昇することによって温度が下がり、圧力は変わらないので状態方程式から密度がさらに上昇する。逆に、周囲よりわずかに密度が下がった領域では、加熱が効くようになるため、温度が上昇し、さらに密度が下がる。このようにして式 (1) の条件下では、初期に密度ゆらぎを与えた場合にゆらぎは時間とともに成長していき、不安定であることがわかる。

2.2 不安定性スケール

熱的不安定性が成長することができる長さスケールについて考える。短い波長のゆらぎは、熱伝導によって拡散する。したがって短波長ゆらぎは安定化され成長できない。冷却による不安定化と熱伝導による安定化を比較した時に、冷却が優勢となる最小のスケールを Field 長 l_F と呼び、

$$l_F = \sqrt{\frac{\kappa T}{\mathcal{L}}} \quad (2)$$

で表現される。成長することができる揺らぎは l_F より長いもののみである。

一方、物理量の変化は情報として音速 c_s で伝わっていく。そのため系のエネルギーが冷却によって十分

減少する時間を t_{cool} とすると、冷却が効くまでに情報が伝わる距離は

$$l_{\text{ac}} = c_s t_{\text{cool}} \quad (3)$$

である。これよりも長い波長のゆらぎは冷却が十分に効くまでの間に成長しづらい。以上から考えると、成長することができるのは、 $l_F \lesssim l_{\text{ac}}$ を満たす波長のゆらぎである。

2.3 加熱冷却機構

加熱に関しては、PAH(多環芳香族炭化水素)を始めとする星間ダストによる光電加熱が主である。周囲の星からの UV 光が星間ダストを光電離させ、電子が運動エネルギーをもって飛び出す。飛び出した光電子は水素原子に衝突することで系に運動エネルギーを渡す。このようにして UV 光のエネルギーが系に持ち込まれることによって加熱が起こる。

冷却に関しては、10000K 程度の高温領域と 100K 以下の低温領域とで機構は異なる。高温領域での冷却は水素原子の Ly- α 線の輝線放射が主である。水素原子同士の衝突により励起された水素原子が、脱励起する際に Ly- α 輝線を放出する。星間ガスが光学的に薄いことを仮定すると、この Ly- α 輝線は系のエネルギーを光として持ち出す。一方、低温領域では水素原子同士の衝突によって水素原子が励起することができない。そのため低温領域での冷却は炭素をはじめとする金属原子の微細構輝線や分子の回転遷移輝線放射が担う。低温での冷却を考える場合、このように金属元素のアバundanceが重要な役割を果たす。

2.4 低金属での熱的不安定スケール

Koyama & Inutsuka (2002) では、太陽近傍における C⁺ の微細構造輝線による冷却率を次のようにフィッティングした。

$$\mathcal{L} = 3 \times 10^{-28} n^2 \sqrt{T} \exp\left(-\frac{92\text{K}}{T}\right) \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4)$$

ここで n は数密度である。これに太陽近傍との金属量の比 Z/Z_\odot をかけたものを金属量 Z における

冷却率と考へ、熱的不安定スケールを見積もるとおおよそ次のようになる。

$$l_F \sim 0.013 \text{pc} (Z/Z_\odot)^{-1/2} \left(\frac{n}{10 \text{cm}^{-3}} \right)^{-3/2} \quad (5)$$

$$l_{ac} \sim 4 \text{pc} (Z/Z_\odot)^{-1} \left(\frac{n}{10 \text{cm}^{-3}} \right)^{-3/2} \quad (6)$$

金属量が少なくなればなるほど l_F , l_{ac} ともに大きくなるのがわかる。これは金属が少なくなることによって相対的に熱伝導が効きやすくなることと、冷却に時間がかかるようになるため情報が伝わることのできる距離が長くなることによる。

3 計算手法と諸条件

本研究で用いた計算コードは Inoue & Omukai (2015) で使われたものである。

このコードは加熱・冷却、熱伝導、化学反応を考慮した流体力学方程式を解くことができる。流体計算は時間空間 2 次精度のゴドノフ法が用いられており、加熱・冷却および熱伝導は通常では 2 次の陽的スキームが使われるが、局所的な冷却時間が CFL 条件で決まる時間ステップの 10% 以下になると加熱・冷却の項は陰的解法に切り替わる。主な加熱機構はダストによる光電加熱のほかに宇宙線による加熱、冷却については $\text{Ly} - \alpha$ 輝線放射、 C^+ の微細構造輝線および CO 分子の回転遷移輝線をはじめとして C^+ 原子の微細構輝線やダスト再結合による冷却も考慮されている。化学反応については、各化学種の数密度の進化は 2 次精度のオペレーター分離法を用いて、反応毎に Inoue & Inutsuka (2008) で開発された区分厳密解法で進化させるという方法がとられている。

計算条件は次のようにした。計算領域は一辺の長さが 40pc の立方体とし、 $x = 0 \text{pc}$ の面と $x = 40 \text{pc}$ の面から内側へ向けて 20km/s の星間ガスを流し込む。 y 方向、 z 方向の境界条件は周期境界とした。初期圧力は 5000K/cc とし、初期の平均密度は 1/cc とした。また、密度には揺らぎをもたせており、揺らぎの大きさと平均密度の比を 0.1 とした。

金属量 Z を $Z = 1.00Z_\odot$, $Z = 0.30Z_\odot$, $Z = 0.10Z_\odot$, $Z = 0.03Z_\odot$, $Z = 0.00Z_\odot$ として計算を行い、生じた乱流の性質を比較する。

4 結果

4.1 $t = 10 \text{Myr}$ における密度分布

$Z = 1.00Z_\odot$, $Z = 0.10Z_\odot$ の場合の $t = 10 \text{Myr}$ における密度分布を図 1, 図 2 に示す。

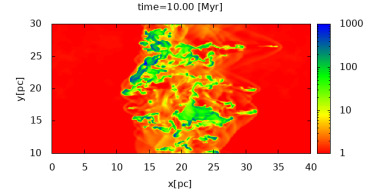


図 1: $Z = 1.0Z_\odot$ の密度分布

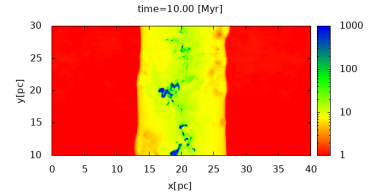


図 2: $Z = 0.1Z_\odot$ の密度分布

$Z = 1.00Z_\odot$ の場合は、 $t = 10 \text{Myr}$ の段階で激しい乱流状態になっていることがわかる。一方、 $Z = 0.10Z_\odot$ の場合は $t = 10 \text{Myr}$ の段階では熱的不安定性による高密度クランプが形成されているが、乱流はあまり激しくなっていないことがわかる。

4.2 速度分散の時間発展

各金属量での速度分散の時間発展を図 3, 図 4 に示す。

十分に冷却が効くまでは速度分散が同様に進化していることから、衝撃波によって乱流が生成されていることがわかる。ただしこの段階では亜音速である。その後は金属量が多いほど早く成長するようになり、速度分散は超音速になる。

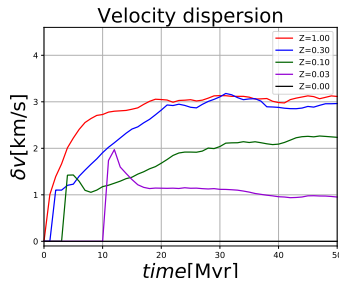


図 3: 速度分散の時間発展

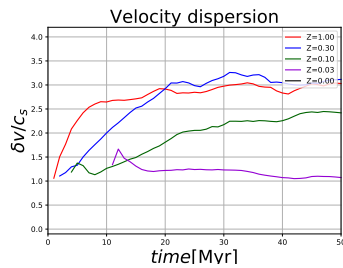


図 4: 速度分散の時間発展

5 議論:乱流の成長機構について

本研究で得られた結果によると, 乱流成長のメカニズムについて以下のように考えられる.

熱的不安定性によって生じた低温高密度クランプは衝撃波後面を動き回り, 衝撃波面に近づく. 質量が大きい高密度クランプが, 衝撃波面に衝突することにより衝撃波面に歪みが生じる. その結果, 前面が一様流でも衝撃波後面は非一様流となり, エントロピーの分布が生まれる.Crocco の定理

$$-\vec{v} \times \vec{\omega} = T \vec{\nabla} s \quad (7)$$

(微分は衝撃波面に沿った方向) からエントロピーに分布があるときに渦が生じることがわかる. よって高密度クランプと衝撃波面の相互作用により渦が生じ, それを繰り返すことによって乱流が成長していくと考えることができる.

6 まとめと今後の展望

金属量が多くなるほど乱流の成長は早くなる. そのメカニズムは低温高密度クランプと衝撃波面の相互作用によって衝撃波面に歪みが生じることで, 渦が

生じる, というものだと考えられる. 低温高密度クランプは高金属量ほど早く生じるため, 乱流の成長にも金属量が影響を与える.

今後は衝撃波後面における乱流のパワースペクトルを調べ, 乱流の圧縮性・非圧縮性について議論していきたいと考えている.

Acknowledgement

数多くの指導・助言をしていただいた井上剛志准教授, 犬塚修一郎教授をはじめとした名古屋大学理論宇宙物理学研究室 (TA 研) の皆様に心より感謝いたします.

Reference

- Inoue, T., & Omukai, K. 2015, ApJ, 805, 73
 Koyama, H., & Inutsuka, S. 2002, ApJL, 564, L97
 Inoue, T., & Inutsuka, S. 2008, ApJ, 687, 303
 Inoue, T., Shimoda, J., Ohira, Y., & Yamazaki, R. 2013, ApJL, 772, L20
 Field, G. B. 1965, ApJ, 142, 531

c5

Polytropic models of filamentary
interstellar cloud の構造と安定性
総合研究大学院大学 / 国立天文台
柏木 頼我

Polytropic models of filamentary interstellar cloud の構造と安定性

柏木 頼我 (総合研究大学院大学/ 国立天文台)

Abstract

本発表は、Toci & Galli .2014(paper I) のレビューです。

銀河の中には、星間物質のガスとダストが集まってできた星間雲が存在する。星間雲は密度が高く、星間物質の平均個数密度 1cm^3 に対して 10^2 から 10^6cm^{-3} ほどある。なかでも、水素が水素分子として存在するような星間雲のことを分子雲と呼ぶ。分子雲のサイズは、数から数十 pc ほどであり、温度は 10K 程度、質量は太陽質量の数十倍から数千倍ほどである。分子雲は、数十万年から数百万年のタイムスケールで自己重力により、ゆっくりと収縮していき、恒星の元となる原始星を生み出す。その分子雲の中でも、特に密度が高くなった領域がフィラメントの様に存在している。これを分子雲フィラメントという。図 1 のように、分子雲フィラメントは、数 pc 程度のスケールを持つ複雑なネットワークを形成する。本発表では、分子雲フィラメントの進化を考えることが星形成を理解するのに重要であるという新たな考え方「フィラメントパラダイム」の中から、ポリトロピックフィラメントの構造と安定性について紹介する。

1 Introduction

星は銀河を構成し、銀河は銀河団など宇宙の大規模構造を形成する。つまり星は宇宙を構成する重要な要素と言える。そして、星形成を理解することは、宇宙全体の理解につながると考えられる。2009 年に打ち上げられた赤外線宇宙望遠鏡 Herschel の観測によって、分子雲中のフィラメント構造の進化が星形成領域において、より注目されるようになった。フィラメントパラダイムとは、まず、分子雲が超音速乱流によって圧縮され、シート状になり、そこから、外部からの摂動によってフィラメント状に分裂し、そのフィラメントに物質が積もる事で最後は重力崩壊を起こし原始星を生む一連の流れをいう。その中でも、今回の発表の内容は、フィラメントの半径方向に対する安定性に関するものである。なぜ安定性が重要なのかというと、星が 1 年あたりにどれぐらい作られるかを表す星形成率が、理論的に考えられているものに比べ、観測的に求まるものは 3 桁程少ない。つまり、何か星形成を妨げるメカニズムが存在すると考えられるからである。

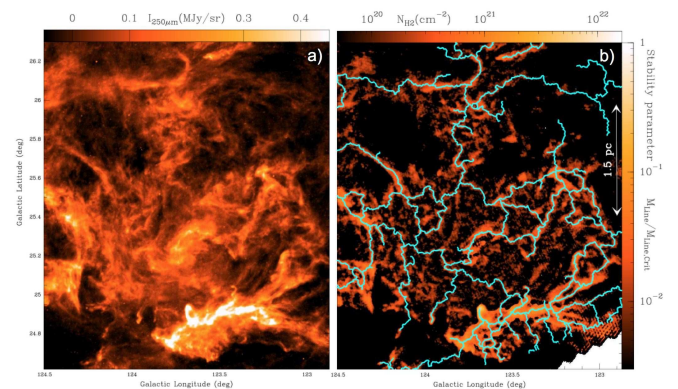


図 1: (a)Herschel/SPIRE 250 μm で観測した北極星付近のダスト連続光マップ (e.g., Miville-Descheines et al., 2010, Ward-Thompson et al., 2010).(b) カーブレット変換を用いてフィラメントを強調させた図。青色の線がフィラメントに対応し、複雑な網目状の構造をしていることがわかる。

2 Radial density profiles of filamentary clouds

分子雲フィラメントの構造を調べる。半径方向の密度プロファイルを決定的ために、密度 ρ と中心

からの距離 ϖ の関係を求める必要がある。観測的には、プランマーライク関数 (Whitworth & Ward-Tompson, 2001)

$$\rho(\varpi) = \frac{\rho_c}{[1 + (\varpi/\varpi_{\text{flat}})^2]^{\alpha/2}} \quad (1)$$

を用いて、 α の値を変えてフィッティングすることで、密度プロファイルが導ける。次に、理論的な密度プロファイルをポリトロピックモデルの場合を考え、導出する。圧力 p が、密度 ρ のべきで表せる関係をポリトロピックといい、関係式は

$$p = K\rho^{\gamma_p} \quad (2)$$

で与えられる。K は定数、 $\gamma_p = 1 + 1/n$ はポリトロピック指数である。等温の場合、音速 C_s を用いて $K = C_s^2$ と表す。重力釣り合いの式と連続の式から、円筒座標の Lane-Emden 方程式が

$$\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left(\xi \frac{d\theta}{d\xi} \right) = \pm \theta^n \quad (3)$$

と求まり、無次元化された密度 θ と半径 ξ は

$$\varpi = \varpi_0 \xi = \left[\frac{\mp(1+n)K}{4\pi G \rho_c^{1-1/n}} \right]^{1/2} \xi, \rho = \rho_c \theta^n \quad (4)$$

で定義される。Lane-Emden 方程式を解く境界条件として、 $\xi = 0$ のとき、 $\theta = 1, d\theta/d\xi = 0$ を与える。さらに様々な状態の密度プロファイルを比較するために、半径方向の規格化を行う。半径が小さい場合の密度分布の級数展開は $\rho(\varpi) \simeq \rho_c(1 - \varpi^2/\varpi_{\text{core}}^2 + \dots)$ より、コア半径 ϖ_{core} (密度が一定の範囲) は、

$$\varpi_{\text{core}} = \frac{2\varpi_0}{\sqrt{\mp n}} = \left(\frac{1+n}{n} \right)^{1/2} \frac{\sigma_c}{(\pi G \rho_c)^{1/2}} \quad (5)$$

で与えられる。 $\sigma_c = (p_c/\rho_c)^{1/2}$ はフィラメントの中心の速度分散を表す。図 2 は、ポリトロピック指数を変えた時の密度プロファイルを比較したものである。IC5146 の領域で観測されたフィラメントは、ポリトロピック指数 $1/3 \leq \gamma_p \leq 2/3$ でよく再現される。特に $\gamma_p \approx 1/2$ のとき、得られたデータとよくフィットする。つまり、フィラメントは負のポリトロピック指数を持つと考えられる。図 2 の点線は、 ϖ が大きくなると数値解に漸近するような密度プロファイルを表す。このような指数関数的な振る舞いを持つ密

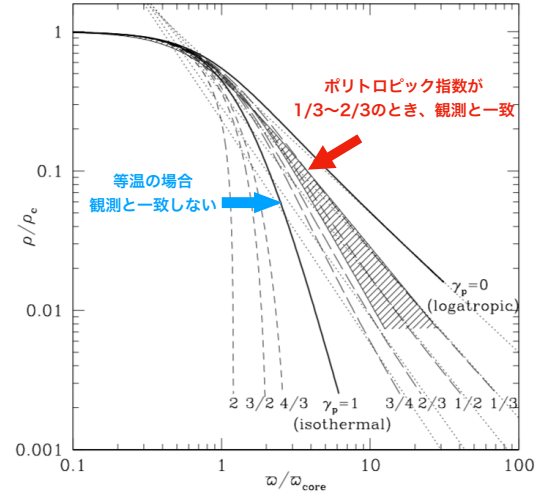


図 2: ポリトロピック指数 γ_p を変化した時の半径方向の密度分布の比較。左側の破線は $\gamma_p = 2, 3/2, 4/3$ 、実線は等温 $\gamma_p = 1$ 、右側の破線は $\gamma_p = 1/3, 1/2, 2/3, 3/4$ の場合に対応する。点線部は、大きな半径の場合に近似的に出した直線を表す。また網掛けの部分は、IC5146 領域で観測されたフィラメントをフィッティングした値 $\alpha = 1.6 \pm 0.3$ に対応する。

度プロファイルは、Viala & Horedt 1974b によって $0 \leq \gamma_p < 1 (n < -1)$ のとき

$$\rho(\varpi) = \left[\frac{(1-n)^2 \pi G}{-(1+n)K} \right]^{n/(1-n)} \varpi^{2n/(1-n)} \quad (6)$$

と与えられる。

3 Support against gravity

先の議論から、フィラメントの状態を記述するには、ポリトロピックモデルが適していることがわかった。次に、フィラメントが自己重力によって中心方向に収縮しようとする力に対して、それを支える力を考える。観測から、フィラメントは中心のダスト温度 T_d が外側に向かって上昇することがわかっている。中心が $\sim 10-12\text{K}$ 程度の B211 フィラメントで、 $\varpi \approx 0.5\text{pc}$ の時 $\sim 14\text{K}$ 程度 (Palmeirim et al. 2013)。今、熱圧のみによって重力を支えていると考えた場合、フィラメントの表面 $\varpi \simeq 10\varpi_{\text{core}}$ とすると、図 3 より中心の温度に比べ、10 倍ほど表面の温度が高

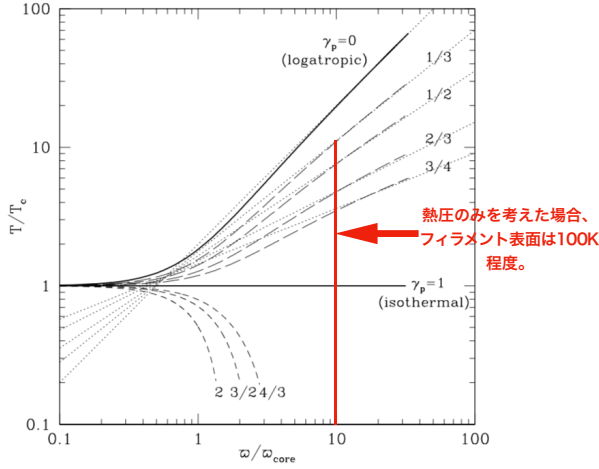


図 3: 中心のダスト温度 T_c で規格化した場合の、中心からの距離による温度変化を表した図。ポリトロピック指数が $1/2$ の場合、典型的なフィラメント表面までの距離を $\omega_s = 10\omega_{\text{core}}$ とすると、表面温度 T_s は 10 倍ほど高くなり、観測される十数 K に比べ高すぎる結果になる。

なくなってしまう、観測と一致しない。そこで、熱圧以外に磁場や乱流による非熱的な圧力が支えていると考える。

4 Radial stability of polytropic filaments

最後に、ポリトロピックフィラメントの半径方向に摂動を与えたときの安定性を考える。Breysee et al.2014 によって、ポリトロピックフィラメントモデルの半径方向の摂動に対する安定性は、

$$\frac{d^2 h}{d\omega^2} + \frac{3-4q}{\omega} \frac{dh}{d\omega} + \left[\frac{\omega^2}{f^2} + 8 \left(\frac{1}{\gamma} - 1 \right) q \right] \frac{h}{\omega^2} = 0 \quad (7)$$

と求められた。 $h = \delta\omega/\omega$ は摂動の振幅、 ω は振動数、 γ は断熱指数を表す。また、 q と f はそれぞれ、

$$q \equiv \frac{G\mu\rho}{2p} = -\frac{(1+n)\xi\theta'}{4\theta} \quad (8)$$

$$f \equiv \frac{1}{\omega} \left(\frac{\gamma p}{\rho} \right)^{1/2} = \frac{(4\pi G\rho_c)^{1/2}}{\xi} \left(\frac{\mp\gamma\theta}{1+n} \right)^{1/2} \quad (9)$$

と定義した。さらに簡単のため、摂動が断熱的に変化することから $\delta p/p = \gamma\delta\rho/\rho$ とした。空間的にエントロピーが一定の等エントロピー雲の臨界安定性の条件を決定するために $\omega = 0$ とし、境界条件 $\xi = 0$ のとき $dh/d\xi = 0$ を与え (5) 式を数値的に解く。臨界点 ξ_{cr} より ξ が大きければフィラメントは半径方向に対して不安定である。また、臨界密度比を $(\rho_c/\rho_s)_{\text{cr}} = \theta_{\text{cr}}^{-n}$ とすると、単位長さあたりの臨界線質量は

$$\mu_{\text{cr}} = q_{\text{cr}} \left(\frac{2p_s}{G\rho_s} \right) \quad (10)$$

で与えられる。ここで、 $q_{\text{cr}} = -\frac{(1+n)\xi_{\text{cr}}\theta'_{\text{cr}}}{4\theta_{\text{cr}}}$ とした。Table1 から、等エントロピーの場合、臨界密度比は $\gamma_p = 1/2$ で $(\rho_c/\rho_s)_{\text{cr}} = 11.4$ 程度となり、ハーシエルの観測による密度比 100 程度に比べ十分小さい。そこで $\gamma \neq \gamma_p$ の非等エントロピーの場合を考える。Table2 より、臨界密度比が大きい値のまま、安定な解をとることがわかった。

Table 1. Critical points for isentropic cylindrical polytropes.

n	γ_p	ξ_{cr}	$(\rho_c/\rho_s)_{\text{cr}}$	q_{cr}
-1	0	6.62	6.05	0
-1.01	0.0099	6.59	6.10	0.0272
-1.5	1/3	5.52	8.61	0.115
-2	1/2	4.93	11.4	0.199
-3	2/3	4.28	17.6	0.317
-4	3/4	3.92	23.9	0.399
-5	0.8	3.68	32.8	0.459
-10	0.9	3.13	80.0	0.626
-20	0.95	2.76	228	0.752
-30	0.967	2.60	441	0.812
-40	0.975	2.50	701	0.846
$-\infty$	1		∞	1

図4は $\gamma_p - \gamma$ 平面での球と円筒ポリトロブの安定性をまとめている。 $\gamma_p > \gamma$ のとき対流的に不安定となる。実線は γ_∞ の時の γ の値を示し、 $\gamma_\infty = \gamma_p(2-\gamma_p)$ の関係で表される。 $\gamma_p = 1$ のとき、円筒は等温モデルとなり、無限の半径を持つ。つまり、 $\gamma \neq \gamma_p$ の場合、臨界密度比が大きい値のまま安定解をとることがわかった。

Table 2. Stability of non-isentropic cylindrical polytropes.

γ	ξ_{cr}	$\gamma_p = 1/3$ $(\rho_c/\rho_s)_{cr}$	q_{cr}
1/3	5.52	8.61	0.115
0.4	10.3	20.2	0.111
$\gamma_\infty = 5/9$	∞	∞	$q_\infty = 1/10$

γ の値の増加に伴って、
臨界密度比も大きな値をとる。

γ	ξ_{cr}	$\gamma_p = 1/2$ $(\rho_c/\rho_s)_{cr}$	q_{cr}
1/2	4.93	11.4	0.199
0.6	10.7	38.0	0.188
0.7	124	1096	0.163
$\gamma_\infty = 3/4$	∞	∞	$q_\infty = 1/6$

γ	ξ_{cr}	$\gamma_p = 2/3$ $(\rho_c/\rho_s)_{cr}$	q_{cr}
2/3	4.28	17.6	0.317
0.7	5.18	25.2	0.316
0.8	14.1	153	0.282
$\gamma_\infty = 8/9$	∞	∞	$q_\infty = 1/4$

6 Future Work

今後の展望としては、ポリトロピックシリンダーにらせん状の磁場を与えた場合の安定性 (Toci & Galli.2014(paper II))、等温シリンダーに垂直な磁場を与えた場合の安定性 (Tomisaka.2013) を踏まえたうえで、ポリトロピックシリンダーに垂直な磁場を与えた場合の安定性を研究する予定である。

Reference

- Breyse, P. C., Kamionkowski, M., Benson, A. 2014, 437,2675
- Miville-Deschénes, M.-A. et al. 2010, A&A, 518, L104
- Palmeirim, P., André, P., Kirk, J., et al. 2013, A&A, 550,A38
- Toci C., Galli D., 2015, MNRAS, 446, 2110 (Paper I)
- Tomisaka K., 2014, ApJ, 785, 24
- Viala, Y., Horedt, G. P. 1974b, A&A Suppl., 16, 173
- Walén, C. 1944, Ark. Mat. Astron. Phys., 30A(15), 1
- Ward-Thompson, D. et al. 2010, A&A, 518, L92
- Whitworth, A.P., & Ward-Thompson, D. 2001, ApJ, 547, 317

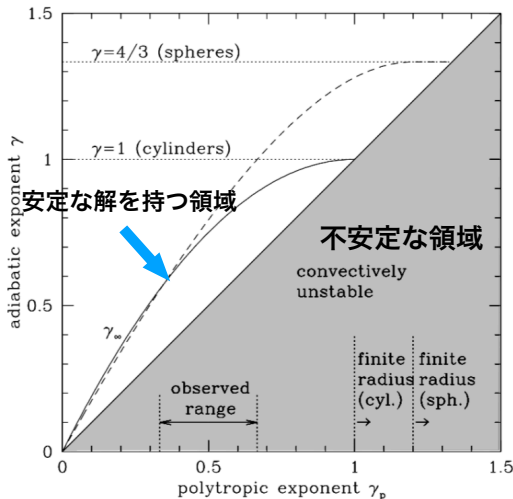


図 4: 円筒と球状のポリトロープの安定性。直線は $\gamma = \gamma_p$ のとき、影の領域は $\gamma < \gamma_p$ を表す。曲線は密度比が無限大になっても安定であることを示す。

5 Conclusion

結果として、磁場や乱流の影響を考慮した非等エントロピーのポリトロピックシリンダーが、実際に観測されるフィラメント状雲の状態をよくあらわすことがわかった。つまり、非熱的な磁場や乱流の効果を考えることが、フィラメント構造の安定を研究するために必要である。

c6

高出力レーザーを用いた磁化プラズマ
中の無衝突衝撃波生成実験
青山学院大学大学院 理工学研究科
杉山 慧

高出力レーザーを用いた磁化プラズマ中の無衝突衝撃波生成実験

杉山 慧 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

宇宙には、宇宙線と呼ばれる高エネルギーの放射線が存在する。超新星残骸や活動銀河核、太陽フレアなどの衝撃波面では荷電粒子が相対論的な速度にまで加速され、それが宇宙線の起源になっていると考えられている。また、 $10^{15.5}$ eV 程度までのエネルギーを持つ高エネルギー宇宙線は我々の天の川銀河内で加速されていると考えられており、加速起源として最も有力視されているのが、超新星爆発のときの噴出物である超新星残骸による無衝突衝撃波である。無衝突衝撃波とは、粒子の平均自由行程が衝撃波面の厚さに比べて非常に長い為に粒子同士の衝突がほとんど起こらないプラズマ (無衝突プラズマ) 中で起こる衝撃波のことである。粒子の加速機構には、衝撃波面を行き来することでエネルギーを得るフェルミ加速というものがあるが、最初に加速過程に注入される粒子の生成機構など未解決問題が多く、多数の理論研究がなされているにも関わらず、実験的検証がない。そこで本研究では、観測研究、シミュレーション研究に次ぐ第三の研究方法として、大型の高出力レーザーを用いた実験室宇宙物理学という新たな研究分野に着目し、地上の実験室で無衝突衝撃波を生成し、その精密測定を通じて粒子加速の理解に迫ることを目指す。

本実験は今年で 5 年目となる。今年度も例年同様、大阪大学レーザー科学研究所の激光 XII 号レーザーを用いて実験を行った。雰囲気ガスとして昨年度同様、電離することが確認出来ている窒素を使用した。ターゲットは厚さ 2 mm と面積 $4 \times 6 \text{ mm}^2$ のアルミニウム、レーザービーム数 4 本、雰囲気ガスを窒素ガスとしたことで、本年度にして初めて外部磁場 1.5 T を定常的にかけた実験を行うことに成功した。

外部磁場を印可していない場合での計測結果から、ターゲット由来のプラズマは複数の密度と速度を持つことがわかった。その中でも、特に速い速度を持つ A1 プラズマが他のプラズマに比べて急激に減速し、ターゲットから一定の距離で停滞していた。このことから、A1 プラズマの失った運動エネルギーが窒素プラズマの熱エネルギーになっていると考えられる。また、昨年度の実験結果で得られた、上流の窒素プラズマの温度上昇を用いて、今年度得られた窒素プラズマが得た熱エネルギーの理論的な計算結果と比較する。

また、1 次元粒子シミュレーションを用いてプラズマの自発光強度を、外部磁場を印可した場合としていない場合と比較し、A1 プラズマ中の衝撃波面を同定できた。また、来年度の実験ではプラズマが実際に磁化されているか計測することが重要であるとわかった。

1 Introduction

宇宙線とは宇宙空間を飛び交う高エネルギーの放射線であり、陽子、アルファ粒子、リチウム、ベリリウム、ホウ素、鉄などの原子核が含まれている。宇宙線は、それぞれの粒子毎に、異なるエネルギーを持つ。宇宙線がどこで高エネルギーを得ているか、宇宙線がどこで加速されているかという宇宙線の起源には様々な候補があり、超新星残骸・中性子星・ガンマ線バースト・活動銀河核等が考えられている。地球に飛来する宇宙線のうち、 $10^{15.5}$ eV 程度までのエ

ネルギーを持つ宇宙線は、天の川銀河系内の超新星爆発によって形成される超新星残骸近傍の無衝突衝撃波で加速されていると考えられている。しかしこの無衝突衝撃波による宇宙線の加速過程は未だに未解決である。

若い超新星残骸は、密度が数個/cm³ という希薄なプラズマで構成されている。このような希薄なプラズマ中における粒子の衝突は、イオン間に働くクーロン散乱によって起こるのではなく、粒子の集団運動によって生じる電磁的な波動を介して起こることが支配的である。この様なプラズマのことを無衝突

プラズマと呼び、無衝突プラズマ中で発生する衝撃波を無衝突衝撃波と呼ぶ。また、衝撃波面は、有限の厚さを持っていて、この領域で物理量が急激かつ連続的に変化する。この領域のことを衝撃波遷移層と呼ぶ。無衝突衝撃波では、プラズマ中のイオン同士が衝突するまでの距離（クーロン散乱の平均自由行程）と比べて、衝撃波遷移層の厚さが非常に小さくなっている。定常な 2 つのプラズマの流れが交わると、電磁場を介した相互作用がはたらき、交わっている部分が熱平衡状態ではなくなる場合がある。このとき、プラズマを構成する粒子は熱平衡に向かうよう振る舞おうとするが、希薄なプラズマ中では粒子間の衝突がほとんど起こらないため、電磁場を介した相互作用によって熱平衡状態に向かっていく。銀河宇宙線は、超新星残骸などの無衝突衝撃波によって衝撃波からエネルギーを得て、加速されていると考えられている。

2 Methods

2.1 Rankine-Hugoniot の関係式

圧縮流体中で、微小な圧力変化が起こると、それは音波となって伝播する。しかし、爆発のような強い圧力上昇が起こると、それは不連続的な圧力増加を伴う波として音速以上の速さで伝播する。これを衝撃波と呼ぶ。ここで、2 つの流体が衝突すると密度や速度といった物理量が不連続的に変化する面がそれぞれの流体中を伝わっていく。この面を衝撃波面と呼ぶ。衝撃波面からみて流体の流れてくる方を衝撃波上流、反対側を衝撃波下流と呼ぶ。また、衝突した 2 つの流体のそれぞれの衝撃波下流の間には、密度のみが不連続に変化するような面が出来ていて、これを接触不連続面と呼ぶ。

次に、衝撃波面の前後での物理量の変化について述べる。衝撃波上流の物理量には添字 1、下流の物理量には、添字 2 をつけるとする。衝撃波上流と下流では流体の質量、運動量、エネルギーが保存する。 u_i を流体の速度、 ρ_i を流体の質量密度、 p_i を圧力、 h_i をエンタルピーとして式で表すと、

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (1)$$

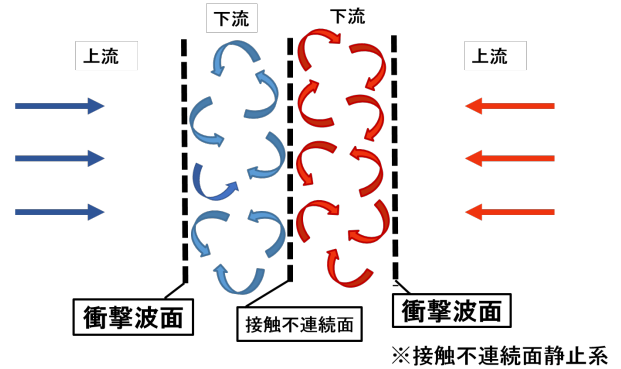


図 1 衝撃波概要図

$$\rho_1 u_1^2 + p_1 = \rho_2 u_2^2 + p_2 \quad (2)$$

$$\frac{1}{2} u_1^2 + h_1 = \frac{1}{2} u_2^2 + h_2 \quad (3)$$

となる。流体が理想気体である場合、 $h_i = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_i}{\rho_i}$ なので、

$$\frac{1}{2} u_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{1}{2} u_2^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_2}{\rho_2} \quad (4)$$

となる。これらの式によって、 u_1, ρ_1, p_1 を与えると、下流の物理量が分かる。これらの関係式をまとめて、ランキン-ユゴニオの関係式 (Rankine-Hugoniot relations) という。ここで、

$$x = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2}, \quad y = \frac{p_2}{p_1}, \quad a_1^2 = \frac{\gamma p_1}{\rho_1}, \quad \mathcal{M}_1 = \frac{u_1}{a_1} \quad (5)$$

とすると、状態方程式から、

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2} = \frac{[2\gamma \mathcal{M}_1^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)\mathcal{M}_1^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 \mathcal{M}_1^2} \quad (6)$$

となる。これらを用いて、式を変形し、上流のアルフベンマッハ数 (詳細は後述) \mathcal{M}_1 に対して、 $\mathcal{M}_1 \gg 1$ とすると、

$$p_2/p_1 \rightarrow \infty, T_2/T_1 \rightarrow \infty, \rho_2/\rho_1 \rightarrow (\gamma + 1)/(\gamma - 1) \quad (7)$$

となるのがわかる。理想気体の場合、比熱比 $\gamma = 5/3$ から、密度はたかだか 4 倍に圧縮され、温度、圧力はいくらかでも大きくなりうるのがわかる。

2.2 無衝突衝撃波生成条件

本実験において設定した、無衝突衝撃波の生成条件を以下に記す。衝撃波を生成するには、プラズマ中に存在する様々な波の速度よりも速い速度を持ったイジェクタが必要である。プラズマ中に存在する波動のうち、もっとも速度が大きい波動は、速い磁気音波と呼ばれる波動である。速い磁気音波の伝播する速度を v_{fm} と書くことにすると、

- (イジェクタ速度) $v_{ej} >$ (速い磁気音波の伝播速度) v_{fm}

となる必要がある。

衝撃波遷移層の厚みは非常に薄くなることが知られている。そこで、衝撃波遷移層の厚みをスケールリングするため、衝撃波面の厚み Δl はイオンのジャイロ半径 r_g 程度であるとする。この時、無衝突性から、

- (イオンの平均自由行程) $\lambda_{ii} \gg$ (衝撃波遷移層の厚み) $\Delta l \sim r_g$

が必要である。また、加速機構に突入する粒子の予備的加速の機構として、反射イオンを生成するためには、

- (衝撃波上流のアルフベンマッハ数) $M_A > 3$

が必要になる。さらに、生成した無衝突衝撃波の下流、遷移層、上流を観測するには、自発光計測の計測器の視野 L は、

- (自発光計測器の視野) $L > \Delta l \sim r_g$

が観測条件として必要である。また、磁化プラズマ中の無衝突衝撃波の観測のため、印加磁場領域の大きさ l は、イオンのジャイロ半径 r_g よりも大きくななくてはならない。まとめると、

- (イジェクタ速度) $v_{ej} >$ (速い磁気音波の伝播速度) v_{fm}
- (イオンの平均自由行程) $\lambda_{ii} \gg$ (衝撃波遷移層の厚み) $\Delta l \sim r_g$

- (衝撃波上流のアルフベンマッハ数) $M_A > 3$
- (自発光計測器の視野) $L > \Delta l \sim r_g$
- (印加磁場領域の大きさ) $l >$ (イオンのジャイロ半径) r_g

が生成条件となる。

3 Results

今回の実験では、外部磁場を印可した実験を 8 回、外部磁場を印可しない場合の実験を 14 回、計 22 回の実験を行った。また、実験での光学計測には、シャドウグラフ計測、シュリーレン計測、自発光計測を用いた。各計測器で得られた画像からそれぞれの速度を求めると、自発光計測結果の速度が速く放射強度が弱いプラズマは 10 ns のときに 1000 km/s の速度を持ち 20 ns までに急激に減速する。このことから、他のプラズマよりも希薄で軽いプラズマであると言える。また、同じく自発光計測結果の速度が遅く放射強度が強いプラズマとシュリーレン計測結果のプラズマとの速度が一致し、600 km/s の速度を持っている。シャドウストリーク計測結果のプラズマは 400 km/s の速度を持っている。これらのことから Al ターゲット由来のプラズマはいろいろな速度・密度を持っていると考えられる。

以下に、各計測器により計測された Al プラズマの速度解析の結果を、横軸をレーザー照射からの経過時間、縦軸を Al プラズマの速度としたグラフにプロットしたものを示す。

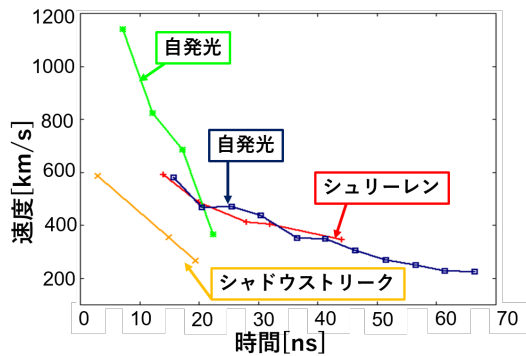


図 2 外部磁場なしでの各計測器の速度解析結果比較グラフ

4 Discussion&Conclusion

本研究では、高出力レーザーを用いて反射イオンが生成できるようなアルフベンマッハ数 3 以上の磁化プラズマ中での無衝突衝撃波の生成を目標として行った。実験では雰囲気ガスを窒素 5 torr とし、装置内に設置した Al ターゲットに高出力レーザーを照射することで超音速で相互作用するプラズマによる衝撃波を生成し、光学計測や協同トムソン散乱計測を行った。今年度は、九州大コイルにより安定して磁場を印加することができるようになり、初めて外部磁場 1.5 T を印加して実験を行うことができた。

実験結果より、目標としていた上流窒素プラズマのアルフベンマッハ数が 3 以上であることや、イオンの平均自由行程といった、無衝突衝撃波の生成条件を満たすことができた。Al ターゲットから噴出された Al プラズマは速度が異なるものが複数あり、中でも速度が速く、希薄な Al プラズマは速度を失い、停滞することがわかった。しかし、窒素プラズマ中の衝撃波の生成及び観測には至らなかった。また、無衝突衝撃波の生成条件を満たしたにも関わらず窒素プラズマ中の衝撃波が観測できなかったことから、実験の観測時間、観測視野が不十分であったことがわかる。

今後の展望として、無衝突衝撃波を観測するために今年度はレーザー照射の瞬間に観測時間を集中さ

せたが、来年度以降はレーザー照射から時間が経ったときのターゲットからの距離が遠い場所を観測したい。また、より強力な磁場を印加できるヘルムホルツコイルを設計することで gyro radius を小さくし、無衝突衝撃波を生成しやすい実験を行いたい。他にもプラズマが磁化されていることが重要であるため、実際に磁化されているかどうか調べたい。今年度の実験結果の解析として、実験で得られたデータは解析ができないものが多かったため、それらのデータを取り扱えるような解析方法を検討する必要がある。

Reference

Umeda and Ymazaki et al 2019, Physics of Plasmas, Vol.26, No.3, 032303 (8pp.)

D.B.Schaeffer et al. Phys. Rev. Lett. 119,025001(2017)

c7

銀河系円盤部における広速度幅分子ガ
ス成分の探査

慶應義塾大学大学院 理工学研究科
横塚 弘樹

銀河系円盤部における広速度幅分子ガス成分の探査

横塚 弘樹 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

Abstract

私たちのグループでは、銀河系の中心 300 pc の領域 (銀河系中心分子層; CMZ) で多数発見された高速度コンパクト雲 (high-velocity compact clouds; HVCCs) の研究を多角的に行っている。それらは、空間的にコンパクト ($d < 10\text{pc}$) かつ非常に広い速度幅 ($\Delta V \geq 50 \text{ km s}^{-1}$) という特徴を有する特異分子雲群である。HVCCs の多くは他波長域における対応天体を持たず、その起源は未だに解明されていない。そして CMZ 以外の領域における広速度幅分子ガス成分については、これまでたった一例の検出に止まっている。今回、HVCC 様の分子ガス成分を銀河系円盤部において探査する目的で、野辺山 45 m 望遠鏡で取得された CO $J=1-0$ 輝線サーベイデータを精査した。その結果、見かけの大きさが小さく ($< 0.1^\circ$) かつ銀河系円盤部の分子雲の典型的な速度幅 ($\Delta V \leq 5 \text{ km s}^{-1}$) より有意に広い速度幅を呈する分子ガス成分を約 60 個発見した。文献や既存のカタログを調査したところ、それらは一つを除いて全てに他波長対応天体が存在し、多くは原始星からの双極分子流である可能性が高い。一方で、対応天体を伴わない広速度幅成分 (CO 16.13–0.552) は今回発見されたものの中でも特に広い速度幅 ($\Delta V \sim 30 \text{ km s}^{-1}$) を有していて、現段階ではその起源は分かっていない。

1 Introduction

銀河系の中心 300 pc の領域には大量の分子ガスが集中しており、その領域は銀河系中心分子層 (CMZ) と呼ばれている。同領域には多数の特異な分子雲 (high-velocity compact clouds; HVCCs) が存在する事が先行研究より分かっている。HVCCs の解釈の一例としては超新星爆発由来の衝撃波との相互作用によって駆動された可能性がある事が分かっている (Oka *et al.* 2001)。しかしながら、未だその起源は解明されていない。HVCCs はこれまでに CMZ 内において多く同定されてきたが、CMZ 以外の領域での報告例は少ない。近年、ASTE 10 m 望遠鏡での観測で得られた CO $J=3-2$ 輝線データを解析する過程で、空間的にコンパクトかつ速度幅が異常に広い成分 ("Bullet") が W44 分子雲中で発見された (Sashida *et al.* 2013)。Bullet は、位置-速度図上で負の速度方向に突き出し Y 字形を示している事から点状重力源が分子雲に突入する事で生成されたと解釈されている (Yamada *et al.* 2017)。

今回、銀河系円盤部において広い速度幅を有する分子雲を探査する目的で、野辺山 45 m 望遠鏡で観測された CO $J=1-0$ 輝線のサーベイデータを精査した。

その結果、有意に広い速度幅を呈する分子ガス成分を約 60 個発見し、対応天体の有無を調査したところ対応のないものを一例発見した。CO 16.13–0.552 は (l, b) $\sim (16.13^\circ, -0.552^\circ)$ に位置し、その大きさが $\sim 1.9 \text{ pc}$ 、速度幅は、 $\Delta V \sim 30 \text{ km s}^{-1}$ の広速度幅分子ガス成分である。

2 Observations

本研究では、野辺山 45 m 望遠鏡によって観測された CO $J=1-0$ のデータを取得し解析を行っている。CO $J=1-0$ は、野辺山 45 m 望遠鏡を用いて 2014 年～2017 年に観測が行われた。観測された範囲は第一象限で、 $10^\circ \leq l \leq 50^\circ$ 、 $-1^\circ \leq b \leq 1^\circ$ である。一方で、第 3 象限では $198^\circ \leq l \leq 236^\circ$ 、 $-1^\circ \leq b \leq 1^\circ$ である。受信機は、FOur-beam REceiver system (FOREST) を用いている。FOREST は 2×2 のマルチビーム受信機で、両偏波、両サイドバンドを受信することができ、多輝線を効率よく観測できるという特徴がある。Beam size は、 $14''$ (^{12}CO)、 $15''$ (^{13}CO and C^{18}O) である。主ビーム能率は、 0.56 ± 0.03 (86 GHz)、 0.45 ± 0.02 (110 GHz)、 0.43 ± 0.02 (115 GHz)

であり、観測期間中のシステム雑音温度は 150 - 250 K であった。

3 Results

今回、野辺山 45 m 望遠鏡で取得された CO $J=1-0$ 輝線サーベイデータを精査した結果、有意に広い速度幅を有する分子ガス成分を約 60 個発見した。しかしながら、一例を除きそのほぼ全てに対応天体が存在し、その多くは双極分子流である可能性が高い。対応天体の存在しない特異な分子雲は、 $(l, b) \sim (16.13^\circ, -0.552^\circ)$ に位置する。CO 16.13-0.552 の銀経-速度図、積分強度図を図 1、図 2 に示す。銀経-速度図から明らかに周りの分子雲と比べて特異な運動をしている分子雲が存在する事がわかる。銀経-速度図上での視線速度成分が $V_{\text{LSR}} \sim 42 \text{ km s}^{-1}$ から 71 km s^{-1} の速度帯に現れ速度正方向に直線的に突き出しているように見え、大きな速度幅を有する一方で、空間的な大きさは 1.9 pc でありコンパクトである。CMZ で発見されている特異分子雲と比べて速度幅は小さいものの銀河系円盤部においては、特に広い速度幅を有している事から HVCCs に似た性質を持つ分子ガスであると言える。

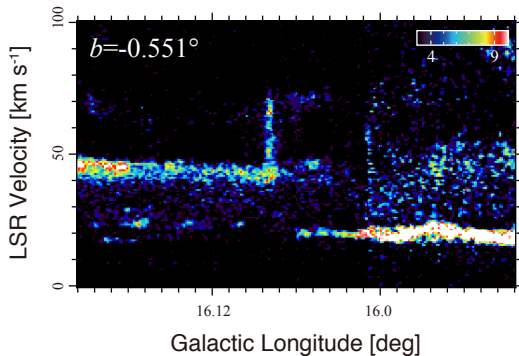


図 1: CO 16.13-0.552 における銀経-速度図

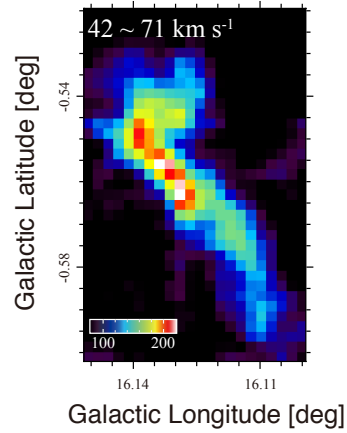


図 2: CO 16.13-0.552 における積分強度図。ただし、視線速度成分が $V_{\text{LSR}} \sim 42 \text{ km s}^{-1}$ から 71 km s^{-1} の範囲において積分した図である。

4 Discussion

4.1 Physical Quantities

CO 16.13-0.552 について局所熱力学平衡 (Local Thermodynamic equilibrium; LTE) を仮定して計算を行ったところ、 $M_{\text{LTE}} = 2.8 \times 10^3 M_{\odot}$ と計算された。さらに LTE 質量、速度分散 $\sigma = 8.5 \text{ km s}^{-1}$ から運動エネルギーは、 $3.5 \times 10^{48} \text{ erg}$ 程度と評価した。今後は、いかにしてこのような莫大な運動エネルギーが生成されたかを吟味し起源についての考察を行う必要がある。

4.2 HVCCs interpretation

HVCCs の解釈としては、現在までで 3 つの異なるタイプが存在する事が明らかになっている。CO 16.13-0.552 の起源を以下のタイプをもとに考察する。

1. shell タイプ

この構造は名前の通り分子ガスが球殻状に分布している。このような構造は超新星爆発のような爆発現象で説明できる事が分かっている。最近では、 $l = -1.2^\circ$ の領域において新たに 4 つの膨張シェル構造が発見

されている (Tsujiimoto *et al.* 2018)。

2. bridge タイプ

bridge タイプは分子雲同士の衝突により生じる特徴であり、位置-速度図上で速度の異なる二つの分子雲の間を繋ぐ様な形で現れる。さらには、衝撃によって巨大分子雲中に空洞が生じると考えられている。(Habe & Ohta *et al.* 1992)

3. simple タイプ

simple 型は銀経-速度図上で一本の線に見え、空間的にはコンパクトな点のように見える。この構造を持つ例としては CO-0.40-0.22 である (Oka *et al.* 2016)。CO-0.40-0.22 はブラックホールとの重力相互作用によって駆動された可能性があると考えられている。

以上のことを考慮すると、CO 16.13–0.552 においては明らかな対応天体がない事や、bridge 構造、空洞構造が見られない事から shell タイプおよび bridge タイプの可能性は完全には棄却できないが低いと考えられる。これより、CO 16.13–0.552 は simple タイプである可能性が高く、Bullet 同様突入モデルによって駆動された可能性がある。今後は、様々な輝線について追観測を行うことにより突入モデルの妥当性を吟味する。

5 Summary

本研究では HVCC 様の分子ガス成分を銀河系円盤部において探査する目的で、野辺山 45 m 望遠鏡で取得された CO $J=1-0$ 輝線サーベイデータを用いて解析を行った。その結果、銀河系円盤部における典型的な速度幅より有意に広い速度幅を有す分子ガス成分を約 60 個発見した。対応天体の有無を精査した結果、ある一つを除いて対応天体が存在した。対応が存在しない分子ガス CO 16.13–0.552 は、双極流起源、分子雲衝突起源、超新星残骸起源によって駆動された可能性が低い事から突入モデルによって CO 16.13–0.552 が生成された可能性がある。今後の展望としては、様々な輝線での追観測を行うことにより、CO 16.13–0.552 の起源について更なる理解が進むことが期待される。

Reference

- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., & Miyazaki, A. 2001, *Publ. As-tron. Soc. Japan*, 53, 787
- Sashida, T., Oka, T., Tanaka, K., *et al.* 2013, *Astrophys. J.*, 774, 10
- Yamada, M., Oka T., Takekawa, S., *et al.* 2017, *Astrophys. J. Lett.*, 834, L3
- Tsujiimoto, S., Oka, T., Takekawa, S., Yamada, M., Tokuyama, S., Iwata, Y., & Roll, J., 2018, *ApJ*, 856, 91
- Oka, T., Mizuno, R., Miura, K., & Takekawa, S. 2016, *Astrophys. J. Lett.*, 816, L7
- Habe, A., & Ohta, K. 1992, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 44, 203