

2018年度第48回
天文・天体物理若手夏の学校

集録集

星間

謝辞

2018年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所(研究会番号:YITP-W-18-02)を始め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、一般社団法人 豊橋観光コンベンション協会、光学赤外線天文連絡会、高エネルギー宇宙物理連絡会、野辺山宇宙電波観測所からのご支援、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

オーラルアワード(星間現象分科会)

順位	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	吉村勇紀	東京大学	M1	分子雲スケールで見た分子化学組成: SNR shock が与える影響
2位	日暮凌太	立教大学	M1	<i>Chandra</i> X線観測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
3位	前田龍之介	名古屋大学	M1	中性水素ガス衝突による星団形成の理論的研究

ポスターアワード(全分科会)

順位	分科会名	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	星惑	安部大晟	名古屋大学	M1	分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明に向けた数値シミュレーション
2位	星惑	櫻庭遙	東京工業大学	M2	エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成
3位	銀河	安藤誠	東京大学	M1	COSMOS領域における原始銀河団コアの探索

index

a1	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
a2	遠藤いずみ	窒素含有炭素質物質による新星ダストの同定
a3	吉村勇紀	分子雲スケールで見た分子化学組成: SNR shock が与える影響
a4	斎藤真梨子	「すざく」衛星を用いた超新星残骸 HB9 の高温プラズマの研究
a5	西田直樹	超高温プラズマの相対論的運動論
a6	中西佑太	強い衝撃波と星間媒質の相互作用: 超新星爆発による過電離プラズマ形成過程の理論的研究
a7	天野雄輝	<i>XMM-Newton</i> RGS による超新星残骸 N49 の X 線精密分光
a8	角地真	無衝突衝撃波生成実験
a9	日暮凌太	<i>Chandra</i> X 線観測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
a10	高木健吾	かに星雲の可視偏光の変動に関する研究
a11	岡知彦	Boomerang 領域からの超高エネルギーガンマ線観測
b1	中津川大輝	分子雲形成の金属量依存性
b2	小出凖人	銀河系外縁部 H ₂ O メーザー源に付随する分子雲構造の研究
b3	菅野頌子	高速度コンパクト雲 CO-0.26+0.02 の観測的研究
b4	後藤健太	ALMA による大マゼラン雲の巨大分子雲の詳細観測
c1	岩田悠平	銀河系中心高速度コンパクト雲 CO 0.02–0.02 の観測的研究
c2	辻本志保	銀河系中心 $l = -1.2^\circ$ 領域の観測的研究
c3	梨本真志	放射強度・偏光放射同時 SED フィッティングから探る星間ダスト物性
c4	佐伯駿	ペガススループにおける星間物質の階層構造と分子雲形成の関連性
c5	田崎翼	宇宙輻射輸送と光バイオイメーシング医学の共通点と相違点
c6	金盛祥大	非等方性を仮定した、磁気乱流のエネルギースペクトルが持つ波数依存性に関する議論
c7	石坂夏槻	無衝突プラズマ中の垂直衝撃波に関するレビュー
c8	Sei Shuto	磁化プラズマ中における無衝突衝撃波の生成実験
c9	安田晴皇	多波長非熱的放射に基づく超新星残骸モデルの構築
c10	小野彰子	銀河中心に位置する超新星残骸 Sgr A East の再結合優勢プラズマの形成シナリオ
c11	平山ありさ	すざく衛星による超新星残骸 IC 443 からの中性鉄輝線の発見

a1

中性水素ガス衝突による星団形成の理論的研究

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 ($M \gtrsim 10^4 M_\odot$, $t_{\text{age}} \lesssim 100 \text{ Myr}$) 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の衝突による星団形成の可能性が示唆された (Fukui et al. 2017)。本研究はこの観測を元に中性水素ガスの衝突による星団形成を理論的側面から検証する。ここではその第一段階として“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検証を行った。その結果ガス塊の質量の試算値は $10^6 M_\odot$ 程度になり、星形成効率を約 10% と低めに見積もったとしても星団形成に十分な質量のガス塊が衝撃波後面で形成可能だということがわかった。

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。ここで YMC とは質量が大きく若い ($M \gtrsim 10^4 M_\odot$, $t_{\text{age}} \lesssim 100 \text{ Myr}$) 星団を指す。YMC はその重要性とは裏腹に未だ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) にある質量約 $10^5 M_\odot$ 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。その結果以下の (i)~(iv) で示すような星団形成過程の描像が見えてきた。

- (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。

この観測的な示唆には理論的に不明瞭な点も多く存在し、星団の物理量がどの素過程に依存しているのかは解明されていない。

本研究は 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検証を行った。具体的には Inoue & Inutsuka (2009) と Chen & Ostriker (2014,2015) によるシミュレーションを用いて上述の観測をモデル化し、そのモデルを星団のスケールに応用することでガス塊の質量を試算した。本集録では HI ガス衝突による星団形成のモデル化の方法と、それによるガス塊の質量の試算値について示す。

2 Methods

ここでは星団形成のモデル化に必要な一般的な物理過程について紹介する。

2.1 Inoue & Inutsuka (2009)

銀河中では衝撃波は普遍的な現象であると考えられていて、約 1Myr に一度銀河中のガスは衝撃波を経験する。そのため衝撃波と星間ガス、特に HI ガスの相互作用は重要な物理現象である。ここで、HI ガスにおける衝撃波後面の物理量は Inoue & Inutsuka(2009) によるコンピュータシミュレーションで示されている。以下ではその概要を示す。

基本的な HI ガスのダイナミクスは理想磁気流体方程式と星間ガス中での加熱・冷却現象を考えることで記述する事ができる。Inoue & Inutsuka(2009)では以上のことを考慮した二次元の磁気流体シミュレーションを行い、衝撃波と HI ガスの相互作用について詳しく調べた。その結果衝撃波面において衝撃波前面と後面の総圧力は釣り合うという事がわかった。また、衝撃波前面の圧力は動圧が優勢で、後面では磁気圧が優勢であるということも示されている。これは衝撃波前面ではガスが勢いよく流れ込んでいるから他の圧力に比べ動圧が大きく、後面での磁気圧優勢は衝撃波による圧縮で磁場が増幅されることと、ガス圧は冷却によって小さくなることに起因する。以上のことから衝撃波前後の圧力平衡の式は以下ようになる。

$$\rho_0 v_{sh}^2 = \frac{1}{8\pi} B_{\parallel,1}^2 \quad (1)$$

ここで磁場の凍結より

$$\frac{B_{\parallel,0}}{\rho_0} = \frac{B_{\parallel,1}}{\rho_1} \quad (2)$$

となる。(1),(2) 式から衝撃波後面の平均的な密度の標識が

$$\rho_1 = \sqrt{8\pi} \rho_0^{\frac{3}{2}} \frac{v_{sh}}{B_0} \quad (3)$$

のように求まる。

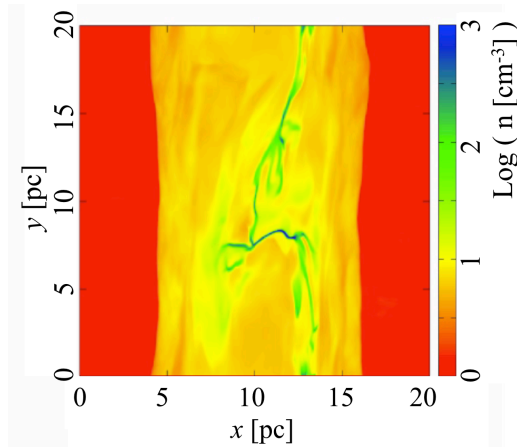


図 1: Inoue & Inutsuka(2009) による HI ガス衝突のシミュレーション

2.2 Chen & Ostriker (2014,2015)

Chen & Ostriker (2014,2015) では分子雲コアの形成のシミュレーションが行われている。それによると、以下のようなシミュレーション結果と整合的な分子雲コアの形成モデルが提唱されている。このモデルはコアは球が重力崩壊するのではなく円筒の重力崩壊によってコアが形成されるというものである。

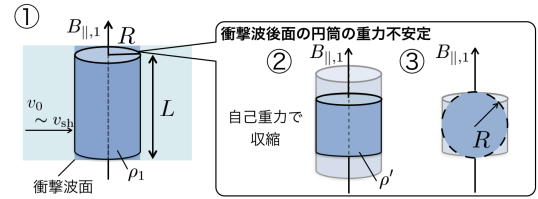


図 2: Chen & Ostriker (2014,2015) の分子雲コア形成モデル

- ① 円筒の質量 M_{cyl} が $M_{cyl} < M_{crit}$ のうちは重力エネルギーが磁場のエネルギーに勝てず、円筒は収縮できない (平板はどんなときでも平衡解をもつため)。
- ② M_{cyl} が $M_{cyl} > M_{crit}$ となると磁場は重力収縮をとめられない。そのため円筒は長さ方向に収縮し始める。
- ③ 磁場に沿った円筒の長さがジーンズ波長程度になったときガスは重力崩壊し分子雲コアが形成される。

以下ではこのモデルによって形成されるコアの質量 (円筒の質量 M_{cyl}) を求める。円筒の収縮は Mass to Flux ratio Γ (Nakano & Nakamura 1978, Mouschovias & Spitzer 1976) が 1 より大きくなるとおきる。

$$\Gamma \equiv \frac{M_{cyl}}{\Phi_B} \cdot 2\pi\sqrt{G} \quad (4)$$

ただし Φ_B は磁束を表す。Mass to Flux ratio は円筒中の磁場のエネルギーと重力エネルギーの比を表す無次元量である。磁場エネルギーと重力エネルギーは空間スケールの依存性が等しいため、初期に重力エネルギーが磁場のエネルギーに打ち勝っていないと円筒は収縮する事ができない。そのため円筒が収縮できる最小の質量 M_{crit} は円筒中の磁場のエネル

ギーと重力エネルギーが釣り合う程度であり、Mass to Flux ratio は 1 となる。このときの円筒の長さは

$$L_{\text{crit}} = \frac{B_{\parallel,1}}{\rho_1} \frac{1}{2\pi\sqrt{G}} \quad (5)$$

となる。 L_{crit} は磁場の効果の分ジーンズ波長より長い。Chen & Ostriker (2014,2015) のモデルによるとこの質量がジーンズ波長の球内に収まるとガス塊の重力崩壊がはじまる。そのため、円筒の半径はジーンズ波長を用いればよく、そのときのコアの質量は

$$M = \rho' \left(c_s \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho'}} \right)^3 \quad (6)$$

となる。ただし

$$\rho' = \frac{L}{\lambda_J} \rho_1 \quad (7)$$

とした。ここで衝撃波後面の λ_J はジーンズ波長、 c_s は音速を表す。

3 Results

2 章で紹介した物理過程を用いて、星団形成の観測をモデル化する。以下ではモデル化の方法と、このモデルによって形成される衝撃波後面でのクランプの質量を求める。

3.1 観測のモデル化

本研究では Fukui et al.(2017) の観測を以下のようにモデル化した (図 3)。

- ① SMC から LMC ヘガスが超音速で流入する。
- ② ガスが衝突し、衝撃波後面ではガスが圧縮される。
- ③ 衝撃波後面の質量が増えると、衝撃波後面は分裂しクランプが出来る。
- ④ クランプが崩壊して星団が形成する。

このモデルの特徴は衝撃波圧縮による密度の濃いガスが重力崩壊することであり、これによってコンパクトな領域に多数の星が存在する YMC の形成の説明を目指す。ここでモデル化には ①～②において Inoue & Inutsuka(2009) によるシミュレーションを用いており、③～④においては Chen & Ostriker(2014,2015) による分子雲コア形成シミュレーションを HI ガスに応用した。

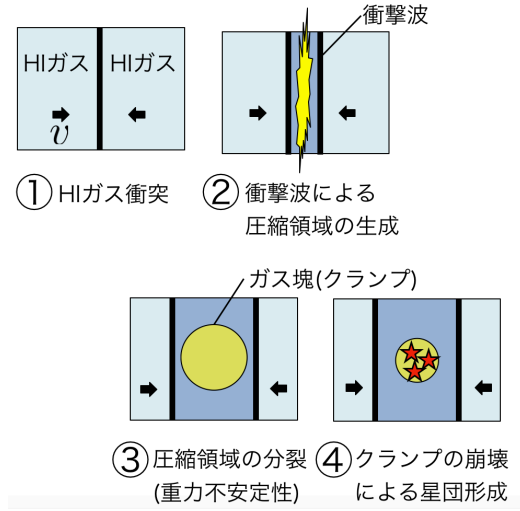


図 3: YMC 形成モデル

3.2 モデルの妥当性を見積もり

3.1 節のモデルが R136 を形成する質量を獲得できるかを具体的に見積もってみる。このモデルでは衝撃波後面のクランプが重力崩壊して星団になると考えているので、ここでは衝撃波後面に重力で束縛されたクランプの質量が観測と整合的な値をとりうるかということについて議論する。

本研究の対象である R136 の質量は約 $10^5 M_\odot$ である。星形成効率を 10% と仮定すると星団形成に必要なクランプの質量は約 $10^6 M_\odot$ ということになる。以降では $10^6 M_\odot$ の質量をもったクランプが出来れば目標とする質量の星団が形成可能と考え、以下の観測量を用いて質量の見積もりをおこなう (表 1)。ただし m_p は陽子の質量。

観測量	ガスの流入速度	密度	磁場
	$100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$	$1 m_p \text{ cm}^{-3}$	$1 \mu\text{G}$

表 1: LMC の観測量

はじめに 2.1 節の結果から衝撃波後面の物理量と衝撃波前面の物理量の関係がわかる。この値を用いて、2.2 節で議論したクランプの質量を導出する。具体的に観測量をもちいてクランプの質量 M_{crit} ・半径

R を見積もると、

$$M_{\text{crit}} \sim 10^6 M_{\odot} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \times \left(\frac{v_{\text{sh}}}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{T_1}{6000 \text{ K}} \right)^2 \quad (8)$$

$$R \sim 30 [\text{pc}] \left(\frac{n_0}{1 [\text{cm}^{-3}]} \right)^{-1/2} \times \left(\frac{v_{\text{sh}}}{100 [\text{km/s}]} \right)^{-1} \left(\frac{T_1}{6000 [\text{K}]} \right)^1 \quad (9)$$

となることがわかる。このモデルにおいて半径 30pc というスケールの重力不安定性から星団形成が可能な $10^6 M_{\odot}$ のクランプが形成可能であるとわかった。

4 Discussion

HI ガスでは衝撃波後面で熱不安定性という不安定性が起きる (Field 1965)。これは HI ガス中の加熱・冷却現象によるものである。図 4 の灰色の部分の熱不安定領域を表しているが、ここでは HI ガスは不安定になり灰色の状態を長い時間取ることはできない。

実際 Inoue & Inutsuka(2009) によるシミュレーションでも熱不安定性を確認する事ができ (図 1)、HI ガスは衝撃波後面で数密度 100 cm^{-3} ・温度 100K の CNM と数密度 1 cm^{-3} ・温度 10000K の WNM の二相構造になっている。

今回求めたクランプの質量は衝撃波後面の温度 T_1 に大きく依存している (式 8)。ここで HI ガスでは衝撃波後面でガスが二相構造をとるので衝撃波後面のガスの温度は一意に決まらない。そのため、衝撃波後面のクランプの質量も、クランプの質量が WNM・CNM のどちらの温度で決定されるかによって変化してしまう (表 2)。

	温度	コアの質量 M_{crit}
CNM	100K	$3 \times 10^2 M_{\odot}$
WNM	6000K	$10^6 M_{\odot}$

表 2: クランプの質量の違い

このことからこのモデルによって形成されるクランプの質量は実際にシミュレーションにより確かめる必要がある。

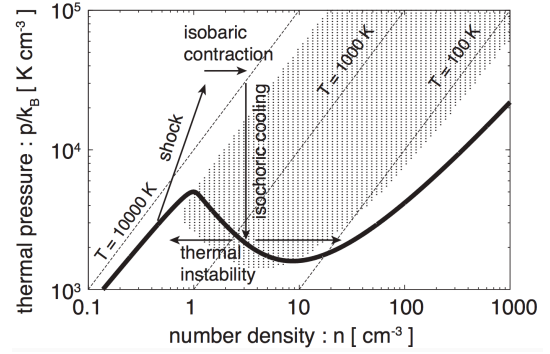


図 4: 熱不安定性 (Inoue & Inutsuka 2009)

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 Inoue & Inutsuka(2009)・Chen & Ostriker(2014,2015) を用いてモデル化した。またこのモデルにおけるクランプの質量は、クランプが CNM ではなく WNM の圧力で支えられている場合は $10^6 M_{\odot}$ という星団形成を説明するクランプが衝撃波後面で形成されるという事がわかった。

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

- Fukui, Y., Tsuge, K., Sano, H., Kenji, B., Yozin, C., Tachihara, K. & Inoue, T. 2017, PASJ, 69L, 5F
- Inoue, T. & Inutsuka, S. 2009, ApJ, 704, 161
- Chen, C.Y. & Ostriker, E.C. 2014, ApJ, 785, 69C
- Chen, C.Y. & Ostriker, E.C. 2015, ApJ, 810, 126C
- Field, G.B. 1965, ApJ, 142, 531F
- Nakano, T., Nakamura, T. 1978, PASJ, 30, 671N
- Mouschovias, T.Ch., Spitzer, L.Jr. 1976, ApJ, 210, 326M

a2

窒素含有炭素質物質による新星ダストの同定

遠藤 いずみ (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

未同定赤外バンドは様々な天体環境で普遍的に観測され、主に芳香族炭化水素の C-C あるいは C-H 結合に起因する。これまでその担い手の候補物質として多環式芳香族炭化水素 (PAH) 仮説が有用に用いられてきたが、現在でも実際の観測と整合性のとれる正確な物質の同定には至っていない。今回、我々は新星周囲の環境を模擬した手法で、炭化水素ダストと窒素のプラズマから窒素含有炭素質物質を合成し、その赤外特性が新星周囲で観測される未同定赤外バンドを極めてよく再現することを見出した。さらに、物性分析によりこの物質は N/C 比 (原子比) が 4-5% 程度で、アミン (C-N) の構造を持つことがわかった。本研究結果は未同定赤外バンドの担い手について従来の炭化水素モデルに加えて、窒素の含有が鍵となることを示唆している。

1 Introduction

これまで星間ダストの物性を理解するために観測、実験、理論の様々な手法を用いた研究が行われてきたが、我々が実験室で手にするダストで実際の宇宙空間ダストと同一性が認められたものはほとんど無い。近年、大気吸収を受けない赤外衛星観測により、様々な天体環境で普遍的に観測される未同定赤外バンドの近-中間赤外の情報がもたらされるようになった。未同定赤外バンドは主に芳香族/脂肪族の C-C および C-H 結合に起因するとされている。これまでその担い手としては多環式芳香族炭化水素 (PAH) 仮説が広く受け入れられてきたが、現在でも実際の観測と整合性のとれる正確な物質の同定には至っていない。近年では従来の炭素-水素のみのモデルに、窒素などの原子を加えたものがより現実的な担い手として提案されている (e.g. Mixed aromatic and aliphatic organic nanoparticles; Kwok & Zhang 2011)。そのため担い手のより詳細な物性理解のために、窒素を含む炭化水素ダストの合成実験を行い、その赤外特性を調べることは非常に重要である。今回我々は 2.45GHz マイクロ波電源装置を用いて、炭化水素ダストに窒素プラズマを

晒すことで、窒素含有炭素質物質 (Nitrogen-included Carbonaceous Compounds; NCC) を合成し、従来のどの物質よりも、その赤外特性が新星周りで観測される "Class C" (Peeters et al. 2002) と呼ばれる未同定赤外バンドの特徴 (e.g., Helton et al. 2011) に非常によく類似していることを見出した (Endo et al. 2018)。

2 Experiment

急冷炭素質物質 (Quenched Carbonaceous Composite; QCC) は、メタンガスから発生させたプラズマを急冷凝縮することにより合成される炭化水素であり、その合成方法は晩期型巨星での炭素質ダストの凝縮過程をよく模擬する (Sakata et al. 1983)。QCC の赤外吸収スペクトルは芳香族/脂肪族の C-C および C-H 結合に起因し、未同定赤外バンドの担い手の物性を理解する上で有用な実験室ダストであることが知られている (Sakata et al. 1984, 1987)。図 1 は窒素含有炭素質物質 (NCC) の合成実験装置の模式図である。NCC は、Si 基板上に堆積させた QCC をプラズマ反応室に設置し、 10^{-4} 以下に真空引きした後、4Torr の窒素ガスを導入した状態で、マ

マイクロ波電源装置 ($I=0.2\text{A}$, $V=1.5\text{kV}$; 300W) を用いて QCC を窒素プラズマと相互作用させ、急冷凝縮することで生成される。

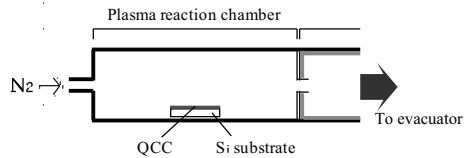


図 1: NCC 合成装置の模式図

3 Results

我々は反応時間を変化させて NCC の合成実験を行った。図 2 は QCC, 反応時間 10s で合成した物質, 反応時間 30s で合成した物質 (それぞれ NCC(10s), NCC(30s) と呼ぶ) の赤外吸収スペクトルである。QCC のスペクトルには芳香族/脂肪族の C-H あるいは C-C 結合に起因する一連の feature が見られる。NCC(10s) のスペクトルには QCC の feature がほとんど残っているが、その強度は減っており、さらに $7.50\text{-}7.65\mu\text{m}$ 付近に新たに broad な feature が現れている。また、 $2.95\mu\text{m}$ 及び $4.50\mu\text{m}$ に新たな feature が現れており、それぞれ N-H あるいは N-H₂ と C≡N に起因する。また、QCC で最も強い脂肪族 C-H に起因する $3.42\mu\text{m}$ の feature が弱くなっている。対して、NCC(30s) の赤外吸収スペクトルの格好は大きく変わっている。最も特徴的なのは $8\mu\text{m}$ 付近に現れた非常に broad な feature ある。NCC(10s) の物質に見られた $2.95, 4.50\mu\text{m}$ の feature は見られない。また、脂肪族 C-H の $3.42\mu\text{m}$ の feature はほとんど見えなくなっている。さらに、QCC と比較して $11.40\mu\text{m}$ (Aromatic C-H) が残っており、 $6.20\mu\text{m}$ (Aromatic C-C) の feature は $6.25\mu\text{m}$ に、 $11.90\mu\text{m}$ (Aromatic C-H) の feature は $11.96\mu\text{m}$ にピークがシフトしている。

また、反応時間を 30s より長く合成したところ、30s と似たような赤外特性をもつ物質ができた。

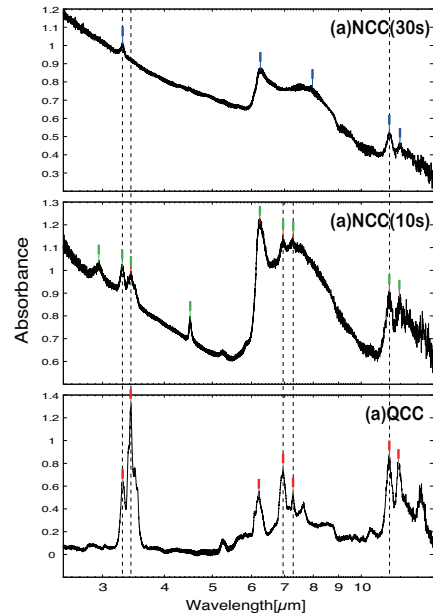


図 2: QCC, NCC(10s), NCC(30s) の赤外吸収スペクトルの比較

4 Comparison with observations

未同定赤外バンドは $6.2\mu\text{m}$ 付近の feature と $7.2\mu\text{m}$ 付近の feature のピーク位置により Class A、Class B、Class C に分類される (Peeters et al. 2002)。Class A はそれぞれ $6.22\mu\text{m}$, $7.7\mu\text{m}$ 、Class B は $6.24\text{-}6.28\mu\text{m}$, $7.8\mu\text{m}$ 、Class C は $6.3\mu\text{m}$, $8.22\mu\text{m}$ にピークを持つ。また、Class A と Class B は $8.6\mu\text{m}$ 付近に feature を持つが、Class C にはそれは見られず、代わりに $8.22\mu\text{m}$ 付近の feature が非常に broad になっていることが特徴である。Class C の未同定赤外バンドは低温星のほか、新星の周りでも観測されるこ

とがわかっている (Helton et al. 2011)。図 3 は NCC(30s) の赤外吸収スペクトルと爆発後 116 日時点での新星 V2361Cyg で観測された未同定赤外バンドの比較である。V2361Cyg は $6.37, 7.96, 11.50, 12.30 \mu\text{m}$ 付近にピークをもつ。一方、NCC(30s) は $6.25, 8, 11.40, 11.96 \mu\text{m}$ 付近にピークを持ち、ピーク位置及びバンド幅等の格好が非常によく似ていることがわかる。もっとも重要なのは我々は新星爆発時に放出されるプラズマガスが既存の炭素質ダストと相互作用する過程を模擬した現実的な手法で、初めて実際の未同定赤外バンドと極めてよく似た赤外特性をもつ実験室ダストの合成に成功したことである。

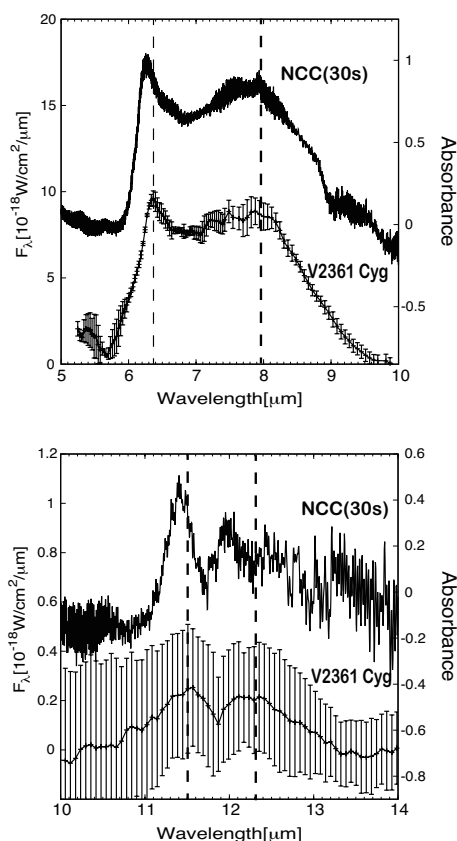


図 3: NCC(30s) の赤外吸収スペクトルと新星 V2361Cyg で観測された未同定赤外バンド (Helton et al. 2011) の比較

5 Chemical analysis and Discussion

NCC の物性を調べるために、X 線吸収端近傍構造 (XANES) の解析と、元素分析/同位体比質量分析計 (EA/IRMS; JAMSTEC) を用いた N/C 比の測定を行った。図 4 は、QCC、NCC(10s)、及び NCC(30s) に対して行った C-XANES のスペクトル及び、NCC(10s) と NCC(30s) に対して行った N-XANES のスペクトルである。C-XANES では、 $285.3\text{-}5\text{eV}$ のピークは芳香族 C の $1s$ 内核から π^* 軌道への遷移に対応し、 293.2eV のピークは芳香族 C の $1s$ 内核から σ^* 軌道への遷移に対応する。このピーク強度の比 π^*/σ^* は NCC(30s)、NCC(10s)、QCC の順に小さく、この順に sp^2 炭素が少ない、つまり芳香族 C が少ない (Muramatsu et al. 2011)。また、赤外分光スペクトルでは、脂肪族 C-H に由来する $3.4 \mu\text{m}$ の feature は QCC では一番強く、NCC(10s) では弱く、NCC(30s) ではほとんど見えなくなっており、脂肪族 C もこの順に少ない。N-XANES の結果から NCC(10s)、NCC(30s) とともに $\text{C}=\text{N}$ ($398.7\text{-}9\text{eV}, 399.9\text{-}400.1\text{eV}$) および $\text{C}-\text{N}$ (400.6eV) の構造が形成されており、芳香族/脂肪族炭化水素の代わりに窒素と結合した構造が多くなっている。赤外吸収分光の結果から、NCC(10s) で見えていた $\text{N}-\text{H}_2$ あるいは $\text{N}-\text{H}$ に起因する $2.95 \mu\text{m}$ の feature と $\text{C}\equiv\text{N}$ に起因する $4.5 \mu\text{m}$ の feature は NCC(30s) では見られなかった。XANES での $\text{C}\equiv\text{N}$ のピークは $399.7\text{-}399.9\text{eV}$ 付近に現れることがわかっており、他のピークと比較した際に $399.9\text{-}400.1$ のピークが NCC(10s) では強くなっているのは $\text{C}\equiv\text{N}$ の影響と考えられる。また、 $\text{C}=\text{N}$ 、 $\text{C}-\text{N}$ 共に NCC(30s) の方が少なく、 $\text{C}-\text{N}/\text{C}=\text{N}$ 結合数の比は NCC(30s) の方が大きくなっているが、赤外分光の結果から NCC(10s) の N は水素と結合しているものが多いのに対し、NCC(30s) では N は炭素骨格に入り込んでいるものが多いと考えら

れる。赤外領域では、C=N のピークは $6\mu\text{m}$ 付近にあらわれるが、今回得られた NCC(30s) の赤外スペクトルではあまり顕著ではなく、 $6.25\mu\text{m}$ (芳香族 C-C) のピークに埋もれていると考えられる。C-N の赤外領域でのピークは $7.5\text{--}9.8\mu\text{m}$ 付近に存在し、NCC(30s) の $8\mu\text{m}$ 付近のバンドは芳香族 C-C 結合 ($7.6\text{--}8.0\mu\text{m}$) および C-N ($7.5\text{--}9.8\mu\text{m}$) に起因すると考えられる。また、N 原子が芳香族構造に入り込むことで各結合の周辺構造に多様性が生まれていることが、バンド幅が広がっている原因と考えられる。EA/IRMS を用いた N/C 比の測定は NCC(30s) と NCC(10s) に対して行った。非常に微量 ($\sim$ 数 μg) で分析が可能であり、赤外顕微分光観測で図 2 のスペクトルが得られた試料の領域を採取して測定を実施した。その結果 NCC(10s) の N/C 比は原子比で $3.6\text{--}4.0\%$ であった。対して、NCC(30s) では N/C 比が原子比で $4.1\text{--}5.3\%$ となった。

6 Conclusion

本研究で我々は初めて実際のダストと比較可能な現実的な手法で、未同定赤外バンドを極めてよく再現する実験室ダストの合成に成功した。本研究結果は未同定赤外バンドの担い手について従来の炭化水素モデルに加えて、窒素の含有が鍵となることを示唆する。新星周囲に見られる未同定赤外バンドは一般的に広く観測される未同定赤外バンドとは異なる特徴を持つ特殊なものであるが、新星ダストはその同位体比が一致することから、太陽系ダストとの関連が指摘されており、その担い手の物性を理解することは非常に重要である。今後、本研究を発展させ、様々な実験パラメータを変化させて合成した NCC の物性解析を行い、その赤外特性を新星周囲の未同定赤外バンドと比較することで、その担い手の物性とその時間変化の様子を定量的に理解することを試みる予定である。

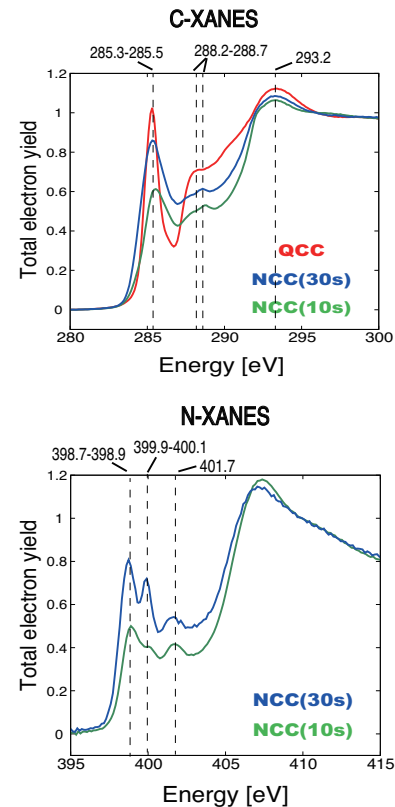


図 4: QCC, NCC(10s), NCC(30s) の C-XANES スペクトルおよび NCC(10s), NCC(30s) の N-XANES スペクトル

Reference

- Endo, I. et al. 2018, JAXA Pub. Ser., JAXA-SP-17-009E, 305
- Helton, L. A. et al. 2011, EAS Pub. Ser., 46, 407
- Kwok, S. & Zhang, Y. 2011, Nature 479, 80
- Muramatsu et al. 2009, Jpn. J. Appl. Phys. 48 066514
- Peeters, E. et al. 2002, A&A 390, 1089
- Sakata, A. et al. 1983, Nature 301, 493
- Sakata, A. et al. 1984, ApJ 287, L51
- Sakata, A. et al. 1987, ApJ 320, L63

a3

分子雲スケールで見た分子化学組成: SNR shock が与える影響

吉村 勇紀 (東京大学大学院理学系研究科附属天文学教育研究センター)

Abstract

野辺山 45 m 望遠鏡/FOREST 受信機を用いて行なった、系内分子雲 G23.0-0.4 に対する 3 mm 帯の mapping line survey の結果を報告する。G23.0-0.4 は 4 つの超新星残骸 (SNR、候補を含む) との相互作用が報告されている、系内では稀な天体である。SNR はそれ自体 pc スケールに広がった天体であり、分子雲スケールの分子化学組成に影響を与えることが期待される。観測の結果、CCH、HNCO、 HCO^+ 、HCN、HNC、 N_2H^+ 、 CH_3OH 、CS、SO といった 3 mm 帯における主要な分子の検出に成功したが、Shock トレーサーの SiO や CH_3OH は未検出または限られた高密度領域での検出にとどまり、分子雲スケールで SNR の shock が化学組成に与える影響は見出せなかった。一方、空間的に広がり γ 線源とも関連した HCN の分布から、高い宇宙線密度が分子雲スケールの化学組成に影響を与えている可能性が考えられる。

1 Introduction

星間空間における分子化学組成を調べることは、領域の物理・化学状態を診断する上で非常に重要である。従来分子種の探査はホットコアのような高密度でかつ狭い (< 0.1 pc) 領域でよく行われてきたが、近年では受信機や分光計の高感度化・広帯域化により、より大きなスケール (~ 10 pc) での分子種の探査を行うことが可能になりつつある (例えば [8]、[12])。このような必ずしも高密度ではない領域を含んだ分子雲スケールに相当する化学組成は、金属量や銀河の動力学などの影響を受けることが報告されており ([10]、[17])、それ自身として重要な意味を持つ。さらに系外銀河においては ALMA をもってしても分解能は 10 pc 程度が限度であり、分子雲スケール以下に分解することは難しい。よって系内分子雲に対して mapping line survey を行い、分子雲スケールの化学組成のテンプレートを作成することは系外銀河の研究においても重要である。

系内における mapping line survey はこれまで複数の大質量星領域で実行されているが (例えば [11]、[18])、今回我々は未だ調べられていない、超新星残骸 (SNR) が分子雲スケールの化学組成に与える影響に着目した。SNR はそれ自体 pc スケールに広がった天体であり、膨張シエルの shock や加速された宇宙線などが分子雲スケールの化学組成に影響を与えるとしても不思議ではない。本研究ではターゲット

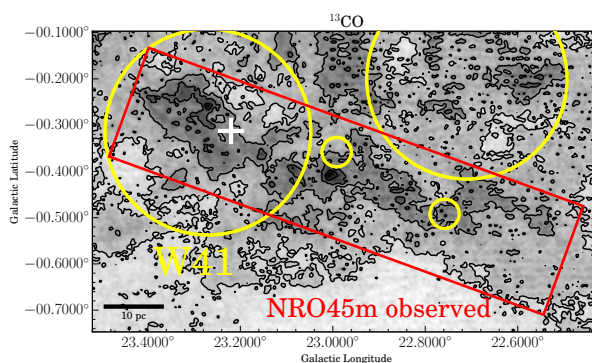


図 1: 観測領域 (赤) を FUGIN で得られた ^{13}CO の積分強度図上に示す。円 (黄) は SNR (候補) を表し、+印 (白) は γ 線源 HESS1834-087 である ([5])。

として、W41 を含む 4 つの SNR (候補を含む) との相互作用が報告されている分子雲 G23.0-0.4 ([13], 距離 ~ 4.4 kpc) を選び、分子雲スケールでの化学組成の探査を行なった。

2 Observation

野辺山 45 m 望遠鏡/FOREST 受信機を用い、G23.0-0.4 に対して 3 mm 帯の mapping line survey を行なった (PI: Y. Yoshimura)。バックエンドには SAM45 を用い、周波数分解能は 488.8 kHz に設定した。強度較正はチョッパー・ホイール法で行い、main beam efficiency は観測所が測定した値 ($\sim 55\%$ @86 GHz) を用いた。観測は On-The-Fly モードを用い、計 $60' \times 15'$ (実スケールにして $77 \text{ pc} \times 19 \text{ pc}$) の領域に対し mapping を行なった。Pointing については

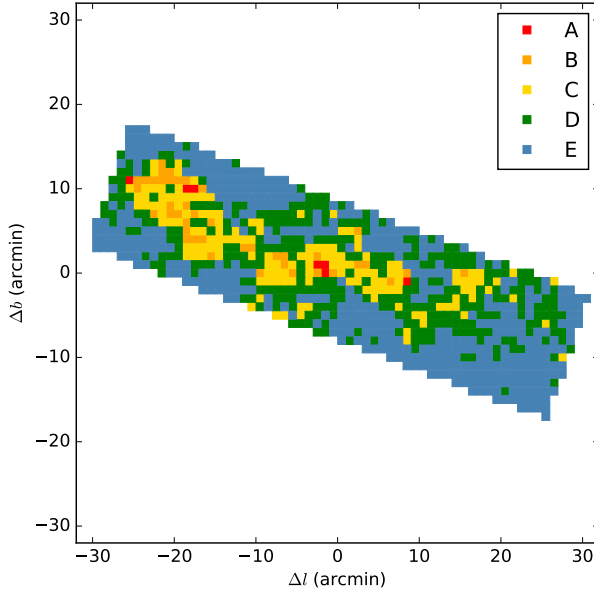


図 2: 観測領域を $1' \times 1'$ のピクセルに分割し、各ピクセルの平均 ^{13}CO 積分強度に応じて A – E の 5 つの subregion を定義して色付けした map。

約 1.5 時間ごとに SiO メーザー源 (IRC+00363) を観測し概ね $6''$ 以内の精度であることを確かめた。観測中の典型的なシステム温度は $200 - 300 \text{ K}$ 程度であった。また ^{13}CO については野辺山 45 m 望遠鏡のレジスプロプロジェクトの 1 つ FUGIN([15]) の公開データを使用した。

3 Results

3.1 分子雲スケールの 3mm 帯スペクトル

$77 \text{ pc} \times 19 \text{ pc}$ の map 全体を平均して得られたスペクトルを図 3 最下部に示す。今回我々は G23.0-0.4 の分子雲スケールのスペクトルから、 H^{13}CN 、 H^{13}CO^+ 、 CCH 、 HNCO 、 HCO^+ 、 HCN 、 HNC 、 N_2H^+ 、 CH_3OH 、 CS 、 SO の各分子を検出することに成功した。さらに平均スペクトルがどういった密度領域から寄与しているか調べるために、map を ^{13}CO の積分強度に基づいて A、B、C、D、E の 5 つの subregion に分割した (図 2、積分強度の区分については図 3 も参照せよ)。各 subregion ごとの平均スペクトルも同じく図 3 に示す。なお各分子種の相対的な強度がわかりやすいよう、 HCO^+ の見た目の大きさが同じになる縮尺にしている。以下、各分子種の傾向について概観する。

$\text{HCN}/\text{HCO}^+/\text{CS}$: CO よりも critical density が高いため、より濃いガスのトレーサーとして系内・系外間

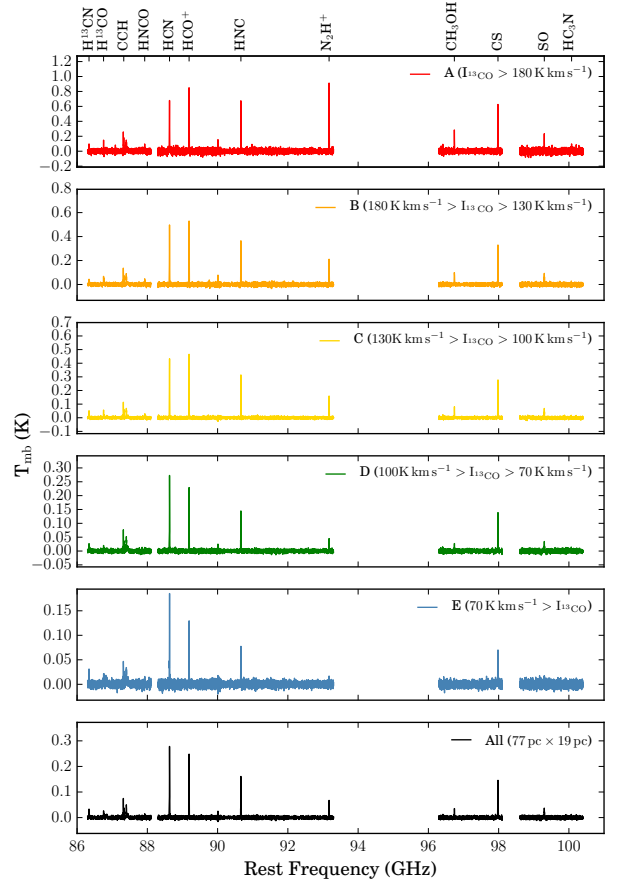


図 3: A – E の subregion 及び map 全体の平均スペクトル

わず多用されるラインである (例えば [2])。しかし、E のような比較的密度の低い領域においても有意に検出されていることから、必ずしも良い dense gas tracer とはならないことが示唆される。また HCN/HCO^+ 比は系外銀河において AGN の有無の診断に使われる ([7]) など様々な指標になっている。本領域では A から E にかけて HCN と HCO^+ の強度の逆転が起きている (これについては後で詳しく議論する)。

N_2H^+ : この分子も同じく dense gas のトレーサーとしてよく用いられている。本領域では最も高密度領域である A で $\text{HCN}/\text{HCO}^+/\text{CS}$ をも上回る強度になっているが、B – E では非常に弱くしか受かっていない。このことから、 HCN や HCO^+ と比較すると、 N_2H^+ はより忠実な dense gas トレーサーになっていることが示唆される ([12] も参照せよ)。

CH_3OH : 気相中の反応ではほとんど形成されず ([3])、ダスト表面での形成が主であり ([16])、shock や heating によってダストから気相中に昇華したも

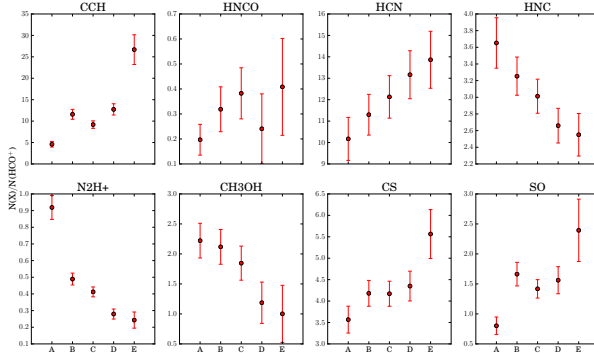


図 4: 主な分子種の柱密度と HCO^+ の柱密度との比。A – E の各領域ごとにプロットした ($n_{\text{H}_2} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, 30 K)。

のが検出される。そのため、shock トレーサーとして用いられる。本領域では N_2H^+ と同様に A での強度が高い他は、比較的弱い検出にとどまっている。

CCH: 気相中で C^+ から効率よく形成されるため、 C^+ が卓越する光解離領域 (PDR) のトレーサーとして用いられる。 HCO^+ の強度と比較すると、A – E に渡って相対的な強度はほとんど変化がない。

HNC: HNC は高温環境では $\text{HNC} + \text{H} \rightarrow \text{HCN} + \text{H}$ という反応が進むため、HCN との比を取ることで温度のおおよその指標になる ([6])。HCN/HNC 比は A から E にかけて高くなっている。

3.2 柱密度比較

スペクトルの強度比較だけでは光学的厚みの影響などが考慮されないため、各分子の abundance で比較できるよう柱密度の計算を行った。柱密度の計算には non-LTE の輻射輸送計算コード RADEX([14]) を使用した。現段階では各分子 1 つの遷移しか観測できていないため、 H_2 の密度と温度を仮定する必要がある。密度については $n_{\text{H}_2} = 10^3, 10^4, 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、温度については 10, 30, 50 K とパラメータを振って計算結果を比較した。柱密度自体は温度・密度の仮定によって結果が大きく異なったが、柱密度の比については傾向に大きな変化が生じず、また強度比較での傾向とも大きく変わらないことが確認された。図 4 では密度が $n_{\text{H}_2} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ 、30 K の場合を示す。

4 Discussion

4.1 SNR shock の影響

今回我々はまず第一に SNR shock が分子雲スケールの化学組成に何らかの影響を与えるであろうとい

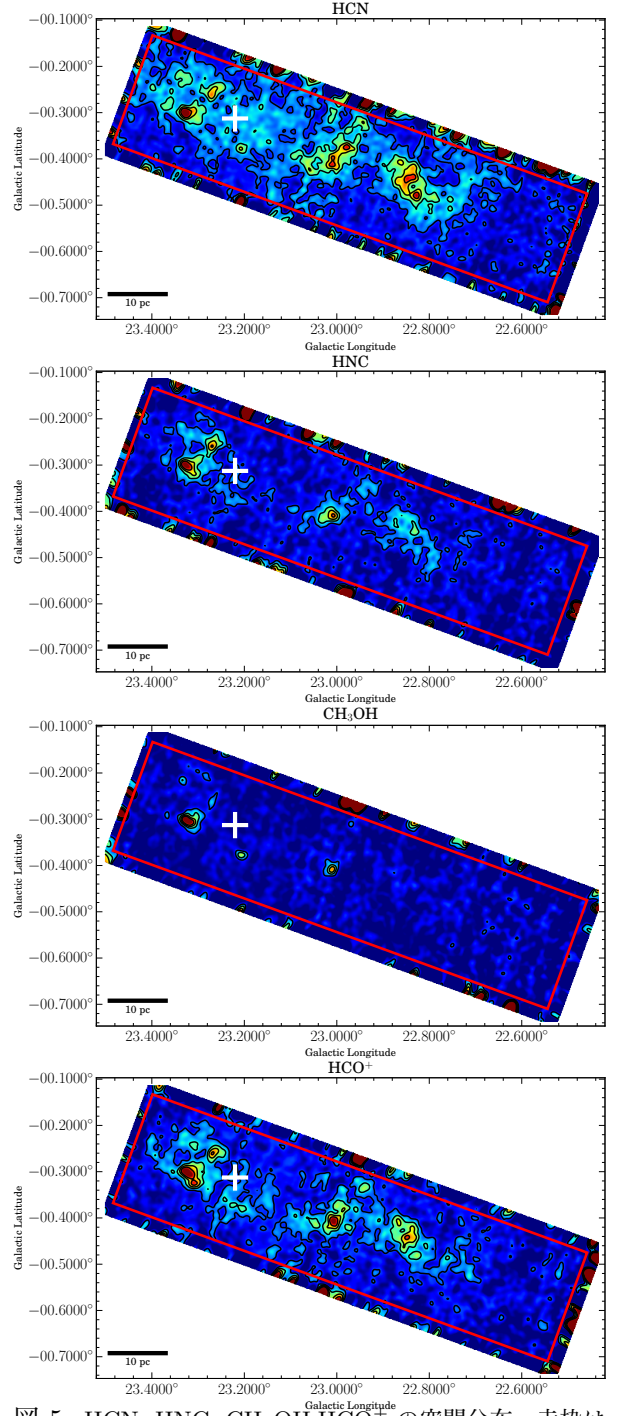


図 5: HCN, HNC, CH_3OH , HCO^+ の空間分布。赤枠は FOREST の 4 ビーム全てがカバーされた領域。+印 (白) は γ 線源 HESS1834-087 である ([5])。

う仮説を立てていたが、結果として強い shock のトレーサーである SiO は検出されず、 CH_3OH は高密度領域からの検出にとどまった (E では未検出)。このことから、分子雲スケールの化学組成に (SNR) shock

はあまり影響及ぼさないことがわかった。むしろ、化学組成は先行する他の mapping line survey の結果 ([11]、[18]) とよく似ており、分子雲スケールでの化学組成が shocked region であっても普遍性を保持することが示唆される。

4.2 Cosmic-ray induced chemistry?

一方、予想外であったのが HCN/HCO⁺ 比の振る舞いである。他の mapping line survey ではこの比は濃い領域から薄い領域にかけて減少していくことが報告されているが、本領域では真逆で濃い領域から薄い領域にかけて増加している。これは図 5 に示した通り HCN が HCO⁺ に対して (薄い領域に渡って) 空間的に広がっていることに起因している。この広がった HCN の分布は高エネルギー γ 線源の位置 (図 5 の + 印) とも相関することから、宇宙線 (CR) に関係した chemistry として以下のシナリオを考えた。

1. CR induced UV photodesorption

領域内の SNR W41 に対しては高エネルギー γ 線源が見つかった。これは CR と H が相互作用する際の π^0 -decay によって生じた γ 線が支配的だと考えると、高い CR density を示唆する。CR と H₂ が相互作用することで 2 次的に UV 光子を生み出し、これによる photodesorption によってダスト上の HCN が気相中に放出される、というのがこのシナリオである。photodesorption は気相中の CH₃OH の形成にはほとんど寄与しないことが実験から報告されており ([9])、本領域では低密度領域で CH₃OH が卓越しないことも整合する。一方 CH₃OH と同じくダスト上で形成される H₂CO の気相中の abundance はこの photodesorption が寄与することが報告されている ([9])。このシナリオのさらなる検証には 70 GHz 帯や 140 GHz 帯の H₂CO の観測が不可欠である。

2. Mechanical heating by CR

同じく高い CR density に起因する chemistry としては、CR の力学的加熱によるいわゆる “High temperature chemistry” ([4]) が考えられる。高温環境では CN の水素化や $\text{HNC} + \text{H} \rightarrow \text{HCN} + \text{H}$ といった反応が進行し、HCN の abundance が増える。これは高い HCN/HCO⁺ 比のみならず、HCN/HNC 比も薄い領域になるに従い高くなっていることも説明できる。ただし、“High temperature chemistry” は典型的に

は数百 K の高温状態が要求され、そこまでの加熱が可能かは定かではない。CR の分子雲への影響を定量的に見積もるためには、例えば DCO⁺/HCO⁺ 比などを用いて ([1])、CR ionization rate といった指標を測ることが重要である。重水素化物の観測にもやはり 70 GHz 帯や 140 GHz 帯での観測が重要である。

5 Conclusion & Future work

今回我々は SNR との相互作用が報告されている分子雲 G23.0-0.4 に対し、3 mm 帯の mapping line survey を行なった。得られた分子雲スケールの化学組成からは SNR shock の影響は見出せなかったが、他の領域とは異なる HCN/HCO⁺ 比の振る舞いから、CR に関係した chemistry の存在を示唆する結果となった。考えられる複数のシナリオを切り分け、より強い制限を与えるにはさらなる観測が必要である。我々はすでに JCMT に対し 0.8 mm 帯の mapping line survey を提案し採択されている。これは 2018 年 8 月からのセメスターで観測される見込みであり、高励起のラインを観測することでより正確な各分子の abundance を見積もることが期待される。さらに CR に関係した chemistry で重要と考えられる H₂CO や重水素化物については野辺山 45m/T70 受信機による追観測の提案も検討している。

Reference

- [1] Ceccarelli, C. et al. 2011 ApJ, 740, L4
- [2] Gao, Y. et al. 2004, ApJ, 606, 271
- [3] Geppert, W. D. et al. 2006, FaDi, 133, 177
- [4] Harada, N. et al 2010, ApJ, 721, 1570
- [5] H.E.S.S. Collaboration et al. 2015, A&A, 574, 27
- [6] Hirota, T. et al. 1998, ApJ, 503, 717
- [7] Izumi, T. et al. 2016, ApJ, 818, 42
- [8] Kauffmann, J. et al. 2017, A&A, 2017, 605, L5
- [9] Martin-Domenech, R. et al. 2016, A&A, 589, A107
- [10] Nishimura, Y. et al. 2016, ApJ, 818, 161
- [11] Nishimura, Y. et al. 2017, ApJ, 848, 17
- [12] Pety, J. et al. 2017, A&A, 599, 98
- [13] Su, Y. et al. 2015, ApJ, 811, 134
- [14] van der Tak et al. 2007, ApJ, 468, 672
- [15] Umemoto, S. et al. 2017, PASJ, 69, 78
- [16] Watanabe, N. et al. 2002, ApJL, 571, L173
- [17] Watanabe, Y. et al. 2016, ApJ, 819, 144
- [18] Watanabe, Y. et al. 2017, ApJ, 845, 116

a4

「すざく」衛星を用いた超新星残骸 HB9 の高温プラズマの研究

斎藤 真梨子 (奈良女子大学大学院 人間文化研究科)

Abstract

HB9 は銀河系内に位置する複合形態型超新星残骸である。ぎんが衛星の観測では高温プラズマからの放射に加え、1.5keV 以上のエネルギーバンドで硬 X 線放射が検出された。先行研究ではこの起源の候補として近傍の電波銀河 4C+46.09, 銀河団ガス, HB9 の高温プラズマの 3 つが示唆されているが未解決となっている。本研究では、X 線プラズマ観測に優れた「すざく」で得られた 2 つのデータのうち西側の領域について解析を行った。スペクトルには 3keV 以上のエネルギーバンドで SNR に起源を持つ X 線放射はほとんど見られず、この領域ではぎんが衛星で観測した X 線放射が HB9 に付随する可能性は低いと考えられる。また、プラズマモデルを使って全体スペクトルの再現を試みた結果、1 成分の電離非平衡プラズマモデルがスペクトルをよく再現することがわかった。得られた元素組成比から、Ia 型超新星であった可能性が高いと考えられる。

1 Introduction

超新星爆発が発生すると恒星の物質は速度 $V_{ej} \sim 10^4 km/s$, 運動エネルギー $\sim 10^{51} erg$ で星間空間に飛散する。(噴出物:イジェクタ) この速度は音速を大きく超えるため星間空間に強い衝撃波を発生させる。この衝撃波によって星間空間とイジェクタは数千万度の高温プラズマ状態にまで加熱される。これが超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR) である。SNR からの X 線放射は星が爆発する前の状態や爆発の際にどのような元素を放出したのかを知るための重要な手がかりである。Ia 型超新星では鉄やニッケルのような元素を多く放出する。一方、重力崩壊型の超新星は鉄よりもネオンやマグネシウムのような元素を多く放出する。したがって、SNR のプラズマからの X 線放射を観測すれば爆発の形態を解明することにつながる。SNR のプラズマは電離非平衡 (Non Equilibrium Ionization; NEI) 状態から長い時間をかけて電離平衡 (Collisional Ionization Equilibrium; CIE) 状態へと進化する。観測されるプラズマのほとんどは NEI である。

SNR は X 線と電波の観測によって分類され、両方で球殻状の放射を示すシェル型、中心集中した放射を示すかに星雲型と異なる放射形態を示す複合形態型が存在する。複合形態型は、X 線で中心集中した熱的放射、電波で球殻状の非熱的放射が観測されるがどのような原因で中心集中型とシェル型が共存し

ているのかは未だに議論が続いている。

HB9(G160.9+2.6) は複合形態型 SNR に属し、年齢 ≈ 7700 年 (Leahy & Aschenbach 1995), 距離 $0.8 \pm 0.4 kpc$ (Leahy & Tian 2007) と見積もられており、現在発見されている SNR の中で最も地球に近い可能性がある。ぎんが衛星の観測では $kT \sim 0.7 keV$ の高温プラズマからの放射に加えて 1.5keV 以上の硬 X 線放射が観測された。(Yamauchi & Koyama 1993) また、周囲にパルサーの候補となる中性子星が観測されていることから II 型の超新星であったと予測されている。(Leahy & Tian 2007) しかし、感度の優れた X 線検出器の観測対象になったことがなかったため詳しい性質は明らかになっていない。そこで、今回はすざく衛星で観測した HB9 のスペクトルをプラズマモデルで再現し元素の物理量について調査したい。HB9 の高温プラズマの状態を明らかにすることで硬 X 線放射の起源との関係や超新星のタイプを議論する。

2 Observations

HB9 はすざく衛星に搭載されている X 線 CCD カメラである XIS(X-ray Imaging Spectrometer) によって図 1 に示された 2 つの領域 (白い枠) について観測が行われた。本研究では、図 1 に示す 2 観測のうち西側領域のデータを用いた。XIS は全部で 4 台搭載

されているが故障や検出器由来のバックグラウンドの問題から解析には XIS0 と 3 のみを用いた。

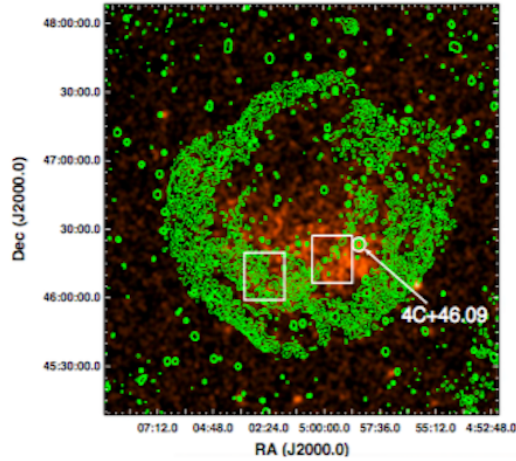


図 1: SNR HB9 の観測イメージ。オレンジは ROSAT 衛星による軟 X 線観測 (0.1-2.4keV) でその上に緑の電波観測による結果 (Rengelink et al. 1997) を重ねている。

3 Results

3.1 X 線イメージ

放射形態を詳しく調査するためにエネルギーバンドを 0.5-4.0keV に分割したイメージと 4.0-10.0keV に分割したイメージを図 2 と図 3 に示す。図 2 の低エネルギーバンドでは北東と南西に点源が存在し、検出器全体に広がった放射が見られる。図 3 の高エネルギーバンドは図 2 と比較すると点源以外に目立った放射がほとんど見られない。

3.2 解析領域

図 2 にスペクトル解析に利用した領域を緑色の線で示す。ここではできるだけ多くの光子を解析に利用するために各検出器に共通する最大の領域を指定した。さらに HB9 自身の放射を解析するために、点源 (白い破線) を除去した。以上の解析領域からスペクトルを抽出してモデルフィットを行う。

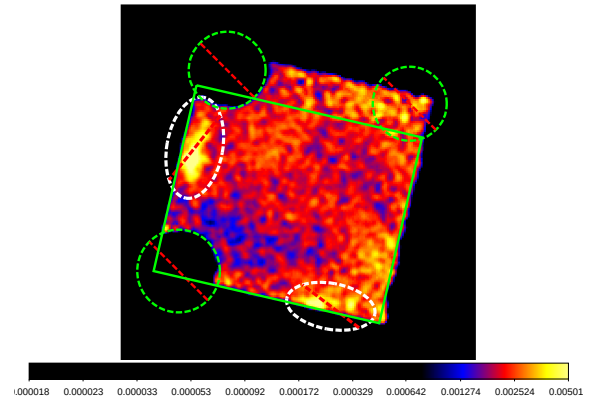


図 2: XIS0 と XIS3 を足し合わせた HB9 の西側領域の観測イメージ (0.5-4.0keV)。vignetting 補正が行われている。

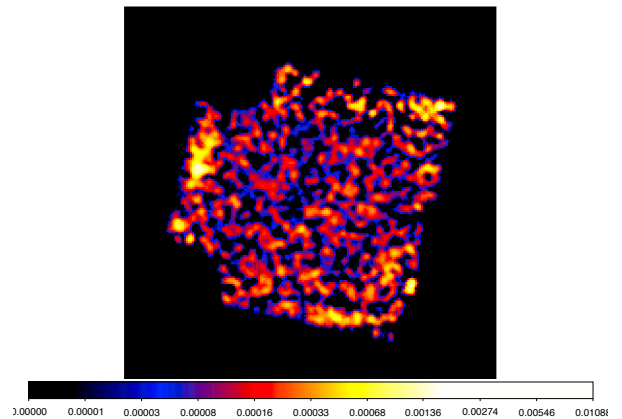


図 3: XIS0 と XIS3 を足し合わせた観測イメージ (4.0-10.0keV)。vignetting 補正が行われている。

3.3 スペクトル解析

バックグラウンド成分

視野全体で HB9 のからの放射を観測しているため、バックグラウンド領域を指定することができない。そのため、HB9 の近傍で観測したデータからバックグラウンドを見積もった。このときバックグラウンドは半径 20' の空全体からの宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background; CXB)、銀河系由来の放射 (Galactic X-ray Background; GXB) を仮定している。3keV 以上のエネルギーバンドでは空からのバックグラウンドに超過した X 線成分はほとんど見

られないことがわかった。

モデルフィット

今回は HB9 の高温プラズマの電離状態を調査するために 2 つの状態を仮定してモデルフィットを行った。その際、鉄の L 殻輝線を表す gaussian を 2 本 (0.8keV と 1.24keV) 加えてある。ここで、各プラズマモデルの温度 (kT) と各元素の太陽組成に対する組成量 (Ne, Mg, Al, Si, S, Fe, Ni) と強度 (norm) をフリーパラメーターとした。ただし Mg と Al, Fe と Ni はリンクさせた。鉄輝線のモデルでは、2 つの強度 (norm) と 1.24keV 輝線のみエネルギー (LineE) をフリーパラメーターとしてフィットした。低エネルギー側でモデルから超過した成分が目立ったため ($\chi^2/d.o.f.=214.06/141=1.5182$) 1 成分の NEI を仮定したモデルでスペクトルの再現を試みたところ、低エネルギーバンドの残差が解消された。このとき、 $\chi^2/d.o.f.$ の値は $165.45/138 = 1.1989$ となった。ここで求められた tau の値は $2 \times 10^{11} s/cm^3$ であったため HB9 のプラズマは電離進行中であることが確認できた。図 4 に HB9 から得られたスペクトルと best-fit モデル、表 1 に best-fit パラメーターを示す。

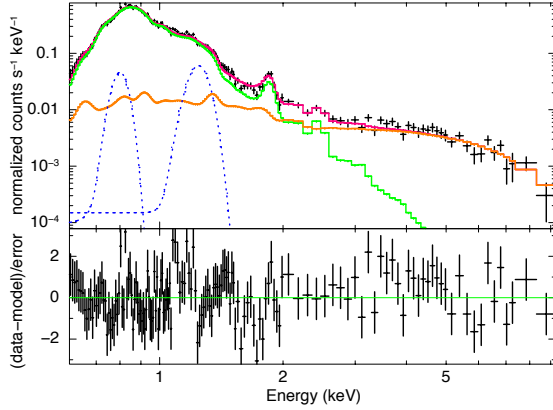


図 4: 1 段目はスペクトルと best-fit モデル、2 段目は残差。青い点線は鉄輝線、マゼンタはバックグラウンド+プラズマモデルである。その中でもオレンジの実線はバックグラウンドモデル、電離非平衡プラズマは緑色の実線で表す。

表 1: 電離非平衡モデルでの best-fit パラメーター

Comp	Parameter	Value
phabs	N_H [$10^{20} cm^{-2}$]	2.70(fixed)
vvrnei	kT [keV]	$0.68^{+0.01}_{-0.01}$
	kT_{int} [$10^{-2} keV$]	8.08(fixed)
	Ne (solar)	$0.52^{+0.17}_{-0.12}$
	Mg, Al (solar)	$0.58^{+0.14}_{-0.11}$
	Si (solar)	$1.33^{+0.26}_{-0.18}$
	S (solar)	$1.58^{+0.79}_{-0.63}$
	Fe, Ni (solar)	$1.29^{+0.12}_{-0.19}$
	τ [$10^{11} s/cm^3$]	$2.07^{+0.01}_{-0.01}$
	$norm$ [$10^{-3} cm^{-5}$] ¹	$1.01^{+0.42}_{-0.64}$
gauss	$LineE$ [keV]	0.80(fixed)
	$Sigma$ [keV]	0.00(fixed)
	$norm^2$	$1.28^{+0.12}_{-0.16}$
gauss	$LineE$ [keV]	$1.21^{+0.01}_{-0.01}$
	$Sigma$ [$10^{-2} keV$]	5.10(fixed)
	$norm^2$	$7.31^{+0.10}_{-0.50}$
$\chi^2/d.o.f.$	165.45/138=1.198	

¹ $10^{-14} \int n_e \times n_H dV / (4\pi D^2)$ で定義される。

D は天体間までの距離 (cm)、 n_e は電子密度 (cm^{-3})、 n_H は水素柱密度 (cm^{-3})、 V は体積 (cm^3)。

² $A(E) = K \frac{1}{\sigma \times \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E-E_l)^2}{2\sigma^2}\right)$ で定義される。 σ は輝線幅 (keV)、 E_l は輝線エネルギー (keV)、 K は輝線のフラックス ($photons/cm^2/s$)。

4 Discussion

4.1 X 線スペクトルの特徴

ぎんが衛星による HB9 周辺の観測から、1.5keV 以上のエネルギーバンドで X 線成分が見つかった。先行研究 (Yamauchi & Koyama 1993) ではその温度を 6.6keV と見積もり、この硬 X 線成分のうち 30% は HB9 の形成する高温プラズマであると予測している。しかし、すざく衛星の観測した 2 つの領域のうち少なくとも西側の視野ではぎんが衛星で見つかった硬 X 線成分はほとんど見られない。したがって、ぎんが衛星で観測した硬 X 線放射は HB9 の高

温プラズマ以外に由来する可能性が高い。

1 成分の NEI モデルフィットによって求められたプラズマの温度は 0.68keV であり、ぎんが衛星の観測で見つかったプラズマの温度 (0.4~0.7keV) とほぼ一致している。電離状態の指標となる τ の値も $2 \times 10^{11} \text{ s/cm}^3$ となっていたため、HB9 のプラズマは電離優勢状態であると考えられる。

4.2 元素組成比

モデルフィットと計算から得られた Ne, Mg, Si, S, Fe の元素量を用いて、Si を基準とした元素組成比を太陽組成で規格化した値を求めた。さらに、Ia 型超新星爆発の後に放出される元素量を計算した W7 モデル (Iwamoto et al. 1999) と $13M_{\odot}$ と $25M_{\odot}$ の恒星が重力崩壊型爆発を起こした後に放出する元素量を計算したモデル (Kobayashi et al. 2006) を用いて同様の計算を行う。また $[M_z/M_{Si}]/[M_z/M_{Si}]_{\odot}$ を縦軸に、横軸を元素としてプロットしたものを図 5 に示す。

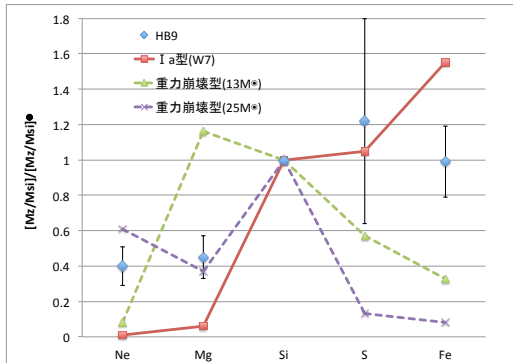


図 5: 元素組成比の比較。青いデータ点が本解析で得られた結果。赤い折れ線でつながれたデータ点が W7 モデル、緑色の破線が質量 $13M_{\odot}$ 、紫色の破線が $25M_{\odot}$ の重力崩壊型モデルを表す。

図 5 より、Ia 型モデルである W7 モデルは Si を基準としたときに Ne, Mg のような元素よりも Fe のような元素のほうが値が大きくなることが分かる。それに対して、重力崩壊型モデルの $13M_{\odot}$ モデルでは Mg の値が Fe よりもはるかに大きい。 $25M_{\odot}$ モデルでも Ne の値が Fe よりも大きくなっている。本研究

で得られた結果は Si を基準とすると Ne, Mg よりも相対的に Fe の組成比が大きいため、Ia 型モデルと同様の特徴を示していることが分かる。よって、HB9 は Ia 型超新星であった可能性が高いと考えられる。

5 Conclusion

本研究では HB9 のプラズマ状態とその形成過程を明らかにすることを目的とし、「すざく」の観測データのうち HB9 の西側領域の解析を行った。

スペクトルでは 3keV 以上の硬 X 線放射がほとんど見られなかったため、この領域ではぎんが衛星で観測した硬 X 線放射が HB9 のプラズマに由来する可能性は低いと考えられる。またモデルフィットによってプラズマの電離状態を調査したところ、1 成分の NEI を仮定したモデルで最もよく再現された。

プラズマモデルの best-fit パラメーターから西側領域に含まれる各元素の組成比を求めると Ne, Mg よりも相対的に Fe のほうが高い組成比を示した。これは Ia 型超新星が爆発後に放射する元素量の特徴に近い。HB9 は予測されてきた II 型と言うよりも Ia 型超新星であった可能性が高いと考えることができる。

Acknowledgement

奈良女子大学でご指導してくださった山内茂雄教授と太田直美准教授、そして研究室の皆様へ感謝申し上げます。

Reference

- Yamauchi, S., & Kouyama, K. 1993, PASJ, 45, 545
- Leahy, D. A., & Aschenbach, B. 1995, A&A, 293, 853
- Leahy, D. A., & Tian, W. W. 2007, A&A, 461, 1013
- Rengelink, R. B., et al. 1997, A&AS, 124, 1259
- Iwamoto, K., et al. 1995, A&A, 293, 853
- Kobayashi, C., et al. 2006, ApJ, 653, 1145

a5

超高温プラズマの相対論的運動論

西田 直樹 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

かに星雲は 1054 年に現れた非常に若い SNR(超新星残骸)である。超新星爆発に伴う衝撃波によって内部は加熱されており、その内部の構成物質の温度は数十万 K にも及ぶ。また、中心にはかにパルサーが存在し、その近傍の構成物質は加熱され電子や陽子にまで解離したパルサー風 ($\sim 10\text{TeV}$) が吹いている。このようにかに星雲の内部は非常に高温領域になっている。近年の観測で、このような相対論的な温度を持つ領域で水素分子雲 ($\sim 2800\text{K}$) と高温プラズマとの接触が示唆された。本研究では、このかに星雲における観測事実を理論的に取り扱うことを通して、相対論的プラズマの理論的解析モデルの構築を目標とする。

まずは非相対論的な場合を考える。非相対論的なプラズマ-中性ガス間の相互作用として電荷交換と呼ばれるものがある。この効果がどの程度効くのか、HII ガス中に HI 雲を置いて流体的に解く 1D シミュレーションで検証した研究 (E.A.Provornikova et al. 2011) がある。この先行研究では、電荷交換の効果が熱伝導に比べ無視できず、プラズマ運動論において重要な相互作用であることを H cloud の寿命を比較することで示した。よって非相対論的プラズマにおいては熱伝導と電荷交換の効果を解く必要がある。今後、本研究では衝突による熱伝導、電荷交換の効果を考慮したプラズマ運動論をさらに相対論的に拡張していく予定である。

1 Introduction

SNR(超新星残骸)は超新星爆発に伴う衝撃波によって周囲の星間物質が掃き溜められてできるシェル状の構造を持つ天体である。地球から 7000 光年程度の距離にあるかに星雲は、1054 年に現れた非常に若い SNR の一つである。衝撃波加熱によって内部の温度は数十万 K にも及ぶ。また、中心にはかにパルサーが存在しており、その近傍の構成物質は加熱され電子や陽子にまで解離したパルサー風 ($\sim 10\text{TeV}$) が吹いている ((C.F. Kennel & F.V. Coroniti 1984))。このようにかに星雲の内部は非常に高温領域になっている。近年の観測は、このような高温領域であるかに星雲において水素分子雲が存在し、さらに水素分子雲 ($\sim 2800\text{K}$) と高温プラズマ ($\sim 15000\text{K}$) が接触していることを示唆した (C.T. Richardson et al. 2013)。

同論文ではなんらかの輻射や熱伝導などの熱源がなければ輝線分布のモデル化が困難であるとしているが、その特定には至っていない。また、分子雲が蒸発していないことや 2000K 程度から始まる水素分子の解離が進んでいないことから、相対論的プラズマと分子雲との間のなんらかの相互作用によって水素分子雲が低温に保たれていることが期待される。

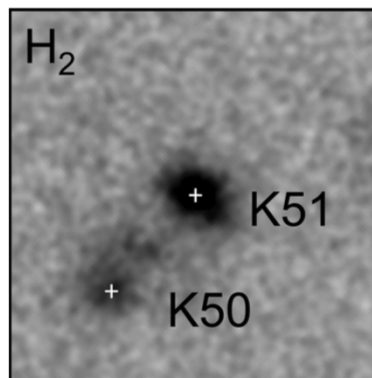


図 1: 水素分子輝線 ($2.12\mu\text{m}$)

よって相対論的な温度の構造を持つかに星雲に水素分子雲が存在しているという観測事実のモデル化には、相対論を考慮した理論的な解析が必要である。

しかしながら相対論な現象を取り扱う際にはいくつか問題点がある。まず超高温プラズマを実験的に扱うことは困難である。次に流体近似を用いて拡散方程式を解こうにも、有用な定式化の問題がある。運動論的に扱う際にも、粒子の分布の時間発展方程式である Boltzmann 方程式を直接解くことは非常に困難である。したがってこのような高エネルギーな天

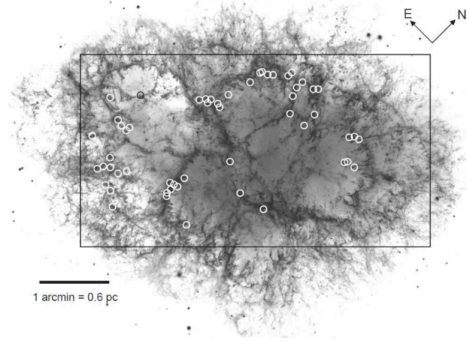
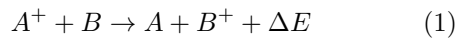


図 2: 観測された水素分子雲の位置 (E.D.Loh et al. 2011)

体現象に対する理論的アプローチは十分になされているとはいえない。そこで本研究では、かに星雲における観測事実を理論的に取り扱うことを通して、相対論的プラズマの理論的解析モデルの構築を目標とする。本講演では、まず非相対論的な場合におけるプラズマ-中性ガス間の相互作用について先行研究の紹介を交えて議論する。

2 非相対論的プラズマ-中性ガス間の相互作用

マクロな散逸過程を記述するためにはミクロな粒子間の相互作用を考慮する必要がある。つまりプラズマ-中性ガス間の散逸過程ではイオン-中性粒子の相互作用を考慮することが必要である。イオンと中性粒子では、粒子同士が直接ぶつかる衝突の他に電荷交換 (Charge Exchange Collisions) と呼ばれる作用がある。 A^+ イオンと B 原子が近傍を衝突せず通過する状況を考えよう。この時、電荷交換が起こると B 原子の電子が A^+ イオンにつけ変わり、 A 原子と B^+ イオンになる (図 3)。この時、イオン化エネルギーの差分だけ放射する。この反応は以下のような式で書ける。



ここで ΔE は A と B のイオン化エネルギーの差である。高温プラズマと低温中性ガスが接触している状況においては、境界面付近で速いイオンと遅い原子が電荷交換し、遅いイオンと速い原子になるという

ことである。このように、プラズマ-中性ガスの相互作用では衝突の他に電荷交換で運動量輸送が起こる。

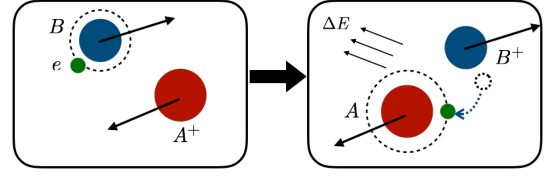


図 3: 電荷交換の模式図

3 先行研究:電荷交換を考慮した 1D シミュレーション

電荷交換がプラズマ-中性ガス間の相互作用にどれだけ寄与するかについての先行研究として Provornikova et al (2011) を紹介する。この論文は Local Bubble と Local interstellar medium の相互作用に着目したものでかに星雲の研究ではないが、興味深い結果を残しているのでここで扱う。

シミュレーションの状況としては、高温低密度な HII プラズマの中に低温高密度な HI 雲があり、それぞれが別の温度で熱平衡となって接している。球対称を仮定して HI 雲の中心から動径方向に流体方程式を解く。初期の境界面では圧力が釣り合っていて、熱伝導だけでは時間発展が起こり得ないが、電荷交換を考慮に入れることで境界面での圧力変化を起こすことができる。

3.1 衝突積分

異種粒子間の相互作用による物理量の変化は次の衝突積分で計算することができる。

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) = \int \int (\phi' - \phi) f_1 f_2 \sigma v_{\text{rel}} dv_1 dv_2 \quad (2)$$

ここで ϕ, ϕ' はそれぞれ衝突前後の任意の物理量、 f_i, v_i はそれぞれ i 粒子の分布関数と速度、 $v_{\text{rel}} = |v_1 - v_2|$ は粒子間の相対速度、 σ は相互作用の散乱断面積である。例えば 1 をプラズマ、2 を中性粒子

だとしてそれぞれで熱平衡を仮定し、断面積がわかればプラズマ-ガス間の物理量の輸送が計算できる。

具体的には衝突前後の物理量の形がわかるとき、分布の形を次の Maxwell 分布であると仮定して解く。

$$f_i = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{v_i^2}{2kT_i}\right) \quad (3)$$

ここで Z は規格化定数である。Maxwell 分布は非相対論的な古典力学に基づく平衡分布関数であるから、これを用いて導出した物理量の輸送は非相対論的なものである。例えば相互作用としてクーロン散乱を仮定した場合、いわゆる熱伝導による熱流が計算できることになる (Braginskii, S.I. 1965)。

HI-HII ガス間の運動量やエネルギー輸送は McNutt et al.(1998) によって計算されており、このシミュレーションではそれらを source term として流体方程式の右辺に代入している。詳しい表式は次節。

3.2 基礎方程式

極座標形式に変形し球対称を考慮した流体方程式に、前節で論じた衝突積分の計算結果を加えたものが次の式である。

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 (nu)_i}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial (nu)_i}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial [r^2 (nu^2 + p)_i]}{\partial r} = \frac{2p_i}{r} + q_2 \quad (5)$$

$$\frac{\partial [n(e + \frac{u^2}{2})]_i}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial [r^2 [nu(e + \frac{u^2}{2}) + pu]_i]}{\partial r} = q_3 \quad (6)$$

(3) は粒子数保存、(4) は運動量保存、(5) はエネルギー保存の式である。ここで添字は $i = P, H$ で、それぞれ HII ガスと HI 雲の物理量を指す。 r は中心からの距離、 n_i は個数密度、 u_i は流体の速度、 p_i は圧力、 e_i は単位体積単位質量あたりの流体の内部エネルギーである。適当な初期条件と初期の圧力の釣り合い、状態方程式を用いることで流体の時間発展が記述できる。

q_{2i}, q_{3i} はそれぞれ熱伝導と電荷交換による異種流体間の運動量流速とエネルギー流速で、McNutt et al.(1998) で具体的に計算された。以下の表式で与えられる。

$$q_{2p} = -q_{2H} = n_p \nu_H (u_H - u_p) \quad (7)$$

$$q_{3p} = -q_{3H} = n_p \nu_H \left(\frac{u_H^2 - u_p^2}{2} + \frac{2U^* k}{U m_p} (T_H - T_p) \right) \quad (8)$$

ν は単位時間あたりの相互作用の回数、 U は粒子間の相対速度、 U^* は熱速度の関数である ((McNutt et al. 1998) 参照)。

(7) 最右辺の第一項は (6) の運動量輸送に伴うエネルギーの輸送、第二項は熱伝導を表す。

3.3 結果：HI 雲の寿命の比較

図 4 は電荷交換を考慮しない熱伝導モデル (McKee & Cowie 1977) と電荷交換込みのシミュレーションでの HI 雲の蒸発までの寿命を比較したものである。縦軸は HI 雲の寿命、横軸は HI 雲の初期の半径である。

初期条件としては $n_P = 0.0009 \text{ cm}^{-3}$, $T_P = 10^6 \text{ K}$ とし、初期のプラズマと中性ガスの密度の比 $n = n_H/n_P$ を 285, 1143 として計算した。圧力の釣り合いから、 $n = 285$ は $n_H = 0.25 \text{ cm}^{-3}$, $T_H = 7000 \text{ K}$ 、 $n = 1143$ は $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$, $T_H = 17500 \text{ K}$ に対応する。

図 4 の実線は Provornikova et al.(2013) の計算結果である。つまり熱伝導と電荷交換の効果を入れて計算した際の HI 雲の寿命である。

図 4 の破線と点破線は熱伝導のモデルによる熱流 q の表式の違いを表している (McKee & Cowie 1977; Braginskii, S.I. 1965)。破線 ($q \sim T^{7/2}$) はイオン-イオン衝突 (クーロン散乱) だけが効く際の熱伝導モデルで、一番大きく熱伝導が効く際の標識となっている。点破線 ($q \sim T^{3/2}$) は中性粒子同士の衝突だけが効く際の熱伝導モデルで、一番小さく熱伝導が効く際のモデルになっている。今、プラズマ-中性ガス間の熱伝導を考えたいので、この破線と点破線の間の領域は電荷交換なしで説明がつく寿命であるということが言える。

実線と破線、点破線を比較すると、電荷交換を考慮した計算結果は熱伝導モデルで説明がつく範囲より大きい。つまり電荷交換の効果は衝突による熱伝導に比べて無視できず、非相対論的なプラズマ-中性ガス間の相互作用において重要な役割を持つことがわかる。

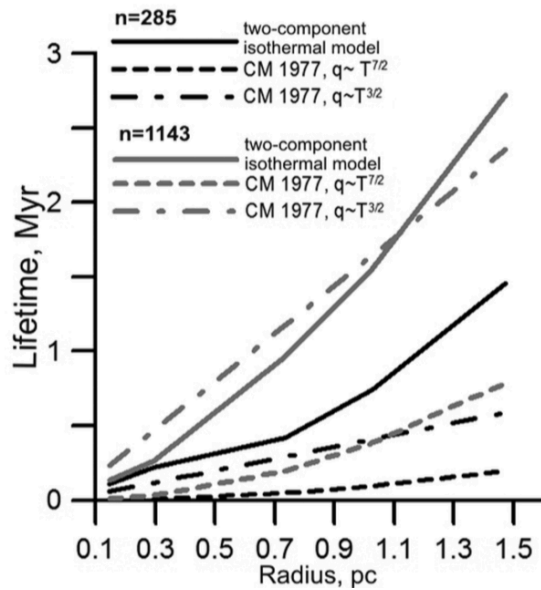


図 4: HI 雲の寿命の比較 (E.A.Provornikova et al. 2011)

4 今後:かに星雲の観測事実のモデル化

先行研究 (E.A.Provornikova et al. 2011) によって、非相対論的なプラズマ-中性ガス間の相互作用においては衝突による熱伝導の他にイオン-中性粒子間の電荷交換効果が重要であることがわかった。

しかし本研究の目標はかに星雲における観測事実のモデル化である。つまり相対論的プラズマ-中性ガス間の相互作用を記述する必要がある。先行研究では (3) 式において Maxwell 分布といくつかの仮定を踏まえて非相対論的な運動量輸送やエネルギー輸送を計算した。かに星雲における状況では、中性ガスとして水素分子、高温プラズマとして 10 TeV のパルサー風（電子と陽電子を含む）や、超新星爆発に伴う衝撃波加熱を受けた星間ガスなどを考える必要がある。故に (3) 式を相対論的に拡張した上で衝突や電荷交換などの効果を加味し、相対論的プラズマ-水素分子雲間の相互作用を記述する必要がある。

将来的にはこの相対論的な拡張を行って、かに星雲の観測事実のモデル化、ひいては相対論的効果が顕著な天体現象の理論的取り扱いのモデルの構築を進めていく予定である。

5 Acknowledgement

本研究を行うにあたり、犬塚修一郎教授をはじめ、理論宇宙物理学研究室の皆様大変お世話になりました。この場を借りまして深く御礼申し上げます。

Reference

- E.A.Provornikova, V.V.Izmodenov & R.Lallement 2011, Mon. Not. R. Astron. Soc. 415, 38793886
- C.T.Richardson, J.A.Baldwin, G.J.Ferland, E.D.Loh, C.A.Kuehn, A. C. Fabian & Philippe Salome,MNRAS 430, 12571279 (2013)
- McNutt R.L., Lyon J.& Goodrich C.C., 1998, J. Geophys. Res., 103, 1905
- McKee C.F.& Cowie L.L., 1977, ApJ, 215, 213
- C.F. Kennel & F.V.Coroniti,1984, Confinement of the Crab pulsar's wind by its supernova remnant, ApJ, Part 1; p. 694-709; (ISSN 0004-637X); 283
- Braginskii, S.I.,1965, Transport Processes in Plasma. Reviews of Plasma Physics, 1, 205.
- E.D. Loh, J.A. Baldwin, Z.K. Curtis, G.J. Ferland, C.R. O'Dell, A.C. Fabian & Philippe Salom, 2011,ApJS, 194, 30.

a6

強い衝撃波と星間媒質の相互作用： 超新星爆発による過電離プラズマ形成過程の理論的研究

中西 佑太 (名古屋大学大学院 理学研究科 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

超新星爆発によって形成される超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR) は、その運動エネルギーの大きさから周囲の星間媒質 (Interstellar medium; ISM) に多大な影響を与えるため、星間現象を理解する上で重要な天体と言える。近年のガンマ線観測により (Abdo et al., 2009)、超新星爆発による衝撃波と分子雲が衝突しているという観測的示唆が得られており、衝撃波と分子雲の相互作用の理論的な記述が求められている。

本研究では衝撃波と分子雲が衝突している現象を詳細に調べるため、衝撃波後面の高温プラズマの X 線観測によって発見された過電離プラズマに着目した。過電離プラズマの生成過程として、高温プラズマと分子雲との衝突による熱伝導冷却が提案されている (Kawasaki et al., 2002)。ほぼ無衝突プラズマで近似される高温プラズマと分子雲の衝突により電子温度が下がり、過電離プラズマが形成可能であることはあまり調べられていない。逆にこの現象を理論的に示すことができれば、ガンマ線観測に加え X 線観測でも高温プラズマ前方にある衝撃波と分子雲が実際に衝突していること自体を証明することになる。本研究では SNR 中の高温プラズマと分子雲の熱伝導に着目した。

1 導入

超新星爆発は大質量星がその一生を終えるときに引き起こす大規模な爆発現象であり、その運動エネルギーは 10^{51} erg にも達する。超新星爆発が起きると周囲の ISM 中に衝撃波が生じ、高温の天体である SNR が形成される。衝撃波と ISM の相互作用によって様々な星間現象が起こるが、例えばこの衝撃波は高エネルギー宇宙線を加速すると考えられている。また ISM に運動量を与え星間ガスの乱流の起源になっているとも考えられている。さらに、掃き集められたガスが冷却することで低温の H I ガスが形成され、それが分子雲の形成過程において重要な役割を果たすと考えられている。現実的な ISM は密度や温度が 2 桁以上空間的に変化する多相構造となっていることが知られており、そのような ISM 中の衝撃波の伝搬の理論的研究は極めて不十分である。本研究では ISM 中の衝撃波と伝搬の研究に向けた第一段階として、衝撃波後面の高温プラズマと分子雲の相互作用に着目した。そこで注目したのは、SNR 中の高温プラズマの X 線観測によって発見された過電離プラズマである。過電離プラズマは電子の運動温度

(以下、電子温度) が電離温度より低くなっている電離非平衡プラズマであるが、その生成過程の一つと考えられているのが、SNR 中の高温プラズマと分子雲の衝突による熱伝導である。例えば IC443 の観測では、その南東部に過電離プラズマが発見されており (Matsumura et al., 2017)、さらに同じく南東部に分子雲が観測されている (Yoshiike., 2017)(図 1、2)。このことから IC443 が分子雲と衝突していることが示唆されているが、その理論的記述は為されていない。つまり SNR 中の高温プラズマの電子温度が分子雲の熱伝導により下がり、過電離プラズマが形成可能であることを理論的に示すことができれば、SNR と分子雲が実際に衝突し両者が相互作用している証拠となる。

本研究では、これまであまり為されてこなかった SNR 中の高温プラズマと分子雲の衝突による熱伝導を解くことに加え、電子、イオン、水素分子の 1 次元 3 流体の間で起きる物理現象の解明を目指す。

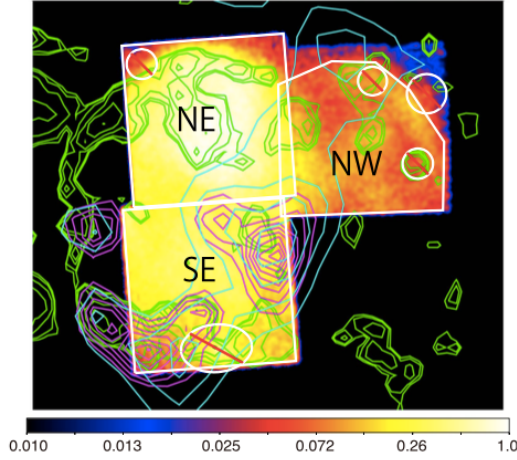


図 1: IC443 における 0.3-2.0keV のバンドイメージ (Matsumura et al., 2017)。緑の等高線は、NRAO VLA Sky Survey で取得した 1.4GHz の電波、水色とマゼンタの等高線はそれぞれ NANTEN2 で取得した、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ の電波を表す (Yoshiike., 2017)。

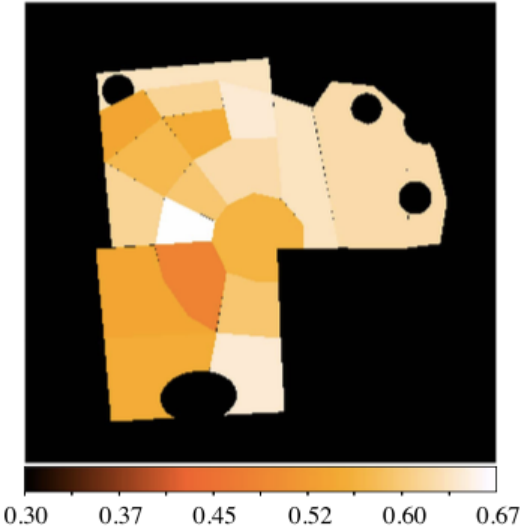


図 2: IC443 における過電離プラズマの電子温度 (keV) の分布。分子雲との接触が示唆される南東部分で電子温度が有意に低くなっている (Matsumura et al., 2017)

2 手法

2.1 SNR 中の電子とイオンの温度

超新星爆発による衝撃波は周囲の ISM を掃き集め、加熱しながら伝搬していく。衝撃波加熱後の粒子の

温度はランキン・ユゴニオの関係式から求められ、

$$kT_i = \frac{3}{16} m_i V_s^2 \quad (1)$$

で与えられる。ここで m_i は粒子の質量、 V_s は衝撃波面の速度である。また、衝撃波の圧縮比は強い断熱衝撃波の極限である 4 とした。この式から、衝撃波加熱直後の電子とイオンの温度はイオンの方が質量が大きいことから電子より高いことが分かる。両者は衝突を繰り返しやがて熱平衡となるが、Spitzer 熱伝導を考えるとそれにかかる時間 (衝突緩和時間) は

$$\begin{aligned} t_r &\sim \frac{l_{ei}}{v_{e,th}} \\ &\sim 10^4 \text{yr} \left(\frac{n_e}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T_e}{10^7 \text{K}} \right)^{3/2} \end{aligned} \quad (2)$$

と見積もることができる。ここで l_{ei} は電子とイオンの平均自由行程、 $v_{e,th}$ は電子の熱速度、 n_e は電子の数密度、 T_e は電子の運動温度である。また、観測されている SNR の年齢はおおよそ $t_{age} \sim 10^{3 \sim 4} \text{yr}$ である。よって $t_r \geq t_{age}$ となるので、電子とイオンは熱平衡状態に達しておらず両者の温度は異なり得る。よって SNR における高温プラズマは 2 温度系で記述しなければならない。

2.2 エネルギー方程式

分子雲中のガスの主成分は水素分子であるが、ここでは簡単のため水素原子 (以下、水素) を考える。電子、イオン、水素の 1 次元エネルギー方程式はそれぞれ以下ようになる (Braginskii 1965)。

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) &+ \frac{3k_B \nu_{ei}}{m_e} (T_i - T_e) \\ &+ \frac{3k_B \nu_{en}}{m_i} (T_n - T_e) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) &+ \frac{3k_B \nu_{ei}}{m_e} (T_e - T_i) \\ &+ \frac{3k_B \nu_{ni}}{m_i} (T_n - T_i) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_n \frac{\partial T_n}{\partial x} \right) + \frac{3k_B \nu_{en}}{m_e} (T_e - T_n) + \frac{3k_B \nu_{ni}}{m_i} (T_i - T_n) \quad (5)$$

ここで E は単位質量あたりの内部エネルギー ($E = k_B T / (\gamma - 1)m$)、 κ は熱伝導係数、 ν は粒子の衝突周波数、添え字の e, i, n はそれぞれ電子、イオン、水素を表す。式 (3)、(4)、(5) の右辺第 1 項は同じ粒子同士の熱伝導、第 2 項は衝突による温度交換 (衝突項) を表している。 κ, ν の温度依存性は $\kappa_e \propto T_e^{5/2}$ 、 $\kappa_i \propto T_i^{5/2}$ 、 $T_i \propto T_n^{1/2}$ 、 $\nu_{ei} \propto T_e^{-3/2}$ であり、 ν_{ni} 、 ν_{en} はどの温度にも依存しない。この 3 つの式を数値計算で解くことで、電子、イオン、水素からなる 3 温度系の時間発展を追うことを目指す。

2.3 数値計算法

式 (3)、(4)、(5) を数値計算で解く際、右辺の熱伝導の項は陽解法を用いて解く。陽解法とは 1 ステップ前の計算時刻の既知の値のみ用いて、次の時刻の値を求めるという計算法である。方程式を

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (6)$$

とすると、次のように差分化する。

$$\frac{T_j^{n+1} - T_j^n}{\Delta t} = \kappa_{j+\frac{1}{2}} \frac{T_{j+1}^n - T_j^n}{\Delta x^2} - \kappa_{j-\frac{1}{2}} \frac{T_j^n - T_{j-1}^n}{\Delta x^2} \quad (7)$$

この式を解く際、解の安定性条件

$$\kappa \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2} \quad (8)$$

を満たす必要がある。また、衝突項は 4 次のルンゲクッタ法を用いて解く。まとめると、衝突項 ($\Delta t/2$) → 熱伝導 (Δt) → 衝突項 ($\Delta t/2$) の順に時間発展させて解いていく。

2.3.1 各温度の初期プロファイル

電子、イオン、電子の初期温度のプロファイルはそれぞれ次のようにする。横軸の (x) の幅は 1pc とする。

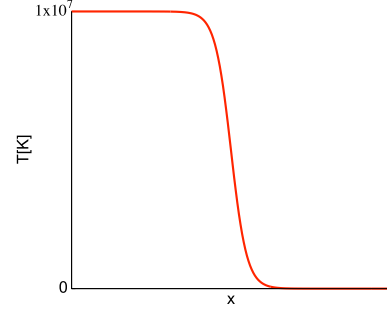


図 3: 電子温度の初期プロファイル

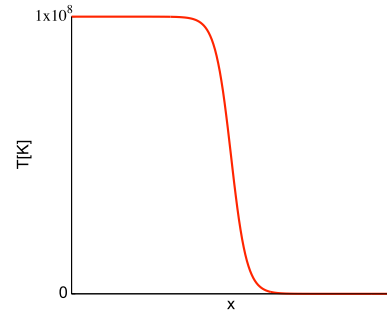


図 4: イオン温度の初期プロファイル

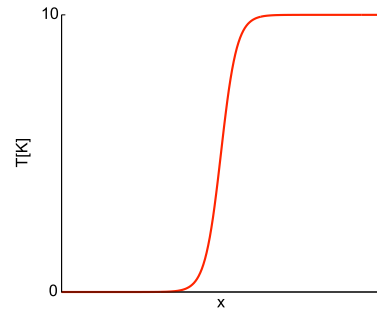


図 5: 水素温度の初期プロファイル

これらの温度がどのように時間発展していくかを今後計算していく。

3 今後の展望

本研究では SNR 中の高温プラズマと分子雲 (今回は水素原子) の熱伝導について議論した。今後は電子、イオン、水素の 3 温度の時間変化を調べるため、計算コードの開発に取り組んでいく。また、水素分

2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

子の電離や再結合、解離などの物理現象の把握に加え、1 次元 3 流体の計算コードの開発に取り組んでいくつもりである。

謝辞

本研究を行うにあたって、丁寧にご指導してくださった犬塚修一郎教授、井上剛志准教授 (名古屋大学)、並びに研究コード作成の際に数多くの助言をしてくれた同期の前田龍之介君 (名古屋大学) に感謝申し上げます。

Reference

Abdo et al.,2009, ApJ,

Kawasaki et al.,2002,

Matsumura et al.,2017, ApJ,

Yoshiike.,2017, ApJ,

Braginskii, S. I.,1965, Reviews of Plasma Physics,
1, 205

a7

XMM-Newton 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 は分子雲との衝突が示唆され、プラズマが過電離状態にあることが知られる超新星残骸 (supernova remnant) である。SNR のプラズマの状態の検証には各元素の電離状態を測定することが有効な手段となる。特に鍵を握るのは He 様イオンからの微細な輝線の強度比である。*XMM-Newton* 衛星搭載の分散型分光器 Reflection Grating Spectrometer (RGS) は CCD には分光出来ない輝線の微細構造を分光可能な検出器である。我々は RGS を用いて N49 の解析を行った。その結果、過電離プラズマと電離優勢プラズマの 2 成分のモデルでは鉄の L 輝線群や OV II triplet の強度比を再現することができず、OVII triplet の強度比からいくつかの放射過程の可能性が示唆された。

1 Introduction

超新星残骸 (supernova remnant : SNR) は、星が超新星爆発した後の残骸である。SNR は、元の星からの噴出物 (ejecta) と衝撃波が掃き集めた星間物質 (interstellar medium : ISM) から構成される天体である。SNR からの放射は電波からガンマ線まで多波長に渡り、X 線帯域では元素の電離状態を反映した多くの輝線が観測される。

SNR のプラズマの状態は、超新星爆発後、電離と再結合を繰り返す中で電離が進み平衡状態へと進化していくと考えられている。このプラズマの電離状態や電子温度を正確に求めるには、各元素からの輝線の強度を正確に測ることが有効な手段である。特に重要なのは He 様イオンからの微細な輝線 (He-like triplet) の構造である。衝突励起確率の高い準位からの遷移による輝線 (共鳴線) と、低い準位からの遷移による輝線 (禁制線、異重項間遷移線) の輝線の強度比から、プラズマの温度や密度が測定できる。また、近年 *XMM-Newton* 衛星に搭載された RGS を用いた分子雲と相互作用している超新星残骸 Puppis A の観測から、分子雲と熱いプラズマの混合を示唆する電荷交換反応の可能性も指摘されている (Katsuda et al. 2012)。

本研究で我々は *XMM-Newton* 衛星に搭載された分散型分光器である Reflection Grating Spectrometer (RGS) を用いて、周囲の分子雲との衝突が示唆されている (Banas et al. 1997)、N49 の観測を通して

SNR 非平衡プラズマの正確な電離状態を調べるとともに、電荷交換反応の存在についても検証した。

2 Analysis and Results

XMM-Newton 衛星には 3 台の CCD 検出器 (EPIC; MOS1, 2 と pn) と 2 台の分散分光器 (RGS1, 2) が搭載されている。本研究では *XMM-Newton* 衛星によって 2001 年 4 月 8 日に行われた観測データを用いた。解析に用いた検出器とバックグラウンドフレアなどの時間帯を除去した有効観測時間時間を表 1 に示す。

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 Science Analysis System (SAS) を用いた。

表 1: それぞれの検出器の露光時間

Detector	Exposure
MOS1	15 ksec
MOS2	19 ksec
RGS1	19 ksec
RGS2	17 ksec

図 1 は 0.4–2.1keV の MOS1,2 での N49 のイメージである。N49 の北西に見える広がった天体は別の超新星残骸 N49B である。白い実線に囲まれた領域は RGS の視野を表す。白い破線に囲まれた領域を

ソース領域とし、N49B の入っていない南側の領域をバックグラウンド領域とした。

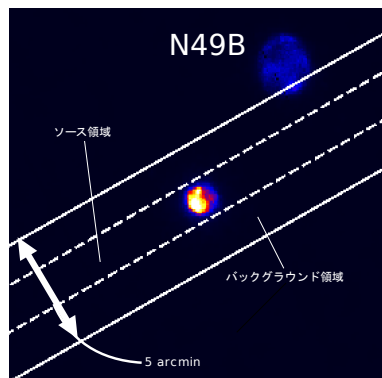


図 1: バックグラウンドを除き、vignetting 補正を施した MOS1,2 による N49 のイメージ。白い実線は RGS の分散軸に垂直な方向の視野を表す。

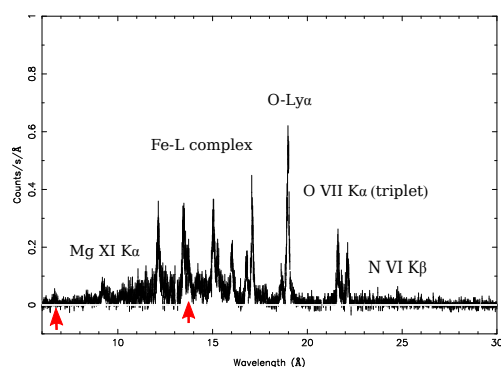


図 2: バックグラウンドを除いた RGS1,2 による N49 のスペクトル。赤い矢印で指し示された輝線は低エネルギー側から順に Si XIII K α 、Ne IX K α (triplet) 線である。

図 2 はバックグラウンドを除き RGS1 と RGS2 を合算した N49 のスペクトルである。CCD では見えなかった輝線の構造が見えている。スペクトルの解析には SPEX version 3.04.00 を使用し、統計として Cash statistic (Cash 1979) を用いた。

すざく衛星を用いた先行研究によると、N49 の低エネルギー側 (~ 2 keV) のスペクトルは低温の ISM 成分と高温の過電離プラズマの重ね合わせで説明できる (Uchida et al. 2015)。そこで我々はまず彼らのモデルを RGS スペクトルに適用した。プラズマ

の構成成分は ISM 成分を電離優勢プラズマ (ionizing plasma : IP)、ejecta 成分を (recombining plasma : RP) の 2 成分とした。IP モデルのアバンダンスは Russell & Dopita (1992) と Schenck et al. (2016) を参照して、LMC の典型的な元素組成比で固定した。RP モデルのアバンダンスは O, Ne, Mg, Si, Fe をフリーパラメーターとし、N を O に Ni を Fe にリンクさせ、その他は 1.0 に固定した。星間吸収は Milky Way (MW) と Large Magellanic Cloud (LMC) による 2 成分を考える。MW の水素の柱密度は Dickey & Lockman (1990) を参考に $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ に固定した。LMC の水素の柱密度はフリーパラメーターとし、アバンダンスは IP モデルと同じく Russell & Dopita (1992) と Schenck et al. (2016) を参照して LMC の典型的な値で固定した。

RGS は広がった天体が観測対象である場合、輝度分布によって line spread function が変わってしまう。そこで我々は、MOS1 の画像から分散軸方向の表面輝度プロファイルを求め、上で作成した応答関数にこのプロファイルを畳み込むことで、天体の広がり line spread function に反映させたスペクトルフィットを行った。

図 3 に 6-30 Å でのフィッティング結果を示す。輝線が密集しているため、一部の波長帯域を拡大したものを図 4 (10-15 Å)、図 5 (14.3-18 Å)、図 6 (18-20 Å)、図 7 (20-23 Å) に示す。黒い実線はフィットモデル、赤い実線は ejecta 成分、青い実線は ISM 成分を表す。

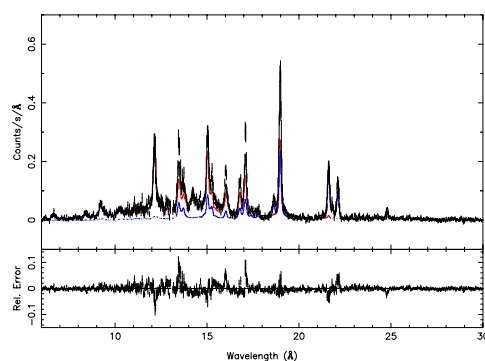


図 3: 6.0-30 Å (0.4-2.0 keV) のエネルギー帯のスペクトルとフィットモデル

表 2: フィッティング結果

Component	Parameter	
Absorption	$N_{\text{H(LMC)}} (\times 10^{21} \text{cm}^{-2})$	2.61 ± 0.12
ISM	$kT_e \text{ (keV)}$	$0.258^{+0.006}_{-0.004}$
	$n_e t (\times 10^{11} \text{cm}^{-3} \text{s})$	$1.32^{+0.10}_{-0.08}$
Ejecta	$kT_e \text{ (keV)}$	$0.510^{+0.006}_{-0.009}$
	$n_e t (\times 10^{11} \text{cm}^{-3} \text{s})$	$5.75^{+0.08}_{-0.37}$
	$kT_{\text{init}} \text{ (keV)}$	11(fixed)
	O(=N)	$0.84^{+0.05}_{-0.04}$
	Ne	$1.12^{+0.11}_{-0.04}$
	Mg	$1.08^{+0.11}_{-0.04}$
	Si	1.51 ± 0.17
	Fe(=Ni)	0.43 ± 0.16
C-statistic/d.o.f.		3364.41 / 2369

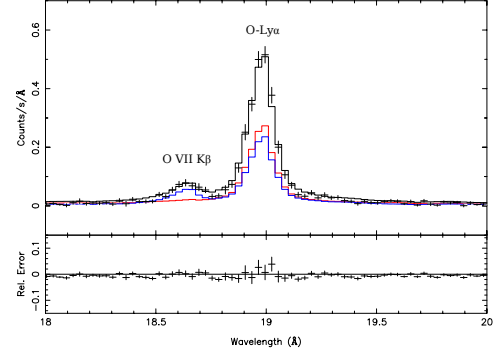


図 6: 18–20 Å (0.6–0.7keV) のスペクトルとフィットモデルの拡大図

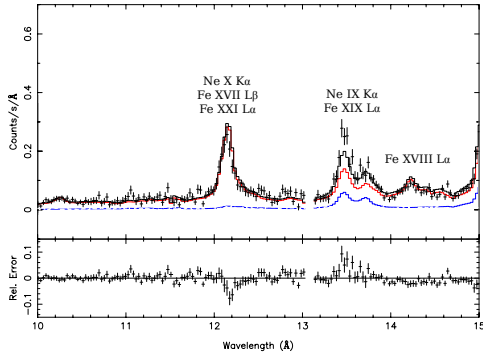


図 4: 10–15 Å (0.8–1.2keV) のスペクトルとフィットモデルの拡大図

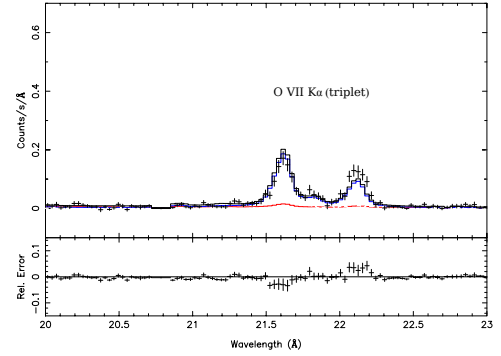


図 7: 20–23 Å (0.5–0.6keV) のスペクトルとフィットモデルの拡大図

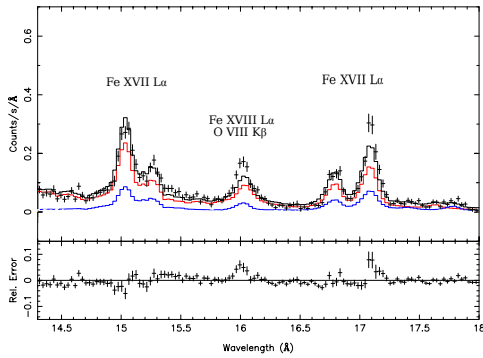


図 5: 14.3–18 Å (0.7–0.9keV) のスペクトルとフィットモデルの拡大図

図 3 の残差が示すとおり、スペクトルの大まかな傾向は先行研究 Uchida et al. (2015) のモデルで説明できるものの、RGS で分光した各輝線の強度は必ずしもこのモデルとは一致していないことがわかる。そこで以下では各波長帯域でのフィット結果の詳細について述べる。

図 4 より、12 Å 付近にある Ne X $K\alpha$ と Fe XVII $L\beta$ と Fe XXI $L\alpha$ 線による輝線はモデルの強度がスペクトルよりも強くなっている。13 Å 付近にある Ne IX triplet の共鳴線と Fe XIX $L\alpha$ からなる輝線はスペクトルの強度がモデルより強い。

図 5 からわかる様に 14.3–18 Å のエネルギー帯には Fe XVII $L\alpha$ 線からなる輝線が 4 本見える。17 Å 付近の輝線ではスペクトルの強度が強く、15 Å 付近の輝線ではモデルの輝線強度の方が強い傾向がある。

また、 $16\text{ \AA}$ に見える Fe XVIII $L\alpha$ と O VIII $K\beta$ 線からなる輝線の強度はスペクトルの方が強い。図 7 より、O VII triplet は共鳴線の強度がモデルの方が強く、禁制線の強度はモデルの方が弱い。

以上のフィット結果は、先行研究で測定した温度や電離度が実際には異なっている可能性を示唆する。また別の可能性として、先行研究では検出できなかった別の放射成分の存在も考えられる。いずれも CCD では評価できなかった微妙なスペクトル構造の違いが、精密分光によって見えるようになったと考えられる。そこで以下では RGS スペクトルと先行研究モデルとの食い違いの原因について考察する。Fe-L バンドについては、既存のプラズマモデルの不完全さを考慮する必要があるため、我々はまず O VII triplet の残差構造に注目し、OVII triplet が存在する 20-23 $\text{\AA}$ のエネルギー帯のみで ISM 成分の電子温度とイオン化タイムスケールのみをフリーパラメーターとしてフィッティングを行なった。結果を図 8 に、得られたパラメーターを表 3 に示す。

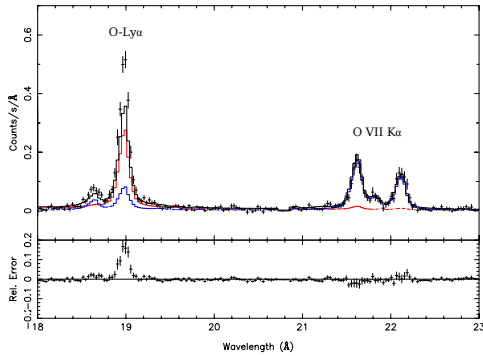


図 8: 20–23 $\text{\AA}$ でフィットした際の 18–23 $\text{\AA}$ におけるモデルとスペクトル。ISM 成分の O-Ly α への寄与が小さくなっている。

表 3: OVII triplet の強度比から推定される各パラメーターの値

Component	Parameter	
ISM	kT_e (keV)	0.147 ± 0.001
	$n_e t (\times 10^{11} \text{cm}^{-3} \text{s})$	51.2 ± 0.1

3 Discussion and Conclusions

N49 のスペクトルを低温の ISM 成分と高温の過電離プラズマの重ね合わせで再現しようとしたところ、データの O VII triplet の禁制線の強度が強いという傾向が見られた。表 3 より 1 つの可能性としては低温の電離平衡プラズマ成分が考えられる。Katsuda et al. (2012) では RGS を用いて SNR と分子雲との衝突が確認されている領域で禁制線の強度が強くなっていることを発見し、電荷交換反応の可能性を示唆した。今後はこうした放射で全エネルギー帯のスペクトルを説明できるか検証していく。

Reference

- Park et al. 2012, ApJ, 748, 117
 Banas et al. 1997, ApJ, 480, 607
 Uchida et al. 2015, ApJ, 808, 77
 Katsuda et al. 2012, ApJ, 756, 49
 Russell, & Dopita 1992, ApJ, 384, 508
 Schenck et al. 2016, AJ, 151, 161
 Dickey, & Lockman 1990, ARA & A, 28, 215
 Cash 1979, ApJ, 228, 939

無衝突衝撃波生成実験

角地 真 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

宇宙線とは宇宙空間を飛び交う高エネルギー粒子のことであり、そのエネルギーは 10^{20} eV にまで及ぶ。 10^{15} eV 程度の宇宙線の加速起源の有力候補として、超新星残骸での無衝突衝撃波があげられるが、いまだ超新星残骸での粒子加速の理論的な解明には至っていない。無衝突衝撃波の宇宙線加速については、天体観測やシミュレーションによる検証が行われているが、検出器や計算機の制限などにより、完全な解明には至っていない。そこで本研究では天体観測研究、理論研究に次ぐ第三の研究手法として地上の実験室で天体現象を再現する、実験室宇宙物理学に着目した。大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの高エネルギーレーザー装置である激光 XII 号を用いて、超新星残骸での無衝突衝撃波を再現し、その精密測定を通じて超新星残骸での粒子加速の理解に迫ることを目指す。実験では雰囲気ガスとして窒素 5torr をチャンバー内に充満させ、磁場を 0.5T 印加した空間にある厚さ 2mm のアルミ平板に、レーザーエネルギー 700J/beam のレーザーを 4 本照射した。噴き出してきたアルミプラズマと充満している窒素プラズマの相互作用によりできる衝撃波を協同トムソン散乱計測、自発光計測等の光学計測機で計測し、その解析結果より 0.5T では磁場強度が足りないということがわかった。

1 Introduction

宇宙空間には高エネルギーの粒子が存在し、これを宇宙線と呼ぶ。この宇宙線は地球に絶えず飛来しており、そのエネルギースペクトルはべき型分布になっている。宇宙線は 20 世紀初頭にヘスの気球実験によって発見され、その起源の候補として超新星残骸・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。特に $10^{15.5}$ eV までの宇宙線は天の川銀河内で生成されていると考えられており、加速起源の最有力候補として超新星爆発による無衝突衝撃波が挙げられる。気体ガス中ではガスの構成粒子同士が十分な衝突を起こし熱平衡状態にある場合、粒子のエネルギー分布は Maxwell 分布 (熱的分布) となる。しかし、地球近傍で観測した宇宙線のエネルギースペクトルはべき型の非熱的分布となっている。このことから宇宙線は粒子同士の衝突が十分無視できる無衝突プラズマ中で生成されていると考えられる。衝撃波による宇宙線の加速機構は未解明になっている。超新星残骸などの高エネルギー天体現象を研究する手法として、観測、理論、数値シミュレーションが主にあげられるが、実験室宇宙物理学

は、これらとはまた異なった手法を用いて高エネルギーの天体現象を研究する分野である。実験室宇宙物理のひとつとして、ここでは、高強度のレーザーを用いて高エネルギーの天体現象を実験室で再現し、様々な計測装置を導入してその性質を調べることで現象の理解に迫るという手法をとる (レーザー宇宙物理学実験)。この手法の利点は、実験室で生成したもの、言い換えれば、実際に起こっていることを直接観測できるということである。しかし、実際の宇宙で起こっている現象と全く同じ状況を作り出すことは不可能である (例えば、粒子密度は現状の技術的に、総エネルギー量や空間的な広がりはそもそも物理的に再現不可能である)。そこで、実験室宇宙物理ではマッハ数やプラズマ β といった無次元量が実際の現象と等しければ、起こっている現象は等価である。なので、本研究でも無衝突衝撃波の生成条件などの満たすべき条件を設定した。

2 実験方法

実験の概要について説明する。Al ターゲットとコイルをレーザー照射方向に対して 15 度傾けて設置し、空間全体に雰囲気ガスを満たす (図 1-1)。レーザーをターゲットに照射すると Al ターゲットがプラズマとなり電子からの制動放射で光子を放射する。この光子がコイル間に充満している雰囲気ガスを光電離する。このときコイル間には磁場が発生しているためコイル間には磁場にトラップされたプラズマ (磁化プラズマ) で満たされる (図 1-2)。アルミターゲットから Al プラズマが噴射され、磁化プラズマと相互作用することで磁化プラズマ中を磁場に垂直方向に伝搬する無衝突衝撃波を生成する (図 1-3)

生成された無衝突衝撃波を協同トムソン散乱計測、2次元イメージング自発光計測、1次元ストリーク自発光計測で計測する。

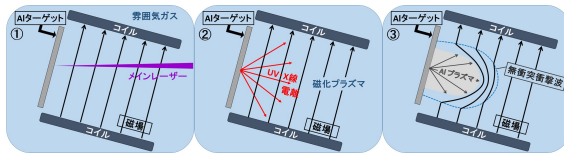


図 1: 実験方法概要

3 Results

実験では磁場を印加するためのコイルの不具合により当初予定していたが磁場強度よりも小さい 0.5T 程度の磁場を印加することができた。

空間を固定した時発光強度の時間発展の計測より磁場を印加した実験と磁場を印加しなかった実験を比べると、磁場を印加したほうが衝撃波面での自発光強度の立ち上がり早いことがわかった。またなにも情報が伝わっていないはずの衝撃波の上流領域でも自発光強度が大きくなっていることがわかった。(図 2) また協同トムソン散乱計測のスペクトル解析結果よりなにも伝わっていないはずの上流領域の温度が上昇していることが分かった。

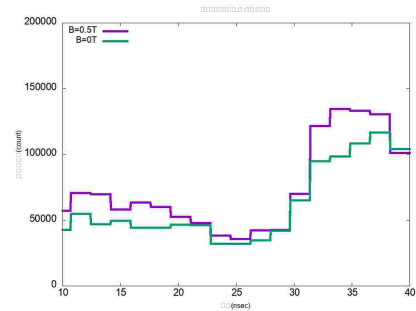


図 2: 磁場の有無による自発光強度の時間変化の比較

4 Discussion

自発光は主に電子からの制動放射なので、自発光強度は電子密度の 2 乗に比例している。磁場を印加した結果のほうが強度が強いことより、電子は磁場にトラップされて密度が上がったと考えられる。これに対して 0.5T の窒素イオンのジャイロ半径を見積もって見たところ、実験系より大きな値になり、イオンは磁場にトラップされていなかったことが分かった。この結果より磁場を 2 T 印加する事ができればイオンも電子も磁化されたプラズマで無衝突衝撃波を生成する事ができると分かった。また自発光計測の上流領域での強度の上昇および、協同トムソン散乱計測の結果の上流付近の温度上昇は衝撃波面から反射したイオンが上流付近で相互作用し、温度が上昇した可能性があると考えられる。これは今後、この実験パラメータにおける反射イオンによる不安定性の発展をシミュレーションで見積もってみてどの程度温度が上昇するのか確認する必要がある。

5 Conclusion

実験結果の解析結果より電子は磁化されているが、イオンは磁化されておらず、磁化プラズマを伝搬する無衝突衝撃波を生成するためには磁場強度が足りていなかったことが分かった。次回の実験ではより安定してより高強度な磁場を印加できる磁場発生装置を設計する必要がある。また上流領域での温度上昇についてはシミュレーションで反射イオンによる上流領域での温度上昇を見積もって見て、原因を特定する。

a9

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

日暮 凌太 (立教大学大学院 理学研究科物理学専攻)

Abstract

超新星残骸から観測される非熱的な X 線は、高エネルギー宇宙線電子のシンクロトロン放射によって放射される X 線であることが確立している。この宇宙線電子は、超新星残骸の表面に形成される衝撃波面を往復することにより超高エネルギーに達すると考えられる（衝撃波統計加速）。本研究の目的は、非熱的な X 線放射が支配的な超新星残骸 RX J1713.7–3946 北西 (NW) 領域の点源状に明るい多数の X 線源 (hot-spot) の正体を解明することである。この超新星残骸は電波やガンマ線の観測から、分子雲と相互作用していることや、TeV ガンマ線で明るいといった特徴がある。本研究では NW 領域の hot-spot に対しスペクトル解析、空間構造の解析や時間変動の解析などを行なった。その結果、この超新星残骸の NW 領域のシェル内には、hot-spot が多いことが示された。これまでに超新星残骸で非熱的な hot-spot のような構造が生成されることは知られていない。これらの解析結果に基づいて、これらの hot-spot の成因について議論する。

1 Introduction

恒星は内部物質の核融合反応が進行した結果、質量が $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ の星は重力崩壊し、超新星爆発を起こす。その噴出物質（イジェクタ）は、星間空間を超音速で伝播することで表面に衝撃波を形成する。超新星爆発後の中心天体の周囲に形成する構造のことを超新星残骸という。超新星残骸の衝撃波面を荷電粒子が往復することでエネルギーを獲得することができ、超高エネルギーまで加速される（衝撃波統計加速）。銀河系内にある超新星残骸は銀河宇宙線の起源と考えられており、多くの研究や観測が行われてきている。

今回解析する超新星残骸 RX J1713.7–3946 は、*ROSAT* X 線観測衛星の全天サーベイによって 1996 年に蠍座の方向に発見されたシェル型の超新星残骸で、距離が ~ 1 kpc、直径 ~ 18 pc である。また、年齢は 1580 – 2100 年と考えられており、中国で西暦 393 年に蠍座の方向で観測された記録が残っている“客星”との関係が議論されている。この超新星残骸からの X 線放射は主にシンクロトロン放射であること、北西 (NW) 領域のシェル内にフィラメント構造や年スケールのフラックスの時間変動、衝撃波速度 $(3900 \pm 300)(d/\text{kpc}) \text{ km s}^{-1}$ などが知られている。

多波長に渡って観測、研究が行われており、特に TeV ガンマ線の放射が非常に強いことから、粒子の加速機構を研究する際の重要天体となっている。

本研究の目的は、RX J1713.7–3946 北西領域に多く見られる点源状に明るい X 線源 (半径: $\sim 5''$) (以後、hot-spot と呼ぶ) の正体を解明することである。そのために、スペクトル解析や空間的な解析、時間変動の解析などを行なった。

2 Data Reduction

今回の解析には 1999 年に打ち上げられた *Chandra* X 線観測衛星のデータを使用した。これまでに、RX J1713.7–3946 の北西領域は *Chandra* 衛星の ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer) で 7 回観測されている (表 1)。*Chandra* 衛星の特徴は $\sim 0.5''$ の高い空間分解能である。この角度分解能によって、hot-spot のような細かい構造を解析することができる。

また、*Chandra* 衛星のデータ解析には、この衛星の解析ソフトである *ciao* 4.9 を用いた。また、エネルギースペクトル解析には、*Xspec* 12.9.1 を用いた。

表 1: *Chandra* 衛星による RX J1713.7–3946 NW 領域の観測

ObsID	Start Date	Exposure [ks]	PI
12671	2011-07-01	89.87	Y.Uchiyama
10092	2009-09-10	29.21	Y.Uchiyama
10091	2009-05-16	29.65	Y.Uchiyama
10090	2009-01-30	28.40	Y.Uchiyama
6370	2006-05-03	29.77	Y.Uchiyama
5560	2005-07-09	29.03	Y.Uchiyama
736	2000-07-25	29.62	P.Slane

3 Analysis & Results

図 1 の北西領域のフラックスイメージからわかるように、この領域には点源状に明るい X 線源が多い。この X 線源を hot-spot と呼び、その正体を解明するために以下で示すように詳細な解析を行った。

3.1 北西領域内の hot-spot の数

単位面積当たりの hot-spot 数を北西領域のシェルの部分とその他の部分に領域分けをして求めた。そのために、点源状の X 線源を検出した (wavdetect)。このとき、表 1 の 7 個のデータを全て用いると観測時間が 250 ks 以上になり、暗い点源状の X 線源も検出が可能となる。検出した点源状の X 線源のうち、光子フラックスが 1.5×10^{-6} photons/cm²/sec 以上のものを、今回は hot-spot として解析する。便宜上、これらの hot-spot を HS01–HS63 とした。図 1、図 2 に領域分けの仕方と、その領域内での単位面積当たりの hot-spot 数を示す。

図 2 からわかるように、Sreg1 とラベルづけしたフィラメント構造を含むシェル内の領域で顕著に hot-spot 数が多いことがわかる。また同様の解析を周囲 120 分角以内で *Chandra* 衛星によって観測されている天体の超新星残骸 CTB 37A (obsID: 6721, exposure: 19.91 [ks]) や惑星状星雲 IC 4637 (obsID: 14586, exposure: 29.59 [ks]) の星間空間に対して行い、それらの結果と比較しても単位面積当たりの hot-spot 数はフィラメント構造を含むシェル内で顕著に多かったことから、hot-spot は RX J1713.7–3946 由来である可能性が高いと考えられる。

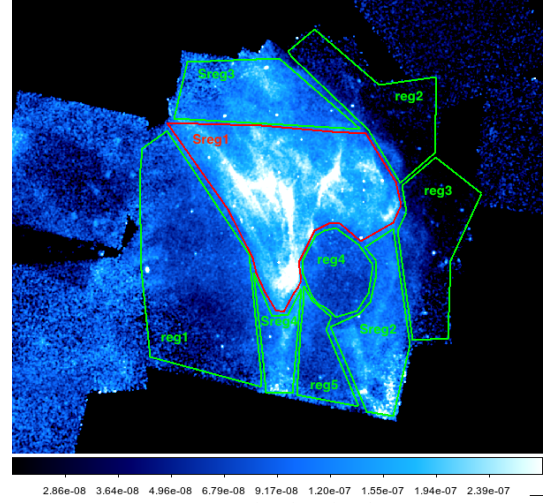


図 1: 北西領域の領域分け

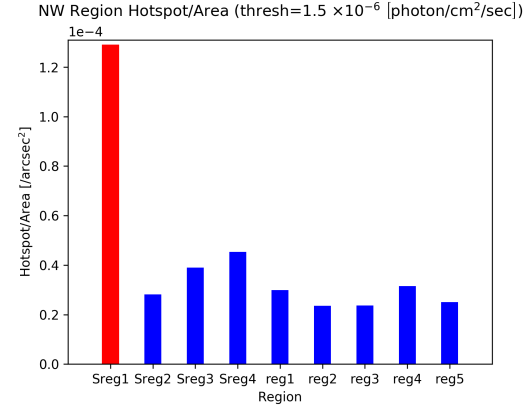


図 2: 各領域における単位面積当たりの hot-spot 数

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

Hot-spot のフラックスイメージを異なるエネルギー帯 (soft band: 0.5 – 1.2 keV, medium band: 1.2 – 2.0 keV, hard band: 2.0 – 7.0 keV) で作成すると、様々な見え方をすることがわかった。その一部を図 3 に示す。

また、これらの hot-spot のエネルギースペクトルを星間吸収とベキ関数のモデルでフィッティングした。このとき、ソースの領域は、wavdetect で検出した hot-spot の中心座標から半径 5'' の円、バックグラウンドは中心から内径 8''、外径 27'' の円環とした。多くの hot-spot は超新星残骸のシェル内にある

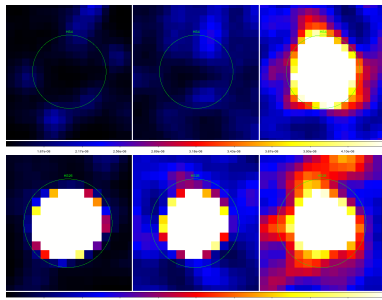


図 3: 上から HS04, HS26 のフラックスイメージ。エネルギーバンドは左から soft、medium、hard の順

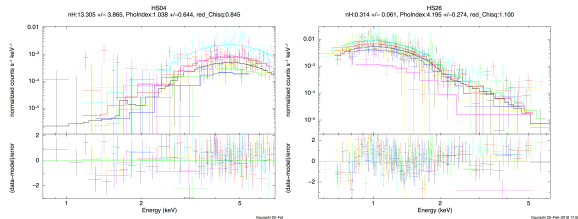


図 4: 左から HS04, HS26 のエネルギースペクトル

ため、hot-spot の放射を見るために、バックグラウンドをソースの近くにする事で超新星残骸の放射成分を取り除いた。個々の観測結果だけでは統計が悪いため、それぞれの hot-spot が観測されている全てのデータを用いて、水素柱密度と光子指数は全データで同じにし、ベキ関数の norm だけをフリーにして “joint fit” した。その結果、様々なスペクトルの形状が見られた。その一部をここでは示す (図 4)。

また、星間吸収とベキ関数のパラメータである、水素柱密度と光子指数の関係をプロットすると、この超新星残骸の典型的な値 (光子指数: $2.3 - 2.6$ 、水素柱密度: $0.7 - 1.0 [10^{22} \text{ atoms cm}^{-2}]$) と比較して、吸収効いている、効いていない hot-spot、スペクトルが soft、hard な hot-spot など様々な hot-spot が存在した (図 5)。

3.3 Hot-spot の空間的な大きさ

Hot-spot が点源か広がったソースかを解析した。この解析には、ciao の srcextent というコマンドを使用した。そして、各観測ごとに、それぞれの hot-spot が点源か広がったソースかを判定した。観測にかからなかった hot-spot やカウント数が足りずに判定できなかった hot-spot もあった。その結果、一部の hot-spot は 90% の信頼度で広がっていると判定さ

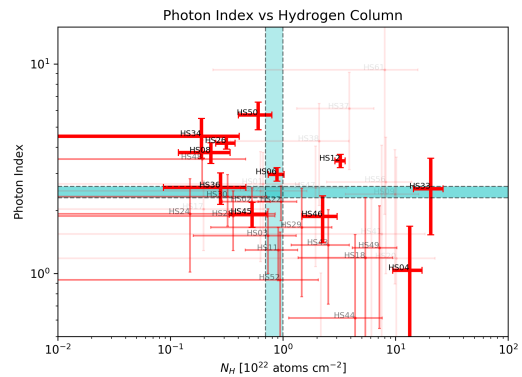


図 5: 水素柱密度と光子指数の関係図。見やすさのため水素柱密度が $10^{-2} [10^{22} \text{ atoms cm}^{-2}]$ 以上の hot-spot かつ、光子フラックスが最小値から $2.5 \times 10^{-6} \text{ photons/cm}^2/\text{sec}$ 、 $2.5 \times 10^{-6} - 5.0 \times 10^{-5} \text{ photons/cm}^2/\text{sec}$ 、 $5.0 \times 10^{-6} \text{ photons/cm}^2/\text{sec}$ から最大値でプロットの濃さを変えている。

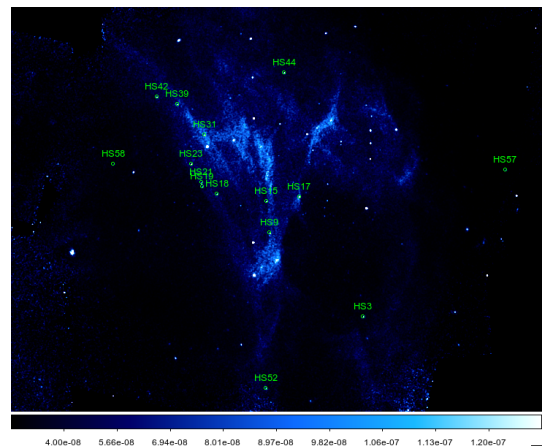


図 6: 90% の信頼度で広がっていると判定された hot-spot (フラックスイメージ $0.5 - 7.0 \text{ keV}$)

れた。しかし、全観測で広がっていると判定された hot-spot は存在しなかった。よって、Chandra 衛星の psf では多くの hot-spot が点源とコンシステントであった。さらに、図 6 からわかるように、広がっていると判定された hot-spot の多くはフィラメント構造の近くに存在した。

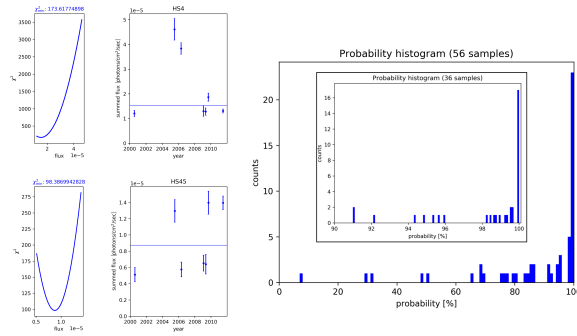


図 7: 左: 上から、HS04、HS45 の光子フラックスの時間変動と χ^2 の値。右: 「時間変動していない」という仮説を棄却できる確率のヒストグラム

3.4 Hot-spot の光子フラックスの時間変動

光子フラックスの時間変動を χ^2 検定を用いて定量的に解析した。観測が 4 回以上されている hot-spot (56 個) を用いた。図 7 の左のグラフの横線の値は左のグラフの χ^2 の最低値のモデル値を表している。そして、この $\chi^2_{\min}$ の値から、時間変動していないことを棄却できる確率を求めた。その結果、図 7 の右 (棄却できる確率のヒストグラム。0 – 100% のヒストグラムと 90 – 100% のヒストグラム) から、90% 以上の確率で時間変動していない仮説を棄却できる hot-spot が半数以上 (36 個/56 個) あり、99% 以上で棄却できる hot-spot も約半数 (23 個/56 個) 存在することがわかった。さらに、光子フラックスの時間変動には、数年スケールや数ヶ月スケールといった、短い時間で変動していることがわかった。

4 Discussion

これらの解析結果から、hot-spot の正体は分子雲コアの可能性がある。RX J1713.7–3946 が超新星爆発前に重たい親星であり、分子雲内や近くに存在していたとする。この仮定は、先行研究で示されている、分子雲との相互作用や重力崩壊型の超新星であることに矛盾しない。その星風によって、周囲の低密度な部分は掃き飛ばされ、高密度な部分 (分子雲コアなど) が残る。その後、超新星爆発を起こし衝撃波で加速された陽子と分子雲コア内の原子核が相互作用し、荷電パイ中間子を生成し、その崩壊によって

電子陽電子が作られる。これらの電子陽電子のシンクロトロン放射が hot-spot のように見えていると考えられる。

よって、分子雲コアの中での放射が起こる位置により、スペクトルの吸収のばらつきを説明することができる。空間的な広がりでは、分子雲コアの典型的な大きさは ~ 0.1 pc で hot-spot はさらに一桁小さい。しかし、分子雲コアのうち X 線で光っている領域の大きさが分子雲コアの大きさよりも小さいことは十分に考えられ、シミュレーションを通して検証する予定である。光子フラックスの時間変動は、衝撃波と分子雲コアの相互作用で磁場が増幅されると考えるとシンクロトロン放射での放射冷却によって月スケール、年スケールの変動をしていると考えられる。

5 Conclusion

今回、RX J1713.7–3946 の北西領域における点源状に明るい X 線源 (hot-spot) を解析した結果、フィラメント構造を含むシェル内で顕著に多いことが示された。さらに、hot-spot のスペクトル解析やフラックスイメージは様々なタイプのものが存在した。空間的な広がりでは、多くの hot-spot で点源とコンシステントであったが、一部広がっている可能性がある hot-spot も存在した。光子フラックスの時間変動からは月スケール、年スケールの時間変動が見られた。これらの解析結果から考えられる hot-spot の正体として、衝撃波で加速された陽子と分子雲コアの物質との相互作用で生成される荷電パイ中間子の崩壊で生じる二次電子のシンクロトロン放射が X 線で hot-spot として観測されていると考えられる。今後 MHD シミュレーションを用いて検証する予定である。

Reference

- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., Maeda, Y. 2007, Nature, 449, 576
- Tsuji, N. & Uchiyama, Y. 2016, PASJ, 68
- Inoue, T., Yamazaki, R., et al. 2012 APJ, 744, 71
- Sano, H., Fukuda, T., et al. 2015 APJ, 799, 175

a10

かに星雲の可視偏光の変動に関する研究

高木 健吾 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年、かに星雲ではガンマ線領域で急激に明るくなるガンマ線フレアが何度も起こっている。しかし、その増光の原因はわかっていない。そこで、我々は広島大学 1.5m かなた望遠鏡を用いて可視・近赤外域の偏光撮像モニターを行うことで、その増光の原因の糸口を探る試みを始めた。しかし、かに星雲のような淡く広がった天体の地上からの偏光撮像では、時間変化する背景スカイ光により精度の高い測定が一般的に困難である。そこで、この背景スカイ光成分を推定し、それを精度よく差し引く手法を確立した。またかにパルサーに関しても開口測光パラメータを工夫することによって精度の向上を達成した。これによって星雲成分やパルサーの偏光の時間変動の有無を詳しく捉えることができるようになった。そこから、ガンマ線フレアの前後での偏光度・偏光方位角の変化を調べたが、かにパルサー周辺での偏光度の大きな変化は見られなかった。

1 Introduction

1.1 偏光

電磁波において、電場 (ないしは磁場) ベクトルは、進行方向に対して垂直な方向に振動している。この振動の方向がある特定の方向に偏っている光の一群を直線偏光という。以下では、単に偏光と呼ぶ場合には直線偏光を表すものとする。偏光を表すパラメータとしてストークスパラメータというものがある。ストークスパラメータは I, Q, U, V があり、 I は電磁波の強度に関するパラメータ、 Q, U は直線偏光に関するパラメータ、 V は円偏光に関するパラメータを表す。これらのストークスパラメータを用いて、偏光度 P 、偏光方位角 θ は

$$P = \sqrt{\frac{Q^2 + U^2}{I}}$$
$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{Q}{U}$$

と表される。

天体からの光の偏光の原因は星間物質中や分子雲中のダスト吸収によっておこる星間偏光や天体まわりのダストや自由電子による散乱、磁力線まわりの高エネルギーの電子が円運動するときに電磁波が放射されるシンクロトロン放射がある。地上からの淡く広がった天体に対する偏光解析において、誤差の大きな原因となっているのは星のない

部分であってもものっている背景スカイ光成分である。観測時に dither や nodding といった、目標天体が検出器上で写る場所をわずかにずらして撮影する方法をとることによって、目標天体と同じ検出器位置でのスカイ光成分を差し引いたり、PSF 測光や開口測光という測光手法を用いたりすることで偏光の誤差を小さくすることができる。しかし、かに星雲のように広がった天体ではこれらの方法が使いつづいたため、スカイ光成分を他の方法を用いて推定し、差し引く必要がある。

1.2 かに星雲

かに星雲は 1054 年に起きた超新星爆発の残骸である。かに星雲の中心付近にはかにパルサーがある。かにパルサーは地球から約 7200 光年離れたおうし座にあり、33ms の周期で回転している。パルサーは規則正しく電磁波パルスを放出しており、その周期は星の回転周期に対応している。このパルス周期は時間とともに長くなっており、中性子星の回転が遅くなっているということがわかっている。

かに星雲は現在秒速数千 km で膨張し続けるガスが星間物質と相互作用することで、ガンマ線から電波まで幅広い波長を放出し、それが観測されている。可視・近赤外領域では主にシンクロトロン放射で光っていると考えられている。

近年、ガンマ線衛星 Fermi によってガンマ線領域で急激に明るくなる増光が観測されている。その原因として磁気リコネクションやシンクロトロン放射など様々考えられているが、未だ定かではない。

2 Observations&Reduction

広島大学所有のかなた望遠鏡に搭載されている検出器 HONIR を用いて可視 (R バンド)・近赤外 (K_s, J バンド) の偏光撮像観測を 2017 年 10 月 31 日, 11 月 9 日, 11 月 17 日に行っていた。また、2018 年 3 月 13 日にガンマ線フレアが起こったことをうけて、3 月 13 日, 3 月 17 日に偏光撮像観測を行った。この偏光撮像観測によって得られた画像は以下のようになっている。図 1 の中心付近でもやの様に写っ

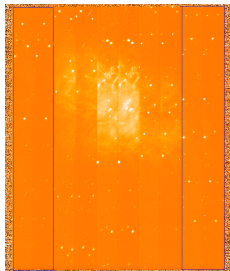


図 1: かに星雲の偏光撮像観測によって得られる画像

ている天体がかに星雲で、さらにその中心にある天体がかにパルサーである。図 1 上で同じ部分がとなり合わせに写っているのは、偏光観測を行うときにプリズムを使って光源からの光を常光と異常光に分け、この比を用いて偏光を計算するためである。

このようにして得られた画像には、幅広い部分にかに星雲が写っている。しかし、スカイ光成分がのっており、これが偏光解析を行う際の誤差の大きな原因となっている。そこで、このスカイ光成分を推定し、差し引くことが必要である。

3 Results

3.1 広がった天体に対する偏光解析

ここまで、広がった天体の誤差はスカイ光成分が大きな原因であり、これをなるべく差し引くこと

が重要であるということを述べてきた。

多く用いられる方法として、目標天体を観測する前後に近くの領域の星のあまりないところを偏光観測し、そこで得られた画像をスカイ画像として使用する方法である。まずこのよく用いられる方法を今回も用いることができるのかを確認するために、観測で得られるスカイ光成分のカウントの時間変化を調べた。この結果、撮像中に雲の通過がない場合にはスカイ光成分のカウントに大きな違いがみられなかった。しかし、観測中に雲が通過することによって、スカイのカウントは大きく変化していた。

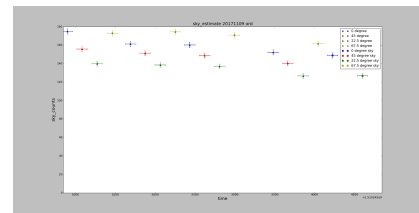


図 2: スカイカウントの時間変化

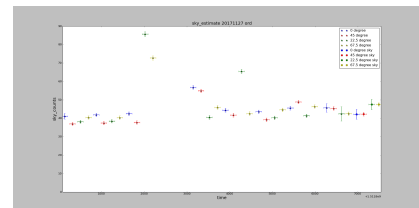


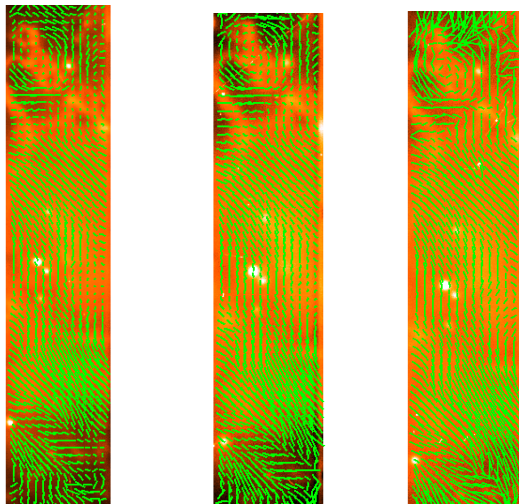
図 3: 雲が通過したと考えられるのスカイカウントの時間変化

また、日によって星のあまりない場所の偏光観測によるスカイ画像が取られていない日があったり、観測の最初だけや最後にだけ取られている日があった。そこで、かに星雲の写っている画像 (オブジェクト画像) からスカイ光成分の推定を行うこととした。図 1 においてかに星雲の写っていない部分 (図 1 の左右両端の青で囲われた部分) はかに星雲付近のスカイ光成分を表している。そのカウントが、かに星雲の偏光撮像の前後に撮られたスカイ画像のスカイ光成分のカウントと概ね一致していることを確認した。ここから、図 1 の左右両端の部分はその時間でのスカイ光成分を表しているということを確認することができた。この左右両端の部分を重ね合わせて値の低い方を採用してスカイ画像を作成した。この作成し

たスカイ画像を、図 1 のかに星雲の成分から常光は常光のスカイ画像で、異常光は異常光で差し引くことによってスカイ引きを行う。しかし、検出器に傾斜があるという問題があるためにそのまま差し引くのでは、余計なスカイ光成分が残ってしまったり、引き過ぎてしまったりする。そこで、図 1 のかに星雲成分の上下に少しあるスカイ光成分と考えられる部分を作成したスカイ画像の同じ位置のスカイカウントと合わせて、それを差し引くようにした。このような方法をもちいることによって、偏光度の誤差が 0.3% 程度まで低減することが可能になった。

3.2 かに星雲の偏光

かに星雲周辺の偏光を表した偏光マップを示す(図 2)。この図において、線の長さが偏光度を線の方が偏光方位角を表しており、図 4 の上の方が偏光方位角の 0° で時計回りに角度が増加していく。ここで線が表示されているものはインテンシティ I が $\frac{I}{\delta I} > 10$ かつ偏光度 P が $\frac{P}{\delta P} > 3$ である部分のみである。



(a) 2017 年 10 月 31 日 (b) 2017 年 11 月 9 日 (c) 2018 年 3 月 13 日

図 4: 各日での偏光マップ

4 Discussion

かに星雲での偏光度の変化を見るために $\frac{Q}{I}$ と $\frac{U}{I}$ の差分画像を作成した。今回は 2018 年 3 月のフレアによる偏光の違いを見るために 2017 年 10 月 31 日と 2018 年 3 月 13 日で差分をとり (2018 年 10 月 31 日の画像 - 2018 年 3 月 13 日の画像)、どの程度変化しているのかをヒストグラムにした。また、比較のために 2017 年 10 月 31 日と 2017 年 11 月 9 日の差分 (2017 年 10 月 31 日の画像 - 2017 年 11 月 9 日の画像) のヒストグラムが図である。

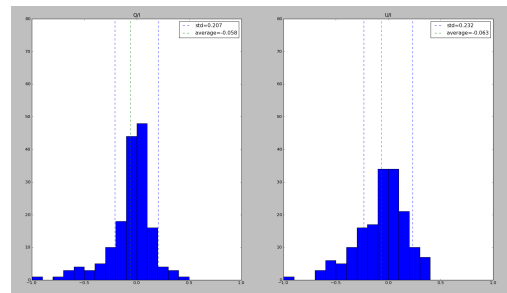


図 5: 2017 年 10 月 31 日と 2017 年 11 月 9 日の差分画像からできたヒストグラム

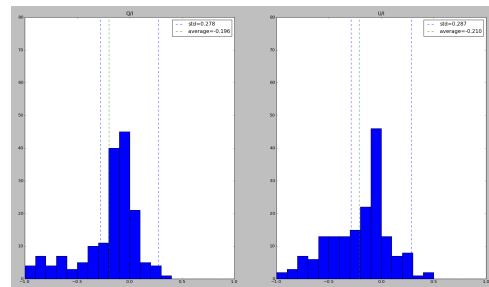


図 6: 2017 年 10 月 31 日と 2018 年 3 月 13 日の差分画像からできたヒストグラム

図 5 と図 6 を比較すると、 $\frac{Q}{I}, \frac{U}{I}$ の変化の割合において、-0.6 -0.9 の割合が増えているように見える。これは 2018 年 3 月 13 日の偏光が変化しているということが示唆される。その変化が特に大きい場所はかに星雲の可視域でもやのように見える部分の端のほうであった。しかしながら、今回の結果だけではガンマ線フレアの結果変化が生じているのか、そしてこの変化は有意と言えるのかということが不十分であると考えている。そこで、これからさらなる追加の観測を行いデータを増やしていく。

5 Conclusion

本研究では、かに星雲のような広がった天体の偏光解析で重要になるスカイ光成分の推定と差し引きを行った。それを用いて、かに星雲の偏光観測・解析を行い、ガンマ線フレア前後で変化がある可能性を示唆したが、これが有用であると言える根拠がないというのが現状である。そこで、今後もしばらくモニターを継続するとともに、新たなガンマ線フレア発生した場合には可視光強度や偏光の変化が無いかを調べる予定である。

all

Boomerang 領域からの超高エネルギーガンマ線観測

岡 知彦 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

Boomerang パルサー風星雲 (Pulsar Wind Nebula : PWN) 領域 (以下、Boomerang 領域) は、パルサー PSR J2229+6114、PWN G106.6+2.9、超新星残骸 (Supernova Remnant : SNR) G106.3+2.7 が複合的に存在する領域である。この領域は多波長での観測が行われており、X 線、電波でパルス放射するパルサーが PWN に囲まれ、そこから彗星の尾の様に伸びた形をした SNR が存在するという、複雑な形態をとることが分かっている。超高エネルギーガンマ線の領域では、解像型大気チェレンコフ望遠鏡である VERITAS での観測により、SNR 部分にガンマ線ピークがあることが分かった (Acciari et al. 2009)。このようなガンマ線は、一般的に、SNR では超新星爆発による爆風が、PWN ではパルサー風が、周囲の星間物質と衝突するときに生じる衝撃波により加速された荷電粒子から様々な放射過程により放射されると考えられている。その放射過程は、陽子と星間物質との衝突によって出来た中性パイオンの崩壊の際に生じるもの (陽子起源)、逆コンプトン散乱や制動放射によるもの (電子起源) の 2 つのモデルで議論されている。しかし、この領域のガンマ線放射は、上記の一般的な放射起源の議論だけでなく、そもそも、パルサー・PWN 由来であるか、SNR 由来であるかも明確になっていない。スペクトルの空間的な変化を測定することによってガンマ線の放射起源の解明に繋がることが期待されるが、VERITAS での観測では測定されなかった。例えば、先行研究 (Aharonian et al. 2006) によりパルサー・PWN から放射されるガンマ線のエネルギースペクトルのべきは空間的に変化するという観測結果が得られている。そこで MAGIC を用いて、Boomerang 領域のガンマ線放射を観測し、放射領域のエネルギー依存性やスペクトルの空間変化について調べた。本講演では、MAGIC で取得されたデータの解析結果について述べる。

1 Boomerang 領域

Boomerang 領域は、パルサーと PWN、SNR が複合的に存在する領域である。この領域の観測はこれまで多波長で行われてきた。1990 年に電波での観測 (Joncas & Higgs. 1990) により SNR G106.3+2.7 が発見され、2001 年に X 線での観測 (Halpern et al. 2001a,b) により、PSR J2229+6114 と PWN G106.6+2.9 が見つかった。図 1 に 1420 MHz 電波連続波でのイメージを示す (Kothes et al. 2001)。図 1 から、この領域の北東部には PSR J2229+6114 とブーメラン型をした PWN G106.6+2.9 が存在しており (以下、head)、そこから南西に向かって彗星の尾のようにソースが広がっている (以下、tail) ことが分かる。超高エネルギー (Very-High-Energy : VHE) ガンマ線でのこの領域の観測は 2009 年に VERITAS 望遠鏡を用いて行われている (Acciari et al. 2009)。630 GeV 以上のガンマ線の分布を図 2 に示す。図 2

より、head 部分よりも tail 部分で強い VHE ガンマ線放射が見られることが分かる。しかし、この領域でのガンマ線放射機構は未だ解明されていない。次節でこの領域で考えられている放射モデルについて述べる。

2 Boomerang 領域の VHE ガンマ線放射過程

2.1 VHE ガンマ線放射の一般的なモデル

SNR や PWN といった天体からの VHE ガンマ線の放射過程は主に以下のように考えられている。SNR では超新星爆発の爆風が周囲の星間物質と衝突することにより生じた衝撃波面において、荷電粒子が衝撃波統計加速を受けると考えられている。一方、PWN

¹ v_{LSR} : 局所静止基準 (Local Standard of Rest) 速度

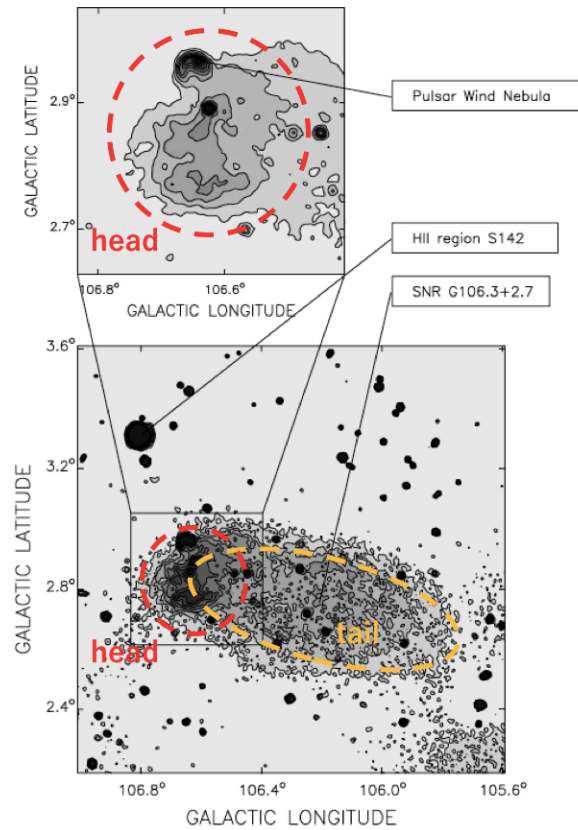


図 1: 電波 (1420 MHz 電波連続波) で見える Boomerang 領域 (Kotthes et al. 2001)

ではパルサー風と SNR 物質の衝突で衝撃波面が作られ荷電粒子が加速を受ける。これらの過程で高エネルギーまで加速された荷電粒子によってガンマ線は放射される。加速される荷電粒子の候補として陽子と電子の 2 つが挙げられている。陽子起源では、陽子と星間物質の衝突によって生じたパイ中間子の崩壊によって VHE ガンマ線を生じると考えられている。また電子起源では、シンクロトロン放射によって放射されたり、宇宙マイクロ波背景放射光子の逆コンプトン散乱によって加速されガンマ線を生じると考えられている。現在これらの放射モデルの議論において、PWN 由来のガンマ線放射は電子起源だと分かっているが、SNR での放射過程についてはまだ決着がついていない。

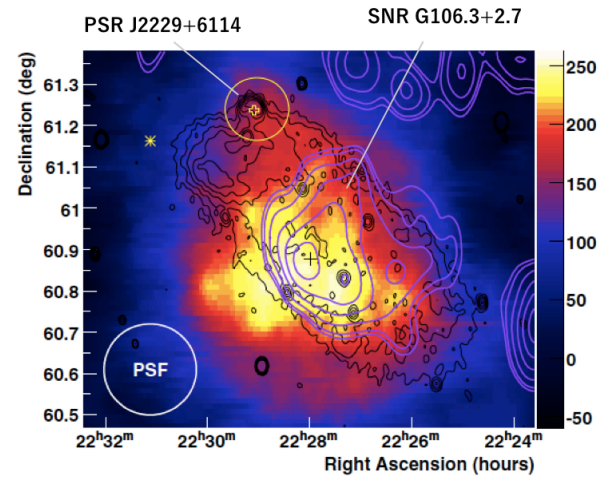


図 2: VHE ガンマ線 (> 630 GeV) で見える Boomerang 領域 (Acciari et al. 2009)
黒の等高線は 1420 MHz 連続波、マゼンタの等高線は $\text{CO}(J = 1 - 0, v_{\text{LSR}} = -6 \text{ to } -4 [\text{km/s}]^{-1})$ の積分強度比を指す

2.2 Boomerang 領域の放射モデル

Boomerang 領域では、前節で述べたガンマ線放射機構が未解明であり、さらにそれが SNR 由来か PWN 由来であるかも明らかになっていない。それらの放射過程の解明には、この領域の構造を正しく理解することが必要である。この領域の構造の成長過程について、パルサー・PWN と SNR が (A) 異なる超新星爆発によって生まれたと考える場合と (B) 同じ超新星爆発によって生まれたと考える場合の 2 つのシナリオが提案されている。

シナリオ (A)

この領域に高密度な物質はないと仮定したとき、図 3 上のように対症的に衝撃波面は広がっていくと考えられる。電波観測で得られた SNR の大きさから、この仮定の下でその年齢は 1.3 Myr だと求められている (Pineault & Joncas. 2000)。一方、X 線観測により、パルサーのスピンドアウン年齢は 10 kyr だと求められている (Halpern et al. 2001b)。従って、このパルサー・PWN と SNR は異なる超新星爆発で誕生したと考えられる。

シナリオ (B)

超新星爆発は現在パルサーが存在する場所の近くで起こったと考える。この周囲に図 3 下に示

ように、超新星爆発のあった場所の北側に高密度な物質が存在していると仮定すれば、衝撃波は北方向へは延びない。さらに南西側の物質密度が小さいと仮定すれば、衝撃波は南西方向に大きく延びていくと考えられる。このシナリオの下では SNR の年齢は 10 kyr 程度になると求められている (Kothes et al. 2001)。この結果は先に紹介したパルサーの年齢と一致している。

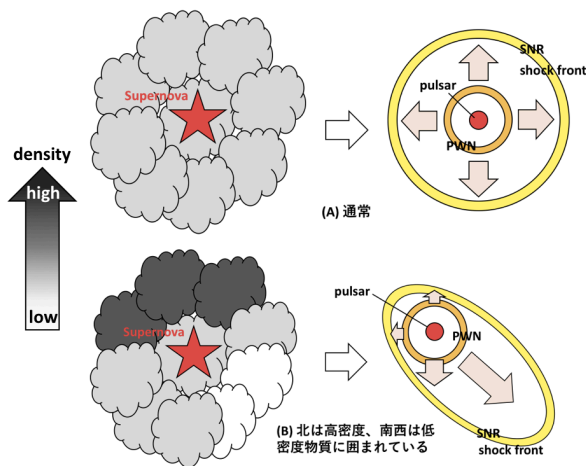


図 3: Boomerang 領域の成長過程補図

2.2.1 SNR 由来の放射モデルでの議論

VERITAS での観測により、VHE ガンマ線の放射位置が CO 輝線の放射領域と一致していることが分かった。これは VHE ガンマ線の放射位置には濃い分子雲が存在することを示し、この放射が SNR 由来の陽子起源である可能性を示唆する。もし OH メーザーの放射が検出されれば、SNR の衝撃波面が存在することの強い証拠となり、この主張を強めることができる²が、未だにそのような放射は確認されていない。

2.2.2 PWN 由来の放射モデルでの議論

VERITAS での観測では、PWN 付近の HI ガスが密な head 部分での有意な VHE ガンマ線放射は見つ

²SNR の衝撃波によって分子雲が励起状態になりやすくなり、メーザーの放射強度が大きくなる (Elitzur. 1976)

かしていない。シナリオ (A) に基づけば、PWN から VHE ガンマ線放射が 200 GeV 以上でかに星雲の 4-16 % 程度のフラックスが観測されることが期待される (Bednarek & Bartosik. 2005)。一方、シナリオ (B) に基づけば、パルサーからの電子が head よりも tail により多く進むことによって、PWN 付近での放射に用いられるはずだった電子が tail 付近での放射に用いられると考えることが出来る。従って、head 部分で有意な VHE ガンマ線放射がないと説明することが出来る。

2.3 放射モデルの検証方法

これらの放射モデルの検証は容易ではないが、この領域での VHE ガンマ線放射源を特定するための方法の 1 つとして、放射領域のエネルギー依存性やスペクトルの空間変化を調べることが挙げられる。PWN から放出される VHE ガンマ線の特徴として、パルサーからの距離が遠くなるにつれてスペクトルがソフトになるという事例が H.E.S.S. 望遠鏡の観測によって見つかった (Aharonian et al. 2006)。それはパルサー風に沿って加速される電子が周りの星間物質との相互作用によって冷却を受け、パルサーから離れるにつれて電子のエネルギー分布の高エネルギー成分が減少していると解釈された。図 4 に H.E.S.S. 望遠鏡で観測された J1825-137 のスペクトルの空間変化を示す。

3 観測方法と解析

3.1 観測方法

今回の VHE ガンマ線の観測では、Boomerang 領域の VHE 放射起源、またその放射過程を解明することを目的とし、前節にあげたような放射モデルの検証のため、放射領域のエネルギー依存性やスペクトルの空間変化を調べた。

観測には解像型大気チェレンコフ望遠鏡である MAGIC 望遠鏡を用いた。VERITAS での観測が 33.4 時間のデータ取得であったのに対し、今回の MAGIC を用いた観測では約 60 時間のデータを取得すること

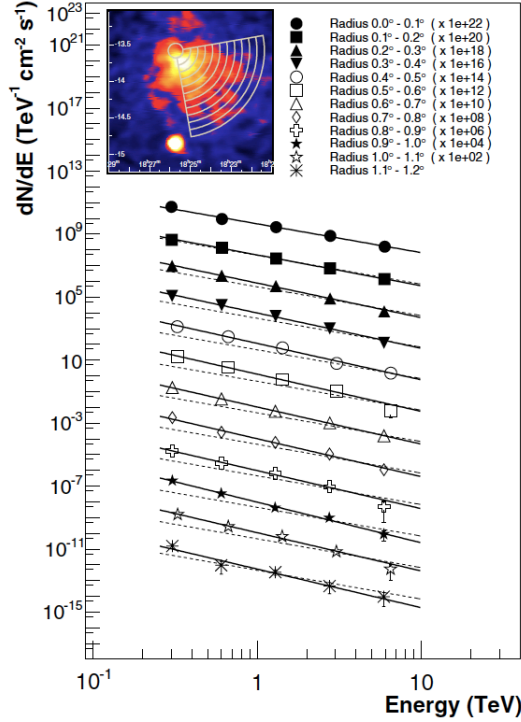


図 4: HESS J1825-137 のスペクトルの位置依存性 (Aharonian et al. 2006)
図内のマップに示す白線に沿って領域を切り、その領域毎のスペクトルを描いている

が出来た。観測は 2017 年 5 月から 2018 年 6 月に掛けて行われた。

3.2 解析

データは MAGIC 望遠鏡の標準解析ツールを用いて解析した (Aleksic et al. 2016)。解析の結果、Boomerang 領域から VHE ガンマ線が有意に放射されている事が確認された。モロホロジーのエネルギー依存性を調べるため、エネルギー帯を区切って VHE ガンマ線の空間分布を描き比較した。これによって、パルサーから距離が遠ざかるにつれ、高エネルギー側でガンマ線フラックスが減少することが分かった。この結果より、この領域では PWN 由来の VHE ガンマ線の放射成分があると解釈することができた (MAGIC Collaboration の規定に反するため、結果の詳細の記載は避ける)。

Reference

- Acciari et al. 2009, “DETECTION OF EXTENDED VHE GAMMA RAY EMISSION FROM G106.3+2.7 WITH VERITAS”, ApJ,
- Kothes et al. 2001, “THE SUPERNOVA REMNANT G106.3+2.7 AND ITS PULSAR-WIND NEBULA: RELICS OF TRIGGERED STAR FORMATION IN A COMPLEX ENVIRONMENT”, ApJ,
- Joncas & Higgs. 1990, “The DRAO galactic-plane survey. II. Field at l=105” A&AS,
- Halpern et al. 2001a, “A POSSIBLE X-RAY AND RADIO COUNTERPART OF THE HIGH-ENERGY GAMMA-RAY SOURCE 3EG J2227+6122”, ApJ,
- Halpern et al. 2001b, “PSR J2229+6114: DISCOVERY OF AN ENERGETIC YOUNG PULSAR IN THE ERROR BOX OF THE EGRET SOURCE 3EG J2227+6122”, ApJ,
- Pineault & Joncas. 2000, “G106.3+2.7 : A SUPERNOVA REMNANT IN A LATE STAGE OF EVOLUTION”, Astron J.,
- Elitzur. 1976, “INVERSION OF THE OH 1720-MHz LINE”, ApJ,
- Bednarek & Bartosik. 2005, “TeV gamma-rays from the Northern sky pulsar wind nebulae”, J. Phys. G: Nucl Part. Phys,
- Aharonian et al. 2006, “Energy dependent γ -ray morphology in the pulsar wind nebula HESSJ1825137”, A&A,
- Aleksic et al. 2016, “The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part II: A performance study using observations of Crab Nebula”, Astroparticle Physics,

b1

分子雲形成の金属量依存性

中津川 大輝 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

本講演では Inoue & Omukai (2015) のレビューを行う。Koyama & Inutsuka (2002) や Inoue & Inutsuka (2008) などの分子雲形成シミュレーションでは、高温低密の星間ガスを衝撃波圧縮することによって低温高密度の分子雲クラumpが形成されることが示されている。形成された分子雲クラump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とが分かっている。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umpのランダム運動と考えられている。Field(1965)によると、圧縮されたガスが冷却される時、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umpが生成されることが考えられている。低温領域での冷却は金属元素が担っているため、分子雲クラumpの形成には金属元素の量が重要になる。Inoue & Omukai (2015) では金属量を変えた場合の熱的不安定性および分子雲クラump形成を議論しており、低金属量の場合でも低温高密度のクラumpが形成されるがその大きさは低金属ほど大きくなることが示された。

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ump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ump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ump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umpが生成されることが考えられている。

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ump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。

本講演では Inoue & Omukai (2015) のレビューを行い、金属量を変えた場合の熱的不安定性やクラumpの形成を議論する。超音速乱流が星形成に与える影響も議論したい。

2 冷却と熱的不安定性

ここでは衝撃波圧縮からクランプ形成までを説明する物理的過程について述べる。

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 $\mathcal{L}(\rho, T)$ 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 と呼ぶ。

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

これより長いスケールのゆらぎしか成長できない。

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。

成長することができるのは、 $l_F < \lambda < l_{\text{ac}}$ を満たす波長のゆらぎである。

2.3 加熱冷却機構

次に加熱と冷却の機構について簡単に述べる。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 低金属量における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。

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

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

と考へて、熱的不安定スケールを見積もると、次のようになる。

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

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

金属量を下げていくと l_F, l_{ac} ともに大きくなること

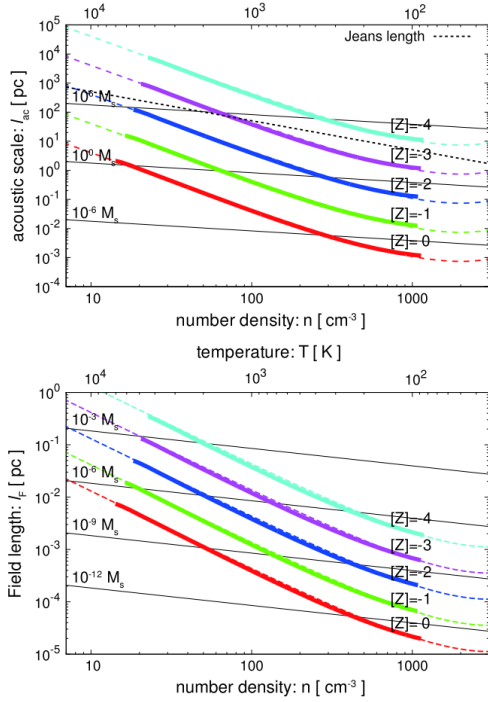


図 1: 各金属量での不安定スケール
上が l_{ac} を、下が l_F を表す
[Z] = $\log_{10}(Z/Z_\odot)$ である

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 シミュレーションの手法

Inoue & Omukai (2015) で行われたシミュレーションについて簡単に記す。このシミュレーションでは加熱・冷却、熱伝導、化学反応を考慮した流体力学方程式を解いている。流体計算は時間空間 2 次のゴドノ

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 Ly- α 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 O 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。

計算のセットアップについてを記す。立方体の箱の中で、 x 軸正方向と負方向の高温低密度星間媒質の流れを $x = 0$ 面で衝突させることで衝撃波を発生させ、衝撃波圧縮を起こしている。

熱的不安定性の成長スケールが金属量に依存すると考えられるため、立方体の大きさは考える金属量ごとに変えていく必要があるが、立方体の一辺の長さを $L = 4(Z/Z_\odot)^{-1} [\text{pc}]$ として計算を行う。金属量に関しては $Z = 1Z_\odot, 10^{-1}Z_\odot, 10^{-2}Z_\odot, 10^{-3}Z_\odot, 10^{-4}Z_\odot$ で計算している。

4 結果

Inoue & Omukai (2015) で行われた計算の結果を示す。 $t = 0.6 (Z/Z_\odot)^{-1} [\text{Myr}] = 1.5 t_{\text{cool}}$ における各金属量での密度分布を図 2 に示す。

図 2 より、金属量を変えた場合でもクランプが形成され、低温高密度領域と高温低密度領域の二相構造が出現することが確認できる。一方、§2.4 で述べたように不安定性の成長スケールが金属量によって変化することを反映して、低金属量の場合ほど形成される低温高密度クランプは大きくなることが分かる。

5 議論と今後の展望

金属量が少なくなると低温高密度のクランプが大きくなることから、ある金属量を境に不安定スケール

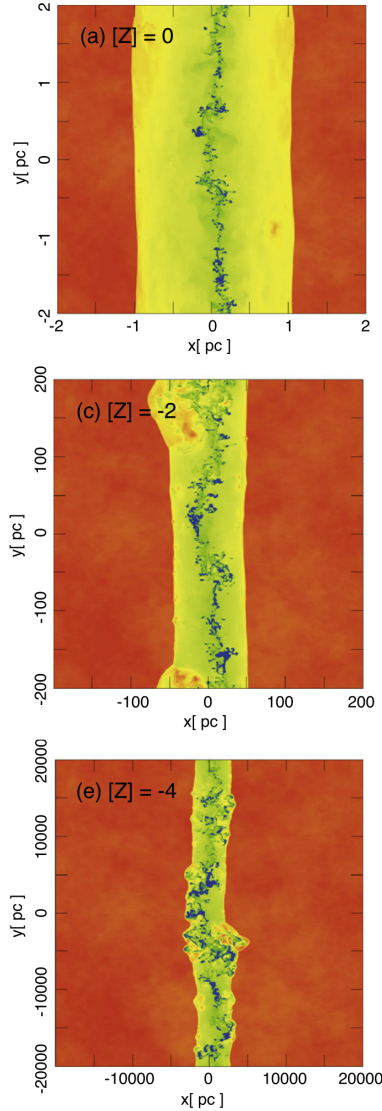


図 2: 各金属量での密度分布

上から $Z = Z_{\odot}, 10^{-2}Z_{\odot}, 10^{-4}Z_{\odot}$ の場合を表わす. 色は密度であり, 赤い場所ほど低密度, 青い場所ほど高密度を表わす.

がジーンズ長よりも長くなると考えられる. ジーンズ長を l_J , ジーンズ質量を m_J とすると,

$$m_J = \frac{4\pi}{3}\rho \left(\frac{l_J}{2}\right)^3 \sim 190M_{\odot} \quad (7)$$

である. 一方, Hennebelle & Audit (2007) によるとクランプの質量分布関数は

$$N(m)dm \propto m^{-1.78}dm \quad (8)$$

であることから, クランプの総質量の 50%を

$$m_{TI} = 0.04 \times \frac{4\pi}{3}\rho \left(\frac{l_{ac}}{2}\right)^3 \sim 1.3 \times 10^4 M_{\odot} \left(\frac{Z}{0.01Z_{\odot}}\right)^{-3} \quad (9)$$

以上のクランプがもつ. ここから m_{TI} と m_J が一致するのは, 金属量が

$$Z_{cr} \sim 0.042Z_{\odot} \quad (10)$$

のときである.

$Z \gg Z_{cr}$ の場合は, ジーンズ長よりも小さいクランプが多数形成され, 分子雲中で超音速乱流の状態になっており, 星形成率数%程度の太陽近傍と同様の星形成が起こっていると考えられる. 一方, $Z \ll Z_{cr}$ のとき, ジーンズ長よりも大きなクランプが形成され, 自己重力によって収縮することによってクランプに含まれるのほとんどの質量が星になると考えられる. このように, 金属量が変わることで星形成が質的に変化することが起こり得る.

Inoue & Omukai (2015) では, 超音速乱流についてはほとんど調べられていない. 超音速乱流は星形成に深くかかわっているが, どの程度の金属量がある時にどの程度の強さの乱流が生じるのかはわかっていない. そのため今後は, 自分の研究として, 金属量と超音速乱流の関係を調べていきたいと考えている.

謝辞

数多くの指導・助言を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の皆様にご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
 Field, G. B. 1965, ApJ, 142, 531

b2

銀河系外縁部 H_2O メーザー源に付随する分子雲構造の研究

小出 凐人 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

Abstract

我々はこれまで、銀河系外縁部における星形成に注目しており、VERA による位置天文観測データと銀河系分子雲サーベイデータを用いて研究を行ってきた。銀河系第 2 象限の大質量星形成領域 IRAS01123+6430 については、FCRAO による $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線サーベイデータ、銀河系第 3 象限の大質量星形成領域 WB886 については、野辺山 45m 望遠鏡による $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線サーベイデータを用いて、付随する分子雲の解析を行った。VERA による年周視差測定で得られた距離としては、IRAS01123+6430 で $7.64^{+1.02}_{-0.80}$ kpc、WB886 で 2.86 ± 0.50 kpc であった。この距離を用いて、それぞれの大質量星形成領域に付随する分子雲の質量は、IRAS01123+6430 で $5.8 \times 10^4 M_\odot$ 、WB886 で $1.1 \times 10^3 M_\odot$ となった。これらの分子雲の形状に着目してみたところ、Takahira et al. (2014) の分子雲衝突モデルで見られるような円弧状の構造を成していた。以上の結果から、銀河系外縁部における大質量星形成の傾向が明らかになってきた。

1 Introduction

大質量星形成の原因についてはよく分かっておらず、星団内での小・中質量星同士の合体、超新星爆発による衝撃波による急激なガス圧縮、分子雲衝突によるガス圧縮等、様々な説が提唱されている。近年の研究では、分子ガス密度が高く星形成が活発な銀河系の内縁部に注目が集まっているが (Fukui et al. (2014); Torii et al. (2015)), 我々は、ガス密度の低い外縁部で強い H_2O メーザーを放射する大質量星形成領域 (Comoretto et al. (1990); Palagi et al. (1993)) があることに興味を持ち、銀河系外縁部における 2 つの大質量星形成領域 (IRAS01123+6430、WB886) を対象に研究を行った。

IRAS01123+6430 は、赤道座標 $(\alpha, \delta) = (1^{\text{h}}15^{\text{m}}40.8^{\text{s}}, +64^\circ46'40.8'')$ (J2000) (銀河座標 $(l, b) = (125.51^\circ, +2.03^\circ)$ (第 2 象限)) に位置する大質量星形成領域である。 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線観測による視線速度は $V_{\text{LSR}} = -54.7 \text{ km s}^{-1}$ であった (Wouterloot & Brand 1989)。

WB886 (IRAS06446+0029) は、赤道座標 $(\alpha, \delta) = (6^{\text{h}}47^{\text{m}}13.3^{\text{s}}, +0^\circ26'5.92'')$ (J2000) (銀河座標 $(l, b) = (212.06^\circ, -0.74^\circ)$ (第 3 象限)) に位置する大質量星形成領域である。 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線観測による視線速度は $V_{\text{LSR}} = 44.3 \text{ km s}^{-1}$ であった (Wouterloot & Brand 1989)。

2 Observations

VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry) は、日本列島の各 4 ヶ所 (水沢局・小笠原局・入来局・石垣島局) に配置されている口径 20 m の望遠鏡から構成される大型干渉計である。分解能 1 mas という高精度で H_2O メーザー (周波数: 22 GHz) の観測を行い、2-beam 受信機による参照電波源の同時観測で目的天体の像の揺らぎをおさえる事が可能である。IRAS01123+6430 については 2012 年 3 月~2014 年 11 月、WB886 については 2015 年 9 月~2017 年 9 月の期間で観測が行われた。今回はこの位置天文観測データを用いて、各 H_2O メーザー源の年周視差測定を行い、距離測定を行った。

FCRAO (Five College Radio Astronomical Observatory) は、アメリカ合衆国マサチューセッツ州の 5 大学により設立された、口径 14 m のミリ波望遠鏡である。Heyer et al. (1998) により、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線 (周波数: 115 GHz) 観測が行われた。観測のプロファイルは表 1 の通りになっている。

FUGIN (FOREST Unbiased Galactic plane Imaging survey with Nobeyama 45-m telescope) は、長野県南佐久郡に設置してある口径 45 m のミリ波望遠鏡を用いた、銀河面レガシーサーベイプロジェクトである。受信機 FOREST による広帯域・高感度の観測が可能で、 ^{12}CO , ^{13}CO , $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ の 3

表 1: FCRAO Outer Galaxy Survey

観測期間	1994 年春～1997 年 1 月
観測領域 (銀経)	102.5° – 141.5°
観測領域 (銀緯)	–3.03° – +5.43°
空間分解能	45''
速度分解能	0.98 km s ^{–1}

輝線を同時観測可能である (Umemoto et al. 2017)。本研究では、¹²CO($J=1-0$) 輝線のデータを使用し、表 2 のプロファイルで観測が行われた。

表 2: FUGIN Outer Galaxy Survey

観測期間	2014 年 3 月～2017 年 4 月
観測領域 (銀経)	198° – 236°
観測領域 (銀緯)	–1° – +1°
空間分解能	20''
速度分解能	1.3 km s ^{–1}

3 Results

IRAS01123+6430 の年周視差測定から、年周視差は 0.131 ± 0.015 mas となり、この逆数をとって距離は $7.64^{+1.02}_{-0.80}$ kpc と算出された。この距離を用いて、FCRAO サーベイにより観測された分子雲の物理量の導出を行った結果、サイズは $40 \text{ pc} \times 53 \text{ pc}$ 、光度は $1.4 \times 10^4 \text{ K km s}^{-2} \text{ pc}^2$ 、質量は $5.8 \times 10^4 M_{\odot}$ と求められた。そしてこの分子雲は、円弧状の構造と直線状の構造を持った形状としている事が分かった (図 1)。

WB886 の年周視差測定から、年周視差は 0.349 ± 0.052 mas となり、この逆数から距離は 2.86 ± 0.50 kpc と算出された。この距離から FUGIN サーベイで観測された分子雲の物理量を導出したところ、サイズは $9.8 \text{ pc} \times 9.6 \text{ pc}$ 、光度は $2.6 \times 10^2 \text{ K km s}^{-2} \text{ pc}^2$ 、質量は $1.1 \times 10^3 M_{\odot}$ と求められた。この分子雲の形状に着目してみると、IRAS01123+6430 と同様の円弧状の構造が見られ、近傍の分子雲と橋渡しをするような三角形の構造が付随していた (図 2)。

分子雲の質量の算出については、光度–質量の変

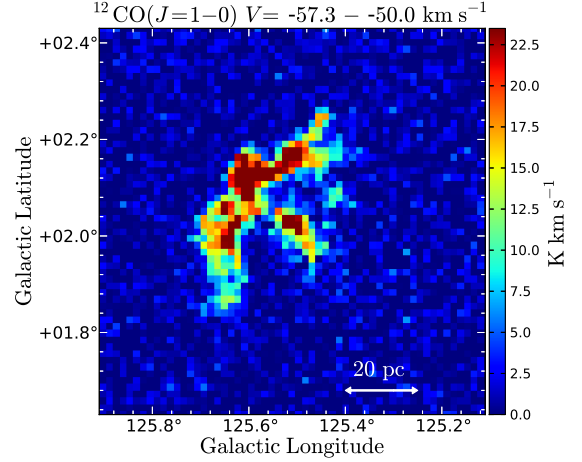


図 1: FCRAO Outer Galaxy Survey による、IRAS01123+6430 に付随する分子雲の積分強度図

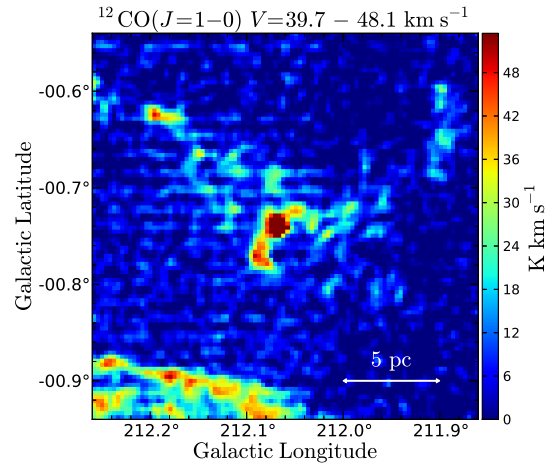


図 2: FUGIN Outer Galaxy Survey による、WB886 に付随する分子雲の積分強度図

換式 $M_{\text{CO}} = 4.1 \left(\frac{L_{\text{CO}}}{\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2} \right) M_{\odot}$ (Heyer et al. 2001) を用いた。

4 Discussion

4.1 IRAS01123+6430

検出された分子雲は、図 1 のような円弧状の構造と直線状の構造を持った形状をしていた。この形状に着目してみたところ、Takahira et al. (2014) によ

る分子雲衝突のシミュレーション (図 3) における、衝突後の形状によく一致していた。このシミュレーション (図 3) では静止した大型分子雲に小型分子雲を衝突させており、推定上、直線状の構造は小型分子雲の通過後に残ったガス成分が集まってできたものと考えられる。Takahira et al. (2014) のシミュレーションにおいて、直線状成分が確認された時の衝突の相対速度は $3, 5 \text{ km s}^{-1}$ だった。

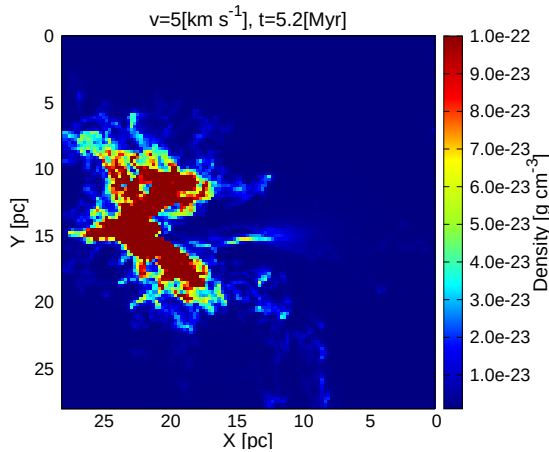


図 3: Takahira et al. (2014) による分子雲衝突のモデル (衝突の相対速度: 5 km s^{-1} 、経過時間: 5.2 Myr)

今回の VERA による年周視差測定から得られた距離 7.64 kpc から、円弧状成分-直線状成分間の距離は $\sim 16 \text{ pc}$ となり、Takahira et al. (2014) のシミュレーションにおける、直線状成分が見えた相対速度 $3, 5 \text{ km s}^{-1}$ を用いて衝突のタイムスケールを計算したところ、 $3.0\text{--}5.1 \text{ Myr}$ となった。

4.2 WB886

こちらで見つかった分子雲は、図 2 のような形状をしており、円弧状の構造という点に着目すると、IRAS01123+6430 と同じく分子雲衝突によって生じたものである可能性が高い。

また、この構造に加え、近傍に三角形の構造が検出されている事が分かる。この円弧状構造の背中側と橋渡しをしている三角形構造について、WB886 とは別の星形成領域がアウトフローを放出しながら移

動しているのではないかと考え、図 4 のようなトイモデルを考案してみた。

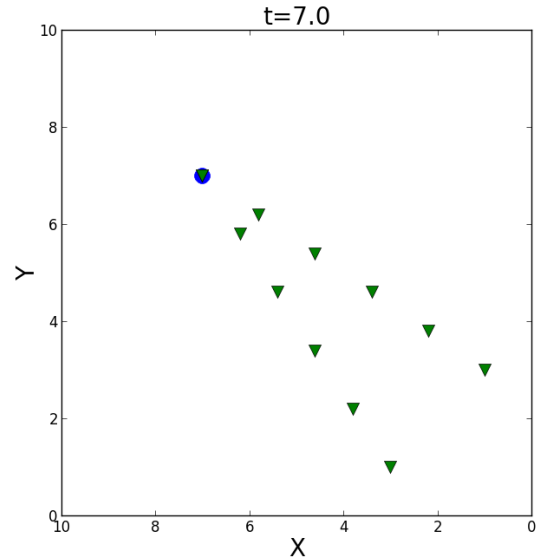


図 4: アウトフローを伴い移動する星形成領域のトイモデル (青丸点が星形成領域、緑三角点がアウトフローを示している)

VERA の年周視差測定から得られた距離 2.86 kpc から、円弧状成分から三角形構造の頂点間での距離、アウトフローの射出距離を求め、Takahira et al. (2014) のシミュレーションにおける相対速度を用い、衝突から図 2 の状態に至ったタイムスケールの算出を行った。その結果、タイムスケールの値は $\sim 1 \text{ Myr}$ と求められた。

5 Conclusion

今回、2つの H_2O メーザー源について、観測で得られた結果からタイムスケールの算出を行ったところ数 Myr となり、いずれも大質量星形成のタイムスケールに一致している事が分かった。

銀河系外縁部では分子雲クランプの密度が低く、差動回転も小さいため、クランプ同士の衝突頻度は銀河系内縁部に比べて低い。しかし、Takahira et al. (2014) の分子雲衝突シミュレーションの結果によると、遅い相対速度での衝突の方が大質量星を生成す

るのに有利であるとされている。今回の結果と併せると、銀河系外縁部では遅い速度の分子雲衝突によって大質量星形成が起こっている可能性が高い。

Reference

- Comoretto, G., Palagi, F., Cesaroni, R., et al. 1990, A&AS, 84, 179
- Fukui, Y., Ohama, A., Hanaoka, N., et al. 2014, ApJ, 780, 36
- Habe, A., & Ohta, K. 1992, PASJ, 44, 203
- Heyer, M. H., Brunt, C., Snell, R. L., et al. 1998, ApJS, 115, 241
- Heyer, M. H., Carpenter, J. M., & Snell, R. L. 2001, ApJ, 551, 852
- Palagi, F., Cesaroni, R., Comoretto, G., Felli, M., & Natale, V. 1993, A&AS, 101, 153
- Takahira, K., Tasker, E. J., & Habe, A. 2014, ApJ, 792, 63
- Torii, K., Hasegawa, K., Hattori, Y., et al. 2015, ApJ, 806, 7
- Umemoto, T., Minamidani, T., Kuno, N., et al. 2017, PASJ, 69, 78
- Wouterloot, J. G. A., & Brand, J. 1989, A&AS, 80, 149

b3

高速度コンパクト雲 CO-0.26+0.02 の観測的研究

菅野 頌子 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

Abstract

銀河系の中心には、中心から半径数 100 pc の領域に大量の星と星間物質が集中している、中心分子層 (Central Molecular Zone; CMZ) と呼ばれる領域がある。CMZ の分子雲は、円盤部のものと比べると高温・高密度かつ大きな速度幅を持つ。このような分子雲の中でも、非常に大きな速度幅 ($\Delta V > 50 \text{ km s}^{-1}$) に加えコンパクトな空間分布 ($d < 5 \text{ pc}$) を持つものを、高速度コンパクト雲 (High Velocity Compact Cloud; HVCC) と呼び、これらは CMZ の CO スペクトル観測データから多数発見されている。今回、James Clark Maxwell Telescope (JCMT) で取得した $^{12}\text{CO } J=3-2$ 回転遷移輝線を精査したところ、 $(l, b) = (-0^\circ.26, +0^\circ.02)$ を中心に位置する HVCC CO-0.26+0.02 を発見した。CO-0.26+0.02 は、サイズが 2 pc 程度とコンパクトでありながら $\Delta V \sim 70 \text{ km s}^{-1}$ といった非常に大きな速度幅を持ち、 $^{12}\text{CO } J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比が著しく高い ($R_{3-2/1-0} > 1.5$)。積分強度から CO-0.26+0.02 の質量を約 $8 \times 10^3 M_\odot$ と評価し、さらに速度分散 ($\sigma_V \sim 15 \text{ km s}^{-1}$) から運動エネルギーを $5.3 \times 10^{49} \text{ erg}$ 程度と評価した。HVCC はその空間・速度構造により数種に分類されているが、CO-0.26+0.02 の描像より、この HVCC のタイプは局所的な爆発現象を起源とする「シェル型」、コンパクトな重力源周囲での回転を起源とする「シンプル型」と考えられた。本講演ではこの 2 通りの観点から、CO-0.26+0.02 の物理状態、運動状態について議論する。

1 Introduction

銀河系中心部において、星間物質の大部分は気相で存在し、分子雲の形態を取る。このような領域は数百 pc にわたって存在し、中心分子層 (Central Molecular Zone; CMZ) と呼ばれている (Morris & Serabyn 1996)。CMZ 内の分子雲は他の部分のものに比べると高温・高密度かつ複雑な運動状態にあり、大きな速度幅 ($\Delta V > 15 \text{ km s}^{-1}$) を持つ。

図 1 に、 $^{12}\text{CO } J=1-0$ 回転遷移線を元に作製された、銀河系中心部の分子雲の積分強度図と銀経速度図を示す (Oka, T., et al. 1998)。この図からは、銀河系中心部の分子雲が $15 - 30 \text{ km s}^{-1}$ 程度の速度幅を持っていることがわかる。また、図 1 にはオレンジ色の矢印の先で示したような細長い線状の分布がいくつか見られる。これらの速度幅は CMZ 内でも突出した大きさであるが、その空間サイズは数 pc 程度と非常に小さい。このように、分子雲全体の大きさがコンパクト ($d < 5 \text{ pc}$) でありながらも大きな速度幅 ($\Delta V > 50 \text{ km s}^{-1}$) を持つ特異な分子雲のことを、高速度コンパクト雲 (HVCC) と呼ぶ。HVCC では小さな空間の中で激しい運動が起きているこ

とから、何らかの原因で分子雲に大きな力が作用しているものと考えられている。

HVCC が形成される起源としては、いくつかのシナリオが提唱されており (Tanaka, K., et al. 2014)、形成の原因ごとに異なった空間・速度構造を示す。主な種類は 3 つあり、異なる分子雲同士の衝突による乱流が原因の「ブリッジ型」(例: 豚の尻尾分子雲 (Matsumura, S., et al. 2012))、分子雲内部で発生している局所的な爆発現象が原因の「シェル型」(例: CO-1.21-0.12 (Tsujimoto, S., et al. 2018))、コンパクトな重力源周囲での回転運動が原因の「シンプル型」(例: CO-0.40-0.22 (Oka, T., et al. 2016)) といったものに分類されている。

本研究では、James Clark Maxwell Telescope を用いて取得された $^{12}\text{CO } J=3-2$ 回転遷移輝線のデータを精査し、 $(l, b) = (-0^\circ.26, +0^\circ.02)$ の位置に、空間的にコンパクトで大きな速度幅を持った、HVCC の候補となる分子雲を発見した。以降ではこの天体を CO-0.26+0.02 と名付け、物理状態や起源について議論する。

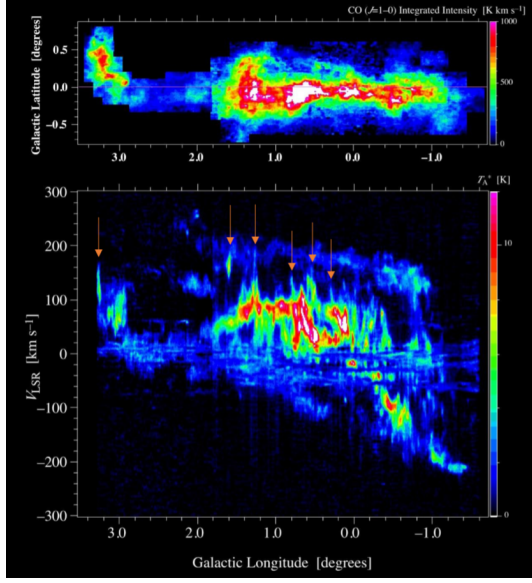


図 1: 銀河系中心部の積分強度図（上）、銀径速度図（下）(Oka, T., et al. 1998)。積分強度図は、視線速度成分が $V_{\text{LSR}} = -220 \text{ km s}^{-1} - +220 \text{ km s}^{-1}$ に相当する強度を積分したもの。銀径速度図は銀緯 $b = 0^\circ$ における位置-速度図である。

2 Data

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線である。

$^{12}\text{CO } J=1-0$ 輝線 (115.271 GHz) のデータは、野辺山宇宙電波観測所 (Nobeyama Radio Observatory; NRO) 45 m 望遠鏡を用いて 2011 年 1 月に行われた、CMZ の広域サーベイ観測のものを使用した。受信器は BEARS を用い、on-the-fly マッピングモードで観測を行った。 $^{13}\text{CO } J=1-0$ 輝線 (110.201 GHz) のデータは、NRO 45 m 望遠鏡を用いて 2016 年 1 月から 3 月にかけて行われた観測のものを使用した。受信器は FOREST である。 $^{12}\text{CO } J=3-2$ (345.796 GHz) のデータは、JCMT を用いて 2013 年から 2015 年にかけて数回に分けて行われた観測のものである。使用した受信器は HARP である。

以上 3 種のデータのうち、 $(l, b) = (-0^\circ.26, +0^\circ.02)$ を中心とした $0^\circ.16 \times 0^\circ.16$ の範囲を解析に用いた。

3 Results

図 2 に、CO-0.26+0.02 の積分強度図と位置-速度図を示す。積分強度図では $(l, b) = (-0^\circ.26, +0^\circ.02)$ を中心に強い輝線の放射が見られる。位置-速度図からは、視線速度成分が $V_{\text{LSR}} = -130 \text{ km s}^{-1} - -60 \text{ km s}^{-1}$ ($\Delta V \sim 70 \text{ km s}^{-1}$) と大きな幅を持つ一方、空間分布は 2 pc 程度 ($V_{\text{LSR}} = 90 \text{ km s}^{-1}$ あたりの広がりを含めると 4 pc 程度) と小さくまとまり、HVCC の特徴を示していることがわかる。また、 $V_{\text{LSR}} = 100 \text{ km s}^{-1}$ 近傍で強度が小さくなる箇所がある。

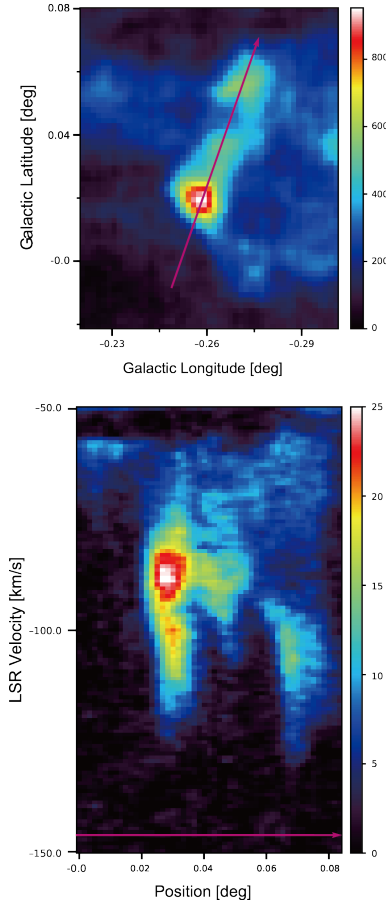


図 2: CO-0.26+0.02 の $^{12}\text{CO } J=3-2$ 輝線積分強度図（上）と位置-速度図（下）。積分強度図は、視線速度成分が $V_{\text{LSR}} = -130 \text{ km s}^{-1} - -60 \text{ km s}^{-1}$ に相当する強度を積分したもの。積分強度図上のマゼンダの矢印が位置-速度図の横軸（位置）となっている。

$R_{3-2/1-0}$ は分子雲の温度と密度を反映する値であるため、分子雲の状態を表す指標とされる (Oka, T., et al. 2007)。CO-0.26+0.02 について $^{12}\text{CO } J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比 ($R_{3-2/1-0}$) を計算したところ (図 3)、広域にわたり $R_{3-2/1-0} > 1.5$ 、箇所によっては 2.5 以上という非常に高い値が得られた。得られた輝線強度比から、CO-0.26+0.02 の温度の下限は $T_{\text{kin}} > 50 \text{ K}$ と推測された。

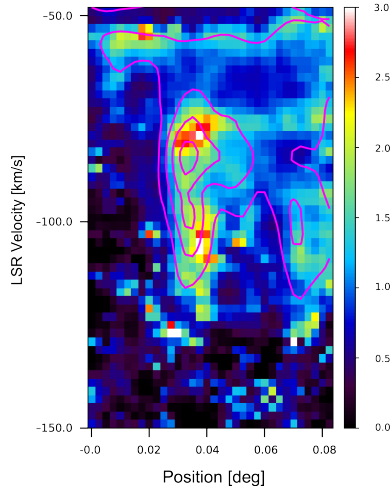


図 3: $R_{3-2/1-0}$ についての位置-速度図。両軸とも範囲は図 2 の下図と等しい。カラースケールで $R_{3-2/1-0}$ を、 $^{12}\text{CO } J=3-2$ 輝線強度を等高線で表し、両者の対応を示した。

4 Discussion

4.1 Physical Quantities

CO-0.26+0.02 について局所熱力学平衡 (Local Thermodynamic equilibrium; LTE) を仮定したところ、 $^{12}\text{CO } J=1-0/^{13}\text{CO } J=1-0$ 輝線強度比より、励起温度 $T_{\text{ex}} = 20 \text{ K}$ 、光学的厚み $\tau_{\nu} = 2.6$ が求められた。これらの値と柱密度の式 (1) より、CO-0.26+0.02 の LTE 質量が $8 \times 10^3 M_{\odot}$ と計算された。

$$N_u = \frac{8\pi k\nu^2}{hc^3 A_{ul}} \frac{f_{\nu}(T_{\text{ex}})}{f_{\nu}(T_{\text{ex}}) - f_{\nu}(T_{\text{bg}})} \frac{\tau_{\nu}}{1 - \tau_{\nu}} T_{\text{MB}} \Delta V \quad (1)$$

ここで、 $f_{\nu}(T)$ は温度の次元で書かれたプランク関数、 A_{ul} はアインシュタインの A 係数である。 T_{MB} は観測量で、今回は $^{12}\text{CO } J=3-2$ 輝線のデータを用いた。

また、CO-0.26+0.02 の速度分散は $\sigma_V \sim 15 \text{ km s}^{-1}$ であったので、運動エネルギーは $5.3 \times 10^{49} \text{ erg}$ 程度と評価した。

4.2 Driving Mechanism

CO-0.26+0.02 を HVCC であると仮定した上で、空間・速度構造をふまえて形成起源の可能性を考察した。

1. シェル型：爆発現象を起源とするシェル型 HVCC では、積分強度図と位置-速度図双方の対応する箇所に楕円型の強度分布が見られる。CO-0.26+0.02 の $^{12}\text{CO } J=3-2$ 輝線では、積分強度図上には見えないが、位置-速度図中の $V_{\text{LSR}} = -100 \text{ km s}^{-1} - -80 \text{ km s}^{-1}$ に楕円形の一部と見える構造が含まれている。
2. シンプル型：重力源周囲での運動が起源のシンプル型 HVCC の特徴は、速度範囲全域にわたり空間構造が乏しく速度幅が広いことである。CO-0.26+0.02 は周囲から独立したコンパクトな空間構造と広い速度幅を持つため、シンプル型の特徴を備えている。
3. ブリッジ型：前述したように CO-0.26+0.02 には強度の弱い箇所がある。これが吸収によるものではなかった場合、CO-0.26+0.02 は視線速度 $V_{\text{LSR}} = 100 \text{ km s}^{-1}$ を境界に 2 つの分子雲から構成されていると見ることができ、これらの分子雲の衝突による乱流が原因のブリッジ型 HVCC である可能性がある。ただし一般的に、分子雲の衝突は CMZ にある分子雲分布の軌道が交差する $l = -0^{\circ}75$ 付近 (Binney, J., et al. 1991) にて、分子雲の大きな分布の間で起こりやすいとされている。そのため CO-0.26+0.02 の位置 $l = -0^{\circ}26$ と、分子雲が空間的に独立していることを考慮すると、この HVCC は一般的な分子雲衝突の例としては考えにくい。

以上の議論より、いずれの可能性も完全に棄却することはできないが、 $\text{CO}-0.26+0.02$ がブリッジ型である可能性は低い。これより、 $\text{CO}-0.26+0.02$ は「シンプル型」もしくは「シェル型」の HVCC であるとした。また、複数の要因が生成の要因になっていることも考えられる。

今後は衝撃波トレーサーである SiO 輝線、高密度トレーサーである HCN 輝線など他輝線での観測結果や、干渉計による詳細な観測が求められる。

Reference

- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M. & Miyazaki, A., 1998, ApJS, 118, 455
- Tanaka, K., Matsumura, S., Nagai, M., & Kamegai, K., 2014, ApJ, 737, 62
- Morris, M., & Serabyn, E., 1996, ARA & A, 34, 645
- Oka, T., Nagai, M., Kamegai, K., Tanaka, K., & Kuboi, N., 2007, PASJ, 59,15
- Matsumura, T., Oka, T., Tanaka, K., Nagai, M., Kamegai, K., & Hasegawa, T., 2012, ApJ, 756, 87
- Tsujimoto, S., Oka, T., Takekawa, S., Yamada, M., Tokuyama, S., Iwata, Y., & Roll, J., 2018, ApJ, 856, 91
- Oka, T., Tsujimoto, Mizuno, R., Y., Miura, K., & Takekawa, S., 2016, ApJ, 816, 7
- Binney, J., Gerhard, O., E., Stark, A., A., bally, J., and Uchida, K., I., 1991, MNRAS, 252, 101

b4

ALMA による大マゼラン雲の巨大分子雲の詳細観測

後藤 健太 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

分子雲は恒星の形成現場である。中でも 10^4 太陽質量以上の質量を持つ巨大分子雲では大質量星とともに多数の小質量星が形成され、銀河の進化に大きな影響を与える。大マゼラン雲は銀河系から最も近い系外銀河の一つである。先行研究により、大マゼラン雲には 272 個の巨大分子雲が存在することが明らかにされ (Fukui et al. 2008)、それらの巨大分子雲が大質量星形成活動の特徴に応じて 3 つの進化段階 (TypeI, TypeII, TypeIII) に分類された (Kawamura et al. 2009)。本研究では ALMA 望遠鏡の ACA (Atacama Compact Array) を用いて、大マゼラン雲に存在する進化段階の異なる 5 つの巨大分子雲 (TypeI: GMC225, TypeII: N166, N171, N206D, TypeIII: N206) を ^{12}CO ($J = 2-1$), ^{13}CO ($J = 2-1$) 輝線で観測した。また、先行研究で得られていた ^{13}CO ($J = 1-0$) 輝線のデータとの比較を行い、物理量を導出した。本研究によって、大マゼラン雲に存在する進化段階の異なる巨大分子雲の分布や密度・温度の分布が明らかになった。中でも電離水素領域が付随した TypeIII の進化段階に該当する巨大分子雲は、付近の大質量星から放射される紫外線によって、物理的に大きな影響を受けていると考えられる。

1 Introduction

大マゼラン雲は太陽系から約 50 kpc の位置に存在しており、最も近い系外銀河の一つである。非常に星形成が活発な天体であり、大質量星および星団の誕生母体となる巨大分子雲が多く存在する。また、銀河面が face-on であることに加えて高銀緯に位置していることから、視線方向の重なりも少なく、非常に観測に適した天体であると言える。さらに、銀河系と比べて重元素量が少ない (1/2 程度) という特徴を持っているので、低重元素量環境下における星形成のメカニズムを理解するためにも大マゼラン雲は重要な天体であると言える。

図 1 のように、名古屋大学の口径 4m の電波望遠鏡「なんてん」を用いた大マゼラン雲の広域マッピングによって、検出限界である 5×10^4 太陽質量以上の巨大分子雲が大マゼラン雲の全面にわたって検出された。これにより、大マゼラン雲に存在する 272 個の巨大分子雲が同定された (Fukui et al. 2008)。

巨大分子雲において、大質量星が形成された場合、その紫外線放射によって周囲の水素原子ガスが電離され、その場所に電離水素領域が形成される。また、巨大分子雲では星形成の進化が進むと大質量星だけでなく星団も形成されることが多い。星団が形成さ

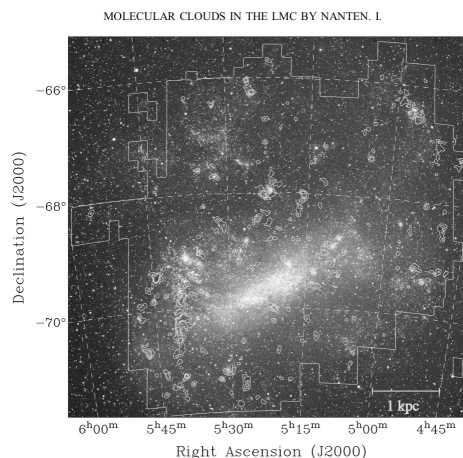


図 1: 大マゼラン雲の巨大分子雲 (Fukui et al. 2008) 可視光の大マゼラン雲の写真の白色のコントアは検出された巨大分子雲を示す。

れると、その母体である巨大分子雲は最終的には大質量星からの恒星風や超新星爆発によって破壊される。そして、最終的に星団のみが残ることになる。このことから、巨大分子雲における星形成では、電離水素領域や星団が密接に関係していると言える。そこで図 2 のように、大マゼラン雲に存在する 272

個の巨大分子雲を大質量星形成活動の特徴に応じて 3 つの進化段階 (TypeI, TypeII, TypeIII) に分類した (Kawamura et al. 2009)。

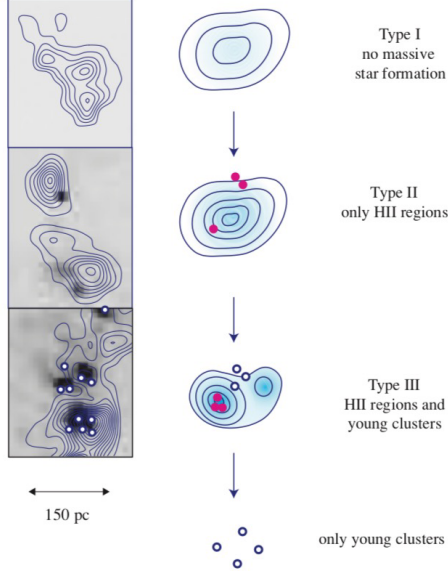


図 2: 巨大分子雲の進化段階 (Kawamura et al. 2009)
 TypeI:大質量星形成が始まっていない巨大分子雲
 TypeII:電離水素領域が付随している巨大分子雲
 TypeIII:電離水素領域と若い星団が付随している巨大分子雲
 赤色の丸は電離水素領域を示す。青色の白抜きの丸は若い星団を示す。

2 Observations

本研究では、Atacama Large Millimeter/submillimeter Array(ALMA) の ACA(Atacama Compact Array) を用いて、大マゼラン雲の星形成領域である GMC225, N166, N171, N206D, N206 の観測を行った (P.I., A. Kawamura, #2015.1.00929.S)。観測輝線は ^{12}CO ($J = 2-1$), ^{13}CO ($J = 2-1$), C^{18}O ($J = 2-1$), SiO ($J = 5-4$), $\text{H}(30)\alpha$ である。空間分解能は $7''$ (1.7pc) 程度、感度は 0.1Jy/beam(速度分解能 $dv = 0.2\text{km/s}$) 程度である。また、輝線強度

比等を導出するため同天体の Cycle 1 の観測 (P.I., A. Kawamura, #2012.1.00603.S) によって得られた ^{13}CO ($J = 1-0$) のデータも使用した。

3 Results

本研究の観測によって、 ^{12}CO ($J = 2-1$) と ^{13}CO ($J = 2-1$) における巨大分子雲 (TypeII:N166, N171, N206D, TypeIII:N206) の分布や輝線の強度が明らかになった。進化段階が Type I, II の巨大分子雲は比較的広がった空間成分を示すのに対して、進化段階が後期の TypeIII の巨大分子雲 N206 は比較的にコンパクトな空間成分を示し、また細長い構造を有していた。

4 Discussion

図 3 のように、本研究で観測した巨大分子雲の ^{12}CO ($J = 2-1$) と ^{13}CO ($J = 2-1$) の分布と電離水素領域を示す $\text{H}\alpha$ 線の分布の比較を行ったところ、進化段階が TypeIII の巨大分子雲 N206 において、 $\text{H}\alpha$ 線の分布が分子雲の分布に対して相補的になっていることが分かった。分子雲が付近の大質量星からの紫外線の放射の影響を受けて破壊され、細長い構造になった可能性がある。また図 4 のように、輝線強度比 $R_{2-1}^{13/12} = ^{13}\text{CO} (J = 2-1) / ^{12}\text{CO} (J = 2-1)$ と $R_{2-1/1-0}^{13} = ^{13}\text{CO} (J = 2-1) / ^{13}\text{CO} (J = 1-0)$ の導出を行った。その結果、巨大分子雲 N206 の中でも付近に電離水素領域が卓越している南部の分子雲において、 $R_{2-1/1-0}^{13}$ 値が有意に高くなっていることが分かった。典型的な輝線強度比の値は N206 の北部で 0.6-1.4 程度、南部で 1.4-2.5 程度であった。これは分子雲が大質量星からの紫外線の放射の影響を受けていることを示している。

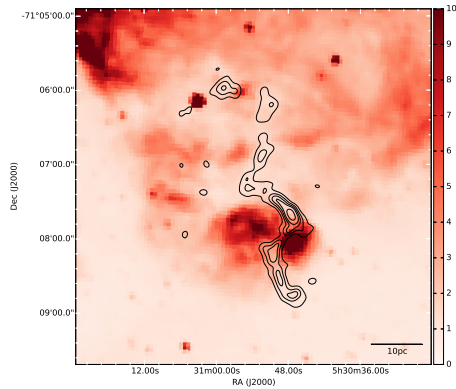


図 3: 巨大分子雲 N206 と電離水素領域の分布
赤色は電離水素領域から放射される $H\alpha$ 線の強度を示す。コントアは ^{13}CO ($J = 2-1$) を示す。コントアレベルは 2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 15.0 K km/s である。

大質量星からの紫外線の放射の影響を受けていることが分かった。

Reference

Fukui et al. 2008, ApJS, 178, 1

Kawamura et al. 2009, ApJS, 184, 1

森岡祐貴 修士論文 (2017)

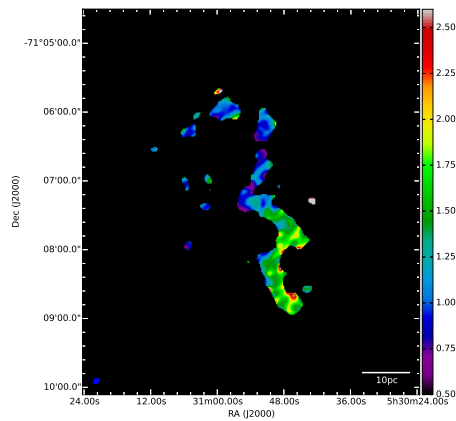


図 4: N206 の輝線強度比 $R_{2-1/1-0}^{13}$ のマップ

5 Conclusion

本研究では ALMA 望遠鏡の ACA (Atacama Compact Array) を用いて、大マゼラン雲に存在する進化段階の異なる五つの巨大分子雲 (GMC225, N166, N171, N206D, N206) の観測を行った。その結果、それぞれの分子雲の分布や輝線の強度が明らかになった。進化段階が後期の Type III の巨大分子雲 N206 は比較的にコンパクトな空間成分を示し、また細長い構造を有していた。さらに $H\alpha$ 線との比較と輝線強度比 $R_{2-1/1-0}^{13}$ の導出を行った結果、分子雲が付近の

c1

銀河系中心高速度コンパクト雲 CO 0.02–0.02 の観測的研究

岩田 悠平 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

Abstract

銀河系中心分子層に存在する分子雲は、円盤部のそれらと比較して高温かつ高密度であり、広い速度幅を持つという特徴がある。そのような特徴をもつ銀河系中心分子層の中でも、特に速度幅が広く ($\Delta V > 50 \text{ km s}^{-1}$)、空間的にコンパクト ($d < 10 \text{ pc}$) な天体は高速度コンパクト雲と呼ばれる。高速度コンパクト雲のほとんどは他波長の対応天体を持たず、多くの起源は未解明である。銀河系中心核 Sgr A* から約 5' 東に位置する高速度コンパクト雲 CO 0.02–0.02 は、膨大な運動エネルギー ($10^{51.5} \text{ erg}$) と際立って高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比で特徴付けられる天体である。先行研究では、この高速度コンパクト雲に隣接するアーク構造と、その内部に赤外線点源の集中が見られることから、星団からの超新星爆発起源であることが提唱されていた。

本研究では、野辺山 45 m 望遠鏡、ASTE 10 m 望遠鏡、JCMT を用いて新たに取得した分子スペクトル線データの解析を行った。その結果、先行研究で確認されたアーク状構造の位置に複数の膨張シェル構造を発見した。加えて、CO 0.02–0.02 の最高速度成分は、これらの膨張シェル構造とは関連の薄い位置に見出されることもわかった。このことは、先行研究で提唱されている単純な膨張モデルでは CO 0.02–0.02 全体の運動状態を再現できないことを意味する。今回この最高速度成分について、追加の膨張シェルモデル及び、点状重力源による散乱モデルの適用可能性を検討した。後者のモデルは、高速度コンパクト雲 CO–0.40–0.22 の起源として提唱されているモデルである。結果として、どちらのモデルでも最高速度成分の運動状態が再現可能であり、重力散乱モデルの場合 $5 \times 10^4 M_{\odot}$ 程度の点状重力源が必要であることがわかった。以上の結果から、CO 0.02–0.02 には少なくとも複数回の超新星爆発を引き起こす大質量星団が付随し、中質量ブラックホールのようなコンパクトな大質量天体が付随する可能性も示唆された。

1 Introduction

銀河系中心から半径数百パーセクの領域は、特に分子雲が集中しており、中心分子層 (Central Molecular Zone) と呼ばれている (Morris & Serabyn 1996)。中心分子層は、近傍の渦巻銀河でも観測されており (e.g., Sakamoto et al. 2011)、多くの銀河に存在すると考えられている。銀河系中心分子層内の分子雲は、銀河系円盤部の分子雲に比べて平均密度が高く ($n_{\text{H}_2} \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$)、速度幅が広い ($\Delta V \geq 20 \text{ km s}^{-1}$) という特徴がある。銀河系では、CO $J=1-0$ 輝線を用いた中心分子層のサーベイ観測によって、複雑な運動状態が明らかになった。この観測は、中心分子層内の数多くのアーク、シェル構造や、フィラメント構造を明らかにするとともに、「高速度コンパクト雲」と呼ばれる特異分子雲の一群を発見した (Oka et al. 1998)。

高速度コンパクト雲は、銀河系中心分子層で多数発見されている特異分子雲の一群である。これらは、空間的にコンパクト ($d < 10 \text{ pc}$) かつ速度幅が広い ($\Delta V > 50 \text{ km s}^{-1}$) という特徴を持つ。ほとんどの高速度コンパクト雲についてはその起源は解明されていないが、いくつかについては個別に研究が進められ、各々について起源が提案されている。例として、銀経 $+1.3^{\circ}$ 領域中の高速度コンパクト雲は、明瞭な膨張シェル構造から、複数回の超新星爆発起源と考えられており (Oka et al. 2001; Tanaka et al. 2007)、また Sgr C 領域に位置する CO–0.40–0.22 は、詳細な運動状態の解析により、 $\sim 10^5 M_{\odot}$ のコンパクトな重力源が付随し、これによって重力散乱が起こり、巨大なエネルギーと広速度幅を生じたものと解釈されている (Oka et al. 2016)。

CO 0.02–0.02 は、銀河系中心核 Sgr A* から約 5' 東

の $(l, b) \sim (0.02, -0.02)$ に位置し、大きさが $\sim 3 \times 4$ pc²、速度幅が $\Delta V \geq 100$ km s⁻¹ の高速度コンパクト雲である。この天体は、Oka et al. (1998) による CO $J=1-0$ 輝線を用いた CMZ の広域サーベイ観測にて発見され、Oka et al. (1999) によってその詳細が報告された。質量は $M_{\text{LTE}} = 9 \times 10^4 M_{\odot}$ であり、運動エネルギーは、 $(3-8) \times 10^{51}$ erg にまで達する。この天体の南西部にはアーク状の構造と、放射のない空洞部があり、複数回の超新星爆発によって加速されたというシナリオが提唱された。その後 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) から、この空洞の中には赤外線点源が多数あることがわかり、提唱されていた複数回の超新星爆発は、赤外線点源として見えている星団によって引き起こされたと解釈されるようになった (Oka et al. 2008)。

しかしながら、星団の示唆となる南西部の巨大な空洞は一つのコヒーレントな膨張シェルではなく、また星団と思しき赤外線源もそれほど明るくないため、その中での超新星爆発で全てのエネルギーを賄うことが出来るのかどうかは疑問があった。そこで、本研究では新たなデータを取得し解析を行い、提唱されているモデルについて再考を行った。

2 Observations

本研究では、野辺山 45 m 望遠鏡によって CO $J=1-0$, ¹³CO $J=1-0$ 、口径 15m の James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) によって CO $J=3-2$, HCN $J=4-3$ 、Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) 10 m 望遠鏡によって CO $J=4-3$ の回転スペクトル線のデータを取得し、解析を行った。本集録では CO $J=4-3$ のデータを主に提示するため、本節ではこの観測の詳細についてのみ述べる。

CO $J=4-3$ 輝線 (461.041 GHz) は、ASTE 10 m 望遠鏡を用いて 2017 年 7 月に観測を行った。観測範囲は $-0.01^\circ \leq l \leq 0.04^\circ$, $-0.04^\circ \leq b \leq 0.01^\circ$ である。受信機は ASTE BAND 8 (ALMA Band 8 Qualification Model; Satou et al. 2008)、分光計は Wide-band High resolution Spectrometer with FFX correlator (WHSF; Ezawa et al. 2008) を用いた。日

毎の強度較正用の天体として、Sgr B2 を毎日 5 分観測した。ビームサイズは FWHM = $17''$ (@492 GHz) であり、観測中の典型的なシステム雑音温度は 350–600 K であった。ポインティング観測は約 1 時間半毎に R Aql に対して行い、指向精度は $\sim 2''$ であった。

リダクションは、国立天文台野辺山宇宙電波観測所が提供している Nobeyama OTF Software Tools for Analysis and Reduction (NOSTAR) を用いて行った。輝線強度は、主ビーム能率 $\eta_{\text{MB}} = 0.45$ を用いてアンテナ温度から主ビーム温度 (T_{MB}) スケールに直した。作成したマップは、グリッド間隔 ($\Delta l \times \Delta b \times \Delta V$) = $(7.5'' \times 7.5'' \times 1 \text{ km s}^{-1})$ とした。RMS ノイズは $\Delta T_{\text{MB}} \sim 0.2$ K であった。

3 Results

CO $J=4-3$ 輝線の $-5 \leq V_{\text{LSR}} \leq +155$ km s⁻¹ の範囲で積分された積分強度図を図 1a に示す。積分強度図から、先行研究で報告されていた南西部のアーク状構造と空洞がはっきりと確認できた。また、CO 0.02–0.02 の最高速度は $V_{\text{LSR}} \sim 160$ km s⁻¹ で、この成分は望遠鏡のビームサイズほどの、非常にコンパクトであることがわかった。位置は $(l, b) = (0.014^\circ, -0.024^\circ)$ で (図 1a の +)、積分強度図上のピーク位置の $(l, b) = (0.014^\circ, -0.020^\circ)$ とはやや離れた位置にある。CO 0.02–0.02 は北東から南西に伸びた構造をしているが、この傾きで最高速度成分を通るような直線で切った時の位置–速度図を図 1b に示す。図 1b より、最高速度成分は北東部から加速されているように見える。速度端は非常に真っ直ぐ伸びた構造をしている。先行研究では、CO 0.02–0.02 が $V_{\text{LSR}} \sim +150$ km s⁻¹ まで加速されていることは分かっていたものの、この成分について詳しい議論はされていなかった。

$+70 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq +120 \text{ km s}^{-1}$ の範囲における CO $J=4-3$ 輝線の速度チャンネル図を図 2 に示す。速度チャンネル図から、膨張シェルと考えられる構造を少なくとも 3 つ確認した。これらの中心座標は $(l, b, V_{\text{LSR}}) = (0.025^\circ, -0.008^\circ, +120 \text{ km s}^{-1})$, $(0.005^\circ, -0.030^\circ, +100 \text{ km s}^{-1})$,

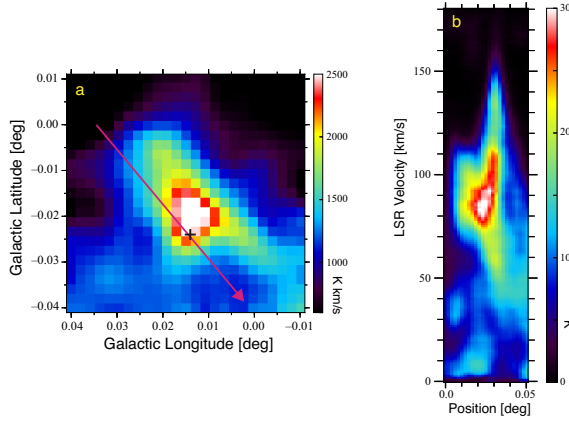


図 1: (a) CO $J=4-3$ 輝線の積分強度図。図中の + は最高速度成分の位置を表す。(b) CO $J=4-3$ 輝線の (a) の矢印に沿った位置-速度図。

(-0.003° , -0.025° , $+105 \text{ km s}^{-1}$) であり、以後は銀経が大きい順に S1, S2, S3 と呼ぶ。このうち S1 は、Oka et al. (1999) で既に指摘されている膨張シェル構造である。これら 3 つは特に $V_{\text{LSR}} = +80$ – $+110 \text{ km s}^{-1}$ で顕著であった。膨張シェルは CO $J=4-3$, HCN $J=4-3$ といった高励起輝線で顕著に確認できたが、このことは膨張シェルが高温、高密度であることを示しており、CO 0.02–0.02 が超新星爆発起源であることを支持している。

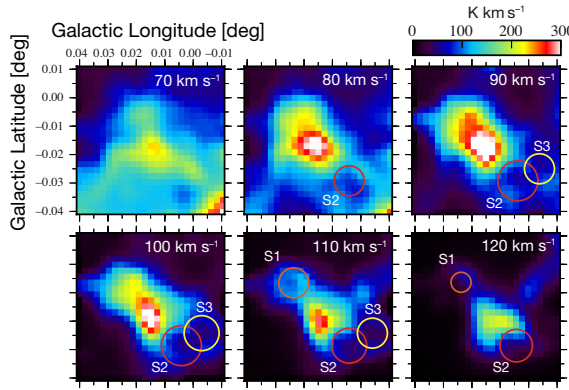


図 2: $V_{\text{LSR}} = +70$ – $+120 \text{ km s}^{-1}$ における CO $J=4-3$ 輝線の速度チャンネル図。それぞれ示した速度の $\pm 5 \text{ km s}^{-1}$ の速度範囲を積分している。円は膨張シェル候補 S1–3 を表す。

4 Discussion

まず、先行研究の Oka et al. (1999, 2008) で言及されていた CO 0.02–0.02 の南西部に位置する巨大膨張シェルについて考える。この構造は本研究でも積分強度図で確認できたが、前節より、この位置には複数の膨張シェルが存在することがわかっている。また、最高速度成分の空間的位置は巨大膨張シェルの端である。一般に膨張シェルの最高速度位置は、シェルの中心になると考えられるため、最高速度成分についても一つの巨大膨張シェルモデルでは説明できない。以上より、CO 0.02–0.02 は一つの巨大膨張シェルによって駆動されているわけではなく、積分強度図で一つの巨大膨張シェルに見えていたものは、複数の膨張シェルから構成されていると考えられる。

CO 0.02–0.02 の最高速度成分は、図 1 より特異な運動状態であることが分かった。この最高速度成分に CO 0.02–0.02 の加速メカニズムの本質があると考え、この成分の起源について検証を行った。まず、膨張シェルでは加速された分子ガスが観測されるため、最高速度成分の起源の一つとして、膨張シェルが考えられる。CO 0.02–0.02 には複数の膨張シェルが付随するため、最高速度成分に付随した膨張シェルについても存在する可能性がある。最高速度成分は新たに発見された膨張シェル S2 の端に位置するため、S2 のみで説明することは不可能であるが、複数の膨張シェルによって加速されていると考えることができる。もしくは、分解できないほどの小さい膨張シェルである可能性がある。以上のシナリオでは、CO 0.02–0.02 は確認された膨張シェル以外にも、多くの超新星爆発による影響を受けていることが期待される。したがって、この領域は超新星頻度が高く、大質量、高密度の星団が付随することが考えられる。

もう一つの最高速度成分の起源として、別の高速度コンパクト雲 CO–0.40–0.22 で提案されている重力散乱起源が考えられる。これは、最高速度成分の位置-速度図 (図 1b) が北東部から加速されているような運動状態をしており、この運動が、CO–0.40–0.22 で観測されている運動状態に近いからである。CO–0.40–0.22 の運動状態は、Oka et al. (2016, 2017) の粒子シミュレーションによって、点状重力源による重力散乱で説明されている。CO 0.02–0.02 の最高速

度成分についても、CO-0.40-0.22 と同じ重力散乱で解釈が可能であるか、粒子シミュレーションを行い検証を行った。 $5 \times 10^4 M_{\odot}$ の重力源を最高速度成分の位置に置き、モデル粒子の運動を調べると、加速された粒子はその後積分強度図のピーク位置に移動していき、位置-速度図状の挙動を説明できることがわかった。シミュレーション結果から、最高速度成分の位置に $\sim 5 \times 10^4 M_{\odot}$ の点状重力源の存在が示唆される。この重力源に対応した天体として、点状天体では中質量ブラックホールが考えられる。

5 Summary

本研究では、銀河系中心部の高速度コンパクト雲 CO 0.02-0.02 について新たにデータを取得し、解析を行った。その結果、先行研究で一つの膨張シェルとされていた構造の中に、複数の膨張シェル構造を確認した。これは、星団からの超新星爆発というシナリオを支持する結果となった。加えて、最高速度成分が単純な膨張シェルでは説明できないことを示し、複合膨張シェルモデル、重力散乱モデルで解釈を行った。重力散乱モデルでは $\sim 5 \times 10^4 M_{\odot}$ の点状重力源が必要で、中質量ブラックホールの存在が示唆される。CO 0.02-0.02 に星団や中質量ブラックホールが付随するならば、未だ解明されていない銀河中心巨大ブラックホール形成過程に貢献する可能性がある。

Acknowledgement

ASTE 10 m 望遠鏡の観測では、多くのトラブルがあった中、国立天文台チリ観測所のスタッフの方々に助けていただきました。観測に携わっていただいた方々に、深く感謝いたします。

Reference

- Ezawa, H., Kohno, K., Kawabe, R., et al. 2008, SPIE Proc., 7012, 701208
 Morris, M., & Serabyn, E. 1996, ARA&A, 34, 645

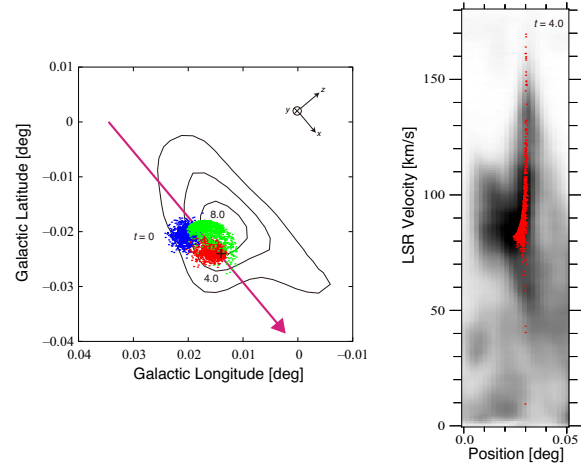


図 3: (左) モデル粒子の位置変化。青は $t = 0$ 、赤は $t = 4.0 \times 10^5$ 年、緑は $t = 8.0 \times 10^5$ 年経過した時の粒子の位置を表す。等高線は CO $J=4-3$ 輝線の積分強度を表す。図中の $+$ は最高速度成分の位置を表す。(右) 左図の矢印に沿ってスライスした位置-速度図 (グレースケール) と、 $t = 4.0 \times 10^5$ 年経過した時の粒子の位置と速度 (赤)。

- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., & Miyazaki, A. 1998, ApJS, 118, 455
 Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., & Miyazaki, A. 2001, PASJ, 53, 787
 Oka, T., Hasegawa, T., White, G. J., et al. 2008, PASJ, 60, 429
 Oka, T., Mizuno, R., Miura, K., & Takekawa, S. 2016, ApJL, 816, L7
 Oka, T., Tsujimoto, S., Iwata, Y., Nomura, M., & Takekawa, S. 2017, NatAs, 1, 709
 Oka, T., White, G. J., Hasegawa, T., et al. 1999, ApJ, 515, 249
 Sakamoto, K., Mao, R.-Q., Matsushita, S., et al. 2011, ApJ, 735, 19
 Satou, N., Sekimoto, Y., Iizuka, Y., et al. 2008, PASJ, 60, 1199
 Stolovy, S., Ramirez, S., Arendt, R. G., et al. 2006, J. Phys. Conf. Ser., 54, 176
 Tanaka, K., Kamegai, K., Nagai, M., & Oka, T. 2007, PASJ, 59, 323

銀河系中心 $l = -1.2^\circ$ 領域の観測的研究

辻本 志保 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

Abstract

銀河系中心部、銀経 $l = -1.3^\circ, 0^\circ, -0.4^\circ, -1.2^\circ$ の 4 領域は極めて高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比で特徴付けられる領域である。中でも $l = +1.3^\circ, l = -1.2^\circ$ 領域は銀河系中心に対して対称的な位置にあり、非常に大きな運動エネルギーを伴う膨張シェル構造を有していながら、他波長の対応天体が発見されていないという点で類似している。 $l = +1.3^\circ$ ではその膨大な運動エネルギーに加えて、同領域に 9 つ検出されている膨張シェルの高速度端に SiO 輝線で明るいクランプが確認されていることから、複数回の超新星爆発によって形成された superbubble であると解釈されている。本研究では、我々は $l = -1.2^\circ$ 領域についても、同様に superbubble である可能性があるととして、James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) を用いて、 ^{13}CO 分子の $J=3-2$ 輝線、HCN, HCO^+ , H^{13}CN , H^{13}CO^+ 分子の $J=4-3$ 輝線、SiO 分子の $J=8-7$ 輝線による同領域の観測を行った。その結果、いくつかのシェルについて HCN, HCO^+ , H^{13}CN , SiO 輝線が検出され、同領域の多重膨張シェルが爆発現象を起源としている可能性が高まった。このことから、我々は $l = -1.2^\circ$ 領域の多重シェルの形成過程に対する最も有力なシナリオとして、複数回の超新星爆発によって圧縮・加速され、形成された superbubble であるとする説を提唱する。

1 Introduction

銀河系中心から半径 200 pc にわたって広がる領域は中心分子層 (Central Molecular Zone; CMZ) と呼ばれ、円盤部に比べて高温 ($T_k = 30\text{--}60\text{ K}$) かつ高密度 [$n(\text{H}_2) \geq 10^4\text{ cm}^{-3}$] なガスが集中しており (Morris et al. 1983; Paglione et al. 1998)、広い線幅 ($\Delta V \geq 20\text{ km s}^{-1}$) を示す乱流状態の卓越した領域である。我々のグループで行ってきた CMZ のイメージング観測の結果、CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比が高い ($R_{3-2/1-0} \geq 1.5$) クラumpが $l = +1.3^\circ, 0^\circ, -0.4^\circ, -1.2^\circ$ に集中しており (図 1)、これらのクラumpが非常に広い速度幅 ($\Delta V \geq 50\text{ km s}^{-1}$) を示すことが明らかとなった (Oka et al. 1999, 2001, 2007; Tanaka et al. 2007; Oka et al. 2012)。

CMZ 内で $R_{3-2/1-0}$ が高い 4 つの領域のうち、東端の $l = +1.3^\circ$ 領域、西端の $l = -1.2^\circ$ 領域は、天球面上で銀河系中心に対して対称的な位置にあり、非常に大きな速度幅 ($\Delta V \geq 100\text{ km s}^{-1}$) を持つ膨張シェルを持つという点で類似している。 $l = +1.3^\circ$ 領域においては、検出されている 9 つのシェルの運動エネルギーは $E_{\text{kin}} \sim 10^{53}\text{ erg}$ にもおぼり、衝撃波トレーサーである SiO 輝線のクラumpがシェルに付随

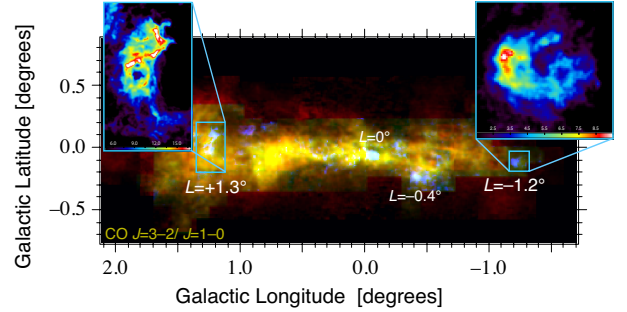


図 1: CMZ の三色合成図。赤色と緑色はそれぞれ CO $J=1-0$ 、CO $J=3-2$ 輝線の積分強度、青色は $R_{3-2/1-0}$ が 1.5 以上の領域のみの CO $J=3-2$ 積分強度を示す。二つの小さいマップはそれぞれ $l = -1.2^\circ$ 、 $l = +1.3^\circ$ の CO $J=3-2$ 積分強度図。

している。このことから、 $l = +1.3^\circ$ 領域には非常に重い ($\sim 10^{5-6} M_\odot$) 星団が潜んでおり、同領域の多重膨張シェルは星団内で発生した多数の超新星爆発により形成された superbubble であると解釈されている (Tanaka et al. 2007)。これに対し、 $l = -1.2^\circ$ 領域では膨張シェルが 5 つ検出されており、その運動エネルギーは $\sim 10^{51}\text{ erg}$ であると見積もられた。こ

これは $l=+1.3^\circ$ 領域のシェルの運動エネルギーと比較すると 2 桁ほど小さい値であるが、超新星爆発約 10 回分 (Chevalier 1974; Salpeter 1976) に匹敵する膨大なエネルギーである。以上のことから我々は、 $l=+1.3^\circ$ 領域との類似性も考慮して、 $l=-1.2^\circ$ 領域にも大質量星団 ($M_{cl} \geq 10^{5.6} M_\odot$) が潜んでおり、五重の膨張シェルは複数回の超新星爆発により形成された superbubble である可能性があると考えている。

$l=+1.3^\circ$ 領域、 $l=-1.2^\circ$ 領域にそれぞれ潜んでいることが示唆されている星団の質量は銀河系内でも最大級のものである。しかしながら二領域共に、赤外線など星団の存在を示す明確な対応天体がなく、星団の存在は直接確認できていない。銀河系中心方向は非常に多くの分子雲、星間塵、星などが重なり合っており、中心部に潜む星団を検出することは極めて困難である。 $l=+1.3^\circ$ 領域、 $l=-1.2^\circ$ 領域で分子輝線観測に基づいて星団を確認することは、星団探査の手法として、比較的中心部を見通しやすい分子輝線観測による間接的検出という新たな手法の確立につながる可能性を秘めている。そこで本研究では $l=-1.2^\circ$ 領域に着目し、星団内での超新星爆発により形成された superbubble というシナリオの根幹である超新星爆発の介在を確認するため、衝撃波トレーサーを含む複数の分子輝線による同領域の追加観測を行った。

2 Observations

本研究では JCMT を使い、 ^{13}CO 分子の $J=3-2$ 輝線、 HCN , HCO^+ , H^{13}CN , H^{13}CO^+ 分子の $J=4-3$ 輝線、 SiO 分子の $J=8-7$ 輝線データを取得した。観測は 2017 年 3-7 月にかけて行われ、観測領域は $l=-1.2^\circ$ 領域の多重シェル全体を含む $9.6' \times 9.6'$ ($-1.32^\circ \leq l \leq -1.16^\circ$, $-0.20^\circ \leq b \leq -0.04^\circ$) の領域とした。受信機は Heterodyne Array Receiver Program (HARP; Buckle et al. 2009) を、分光計は Auto Correlation Spectral Imaging System (ACSYS) を用いた。345 GHz において HPBW は $14''$ 、主ビーム能率 (η_{MB}) は 0.64 である。観測期間中のシステム雑音温度 (T_{sys}) は 100-200 K であった。データリダクションにはパッケージソフトウェア *Starlink* を用いた。

3 Results

JCMT を用いた追加観測の結果、観測を行った計 6 輝線のうち H^{13}CO^+ $J=4-3$ 輝線を除く 5 輝線がシェルに付随して検出された。シェル全体を最もよくトレースしている CO $J=3-2$ 輝線と、特徴的な分布を示した HCO^+ $J=4-3$ 、 SiO $J=8-7$ 輝線について、 $V_{\text{LSR}} = -130 \sim -60 \text{ km s}^{-1}$ の範囲における積分強度図並びに $b = -0.14^\circ \sim -0.10^\circ$ の範囲で積分した l - V 図を、図 2 の上段及び下段にそれぞれ示した。

今回検出された 5 輝線のうち最も広い範囲で検出された輝線は ^{13}CO $J=3-2$ 輝線であった。同輝線分布はおおよそ CO $J=3-2$ 輝線と一致しており、 CO $J=3-2$ 輝線で検出されていた 5 つのシェル (LS, S1-4) を同様に検出できた。ただし輝線強度は CO $J=3-2$ 輝線の 5% ほどであった。次に広範囲で検出された輝線は HCN , HCO^+ , H^{13}CN 輝線であった。これらは高密度領域のトレーサーであるが、その輝線分布は図 2 の HCO^+ $J=4-3$ 輝線分布に代表されるように、 CO 輝線と比較すると限定的である。特徴的な点としては、 CO 輝線強度のピーク位置である $(l, b) \sim (-1.20^\circ, -0.11^\circ)$ において強度ピークを示している点が挙げられる。また LS の南部で比較的強い放射が見られ、北部や西部ではほとんど検出されていない。検出された輝線のうち残る 1 輝線である SiO $J=8-7$ 輝線は高密度領域のトレーサーであると同時に解離性衝撃波のトレーサーである。 SiO 輝線はクランプ状に検出されており、 CO 輝線や高密度ガストレーサーと比較すると極めて局所的な検出である。しかしながらその位置は、 CO 輝線や高密度ガストレーサーの強度ピーク位置および、LS と S1 が重なり合う位置とよく一致しており、速度空間において S1 の高速度端にあたる速度を示している。

4 Discussion

$l=-1.2^\circ$ 領域の分子雲の、楕円状の空間構造や広い速度幅を示す運動を説明するシナリオとして考えられるものは、(1) 分子雲衝突、(2) 磁気浮上ループ、(3) superbubble の 3 つである。以下では各シナリオについて議論する。

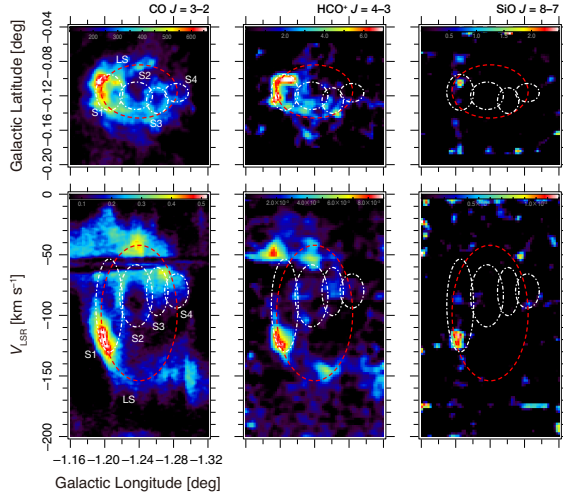


図 2: 上段の 3 つのマップは l - b 積分強度図、下段の 3 つは l - V 積分強度図。積分範囲はそれぞれ $V_{\text{LSR}} = -130 \sim -60 \text{ km s}^{-1}$ 、 $b = -0.14^\circ \sim -0.10^\circ$ 。輝線は左から CO $J=3-2$, HCO $^+$ $J=4-3$, SiO $J=8-7$ 。赤色破線で示した楕円が LS、白色一点鎖線で示した楕円が S1-4。

(1) **分子雲衝突**: 分子雲衝突では広い速度幅や空間的な楕円構造が形成されることが知られている (Habe & Ohta 1992)。この場合、位置速度図上では、速度の異なる 2 つの分子雲に由来して強い放射を示す 2 速度成分と、それらを速度的に接続する放射の弱い bridge 構造が検出される (Matsumura et al. 2012)。 $l = -1.2^\circ$ 領域では、 $V_{\text{LSR}} \sim -50, -150 \text{ km s}^{-1}$ に 2 速度成分が、 $l \sim 1.2^\circ$ においてそれらの 2 成分を接続する bridge がそれぞれ検出されていると見ることができる。しかしこれらの成分の放射強度を比較すると、bridge 構造にあたる成分において輝線強度ピークが検出されており、一般的な分子雲衝突シナリオから考えられる強度分布とは異なっている。

(2) **磁気浮上ループ**: 銀河系中心部には loop 1, loop 2 と呼ばれる 2 つのループ状分子雲が発見されている (Fukui et al. 2006)。このようなループ状分子雲はパーカー不安定性により生じた磁気浮力によって分子雲が持ち上げられて形成されと考えられており、ループはその根元部分において、落下する分子雲と銀河面上の分子雲との衝突に起因する広い速度幅を

示すとされている。これら 2 つの磁気浮上ループのうち、loop 1 の東側の根元は $l = -1.2^\circ$ 領域に近い位置にある。しかし、loop 1 の東側の根元と $l = -1.2^\circ$ 領域の膨張シェルの西端は 0.7° ほど離れており、明確な関連性は見出せない。

(3) **superbubble**: 超新星爆発によって圧縮・加速されたと考えると、膨張シェルの運動や楕円形状、広い速度幅を自然に説明できる。 $l = -1.2^\circ$ 領域の膨張シェルのエネルギー ($\sim 10^{51} \text{ erg}$) は複数回の超新星爆発に匹敵しているが、ここで複数回の超新星爆発が発生したということと、5 つの膨張シェルがあることは矛盾しない。また、解離性衝撃波トレーサである SiO 輝線が検出されたことから、少なくとも LS や S1 の形成には爆発現象が介在している可能性が高い。ただし高密度トレーサや衝撃波トレーサが S2-4 において殆どまたは全く検出されなかったことについては、今後、高密度トレーサの $J=1-0$ 輝線や SiO $J=2-1$ 輝線など低励起輝線による追加観測を行って、爆発現象の有無を検証していく必要がある。また、超新星爆発の母体となる星団が検出されていないことについても、議論の余地がある。

以上から、 $l = -1.2^\circ$ 領域の多重膨張シェルについて、3 つのシナリオのどれも完全に棄却することはできないが、現段階では superbubble シナリオが最も有力であると考えられる。

5 Conclusion

本研究では JCMT によって取得された ^{13}CO $J=3-2$ 輝線、HCN, HCO $^+$, H ^{13}CN , H $^{13}\text{CO}^+$ $J=4-3$ 輝線、SiO $J=8-7$ 輝線を用いて、銀経 $l = -1.2^\circ$ 領域に存在する多重膨張シェルについて調査し、以下の結果を得た。

1. 高密度ガストレーサは、同領域に検出されていた 5 つのシェル (LS, S1-4) のうち、LS, S1, S2 において、その一部または全体で検出されており、 $R_{3-2/1-0} \geq 1.5$ の分子ガス分布と類似した分布を示している。
2. 衝撃波トレーサである SiO 輝線は、LS, S1 の重なり合う領域かつ S1 の速度端において検出さ

- れており、CO 輝線強度ピークの位置の近傍に分布している。
3. $l = -1.2^\circ$ 領域の多重膨張シェルの加速・形成メカニズムとして、分子雲衝突、磁気浮上ループ、superbubble の 3 つのシナリオが考えられたが、空間・速度構造や SiO 輝線の検出などから、superbubble シナリオが現段階では最も有力である。
 4. superbubble シナリオの立場に立つと、今回 SiO 輝線などが検出されなかった S2-4 についても、爆発現象の介在が疑われ、SiO $J=2-1$ 輝線など低励起輝線による追加観測は今後の計画として検討すべきである。
 5. superbubble シナリオにおいては、超新星爆発の母体となる星団の存在は不可欠であり、この点に関しては議論の余地がある。星団の検出に向けた追加観測または従来とは異なる組成の星団の存在などを検討していく必要がある。

Oka, T., Onodera, Y., Nagai, M., et al. 2012, ApJS, 201, 14

Paglione, T., A., D., Jackson, J., M., Bolatto, A., D., and Heyer, M., H., 1998, ApJ, 493, 680

Parsons, H., Dempsey, J., T., Thomas, H., S., et al. 2017, ApJS, 234, 22

Salpeter, E., E., 1976, ApJ, 206, 673

Sofue, Y., 1995, PASJ, 47, 527

Tanaka, K., Kamegai, K., Nagai, M., and Oka, T., 2007, PASJ, 59, 323

Tsujimoto, S., Oka, T., Takekawa, S., et al. 2018, ApJ, 856, 91

Reference

Binney, J., Gerhard, O., E., Stark, A., A., Bally, J., and Uchida, K., I., 1991, MNRAS, 252, 210

Buckle, J., V., Hills, R., E., Smith, H., et al., 2009, MNRAS 399, 1026

Chevalier, R., A., 1974, ApJ, 188, 501

Fukui, Y., Yamamoto, H., Fujishita, M., et al. 2006, Sci, 314, 106

Habe, A., & Ohta, K. 1992, PASJ, 44, 203

Matsumura, S., Oka, T., Tanaka, K., et al. 2012, ApJ, 756, 87

Morris, M., Polish, N., Zuckerman, B., and Kaifu, N., 1983, AJ, 88, 1228

Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., and Miyazaki, A., 1998, ApJS, 118, 455

Oka, T., White, G. J., Hasegawa, T., et al. 1999, ApJ, 515, 249

Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., and Miyazaki, A., 2001, PASJ, 53, 787

Oka, T., Nagai, M., Kamegai, K., Tanaka, K., and Kuboi, N., 2007 PASJ, 59, 15

放射強度・偏光放射同時 SED フィッティングから探る星間ダスト物性

梨本 真志 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

Abstract

星間ダストは結晶体ではなくアモルファス物質であることが知られているが、アモルファス物質に対する物理モデルに基づいたセルフコンシステントな放射強度・偏光放射のモデルは構築されていない。アモルファス物質の物性を記述する TLS モデルに基づいて遠赤外線からミリ波帯における複素誘電率を計算し、放射強度・偏光放射 SED を得た。SED モデルの検証として M31 に対して放射強度・偏光放射同時 SED フィッティングを行い、アモルファス物質の量子力学的性質を特徴付けるパラメータを観測的に制限することに成功した。また本モデルではミリ波帯にエクセスが生じる場合があり、アモルファスダストによる熱放射が AME の起源候補の一つとなり得る。

1 Introduction

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の発見によってビッグバン宇宙論は初期宇宙の標準理論としての地位を確立したが、宇宙の初期値問題 (ex. 平坦性問題、一様性問題) を残す。これらの問題を解決法として宇宙初期に指数関数的加速膨張が起こったとするインフレーション理論が提唱されている。インフレーション理論は原始重力波の存在を予言する。原始重力波は CMB に B モードと呼ばれる偏光パターンを刻むため、CMB 偏光 B モードの発見によってインフレーション理論を実証しようとする観測実験が世界中で実施・計画中である。

原始重力波起源の CMB 偏光 B モード信号は微弱であり、高周波数帯では銀河系内の星間ダストによる熱放射に埋もれていることが知られている。星間ダスト放射の精度良いモデルを構築することができれば、CMB とダスト放射の成分分離解析の際に生じる系統誤差が小さくなり、観測限界の改善に繋がることが期待される。

最新の観測結果より、星間ダストは周期的構造を持った結晶体ではなくアモルファス物質であると考えられている。一般にアモルファス物質の放射率の周波数依存性は、結晶体から期待される値 (スペクトル指数: $\beta = 2$) からズレており、単純な冪乗則では表しきれない。これらアモルファス物質による放射率の周波数依存性を説明するモデルとして、二準位系 (TLS) モデルが提唱されている。TLS モデル

の星間ダストの応用として Meny et al. (2007) によってアモルファスダストの放射率が計算されたが、複素誘電率の実部の周波数依存性を考慮していないなど計算の取り扱いに不十分な点が多く、またアモルファスダストの偏光度のモデル構築に関しては未整備のままである。

そこで本研究では、CMB の観測限界向上と CMB 周波数帯の観測によるダスト物理の解明を目的とし、TLS モデルに立脚したアモルファスダストによる遠赤外線からミリ波帯における放射強度・偏光放射のスペクトルエネルギー分布 (SED) のモデル構築を行った。2 章では TLS モデルの詳細、3 章では楕円体ダストモデルを説明し、4 章でアモルファス楕円体ダストによる放射強度・偏光放射 SED の計算結果を示す。続く 5 章で我々の SED モデルの検証としてアンドロメダ銀河 (M31) に対して放射強度・偏光放射同時 SED フィッティングを行いテストした結果を示す。6 章では本 SED モデルの妥当性や本モデルから予言されるミリ波エクセスについて議論する。7 章はまとめである。

2 TLS モデル

低温環境下でのアモルファス物質には物質の構成種などによらず普遍的な熱的性質があることが実験的に知られており、その性質を説明するモデルとして TLS モデルが提唱されている (Anderson et al.

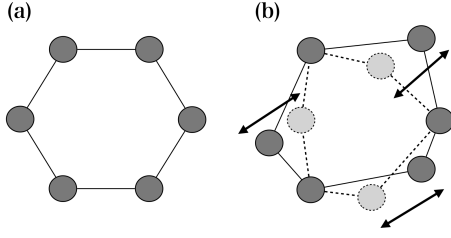


図 1: (a) 結晶体と (b) アモルファス物質の模式図。

(1972)、Phillips (1972))。結晶体の場合、物質を構成する原子（または原子の集合体）は周期的に配置され、ある 1ヶ所の位置に局在するが、形が変形し構造が歪んだアモルファス物質ではそれぞれの原子に対して安定な位置が 2ヶ所ある（図 1）。そのためポテンシャルは極小値を 2 つ持った形となり、二準位系が生じる。このとき、2 準位間のエネルギー差に対応する周波数の電磁波が入射することで共鳴を起こしたり、電磁波の入射によって 2 準位系の平衡状態が乱され、新たな平衡状態へと緩和する（極小値間にあるポテンシャル障壁を透過するトンネリングと、ポテンシャル障壁を乗り越えるホッピングの 2 種類の緩和過程が考えられる）ことによって光が吸収される。これらの過程に対して、光学的ブロッホ方程式を解くことで TLS モデルによる誘電率が計算でき、そこから電磁波の吸収率（言い換えれば放射率）が得られる。

3 楕円体ダストの放射率・偏光度

星間ダストの形が球体でダストからの放射は等方的だと、ダスト放射は無偏光となるため、ここでは 3 軸不等の楕円体が連続的な形状分布（CDE；c.f. Bohren & Huffman (1998)）をしていると仮定する。この時、楕円体の各軸方向に対する複素電気感受率は幾何パラメータ L_i を用いて以下のように表される。

$$\chi_0^i = \frac{P}{4\pi} \int_{L_{\min}}^{1/3} dL_x \int_{L_x}^{(1-L_x)/2} dL_y \frac{\varepsilon - 1}{1 + (\varepsilon - 1)L_i} \quad (1)$$

$$L_i \equiv \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^\infty \frac{dq}{(a_i^2 + q) \sqrt{(q + a_x^2)(q + a_y^2)(q + a_z^2)}} \quad (2)$$

ε は物質の複素誘電率、 a_x, a_y, a_z は楕円体の長軸、中軸、短軸の半径、 $L_{\min}$ は円盤状や針状といった極端な形の楕円体を除くために導入するフリーパラメータ（Zubko et al. (1996)）、 P は規格化定数である。式 (2) の定義より $L_x + L_y + L_z = 1$ の関係があることから、楕円体の形状を表すには L_x, L_y の二つのパラメータで十分である。また、式 (1) から分かるように、球形の場合とは対照的に、楕円体の電気感受率の実部・虚部はともに誘電率の実部・虚部の関数である。

CMB 周波数帯であるサブミリ波帯では、ダストサイズに比べ波長が十分長く双極子近似が有効だと仮定すると、楕円体ダストの各軸方向に対する吸収断面積 C_{abs}^i は以下のように書き表わせることが知られている。

$$C_{\text{abs}}^i = \frac{2\pi V}{\lambda} \text{Im}(\chi_0^i) \quad (3)$$

V はダストの体積、 λ は波長を表す。簡単のため、視線方向に垂直な磁場に楕円体ダストの短軸が完全に整列している場合を考えると（短軸を回転軸とした楕円体ダストの向きは一様に分布していると過程する）、視線方向のダスト集団の吸収断面積・偏光吸収断面積 $C_{\text{abs}}, C_{\text{pol}}$ は以下ようになる（Draine & Hensley (2017)）。

$$C_{\text{abs}} = C_{\text{abs}}^x + C_{\text{abs}}^y + 2C_{\text{abs}}^z \quad (4)$$

$$C_{\text{pol}} = C_{\text{abs}}^x - C_{\text{abs}}^y \quad (5)$$

4 アモルファスダスト放射・偏光 SED

アモルファス楕円体ダストによる強度放射・偏光放射を考える。アモルファスダストによる放射は、2 章の 2 準位系における共鳴・緩和過程によるものと、格子振動に由来するものの足し合わせであると考えられる。TLS モデルに基づき計算した複素誘電率とローレンツモデルから計算される格子振動由来の複素誘電率（本研究では Draine & Lee (1984) によるアストロノミカルシリケートの複素誘電率を用いる）を足し合わせ（その比率 f_{TLS} はパラメータとする）、式 (1) に代入し、式 (3)-(5) を用いることで、様々な

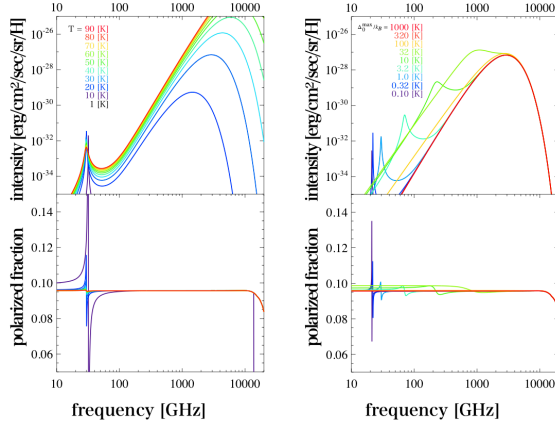


図 2: TLS モデルに基づいたダスト放射 SED と偏光度。左図はダスト温度 (T)、右図は 2 準位系のエネルギー差の最大値 ($\Delta_0^{\max}$) の値をパラメータとしている。

方向を向いたある体積（質量）のアモルファス楕円体ダストの平均吸収断面積・平均偏光吸収断面積が得られる。これらを用いて水素原子 1 個あたりのアモルファス楕円体ダストの放射強度・偏光放射強度は以下のように表せる。

$$I_\nu = \int da \frac{1}{n_H} \frac{dn}{da} C_{\text{abs}} B_\nu(T) \quad (6)$$

$$P_\nu = \int da \frac{1}{n_H} \frac{dn}{da} C_{\text{pol}} B_\nu(T) \quad (7)$$

n_H は水素密度、 dn/da はサイズ分布であり、様々な大きさなダスト粒子からの寄与を足し合わせる（本研究ではサイズ分布のモデルとして Weingartner & Draine (2001) が提案するモデルを用いる）。図 2 は TLS モデルのパラメータに対して式 (6)、(7) を計算した一例である。放射強度に関してはパラメータの値に敏感に反応して SED の周波数依存性が変わることが見て取れる。一方偏光放射に関して、偏光度の周波数依存性はあまり見られないことがわかった。

5 SED フィットting

SED モデルの検証として M31 の動径分布に対して放射強度・偏光放射同時 SED フィットtingを行う。SED フィットtingには Planck、Herschel、AKARI によるミリ波から遠赤外線にかけての強度・偏光放

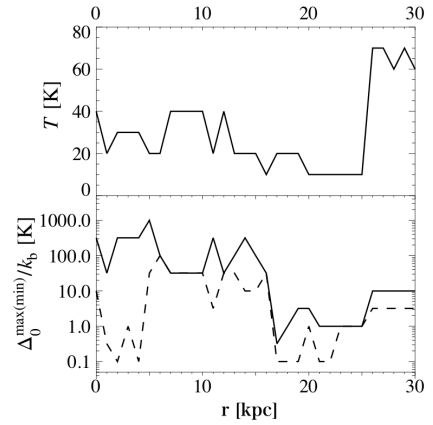


図 3: M31 への放射強度・偏光放射同時 SED フィットtingによって得られたダスト温度（上図）、2 準位系のエネルギー差の最大値（下図実線）・最小値（下図破線）の動径分布。

射のデータを用いる。図 3 は SED フィットtingによって得られたフィットtingパラメータの動径分布の一例である。ダスト温度の動径分布は星間ダストの典型的な温度である 20 K 程度である。また 2 準位系のエネルギー差の最大値の結果に関して、Meny et al. (2007) より、ポテンシャル障壁の高さの分布として $550[K]/k_B$ を中心とした対数正規分布で与えているが、最大値はその値を逸脱して超えてはいない。

6 Discussion

TLS モデルに基づきアモルファスダストの偏光放射 SED 様々なパラメータの値の値に対して計算・検証したが、偏光度には周波数依存性はほとんど見られないという結果を得た。これは星間ダストの観測とも無矛盾である。

また我々のモデルでは数十 GHz 帯にエクセスが生じ得る。この周波数帯において、AME と呼ばれるミリ波エクセスが星間空間中で観測されている。ダストと AME に相関が見られることから AME はダスト起源だと考えられており、微小ダストによるスピニング放射由来であるなどいくつかその起源について提唱されているが、未だ解明されていない。アモルファスダストの熱放射は AME の起源候補の一つである。

TLS モデルはアモルファスダストの量子力学的効果を反映しており、我々のモデルを用いることで星間ダストの量子力学的性質を観測的に制限することが可能となる。今後、星間ダストの量子物性の情報が得られることで、星間ダストの形成過程や形成環境の解明が進むことが期待される。

7 Summary

CMB の観測限界向上と、ミリ波観測によるアモルファスダストの物性解明を目指し、物理モデルに基づいたアモルファス楕円体ダストの放射強度・偏光放射 SED のセルフコンシステントなモデル構築を行った。ミリ波帯での放射強度 SED の傾きなど、観測をよく再現するモデルである。偏光放射に関して、アモルファスダストの偏光度の周波数依存性はわずかであることが期待される。アモルファスダストはパラメータ次第で数十 GHz 帯にエクセスが生じ、AME の起源となり得る。

Reference

- P. W. Anderson, B. I. Halperin, & C. M. Varma 1972, Philosophical Magazine
- C. Bohren & D. R. Huffman 1998, Wiley Science Paperback Series
- B.T. Draine & B. S. Hensley 2017, arXiv:1710.08968
- B.T. Draine & H. M. Lee 1984, ApJ
- C. Meny, et al. 2007, A&A
- W. A. Phillips 1972, Journal of Low Temperature Physics
- J. C. Weingartner & B. T. Draine 2001, ApJ
- V. G. Zubko, et al. 1996, MNRAS

ペガススループに付随する星間物質の詳細解析

佐伯 駿 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

星形成の初期条件を決定する分子雲形成の諸性質を明らかにすることは天文学の重要な課題の 1 つである。3 次元 MHD シミュレーションの結果から、高密度で冷たい HI ガスは clumpy に分布しており (Fukui et. al 2018)、その clump の中で分子雲が形成すると考えられる。そこでペガスス座領域に存在する中心が $(l, b) = (109^\circ, -49^\circ)$ で、 $20^\circ \times 20^\circ$ の大きさの遠赤外線ループ状構造 (ペガススループ) に着目した。このループでは、「なんてん」で得られた分子雲のデータから、 $1 M_\odot$ 以下の分子雲が多数発見されている (Yamamoto et al. 2006)。そのため初期の分子雲形成を検証するのに適した領域である。ペガススループは太陽系近傍の高銀緯領域に存在するため視線方向上の重なりが少なく、多波長のデータの比較が容易である。今回我々は「なんてん」のデータに加え、Planck・IRAS 衛星の観測データから求められたダスト放射の 353 GHz における光学的厚み τ_{353} 、低温ダストの温度 T_d 、GAIA 衛星、HI サーベイ GALFA (Peek et al. 2017) を使用し、ペガススループ方向の星間物質を詳細に解析した。解析の結果、GAIA 衛星のデータからペガススループの中心星 HD886 が 255 pc の距離に存在し、中心星近傍の分子雲が 240 pc の距離で減光が大きくなることがわかった。これは分子雲が中心星の形成したループ構造に付随していると考えられる。また、ペガススループ方向の水素原子雲は多数のフィラメント状に分布していた。このフィラメントを filfinder を用いて、機械的に特定した。さらに、フィラメント状構造の内部には τ_{353} の局所的ピークが複数存在しており、dendrogram を用いてこの局所ピークを特定した。その結果、分子雲の多くはこの clump の中に存在していた。特に $3 M_\odot$ 以上の分子雲はフィラメントが交差している特徴的な箇所に存在していた。本講演では、階層構造を含めた分子雲形成についての議論を発表する。

1 Introduction

水素分子雲 (以後、分子雲) は星形成の初期条件を与える重要な天体である。星形成の初期条件はそのまま原始惑星系円盤形成の初期条件となり、分子雲形成のメカニズムを明らかにすることは天文学において重要な課題である。分子雲はダストに吸着した中性水素 (HI) 同士の結合によって生成されており、その HI ガスは warm neutral medium (WNM, $T \sim 10^4$ K) と cold neutral medium (CNM, $T \leq 10^2$ K) の二種類に分類されている。ほとんどの HI ガスは WNM として存在している。Inoue & Inutsuka (2012) では、3 次元 MHD シミュレーションを用いて HI ガスの大部分を占める WNM が衝撃圧縮を受け、その後、熱的不安定性によって CNM が形成される過程を、化学反応や輻射過程を考慮に入れて示した。Fukui et. al (2018) では、Inoue & Inutsuka (2012) の結果を用いて synthetic observations を行い、CNM はフィラ

メント状に分布しており、そのフィラメントの中でも特に密度の高いクラumpが存在していることを示した。これらの結果は、星間物質が薄く広がる WNM の中にフィラメント状の分布をしている CNM が存在し、さらに分子雲の形成の現場となる密度の高いクラumpが存在している階層的な構造を持っていることを示している。

そこで我々は、ペガスス座領域に存在する中心が $(l, b) = (109^\circ, -49^\circ)$ で、 $20^\circ \times 20^\circ$ の大きさの遠赤外線ループ状構造 (ペガススループ) に着目した。ペガススループは、中心星 HD886 (B2 IV) によってループ状構造が形成されたと考えられている。HD886 はヒッパルコス衛星の観測から 100 pc の位置にあり、ペガススループ HD886 に付随して 100 pc の位置に存在している。よって恒星風による衝撃圧縮を形成起源とした分子雲形成を議論できる領域であると考えられる。また、高銀緯にあるため、視線方向上に他の天体

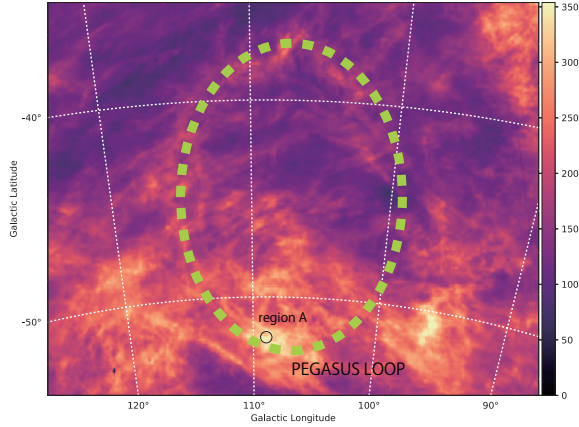


図 1: GALFA のデータから作成したペガサスループ領域の HI の積分強度図。積分速度範囲は -16 km s^{-1} から 0 km s^{-1} である。ペガサスループの位置は緑色の点線で示している。region A は $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の輝線強度が最も高い領域である。

と重なる可能性が低く、他波長の比較が比較的容易にできる領域となっている。この領域は $1 \text{ M}_\odot$ 以下の分子雲が多数存在しており、初期の分子雲形成が起きている現場である (Yamamoto et al. 2006)。今回我々は、ペガサスループに付随する HI ガスのフィラメント状構造を機械的に特定するために filfinder (Eric et al. 2015) を使用した。さらにその中でも特に密度の高い領域を同定するため dendrogram (Rosolowsky et al. 2008) を使用し、フィラメントの中の特に高い密度の箇所を特定し、これらの構造と、「なんてん」で得られた分子雲のデータとの比較を行った。Fukui et al. (20015) において、光学的に厚い水素の存在が報告されており、水素原子の分布を明らかにするためには、GALFA による HI ガスの分布だけでは不十分である。そこでダストの光学的厚みである τ_{353} も HI と同様に filfinder と dendrogram を使用し、構造を同定した。これはダストと水素ガスが十分に混ざり合っているため、 τ_{353} が光学的に厚い水素ガスもトレースできると考えられるためである。

2 Data

今回我々は「なんてん」のデータに加え、Planck・IRAS 衛星の観測データから求められたダスト放射

の 353 GHz における光学的厚み τ_{353} 、低温ダストの温度 T_d 、GAIA 衛星、HI サーベイ GALFA (Peek et al. 2017) を使用した。各データの分解能やグリッドサイズは表 1 にまとめた。

表 1: 使用データの一覧

	分解能	グリッド	主な対象
なんてん	$2.6'$	$2'-8'$	$^{12}\text{CO}(J=1-0)$
GALFA	$4'$	$1'$	HI
Planck, IRAS	$5'$	$1.7'$	τ_{353} , T_d
GAIA	$7-300 \mu\text{arcsec}$		恒星

3 解析の結果

3.1 GAIA データを用いた分子雲の距離同定

GAIA 衛星は位置天文学専用の衛星であり、約 10 億個の恒星の年周視差と固有運動を測定したプロジェクトである。今回我々は、膨大な恒星の位置データと恒星の減光を用いて、ペガサスループに付随している $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ で観測された分子雲の距離同定を行った。図 2 は region A に存在する星を横軸に恒星までの距離、縦軸に減光をプロットした図である。region A は「なんてん」で観測された $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の輝線強度が一番大きい領域である。その結果、237 pc 付近で、恒星の減光が大きくなっていることが分かった。また HD886 の距離は GAIA 観測結果から 255 pc に位置にあることがわかった。

3.2 filfinder を使用した結果

図 3 は GALFA から得られたペガサスループ領域の HI の強度分布と Planck, IRAS のデータから得られた τ_{353} に対して、filfinder を使用し、ペガサスループに存在するフィラメントが同定した結果である。その結果 HI の強度分布からは多数のフィラメント構造が存在していることがわかる。一方 τ_{353} の結果からは HI ほどフィラメント構造が多くなく、ループ構造に沿って分布していることがわかる。

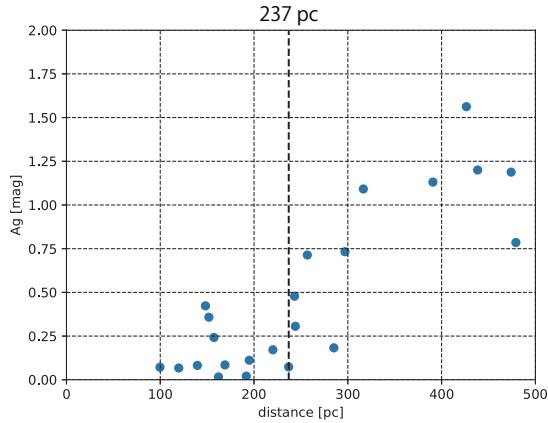


図 2: region A 内の星について横軸に距離と縦軸に減光のプロット。図中の太い点線は 237 pc の位置を表している。

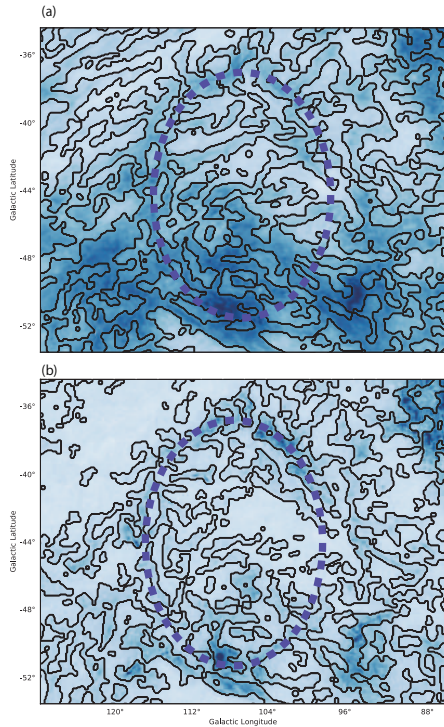


図 3: (a):GALFA から得られたペガススループ領域の HI のデータの filfinder をかけた結果。(b): τ_{353} の強度分布に対して (a) と同じく filfinder をかけた結果。

3.3 dendrogram を使用した結果

図 4 は 3.2 と同様に HI のデータと τ_{353} の強度分布に対して dendrogram をかけてクランプ状の構造を同定した結果である。dendrogram のパラメータは、

HI では min value が 3σ 、min delta が 2σ 、最小 pixel 数として 25 pix であり、 τ_{353} では min value が 0.0000045、min delta が 0.000001、最小 pixel 数として 25 pix であった。HI は比較的全体にわたりクランプ状に分布していることがわかる。HI に比べて τ_{353} はペガススループに沿って分布しており、HI のクランプの中でも特に強度の高いクランプを同定していると考えられる。

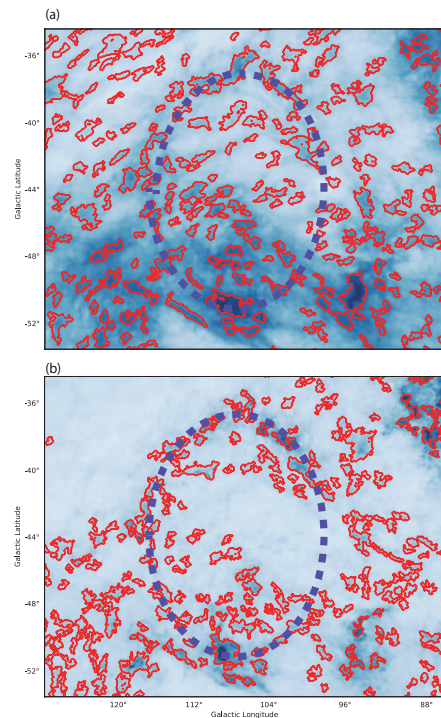


図 4: (a):GALFA から得られたペガススループ領域の HI のデータの dendrogram をかけた結果。(b): τ_{353} の強度分布に対して (a) と同じく dendrogram をかけた結果。

3.4 フィラメント、クランプと分子雲の空間的な比較

図 5 は 3.2 と 3.3 の結果から得られたフィラメント、クランプ、「なんてん」で得られた $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の空間分布の比較を行った結果である。その結果、3.3 で特定されたクランプは 3.2 で特定されたフィラメントに沿って分布していることがわかった。また、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ を内包するように存在している特に高

い密度を持つクランプは、フィラメントが交差している部分に分布していることが分かった。

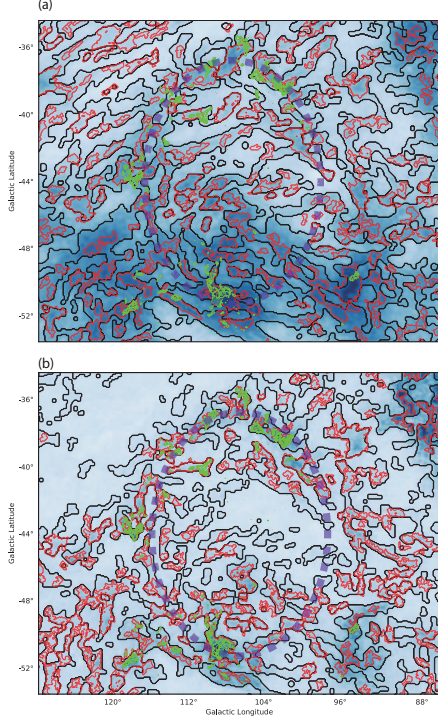


図 5: (a):GALFA から得られたペガサスループ領域の HI のデータに対して filfinder と dendrogram の結果、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の積分強度図をプロットした図。黒線がフィラメント、赤線が高密度クランプ、緑線が $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の強度分布を表している。(b): τ_{353} の強度分布に対して (a) と同様の等値線をプロットしたもの。

4 Discussion

filfinder と dendrogram を用いて求めた構造は階層構造をしていることがわかった。特定されたフィラメントは HD886 恒星風による衝撃圧縮によって形成されたと考えられる。3 $M_{\odot}$ 以上の $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ で観測される分子雲はフィラメントの交差点で形成されていることがわかる。Frau et al. (2015) において、 ^{13}CO で観測される高密度の分子雲コアはフィラメントの衝突によって形成されていることが報告されている。ペガサスループにおいてもフィラメントの交差点で特に大きな分子雲が存在していることから、恒星風の衝撃圧縮によってフィラメントが形成

され、そのフィラメントが衝突し、フィラメントの交差点で効率よく分子雲が形成されていることが示唆される。

5 Conclusion

今回我々は、HI、 τ_{353} 、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 、GAIA 衛星の結果から以下のことを示した。

- GAIA 衛星の恒星の正確な位置から、ペガサスループに付随する分子雲は約 250 pc の位置に存在していることがわかった。
- HI、 τ_{353} はフィラメント状に分布しており、高密度のクランプはフィラメントの沿って分布している。
- 高密度のクランプには、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ で観測される分子雲を内包するものもあった。

Reference

- Inoue & inutsuka. 2012, ApJ, 759, 39
 Fukui et al. 2018, ApJ, 860, 33
 Yamamoto et al. 2006, ApJ, 642, 307
 Eric et al. 2015, MNRAS, 000, 17
 Rosolowsky et al. 2008, ApJ, 679, 1338
 Frau et al. 2015, A&A, 574, L6

宇宙輻射輸送と光バイオイメージング医学の共通点と相違点

田崎 翼 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

生体組織に関する様々な情報を光によって非侵襲的に測定する技術が、光デバイスなどのハードウェアの発展と共に開発が進められてきている。生体組織は主に高散乱媒質で構成されている。生体組織における散乱現象の解析手法を開発していく事が、光測定の精度を高めるために重要である。散乱によって生じる測定上の問題点としては、光が様々な径路を伝播していくため実際の検出器間距離と実効光路長が異なるという点や、測定領域が不明瞭になるという点が挙げられる。散乱媒質中の光伝播は光輸送方程式を用いて記述される。これを直接求める事は困難なので、モンテカルロ法や拡散近似を用いた光拡散方程式によって光伝播解析が行われている。これらの解析手法は宇宙輻射輸送の応用である。また人体は非均質な構造をしている。例えば脳構造ではクモ膜下腔は低散乱媒質だが白質は高散乱媒質である、といったように部位によって散乱の強さが異なる。低散乱媒質の分布は光伝播に影響を与えるので低散乱領域を組み込んだ散乱モデルによるシミュレーションが行われている。(Tarvainen 2005) これらの背景から、高散乱媒質での光伝播シミュレーション中の宇宙輻射輸送の式を用いた解析手法、生体組織における医用計測への応用について説明していく。

1 Introduction

生体組織の形態や機能などの情報を光によって非侵襲的に測定する光イメージング技術の開発がハードウェアの進歩と共に進められている。近赤外光(700-900nm)を用いた近赤外線分光鏡(NDRS)は1970年代から非侵襲的に生体組織のヘモグロビン濃度変化を測定することができるモニターとして開発されてきた。しかしこれにはどの部位でヘモグロビン濃度が変化したのか、など選択的、定量的に測定できないという課題がある。光イメージング技術として最もよく用いられる拡散光トモグラフィ(diffuse optical tomography(DOT))は3次元的空间イメージングを行うことができる。このDOTイメージングがNDRSの問題を解決すると期待されている。生体組織中の光伝播は散乱が支配的であり、基本的な解析法である輻射輸送方程式を数値計算で解析するには膨大な計算コストがかかる。輻射輸送方程式を拡散近似した拡散方程式を用いることで計算コストを軽減することができる。しかし拡散方程式の近似は光源や吸収体の付近では成り立たない。そこでこれらを時間的、空間的に分けてハイブリッドに計算を行うことで正確性と計算コストの軽減を両立するモデルが研究されている。(Fujii et.al 2014) 光イ

メージングのアプローチとして、順問題と逆問題の2つがある。順問題解析は上述のような輻射輸送を用いて数値解析を行う手法。逆問題解析は画像再構成アルゴリズムとして、生体組織の散乱係数、吸収係数、放射係数といった光学特性値の分布を推定したデータベースをあらかじめ構築しておき、光伝播モデルとして順問題解析で解き、実際の計測結果と一致するまで光学特性値分布を再び推定するというプロセスを反復する手法である。逆問題解析による再構成画像を図2に示す。逆問題のアルゴリズムについてはページの都合上割愛する。順問題手法の紹介として、輻射輸送方程式と拡散方程式、それら2つを掛け合わせたハイブリッドモデルをそれぞれ用いて数値計算を紹介する。

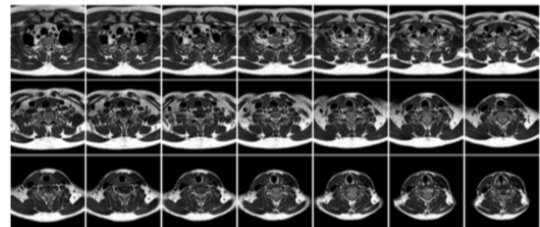


図 1: 輻射輸送方程式による計算の再構成画像 (MRI イメージ-人間の首)

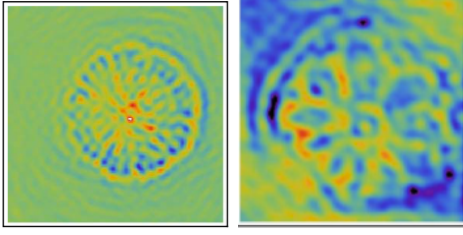


図 2: 逆問題解析による再構成画像-レモンとレンコンの断面

2 Methods

2.1 輻射輸送方程式

物質中の光伝播は輻射輸送方程式で記述される。式は以下ようになる。

$$\left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla + \mu_a(\mathbf{r}) + \mu_s(\mathbf{r}) \right] I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) = \mu_s(\mathbf{r}) \int_{4\pi} d\mathbf{\Omega}' P(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', t) + q(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) \quad (1)$$

ここで c は光速、 $\mathbf{\Omega} = (\Omega_x, \Omega_y)$ は伝播する角度方向を表す。 $\mu_a(\mathbf{r})$ 、 $\mu_s(\mathbf{r})$ はそれぞれ吸収係数、散乱係数である。 $I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$ は輻射の強度、 $q(\mathbf{r})$ は光源からの光である。 g は異方散乱パラメータで $0 \leq g \leq 1$ 。散乱確率関数 $P(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ は 2 次元のヘニエイグリーンスタイン関数

$$P(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') = \frac{1}{2\pi} \frac{1 - g(\mathbf{r})^2}{[1 + g(\mathbf{r})^2 - 2g\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}']} \quad (2)$$

で表される。輻射輸送方程式での境界での反射率 $R(n, \theta)$ はフレネルの法則より

$$R(n, \theta) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\theta_r - \theta)}{\sin^2(\theta_r + \theta)} + \frac{\tan^2(\theta_r - \theta)}{\tan^2(\theta_r + \theta)} \right], & (\theta < \theta_c) \\ 1, & (\theta \geq \theta_c) \end{cases} \quad (3)$$

で表される。 θ は外向き法線ベクトル $\mathbf{e}_n$ と $\mathbf{\Omega}$ がなす角 (図 3)、 θ_r は屈折角 $\theta_r = \sin^{-1}(n \sin \theta)$ 、 θ_c は全反射角。これが境界条件になる。

2.2 拡散方程式

拡散近似は輻射輸送方程式を全立体角で積分し、 $I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$ の 1 次近似を取ると、

$$\left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} - D \nabla^2 + \mu_a(\mathbf{r}) \right] \phi(\mathbf{r}, t) = q_{DE}(\mathbf{r}, t) \quad (4)$$

と表される。 ϕ は光子密度であり、 $\int d\mathbf{\Omega} I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$ で表される。 D は拡散係数で $[2(1-g)\mu_s]^{-1}$ 。 $q_{DE}(\mathbf{r}, t)$ は等方散乱光源で $\int d\mathbf{\Omega} q(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$ 。拡散方程式を用いた時の境界条件は、ロビン境界条件より、

$$\Phi(\mathbf{r}_b, t) + \frac{\pi}{2} A(n) D \mathbf{e}_n \cdot \nabla \Phi(\mathbf{r}_b, t) = 0 \quad (5)$$

$A(n)$ は $(1 + R_2(n))/(1 - R_1(n))$ で定義され、 $R_1(n)$ 、 $R_2(n)$ は、それぞれ

$$\begin{aligned} R_1(n) &= \frac{1}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta R(\theta, n) \cos \theta, \\ R_2(n) &= \frac{2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta R(\theta, n) \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (6)$$

3 Results

3.1 計算条件

計算に用いるのは 2 次元の長方形領域である。光源、検出位置は図 3 のようになる。

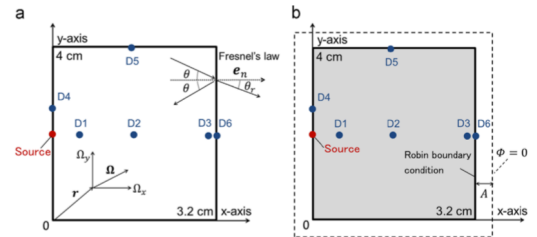


図 3: 計算する領域 x 方向 3.2cm, y 方向 4.0cm, 光源位置 $(0.0, 2.0)$ cm. D1 D6 の位置はそれぞれ $(x, y) = (0.5, 2.0), (2.0, 2.0), (3.1, 2.0), (2.3, 0.0), (2.0, 4.0), (3.2, 2.0)$. D1 から D3 は領域内、D4 から D6 は境界上の点。白色の領域は輻射輸送方程式で計算する領域で境界条件はフレネルの法則。灰色の領域は拡散方程式で計算する領域で境界条件はロビン境界条件。

図4はハイブリッドモデルの模式図で、計算領域を時間と空間的に区別している。クロスオーバータイム、 t_{DA} 、クロスオーバーレングス ρ_{DA} を定義し、図4の(a)で輻射輸送領域は $2\rho_{DA} \times \rho_{DA}$ 。さらに $t > t_{DA}$ で計算領域が図4の(a)から(b)に切り替わる。境界条件は図4参照。さらに ρ_{BC} を定義し、点線の所より外部に伝播した光は再び内部に突入しないという境界条件を設けている。

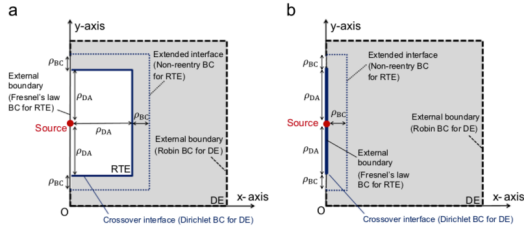


図4: クロスオーバーインターフェースによる計算領域の変化

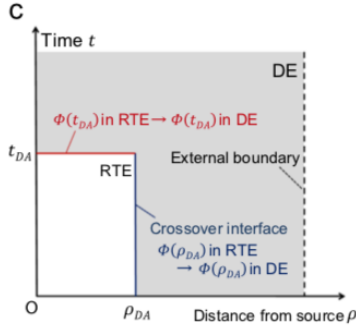


図5: クロスオーバータイムとクロスオーバーレングスによる計算領域の変化

3.2 計算結果

計算結果は図6-図9ようになった。anisotropic source は前方光源、isotropic source は等方光源。

表1: 光学特性値の表。 $\mu'_s = \mu_s(1 - g)$

$\mu_a(1/cm)$	$\mu_s(1/cm)$	$\mu'_s(1/cm)$	g	n
RTE				
0.35	11.6	11.6	0.0	1.56
0.35	58.0	11.6	0.8	1.56
DE				
0.35		11.6		1.56

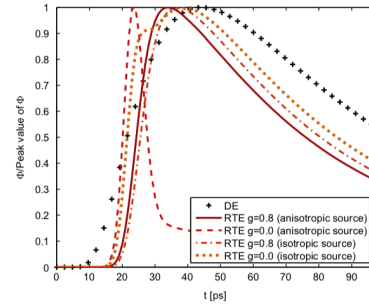


図6: D1=(0.5,2.0)での計算

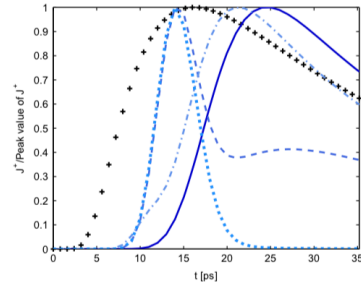


図7: D4=(2.3,0.0)での計算

図6-図7は光源付近の点なので拡散近似が成立していない。

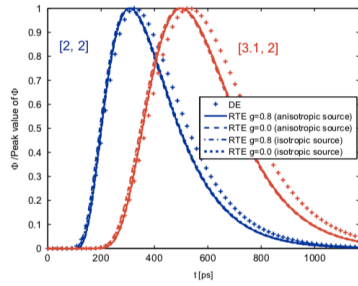


図 8: $D2=(2.0, 2.0)$, $D3=(3.1, 2.0)$ での計算

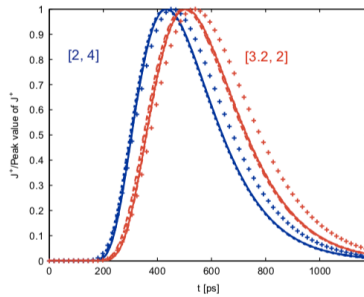


図 9: $D5=(2.0, 4.0)$, $D6=(3.2, 2.0)$ での計算

図 8-図 9 は光源から離れた位置なので拡散近似が成立し、グラフは概ね RTE と一致していると言える。図 10-図 11 はハイブリッドモデルの計算と DE、RTE($g=0.8$) の比較である。

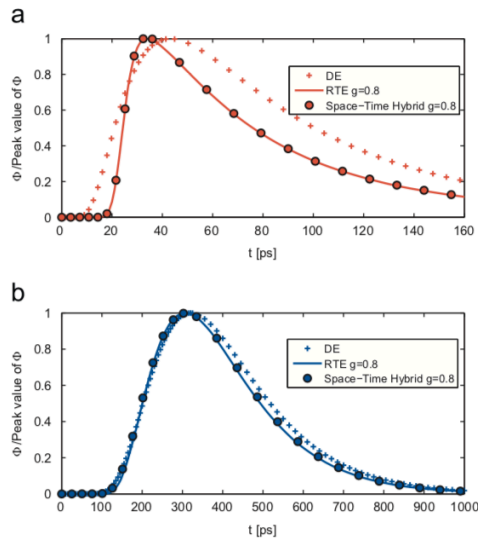


図 10: $D1=(0.5, 2.0)$, $D2=(2.0, 2.0)$ での計算

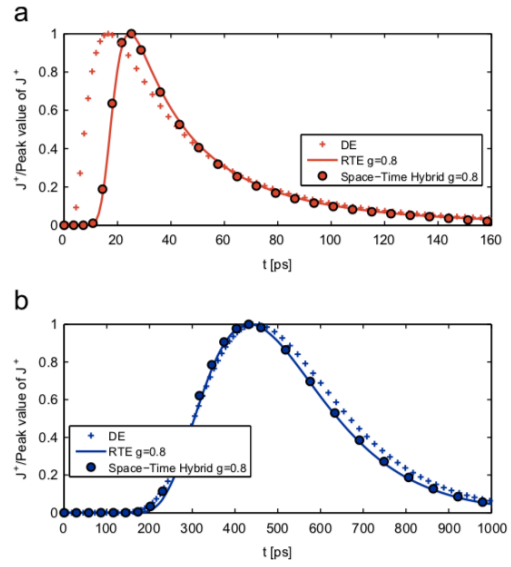


図 11: $D4=(2.3, 0.0)$, $D5=(2.0, 4.0)$ での計算

ハイブリッドモデルによる計算は RTE の計算と一致している。それぞれの計算時間は以下になった。

表 2:

	RTE	Hybrid	DE
計算時間 (min)	2658	648	20

4 Conclusion

医学分野における輻射輸送計算の一例を紹介した。順問題の数値計算として、宇宙理論分野で開発されてきた輻射輸送計算コードを適用し、光イメージングの画像再構成アルゴリズムをより高速化することがこれからの課題である。

Reference

- Tarvainen&Vauhkonen&Kolehmainen IPP 2015,
 Fujii&Okawa&Yamada&Hoshi JQSRT 2014
 Machida&Panasyuk&Wang&Markel JOAS 2016
 Hoshi&Yamada JBO 2016

非等方性を仮定した、磁気乱流のエネルギースペクトルが持つ波数依存性に関する議論

金盛 祥大 (東京大学大学院 総合文化研究科)

Abstract

天文学において、星の形成メカニズムを知ることは非常に重要である。近年の研究状況では、磁気流体力学の観点から、星間物質が星間磁場に沿って運動することが分かっている。さらに観測では、星間物質が磁気乱流によって攪拌され、ランダムな運動を行っている様子が見られている。以上の背景から、星間空間上の磁気乱流の機構を理解することこそが、星間物質の運動を把握し、星形成のメカニズムを知る上で重要となることが分かる。乱流理論に従うと、乱流の非線形的相互作用の結果として、(大きなスケールの構成要素へ注入されたエネルギーがスケールの小さい方向へとカスケードをおこし、) 乱流エネルギーは時間とともにやがて散逸していく。この乱流エネルギーの散逸過程におけるエネルギーのパワースペクトラムは、構成要素の持つ波数に依存していると考えられている。しかし、磁気乱流のように非等方性を持つ乱流に関する理論は確立していない。さらに、観測のデータから求まる現実的な磁気乱流のエネルギーパワースペクトルの波数依存性の理解も不十分と言える。そこで、私は Taurus という星形成領域に着目し、偏波観測のデータから、磁気乱流のエネルギースペクトルを算出する研究を行なった。今回、観測データから得られた結果から、考える磁気乱流及び星間物質の運動の実態について議論を行う。

1 Introduction

磁気流体力学の観点から、星間物質が星間磁場に沿って運動していることが分かっている。観測では、星間空間内で星間物質が磁気乱流により攪拌され、ランダムな運動を行なっている様子が見られている。以上の観点から、星間空間上の磁気乱流の構造を理解することが、星間物質の運動を把握し、星形成のメカニズムを知る上で重要となることが分かる。現在の乱流理論において重要な物理プロパティとして、基本構成要素 (渦や波束) のエネルギーカスケードが考えられる。外力や平均流から注入されたエネルギーは、大きなスケールのある渦から小さなスケールの渦へと伝達される。この伝達過程のことをエネルギーカスケードと呼ぶ。

乱流の数値シミュレーションにおいては、波数空間において、エネルギーが低波数領域から高波数領域に向かって伝達されることが示されている。つまり、乱流の基本構成要素のエネルギーに、波数の依存性があることが分かっている。非圧縮性流体乱流の場合には、エネルギーパワースペクトルの依存性

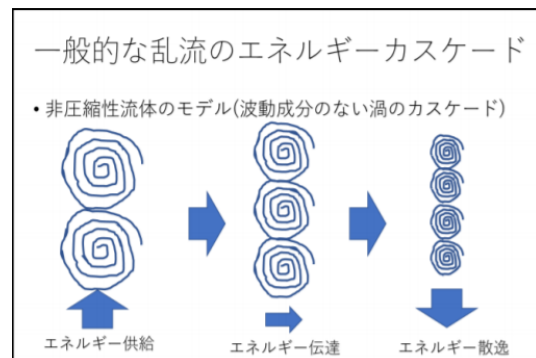


図 1: 非圧縮性流体のエネルギーカスケードのモデル

が Kolmogorov 則に従うことがわかっている。

以上の乱流の性質を把握した上で、磁気流体乱流へ拡張する。磁場が存在する場合は、非圧縮近似が成立する場合でも、磁力線方向に伝播する横波であるアルフベン波が存在する。そのため磁気乱流は基本構成要素がアルフベン波束である波動乱流であり、波束同士の相互作用がエネルギーカスケードに主要な寄与をする。さらに、磁気流体乱流の特性として、波束の大きさが非等方であることが挙げられる。磁場

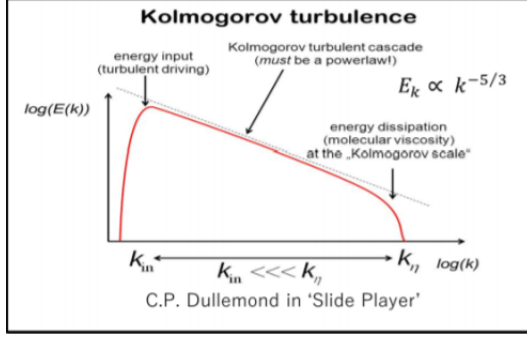


図 2: Kolmogorov 乱流におけるエネルギーパワースペクトルの波数依存性

の性質上、磁力線が千切れることはない ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$)。加えて磁気張力も働くために曲げづらい。従って、背景磁力線の方に細かなスケールの構造を刻む (高波数領域にエネルギーカスケードを起こす) ことは容易ではない。一方、背景磁場に垂直な方向には、細かな構造を刻むことは容易であると考えられるため、垂直方向でのエネルギーカスケードは起きやすいと考えることができる。

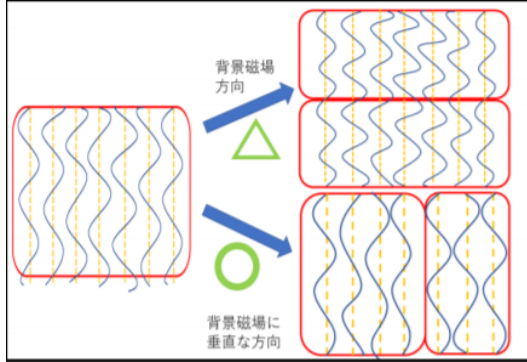


図 3: 磁気乱流の非等方性による、エネルギーカスケードの様相の違い

以上より、背景磁場に平行な方向と垂直な方向で、エネルギーカスケードの様相が異なると考えることができる。すなわち、平行方向では、エネルギーの高波数領域への伝達が起こりにくく、一方垂直方向では、比較的エネルギーの伝達が起こりやすい、といった違いが見られることが期待される。

しかし、このようなカスケードの違いを観測のデータから示すといった試みは、不十分である。今回、私

は Taurus という星形成領域に着目し、偏波観測のデータを通して、背景磁場に平行方向と垂直方向のエネルギーのパワースペクトル比を算出し、それぞれの方向での波数依存性に違いが見られるかを調査した。2 章ではその算出方法や、取り扱う観測データに触れる。3 章で得られた結果を示し、4 章で考察を行う。5 章では結論を書くとともに今後の課題に関しても議論する。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 Methods

今回の調査では、plane of the sky (視線方向に垂直な平面) 上の磁場偏光のストークスパラメータマップ (Q マップ、U マップ) を用いる。二つのマップから磁場の偏角を以下のようにして求めることができる。

$$\tan 2\chi = \frac{U(x, y)}{Q(x, y)} \quad (1)$$

$$\chi(x, y) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q} \quad (2)$$

偏角を用いると、x, y 方向の磁場強度比と対応させることができる。

$$\chi + \alpha \rightarrow \frac{B_{\perp}(x, y)}{B_{\parallel}(x, y)}, \tan \alpha = \frac{\langle B_y \rangle}{\langle B_x \rangle} \quad (3)$$

$$\text{背景磁場方向が銀経方向の場合、} \chi \sim \frac{B_y(x, y)}{B_x(x, y)} \quad (4)$$

$$(5)$$

ただし、 $\langle B_x \rangle, \langle B_y \rangle$ は、注目したエリア内の横軸方向、縦軸方向の平均磁場である。ここで、 $B_{\parallel}$ を背景磁場の強度、 $B_{\perp}$ を擾乱方向の磁場強度と仮定すると、上式で与えられた比は背景磁場に対する擾乱磁場の比と考えることができる。

ここで、背景磁場方向 ($\parallel$) と擾乱磁場方向 ($\perp$) にそれぞれ一次元のフーリエ変換を行うことで、それぞれの方向の波数に依存した磁場強度比を求めることができる。今回は、背景磁場方向が x 方向であるような場所を選び計算を行った。

背景磁場方向が x 方向である場合、それぞれの方向

のフーリエ変換が以下のように求められる。

背景磁場方向へのフーリエ変換

$$F_y(k_x) = \sum_{x=1}^{N_x} \frac{B_y}{B_x} e^{-j \frac{2\pi}{N_x} k_x (x-1)} \quad (6)$$

擾乱方向へのフーリエ変換

$$F_x(k_y) = \sum_{y=1}^{N_y} \frac{B_y}{B_x} e^{-j \frac{2\pi}{N_y} k_y (y-1)} \quad (7)$$

ここで、 $|F_y(k_x)|^2$ 及び $|F_x(k_y)|^2$ は、それぞれ、ある y 行 (または x 列) における、擾乱磁場の背景磁場に対するエネルギー パワースペクトル比と考えることが出来る。そこで、これらを、注目したエリア内の全 y 行 (または全 x 列) を足し合わせるにより、エリア内のパワースペクトルを背景磁場方向の波数 (または背景磁場に垂直な方向の波数) の関数として求めることができる。

$$|F_{xy}(k_x)|^2 = \sum_{y=1}^{N_y} |F_y(k_x)|^2 \quad (8)$$

$$|F_{yx}(k_y)|^2 = \sum_{x=1}^{N_x} |F_x(k_y)|^2 \quad (9)$$

今回、上式 (8),(9) を Taurus の偏波データから計測し、その波数依存性について議論した。

2.2 Instruments and Observations

今回、Planck が撮影した Taurus の偏波マップを用いる。以下は、plane of the sky 上の磁場偏光のストークスパラメータマップ (Q マップ、U マップ) である。撮影範囲は、銀経 162 度~178 度、銀緯 10 度~22 度である。Planck の空間分解能は 5' である。

このマップを 5'×5' のピクセルに分割していき、長方形のピクセルマップを作成する。ピクセルマップは横軸 (銀経方向): $1[pixel] \leq x \leq 192[pixel]$ 、縦軸 (銀緯方向): $1[pixel] \leq y \leq 144[pixel]$ から成っている。ここから、以下の、64pixel×64pixel の正方形のエリアを抽出する。 ($82 \leq x \leq 145, 1 \leq y \leq 64$)

以上のエリアに対し、前述した計算を行い、パワースペクトラム比を求めた。なお、このエリアの平均偏角は -0.24[rad] であったため、今回は背景磁場方向を銀経方向 (x 方向) とみなし、計算を行った。

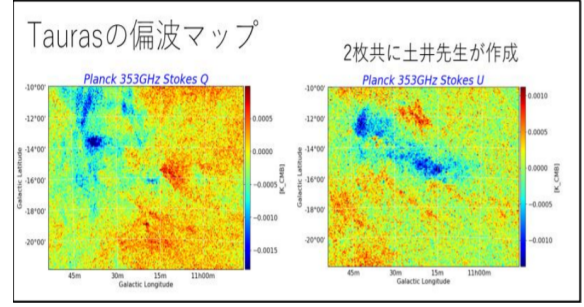


図 4: Planck による、Taurus 領域の偏波 (Q,U) マップ

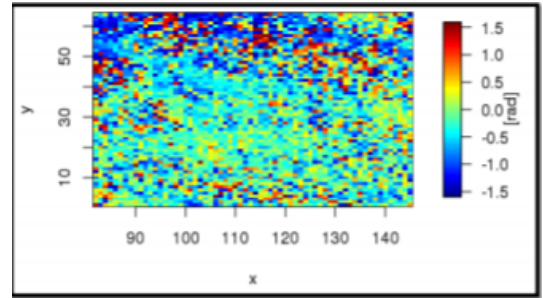


図 5: Taurus 領域から抽出したピクセルマップ (色は偏角を表す)

3 Results

以下に、 $|F_{xy}(k_x)|^2, |F_{yx}(k_y)|^2$ の両対数グラフを示す。

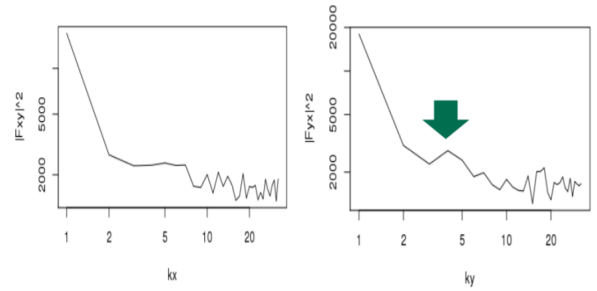


図 6: $|F_{xy}(k_x)|^2, |F_{yx}(k_y)|^2$ の両対数グラフ

二つを比べると、 $|F_{yx}(k_y)|^2$ が $|F_{xy}(k_x)|^2$ に比べ、高波数成分において、エネルギーの伝達が見られる。 $|F_{xy}(k_x)|^2$ のグラフからはその様子は見受けられなかった。

4 Discussion

以上の結果から、背景磁場方向において、エネルギーのカスケードが起きにくく、背景磁場に垂直な方向においてはエネルギーカスケードが起きている、と考える事ができる。このことは、Introduction で説明した磁気乱流の非等方性からくるエネルギーカスケードの様相の違いを、観測のデータから示す貴重な結果であると思われる。しかし、現在の計算段階においては、「全ての行列でのパワースペクトラム $|F_y(k_x)|^2, |F_x(k_y)|^2$ において、エネルギーカスケードの波数依存性に違いが見られている」という議論が不十分であり、今後そのような計算を行う必要がある。さらに、現段階で調べる事ができたエリアは 1 エリアであり、統計的にエネルギーカスケードの波数依存性が、背景磁場方向と垂直方向で異なることを示すためには、数多くエリアを抽出し、計測を行う必要がある。今後の研究によって、以上の問題点が改善されていく事が期待される。

5 Conclusion

1. 磁気乱流において、背景磁場方向と垂直方向には、非等方性がある
2. それにより、エネルギーカスケードの様相に違いが見られる。具体的には、背景磁場方向では、磁力線が千切れず、磁気張力により曲げづらいため、細かな構造に刻む事が容易ではなく、高波数領域へとエネルギーの伝達が起きづらい。一方、擾乱方向へは細かな構造に分解することは容易なので、エネルギーのカスケードが発生する。
3. 今回 Taurus の一領域を取り上げて、背景磁場に対する擾乱方向の磁場 (磁気乱流成分) のエネルギーパワースペクトル比を計測することで、背景磁場方向に比べ、背景磁場に垂直な方向で高波数領域へエネルギーが伝達される様子を捉える事が出来た。
4. 今後より正確な計測、別エリアからのパワースペクトル比の計算を行うことで、統計的に以上の議論が実証される事が期待される。

6 参考文献

1. Hildebrand, Roger H et al. ApJ Volume 696, Issue 1, pp. 567-573 (2009)
2. Cho, J., Lazarian, A., & Vishniac, E. T. Turbulence and Magnetic Fields in Astrophysics., Lecture Notes in Physics, vol. 614, p.56-98

無衝突プラズマ中の垂直衝撃波に関する研究の紹介

石坂 夏槻 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

超新星残骸中の衝撃波や銀河同士の衝突の際に生じる衝撃波、地球磁気圏のバウショックなど、宇宙空間で生じる衝撃波の多くは磁場の影響を考える必要があり（磁化されている）、クーロン衝突が粒子の散乱過程としてほとんど効かない無衝突プラズマ中で生じている。無衝突プラズマ中の衝撃波（無衝突衝撃波）はアルフベンマッハ数がある値（クリティカルマッハ数）よりも大きくなると構造が複雑になることが地球磁気圏の観測などから分かっているが、その衝撃波構造がどのように形成されているのか定量的な理解は得られていない。超新星残骸衝撃波や銀河間衝撃波は宇宙線の加速源として注目されており、宇宙線がどのような加速機構によって加速されているかの定量的な理解のために無衝突衝撃波の構造の理解が重要になると考えられる。青山学院大学山崎研では、無衝突衝撃波の構造の理解や宇宙線の加速機構の理解を目指して、大型レーザー実験施設（大阪大学レーザー科学研究所激光 XII 号）を利用した磁化プラズマ中の無衝突衝撃波の生成実験を行なっている。ここでは、実験データを説明するために参考になると考えられる、無衝突衝撃波の構造について具体的なモデルを立てて議論をしている、M.M.Leroy の論文（1983）を紹介する。

1 Introduction

磁化プラズマ中の衝撃波面が磁場に垂直な衝撃波（以下、垂直衝撃波と呼ぶ）の構造は、衝撃波下流の流速と音速が等しくなるようなアルフベンマッハ数 $M_A \equiv M_A^*$ （クリティカルマッハ数）を境に大きく変化することが知られている。 $M_A < M_A^*$ では、上流磁場と下流磁場は単純なジャンプ（ramp）のみでつながれる。一方で、 $M_A > M_A^*$ では衝撃波の構造は複雑になる。この構造は $M_A < M_A^*$ では存在しなかった ramp で反射されるイオン（反射イオン）の存在が密接に関わっており、この反射イオンが存在する衝撃波上流の領域を foot と呼ぶ。また、ramp 近傍の下流側では磁場の強さが下流遠方の値を超えて大きくなり（overshoot と呼ぶ）、イオンジャイロ半径程度のスケールで振動しながら下流遠方の値に収束していく。 $M_A < M_A^*$ の衝撃波構造は磁気流体力学（MHD）によって説明される。しかし、 $M_A > M_A^*$ の場合に存在が確認されている反射イオンを含めた運動は正確に記述できないことが知られている。1970 年代に理想 MHD の数値シミュレーションが行われ、入射イオンと反射イオンの対抗流は foot 領域でイオンを加熱しないという結果を示した。また、磁

場の方向を z 方向、衝撃波面の法線方向を x 方向とする垂直衝撃波において、反射イオンは y 方向の電場によってエネルギーを得て、やがては ramp を超えて下流へ向かうという結果も示した。イオンを粒子、電子を質量 0 の流体として扱うハイブリッドモデル（現象論的に電気抵抗が含まれている）を用いたハイブリッドシミュレーションでは、上記の foot、ramp、overshoot といった構造が見られ、上流のイオンベータ β_{i1} （ β は磁気圧に対するガス圧の比）が無視できない程度に大きい時は衝撃波構造が準定常的になるという結果を示した。ハイブリッドシミュレーションで得られる overshoot や反射イオン流の形状の M_A 依存性は多くの観測結果と一致する。ramp において、電子は強く磁化されており、イオンとの摩擦によって加熱され準中性を保つために静電ポテンシャルの跳びが生じている。このポテンシャルの跳びが入射イオンの何割かを反射すると考えられる。この M.M.Leroy の論文の主な目的は、イオンの反射機構に定量的な基礎づけを与えることとハイブリッドシミュレーションの結果をより良く理解することである。今回考えるモデルでは、ramp のみに抵抗があるとし、イオンは磁化された複数の流体として扱

う。また、III で詳しく扱う $M_A > M_A^*$ の場合の衝撃波のモデルの重要な点は、foot + ramp で閉じた系を作ると仮定していることである。これは、イオンの反射が ramp のポテンシャルの跳びと foot での動的性質を合わせて考える必要があるためである。加えて、イオンの熱的効果は近似的に扱い、上流の電子は低温として考え、電子の加熱が起こる ramp の長さスケール L_R と上流のイオンジャイロ半径 r_{ci1} が $L_R \ll r_{ci1}$ を満たす、つまり、ramp ではイオンが磁化されていないとして考える。IV では III で考えたモデルを用いた計算の結果について議論し、磁場や反射率などの M_A 依存性はハイブリッドシミュレーションや実験の結果とよく一致するという結果を得た。

2 $M_A < M_A^*$ の場合

定常状態、全ての関数は x のみの関数であることを仮定し、衝撃波面静止系で磁場が z 方向で上流のプラズマの流速が x 方向となるような直交座標系を考え、イオンは複数の流れがあるとする。一方、電子は質量 0 の流体として扱う。この時、イオンや電子の流れの運動に関するいくつかの保存則から、ramp の近傍で以下の関係式を得る。

$$\eta' \frac{db}{dx} = v_x - 1 \quad (1)$$

$$v_x + \frac{1}{M_A^2} (b^2 + p_e) = 1 + \frac{1}{M_A^2} \quad (2)$$

$$v_x^2 + \frac{1}{M_A^2} \frac{\gamma}{\gamma - 1} v_x p_e + \frac{2}{M_A^2} = 1 + \frac{2}{M_A^2} \quad (3)$$

各物理量は、上流遠方の物理量で無次元に規格化されており、 v_x は x 方向の流速、 b は磁場、 p_e は電子の圧力、 M_A はアルフベンマッハ数、 γ は比熱比、 η' は電気抵抗率である。簡単のため上流の温度を 0 とし、ramp で温度が上昇するのは電子のみであるとした。また、反射イオンの存在は考えない、つまり、イオンは 1 流体として扱った。上記の関係式から η' が与えられると滑らかで単調な ramp 解が得られる。このような衝撃波構造はハイブリッドシミュレーションでも見られるが、この方程式系はある特異性を持っている。このことは上の方程式 (1) ~ (3) と電子

の流れの運動方程式、

$$v_x \frac{dp_e}{dx} = -\gamma p_e \frac{dv_x}{dx} + 2(\gamma - 1)\eta' \left(\frac{db}{dx}\right)^2 \quad (4)$$

を用いて得られる以下の式を見るとわかりやすい。

$$n \frac{dv_x}{dx} = - \frac{v_x \frac{db^2}{dx} + 2(\gamma - 1)\eta' \left(\frac{db}{dx}\right)^2}{v_x^2 - \frac{\gamma p_e}{2M_A^2 n}} \quad (5)$$

n は数密度である。この式の分母が 0 となる様な M_A が存在し、特異点となる。この時の M_A をクリティカルマッハ数といい M_A^* で表し、上流温度が 0 の時 $M_A^* \sim 2.76$ となる。この特異点はイオンが 1 流体であるという仮定から生じるもので、イオンを複数の流れとして扱う、すなわち、反射イオンの存在を示唆する。

3 $M_A > M_A^*$ の場合のモデル

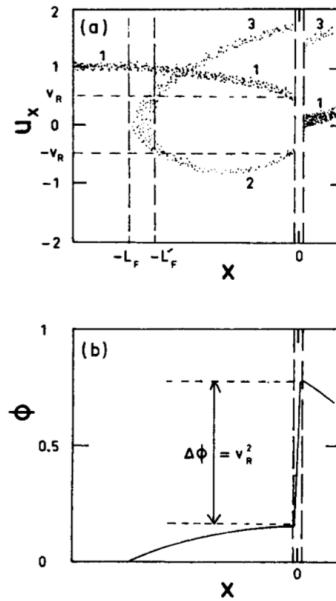


FIG. 1. Schematic representation of the model: (a) $x-u_x$ phase space, and (b) normalized potential as functions of x . The vertical double dashed line centered at $x = 0$ bounds the ramp region.

$M_A > M_A^*$ の場合、イオンの一部が ramp に生じる静電ポテンシャルによって反射され、上流方向への反射イオンの流れを形成する。この反射イオン流は上流の電磁場の影響を受けて、 y 方向に大きく加

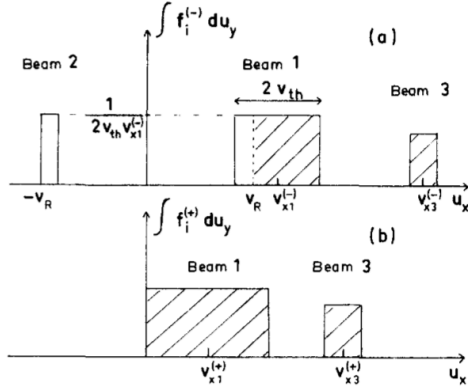


FIG. 2. Ion distribution function as a function of u_x in the pre-(a) and post-(b) ramp regions. Widths are exaggerated for readability.

速され、旋回して再び ramp へ入射する。ここでは、入射イオン流（ビーム 1）、 $-x$ 方向の速度を持つ反射イオン流（ビーム 2）、 $+x$ 方向の速度を持つ反射イオン流（ビーム 3）の 3 種類のイオン流が存在すると仮定する。また、温度は有限であるとする。この様な仮定を満たすイオンの分布関数として、箱型の分布関数を採用する。ビーム 1 の熱速度を v_{th} 、反射率を α 、 v_{th} とビーム 1 の ramp 直前 ($x = 0^-$) の平均速度との比を ϵ とし、 ϵ の最小次まで計算を行う。ramp の前後 ($x = 0^-$ 、 $x = 0^+$) の物理量は、質量、運動量、エネルギーの各流束の保存から求められる。保存則は v_R 、 w 、 α の関係式を与え、この時のパラメータは ϵ と M_A となる。 v_R は上流の量で規格化された ramp でのポテンシャルの跳びに対応し、 $\Delta\phi = v_R^2$ 、 w は v_R で規格化したビーム 3 の $x = 0^-$ の x 方向の速度である。 α を与えると、ramp の状態が定まる。

次に、foot について考える。foot での各イオン流の状態は、それぞれのイオン流の運動方程式から求める事ができる。 v_x が 0 に近づく領域（この領域をターニングポイントと呼ぶ）では、ビーム 2 とビーム 3 を判別できなくなるためイオン単体の運動を用いて代用し、この時の境界値問題を解くことによって α を決める（シューティング法と呼ばれる数値計算の手法を用いる）。以上の計算から foot+ramp の全ての物理量が決定できる。

4 $M_A > M_A^*$ の計算結果

計算結果は 2 つのパラメータ M_A 、 $\beta_R = \epsilon^2 M_A^2$ を用いて示す。 β_R はハイブリッドシミュレーションの結果と比較するために導入する。

$\beta_R = 0.25$ 、 $M_A = 4$ の時 $\alpha = 7\%$ 、 $M_A = 10$ の時 $\alpha = 12.7\%$ 、 $M_A = 16$ の時 $\alpha = 21\%$ となり、反射率 α は M_A の増加とともに増加する傾向があるという結果を得た。ビーム 3 の $x = 0^-$ での速度は、 x 成分も y 成分も上流遠方での速さの 1.5 倍程度まで加速される。ビーム 1、2、3 の位相空間上での形状や、磁場、静電ポテンシャルの形状は M_A に対して大きな変化は見られなかった。

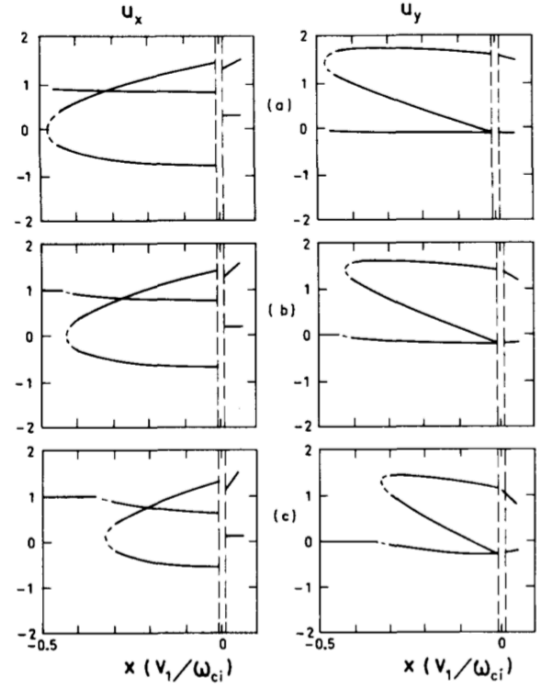


FIG. 3. $x-u_x$ and $x-u_y$ phase space for $\beta_R = 0.25$ with (a) $M_A = 4$, (b) $M_A = 10$, and (c) $M_A = 16$. Solid lines are bulk velocities of the ion beams.

また、磁場はターニングポイントの辺りでもやや増加している。加えて、 $x = 0^+$ 後方で磁場の傾きが負になっており、 M_A の増加とともに傾きが急になっていく。foot の長さ L_F は M_A の増加とともに大きくなり、 $M_A = 4$ でイオン慣性長 c/ω_{pi} の 1.9 倍、 $M_A = 16$ で 5.1 倍程度となった。これらの結果は、観測結果やハイブリッドシミュレーションの結

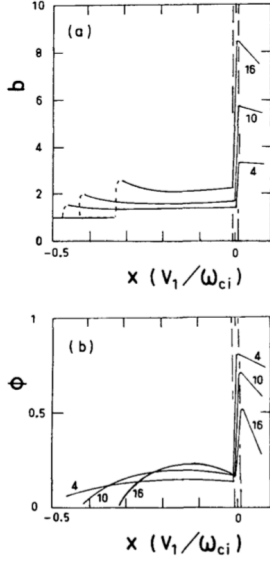


FIG. 4. Electromagnetic field structure of the shock. (a) Magnetic field and (b) electric potential profiles for $\beta_R = 0.25$ and $M_A = 4, 10$, and 16 .

果とよく一致する。

次に解の存在領域を M_A, β_R について考える。 $M_A < M_A^*$ の時はどんな β_R でも解が存在しないという結果を得た。これは、今回考えたモデルでは反射イオンの存在を仮定しているが $M_A < M_A^*$ では反射イオンが存在しないため解が存在できないことを示している。解の存在出来る範囲で、反射率 α は 35% 程度まで大きくなる。この結果はハイブリッドシミュレーションの結果と良く一致する。

5 Conclusion

今回紹介した論文の主な目的は、 $M_A > M_A^*$ における無衝突プラズマ中の定常な垂直衝撃波の衝撃波構造において、イオンの反射過程について議論することである。今回計算で用いたモデルの重要な点は、イオンを複数の流体として扱い、電子は質量 0 の流体として扱ったこと、イオンの分布関数として箱型の分布を置いたこと、foot+ramp で閉じた系を成すとしたことである。このモデルの計算結果から、観測やハイブリッドシミュレーションの結果と良く一致する衝撃波構造が見られた。また、得られた種々の物理量も良く一致する結果となった。

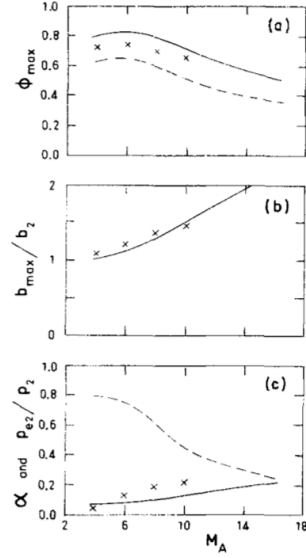


FIG. 5. Mach number scaling of the shock structure. (a) $\phi_{\max}$ (solid line) and $\Delta\phi$ (dotted line), (b) magnetic field overshoot, and (c) α (solid line) and p_{e2}/p_2 (dotted line) as functions of M_A . Crosses are simulation results for (a) $\phi_{\max}$, (b) magnetic field overshoot, and (c) α .

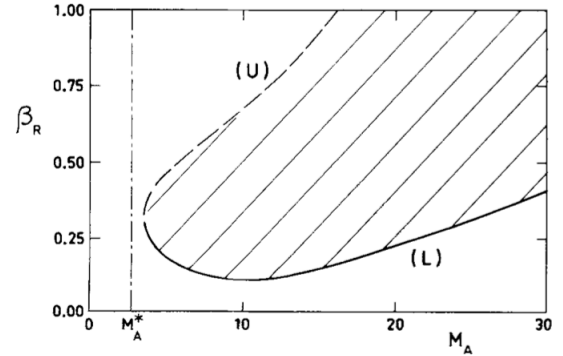


FIG. 6. Domain of existence of supercritical solutions (shaded), bounded by curves (U) (dotted line) and (L) (solid line).

Reference

M.M.Leroy 1983, Phys. Fluids 26 (9)

磁化プラズマ中における無衝突衝撃波の生成実験

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解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。磁場を印加した実験での自発光イメージ計測より算出したイジェクタ速度と、磁場を印加しない実験でのトムソン散乱計測のスペクトルを解析し算出した窒素プラズマの価数より、窒素イオンのジャイロ半径が実験系スケールより大きく、無衝突衝撃波を観測視野内で生成できていなかったということが分かった。この結果より今年度は磁場強度 1.5T 程度の磁場を印加することで、磁化プラズマ中での無衝突衝撃波を生成観測できること考えられる。磁場を印加しない実験での解析結果から、衝撃波面が到達するよりも早く窒素プラズマの温度が上昇していることが確認された。この温度上昇が衝撃波面での反射イオンの影響だとすれば、反射イオンの影響と実験的にとらえた世界初の例となる。本当に反射イオンの影響であるのかを今後の解析で明らかにしていく。磁場発生装置を導入時の実験の自発光ストリーク、トムソン散乱計測の磁場の有無の実験結果の比較では、温度、密度、を磁気流体の物理では説明しきれなかった。これは磁気流体近似の予想とは異なる結果であり、プラズマの運動論的効果が現れていたのかもしれない。ここでは、前年度の実験の解析とシミュレーションによる比較を議論する。

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。

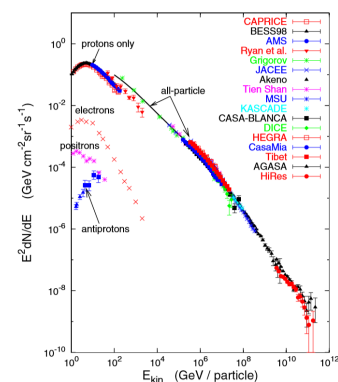


図 1: 地球に飛来する宇宙線のエネルギースペクトル（出典 T.K.Gaisser）

2 Methods

実験には大阪大学レーザー科学研究所の高強度レーザー実験装置である激光 12 号、電気通信大学と共同開発した磁場発生装置 (Top-B) を用いた。Al ターゲットとコイルをレーザー照射方向に対して 15 度傾けて設置し、空間全体に雰囲気ガスを満たす。レーザーをターゲットに照射すると Al ターゲットがプラズマとなり電子からの制動放射で光子を放射する。光子がコイル間に充満している雰囲気ガスを光電離する。このときコイル間には磁場が発生しているのでコイル間は磁化プラズマで満たされる。そしてターゲットから Al プラズマが噴射され、磁化プラズマと相互作用することで磁場に垂直方向に磁化プラズマ中を伝搬する無衝突衝撃波を生成する。

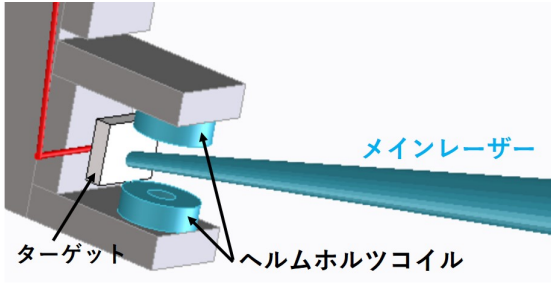


図 2: 実験概要図

3 Results

実験では、窒素 5 torr での実験は 18 ショット行った。磁場発生装置は真空引きがうまくいかず、完全に高真空にすることができなかったので、実験での磁場強度は 0.5 T だった。また、外部磁場を印加した実験は、磁場発生装置の高真空用のチューブがプラズマで破損したため、1 ショットのみ行った。磁場をかけた時の衝撃波の速度は光学計測からおよそ 410 km/s であると分かった。

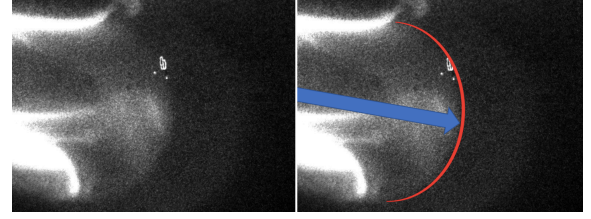


図 3: 光学計測 shot 後 38ns

また、協同トムソン散乱計測の結果より、窒素プラズマの物理量は、電子密度 $n_e = 1.0 \times 10^{18}$ 個 cm^{-3} 電子温度 $T_e = 100$ eV イオン温度 $T_i = 30$ eV 価数 $Z=3$ という結果を得た。

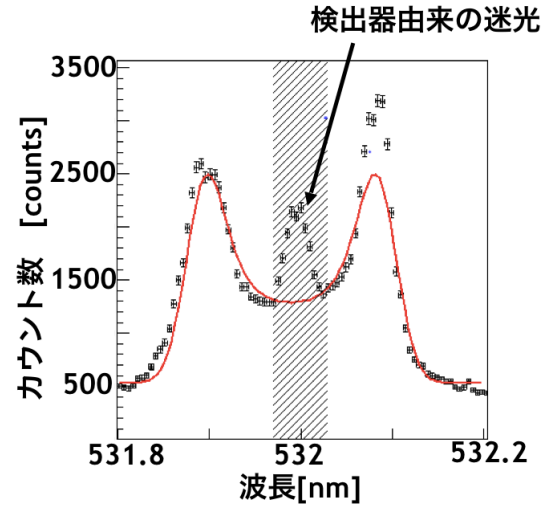


図 4: shot から 17 ns 後、装置中心でのトムソン散乱計測による窒素プラズマのスペクトル。黒い点:測定結果、赤い点:理論線

マグネトソニックマッハ数は

$$M_{ms} = \frac{v_{ej}}{\sqrt{v_A^2 + a_s^2}} = 16 \quad (1)$$

アルフベンマッハ数は

$$M_A = \frac{v_{ej}}{v_A} = 80 \quad (2)$$

となり、反射イオンの生成条件である $M_A > 3$ を満たしていた。また、ショット後 14ns という比較的に早い時間帯で、Al プラズマと思われる 1000 km/s 程

度のドリフト速度を持った成分が協同トムソン散乱計測で観測された。このような速い Al プラズマは輻射流体シミュレーションでも数密度 10^{16} 個/cc 程度で存在していた。トムソン散乱計測で窒素上流の温度の時間変化を解析したところ、衝撃波が到達していないにも関わらず、有意な温度上昇が見られた。また、磁場の有無で窒素プラズマの物理量を比較したところ、磁場のある場合の方がイオン温度、電子温度が低く、電子密度が高いことが分かった。ドリフト速度は磁場がある場合の方が速いという結果を得た。

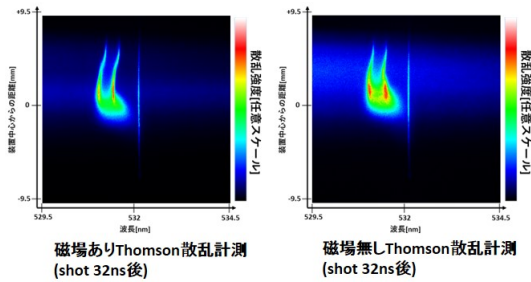


図 5: 磁場の有無の比較

4 Discussion

解析結果より、無衝突性の条件、磁化プラズマ中の衝撃波生成条件、アルフベンマッハ数の条件は満たしていたものの実験系内にイオンのジャイロ半径が収まっていなかったことが分かった。これらの条件より、本実験では磁化プラズマ中を伝搬する無衝突衝撃波は生成されていたものの実験系内に収めることができなかったと考えられる。今年度の実験ではより広範囲に、より安定的に磁場強度 1.5T 程度の磁場を印加できる磁場発生装置が必要だということが分かった。

また上流方向の窒素プラズマに温度上昇がみられた。この現象の解釈の 1 つとして反射イオンの影響が挙げられる。衝撃波近傍で生成される静電ポテンシャルによって反射されたイオン（反射イオン）と上流方向の窒素イオンが二流体不安定性と呼ばれる相互作用を引き起こし、温度が上昇したと考えられる。

もしこの解釈が正しければ、反射イオンを実験的に捉えた世界初の例となるであろう。反射イオン以外の解釈として、速い Al プラズマがすでに到達しており、窒素上流領域全体をを温めていることが考えられる。しかし、この Al プラズマは数密度が 10^{16} 個/cc 程度しかないと解析から得られており、窒素を温めることができるほど存在していないと分かった。また、上流と下流での温度比を考える。

$$\frac{T_2}{T_1} \sim 81 \quad (3)$$

この結果より、下流の温度は上流の 81 倍程度になると見積もられる。しかし、解析結果では、衝撃波下流の温度は見積もりよりも低い結果であった。これは 32 ns では、まだ下流領域は非平衡状態であり、熱平衡状態になるまで緩和された下流領域を解析できなかったためだと考えられる。このため、磁気流体近似の予想とは異なる結果となり、プラズマの運動論的効果が現れている可能性がある。

5 Conclusion

実験結果より、アルフベンマッハ数の目標値、無衝突性の条件は達成したが、磁場が弱かったため、衝撃波遷移層が磁場発生領域に収まらなかった。そのため、イメージ計測機で捉えることはできなかった。次に上流方向の窒素プラズマの温度を時間ごとに比較したところ、温度の上昇が見られた。解釈として、反射イオンの存在が示唆され、実験的に初めて反射イオンを確認できたかもしれない。輻射流体シミュレーションより、実験データとシミュレーション結果を比較したところ、解析結果が理論線に乗らず、Al プラズマの初期の物理量を求めることは難しかった。本実験では磁場は弱かったが、磁場の有無での実験データを比較したところ、装置関数を考慮しても明確な差が見られ、その影響を観測することに成功した。今実験としては、安定して高磁場を出せるような磁場発生装置の改案として、磁場発生装置を他にも用意する予定である。また、ショット瞬間やプラズマに掃き集められて変化する磁場の値などを測定できるような計測装置を設置する。

Reference

坂下 志郎, & 池内 了,1996 『宇宙流体力学』 (培風館)

田中 基彦, & 西川 恭治,1991 『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

M.Hoshino, 2001 Progress of Theoretical Physics Supplement, No.143,149

T.K.Gaisser, 2006 Journal of Physics: Conference Series 47 15-20

超新星残骸と多様な星周環境との相互作用に伴う非熱的放射の数値的研究

安田 晴皇 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

超新星残骸 (SNRs) は銀河系内の宇宙線 (CRs) の生成場所として考えられており、高エネルギー天文学において重要な研究対象の 1 つである。SNR において加速された粒子が、その星周ガスと相互作用することで、電波から γ 線までの多波長に渡って非熱的な放射を出している。しかし、これまでの GeV や TeV といった超高エネルギー (VHE) 領域での観測例が少なく、系統的な理解はあまり進んでいない。そのため SNR からの非熱的放射の研究は、超新星残骸とその星周空間を理解する上で非常に重要である。2020 年に本格稼働予定の Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画により、VHE 領域での SNR 観測が増え、統計的な理解に拍車がかかることが期待されている。そこで観測に先立って理論構築を行うことが求められている。本研究では超新星残骸や宇宙線生成、非熱的放射の全てを計算できる 1 次元流体計算コード、CR-Hydro code を用いて、多様な星周環境下での SNR からの非熱的放射を計算した。その結果、星周環境の密度構造や磁場構造による影響が支配的であることが分かった。

1 Introduction

超新星残骸 (SNRs) は、超新星爆発による噴出物 (ejecta) と衝撃波が掃き集めた星間ガスから構成される天体である。SNR は $\sim 10^{15}$ eV 以下のエネルギーの宇宙線の加速現場として考えられており、その加速された粒子が星周空間と相互作用を起こすことで、電波から γ 線に渡って非熱的放射を出して光り輝いている。そのため SNR の非熱的放射からは、密度や磁場など星周環境の情報を得ることが期待できる。

図 1 は実際に多波長領域に渡って観測された、SNR のスペクトル図 (SED) である。ここでは、GeV-TeV 領域での観測がある、若い (~ 100 yr) SNR から古い ($\sim 10,000$ yr) ものまでがプロットされている。破線は RX J1713.7-3946 (以下、RX J1713) に対する非熱的放射によるフィッティング例を示している。電波や X 線領域までの観測と異なり、GeV-TeV 領域では SNR 毎のスペクトルの違いが顕著に見受けられる。これらの違いを説明するには超新星の物理や星周環境、粒子加速の理解が必要になってくるが、GeV-TeV 領域での SNR の観測数は約 60 個と少なく、理論と観測共に理解が進んでいないのが現状である。

そこで今 2020 年に本格稼働予定の Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画に注目が集まっている。CTA では 20 GeV から 300 TeV の広い γ 線領域を、

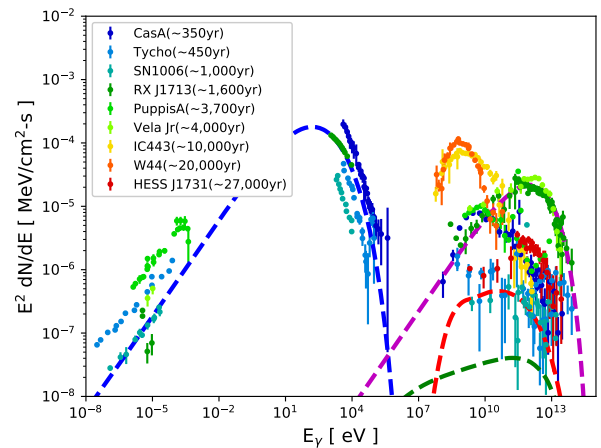


図 1: GeV-TeV 領域で観測された SNR の SED。破線は RX J1713.7-3946 に対する非熱的放射を用いたフィッティング例 (詳細は 3.1 節参照)。各色は、シンクロトロン放射 (青)、逆コンプトン散乱 (紫)、 π^0 崩壊 γ 線放射 (赤)、非熱的制動放射 (緑) による放射成分を示している。

現在の 10 倍の感度で測定することが可能になる。その為、今までは暗くて受からなかったような SNR までが検出可能になると考えられており、観測的理解に拍車がかかると考えられている。したがって、観測結果から SNR 自体やその星周環境を理解するため

に、非熱的放射に関する理論の構築が重要である。

以上を踏まえて、我々は将来の観測に向けた、SNR からの非熱的放射に関する理論構築を目的に研究を行った。

2 Method

我々は 1 次元輻射流体計算コード、CR-Hydro code を開発して計算を行った。このコードは流体・宇宙線加速・非熱的放射を同時に計算しており、さらに流体計算と宇宙線加速計算に関しては、お互いの計算結果をフィードバックして計算を行っているので、1 年単位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。

今回の研究では、2 種類のモデルを用意して計算を行った。まず、モデル A は Ia 型超新星 (SNe Ia) を考えて、一様分布している星間物質 (ISM) 中を SNR を膨張している場合で、

$$\rho(r) = \mu m_p n_{\text{ISM}} \quad (1)$$

$$B(r) = B_0 \quad (2)$$

であり、 $\mu = 1.2$ 、 $m_p = 1.6 \times 10^{-24} \text{g}$ 、 n_{ISM} 、 B_0 はそれぞれ平均分子量、陽子質量、ISM の数密度、外部一様磁場である。モデル B は核崩壊型超新星 (CCSNe) を考えて、爆発前の恒星風などによって星周物質 (CSM) が冪型分布している場合で、

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi V_w} r^{-2} \quad (3)$$

$$B(r) = \frac{(\sigma_w V_w \dot{M})^{1/2}}{r} \quad (4)$$

であり、 $\dot{M}$ 、 V_w 、 $\sigma_w \equiv P_B/E_{\text{kin},w}$ はそれぞれ質量放出率、星風速度、磁気圧 $P_B \equiv B^2/8\pi$ と星風の運動エネルギー $E_{\text{kin},w} \equiv \frac{1}{2}\rho V_w^2$ の比で決まる磁化率である。

また SNR 自体は、モデル A に対しては Dwarkdas & Chevalier (1998) の (1)~(3) 式で考えられている指数関数型の ejecta、モデル B では Truelove & McKee (1999) の (20)、(24)~(26) 式で与えられている一様型の核と冪型 ejecta の組み合わせで、モデリングしている。

3 Results and Discussion

3.1 異なる環境構造の影響

まず我々は、用意したモデルの違いが非熱的放射にどのような影響を与えるのかを調べた。その結果が図 2 と図 3 で、フィッティングパラメーターは表 1 にまとめている。図 2 の上図は、 $t_{\text{age}} = 450 \text{yr}$ での密度分布である。また図 2 の下図は同時刻での SED であり、Tycho の多波長で観測された結果もプロットされており、流体と輻射の観測を同時に再現できていることが見て取れる。

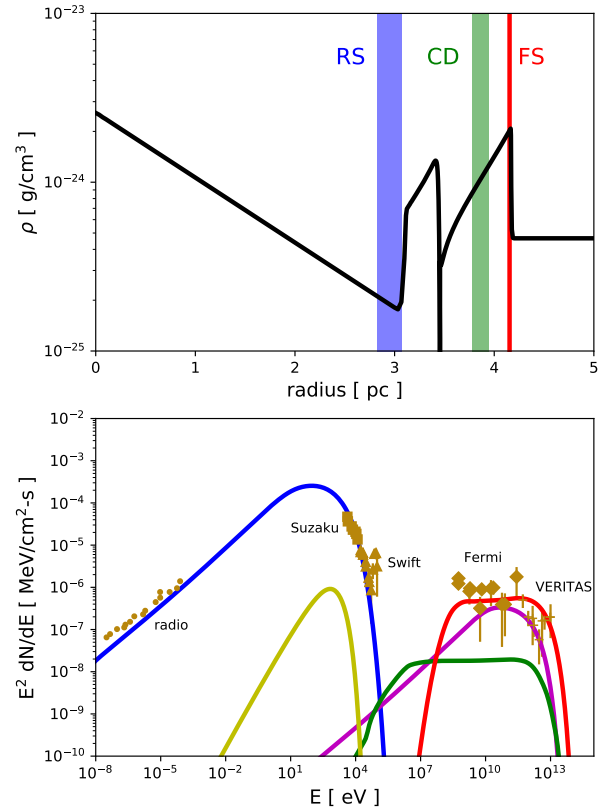


図 2: $t_{\text{age}} = 450 \text{yr}$ でのモデル A の計算結果。上図は密度分布で、赤線 (青帯、緑帯) は FS (RS, CD) の観測位置を示している。下図は SED で、Tycho の多波長観測がプロットされている。放射成分は図 1 と同じ。

Tycho の GeV-TeV 領域観測に対しては π^0 崩壊が優勢となっており、これは (i) π^0 崩壊の放射ターゲットとなる ISM が常に一定数存在し、(ii) 定常磁場に

よるシンクロトン放射エネルギーロスが効き、逆コンプトン散乱が抑制されている、ことが原因となっていることが分かった。

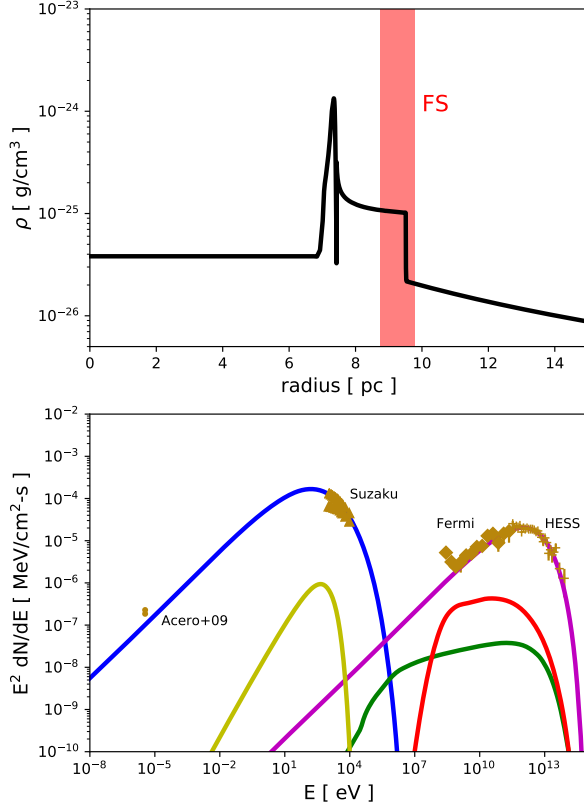


図 3: $t_{\text{age}} = 1630\text{yr}$ のモデル B を用いた計算結果。上図は密度分布で、赤帯は FS の観測位置を示している。下図は SED で、RX J1713 の多波長観測がプロットされている。放射成分は図 1 と同じ。

図 3 は $t_{\text{age}} = 1630\text{yr}$ のモデル B の計算結果である。このモデルも流体と輻射の観測を同時に再現できている。RX J1713 の GeV-TeV 領域観測は Tycho のものとは違い、逆コンプトン散乱が優勢となっている。この原因は (i) 冪型構造による CSM 密度の減少で π^0 崩壊の抑制と、(ii) 冪型構造による磁場の減少によるエネルギーロスの非効率化、(iii) 宇宙背景放射による逆コンプトン散乱のターゲット光子場の定常的な存在、であることが分かった。

以上より、SNR からの非熱的放射は ISM や CSM の密度・磁場の分布構造による影響が支配的であることが分かる。

表 1: ベストフィットパラメーター

	A	B	remarks
$M_{\text{ej}} [M_{\odot}]$	1.4	3.0	ejecta mass
$E_{\text{SN}} [10^{51}\text{erg}]$	1.0	1.0	SN energy
$t_{\text{age}} [\text{yr}]$	450	1630	SNR age
$d_{\text{SNR}} [\text{kpc}]$	3.4	1.0	SNR distance
$n_{\text{ISM}} [/cm^3]$	0.2		ISM # density
$B_0 [\mu G]$	1.5		magnetic field
$\dot{M} [M_{\odot}/\text{yr}]$		7.5×10^{-6}	mass-loss rate
$V_w [\text{km/s}]$		20	wind velocity
σ_w		0.002	magnetization
f_{norm}	1.0	0.7	normalization

3.2 多様な星周環境

次に星周環境の違いによる非熱的放射の違いを調べるために、モデル A とモデル B を基準にして、 $n_{\text{ISM}} [/cm^3] = 0.01 \sim 1.0$ と $\dot{M} [M_{\odot}/\text{yr}] = 10^{-6} \sim 10^{-5}$ と値を変えて $t_{\text{age}} [\text{yr}] = 20 \sim 5000$ まで計算を行った。

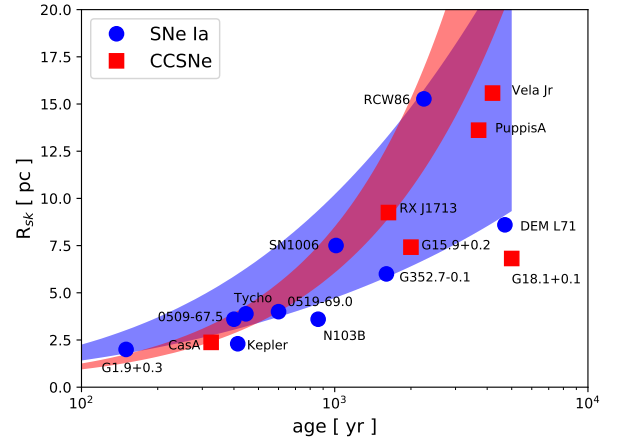


図 4: 異なる星周環境下での SNR の衝撃波の位置と時間のグラフ。青帯はモデル A で n_{ISM} を、赤帯はモデル B で $\dot{M}$ を変えた計算結果を示している。青丸 (赤四角) は実際に観測されている Type Ia (Core Collapse) の SNR を示している。

図 4 は異なる環境下での FS 位置の時間進化を表している。青帯はモデル A を使って $n_{\text{ISM}} [/cm^3]$ を 0.01 から 1.0 まで変えた時の結果、赤帯はモデル B

を用いて $\dot{M}[M_{\odot}/\text{yr}]$ を 10^{-6} から 10^{-5} まで変えた時の結果を表している。また図 4 の青丸と赤四角は、実際に観測された SNe Ia と CCSNe の SNR の年齢と位置の関係をそれぞれプロットしている。多くの SNR はその超新星タイプから考えられている星周環境で計算した帯の内側に収まっているが、外れている SNR は帯の下端よりもさらに下に位置している。これは年齢に比べて FS が進んでいないことを示しており、より密度が高い領域を伝播することによる FS 速度の低下が原因だと考えられる。つまり、外れた SNR は今回考えた星周環境よりも、さらに密度が濃い星周環境にいるのか、分子雲に突入するなどの高密度構造の影響を受けている、といった可能性を示唆している。

4 Conclusion

我々は Lee et al. (2012) を基にした 1 次元輻射流体計算コード、CR-Hydro code を開発し、SNR と異なる星周環境との相互作用に伴う非熱的放射について体系的に研究した。今回の計算では、一様型の星周環境と冪型の星周環境を用意して長時間計算を行った。

まずは異なる環境構造の影響を調べるため、それぞれの星周環境下にいると考えられている SNR である、Tycho と RX J1713 のデータをフィッティングした。その結果、SNR の年齢やサイズ、星周環境などが異なるにも関わらず、今回用意したモデルで流体と放射の計算を同時に再現できることが分かり、我々のコードを用いた計算結果への信頼性が確認できたと共に、密度・磁場分布が非熱的放射にセンシティブであることが分かった。

次に SNR と多様な星周環境との相互作用を調べるために、陽子数密度や質量放出率を変えてパラメータサーベイを行った。その結果、今回考えた星周環境では説明がつかない SNR もあり、より複雑な星周環境を考慮する必要性が出てきた。

これからの研究では、SNR と分子雲との衝突や、非定常な恒星風の存在などを再現して、これらが SNR からの非熱的放射の歴史にどう影響するのかを調べて行きたいと思う。

Acknowledgement

懇切丁寧な指導をしてくださった、指導教官である京都大学宇宙物理学教室所属の Herman Lee 氏に感謝申し上げます。また本研究を進めるにあたり、有益な意見をくださった同教室の嶺重グループの皆さまにも感謝いたします。

Reference

- Blasi, P. 2004, *Astroparticle Physics*, 21, 45
- Blondin, J. M. & Ellison, D. C. 2001, *APJ*, 560, 244
- Caprioli, D., et al 2010a, *Astroparticle Physics*, 33, 307
- Dwarkdas, V. V. & Chevalier, R. A. 1998, *APJ*, 497, 807
- Lee, S. H., et al. 2012, *ApJ*, 750, 156
- Truelove, J. K. & McKee, C. F. 1999, *APJ*, 120, 299
- Warren, J. S., et al. 2005, *ApJ*, 634, 376

c10

銀河中心に位置する超新星残骸 Sgr A East の再結合優勢プラズマの形成シナリオ

小野 彰子 (奈良女子大学大学院 人間文化研究科)

Abstract

Sagittarius (Sgr) A* は、天の川銀河の中心に位置する超巨大質量ブラックホールである。現在は X 線で暗いが、銀河中心領域の X 線反射星雲の観測から、Sgr A* は過去に $\sim 10^{39}$ erg s $^{-1}$ で明るい X 線フレアを起こしていたことが示唆されている。

Sgr A East は、Sgr A* を囲むように位置している超新星残骸である。そのプラズマは高階電離した Fe イオンが存在する温度を持ち、これは電離よりも再結合が優勢のプラズマ (RP) を持つ可能性を示している。本研究は Sgr A East のプラズマ状態とその形成過程を明らかにすることを目的とし、すざくアーカイブデータを用いてスペクトル解析を行った。その結果、 ~ 9 keV に He 状 Fe の再結合連続 X 線を発見し、Sgr A East が RP を持つことを明らかにした。また RP から Cr, Mn 輝線を見つけ、さらに RP とは異なる起源を持つ中性 Fe 輝線を発見した。RP の起源として、Sgr A* の過去の X 線フレアによる光電離の可能性が考えられる。RP の形成に必要な Sgr A* の光度は $\sim 10^{42}$ erg s $^{-1}$ と見積もられた。プラズマタイムスケールから、Sgr A* は数 $10^3 \sim 10^4$ 年前に X 線フレアを起こした可能性がある。

1 Introduction

天の川銀河の中心領域は、高温・高密度・強磁場の極限環境であり、活発な活動現象が展開している。その銀河中心には超巨大質量ブラックホール Sgr A* が存在する。現在の X 線光度は $\sim 10^{33}$ erg s $^{-1}$ と暗い (e.g., Baganoff et al. 2001)。しかしながら、最近の銀河中心領域の X 線観測から、Sgr A* は過去に明るい X 線フレアを起こしていたことが示唆されている。例えば銀河中心領域に点在する冷たい分子雲からは、中性元素の蛍光 X 線が見つかっている。その起源として、Sgr A* の過去の X 線フレアが分子雲を光電離している可能性が最も高い。これらの分子雲 (X 線反射星雲) の観測から、Sgr A* は少なくとも 50-600 年前に X 線光度が $\sim 10^{39}$ erg s $^{-1}$ で活動的であり、短い時間でのフレアも頻発していたことが示された (e.g., Nobukawa et al. 2011; Ryu et al. 2013)。このように、Sgr A* の過去の活動は、銀河中心領域全体に影響を与えている可能性がある。

Sgr A East は銀河中心に位置する超新星残骸 (Supernova remnant; SNR) であり、この Sgr A* を取り囲むように位置している。Sgr A* と Sgr A East との

距離はおおよそ 5 光年とかなり近いため、もし Sgr A* が過去に活動的だったなら、Sgr A East のプラズマ進化に影響を与えている可能性がある。SNR におけるプラズマ進化の標準シナリオでは、衝撃波加熱で高温になった電子がイオンを電離する「電離優勢状態」の後、時間の経過と共に電離と再結合の頻度が釣り合う「電離平衡状態」(Collisional ionization equilibrium; CIE) に達すると考えられている。しかし、例えば強い X 線照射源によってイオンの電離が進む(光電離) と、プラズマは電離よりも再結合の頻度が高い「再結合優勢状態」(Recombining plasma; RP) になる。つまり Sgr A* からの強い X 線フレアによって、Sgr A East が RP を持っている可能性がある。

Koyama et al. (2007) は、X 線天文衛星「すざく」を用いて Sgr A East を観測し、そのエネルギースペクトルを 2 温度 ($\sim 1.2, \sim 6.0$ keV) の電離平衡プラズマ (CIE) モデルと非熱的放射のべき型関数モデルで再現した。しかし ~ 6 keV という温度は普通の SNR の温度よりも高く、高階電離した H 状 Fe イオンが存在することを示している。したがって Sgr A East は RP を持っている可能性がある。この場合、He 状 Fe イオンからの再結合連続 X 線 (Radiative recom-

bination continuum; RRC) が、 ~ 9 keV 以上に見られるはずである。しかしながら先行研究では統計の悪い 9 keV 以上のバンドはカットされており RRC の有無を確かめることはできない。

そこで本研究の目的は、銀河中心に位置する超新星残骸 Sgr A East のプラズマ状態を解明し、その形成過程と Sgr A* との関わりを探ることである。 ~ 9 keV 以上に He 状 Fe RRC を探すため、すざくアーカイブデータを用いて 230 ksec の高統計・広帯域スペクトルを取得し、またバックグラウンドとなる銀河中心 X 線放射 (Galactic center X-ray emission; GCXE)(e.g., Koyama et al. 1989; Uchiyama et al. 2013) を丁寧に評価した。

2 Observations

表 1 に、Sgr A East スペクトルとバックグラウンドスペクトルの作成に使用した観測データのログを示す。解析には、すざくに搭載された X 線 CCD カメラのうち表面照射型の XIS-0, 2, 3 で取得されたデータを用いた。各生データから検出器由来の X 線バックグラウンドを差し引いた。光子統計を上げるため、取得したスペクトルを露光時間で重みをつけて足し合わせた。以下の解析では、HEAsoft version 6.19、CALDB 20160607、ATOMDB_v3.0.7 を使用した。

表 1: 観測データのログ

Obs ID	Pointing Position		露光時間 [ksec]
	$l(^{\circ})$	$b(^{\circ})$	
100027010	0.057	-0.074	44.8
100027020	-0.247	-0.046	42.8
100037010	-0.247	-0.046	43.7
100037040	0.057	-0.074	42.9
100048010	0.057	-0.074	63.0
501008010	-0.154	-0.191	129.6
501009010	-0.074	0.178	51.2

3 Analysis and results

3.1 Image

図 1 は、Sgr A East 周辺の Fe He α ラインバンドイメージである。Sgr A East スペクトルは、図 1 の白色円で囲まれた半径 1.6 arcmin の領域から取得した。バックグラウンドスペクトルは、Sgr A East 周辺の半径 3-5 arcmin の白色の馬蹄形領域から取得した。このバックグラウンドスペクトルから Sgr A East 近傍の GCXE を見積もり、以下の Sgr A East スペクトル解析に用いた。緑の等高線は電波 4.8 GHz 放射を示している。十字は Sgr A* の位置を示している。

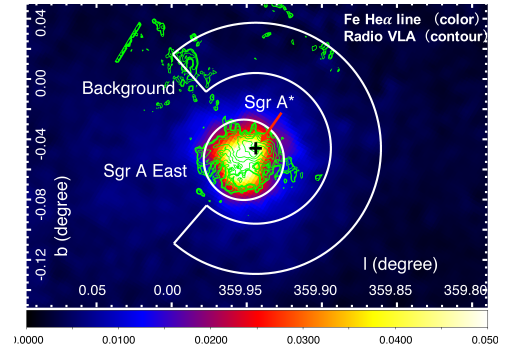


図 1: Fe He α ラインバンドイメージ。

3.2 Spectral analysis

図 2, 図 3 は、取得した Sgr A East スペクトル (2.36-12 keV) である。先行研究ではカットされていた 9-12 keV バンドでも光子統計の良いデータを得ることができた。はじめに、Sgr A East スペクトルを先行研究と同じ 2 温度 CIE と非熱的放射モデルでフィットした (図 2)。その結果、モデルに対してデータの超過が見られた ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 409.71/246 = 1.67$)。① ~ 5.4 keV に He 状 Cr 輝線放射、 ~ 6.2 keV に He 状 Mn 輝線放射を発見した。② ~ 6.4 keV に中性 Fe 輝線放射を発見した。③ ~ 9 keV 周辺に He 状 Fe の RRC を発見した。この RRC の構造は RP の証拠である。そこで次に、2 温度 RP と非熱的放射成分に中心エネルギー $E = 6.4$ keV の中性 Fe 輝線放射を加えたモデルでフィットした (図 3)。その結果、残差は解消され、Sgr A East スペクトルはこのモデルでうまく再

現することができた ($\chi^2/\text{d.o.f.}=259.72/243=1.07$)。したがって本研究で初めて、Sgr A East の放射から He 状 Fe の RRC を発見し、Sgr A East は RP を持つことを明らかにした。

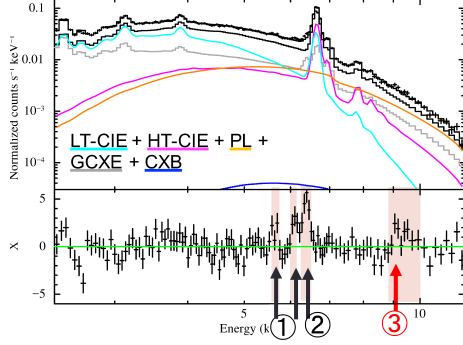


図 2: 2 温度 CIE モデルでの Sgr A East スペクトルフィット (2.36-12 keV)。上段の十字線はデータ点を示す。グレー、ブルーの実線はそれぞれ、バックグラウンド放射となる GCXE、宇宙 X 線背景放射 (CXB) モデルを示す。Sgr A East 由来の放射モデルはマゼンタ、シアン、オレンジの実線であり、それぞれ高温 (HT)CIE、低温 (LT)CIE、非熱的放射のモデルを示す。下段はモデルとデータとの差を示す。

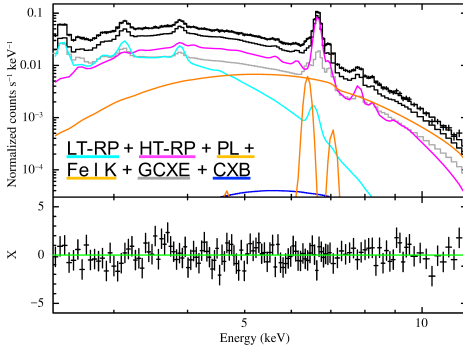


図 3: 2 温度 RP モデルでの Sgr A East スペクトルフィット (2.36-12 keV)。上段の十字線はデータ点を示す。グレー、ブルーの実線はそれぞれ、バックグラウンド放射の GCXE、CXB モデルを示す。Sgr A East 由来の放射モデルはマゼンタ、シアン、オレンジの実線であり、それぞれ高温 (HT)RP、低温 (LT)RP、中性 Fe 輝線と非熱的放射のモデルを示す。下段はモデルとデータとの差を示す。

表 2: Sgr A East スペクトルの best-fit パラメータ

Model	Parameter	Values
HT-RP	kT_e (keV)	2.1 ± 0.1
	kT_{init} (keV)	10 (fix)
	Z_{other} (solar)	1.0 (fix)
	Z_S (solar)	0.7
	Z_{Ar} (solar)	0.7
	Z_{Ca} (solar)	1.1
	Z_{Cr} (solar)	3 ± 1
	Z_{Mn} (solar)	10 ± 1
	$Z_{\text{Fe=Ni}}$ (solar)	1.1 ± 0.1
	n_{et} (s cm^{-3})	$(6.0 \pm 0.2) \times 10^{11}$
	norm*	$(5.1 \pm 0.2) \times 10^{-2}$
	kT_e (keV)	0.86 ± 0.02
	kT_{init} (keV)	10 (fix)
	Z_{other} (solar)	1.25 (fix)
LT-RP	Z_S (solar)	2.0
	Z_{Ar} (solar)	2.1
	Z_{Ca} (solar)	2.8
	n_{et} (s cm^{-3})	$> 3 \times 10^{13}$
	norm*	0.15 ± 0.01
	Center energy (keV)	6.40 (fix)
	Flux ($\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	$(1.9 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
	Photon index	1.0
	$\text{EW}_{6.4}$ (keV)	0.2
	N_{H} ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	14 (fix)
$\chi^2/\text{d.o.f.}$		$259.72/243 = 1.07$

誤差は、90%信頼レベル。

* $10^{-14} \times \int n_e n_H dV / (4\pi D^2)$ で定義される。 D は天体までの距離 (cm)、 n_e は電子密度 (cm^{-3})、 n_H は水素密度 (cm^{-3})、 V は体積 (cm^3) である。

4 Discussion

本研究では、「すざく」のデータを用いて、Sgr A East の高統計・広帯域な X 線スペクトルを取得し、解析を行なった。その結果、He 状 Fe イオンからの RRC 構造を発見し、先行研究と同じ 2 温度 CIE モデルは棄却された。スペクトルは 2 温度 RP モデルで再現できた。また初めて 6.4 keV に中性 Fe

輝線放射を発見した。この RP と中性 Fe 輝線はどのようにして作られたのだろうか。

4.1 Origin of the RP

はじめに RP の起源について議論する。1 つの可能性は、Sgr A* の過去の X 線照射による光電離である。RP の電子密度 (n_e)、Sgr A East と Sgr A* の平均距離 (R)、初期の電離状態 (ξ) を用いて (e.g., Tarter, C. B. et al. 1969; Kallman & Bautista 2001)、Sgr A* が Sgr A East を光電離するのに必要な光度は $L_X \sim 10^{42} (n_e/5 \text{ cm}^{-3}) (R/1.5 \text{ pc})^2 (\xi/10^4) [\text{erg s}^{-1}]$ と見積もられる。この値は Sgr A* のエディントン光度 $\sim 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ を超えない。またプラズマタイムスケールは数 $10^3 - 10^4$ 年と見積もられた。したがって光電離説の場合、Sgr A* は数 $10^3 - 10^4$ 年ほど前に、 $\sim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ の強い X 線フレアを起こしていたと考えられる。

4.2 Origin of the 6.4 keV line

次に中性 Fe 輝線放射の起源について議論する。ほぼ電離していない中性 Fe からの輝線は、RP からはほとんど放射されない。そのため RP とは異なる起源を持つ。Sgr A East は分子雲と相互作用しているので (e.g., Yusef-Zadeh et al. 1996)、中性 Fe 輝線放射は分子雲から照射されている可能性が高い。外部から X 線や宇宙線が分子雲に照射されると、分子雲内部の中性 Fe が電離され 6.4 keV 輝線が放出される。照射粒子の候補として考えられるのは、Sgr A* からの X 線である。観測により得られた 6.4 keV 輝線フラックス ($F_{6.4 \text{ keV}}$) と分子雲の吸収柱密度 (N_H) を用いて (e.g., Nobukawa et al. 2008; Sunyaev & Churazov 1998)、Sgr A* の必要な光度は、 $L_X (2-10 \text{ keV}) \sim 10^{35} (F_{6.4 \text{ keV}}/10^{-5} \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}) (\Omega/4\pi)^{-1} (N_H/10^{23} \text{ cm}^{-2})^{-1} [\text{erg s}^{-1}]$ と見積もられた。これは Sgr A* が現在の定常光度 $\sim 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ より明るいフレア状態の場合に説明可能である。

5 Conclusion

- 「すぎく」のデータを用いて、銀河中心に位置する超新星残骸 Sgr A East を詳細に解析した。
- Sgr A East スペクトル解析の結果から、He 状 Fe RRC を発見し、Sgr A East は RP を持つということを明らかにした。また、RP とは起源の異なる中性 Fe 輝線を発見した。
- RP の起源として、Sgr A* の過去の X 線フレアによるプラズマの光電離を提案した。また 6.4 keV の中性 Fe 輝線放射の起源として、現在よりも明るい Sgr A* の X 線による光電離を提案した。

Acknowledgement

奈良女子大学の山内茂雄教授をはじめ、本研究に関わってくださっている内山秀樹氏 (静岡大学)、小勝二氏 (京都大学)、信川正順氏 (奈良教育大学)、信川久実子氏 (奈良女子大学) に感謝を申し上げます。

Reference

- Baganoff, F. K., Bautz, M. W., Brandt, W. N., et al., 2001, *Nature*, 413, 45
- Kallman, T., & Bautista, M., 2001, *ApJS*, 133, 221
- Koyama, K., Awaki, H., Kunieda, H., et al., 1989, *Nature*, 339, 603
- Koyama, K., Uchiyama, H., Yoshiaki, H., et al., 2007, *PASJ*, 59, 237
- Nobukawa, M., Ryu, S. G., Tsuru, T. G., & Koyama, K. 2011, *ApJ*, 739, L52
- Nobukawa, M., Tsuru, T. G., Takikawa, Y., et al., 2008, *PASJ*, 60, S191
- Ryu, S. G., Nobukawa, M., Nakashima, S., et al., 2013, *PASJ*, 65, 33
- Sunyaev, R., & Churazov, E., 1998, *MNRAS*, 297, 1279
- Tarter, C. B., Tucker, W. H. & Salpeter, E. E., 1969, *ApJ*, 156, 943
- Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T. G., & Katsuji, K., 2013, *PASJ*, 65, 19
- Yusef-Zadeh, F., Roberts, D. A., Goss, W. M., et al., 1996, *ApJ*, 466, L25

c11

すざく衛星による超新星残骸 IC 443 からの中性鉄輝線の発見

平山 ありさ (奈良女子大学大学院 人間文化研究科)

Abstract

超新星残骸 (SNR) は銀河宇宙線の起源の候補天体である。近年、SNR で加速された宇宙線がガンマ線観測によって発見されているが、加速の初期段階である低エネルギー宇宙線 (LECRs) の観測は十分ではない。LECRs は中性鉄を電離して 6.4 keV 輝線を放射する。私たちはこれを利用して LECRs を調査した。超新星残骸 IC 443 は π^0 崩壊によるガンマ線が観測された SNR の 1 つである。X 線天文衛星「すざく」を用いて、IC 443 における 6.4 keV 輝線の探査を行った。その結果 6.4 keV 輝線を発見し、一部の領域ではその有意度は 3σ 以上であった。さらに、分子雲と 6.4 keV 輝線の分布が相関していることを見出した。LECRs のエネルギー密度を推定したところ、 $20\text{--}500\text{ eV/cm}^3$ と求められた。天の川銀河の典型値は 1 eV/cm^3 のため、これは IC 443 の周りで宇宙線の加速が起きていることを示唆する。また、LECRs スペクトルや RP の起源についても考察した。

1 Introduction

宇宙空間では相対論的速度の陽子や電子、原子核などが飛び回っている。これらの高エネルギー粒子を総称して宇宙線と呼ぶ。宇宙線スペクトルは $10^{15.5}\text{ eV}$ に「ニー」と呼ばれる折れ曲がりを持ち、ニー・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いる。銀河宇宙線の加速源として最も有力な天体は超新星残骸 (supernova remnant; SNR) である。Ackermann et al.(2013) [1] は、SNR W44 と IC 443 で π^0 崩壊起源のガンマ線を発見し、これらの SNR で GeV 帯域の宇宙線陽子が加速されていることを発見した。しかし GeV 帯域以上の高エネルギー宇宙線は遠くまで拡散するので、真の加速現場から離れたところで濃い分子雲と衝突しガンマ線を放射している可能性がある。SNR における真の加速現場を明らかにし、加速メカニズムの全体像を知るためには、ほとんど拡散できない MeV 帯域の低エネルギー宇宙線 (low-energy cosmic rays; LECRs) を観測する必要がある。

LECRs は水素分子 (H_2) を電離するので、例えば H_3^+ の吸収線の観測によって電離率の情報を得ることができる。しかし、 H_3^+ は背景光として明るい赤外線源がなければ観測できず、サンプル数は限られている [2]。そこで LECRs を観測する方法として、近年、SNR から検出される中性鉄輝線が注目されてい

る。Nobukawa K. et al.(2018) は 5 つの SNR から宇宙線陽子起源の 6.4 keV 輝線を発見した [3]。MeV 帯域の LECRs が星間物質に衝突すると、その中の中性状態の鉄を内殻電離することで $E=6.4\text{ keV}$ の特性 X 線 (中性鉄輝線) が生じる。中性鉄輝線の強度は LECRs の密度に比例するため、中性鉄輝線の観測は LECRs の量を制限する有効な手段となる。

SNR IC 443 は、銀河中心の反対方向、地球との距離 1.5 kpc に位置し [4]、年齢は 3000–30000 yr [5, 6] と推定されている。 ^{12}CO の観測より、IC 443 のすぐ近くには広がった分子雲が存在し、一部は SNR の衝撃波と相互作用している [7]。ガンマ線観測では Fermi や VERITAS によって、陽子起源の GeV–TeV 帯域のスペクトルが観測されている [8]。また、 H_3^+ の観測から電離率の高い地点が得られており、LECRs の寄与を示唆した [9]。以上の環境から、IC 443 から宇宙線起源の中性鉄輝線が検出できる可能性は十分あると考え、探査を行った。

2 Observations

IC 443 はすざく衛星に搭載された XIS(X-ray Imaging Spectrometer) によって全部で 7 回の観測が行われた。観測ログは表 1 にまとめる。XIS4 台のうち、背面照射型である XIS-1 は高エネルギー側で

表 1: 観測ログ

ID	(RA, Dec) [deg]	観測時間 [ksec]
501006010	(6:17:11, 22:46:32)	42.0
501006020	(6:17:11, 22:28:46)	44.0
505001010	(6:15:59, 22:45:18)	83.2
507015010	(6:17:11, 22:45:12)	101.8
507015020	(6:17:12, 22:44:47)	59.3
507015030	(6:17:12, 22:44:46)	131.2
507015040	(6:17:12, 22:44:52)	75.6

検出器由来のバックグラウンドが大きいため使用しなかった。また、XIS-2 は 2006 年に故障したため、表面照射型の XIS0 と 3 だけを用いて解析を行った。データの較正には CALDB version 20160607 を使用し、スペクトル解析には HEAsoft version 6.21 を使用した。

3 Results

3.1 Image

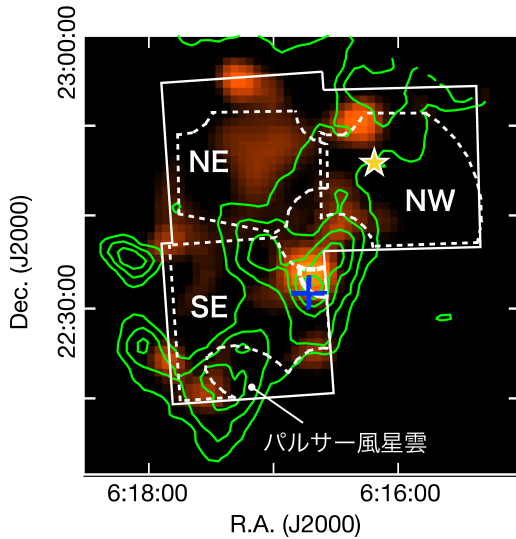


図 1: 6.4 keV バンドイメージ。観測領域を白線、解析領域を白の点線で示す。緑色の線は ^{12}CO の等高線を表す [7]。黄色の星は H_3^+ の観測で高い電離率を得た位置 [9]、青色の十字は GeV-TeV ガンマ線のピーク位置を示す [8]。

図 1 にすぎく衛星が観測した IC 443 の 6.4 keV バンドイメージを示す。3 領域の左上を NE、右上を NW、左下を SE と呼ぶ。これらの領域のスペクトル解析を行い、中性鉄輝線強度を測定した。SE 領域の右上で 6.4 keV 輝線強度と分子雲の濃い領域が重なるスポットがある事が分かる。この領域を SE spot として、先の 3 領域に加えてスペクトル解析を行った。

3.2 Source

熱的プラズマモデルと非熱的モデル (6.4 keV + ベキ関数) でフィットした (NE 領域については Hirayama in prep [10] を参照)。スペクトルフィットの結果を図 2 に示す。NE、NW、SE spot 領域で 6.4 keV 輝線を検出し、その有意度はそれぞれ 3.2σ 、 2.8σ 、 1.9σ であった。フィットから得られた 6.4 keV 輝線の表面輝度を図 3 にまとめた。SE spot 領域で 6.4 keV 輝線はもっとも強かった。また、等価幅 (輝線と連続成分の強度比) $\text{EW} \gtrsim 0.4 \text{ keV}$ と求まった。

4 Discussion

4.1 LECRs のエネルギー密度

本研究で、IC 443 から初めて 6.4 keV 輝線を発見し、その分布が分子雲と相関している事を見出した。IC 443 のプラズマは電離が進んだ再結合優勢状態にあるので、中性鉄からの 6.4 keV 輝線がプラズマから放射される可能性はほとんどない [10, 11]。従って、LECR が分子雲と衝突して 6.4 keV 輝線が出ているのだろう。スペクトル解析から求まった 6.4 keV 輝線の等価幅は $\text{EW} \gtrsim 0.4 \text{ keV}$ なので、照射粒子は陽子である可能性が高い [12]。分子雲の平均ガス密度 $N_{\text{H}} = 6.1 \times 10 \text{ cm}^{-21}$ と仮定し [7]、測定した 6.4 keV 輝線強度を用いると、陽子の密度は $20\text{--}500 \text{ eV/cm}^3$ と推定された。これは天の川銀河の典型値 (1 eV/cm^3) より大きい。LECR の拡散長は短いので、6.4 keV 輝線が観測された場所が加速現場と考えられる。従って、IC 443 で確かに宇宙線の加速が起きているだろう。

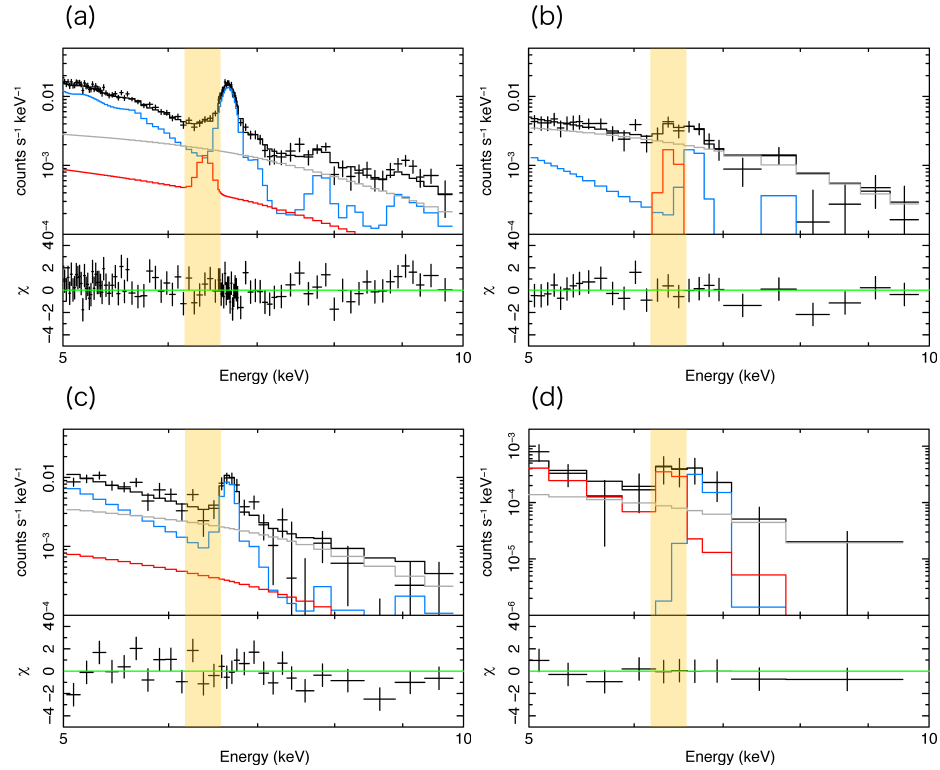


図 2: (a) NE 領域のスペクトル。エネルギーバンドは 5.0-10.0 keV。各成分の色について、プラズマモデルは青、非熱的モデルは赤、バックグラウンドスペクトルは灰色で示す。(b) NW 領域のスペクトル。以下 (a) と同じ。(c) SE 領域のスペクトル。以下 (a) と同じ。(d) SE spot 領域のスペクトル。以下 (a) と同じ。

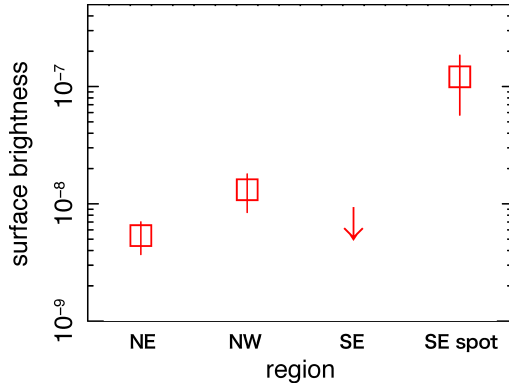


図 3: 各領域の表面輝度。誤差は 1σ で示す。SE は 3σ 上限。

4.2 6.4 keV 輝線と分子雲とガンマ線の相関

濃い分子雲が存在し 6.4 keV 輝線が特に強い SE spot 領域は、GeV-TeV ガンマ線放射のピークと一致

している。GeV-TeV ガンマ線は高エネルギー宇宙線陽子起源と考えられている [1]。従って、GeV 陽子は MeV 陽子とほぼ同じ場所で加速され、遠くへ拡散する前に濃い分子雲と衝突してガンマ線を放射しているのかもしれない。

4.3 LECRs のスペクトルの制限

IC 443 では、 H_3^+ の観測によって高い電離率が測定されている [9]。高い電離率を示した地点の周辺では、6.4 keV 輝線の強度も強かった (NW 領域)。LECRs は中性鉄だけではなく水素分子 (H_2) も電離するため、電離率と 6.4 keV 輝線は比例関係にある。 H_2 の電離は主に keV 帯域の陽子が寄与するが、中性鉄の電離は MeV 帯域が寄与する [12]。従って、図 4 に示すように、電離率と 6.4 keV 輝線強度を用いて低エネルギー宇宙線スペクトルのべきを推定できる。宇宙線陽子スペクトルが低エネルギー側でハードもし

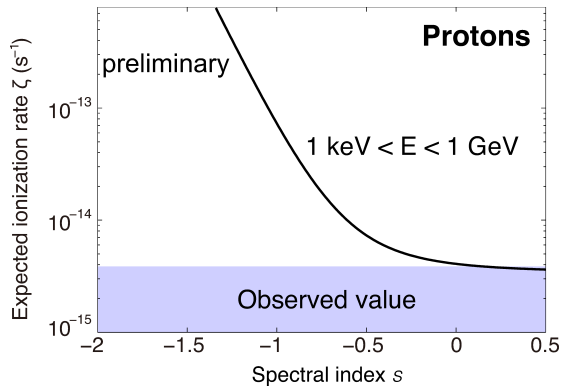


図 4: 観測した 6.4 keV 輝線強度 (下限値) から期待される電離率。6.4 keV 輝線は陽子が生成したと仮定。紫色の領域は電離率の観測値 [9]。宇宙線スペクトルのべき $s > 0$ のとき、電離率の観測値を説明できる。

くは折れ曲がりがあれば、観測と矛盾しない。低エネルギー側でハードなスペクトルは理論的に予測されているが [e.g., 13]、我々は観測結果から $s > 0$ (図 4) と制限した。

4.4 LECRs は SNR プラズマに影響するか?

IC 443 は再結合プラズマ (Recombination Plasma; RP) をもつ [10, 11]。さらに、陽子が入射して 6.4 keV 輝線が発見されたいくつかの SNR は RP をもつことが知られている (W28, W44, and 3C 391) [14, 15, 16]。LECRs はイオンを電離するので、IC 443 における RP の形成に寄与しているかもしれない。

5 Conclusion

X 線天文衛星「すざく」によって、SNR IC 443 で 6.4 keV 中性鉄輝線の探査を行った。

- IC 443 から 6.4 keV 輝線を発見し、一部の領域で有意度は 3σ 以上であった。
- 分子雲と 6.4 keV 輝線の分布が相関していることを見出した。

- 中性鉄を電離した照射粒子を陽子と仮定すると、LECRs のエネルギー密度は $20\text{--}500\text{ eV/cm}^3$ と推定された。
- 中性鉄輝線と H_2 の電離率との比例関係から、LECRs のスペクトルのべきを推定し、ハードもしくは折れ曲がりがある可能性を示した。
- IC 443 のような RP は宇宙線電離によって形成されたかもしれない。

Acknowledgement

日頃からご指導くださった山内茂雄教授、信川久実子氏をはじめ、本研究に関わってくださった小山勝二氏、信川 正順氏、内山 秀樹氏、そして研究室の皆様に感謝申し上げます。

Reference

- [1] Ackermann et al. 2013, Sci, 339, 807
- [2] Indriolo & McCall 2012, ApJ, 745, 91
- [3] Nobukawa et al. 2018, ApJ, 854, 87
- [4] Welsh & Sallmen 2003, A&A, 408, 545
- [5] Petre et al. 1988, ApJ, 335, 215
- [6] Olbert et al. 2001, ApJL, 554, L205
- [7] Yoshiike 2017, PhD thesis, Nagoya Univ.,
- [8] Humensky et al. 2015, the proceedings of ICRC 2015, 875
- [9] Indriolo et al. 2010, ApJ, 724, 1357
- [10] Hirayama in prep
- [11] Ohnishi et al. 2014, ApJ, 784, 74
- [12] Dogiel et al. 2011, PASJ, 63, 535
- [13] Padovani et al. 2009, A&A, 501, 619
- [14] Sawada & Koyama 2012, PASJ, 64, 81
- [15] Uchida et al. 2012, PASJ, 64, 141
- [16] Sato et al. 2014, PASJ, 66, 124

c1

分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明

安部 大晟 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の観測から星形成は分子雲中のフィラメント状 (線状) の高密度領域で行われることが明らかになっている (André 2010)。よって星形成の理解には、分子雲中でのフィラメント形成を解明する必要がある。Inoue et al.(2018) では高解像度な磁気流体シミュレーションを用いることで、分子雲が衝撃波に圧縮されるという普遍的な現象からフィラメントが形成されるメカニズムを特定した。フィラメントは臨界線密度を超えると重力不安定によって崩壊し、星形成を始めることが知られている。フィラメントの平衡状態を計算して臨界線密度を見積もった仕事として Tomisaka(2014) が知られている。Inoue et al.(2018) ではシミュレーションから、Tomisaka(2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。しかしながら、Tomisaka(2014) で調べられた平衡状態は、Inoue et al.(2018) によるシミュレーションで示された、分子雲が衝撃波によって圧縮されるという動的な状況とは異なっている。加えて Inoue et al.(2018) では 1 つの初期条件のもとでしか計算されていない。よって本研究では Inoue et al.(2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで Tomisaka(2014) の臨界線密度の見積もりの正当性を検証するための計算をするつもりである。本講演では Tomisaka(2014) の平衡解と Inoue et al.(2018) での計算結果について論じ、今後のフィラメントからの星形成研究の展望を示す。

1 Introduction

星は宇宙を構成する基本要素であり、星形成は銀河進化に繋がることから宇宙全体の理解において極めて重要である。近年の Herschel 望遠鏡の分子雲の観測から星形成は分子雲中のフィラメント (線状の高密度領域) で行われることが明らかになり (André 2010)、フィラメントの重力崩壊が星形成の開始条件を決定しているということが示唆された。よって分子雲からの、フィラメントを介した星形成過程を解明する必要がある。

フィラメントはどのようにして形成されるのか。それは分子雲と衝撃波の相互作用であると Inoue & Fukui (2013) の数値シミュレーションによって示唆されが、Inoue & Fukui (2013) では解像度不足のために星の形成まで観測できなかった。

Inoue et al. (2018) では、分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを高解像度の数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまり臨界線密度を求める。

2 Methods

2.1 Numerical Setup

この研究では現実的な分子雲のダイナミクスを研究するために自己重力を含めた三次元の磁気流体力学 (MHD) シミュレーションを行う。使用するコードは Matsumoto (2007) によって開発された SFUMATO コードである。SFUMATO コードは、自己重力を多重格子法で解き、MHD 方程式を近似リーマン解法を用いた有限体積法で解くものである。さらに利点として適合格子法 (Adaptive Mesh Refinement; AMR) の使用が挙げられる。これは詳細を見たい領域を高解像度化し、それ以外を低解像度化することで、格子数の節約をしつつ観測したい箇所を局所的に高解像度で観測することができる方法である。つまり観測したいフィラメント部分の格子を細分化して高解像度の観測を実現することができる。SFUMATO コードでは、星形成が起り得る領域に対しては sink particle が導入される。sink particle とは周りのガスを降着させる仮想粒子であり、その形成判定は周辺ガスの重力的な安定状態を時々刻々監視することで行われ

ている。これによって、実際に重力崩壊が起きた場所や時刻の同定が容易になり、かつ重力崩壊後も時間発展を追い、崩壊による sink particle への質量降着率のような星形成に関わる重要な物理量が計算可能となる。

2.2 Initial Condition

この研究では、半径 1.5 pc の球状分子雲とそれより圧倒的に大きい分子雲 (=超音速流) との衝突のシミュレーションがされており、このシミュレーションを観測することでフィラメントの臨界線密度の計算もされている。音速が 0.3 km s^{-1} で、相対速度 10 km s^{-1} で衝突させるので衝撃波が生成される。磁場は y 軸正方向に観測に合わせた値として $20 \mu\text{G}$ とする。

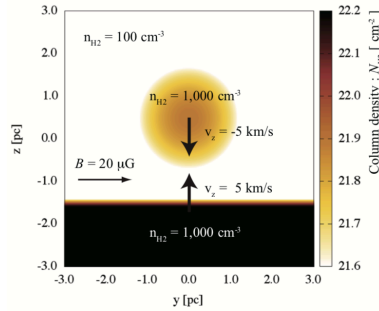


図 1: Inoue et al.(2018) の初期条件。縦、横軸はともに空間座標。色は柱密度を表している。中心にある半径 1.5 pc の球が分子雲で、その下方から超音速流を衝突させ、分子雲と衝撃波の相互作用を記述する。

3 Results

3.1 Filament Formation Phase

ここではフィラメントがどのようにして形成されるのかについて解説する。分子雲と超音速流の衝突の後、分子雲は乱流により密度の高い領域 (クランプ) を作る。このクランプの時間進化を追うことでフィラメントの形成を説明することができる。以下にシミュレーションのスナップショット (図 2) とフィラ

メント形成メカニズムを解説したイラスト (図 3) を添付する。

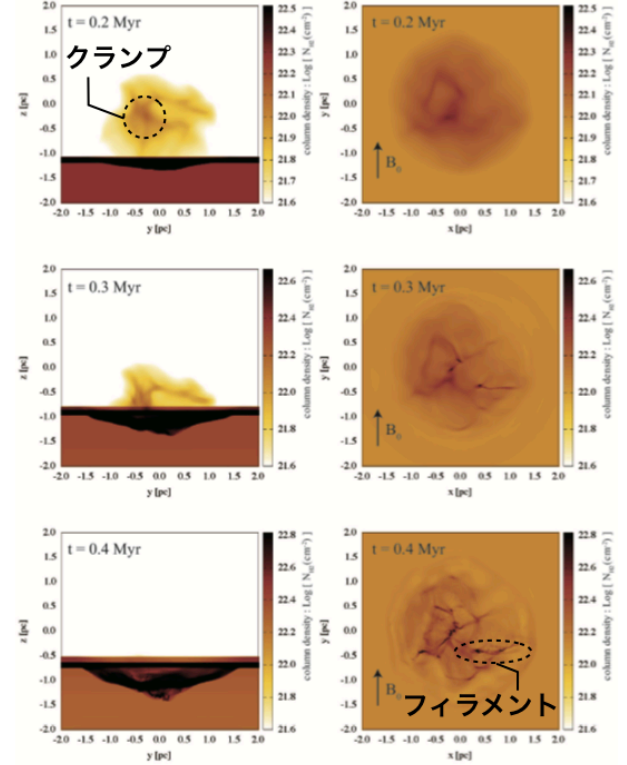


図 2: フィラメント形成までのシミュレーションのスナップショット (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。左の列は yz 平面、右の列は xy 平面

まず初期条件から 0.2Myr 後は、超音速の乱流によって分子雲ガスが圧縮される。その結果クランプが形成される。

初期条件から 0.3Myr 後は、超音速流と分子雲の衝突によって生成される衝撃波と分子雲中にできたクランプが衝突する。このとき衝撃波の速度は密度の高い領域で減速されるので、クランプに押される形で衝撃波面は折れ曲がる。また分子雲中の中性ガスは電子や陽子と高い頻度で衝突することからその振る舞いはプラズマと同じと考えて良いため、磁気凍結を起こす。よって磁場も同様にクランプに押される形で折れ曲がる。衝撃波面が変形したことで、(図 3) の中心の拡大図のように「斜め衝撃波」が形成される。斜め衝撃波では接線方向の速度 (運動量) は保存される。したがって (図 3) の白矢印のようにある一

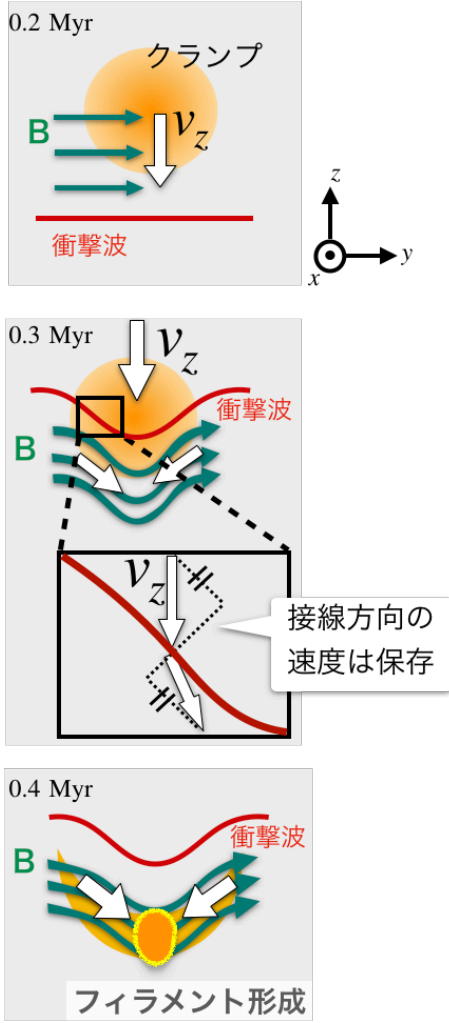


図 3: フィラメント形成のメカニズムを解説したイラスト (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。ここでは乱流によって形成された分子雲中の高密度領域であるクランプに着目している。

点に集中するガスの流れ (以下、concentrated flow) ができる。このとき分子雲中のガスは磁気凍結から磁力線を横切れないためガスの流れが集中する点でガスを溜め込む。加えて (図 3) の紙面に垂直方向 (x 方向) には圧縮を受けないので、線状に高密度領域を作る。

このようにして、初期条件から 0.4Myr 後にはフィラメントが形成される。

3.2 Filament Collapse Phase

ここではフィラメントの重力崩壊から星形成までについて述べる。フィラメントが一度形成されると、衝撃波圧縮によって誘起されたガスの流れ (= concentrated flow) によってフィラメントは質量を蓄えていく。フィラメントはある線密度を超えると、その構造をガス圧と磁気圧で支えきれなくなり、重力不安定を起こす。そして星形成を開始する。このときのフィラメントの線密度は臨界線密度と呼ばれ、星形成開始条件を決める。星形成開始条件から星の初期質量、つまり星の運命が決まるため臨界線密度は重要な物理量である。この研究のシミュレーション結果では $t = 0.45\text{Myr}$ のとき重力崩壊が始まっている。よってフィラメントの臨界線密度 λ_{simu} は以下の (図 4) ようにフィラメントの形状を仮定すると計算できる。よってこのシミュレーションで得られる臨界線密度 λ_{simu} は

$$\lambda_{\text{simu}} \simeq 80 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-1}. \quad (1)$$

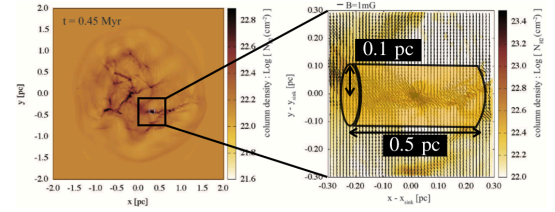


図 4: 初期条件から 0.45 Myr の、横軸に x 、縦軸に y を選んだときのスナップショット (左) とその中で最高密度領域の拡大図 (右)。左図を見るとフィラメントは x 軸におおよそ平行に形成されている。右図について、フィラメントの幅は 0.1pc とし、長軸を 0.5pc とすると臨界線密度が計算できる。

4 Discussion

関連する研究として、フィラメントの平衡状態の臨界線密度を見積もっている Tomisaka(2014) がある。ここでは、Tomisaka(2014) の臨界線密度の表式を用いて臨界線密度を計算し、このシミュレーションで得られる臨界線密度 λ_{simu} と比較する。

Tomisaka(2014) では、臨界線密度 $\lambda_{\max}$ はフィラメントを貫く磁束密度に比例すると主張している。その臨界線密度の表式は

$$\lambda_{\max} \simeq 0.24 \frac{\Phi_{\text{cl}}}{G^{1/2}} + 1.66 \frac{c_s^2}{G}. \quad (2)$$

このとき $\Phi_{\text{cl}} \equiv B_{\text{fil}} w$ で、 w はフィラメントの幅である ($w = 0.1 \text{ pc}$)。フィラメントを貫く磁束密度 B_{fil} は磁場が衝撃波面に平行な場合の等温 MHD における Shock Jump Condition を用いて衝撃波の上流の量から計算できる。よって

$$\begin{aligned} B_{\text{fil}} &\simeq B_1 = r B_0 \\ &= \left[2M_A^2 + (\beta + 1)^2/4^{1/2} - (\beta + 1)/2 \right] B_0 \\ &\simeq \sqrt{2} M_A B_0 \\ &\simeq 300 \mu\text{G} \left(\frac{n_0}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right) \quad (3) \end{aligned}$$

ここで添字の 0 と 1 はそれぞれ衝撃波の上流と下流の量を表している。 r は圧縮率。 $\beta \equiv 8\pi c_s^2 \rho_0 / B_0^2$ は上流のプラズマベータである。さらに $M_A \gg \beta$ を用いている。Inoue et al. 2018 のシミュレーションでのパラメータを (2) に代入すると、

$$\begin{aligned} \lambda_{\max} &\simeq 67 M_\odot \text{pc}^{-1} (B_{\text{fil}}/300 \mu\text{G}) (w/0.1 \text{ pc}) \\ &\quad + 35 M_\odot \text{pc}^{-1} (c_s/0.3 \text{ km s}^{-1}). \quad (4) \end{aligned}$$

ここで (1) と (4) を比較すると臨界線密度がおおよそ同じくらいになっていることが分かる。よって、Inoue et al. (2018) ではシミュレーションから、Tomisaka (2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。

5 Summary & Future Work

星形成の新しいパラダイムとしてフィラメントからの星形成があることが観測的に示唆されている。そして、その具体的な描像は衝撃波と分子雲の相互作用であることがわかってきた。この研究では分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまりフィラメントの臨界線密度を求めた。そして関連する研究である Tomisaka(2014) が見

積もった臨界線密度と比較し、おおよそ一致することがわかった。

私は今後 Inoue et al. (2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで、本当に臨界線密度に達したときに重力崩壊が始まるのかどうか、そして Tomisaka (2014) の臨界線密度の見積りもりの正当性を検証するための計算をするつもりである。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり、指導教官である井上准教授をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多くの助言をいただき大変お世話になりました。またこのような研究発表の機会を設けてくださった夏の学校事務局の皆様に感謝申し上げます。

Reference

- André, Ph. et al. 2010 arXiv:1005.2618
- Inoue, T. et al. 2018, PASJ, 70S, 53I
- Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, APJ, 774, 31
- Larson, R. B. 1981 MNRAS, 194, 809L
- Matsumoto, T. 2007, PASJ, 59, 905
- Tomisaka, K. 2014, ApJ, 785, 24

エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成

櫻庭 遥 (東京工業大学大学院 地球惑星科学系)

Abstract

地球表層に存在する揮発性元素は、大気や海洋を形成するため、地球や生命の起源を探る上で非常に重要である。地球大気は主に後期天体集積による衝突脱ガスによってもたらされた揮発性元素によって形成されたと考えられている。ただし、衝突天体の組成は現時点で正確には明らかになっていない。本研究では、特にコンドライト組成に比べて地球表層の C/H 比および N/H 比が小さいことに着目し、後期天体集積期にこれを再現する条件を探る。原始惑星への天体衝突における衝突脱ガスと大気剥ぎ取りについて、大気組成進化を考慮した大気進化計算を行った。初期地球表層では海洋と炭素循環の存在を仮定し、 H_2O と CO_2 の海洋・炭酸塩への分配を考慮した。衝突天体組成についてはその揮発性元素含有量をパラメータとし、計算結果と現在の地球表層の揮発性元素組成を比較した。衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気進化では十分時間が経つと供給と損失がつりあう定常状態に近づくことが分かった。その定常量は衝突天体組成に依存し、揮発性元素含有割合が小さいほど少量の大気量に収束した。また、衝突と同時に炭素が炭酸塩に、水素が海洋に固定されることで、地球表層に獲得される C/H 比と N/H 比は衝突天体組成の値から減少した。幅広いパラメータ・サーベイの結果、地球表層の C/H/N 量および存在比から見積もられる後期集積天体組成はエンスタタイトコンドライト組成であることを明らかにした。

1 Introduction

水素 (H) や炭素 (C)、窒素 (N) などの揮発性元素は、大気・海洋という生命を育む環境を形成する点で、地球や生命の起源と密接な関連がある。現在の地球表層環境は海水量・大気組成の絶妙なバランスの上に維持されているが、これらの形成条件は未解明である (e.g., Catling & Kasting 2017)。本研究では、地球およびその表層環境の起源を探るため、地球表層の揮発性元素組成に着目した。

地球表層の揮発性元素は主に惑星形成最終段階の小天体の衝突によってもたらされたと考えられているため、小天体から飛来したコンドライト隕石はその起源について重要な手がかりとなる。図 1 は地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成の比較を示している。コンドライトにはここで示されているエンスタタイトコンドライトや炭素質コンドライトなど様々な種類があるが、いずれの種類のコンドライトと比べても地球表層では炭素と窒素が枯渇している。

本研究では、小天体衝突による大気形成過程に着目する。月面クレーターの年代分析から、地球型惑星

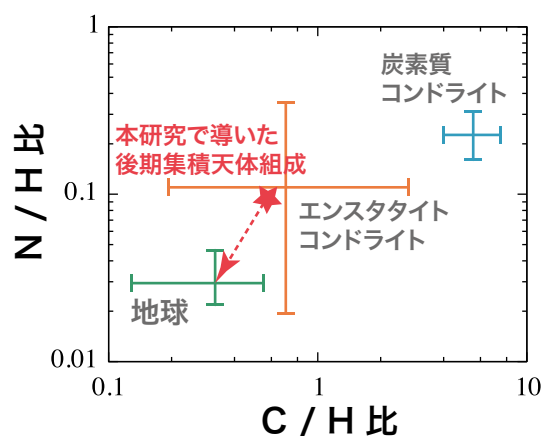


図 1: 地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成における C/H 比および N/H 比の比較 (data are from Abe et al. 2000; Pepin 2015)

は巨大衝突後の集積最終段階において無数の小天体衝突を経験したことが知られている。衝突した小天体に含まれていた揮発性元素が脱ガスし、大気を形成した。同時に衝突で噴き上がった衝突蒸気雲によっ

て大気の一部が宇宙空間へ失われる (e.g., de Niem et al. 2012)。巨大衝突後の一連の小天体衝突は後期天体集積と呼ばれ、主に直径数 km から数十 km の小天体が地球質量の約 1% ほど衝突したと考えられている (e.g., Bottke et al. 2010)。

初期地球の海洋形成時期および炭素循環がいつはじまったのかについては未だ議論が続いており正確には明らかになっていない。しかし、もし後期天体集積時に海洋や炭素循環が存在したならば、衝突天体から脱ガスした揮発性元素は大気だけではなく海洋や炭酸塩へも分配されたはずである。本研究ではこのような惑星表層の元素分配が大気形成に与える影響を明らかにすることで、地球表層の炭素・窒素枯渇の原因と後期集積天体が満たすべき条件を探る。

2 Models

本研究では、後期天体集積における大気形成モデルを構築し、惑星表層の元素分配が大気組成進化に与える影響を調べた。小天体によって供給される揮

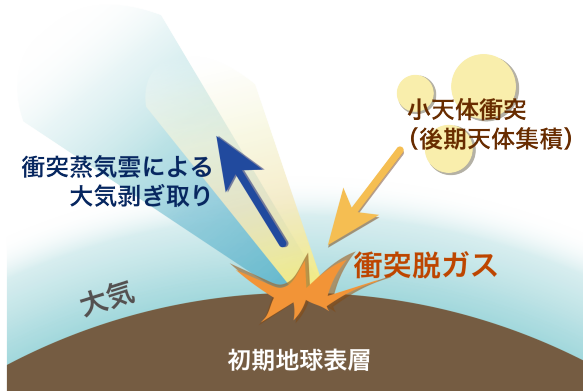


図 2: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気形成モデル概念図

発性元素の衝突脱ガスと、衝突で吹き上げられる衝突蒸気雲による大気剥ぎ取りを考えた大気進化を計算した (図 2)。大気を構成する揮発性成分には水蒸気 (H_2O)、二酸化炭素 (CO_2)、窒素 (N_2) の 3 成分を仮定し、各成分の大気・表層リザーバー (大気・海洋・地殻) 間の分配を考慮した C/H 比・N/H 比の時間進化を調べた。

計算では衝突量と大気量変化の関係を示した大気進化方程式 (1) を解いた (Sakuraba et al. in press., arXiv#: 1805.07094)。

$$\frac{d(m_i N_i)}{d\Sigma_{\text{imp}}} = (1 - \zeta)x_i - \eta \frac{(m_i N_i)}{m_A} \quad (1)$$

右辺第 1 項は大気の供給、第 2 項は損失に相当する。ここで Σ_{imp} は衝突累計質量、 i は各大気成分を意味し、 m, N, x はそれぞれの分子量と大気中分子数、衝突天体中含有割合を表す。

式 (1) 中の η は大気はぎとり効率、 ζ は衝突天体蒸気はぎとり効率を表しており、大気剥ぎ取りモデル (Svetsov 2000, 2007; Shuvalov 2009) を適用した。大気剥ぎ取りは衝突天体のサイズと速度に依存するため、両分布を考慮した統計的平均操作を行った。

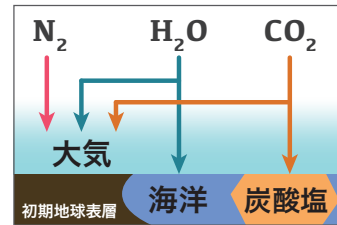


図 3: 大気進化モデル中の地球表層における元素分配のイメージ図。 N_2 は大気に、 H_2O は大気と海洋に、 CO_2 は大気と炭酸塩にそれぞれ分配されると仮定した。

惑星表層におけるリザーバー間の元素分配については、 H_2O の海洋への分配および CO_2 の炭酸塩への分配を仮定し (図 3)、各成分分圧に飽和水蒸気圧 ($P_{\text{H}_2\text{O}} < 0.017\text{bar}$) および炭素循環が安定して駆動するような分圧上限 ($P_{\text{CO}_2} < 10\text{bar}$, Kasting (1993)) を設けることによって考慮した。大気の温度については等温大気を仮定し、現在の表面温度である 288 K を仮定した。一方 N_2 は反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいためすべて大気に分配されると仮定した。元素分配によって H_2O が海洋に、 CO_2 が炭酸塩に蓄積することで、衝突天体中の揮発性元素組成とは異なる組成の大気が形成される。結果として各成分の衝突による剥ぎ取り量にも偏りが生じ、大気中の C/H 比や N/H 比も変化すると考えられる。衝突脱ガスについては衝突天体の CO_2 , H_2O , N_2 各

成分の含有割合をパラメータとし、様々な組成の小天体衝突によって形成される大気組成を調べること、衝突天体組成への制約を試みた。

3 Results & Discussion

本研究では、後期天体集積による大気形成において衝突脱ガス時の惑星表層での元素分配を考慮した大気組成進化を調べた。計算の結果、後期天体集積時の水素・炭素の海洋・炭酸塩へ分配されることによって、地球表層の C/H 比および N/H 比は減少し、炭素・窒素枯渇を生じさせることが分かった。また、現在の地球表層の揮発性元素組成から衝突時の元素分配による大気組成進化を遡ることで、エンスタタイトコンドライト組成の後期集積天体を仮定すると現在の地球表層に見られる炭素・窒素枯渇を説明できることが分かった。

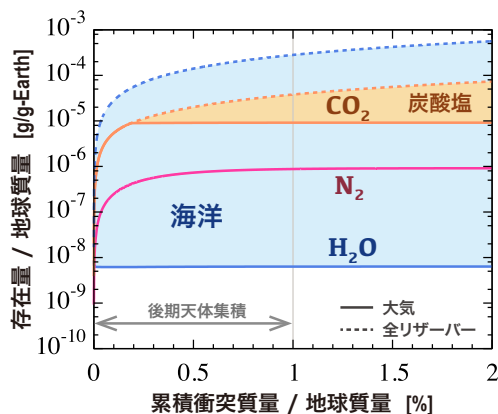


図 4: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる地球大気中の揮発性元素量進化 (橙: 二酸化炭素 (CO_2), 青: 水蒸気または水 (H_2O), 赤: 窒素 (N_2), 実線: 大気中の存在量, 点線: 表層の全リザーバー中の存在量). 衝突天体中の揮発性元素含有量は (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) と仮定した。

図 4 は地球大気組成の時間進化 (CO_2 , H_2O , N_2 の各存在量進化) を示している。本研究から推測される衝突天体組成として各成分の含有割合を (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) と設定した場合の計算結果である。横軸の衝突質量は時間発展に相当する。衝突

が進むにつれて H_2O は海洋へ、 CO_2 は炭酸塩へ取り込まれるため、その分は剥ぎ取られることなく惑星に蓄積される。衝突天体によって供給された H_2O はそのほとんどが海洋へ蓄積され、大気剥ぎ取りの影響をほとんど受けないのに対し、大気のみ分配到される N_2 や一部しか炭酸塩へ取り込まれない CO_2 は大気剥ぎ取りによって選択的に宇宙空間へ剥ぎ取られたと推測される。

次に後期天体集積中の惑星表層の N/H 比と C/H 比の時間進化を図 5 に示す。衝突天体組成は図 4 と同じ設定での計算結果である。後期天体集積による天体衝突量は地球質量の約 1% と見積もられており (Bottke et al. 2010)、その時点までに N/H 比は約 7 割, C/H 比は約 4 割減少した。これは、衝突天体によって供給された水素の大部分と炭素の一部が海洋や炭酸塩として地球表層に固定されることで衝突による大気剥ぎ取りの影響を受けず地球表層に留まったためだと考えられる。大気のみ分配到される窒素と、一部が炭酸塩に取り込まれてもなお大気の主成分を占める二酸化炭素は、水蒸気に対して大気中の存在割合が多く、大気剥ぎ取りの影響を強く受ける。その結果として C/H 比および N/H 比が減少したと推測される。以上の結果から、後期天体集積時の表層リザーバー間の元素分配が地球表層に見られる炭素・窒素枯渇の原因の一つだと考えられる。

また、衝突天体組成に対し幅広いパラメータ・サーベイを行ったところ揮発性成分含有割合が (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) の小天体が衝突した場合、後期天体集積後の最終的な C/H 比および N/H 比、 N_2 量が現在の地球と一致した。図 1 の星印とそこからの矢印は衝突天体組成と元素分配による化学組成進化を表している。今回求めた組成は太陽系小天体の中ではエンスタタイトコンドライトに分類されるため、この結果から後期集積天体はエンスタタイトコンドライト組成であったことが示唆される。

太陽系小天体の組成は、構成成分の凝結温度の違いによってその形成場所の情報を反映していると考えられる。岩石惑星軌道付近の太陽系内側領域には揮発性元素含有量が比較的小さい天体が、小惑星帯以遠の太陽系外側領域には揮発性元素に富んだ天体が多く分布する (e.g., Morbidelli 2012)。この傾向を利用することで、衝突天体組成の見積もりからその

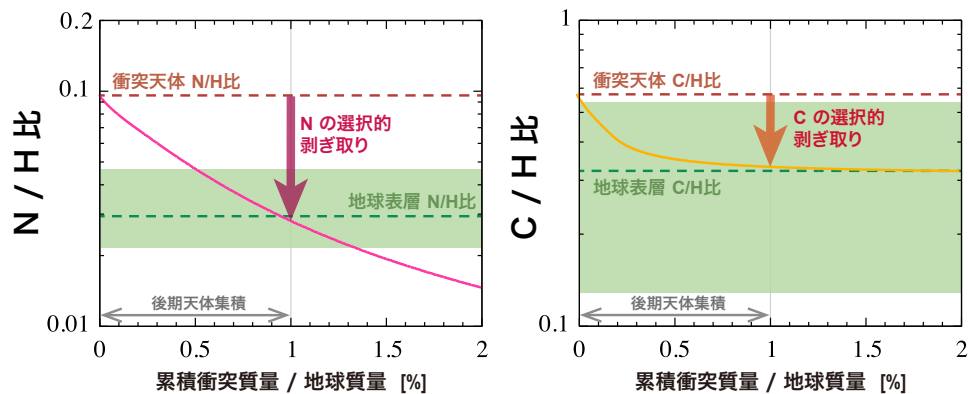


図 5: 地球表層の C/H 比および N/H 比進化. 図 4 と同様の計算において大気+海洋+炭酸塩に蓄積された揮発性元素 (C, H, N) の存在比の時間進化を示す.

形成場所や集積過程を含む惑星形成シナリオに対する手がかりが得られると期待される。

現在の地球表層に存在する希ガスはその大部分が大気に含まれているが、その存在量もコンドライト組成に比べて枯渇している (e.g., Pepin 2015)。希ガスも窒素と同様反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいため、後期天体集積によってもたらされた希ガスは大気に分配され、大気剥ぎ取りの影響を強く受けたと考えられる。したがって、本研究で着目した表層における元素分配を伴う大気剥ぎ取りは、希ガス存在量にも影響を与えたと考えられる。

4 Conclusion

衝突脱ガスと大気剥ぎ取りを伴う後期天体集積において、衝突時に海洋や炭素循環がすでに存在したと仮定すると、地球表層の N/H 比および C/H 比は時間とともに減少し、炭素・窒素枯渇を引き起こすことが分かった。これは衝突天体によって供給された水素が海洋へ、炭素が炭酸塩へ固定されることによって大気剥ぎ取りの効果が妨げられたことに起因する。さらにこの大気組成進化を遡り幅広いパラメータ・サーベイを行った結果から、我々は後期集積天体はエンスタタイトコンドライトと類似した組成であったと推測する。

Acknowledgement

本稿は地球生命研究所 (ELSI) の黒川宏之研究員・玄田英典准教授との共同研究に基づいています。以上の共同研究者に加え、数多くのご助言をいただいた指導教員の奥住聡准教授に心より感謝申し上げます。

Reference

- Abe, Y., et al. 2000, University of Arizona Press, 413-433.
- Bergin, E., et al. 2015, National Academy of Sciences 112, 29, 8965-8970.
- Bottke, W.F., Nesvornyy, D., Vokrouhlicky, D., Morbidelli, A. 2010, The Astronomical Journal 139, 994.
- Catling, D.C., Kasting, J.F. 2017, Cambridge University Press.
- Kasting, J. F. 1993, Science 259, 920-926.
- Morbidelli, A., et al. 2012, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 40.
- de Niem, D., et al. 2012, Icarus 221, 495-507.
- Pepin, R. O. 1991, Icarus, 92, 2-79.
- Sakuraba, H., Kurokawa, H., and Genda, H. 2018, Icarus in press.
- Shuvalov, V. 2009, Meteor. Planet. Sci., 44, Nr 8, 1095-1105.
- Svetsov, V. V. 2000, Solar Syst. Res., 34(5), 398-410.
- Svetsov, V. V. 2007, Solar Syst. Res., 41, 28-41.

COSMOS 領域における原始銀河団コアの探索

安藤 誠 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

原始銀河団は現在の銀河団の祖先と考えられている領域で、主に $z > 2$ における銀河の密度超過として発見されてきた。銀河の形成・進化に対する環境の影響を知る上では、原始銀河団の中で特に密度の高い中心部（コア）を探索する必要がある。本研究では多波長の観測データが存在する COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、重い銀河のペアをトレーサーとし、原始銀河団のコアとみなせるような重いダークマターハロー (DH) を探索した。その結果原始銀河団コアの候補として、およそ 200 組の銀河グループが見つかった。これらの周りでは銀河の密度超過が見られ、また clustering 解析から DH の質量が $M_{\text{DH}} = 2.5 \times 10^{13} M_{\odot}$ であると見積ることができた。将来的には、今回発見したコア候補の周囲にサブミリ銀河のような特徴的な天体が存在するかを調べることで、分光追観測によってコア候補が本物であることを確認することなどを予定している。

1 Introduction

銀河団は宇宙最大規模のダークマターハロー (DH) を土台として、銀河が高密度で存在する領域である。その特有な環境ゆえに、銀河進化と銀河の周囲の環境との間の依存性、すなわち環境効果を調べる上でも銀河団は重要な研究対象である。多くの銀河団は $z < 1$ のような比較的近傍の宇宙で発見されてきたが、近年の観測技術の向上や手法の開発を背景に、より遠方の宇宙においても銀河団の探索が精力的に行なわれている。特に $z > 2$ のような遠方にある銀河の高密度領域のうち、将来的に DH の質量が現在の銀河団 DH 質量の典型値である $M_{\text{DH}} \sim 10^{14} M_{\odot}$ 程度にまで成長することが予想されるようなものは原始銀河団と呼ばれ、銀河団そのもののやメンバー銀河の進化を調べるための対象として関心を集めている (Overzier 2016)。

原始銀河団は代表的には以下のような手法で探索が行なわれている。

1. LBGs や LAEs などの大規模なサーベイに基づいて、 ~ 10 cMpc 程度にわたる銀河の密度超過領域を探索。
2. QSOs や SMGs などの特徴的に重いと考えられる銀河を目印に密度超過を探索。

これらは多くの原始銀河団候補領域を発見するという成果を上げている一方で、原始銀河団と環境の研究という観点では問題も残る。(1) については、非常に大局的な銀河の密度超過を探索ことになるので、環境効果が顕著に現れると考えられる中心部が同定できないことや、そのような大きな構造が銀河団に進化するかどうかの判定を（しばしば未検証の）シミュレーションに依存していることが挙げられる。(2) についても、目印となる天体の寿命が短いので、限られた原始銀河団しか探せない可能性が高い。

原始銀河団の中心部の研究については、 $z > 2$ おいて非常に高い密度超過を持つ天体が見つかった（Wang et al. 2016; Miller et al. 2018; Oteo et al. 2018）。こうした原始銀河団の「コア」は数百 pkpc 程度の非常に小さな領域に多数の銀河が集中していることや、極めて高い星形成率 ($\sim 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) を持つなどの特徴があり、環境効果を調べる上でも興味深い対象である。一方で、このような極端な天体は稀にしか見つからず、見つかったとしても一般的な環境とは呼びにくい。

そこで、原始銀河団のコアを系統的な手段で多く見出すことが重要になる。そこで本研究では、 $z \sim 2$ において、当時の最も重い virial halo を原始銀河団コアと定義し、これを探索するために銀河のペアに着目して解析を行った。

本研究では flat な Λ CDM 宇宙論を仮定し、 $\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$ を採用する。また距離に言及する際に共同距離であるか物理距離であるかを明示して、cMpc, pMpc のように表記する。

2 Data & Samples

本研究では、COSMOS 領域における 2015 年版の銀河カタログ (Laigle et al. 2016) を用いた。このカタログでは Ks-band によって選択された 50 万個を超える銀河について、可視光から近赤外線にわたる多波長観測によって得られた、星質量や測光的 redshift などの情報が含まれている。観測領域の広さは、近赤外線サーベイである UltraVISTA の観測が存在する領域が $\sim 1.58 \text{ deg}^2$ であり、その中には 3σ 限界等級が $K_s = 24.0$ の Deep 領域と $K_s = 24.7$ の Ultra Deep 領域が含まれている。なお Deep 領域について、 $2.75 < z < 3.5$ における銀河の 90% mass limit は $\log(M_*/M_\odot) = 10.1$ である。このうち本研究では、 $1.5 \leq z \leq 3.0$ にある 167815 個の銀河をサンプルとして選んだ。

3 原始銀河団コアの探査

3.1 原始銀河団コア

本研究では原始銀河団のコアを、 $z \sim 2$ において最も重いビリアル化した DH と定義した。このような DH は $z \sim 0$ まで進化すると $M_{\text{DH}} \geq 10^{14} M_\odot$ の質量を獲得することが予想される。 $z \sim 0$ である質量を持つ DH の過去の質量は extended Press-Schechter モデル (Hamana et al. 2006) によって解析的に推定でき、いま考えている DH の場合、 $z \sim 2.5$ において典型的に $M_{\text{DH}} \sim 3 \times 10^{13} M_\odot$ を持つことが予想される。また球対称崩壊モデルによると、このような DH のビリアル半径は $r_{\text{vir}} \sim 0.3 \text{ pMpc}$ である。また、Behroozi et al. (2013) によると $M_{\text{DH}} \sim 10^{13} M_\odot$ のような DH は、 $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ のような重い銀河のホストハローである。そこで本研究では、 0.3 pMpc の半径の中に $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河が 2 個以上存在する領域を原始銀河団のコア候補として探索した。

3.2 Analysis

原始銀河団のコアとみなせるような銀河のグループを探すために、以下のような手続きを行った。なおサンプルとして用いた $1.5 \leq z \leq 3.0$ かつ $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河の総数は 1727 個であった。

1. ある銀河に着目し、その銀河を中心として半径 $\Delta\theta = 0.3 \times 2 \text{ pMpc}$ 、奥行き $\Delta z = 0.12 \times 2$ の円筒内にある銀河（「隣接銀河」と呼ぶ）を数える。
2. 隣接銀河数が多い銀河から順に、中心銀河及びその隣接銀河をまとめて原始銀河団コア候補とみなす。複数のコア候補に属する可能性がある銀河については、よりメンバー数の多いものの方に属するものとする。
3. まとめたメンバー銀河の位置・redshift の平均を原始銀河団コア候補の位置・redshift とする。

ここで奥行き $\Delta z = 0.12$ はカタログ銀河が持つ redshift の誤差を考慮して設定したものである。

4 Results

見つけた原始銀河団コア候補を図 1 に示す。これらには表 1 に示すようなメンバー数を持つものが含まれる。

表 1: 原始銀河団コア候補の数

メンバー数	2	3	4	5	6	計
候補数	150	30	14	5	4	203

5 Discussion

5.1 Surface number density

今回探索した原始銀河団コア候補の周囲における銀河の密度超過を知るために、周囲にある銀河の分布を調べた。まず各コア候補の座標を中心とし、奥行き $\Delta z = 0.12$ を持つ円環柱の中に存在する、 $10.0 \leq \log(M_*/M_\odot) < 11.0$ を満たす銀河の数を数えた。次

に半径ごとの数分布を全てのコア候補について足し合わせることで、今回見つけた候補の平均的な密度分布を得た。同様の解析を $\log(M_*/M_\odot) \geq 11.0$ を満たす銀河及びランダム点周りでも行った。前者は「重い銀河のグループ」が単体の重い銀河と比べて銀河の密度超過のよいトレーサーとなるかを調べるのに用い、後者は COSMOS 領域の平均的な銀河数密度を評価することに用いる。

結果は図 2 示されている。原始銀河団コア候補周りの銀河の密度は単体の重い銀河や COSMOS 平均と比べて大きくなっている。コア領域と見なしうる半径 $1-2$ cMpc において、COSMOS 平均に対する原始銀河団コア周りでの密度超過はおよそ 0.5 である。

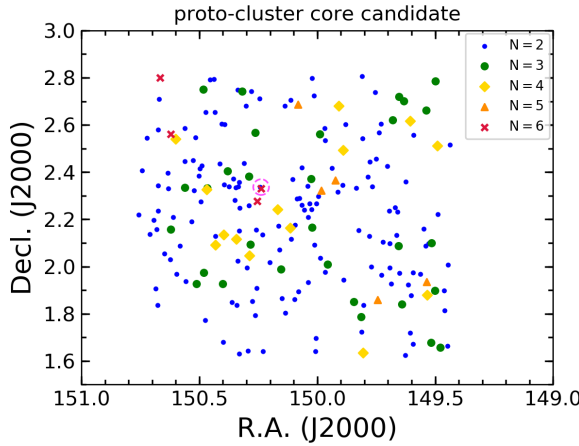


図 1: COSMOS 領域における原始銀河団コア候補。小丸, 大丸, ダイヤモンド, 三角形, バツ印によってそれぞれ 2, 3, 4, 5, 6 個のメンバー銀河を含むコア候補が示されている。このうちマゼンタの破線円で囲まれたものは Wang+16 において分光同定されたコアである。

5.2 Clustering Analysis

今回見つけた原始銀河団コア候補の集合度合いを調べるために 2 点角度相関関数 $\omega(\theta)$ を計算した。 $\omega(\theta)$ は、Landy & Szalay (1993) の推定式を用いると、以下のように表される。

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

ただし $DD(\theta)$, $DR(\theta)$, $RR(\theta)$ はそれぞれ、角度 θ だけ隔てたデータ点-データ点、データ点-ランダム点、ランダム点-ランダム点のペアの数である。図 3 に本研究で求めた銀河団コア候補及び重い銀河の角度相関関数がプロットされている。これらを $\omega(\theta) = A_\omega \theta^{-0.8} + IC$ の関数形 (IC は観測領域で決まる定数) で fit を行うことにより、 $A_\omega^{\text{core}} = 10.9^{+4.3}_{-4.3}$, $A_\omega^{\text{gal}} = 2.8^{+0.5}_{-0.5}$ を得た。2 点角度相関関数は、その天体のホスト DH の質量の推定に用いることができる (e.g. Kusakabe+18, Okamura+18)。これをもとに推定したホスト DH の質量は、 $M_{\text{DH}}^{\text{core}} = 2.5^{+1.7}_{-1.1} \times 10^{13} M_\odot$, $M_{\text{DH}}^{\text{gal}} = 4.6^{+1.5}_{-1.3} \times 10^{12} M_\odot$ であった。これは銀河のペアを探すことでより重い DH を探すことができることを示しており、またその質量は今回目標としていた DH に近い値であることがわかった。

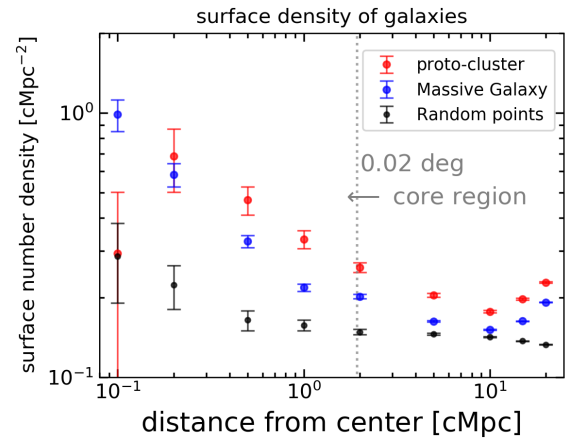


図 2: 原始銀河団コア候補周りの銀河の密度超過。赤, 青, 黒の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補, 重い銀河, ランダム点周りの面密度を表す。

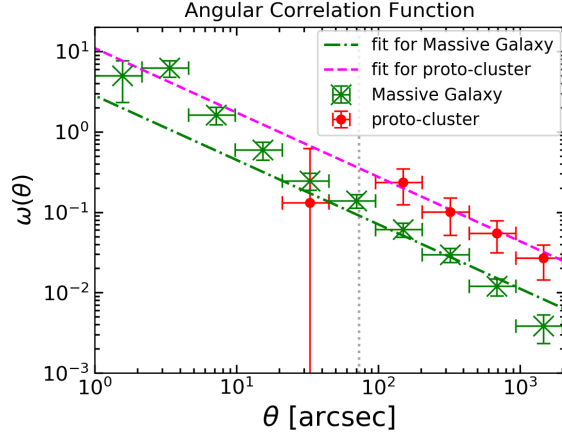


図 3: 原始銀河団コア候補及び単体の重い銀河の 2 点角度相関関数。赤、緑、の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補、重い銀河での $\omega(\theta)$ を表す。またそれぞれをモデルで fit したものがそれぞれ破線及び一点鎖線で表されている。

6 Future work

これまでに見つけた原始銀河団コア候補領域について、そのメンバー銀河に対する環境効果の様子を調べるために、将来的には以下のようなことを行う予定である。

- 原始銀河団コア候補周辺に中性水素ガスが存在するかを調べる。
- サブミリ銀河のようなダストを多く持つ（したがって星形成が盛んな）銀河が原始銀河団コア候補に存在するかを調べる。
- 原始銀河団コア候補の分光追観測
- COSMOS 以外の領域における原始銀河団コア候補の探索

7 Conclusion

COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、 $1.5 \geq z \leq 3$ にある $M_* \leq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河のグループを探索することで原始銀河団のコア候補の探索を行い、約

200 個の候補を見つけた。コア候補周りの銀河の密度超過は 0.5 程度であった。また、コア候補に対する clustering 解析により、コア候補が属する DH の平均的質量はおよそ $M_{\text{DH}} \sim 2 \times 10^{13} M_\odot$ であることがわかった。

Acknowledgement

本研究におきましては、指導教員である嶋作一大先生から多くのアドバイスをいただき、また研究に関する細やかな議論をたくさんさせていただきました。また、研究室のメンバーの方々には解析の初歩から丁寧に教えていただき、研究のアイデアをいただきました。研究を支えてくださっている皆様に感謝申し上げます。

Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- Hamana, T., Yamada, T., Ouchi, M., Iwata, I., & Kodama, T. 2006, MNRAS, 369, 1929
- Kusakabe, H., Shimasaku, K., Ouchi, M., et al. 2018, PASJ, 70, 4
- Laigle, C., McCracken, H. J., Ilbert, O., et al. 2016, ApJ, 224, 24
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 64
- Miller, T. B., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2018, Nature, 556, 469
- Okamura, T., Shimasaku, K., & Kawamata, R. 2018, ApJ, 854, 22
- Oteo, I., Ivison, R. J., Dunne, L., et al. 2018, ApJ, 856, 72
- Overzier, R. A. 2016, A&A Rev., 24, 14
- Wang, T., Elbaz, D., Daddi, E., et al. 2016, ApJ, 828, 56

