

VERA で観測した星形成領域 ON 2 N での水メーザーの内部運動

濱畑 秀峰 (鹿児島大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

VERA を用いて Onsala 2 North (ON2N) の水メーザーの VLBI 観測を行った。目的は水メーザーの分布と内部運動を詳細に調べることである。9 観測分のデータを解析し、視線速度幅 60km/s 内にある水メーザースポットを 1000 個ほど検出できた。また、メーザーの固有運動を測定し、原始星周りに膨張円盤と双極流が形成している様子が明らかになった。

1 Introduction

ON2N は大質量星形成領域の 1 つでウルトラコンパクト H 領域や水メーザーが付随する。年周視差 $0.261 \pm 0.009\text{mas}$ ・距離 $3.83 \pm 0.13\text{kpc}$ と VERA を用いた水メーザーの位置天文観測で得られている。(Ando et al. 2011) また、直線構造に対して垂直な内部運動があることから衝撃波の検出が示唆される。(Fujiwara 修論)

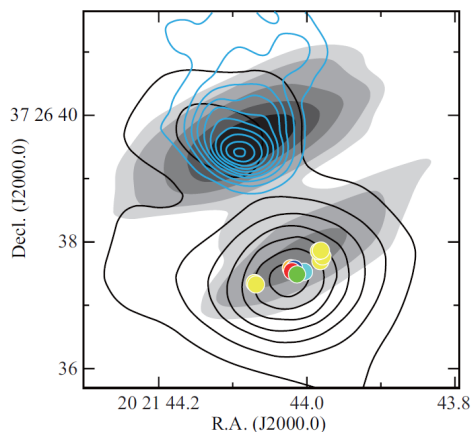


図 1: ON2N の水メーザーと分子輝線、連続波マップ

2 Observations & Data Reduction

VERA4 局 (水沢、入来、小笠原、石垣島) を用いて ON2N 内の水メーザーの VLBI 観測を行った。水メーザーの静止周波数は 22.235080GHz である。2006 年 4 月 22 日から 2008 年 7 月 10 日の間に約 10 時間の観測が 14 回行われた。今回はそのうち 10 観測分のデータを解析した。

水メーザー源 ON2N と位置参照電波源 J2015+3710 を、VERA の 2 ビームを使って同時に観測したが、今回データ解析に用いたのは ON2N のみで 80 分に 1 回の頻度で観測した明るい天体 J2025+3343 をキャリアプレータとして用いている。

観測データの記録には記録レート 1024Mbps の DIR2000 系の磁気テープを使用している。256MHz の帯域幅を 16IF に分け、その 1 つに ON2N のデータを割り当てた。周波数分解能は 15.625kHz もしくは 31.250kHz で、それぞれ速度分解能 0.21km/s, 0.42km/s に対応する。合成ビームサイズは約 $1.2\text{mas} \times 1.2\text{mas}$ 。

ことから、近くにあるガスとの境界領域で衝撃波が発生していると思われる。その速さはメーザーの相対速度約 1mas/yr からリファレンスフィーチャーの運動を差し引くことで Dec 方向に 0.5mas/yr(9.1km/s) であることが分かる。

	Target Source	Calibrator
Objrct Name	ON2N	J2025+3343
赤経:R.A.(J2000.0)	20h21m44.0117s	20h25m10.8421s
赤緯:Dec.(J2000.0)	+37d26'37.770"	+33d43'00.214"
銀経:l	75.78°	
銀緯:b	0.34°	

図 2: 観測天体情報

3 Results

10 観測分のデータを解析した結果、視線速度範囲-40 ~ +20km/s にある水メーザースポットを合計 1300 個ほど (1 観測あたり 100 ~ 150 個) 検出できた。広範囲に渡って水メーザーが多数存在していることがわかる。

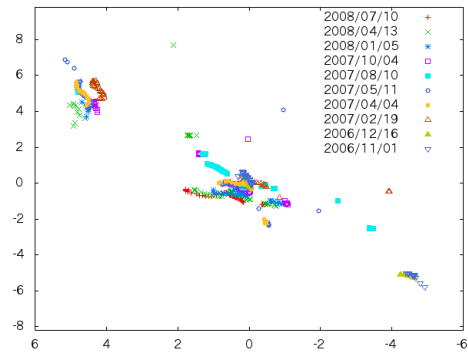


図 4: 観測された直線構造

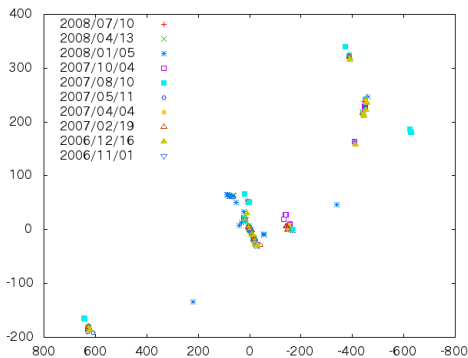


図 3: 水メーザーの分布

Reference

Ando.K.,et al.2011

Fujiwara 2013 鹿児島大学修士論文

4 Discussion

原始星から outflow が円弧状に広がっていることが確認できる。また、中心付近に直線構造が確認できる

チャンドラ衛星による超新星残骸 RX J1713.7 - 3946 北西領域のスペクトル解析

荒川 真範 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

RX J1713.7-3946 は距離 1 kpc、年齢 1600 years 程度の若いシェル型の超新星残骸である。この天体からシンクロトロン放射による非熱的 X 線があすか衛星で観測され、高エネルギー電子の存在が示された。すざく衛星による観測から、シンクロトロン放射は 10 keV でカットオフが存在し、RX J1713.7-3946 の衝撃波における磁場の乱れが非常に大きいことが示された。また、チャンドラ衛星による解析では RX J1713.7 - 3946 が 1 年スケールの X 線強度変動を持つことが発見された。これは加速された電子によるシンクロトロン冷却と考えられ、磁場が 1 mG 程度まで増幅されていることが示唆されている。

本研究では 2006 年から 2011 年の間で我々がチャンドラ衛星によって行われた RX J1713.7-3946 の北西領域の 5 回の観測データを用いて、残骸の北西領域を 40 分割しスペクトル解析を行った。今回は、すざく衛星によるスペクトル解析によって確認されている 10 keV でのカットオフを各領域で検証した結果について報告する。

1 Introduction

宇宙空間には 10^8 eV から 10^{20} eV 程度のエネルギーを持つ高エネルギー粒子、宇宙線が存在し、折れ曲がりがある冪関数の分布をしている。宇宙線のエネルギー分布を図 1 に示す。このことから宇宙線は非

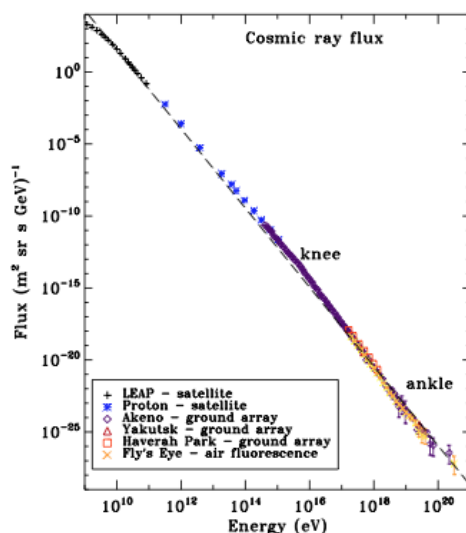


図 1: 宇宙線のエネルギー分布 (E.A. Helder et al. 2012)

熱的な加速機構をもっているはずである。しかし、宇宙線がどこで、どのように加速されているのかということは未解明のままである。現在では 10^{15} eV 程度 (Knee 領域) までの加速場所として超新星残骸が、加速機構として超新星残骸が作る衝撃波を宇宙線が磁気波動と散乱し、衝撃波面を往復することで加速するメカニズム、衝撃波統計加速によって加速されていると考えられている。実際、あすか衛星によって SN1006 の Rim 領域において 10 TeV 程度まで加速された電子によるシンクロトロン放射 X 線が発見され (Koyama et al 1995)、超新星残骸のつくる衝撃波が宇宙線の加速源となっていることが明らかになった。

本研究で解析する RX J1713.7-3946(以下 RX J1713) は直径約 16 pc、距離約 1 kpc、年齢約 1600 years の若い超新星残骸であり、あすか衛星によってシンクロトロン放射 X 線が観測された (Koyama et al. 1997)。また、フェルミ衛星によって GeV ガンマ線、H.E.S.S. 望遠鏡によって TeV ガンマ線が観測されており、超新星残骸における宇宙線加速を検証するうえで非常に重要な天体である。X 線領域における観測では、すざく衛星による RX J1713 の観測でシンクロトロン放射 X 線が 10 keV 程度でカットオフ

が存在することが確認された (Tanaka et al. 2008)。これは磁場の乱れを表すボームパラメータが 1 に非常に近いことを意味し、磁場の乱れが非常に大きく、電子の加速効率が非常に良いことを示している。また、チャンドラ衛星による観測では RX J1713 の北西領域において 1 年スケールで flux の強度変動が確認された。これはシンクロトロン放射による加速、及び冷却の時間スケールが 1 年程度であると考えられ、磁場の強度が 1 mG 程度までの増幅が示唆された (Uchiyama et al. 2007)。

本研究では、チャンドラ衛星の $0.5''$ という優れた空間分解能を利用し、すざく衛星で確認された RX J1713 北西領域における cut-off がより小さな領域においても存在するかを検証した。

2 Observations

チャンドラ衛星は $0.5''$ という優れた空間分解能を持つ斜入射型 X 線望遠鏡 (HRMA)、焦点面検出器として CCD カメラ (ACIS)、マイクロチャンネルプレート (HRC) が配置されている。本研究では ACIS による観測データを使用した。また、チャンドラ衛星による RX J1713 北西領域における 5 度の観測データを使用し、データの概要を表 1 に示す。

表 1: 解析に使用した使用したチャンドラ衛星による観測データ

ID	観測日	exposure time [ks]
6370	2006-05-03	29.77
10090	2009-01-30	28.40
10091	2009-05-16	29.65
10092	2009-09-10	29.21
12671	2011-07-01	89.87

チャンドラ衛星のもつ、高い空間分解能は空間的に詳細な解析を可能にする。そこで RX J1713 北西領域を 40 分割して解析を行った。5 つの観測データを重ねあわせ、40 領域に分けた fluximage を図 2 に示す。

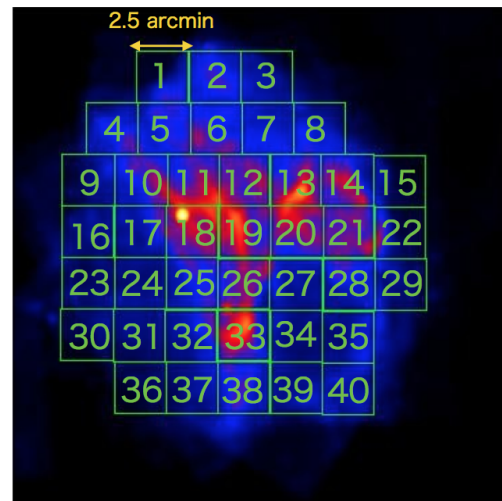


図 2: チャンドラ衛星による 5 度の RX J1713 の北西領域の観測を重ねあわせた fluximage。緑色のボックス ($2.5' \times 2.5'$) は本研究においてスペクトル解析をした領域を表し、エネルギー範囲は 0.7 keV から 2.0 keV である。

3 Analysis

解析するにあたり、CIAO version 4.6、データの較正に CALDB version 4.6.1 を使用し、スペクトル解析には XSPEC version 12.8.1g を用いた。また、スペクトルを足しあわせる際に、CIAO のスクリプト、combine_spectra を使用した。

本研究ではチャンドラ衛星で観測された RX J1713 北西領域を 40 分割し、各々の領域でスペクトル解析を行った。その際、5 回分の観測データを合わせている。モデルは吸収 (wabs) と powerlaw を使用し、エネルギー領域を 0.7 keV から 2.0 keV、2.0 keV から 10 keV の 2 つに分けて fitting を行った。ただし、2.0 keV から 10 keV のエネルギー領域では吸収はほとんど起きず、吸収量を表すパラメータである水素柱密度の値が定まらない可能性がある。そこで、2.0 keV から 10 keV のエネルギー領域における fitting の際に、0.7 keV から 2.0 keV での fitting で得られた水素柱密度の値を fix して fitting を行った。

RX J1713 は銀河面内に存在するため、観測ごとの天体外の領域をバックグラウンドとして抽出した。ID10090、ID10092、ID12671 では ACIS-I 領域から選び、ID6370、ID10091 では ACIS-I 内で十分なバ

ックグラウンド領域を取ることができなかったため、ACIS-S 領域からバックグラウンドを抽出した。fitting によって得られたスペクトルの一例として領域 20 におけるスペクトルを図 3 に示す。

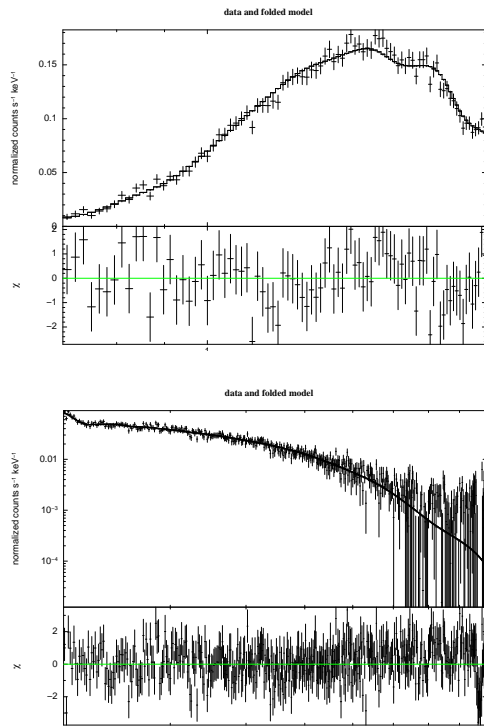


図 3: 領域 20 で得られたスペクトル。5 回の観測データを足しあわせてあり、モデルは wabs と powerlaw でバックグラウンドは引いている。上図がエネルギー領域 0.7 keV から 2.0 keV でのスペクトル、下図がエネルギー領域 2.0 keV から 10.0 keV でのスペクトル。

4 Result and Discussion

powerlaw の指数部分である、光子指数 Γ は低エネルギー側で flat、高エネルギー側で steep になることが期待される。そこで、エネルギー領域が 0.7 keV から 2.0 keV での fitting の結果得られた光子指数の値 $\Gamma_{0.7\sim 2.0}$ と 2.0 keV から 10 keV での fitting で得られた光子指数の値 $\Gamma_{2.0\sim 10}$ の比 ($\Gamma_{0.7\sim 2.0}/\Gamma_{2.0\sim 10}$) をとったグラフを図 4 に示す。これより低エネルギー側 (0.7 keV から 2.0 keV) の光子指数より高エネルギー側 (2.0 keV から 10 keV) の光子指数の方が大きくな

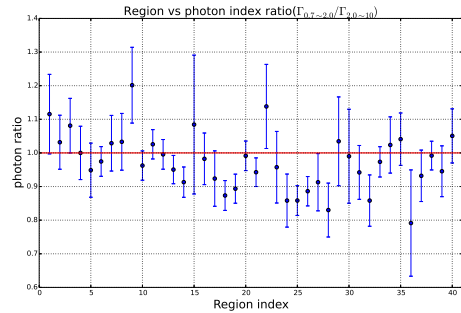


図 4: 横軸が領域番号、縦軸がエネルギー領域 0.7 keV から 2.0 keV と 2.0 keV から 10 keV での光子指数の比。

る傾向が確認できる。

一方で、40 領域において Spectral Energy Distribution (SED) を作成したところ、複数の領域でスペクトルが flat になっていることが分かった。スペクトルの一例として領域 2 と領域 12 におけるスペクトルを図 5 に示す。この結果は 2008 年にすぎく衛星による観測から得られた 10 keV 付近でカットオフが生じるという結果と異なっている。これはすぎく衛星の観測で得られた RX J1713 北西領域全体での結果が空間ごとに異なる可能性を示唆している。今後は解析する領域をより細分化し、詳細な解析を行っていく。

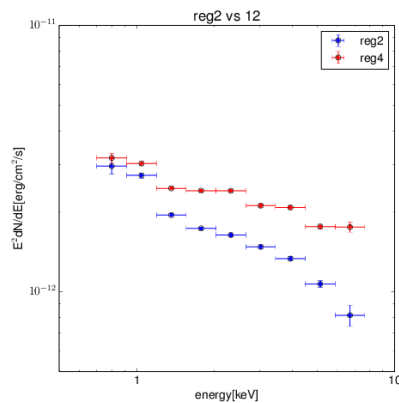


図 5: 領域 2 と領域 12 における SED。SED を作成する際に光子指数は 2.5 で fix し、水素柱密度の値は 0.7 keV から 2.0 keV での fitting で得られた値を用いた。

Reference

Koyama, K., et al. 1995, *Nature*, 378, 255

Koyama, K., et al. 1997, *PASJ*, 49, L7

Uchiyama, Y., et al. 2007, *Nature*, 449, 576

Tanaka, T., et al. 2008, *ApJ*, 685, 988

X 線天文衛星「すざく」による超新星残骸 G304.6+0.1(Kes17) の観測

鷲野 遼作 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の X 線天文衛星「すざく」による観測で、Mixed-Morphology (MM) 型の超新星残骸 (SNR) から過電離プラズマが発見されている。我々は MM 型の SNR である G304.6+0.1(Kes17) に付随するプラズマの電離状態を「すざく」を用いて測定した。その結果、過電離状態にあるという明確な証拠は得られなかった。また、バックグラウンドを正確に評価することによって、Kes17 からの X 線放射は熱的な成分のみで構成されているということが分かった。さらに Ar、Ca の輝線を初めて検出することに成功し、元素のアバundanceからはこの超新星爆発が重力崩壊型であったことを示唆する結果が得られた。

1 Introduction

超新星爆発では星の構成物質が飛び散り、星間物質と衝突することによって衝撃波が形成される。衝撃波は星からの噴出物や星間物質を加熱して高温のプラズマを形成する。この痕跡が超新星残骸 (Supernova remnant: SNR) である。多くの SNR はシェル状に広がっているが、周辺環境の影響などでシェル状ではない SNR もある。その形状によって SNR を分類でき、1 つに電波ではシェル状に広がり、X 線では中心に集中している Mixed-Morphology (MM) 型がある。近年、いくつかの MM 型 SNR から過電離状態にあるプラズマが見つかった (Kawasaki et al. 2002; Kawasaki et al. 2005; Yamaguchi et al. 2009; Ozawa et al. 2009; Ohnishi et al. 2011; Sawada & Koyama 2012; Uchida et al. 2012; Yamauchi et al. 2013)。過電離プラズマとは電離過程より再結合過程が優勢なプラズマで、従来の SNR の進化理論では説明できない。今後より多くの過電離 SNR を発見し、観測することが過電離プラズマの進化を系統的に理解するために必要である。

G304.6+0.1(Kes17) は銀河系内にある SNR で 1970 年に電波による観測で見つかった (Shavor & Goss 1970)。X 線では Combi et al. (2010) において、XMM-Newton を用いた観測で、MM 型であることの判明や、Mg、Si、S の輝線の検出に成功している。さらに X 線の放射が熱的成分と非熱的成分から構成されていて、熱的成分は電離平衡なプラズマによるものであるという結果が出ている。しかし XMM-

Newton の高いバックグラウンドではこれらを正確に測定することは難しい。そこで今回はエネルギー分解能に優れ、安定したバックグラウンドを持つ「すざく」を用いて観測を行った。

2 Observations

我々は「すざく」に搭載されている X 線 CCD カメラである XIS (X-ray Imaging Spectrometer) を用いて 99.6 ks の観測を行った。観測に使われた XIS0、XIS1、XIS3 の 3 台のうち、XIS0、XIS3 が表面照射型 (Front-Illuminated: FI) で、XIS1 が裏面照射型 (Back-Illuminated: BI) である。解析には XIS0、XIS1、XIS3 のデータを使用したが、スペクトルには XIS0 と XIS3 のデータを足し合わせたものを表示している。

3 Data analysis

3.1 Image analysis

図 1 は XIS3 による Kes17 の 0.3–10 keV の X 線イメージである。実線の楕円がソース領域を表し、破線で囲まれた部分がバックグラウンド領域を表している。ソース領域は XIS0、XIS1、XIS3 で共通に取ったが、バックグラウンド領域は XIS 毎に較正線源を含まないように注意して取った。

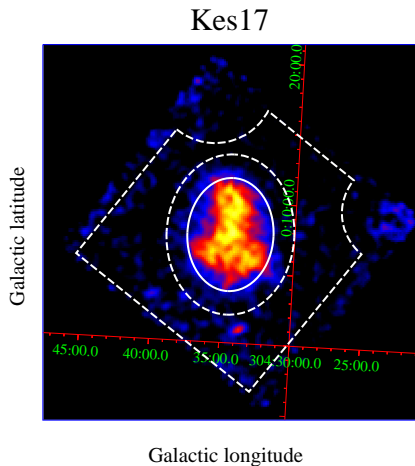


図 1: XIS3 による Kes17 の X 線イメージ (0.3–10 keV)。白の実線による楕円がソース領域、破線で囲まれた部分がバックグラウンド領域を表している。

3.2 Background estimation

すざぐの特性を最大限に活かすためにはバックグラウンドの正確な評価が必要である。そこで物理的描像に基づいてバックグラウンド領域のスペクトルをモデル化し、ソーススペクトルのフィッティングの際にそのモデルを取り入れた。

バックグラウンドの成分としては、宇宙 X 線背景放射 (the cosmic X-ray background: CXB)、前景熱的放射 (foreground thermal emissions: FE) がある。さらに Kes17 は銀河面上に位置しているので、銀河面リッジ X 線放射 (the Galactic ridge X-ray emissions: GRXE) の影響も大きい。この GRXE は Uchiyama et al. (2013) によって、低温プラズマ (low temperature plasma: LP) と高温プラズマ (high temperature plasma: HP)、及び冷たいガス (cold matter: CM) で表されることが分かっている。バックグラウンド領域のスペクトルがこれらバックグラウンドの成分

$$\text{BGD} = \text{CXB} + \text{FE} + \text{GRXE} (\text{LP} + \text{HP} + \text{CM})$$

と SNR からの放射が漏れ出した成分で構成されているとしてモデル化を行った。(図 2)

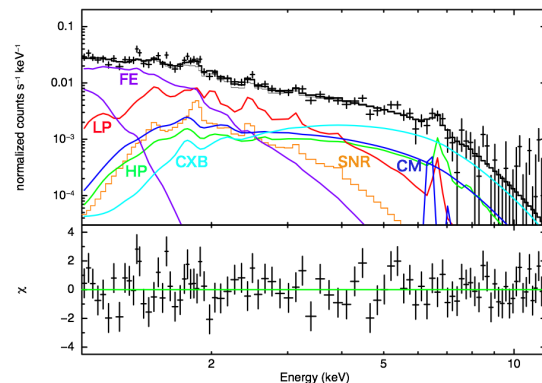


図 2: バックグラウンド領域のスペクトルのモデル化。カラーの実線が各成分からの寄与、黒の実線が全ての成分の重ね合わせを表す。

3.3 Spectral analysis

ソース領域のスペクトルを前節で作成したバックグラウンドモデルと、SNR 由来の成分でフィッティングした。今までに検出されていた Mg、Si、S の輝線に加えて、今回新たに Ar、Ca の輝線を検出することができた。

SNR 由来の成分は、星間物質 (Interstellar medium: ISM) が加熱されたプラズマと、爆発噴出物が加熱されたイジェクタ成分で構成されている。非熱的な成分は必要ないということが分かった。ISM 成分は低温で、全ての元素のアバundanceが太陽組成と等しい。この SNR において ISM 成分の寄与は小さく、イジェクタ成分のプラズマが支配的であることが分かった。

イジェクタ成分について、まずは非平衡プラズマモデルでフィッティングした。このとき電離パラメータが $\tau \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ と大きくなり、電離平衡に近い状態であることが分かった。そこで電離平衡モデルでフィッティングし直した(図 3)。このとき $\chi^2/d.o.f = 79.67/78 \approx 1.02$ となった。さらに過電離モデルでのフィッティングを行った。結果としては $\chi^2/d.o.f = 75.65/77 \approx 0.98$ となり、電離平衡モデルに対して有意な差は出なかった。この先の解析では電離平衡モデルでのベストフィットを使用した。

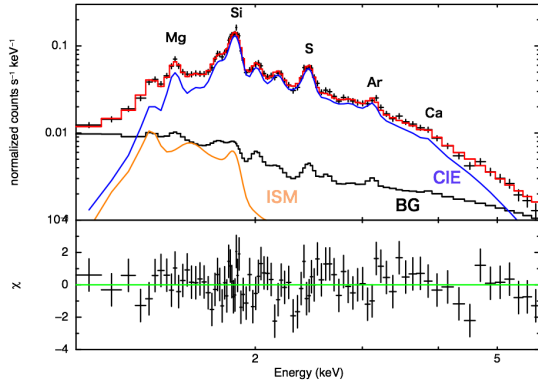


図 3: ソース領域のスペクトルの電離平衡モデルによるフィッティング。赤の実線が全ての成分の重ね合わせを表す。

4 Discussion and Conclusion

今回の Kes17 の解析では、バックグラウンドを正確に評価したことで、過去に報告されている非熱的な X 線放射 (Combi et al. 2010; Gök & Sezer 2012) は存在せず、熱的成分のみからなることを発見した。

また、新たな輝線の検出に成功し、各元素のアバダンスに関して今まで以上の精度で測定することができた。得られたアバダンスからこの超新星爆発が、Ia 型なのか重力崩壊型なのかを推測することができる。Ia 型と重力崩壊型の違いとして Si と Mg のアバダンスに差があることが挙げられる。そこで代表的な Ia 型と重力崩壊型の SNR について、過去の観測による $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}}$ を調べた。今回の Kes17 の値は $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}} \simeq 0.58$ であるが、これは表 1 を参照すると重力崩壊型の特徴に近いと言える。ただし重力崩壊の後に残ると考えられているコンパクト天体は、現時点では見つかっていない。

また Kes17 のプラズマの電離状態を精密に測定したが、過電離状態であることの明確な証拠を得ることはできなかった。今後は、Kes17 と今までに見つかった過電離 SNR の周辺環境や親星の性質などを比較することで、どのような要因が過電離を引き起こすのか検討する必要がある。

表 1: 代表的な SNR における $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}}$

SN Type	SNR	$Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}}$
Ia	SN1006 ¹	~ 10
Ia	Kepler ²	~ 50
重力崩壊	Cas A ³	~ 0.2
重力崩壊	Vela ⁴	~ 0.5

¹ Uchida et al. 2013

² Reynolds et al. 2007

³ Bleeker et al. 2002

⁴ Yamaguchi and Katsuda 2009

Reference

- Bleeker, J., Vink, J., van der Heyden, K., et al. 2002, arXiv:astro-ph/0202207
- Combi, J. A., Albacete Colombo, J. F., Sánchez-Ayaso, E., et al. 2010, A&A, 523, A76
- Gök, F., & Sezer, A. 2012, MNRAS, 423, 1215
- Kawasaki, M. T., Ozaki, M., Nagase, F., et al. 2002, ApJ, 572, 897
- Kawasaki, M., Ozaki, M., Nagase, F., Inoue, H., & Petre, R. 2005, ApJ, 631, 935
- Ohnishi, T., Koyama, K., Tsuru, T. G., et al. 2011, PASJ, 63, 527
- Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., Masai, K., & Tamagawa, T. 2009, ApJ, 706, L71
- Reynolds, S. P., Borkowski, K. J., Hwang, U., et al. 2007, ApJ, 668, L135
- Sawada, M., & Koyama, K. 2012, PASJ, 64, 81
- Shaver, P. A., & Goss, W. M. 1970, Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement, 14, 133
- Uchida, H., Koyama, K., Yamaguchi, H., et al. 2012, PASJ, 64, 141
- Uchida, H., Yamaguchi, H., & Koyama, K. 2013, ApJ, 771, 56
- Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T. G., & Koyama, K. 2013, PASJ, 65, 19
- Yamaguchi, H., Ozawa, M., Koyama, K., et al. 2009, ApJ, 705, L6
- Yamaguchi, H., & Katsuda, S. 2009, ApJ, 696, 1548
- Yamauchi, S., Nobukawa, M., Koyama, K., & Yonemori, M. 2013, PASJ, 65, 6

X 線天文衛星「すざく」での超新星残骸 3C397 の観測と解析

小池 貴之 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

我々は X 線天文衛星「すざく」を用いて超新星残骸 3C397 の観測を行った。スペクトル解析の結果、新しく Ni の輝線を発見した。また、Fe や Ni の輝線の幅が広がっていることが分かった。本研究では、Fe や Ni という爆発時にコア付近に存在する重い元素のアバンダンスや、広がった輝線幅の由来を調べることで、3C397 の爆発メカニズム解明することを目標とする。

上記のような解析を行うには、正確なバックグラウンド測定が必須である。しかし、3C397 のバックグラウンドは銀河面上のバックグラウンドモデル (Uchiyama et al . 2013) と比べて歪な形をしており、バックグラウンド由来でない成分が混入していることが分かった。このため、視野外の 3C397 近傍の暗い領域のスペクトルをモデル化して 3C397 のバックグラウンドとして使用することにした。

1 イントロダクション

1.1 天体の概要

3C397 は銀経 41.1 度、銀緯-0.3 度に位置する超新星残骸である。銀河面上にあるので、データが銀河面拡散放射の影響を強く受ける。電波ではシェル型、X 線では中心集中した”mixed-morphology”型で、年齢は~5000 yr、距離は~10 kpc。1959 年に 159MHz の電波観測で発見され (Edge et al 1959)、X 線での観測は Einstein 衛星で初めて行われた (Becker et al . 1985)。ROSAT と VLA の観測では、それぞれ X 線と電波でのイメージが撮像されており、中心部に X 線では明るい電波では暗い”hot spot”が存在することが明らかになった (Dyer et al . 1999)。この”hot spot”はパルサー星雲や中性子星などのコンパクト天体の可能性があるとしてきたが、CHANDRA 衛星の観測のスペクトル解析によりその説は否定された。また、この CHANDRA の観測を VLA の電波観測と組み合わせた結果 3C397 が分子雲と相互作用してできた天体であることが分かった (Safi-harb et al . 2005)。Fe の周辺元素が豊富であることも分かったが当時の観測技術ではエネルギー分解能が悪く、詳細なスペクトルは分らなかった。すざく衛星の観測では、高エネルギー側での感度とエネルギー分解能の良さにより、Fe 付近の詳細なスペクトルが得られた。期待されていた豊富な Fe の輝線とともに Cr, Mn

も観測されている (Yang et al . 2013)。

1.2 研究のモチベーション

3C397 は Ia 型超新星爆発の特徴である強い鉄輝線と、II 型の超新星爆発の特徴である分子雲と相互作用しているという両方の特徴を持っており、爆発の型は未だに分かっていない。これを調べるためには、SNR 内部の各元素のアバンダンスを調べる必要がある。特に高エネルギー側の輝線のアバンダンスは爆発時のコアの状態を反映しており、親星の決定に重要である。また Fe や Ni の輝線の幅は広がっており、その由来を調べることで爆発時のコアで何が起きていたかを探ることができる。

よって本研究では (i)Fe 周辺元素を正確に測定する (ii)Fe、Ni の輝線の幅の広がりを説明する、を目標としている。

2 観測装置

解析に用いたデータは、すざく衛星に搭載されている X 線 CCD カメラ (X-ray Imaging Spectrometer : XIS) のものを使用した。XIS は表面照射型 (XIS0,2,3) と裏面照射型 (XIS1) の計四台で、XIS2 は不具合により稼働を停止している。観測は 2010 年と 2013 年の二回行われており、それぞれ観測時間は 69(ks),103(ks)

である。解析には、統計を増やすために二回の観測分を足し合わせたデータを用いている。また、スペクトルは XIS0 と XIS3 を足したものを表示している。

3 解析

解析をするにあたり、バックグラウンドスペクトルが銀河面のバックグラウンドモデル (Uchiyama et al. 2013) で説明できないという問題に直面し、このことはバックグラウンド以外の成分が混入している可能性を示唆している (図 1)。このため、視野外の 3C397 近傍の暗い領域からバックグラウンドのモデルを作ることにした。このバックグラウンドは別視野の領域から作ったので 3C397 のバックグラウンドとは normalization が異なっているはずである。normalization を決めるために我々は 3C397 のバックグラウンドを作成したモデルでフィッティングして normalization を定めた (図 2)。この際、ソースから漏れ込んでくる X 線の成分も考慮した。フィッティング範囲 Fe 周辺のバックグラウンドを正確に見積もることを考えて 3-12keV とした。

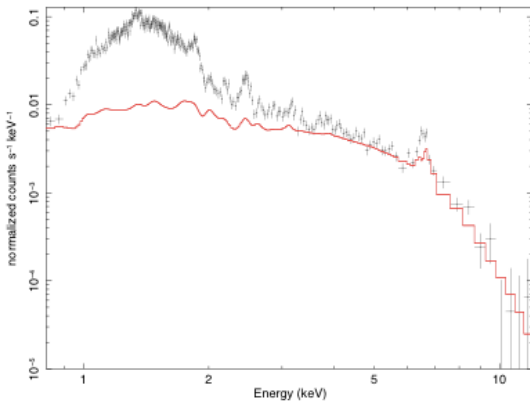


図 1: バックグラウンドのデータ (黒) と銀河面のバックグラウンドモデル (赤)

4 考察

低エネルギー側 (0.8-3keV) は、ソースのもれこみ成分を考慮したバックグラウンドモデルでは説明でき

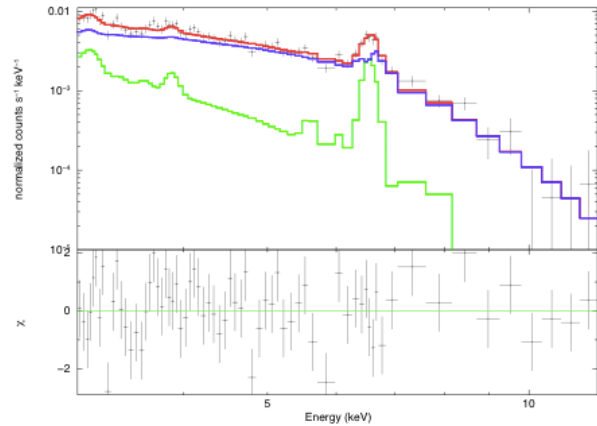


図 2: 3-12keV バンドのバックグラウンドのデータ点と他視野で作成したバックグラウンドモデル (青) とまれこんでくるソースの成分 (緑)。赤は青と緑の和である。

ない (図 3)。原因の一つとして考えられるのは、ソースから出て本来検出器に入るはずのない方向に飛んでいった光子がダストの散乱によって検出されてしまうことである (図 4)。ダスト散乱は反応断面積がエネルギーの二乗に反比例している。このことは低エネルギー側でバックグラウンドモデルと実際のスペクトルの差が大きいことと矛盾しない。

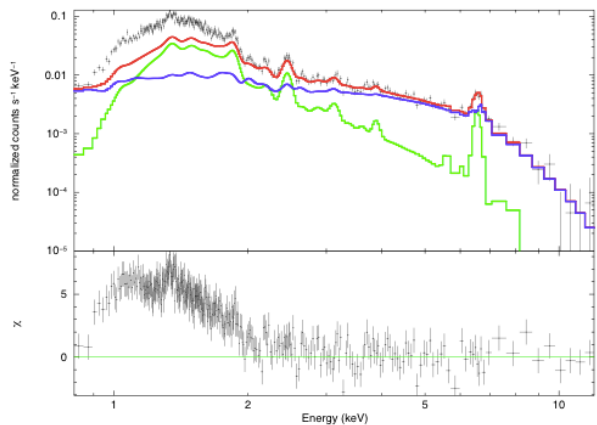


図 3: 図 2 の表示範囲を 0.8-12keV バンドにしたもの

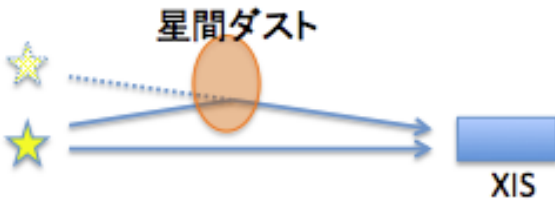


図 4: ダスト散乱模式図

5 今後の展望

高エネルギー側のバックグラウンドの見積もったので、この結果を用いて目標である Fe 周辺元素のアバundanceや、輝線の幅の広がり由来を調べたい。また、低エネルギー側のバックグラウンドがダスト散乱かどうかを検討していきたい。もしもダスト散乱ならば、散乱で減衰する光子を考慮することで、より正確な吸収を見積もることができる。

Reference

- [1] Edge et al . 1959
- [2] Becker et al .1985
- [3] Dyer et al .1999
- [4] Safi-Harb et al .2005
- [5] Yang et al .2013
- [6] Uchiyama et al . 2013

Central Compact Object 1E 161348-5055 を伴う超新星残骸 RCW 103 の「すぎく」による観測的研究

古田 禄大, 中野俊男, 村上浩章, 中澤知洋, 牧島一夫 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

RCW 103 は 2000 歳程度の若い重力崩壊型超新星残骸 (SNR) で, 距離約 3.1 kpc, 視直径約 10 分で, 中心に中性子星 1E 161348-5055 をもつ。この中心天体は 2000 年に X 線光度が約 50 倍に増大する現象が観測され, さらに 2005 年 8 月の XMM-Newton 衛星による観測から, その X 線放射に非常に長い 6.67 時間の変動周期が見つかった。RCW 103 は X 線天文衛星「すぎく」によって 2009 年 8 月 16 日から 17 日に exposure 66 ksec で観測され, その X 線スペクトルは電離非平衡プラズマモデルを使って温度 0.25 keV と 0.55 keV の二成分で説明でき, 前者が衝撃波で加熱された星間ガス成分, 後者が爆発の噴出物 (ejecta) と考えられる。ejecta の密度は 1.8 cm^{-3} , 爆発のエネルギーは $\sim 4 \times 10^{50} \text{ erg}$ と求まり, SNR が一様球だと仮定すると親星の質量は $\sim 15 M_{\odot}$ と推定された。この超新星爆発には目立った特異性は見られず, 重力崩壊型として典型的であった。

1 Introduction

質量が $8 M_{\odot}$ 以上の重い恒星は, その一生の最期に重力崩壊型の超新星爆発を起こす。星の中心核が重力崩壊する反動で星の外層部は時速数千 km で吹き飛ばされ, 衝撃波によって周囲の星間ガス (ISM) が $\sim 10^7 \text{ K}$ まで加熱・圧縮されて球殻状の shell を成したり, shell に跳ね返された後方衝撃波によって爆発の噴出物 (ejecta) が加熱されたりすることで, X 線で明るく光っている。この星雲状の天体を超新星残骸 (SNR) といい, その中心付近には重力崩壊で作られた中性子星 (NS) が見つかる場合がある。これまでに, かにパルサーのような活動的な電波パルサーをはじめ, マグネターのような強磁場 NS, Central Compact Object (CCO) と呼ばれる軟 X 線点源など様々なタイプの NS が複数の SNR の中心付近に見つかっている。CCO は若い孤立 NS と考えられているが, 電波放射がなく活動性が弱いなど, これまでよく知られている NS とは異なる性質をもち, その正体はよくわかっていない。

SNR の X 線観測によって, 輝度やプラズマの電子温度, 元素アバダンスを知ることができ, これらの値と SNR の距離や大きさを使うことで, SNR の

年齢や, shell, ejecta, 周囲の星間ガスの密度を推定することができる。さらにモデルを含めた推定によって, 親星の質量や組成, 超新星爆発のエネルギーといった, 爆発のパラメータを見積もることができる。

我々は, 電波パルサーやマグネター, CCO といった様々な NS を作る超新星爆発に何か違いがないか調べるため, 残骸である SNR を研究し, 特に今回は, CCO を伴い明るく解析しやすい SNR として, RCW 103 を選んだ。この SNR は距離約 3.1 kpc にあり (Reynoso *et al.* 2004), 視直径は約 10 分 (9 pc) で, 可視光による shell の膨張速度の測定から, 年齢は 2000 歳程度と分かっている (Carter *et al.* 1997)。中心には CCO 1E 161348-5055 があり, 2000 年に X 線光度が約 50 倍に増大する現象が観測された。さらにその後, 2005 年 8 月の XMM-Newton 衛星による観測から, X 線放射に非常に長い 6.67 時間の変動周期が見つかり (De Luca *et al.* 2006), 謎の多い中心天体である。SNR の X 線観測から, この特異な CCO を作った超新星爆発に何か特異性が見つかる可能性があると考え, SNR の解析を行った。

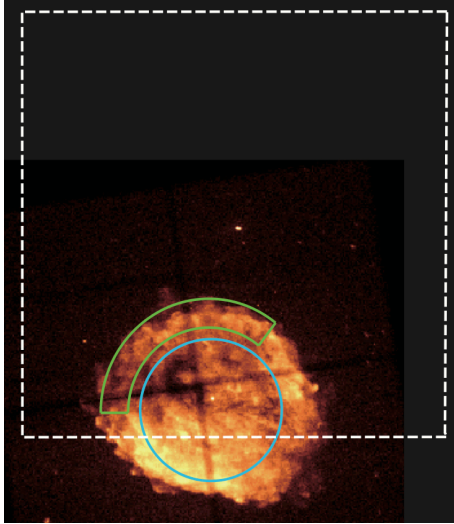


図 1: Chandra 衛星による RCW 103 の X 線イメージに、「すぎく」XIS 検出器の視野 (白) とスペクトル抽出領域 (青, 緑) を示したもの。青は SNR の中心付近 (半径 3 分の円), 緑は外縁部 (厚み 1.2 分)。

2 Observation

我々は X 線天文衛星「すぎく」の公開データを解析した。「すぎく」は高度 550 km の略円軌道を周回しており, 他の X 線衛星に比べて宇宙線の影響を受けにくいバックグラウンドレベルが低く, さらにエネルギー分解能がよいので, SNR の観測に適している。この公開データは, RCW 103 に隣接するパルサー PSRJ 1617-5055 を対象に, 2009 年 8 月 16 日から 17 日に exposure 66 ksec で行われた観測のものだが, その視野の一部に RCW 103 が半分あまり写り込んでいた。図 1 は, Chandra 衛星で得られた RCW 103 の X 線イメージに, 「すぎく」XIS 検出器の視野と, 解析でスペクトルを抽出した領域を重ねて示したものである。RCW 103 は 5 keV 以上では暗く, 十分な統計が得られなかったため, 10 keV 以上の硬 X 線を検出する硬 X 線検出器 (HXD) は使用せず, XIS 検出器で得られたスペクトルのうち 0.5–5.0 keV の範囲のみを使用した。

表 1: スペクトルのフィットで得られたパラメータ

領域	外側	内側
$n_{\text{H}} (\times 10^{21} \text{ cm}^{-2})$	9.3 ± 0.2	8.7 ± 0.1
$kT_{\text{High}} (\text{keV})$	~ 0.6	0.549 ± 0.003
$kT_{\text{Low}} (\text{keV})$	~ 0.3	0.250 ± 0.002
norm.High	0.12 ± 0.04	0.15 ± 0.02
norm.Low	0.9 ± 0.1	0.58 ± 0.07
norm.High/norm.Low	0.14	0.26
$kT_{\text{BB}} (\text{keV})$	—	~ 0.6
norm.BB ($\times 10^{-5}$)	—	2.2 ± 0.8
$L_{\text{BB}} (\text{erg s}^{-1})$	—	1.3×10^{33}

3 Analysis and Results

3.1 Model Fitting of X-ray Spectrum

X 線スペクトルのモデルフィットには, 電離非平衡プラズマモデル (vnei) と星間吸収 (wabs) を使用した。はじめに SNR の外側 (図 1, 緑) から得られたスペクトルを一温度成分でフィットしたところ, 1 keV 周辺の輝線構造や 3 keV 以上の連続成分が説明できなかった。そこで二温度の成分でフィットしたところ, 温度 ~ 0.3 keV と ~ 0.6 keV の成分で再現でき, SNR のスペクトルには少なくとも二温度の成分が必要であることが分かった。次に SNR の内側 (図 1, 青) から得られたスペクトルを, 二温度成分と NS の黒体放射の成分でフィットしたところ, 図 2 のように再現でき, 星間吸収の column density (n_{H}), プラズマの温度や NS の黒体温度 (kT), X 線放射の強度 (norm.), NS の luminosity (L_{BB}) は表 1 のように求められた。星間吸収は SNR の距離 $3.1 \text{ kpc} = 9.6 \times 10^{21} \text{ cm}$ と矛盾せず, NS の黒体温度は De Luca *et al.* (2006) で得られた結果と矛盾しなかった。SNR の外側と内側の領域それぞれで, 二温度成分の強度比 (norm.High/norm.Low) を求めると, 外側の領域の方が低温成分が強く, 内側の領域の方が高温成分が強いことがわかった。SNR の外側ほど shell の寄与が強く, 内側ほど ejecta の寄与が強いと考えられるので, 二温度のうち低温成分が加熱された ISM, 高温成分が ejecta に対応すると分かった。

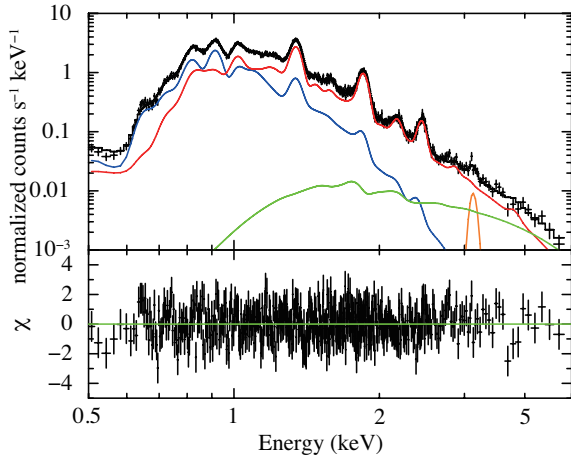


図 2: SNR の内側で得られたスペクトルとそのモデルフィット。赤と青はそれぞれ電離非平衡プラズマの高温成分と低温成分、橙はこのプラズマモデルに入っていない Ar (He-like) の輝線 (K_{α}) を表すための gaussian, 緑は NS の黒体放射。 $\chi^2/d.o.f = 1.027 (472)$

3.2 Estimation of Supernova Parameters

SNR の X 線スペクトルのモデルフィットによって得られたパラメータを用いて、表 2 のように超新星爆発のパラメータを推定した。

ガス密度 プラズマ放射の強度は、電子密度と水素密度と放射体積に比例する。

$$\text{norm.} = \frac{10^{-14}}{4\pi[D(1+z)]^2} \int n_e n_H dV$$

ここで D は天体の距離、 z は red shift である。プラズマの大部分が水素イオンと電子であると考えて $n_e \sim n_H$ とし、さらに密度が SNR 内で一様と仮定して積分を密度と体積の積に置き換えて、shell と ejecta のガス密度を求めた。また、Rankine-Hugoniot の関係から、衝撃波面の前後の密度の比は $n_1/n_0 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 4$ ($\gamma = 3/2$) となる。この関係を使って、shell の密度から SNR の周囲の星間ガスの密度を求めた。

親星の質量 ejecta の密度に ejecta の体積と陽子の質量をかけ、親星の質量 (M_{SN}) を推定した。

表 2: 超新星爆発のパラメータ

n_{ejecta}	1.8 cm^{-3}
n_{shell}	12 cm^{-3}
n_{ISM}	3.0 cm^{-3}
M_{SN}	$\sim 15M_{\odot}$
ISM アバundance	いずれも $\sim 1 \text{ solar}$
Mg_{ejecta}	$(1.6 \pm 0.10) \text{ solar}$
Si_{ejecta}	$(2.2 \pm 0.2) \text{ solar}$
S_{ejecta}	$(1.7 \pm 0.2) \text{ solar}$
Fe_{ejecta}	1 solar (fixed)
E_{shell}	$\sim 3 \times 10^{50} \text{ erg}$

元素アバundance スペクトルの輝線の強度から、ISM と ejecta それぞれの元素アバundanceを求めた。

超新星爆発のエネルギー shell を成すプラズマの運動エネルギーを概算すると、

$$E_{\text{shell}} = \frac{1}{2} m_p v_{\text{shell}}^2 \times 4\pi R^2 \Delta R \times n_{\text{shell}}$$

となる。ここで v_{shell} は shell の膨張速度、 R は SNR の半径、 ΔR は shell の厚みである。Carter *et al.* (1997) から $v_{\text{shell}} = 1100 \text{ km/s}$ が求まっている。また、衝撃波によって掃き集められた星間ガスの質量と shell の質量が等しいことから、

$$\frac{4\pi}{3} R^3 n_{\text{ISM}} = 4\pi R^2 \Delta R \times 4n_{\text{ISM}}$$

が成り立ち、これから shell の厚みが $\Delta R = R/12$ と求まる。これらの値を用いて E_{shell} を求めた。

4 Discussion

推定された各パラメータについて、典型的な重力崩壊型の超新星爆発と比較して考察する。

親星の質量 推定で得られた $M_{\text{SN}} \sim 15M_{\odot}$ は、重力崩壊型としては非常に典型的である。

元素アバundance ejecta のアバundanceを見ると、Fe より軽い Mg, Si, S といった元素が豊富に含

まれている。これはこの超新星爆発が、Fe の光分解によって引き起こされた重力崩壊型であったことを裏付けている。

超新星爆発のエネルギー 重力崩壊型の超新星爆発の典型的な爆発エネルギーは $\sim 10^{51}$ erg と言われている。解析における推定では shell の運動エネルギーのみを考えたが、実際には他に熱エネルギーや乱流のエネルギー、粒子加速に充てられるエネルギーがあるため、それらを考慮すると $E_{\text{shell}} \sim 3 \times 10^{50}$ erg というエネルギーは妥当であると言える。

以上の考察から、RCW 103 とその中心天体を作った超新星爆発のパラメータには目立った特異性は見られなかった。1E 161348-5055 は、X 線光度の 50 倍の増大や 6.67 時間の非常に長い変動周期など、謎の多い CCO であるが、起源となった爆発に特異性がないことから、実はこの CCO も我々がこれまでよく知っている NS と類似のタイプのものであることが期待される。

孤立 NS には、その自転の回転エネルギーを解放して光るもの（回転駆動）と、爆発の余熱によって熱的放射をするものと、マグネターのよう磁場のエネルギーを解放して光るもの（磁気駆動）とがある。この CCO が回転駆動であるとする、その光度（spin down luminosity）は $L_{\text{rot}} = 3.9 \times 10^{46} \dot{P}/P^3$ で与えられる。ここで、 \dot{P} は自転周期の変化率である。1E 161348-5055 は自転周期の変化率が測定されていないため、2000 年で 6.67 時間まで単調に周期が長くなったと考え、 $\dot{P} = 6.67 \text{ hour}/2000 \text{ year} \simeq 3.8 \times 10^{-7} \text{ s/s}$ と仮定すると、 $L_{\text{rot}} \sim 10^{27} \text{ erg/s}$ となる。これはスペクトルから得られた NS の luminosity（表 1, $L_{\text{BB}} \simeq 1.3 \times 10^{33} \text{ erg/s}$ ）より極めて小さいため、この CCO は回転駆動ではないと結論づけた。また熱的放射によって光っているとすると、2000 年に観測された 50 倍の増光が説明できない。一方でマグネターのよう磁気駆動の場合、黒体温度 $\sim 0.6 \text{ keV}$ は典型的であり、最も可能性が高い。

よって我々は、CCO 1E 161348-5055 はマグネターであり、強磁場 ($\sim 10^{14}$ G) のために真球から軸対称に変形し、自由歳差運動を起こしているという描像を考えてた。自由歳差運動をしているマグネター

では、自転周期と自由歳差運動の周期がうなりを起こすことによって、長いスリップ周期が観測される例がある (Makishima *et al.* 2014)。RCW 103 の中心天体も自転と自由歳差運動がうなりを起こし、そのスリップ周期として 6.67 時間という非常に長い変動周期が観測されていると考えることができる。

5 Conclusion

CCO を伴う重力崩壊型 SNR RCW 103 を「すざく」の公開データを用いて解析したところ、親星の質量、元素アバングス、爆発のエネルギーといった超新星爆発のパラメータには目立った特異性は見られなかった。このことから我々は、RCW 103 の中心天体はこれまでよく知られている NS と類似のタイプのものであると推測し、マグネターのような磁気駆動 NS が強磁場によって変形し、自由歳差運動と自転周期のうなりによって 6.67 時間の非常に長い変動周期が見えているという描像を考えた。

Reference

- Carter, L. M., Dickel, J. R., & Bomans, D. J. 1997, *PASP*, **109**, 990
- De Luca, A., Caraveo, P. A., Mereghetti, S., Tiengo, A., & Bignami, G. F. 2006, *Science*, **313**, 814
- Makishima, K., Enoto, T., Hiraga, J. S., *et al.* 2014, *Physical Review Letters*, **112**, 171102
- Reynoso, E. M., Green, A. J., Johnston, S., *et al.* 2004, *PASA*, **21**, 82

X 線天文衛星「すざく」による 超新星残骸 RCW86 での宇宙線加速の系統的研究

坪根義雄、馬場彩、澤田真理（青山学院大学大学院 理工学研究科）

Abstract

銀河系内宇宙線の加速メカニズムとして、超新星残骸衝撃波での Diffusive Shock Acceleration (DSA) が広く受け入れられている。しかし、加速効率を決めているパラメータが何なのかはよく分かっていない。その候補として残骸衝撃波の周辺環境が考えられるが、加速効率と周辺環境との関連を調べた研究はあまり無かった。

RCW86 は視直径 $\sim 1^\circ$ 、距離 ~ 1 kpc、年齢 ~ 2000 歳の系内超新星残骸である。この残骸の X 線スペクトルは加速電子からのシンクロトロン X 線とプラズマからの熱的 X 線の両方を示しており、場所によってシンクロトロン X 線が優勢なところと熱的 X 線が優勢なところがある。シンクロトロン放射強度は加速電子の密度に比例し、熱的 X 線強度は加熱された周囲のガスの密度の 2 乗に比例する。したがってこれらを比較することで、どのような環境で効率よい加速が行われているかを明らかにできる可能性がある。

本研究ではすざくの XIS により観測された合計 6 観測を用いて、残骸全面を 44 の小さな領域に分割し、領域ごとのスペクトル解析を系統的行った。それぞれのスペクトルは ~ 0.3 keV の星間物質と ~ 2 keV の鉄イジェクタからなる 2 成分プラズマモデルと、シンクロトロン放射を表すべき型分布の重ね合わせで再現することができた。宇宙線加速の環境依存を調べるため、我々はシンクロトロン X 線強度と熱的 X 線強度の相関を調べた。シンクロトロン X 線強度は 3.0–5.0 keV の積分強度で、熱的 X 線強度は低温プラズマ成分の Emission Measure で評価した。その結果熱的 X 線が暗い領域ほど (1) シンクロトロン X 線がより卓越し (2) その放射が硬くなることを明らかにした。この結果は周辺の星間ガス密度が低い領域ほど宇宙線の加速効率が良いことを示唆している。

1 Introduction

宇宙線とは、宇宙から地球に降り注いでくる高エネルギー粒子のことである (Hess 1912)。そのエネルギースペクトルは図 1 のように折れ曲がりのある単純なべき関数で表される。ASCA によるシンクロトロン X 線放射の発見で、数十 TeV までの電子については銀河系内の超新星残骸の衝撃波面で加速していることが明らかになった (Koyama et al. 1995)。さらに、Chandra を用いた衝撃波面の詳細イメージは、非常にコンパクトな領域で加速が起こっていることを示した (Bamba et al. 2003)。

宇宙線の加速メカニズムは Diffusive Shock Acceleration (DSA: Bell 1978) で記述され、スペクトルをよく再現している。しかしどれくらいの割合の粒子が DSA に注入されるのかは未だ分かっていない。そ

の割合（加速効率）は周辺環境によって変わる可能性があるが、これまで加速効率と周辺環境との関連を調べた研究はあまりなかった。

RCW86 は銀経 315.4 度、銀緯 -2.5 度に位置する系内の超新星残骸である (Stephenson & Green 2002)。視直径は $\sim 1^\circ$ 、距離は ~ 1 kpc と見積もられている (Rosado et al. 1996)。Naranan et al. (1977) により、はじめて X 線放射が発見され、比較的低いプラズマ温度 (~ 0.5 keV) から古い残骸だと考えられていた。しかし、Chandra/XMM-Newton の観測で ~ 3.0 keV のより高温なプラズマが検出され、現在では歴史的超新星 SN185 の残骸（年齢 ~ 2000 年）であると考えられている (Vink et al. 2006)。

この残骸の X 線スペクトルは高温プラズマからの熱的 X 線と加速電子からのシンクロトロン X 線の両方を示している (Bamba et al. 2000)。また、これら

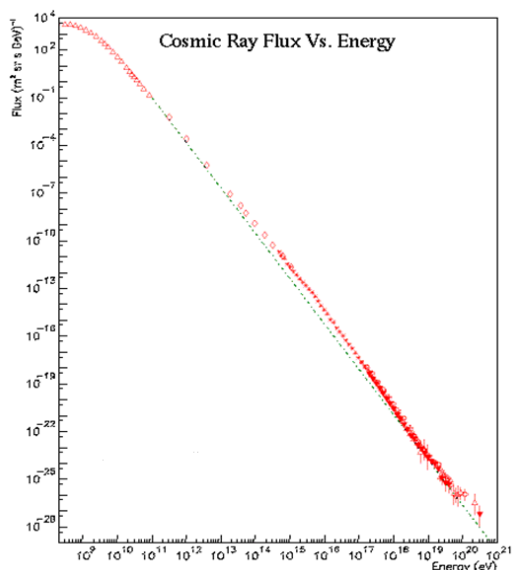


図 1: 宇宙線エネルギースペクトル (Cronin 1999)

の強度比が場所ごとに違うので、両者の関係を調べるのに最適である。シンクロトン放射強度は加速電子の密度に比例し、熱的 X 線強度は加熱された周囲のガスの密度の 2 乗に比例する。したがってこれらを比較することで、どのような場所で効率よい加速が行われているかを明らかにできる可能性がある。

本発表の目的は、RCW86 における加速効率と周辺環境の関係を検証することである。そのため、すざく衛星 (Mitsuda et al. 2007) 搭載の X-ray Imaging Spectrometer (XIS: Koyama et al. 2007) で取得した RCW86 全域のデータを系統的に解析した。

2 Observations

本研究では「すざく」衛星の XIS により観測された合計 6 領域の観測データを使用した。表 1 は使用データについてまとめたものである。また、各観測の視野を図 2 の色つきの破線に示した。

XIS は X 線 CCD であり、X-ray Telescope (XRT: Serlemitsos et al. 2007) と組み合わせて 0.2–12.0 keV での撮像分光を行う。すざくには 4 組の XIS-XRT が搭載されていて、4 台の XIS のうち 3 台 (XIS 0,2,3) は表面照射型素子 (FI) を、残る 1 台 (XIS 1) は裏面照射型素子 (BI) を用いている。BI は低エネルギー X

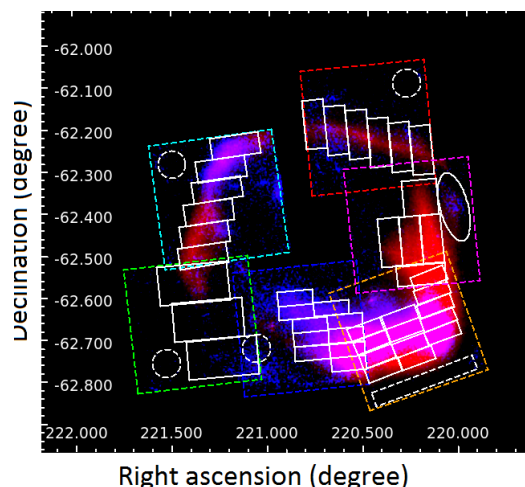


図 2: すざくによる RCW 86 のイメージ。赤で示したものは 0.5–2.0 keV のバンドイメージで、青で示したものは 3.0–5.5 keV のバンドイメージである。各観測の視野を色つきの破線で示しており、水色 (EAST)、緑 (SE)、青 (SOUTH)、オレンジ (SW)、ピンク (WEST)、赤 (NORTH) となっている。また、白の実線は領域を分けたスペクトル解析の際に使用するソース領域であり、白の破線は各観測ごとに Background として使用した領域である。WEST に関しては視野内に Background 領域を取ることが困難だった為、SE の Background 領域を使用して解析を行った。

表 1: 「すざく」衛星による RCW86 の観測データ

領域	観測日	有効時間 [ks]	赤経 [deg]	赤緯 [deg]	XIS の台数
SW	2006-02-12	100.8	220.28	-62.68	4
EAST	2006-08-12	59.8	221.26	-62.36	4
NORTH	2009-01-29	55.4	220.50	-62.21	3
SOUTH	2009-01-31	54.8	220.83	-62.67	3
SE	2009-02-01	53.5	221.39	-62.67	3
WEST	2009-02-02	53.6	220.28	-62.43	3

線に対して、FI は 2 keV 以上の高エネルギー X 線に対してそれぞれ検出効率が高い。この特性と、優れたエネルギー分解能 (~130 eV at 6 keV at FWHM)、XRT の大きな有効面積 (440 cm² at 1.5 keV) のおかげで、熱的 X 線と非熱的 X 線の両方に対して高い感度を持ち、本研究に最適である。

3 Analysis

解析には HEASoft version 6.12 を用いた。スペクトル解析には XSPEC version 12.7.1 を用い、xismfgen および xissimarfgen (Ishisaki et al. 2007) で作成した応答関数を使用した。非 X 線バックグラウンドは xisnxbgen (Tawa et al. 2008) を用いて見積もった。

3.1 Image

熱的 X 線と非熱的 X 線の空間分布を捉える目的でバンドイメージを作成した。まず、0.5–2.0 keV および 3.0–5.5 keV で各観測ごとにイメージを抽出した。このエネルギーバンドで分けるのは、過去の観測で得られたスペクトルにおいて、2 keV 以下では熱的成分が、これより上では非熱的成分が卓越しているからである (Vink et al. 2006)。次に、X 線の輝度分布を正確に得るため、それぞれ NXB を差し引き、全観測をあわせた上で、xissim でシミュレートした flat field で規格化した。これにより用いた XIS の台数の違い、exposure の違い、および望遠鏡の vignetting 効果を補正した。以上のように補正した RCW86 全域のイメージが図 2 である (0.5–2.0 keV : 赤色・3.0–5.5 keV : 青色)。これを見ると熱的 X 線と非熱的 X 線の分布が異なり、おおそ反相関していることが分かる。

3.2 Spectra

イメージが示唆する 2 つの成分の反相関をより定量的に検証するため、スペクトル解析を行った。はじめに、プラズマの組成比や温度を決定する目的で各観測、全視野でスペクトル解析を行った。具体的には、Power-law と 2 温度のプラズマモデル (低温: Vpshock と高温: Vnei) を使用した。高温プラズマに関しては Yamaguchi et al. (2008) を参考に、温度 1.8 keV、組成比は鉄以外を 1 solar とした。電離度 τ は鉄輝線のエネルギー中心値から見積もった。低温成分は He・C・N・O を 1 solar とした。それ以外のパラメータを free としてフィッティングを行った。

次に、残骸全域を図 2 のように 44 の小さな領域に分割し、各領域ごとにスペクトル解析を行った。バックグラウンドスペクトルは、その空間変動や観測性

能の時間変化による系統誤差を最小化するため、観測ごとに同じ視野内から抽出した。ただし、WEST に関しては視野内から抽出することが難しかった為、SE のものを用いた。スペクトルの例として EAST の 1 領域のスペクトルを図 3 に示す。この解析では温度や組成比は全視野での解析で得られた値で固定し、3 つの成分の強度と Power-law 成分の Photon index のみ free としてフィッティングを行った。この解析方法により、全領域において良い解析結果を得ることができた。

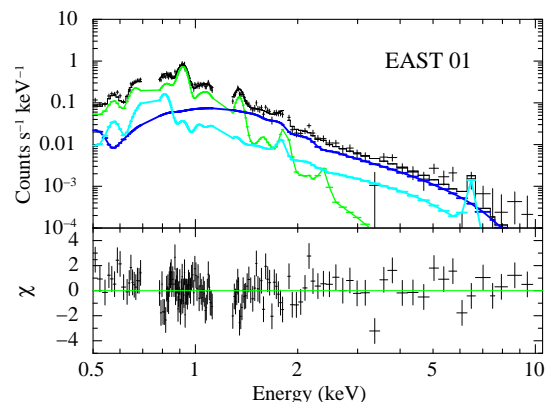


図 3: 領域分けをしたスペクトル解析の例 (EAST01)。青で示しているのが Power-law 成分で、緑が低温プラズマ成分 (Vpshock)、そして水色が高温のプラズマ成分 (Vnei) である。

4 Results and Discussion

熱的 X 線強度はプラズマ密度の関数である低温成分熱的 X 線の Emission Measure (EM) で評価し、非熱的 X 線強度は加速電子の密度に比例するシンクロトロン X 線の 3–5 keV の表面輝度 (SB_{NT}) で評価をした。図 4 に $EM^{1/2}$ に対して $SB_{NT}/EM^{1/2}$ をプロットした。 $SB_{NT}/EM^{1/2}$ は熱的プラズマ密度に対して非熱的 X 線がどれだけ卓越しているかを表している。相関係数を計算すると -0.39 ± 0.15 となり、負の相関があることが分かる。図 5 に $EM^{1/2}$ に対して Power-law 成分の photon indices をプロットした。これに関して相関係数を計算すると $+0.37 \pm 0.16$ となり、正の相関があることが分かる。以上二つの相関

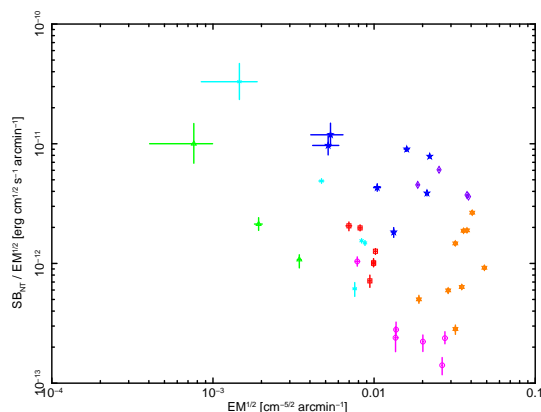


図 4: $EM^{1/2}$ と $SB_{NT}/EM^{1/2}$ の関係をプロットした。データ点の色の違いは各観測の違いを表している (図 2)。

により、熱的 X 線が弱いところほど非熱的 X 線が卓越しており、その放射が固くなっていくということが分かる。このことはプラズマ密度の薄いところで効率よい宇宙線加速が行われていることを示唆している。

Acknowledgement

本研究において用いている、すざく衛星の素晴らしいデータを提供してくださいました、すざくチームの皆様には感謝いたします。その他にもさまざまな観測データ、解析ソフトによって本研究は成り立っています。JAXA、NASA をはじめとする、X 線天文学関係者の皆様にお礼を申し上げます。

Reference

Bell, A. R. 1978, MNRAS, 182, 147
 Bamba, A., Koyama, K., & Tomida, H. 2000, PASJ, 52, 1157
 Bamba, A., Yamazaki, R., Ueno, M., & Koyama, K. 2003, ApJ, 589, 827
 Cronin, J. W. 1999, Reviews of Modern Physics Supplement, 71, 165
 Hess V.F. 1912, Phys. Zeits 13, 1084
 Ishisaki, Y., Maeda, Y., Fujimoto, R., et al. 2007, PASJ, 59, 113

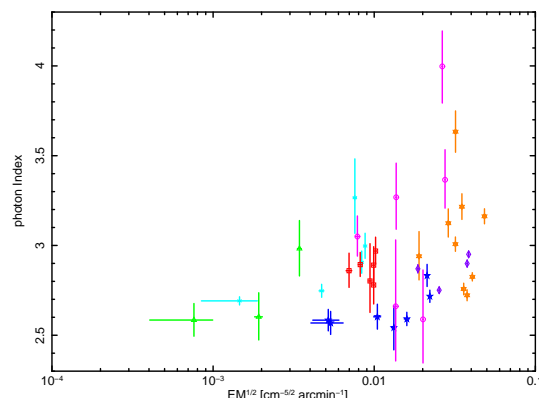


図 5: Powerlaw 成分の photon indices と $EM^{1/2}$ の関係をプロットした。データ点の色の違いは各観測の違いを表している (図 2)。

Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, Natur, 378, 255

Koyama, K., Tsunemi, H., Dotani, T., et al. 2007, PASJ, 59, 23

Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, PASJ, 59, 1

Naranan, S., Shulman, S., Yentis, D., Fritz, G., & Friedman, H. 1977, ApJL, 213, L53

Rosado, M., Ambrocio-Cruz, P., Le Coarer, E., & Marcelin, M. 1996, A&A, 315, 243

Serlemitsos, P. J., Soong, Y., Chan, K.-W., et al. 2007, PASJ, 59, 9

Stephenson, F. R., & Green, D. A. 2002, Historical supernovae and their remnants, by F. Richard Stephenson and David A. Green. International series in astronomy and astrophysics, vol. 5. Oxford: Clarendon Press, 2002, ISBN 0198507666, 5,

Tawa, N., Hayashida, K., Nagai, M., et al. 2008, PASJ, 60, 11

Vink, J., Bleeker, J., van der Heyden, K., et al. 2006, ApJL, 648, L33

Yamaguchi, H., Koyama, K., Nakajima, H., et al. 2008, PASJ, 60, 123

AKARI FIS データを用いた系外銀河のスタック解析によるダスト減光マップの補正

岡部 泰三 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

AKARI 衛星チームの協力のもと得られた AKARI 衛星による遠赤外全天マップを用いて、SDSS 銀河を中心とした AKARI マップのスタック解析を行う。AKARI は IRAS に比べ分解能が良くなっているため、より良い精度で中心銀河を見ることができると期待される。実際にスタック解析を行ったところ、IRAS に比べ分解能がはるかに良くなっていることが確認できた。スタック解析によって得られるダスト赤外放射のプロファイルには、中心銀河からの寄与だけでなくその銀河と空間的にクラスタリングしている銀河の寄与も含まれる。そのため銀河の角度相関関数と AKARI の点拡がり関数 (Point Spread Function:PSF) をもとにした理論モデルによりプロファイルフィットを行った。この結果を IRAS の結果と比較すると、AKARI は IRAS に比べて中心銀河からのシグナルが卓越していることが分かった。これは AKARI の分解能がよいために、中心銀河からのシグナルをよりはっきり捉えることができるためである。また分解能に関わらずフラックスは保存するので、IRAS と AKARI のフラックスは等しくなるはずである。そこで IRAS と AKARI のフラックスを測定・比較したが、有意に一致しているとまでは言うことができなかった。原因としては、IRAS の波長が $90\mu\text{m}$ 、AKARI の波長が $100\mu\text{m}$ であるため、波長依存性を考えなければいけないのだがここでは考えていないこと、AKARI の PSF のモデル化がうまくいっていないことなどがあげられる。これらは今後調べていく予定である。

1 Introduction

我々の銀河内にはダストが広く分布しており、あらゆる銀河系外の観測はこのダストを通った光を見ることになる。銀河系内にあるダストは一般に、可視光線を吸収し遠赤外線 (Far-Infrared:FIR) で放射しているため、銀河系外の観測においては銀河系内のダストによる減光の補正が本質的となる。現在最も広く使われているダストの減光マップは、1998 年に Schlegel,Finkbeiner,Davis(SFD) により発表されたもの(?)で、COBE と IRAS という二つの赤外線観測から作成された。SFD マップはダストによる可視光の吸収量と FIR の放射量に線形な関係を仮定し、観測された FIR の強度から可視光の吸収量を見積もるという構成方法をとっている。その構成方法から明らかのように、SFD マップは本来必要とされる可視光の吸収量を直接測定している訳ではない。従ってここでの仮定が妥当なものであるか検証することが重要となってくる。

(?) では SDSS の銀河カタログの個数面密度を測定することで、SFD マップの信頼性を検証している。ここでは SDSS の観測領域を細かい小領域にわけ、小領域のダスト減光の値と銀河の個数面密度をプロットし、SFD マップはダスト減光が小さい領域で僅かながら系統誤差が存在することを示した。しかしこのダスト減光が小さい領域は SDSS のおよそ 7 割を占めており、系統誤差が小さいとはいえ精密宇宙論では有為に効いてくる可能性がある。(?) では系統誤差の原因を系外銀河の FIR フラックスによるものと結論しているが、状況証拠のみで直接的な証拠は示されていない。

そこで(?) はスタック解析を用いてこの系外銀河のフラックスを直接測定した。スタック解析とは、観測によって得られたマップを、(銀河や星といった)特定の対象物を中心として周辺を切り出し、それらを足し合わせていく解析方法のことである。ここでは SDSS 銀河が存在する点を中心として SFD マップをスタックしていくことで、個々の銀河に対して

は検出不可能な微弱な銀河赤外放射を統計的に検出している。この結果、SFD マップの系統誤差が系外銀河の FIR 放射に起因することは確認されたと言える。しかしながら、SFD マップの分解能を決めている IRAS の角度分解能は 6 分近くあり、さらなる定量的な解析は困難である。

タイトルではダスト減光マップの補正と言っているが、当初のモチベーションであるダストマップの補正はいったん忘れ、AKARI のスタック解析が IRAS のそれと比べてどうなっているのか、ということに焦点を当てる。

2 Methods/Instruments and Observations

IRAS の分解能は 6 分近くあるため、更なる定量的な解析のためにはより分解能のいい観測器のデータが必要になってくる。そこで本研究では、AKARI 衛星チームの協力のもと得られた AKARI 衛星による遠赤外全天マップを用いて、(?) と同様のスタック解析を行う。IRAS の分解能が 6 分近くあったのに対し、AKARI 衛星による全天マップの分解能は 1 分角程度まで改善されているため、より高いシグナル・ノイズ比で銀河赤外放射量を測定することができると期待される。

(?) で述べられているように、スタック解析によって得られるダスト赤外放射のプロファイルには、中心銀河からの寄与だけでなくその銀河と空間的にクラスタリングしている銀河の寄与も含まれる。そのため銀河の角度相関関数と AKARI の点拡がり関数 (Point Spread Function:PSF) をもとにした理論モデルによりプロファイルフィットを行い、これらを分離する必要がある。そこでまずは視等級によって分離した銀河サンプルについてスタック解析とプロファイル解析を行い、ダスト放射量の視等級依存性及び(?) の結果との整合性を検証する。ここでは簡単のため AKARI の PSF を 1Gaussian でフィッティングし、それをもとにプロファイルフィットを行う。

3 Results

SDSS の視等級が 15.5~16 のもので AKARI マップをスタックした結果が図??である。IRAS のスタック結果 (図??) と比べると分解能がはるかに良くなっていることが分かる。

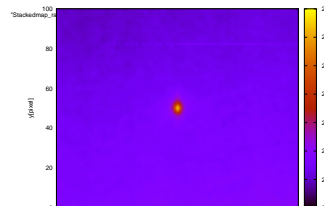


図 1: AKARI マップ (90 μm) のスタック結果

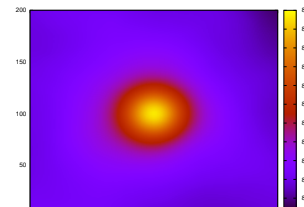


図 2: IRAS マップ (100 μm) のスタック結果

4 Discussion

次にスタックして得られたマップから、円平均したプロファイルを求め、銀河の角度相関関数と AKARI の点拡がり関数 (Point Spread Function:PSF) をもとにした理論モデルによりプロファイルフィットを行った。中心銀河からの寄与、中心銀河に付随した銀河からの寄与、バックグラウンドの 3 つをフリーパラメーターとすることで、それらのベストフィットを求めた。その結果 AKARI は IRAS に比べて中心銀河のシグナルの割合が大きいことが分かった。これは AKARI の分解能が良かったために、中心銀河からのシグナルをよりはっきり捉えることができるためである。

フラックスは分解能に関わらず保存する量であるため、IRAS と AKARI で等しくなるはずである。これをチェックするため、今求めたベストフィットパラメーターから求まるフラックスを、(?) に書かれた関

係式を使って求まるフラックスと比較した。SDSS の視等級に対してそれらをプロットしたものが図??である。この2つがコンシステントかどうかチェックするには更なる考慮が必要であるが、今回は時間の制約上そこまでは確かめられなかった。例えば、波長依存性を考慮する (IRAS の波長が $90\mu\text{m}$ 、AKARI の波長が $100\mu\text{m}$ であるため)、AKARI の PSF のモデル化を 2Gaussian で行う等があげられる。

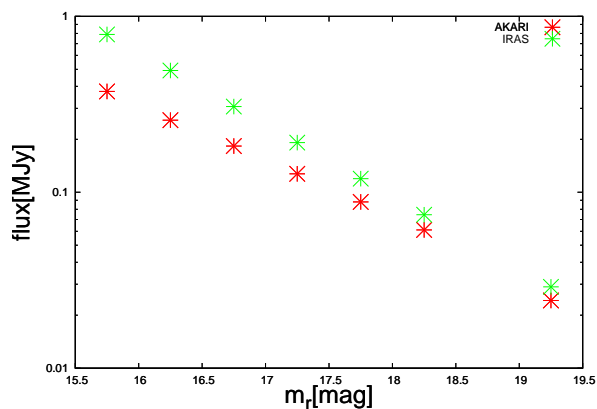


図 3: IRAS (緑) と AKARI (赤) のフラックスの比較

5 Conclusion

AKARI のスタック解析によって得られたシグナルは、IRAS のスタック解析によって得られたシグナルに比べはるかに分解能が良くなっていることが分かった。またそのために中心銀河からのシグナルが、中心銀河に付随する銀河からのシグナルに比べてよりはっきりと見えるようになった。IRAS と AKARI のフラックスを比較したが、有意に一致しているとはまでは言うことができなかった。

今後は同様の解析を AKARI マップの波長を変えて行い、遠方銀河の平均的な SED (spectral energy distribution) を求める予定である。その後は、SDSS 銀河サンプルを形態や色、赤方偏移、可視光度によってさらに分類し AKARI のスタック解析を行うことで、SDSS 銀河に含まれるダスト量・温度と銀河の性質との相関を調べていく予定である。

それらが分かれば銀河の平均的な赤外線強度が分

かるので、当初の目的であったダスト減光マップの補正を試みる。

Acknowledgement

松浦様をはじめとした、JAXA の AKARI 衛星チームの皆様には、チーム内限定公開の AKARI 全天マップをいただくなど大変お世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。またスタック解析や銀河について 1 から教えてくださった柏木先輩、何度も有益なアドバイスを頂いた須藤先生のお二方には大変感謝しています。

Reference

Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., Davis, M., 1998, ApJ, 500, 525

Yahata, K., et al. 2007, PASJ, 59, 205

Kashiwagi, T., Yahata, K., Suto, Y., 2013, PASJ, 65, 43

M17SW の NH₃ 輝線と H₂O メーザーの観測

馬場 達也 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

Abstract

我々は衝撃波面と高密度分子ガスそれぞれのトレーサーである H₂O メーザーと NH₃ 輝線を観測し、この領域の星形成について調べた。情報通信研究機構鹿島 34m 電波望遠鏡を使用して M17SW の NH₃ (J,K)=(1,1),(2,2),(3,3) 輝線のマッピング観測を行い、8'×12' に広がった NH₃ を検出した。NH₃ (J,K)=(1,1) のサテライトラインとメインラインの比 $R_{s/m} = 0.362 \pm 0.021$ から光学的厚み $\tau = 0.79 \pm 0.20$ が得られた。この光学的厚みと (2,2)/(1,1) 輝線強度比から求められた領域内の回転温度は平均で $T_{\text{rot}} = 24.0 \pm 0.8\text{K}$ であった。各観測点ごとの回転温度マップと、8.7GHz 連続波源のマップを比較すると、電離境界面で約 2K 高くなっていることがわかった。また、オルソ/パラ比と関係する (3,3)/(1,1) 輝線強度比は電離境界面で高いことがわかった。オルソ/パラ比は衝撃波が発生する領域で高くなる傾向があることからこの場所で活発な星形成が行われていることが示唆される。さらに国立天文台 VERA により、H₂O メーザーの VLBI モニター観測を行った。視線速度 +16 から +23 km s⁻¹ で、約 100 ミリ秒角に広がった H₂O メーザー スポットを検出できた。

1 Introduction

観測天体である M17SW は M17 の南西に位置する巨大星形成領域である。M17SW 分子雲は OB 型星のクラスターからの紫外線放射により、分子雲が圧縮され、誘発的な星形成が進む領域として注目されている。M17SW 分子雲内の H₂O メーザー、コンパクト H_{II} 領域、ダストに埋もれた赤外線星の存在から、北東方向の広がった H_{II} 領域により、M17SW で 2 次的な星形成が起こっていることが示唆されている。そこで、高密度分子ガスのトレーサーである NH₃ 輝線を観測し、NH₃(J,K)=(1,1),(2,2),(3,3) の輝線強度を求め、(2,2)/(1,1) より回転温度を、(3,3)/(1,1) より NH₃ 分子形成時の温度を得る。また、衝撃波面のトレーサーである H₂O メーザーを観測し、衝撃波の動きを調べる。

2 Observations

情報通信研究機構鹿島 34m 電波望遠鏡を用いて NH₃(1,1),(2,2),(3,3) の 3 輝線同時のマッピング観測を行った。静止周波数はそれぞれ 23.694GHz, 23.722GHz, 23.870GHz である。輝線強度の等高線

マップ作成には UltraSTAR を使用した。また、国立天文台 VERA により、2010 年 1 月から 2011 年 12 月まで H₂O メーザーの VLBI モニター観測を行った。H₂O メーザーの静止周波数は 22.235GHz である。データリダクションには AIPS を使用した。

3 Methods

NH₃(1,1),(2,2) のメインライン輝線強度比より、回転温度を求める。そのために必要な光学的厚みを NH₃(1,1) のメインラインとサテライトラインの積分強度比から以下の式により導く。

$$\frac{T_{\text{MB}}(\text{main})}{T_{\text{MB}}(\text{sate})} = \frac{1 - e^{-\tau}}{1 - e^{-a\tau}}$$

a の理論値は内側のサテライトラインで 0.278、外側のサテライトラインで 0.222 である。2 つのエネルギー準位にある NH₃ 分子の個数密度比は回転温度 T_{rot} のボルツマン分布と仮定して以下に表される。

$$\begin{aligned} \frac{n(2,2)}{n(1,1)} &= \frac{g(2,2)}{g(1,1)} \exp\left(\frac{-\delta E(2,2;1,1)}{kT_{\text{ex}}(2,2;1,1)}\right) \\ &= \frac{5}{3} \exp\left(\frac{-41.5}{T_{\text{ex}}(2,2;1,1)}\right) \end{aligned}$$

回転温度と励起温度が等しく、エネルギー準位の幅が等しい場合、レイリー・ジーンズ近似を用いて回転温度は以下に表される。

$$T_{\text{rot}}(2, 2; 1, 1) = -41.5$$

$$\left/ \ln \left(\frac{-0.282}{\tau(1,1,m)} \times \ln \left(1 - \frac{T_{\text{MB}}(2,2)}{T_{\text{MB}}(1,1)} \times (1 - \exp(-\tau(1,1,m))) \right) \right) \right.$$

4 Results & Discussion

もっとも強度の高い NH₃ 輝線を検出した点のスペクトルでは (1,1) でメインライン 1 つ、サテライトライン 2 対、(2,2),(3,3) でメインライン 1 つが検出された。

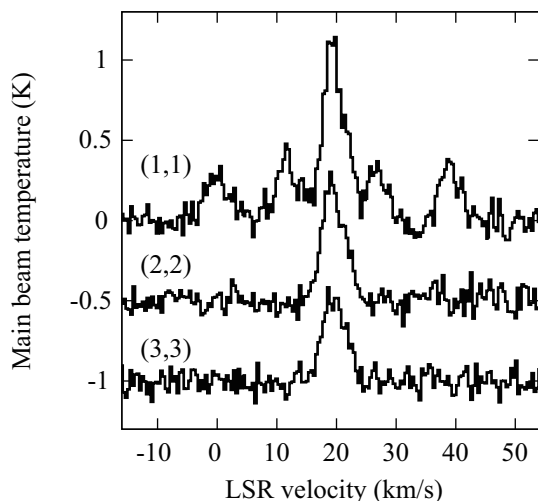


図 1: もっとも強度の高い NH₃ 輝線を検出した点のスペクトル

各視線速度ごとの積分強度マップを比較すると、単一のコアであることが確認できる。H₂O メーザーのマップからは双極放射の可能性が見られる。

分子ガス、及びダスト分布と得られた結果を比較すると、(2,2)/(1,1) 比から分かる回転温度に有意な差は見られなかった。しかし、(3,3)/(1,1) 比から分かる NH₃ 分子の生成時の温度には有意に差があり、衝撃波面が横たわるように存在すると考えられる。また、H₂O メーザー放射源の分布とその運動の向きから双極流状の運動をしていることがわかる。このことから若い原始星に付随していると考えられる。

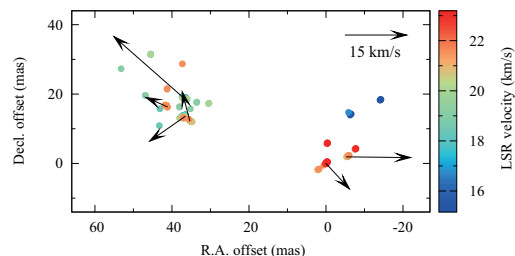


図 2: VLBI 観測によって検出された H₂O メーザー。offset 原点は、($\alpha_{2000}, \delta_{2000}$) = ($1^h 20^m 23^s .016, -16^\circ 11' 48'' .03$)

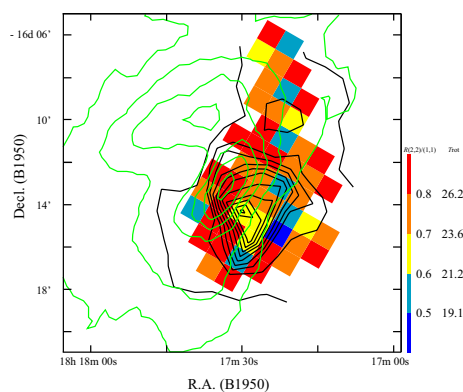


図 3: カラーマップは NH₃(J,K)=(1,1),(2,2) 輝線強度比によって得られた回転温度、黒の等高線は NH₃(1,1) の積分強度、緑の等高線は MPIR 100m 望遠鏡による 8.7GHz 連続波である。

Reference

- Chibueze, J.O. and Imura, K., Omodaka, T., et al. 2013, *apj*, 762, 17
- Nagayama, T., Omodaka, T., Handa, T., et al. 2009, *pasj*, 61, 1023
- Balser, D.S., Bania, T.M., Rood, R.T., Wilson, T.L. 1995, *apjs*, 100, 371
- Ho, P. T. P., & Townes, C. H. 1983, *araa*, 21, 239

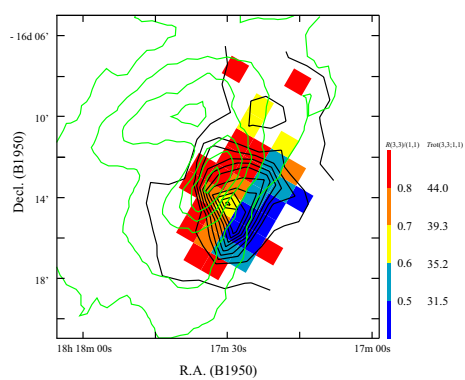


図 4: カラーマップは $\text{NH}_3(J,K)=(1,1),(3,3)$ 輝線強度比によって得られた回転温度、黒の等高線は $\text{NH}_3(1,1)$ の積分強度、緑の等高線は MPIR 100m 望遠鏡による 8.7GHz 連続波である。

宇宙ダスト上におけるアミノ酸生成の理論的研究

木立 佳里 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

分子雲や隕石からはすでに複雑な有機物やアミノ酸が見つまっているため、アミノ酸は宇宙空間で形成されていると考えられている。本研究では、様々なアミノ酸生成過程の中でも一般的な過程について、中間体の生成経路での安定性を基底状態エネルギーから評価することで、宇宙でのアミノ酸生成過程を解明することを試みた。グリシン及びアラニンの生成経路について高精度な第一原理計算により調べた。グリシン、アラニンともに経路中で最も安定であり、過剰に安定した中間体もなかった。そのため、ホルムアルデヒドなどの構成分子があればアミノ酸形成は起こりうるということがわかった。

1 Introduction

宇宙での有機物生成、さらに高分子有機物への成長過程は、未だ不明な点が多いものの、宇宙ダストが化学進化において重要な役割を担っていると考えられている。星間分子雲の気相成分である H、C、N、O のような比較的軽い元素がダスト表面に凍りつき、 H_2O だけではなく CO や CO_2 なども含んだ氷を形成し、H の付加反応などにより単純な有機物が生成される。さらに、その氷へ紫外線や宇宙線が照射されると光化学反応によって高分子有機物が生成される。ダスト上で生成された有機物は隕石や彗星に保存され、原始地球に運ばれてきたと考えられている。

現在、星間空間でのアミノ酸前駆体としていくつかの有機物が候補に挙げられている。例えば、巨大分子雲から見つまっているアミノアセトニトリル [1] や隕石中から検出されているヒダントインなどがある [2]。この 2 つの有機物は加水分解によってアミノ酸を形成する。

ダスト表面でのアミノ酸生成は様々な反応経路が考えられるが、本研究では、星間分子として見ついている単純な分子から、アミノニトリル及びヒダントインを経由する、一般的な生成過程について解析を行った (図 1)。反応経路中のヒダントインなどの中間体の基底状態エネルギーから安定性を評価することで、宇宙におけるアミノ酸生成の仕組みの解明を試みた。

2 Methods

2.1 密度汎関数理論

反応経路の中間体の基底状態のエネルギーを求めするために、密度汎関数理論を用いた。密度汎関数理論は電子密度 $n(\mathbf{r})$ より N 電子系のエネルギーを計算する理論である [3][4]。この理論に基づく計算手法で用いるのが以下の Kohn-Sham 方程式である。

$$\left[-\frac{1}{2}\nabla^2 + v_{\text{eff}}(\mathbf{r})\right]\phi_i(\mathbf{r}) = \epsilon_i\phi_i(\mathbf{r}) \quad (1)$$

$$v_{\text{eff}} = v(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}' \frac{n(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \mu_{xc} \quad (2)$$

$$n(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N |\phi_i(\mathbf{r})|^2 \quad (3)$$

式 (2) の $v_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ は有効ポテンシャルである。 μ_{xc} は交換相関ポテンシャルと呼ばれ、電子の運動エネルギー、クーロン相互作用に含まれていない全ての多体効果を含む。 $n(\mathbf{r})$ は電子密度、 $\phi_i(\mathbf{r})$ は Kohn-Sham 軌道と呼ばれ、波動関数を再現している。

2.2 反応経路

今回、単純なアミノ酸であるグリシンとアラニンの生成経路として、図 1 のような経路に対して解析を行った。この反応の反応物であるアルデヒド、 HCN 、 NH_3 、 CO_2 、 H_2O は星間分子としても見ついている。アミノニトリルの生成・加水分解は Strecker 反応、

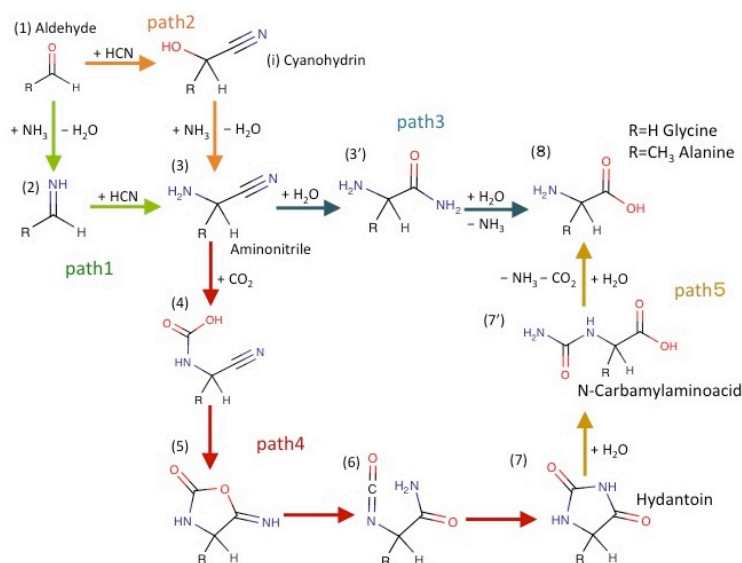


図 1: アミノ酸生成経路

ヒダントインの形成は Bucherer-Bergs 反応と呼ばれる、実験からすでに知られている化学反応である。

2.3 計算プログラム

本研究では、計算プログラム Gaussian09 を用い、密度汎関数法による B3LYP 交換相関汎関数 [5]、基底関数 6-31G* での基底状態の構造最適化計算を行った。また、水溶液中での反応経路を解析するために Polarizable Continuum Mode (PCM) により溶媒の誘電率を考慮した計算も行った。

3 Results

図 1 で示した生成経路に対して、真空中及び水溶液中でのエネルギーを計算した。最終的な生成物であるアミノ酸を基準にした時の中間体の相対エネルギーを図 2、図 3 に示した。

真空中ではアミノ酸が最も安定であり、過剰に安定な中間体もなかった。また、中間体 (2) はエネルギーが高いが、中間体 (i) はアルデヒド (1) よりも安定しているため、path1 ではなく path2 を経由すれ

ば、グリシン及びアラニンは生成され得ると考えられる。

水溶液中では、中間体 (2) だけではなく、中間体 (4) も生成エネルギーが高い結果になった。そのため、ヒダントインを経由する反応が起こりにくい可能性があることがわかった。

4 Conclusion

単純なアミノ酸であるグリシン及びアラニンの生成過程について量子化学計算により解析した。結果はグリシン、アラニンともに、今回調べた経路内では最も安定であり、過剰に安定な中間体も存在しなかった。よって、反応物であるアルデヒド、HCN、 NH_3 、 H_2O があれば、真空中でグリシン及びアラニンは形成され得ることがわかった。また、水溶液中でもアミノ酸は生成されるがヒダントインが形成されない可能性が考えられる。しかし、本研究では溶媒の誘電率のみを考慮しているため、水分子との相互作用を計算する必要がある。また、今回解析した反応経路の遷移状態を求めることで、どのような環境が必要であるか明らかにする必要がある。

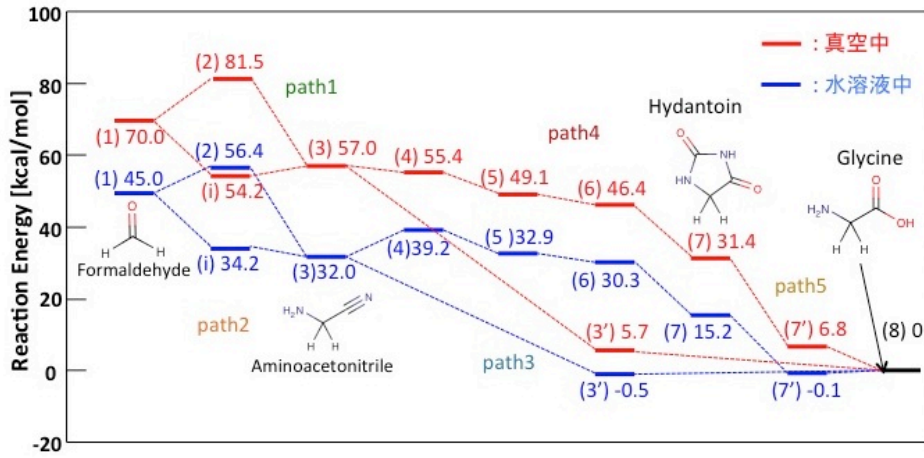


図 2: グリシン生成過程のエネルギープロファイル

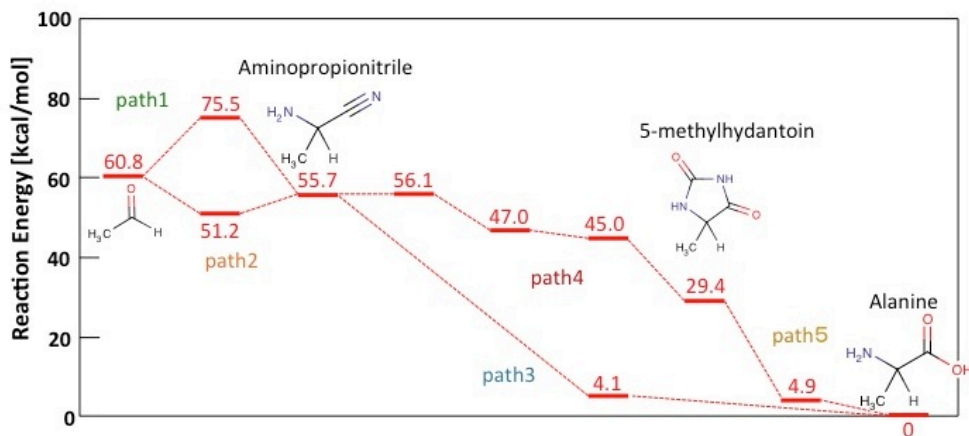


図 3: アラニン生成過程のエネルギープロファイル

Reference

- [1] A.Belloche et al. (2008) *A&A*, 482, 179
- [2] G. W. Cooper, and Cronin. (1995) *Geochim. Cosmochim. Acta.* 59, 11003
- [3] P. Hohenberg, and W. Khon, (1964) *Phys. Rev.* 136, 864
- [4] W. Kohn, and L. J. Sham, (1965) *Phys. Rev.* 140, A113
- [5] D. A. Becke, (1988) *Phys. Rev. A* 38, 3098
- [6] Gaussian 09, Revision B.01, M. J.Frisch, et.al.,Gaussian,Inc., Wallingford CT,2010.

乱流分子雲におけるフィードバックのシミュレーション

島 和宏 (北海道大学大学院 宇宙物理研究室)

Abstract

乱流分子雲での星形成に対する Photoionizing Radiation と Supernova フィードバックの役割を Enzo コードを用いた 3次元 AMR シミュレーションによって研究している。乱流を加えた Bonnor-Ebert(BE) 球を初期条件としたモデルと、銀河シミュレーションから切り取られた分子雲を初期条件としたより現実的なモデルとを用意し、フィードバックによる Star Formation Efficiency(SFE) の変化をそれぞれ調べた。BE 球では Radiation によって SFE が上昇し、Suprnova によっても SFE が上昇する結果が得られた。その後両者において SFE の上昇は徐々に緩やかになっていき、1 free-fall time 程度後の時間では SFE が抑えられる。現実的なモデルではフィードバックを加える前からガスのフラグメントが十分に進んでおり、そのような環境では SFE が常に抑制される結果となった。

1 Introduction

観測されている分子雲での星形成率は数%(e.g Lada & Lada 2003) と非常に低いことが知られている。星が分子雲コアの重力収縮によって形成される、つまり重力的に束縛されているにもかかわらず星形成率が低いということは、何らかの星形成を止めてガスを散逸させるプロセスがあると考えられる。そのプロセスとしては星からのフィードバックが有力である。フィードバックは Radiation pressure、Proto-stellar Outflows、Main Sequence Winds、Photoionization、Supernova 等の様々なプロセスが混在する非常に複雑なものであるため、本研究では巨大分子雲 (GMC) のスケールで重要だと思われる Photoionization と Supernova に限って研究を行う。また、上記ではフィードバックが星形成を阻害する負の効果に注目したが、その逆の正の効果が全くないと決まったわけではなく Photoionization によって形成された HII 領域の膨張が星形成を引き起こす研究もなされている (e.g Whitworth et al. 1994)。フィードバックの役割ははまだまだ解明されておらず、乱流分子雲での Photoionizing Radiaton と Supernova の役割を 3次元シミュレーションによって明らかにすることを目的とする。

2 Numerical Methods

シミュレーションには AMR コードの Enzo を使用する。分子雲に対して self-gravity、chemistry、RadiativeCooling を考慮し、密度が 10^{-4} [atoms/cc] を越えたセルに対してそのセルの 0.5 倍の質量を持った StarParticle を形成し、Photoionization は各々の StarParticle の Radiation について ray-tracing アルゴリズムを使用して輻射輸送方程式を解くことで計算される。また、質量が 100[Msun] を越えた StarParticle はその寿命 (4[Myr]) の最後に Supernova として ThermalEnergy を放出する。これらは Wise & Cen (2009) の Radiative star clusters のコードを元に行っている。

本研究では初期条件として 2つの分子雲を用いた。

• BE-cloud

静水圧平衡状態にある半径 36[pc]、質量 10^5 [Msun] の Bonnor-Ebert(BE) 球に対して温度を 10[K] とし、Larson's Law を仮定した乱流をビリアル平衡となるように導入する。乱流の Mach number は 11、k-range は $6 \leq k \leq 19$ である。BoxSize は 200[pc]、RootGrid は 128^3 、MaximumRefinementLevel は 5(Minimum-CellSize=0.05[pc]) としている。

• Extracted-cloud

Benincasa et al.(2013) による銀河ディスクシミュ

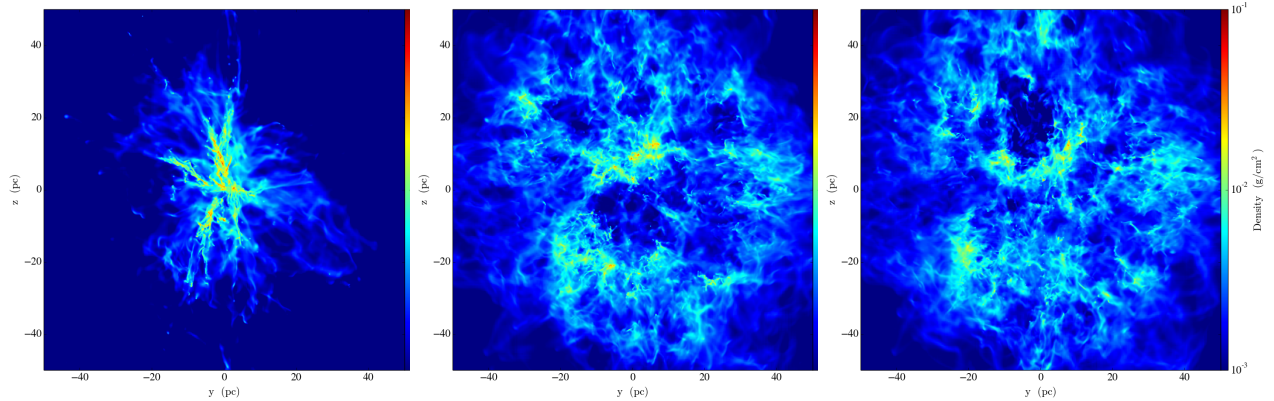


図 1: BE-cloud run F(左) run R(中) run S(右) の 12[Myr] での柱密度

レーションから GMC を切り出したカタログが公開されており、そのうちの一つをより現実的な初期条件を持った分子雲として採用した。ただし、切り出されたデータはそのままでは解像度が悪いため AMR を 1 dynamical time(6[Myr]) 発展させた結果を初期条件とする。BoxSizeSize は 500[pc]、RootGrid は 64^3 、MaximumRefinementLevel は 6(MinimumCell-Size=0.1[pc]) としている。

これらの分子雲に対して

run F StarFormation のみ

run R Radiation フィードバック

run S Radiation + Supernova フィードバック

の計算を行った。

3 Results

3.1 BE-cloud

図 1 は 1 free-fall time(12[Myr]) 後の柱密度を表している。run F では乱流が散逸してしまうためガスは自己重力によって中心に落ち込んでいく。一方 run R では電離で加熱されたガスによって全体が膨張している。run S ではシェルのような構造も見えている。図 2 は SFE の時間進化を表したグラフである。Radiation(緑色)と Supernova(赤色)の両方において SFE が一旦上昇してから、StarFormation のみ(青色)に比べてその値が抑えられている。

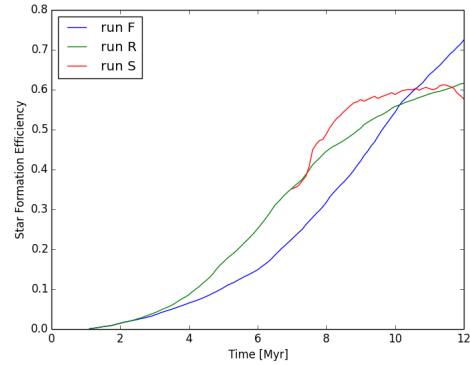


図 2: BE-cloud SFE の時間進化

3.2 Extracted-cloud

図 3 に run F と run R の柱密度をのせている。run S については計算コードがうまく動かず結果が得られていない。run F ではガスのフラグメントがよく見えるが、run R ではガスがより拡散しているのが確認できる。だが、BE-cloud とは違い赤色で見える高密度領域がフィードバックで壊されようとはなく存在し続けている。非常に密度が高いために escape velocity が高く、HII 領域の膨張速度程度では壊されないと考えられる。それでも SFE の時間進化を表した図 4 では run R の SFE(緑色)が run F(青色)よりも下がっていることから、Radiation フィードバックが SFE を常に抑えていることがわかる。

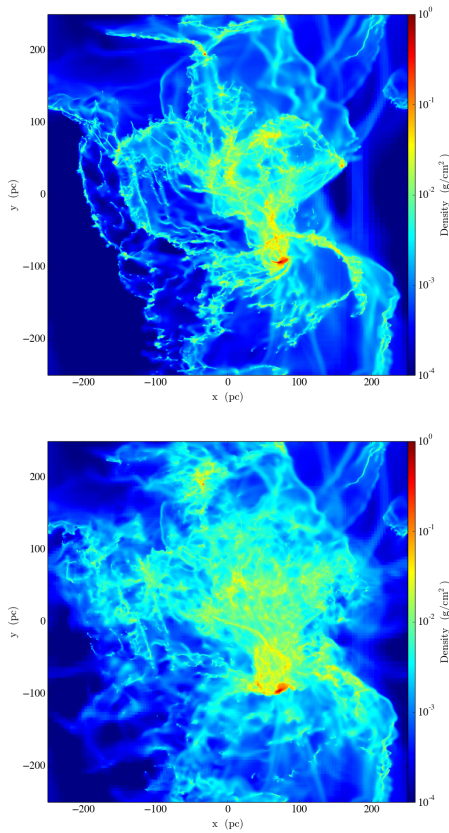


図 3: Extracted-cloud run F(上) run R(下) の 12[Myr] での柱密度

4 Discussion

・BE-cloud において SFE が上昇する理由

理由として考えられるのは「StarParticle がより多く形成されている」もしくは「各 StarParticle がより重くなっている」である。前者ならばフィードバックが星形成のトリガーになっていることを意味するが、run F と run R で StarParticle の個数は SFE が上昇している時期においてほぼ変化がなかった。よって、各々の StarParticle の質量がフィードバックによって増加したと考えられる。そのメカニズムは、フィードバックによってガスのフラグメントが阻害され各 StarParticle での Accretion mass が増加したからだと考えている。

・フィードバックは SFE を上げるのか下げるのか?

BE-cloud においてフィードバックの影響は途中で正から負に転じている。Extracted-cloud ではフィード

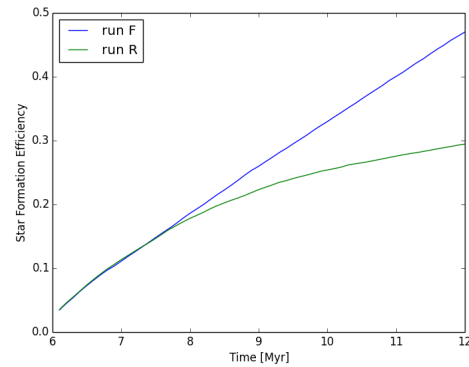


図 4: Extracted-cloud SFE の時間進化

バックの影響は常に負となっている。この両者の違いもガスのフラグメントによって説明できると考えている。BE-cloud は初期条件として球対象な非常に滑らかな密度分布を持っており、乱流によってフラグメントが進む。ガスのフラグメントが進んでいる間はフィードバックの影響が正として現れ、フラグメントが十分に進むとその後はフィードバックの影響が負としてしか現れない。Extracted-cloud では AMR を発達させる必要があったため、フィードバックを加えた計算を始めたときには既に十分フラグメントが進んでおり SFE が常に抑えられる結果になった。

5 Conclusion

BE-cloud ではフィードバックによりフラグメントが阻害された結果 Accretion mass が増加し、質量の大きい StarParticle が形成される。フラグメントが十分に進むと、フィードバックがそのフラグメントされた高密度領域を壊すことで SFE が下がると考えられる。Extracted-cloud では最初からフラグメントが進んでいたため、フィードバックの効果が常に負になったと考えられる。

Reference

- Dale J.E. et al. 2012, MNRAS, 424, 377
- Wise J.H. et al. 2012, MNRAS, 427, 311
- Benincasa et al. 2013, Apj, 776, 23

大気吸収線の環境依存性

高橋 一馬 (信州大学大学院 理工学系研究科 M1)

Abstract

私の研究での主目的は比較的地球に近い星雲である、オリオン大星雲方向の星間物質によって分光スペクトル中に現れてくる吸収線の分析である。

この中でも特に、まだ吸収物質が明らかになっていない $4000\text{-}13000\text{\AA}$ の領域に約 600 本発見されている吸収線 (DIB) について詳細に分析したいと思っている。現在この DIB の吸収物質として最有力な候補としてフラレンが挙げられている。

しかし、フラレンと DIB の同定を行う上で大きな障害となってくるのが地球大気吸収線である。大気吸収線のノイズを除去しきれないために DIB が大気吸収線の中に埋もれてしまっているという現状がある。現在でも、大気吸収線の除去作業は行われている。その手法としては、DIB が写り込んでいる対象星からのスペクトルデータと DIB が写っていない対象星近くの標準星からのスペクトルデータを割り算することで DIB だけを残そうとするものである。

しかし、これは完全には上手く行っていない。対象星と標準星のデータを取った時の大気状態は異なっており、その違いにより 2 つのデータ上での大気吸収線スペクトルが異なってしまう、割り算をしても除去しきれずに残ってきってしまうという問題がある。

この大気吸収線の除去精度の向上を目指して、標準星と対象星のデータ取得時の大気の違いに着目し、大気状態の違いによる吸収の違いを補正するために吸収線と大気状態の環境依存性を調べた。

本研究では、すばる望遠鏡で取ったデータについて、私が主に調べたいと思っている近赤外領域 ($9000\text{-}10000\text{\AA}$) にある二本の大気吸収線について、データ取得日時での地表での気象データ (気温、湿度、大気圧) と比較して大気吸収と大気状態との相関を調べた。

結果としては、 secz による への影響を除くと、今回のデータからでは各大気状態要素と との明確な 3 以上の相関を確認することは出来なかった。ここから、 secz の への影響と比較した時の、他の要素の への影響の弱さが確認できた。

今後、この弱い相関関係を調べるためには、より多くの変化に富んだデータを用いたり、様々な高度での大気状態のデータを用いて、より精度の高い相関を調べる必要があるだろう。

1 Introduction

我々が行なっている観測天文学では、望遠鏡で取得されたデータを用いて実際の調査が出来ない、遙か遠くの宇宙の観測を行う。そのために、このデータが全ての研究の手がかりであり、基礎となる物である。しかし、観測データの大部分の物は地上で取得された物である。宇宙から観測されたデータもあるが、圧倒的に地上の望遠鏡の数が多いために、必然的に地上からのデータがメインになってきてしまう。そこで、地上で取得されたデータにおいて問題となってくるのが地球大気による吸収の影響である。

私は、近赤外領域にある DIB について調べたいと思っているのだが、その領域 ($9000\text{-}10000\text{\AA}$) では特にこの大気による吸収線のノイズ (主に水分子による吸収線) (Matheson et al. 2000) が激しく、研究の大きな障害となっている。現在でも、大気吸収線の除去のために、[DIB + 大気吸収線] のスペクトルと [大気吸収] だけのスペクトルとの割り算を行なっている。しかし、この二つのスペクトルでは、それぞれのデータ取得時の大気状態が異なるために割り算を行なっても、大気吸収線が除去しきれずに残ってしまう。この大気状態の違いの主なものとしては (大気の厚さ、

温度、気圧、湿度)などが考えられる。この中で大気の厚さの補正は行われているが(例えば Toru, M. et al. 2009)、しかし、他の要因による補正は行われてこなかった。そこで、私は今回、実際に他の大気状態要素と大気吸収の相関を見ることで、他の大気状態からの大気吸収への影響や、その大きさを調べ、補正に取り入れていく事を目的に研究を行った。

2 Instruments/Observations

今研究で、扱ったデータはすばる望遠鏡の高分散分光器 HDS で取得された 9000-10000Å の波長帯のオリオン星雲中の 12 天体のデータである。各天体に対して 3 フレームずつデータがあり、標準星 2 天体も加え、計 42 フレームのデータを使った。このデータを、IRAF という解析ソフトを使い解析を行い一次元規格化スペクトルを得た。

得られたスペクトル中の 9662.3Å と 9664.6Å にある二つの吸収線を選び、これについて大気状態と深さの関係を調べた。データ取得時の大気状態情報は MKWC から取得した CFHT での地表気象データを用いた。(すばる望遠鏡での気象データは取得出来なかったため、近くの CFHT でのデータを用いた。)

3 Results

最初に、相関関係が認められている、大気の厚さ(secz)と吸収線の深さから分かる光学的厚さ()との相関を確認した。(図1)

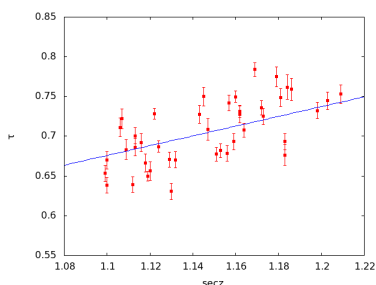


図 1: 9662Å の τ と secz との相関関係

この図 1 から、相関係数 0.659 と高い相関が見られ、期待された比例関係が確認された。これより、このデータの気象条件との関係がしっかり現れていることが確認できた。また、この相関は他の気象条件の影響を受けているはずだが、secz だけとの強い相関を見ることが出来るため、secz の への強い影響が確認出来る。図 1 は 9662Å の吸収線のデータだが、9664Å の吸収線でも同様の傾向が確認出来た。

他の大気状態の要因による光学的厚さの影響を見ていく。大気状態として、今研究で注目したものは気温、気圧、湿度である。これらの変化がどれほど吸収線の深さに影響を及ぼしてくるのを見るために、これら大気状態と光学的厚さの相関を調べた。

大気状態(気温、気圧、湿度)と光学的厚さ()との相関を見る上で問題となったのが、相関を調べたい要素以外の要因が影響を及ぼしてしまうことだった。特に大きな影響を及ぼしたのが大気の厚さ(secz)であり、理論式より導かれる期待される相関よりも secz の影響だと思われる相関が現れてしまった。そのため、最も影響が大きいと考えられる大気の厚さ(secz)の値で光学的厚さ()を割り、規格化し secz の影響を排除した値で気温、気圧、湿度との相関を調べた。(図 2, 3, 4, 5, 6, 7)

これら全ての結果をまとめた物が図 8 である。(図 8)

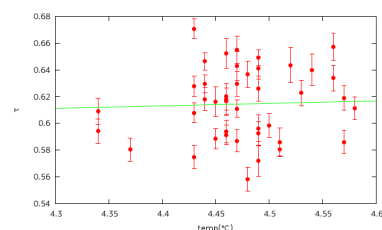


図 2: 9662Å の規格化した τ と気温との相関関係

4 Discussion

図 8 の結果より、secz の影響を除くと、傾き 3 以上の明確な相関が確認出来なかった。

また、相関係数も 0 へ近づき、本研究では、大気吸収線の補正を行える程有意な明確な相関は見られなかった。

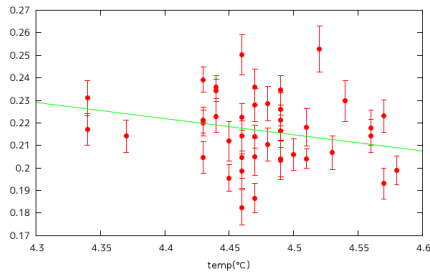


図 3: 9664Å の規格化した と気温との相関関係

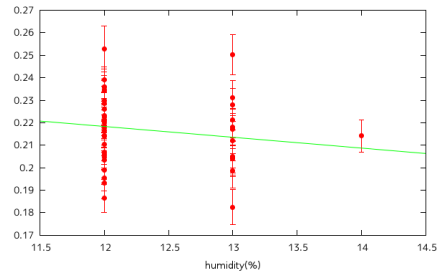


図 7: 9664Å の規格化した と湿度との相関関係

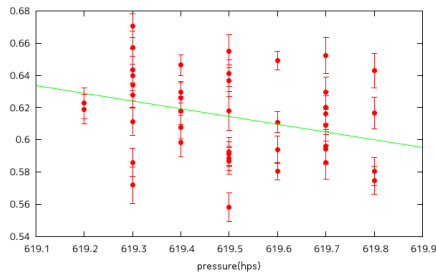


図 4: 9662Å の規格化した と気圧との相関関係

縦軸	横軸	相関係数・傾き	seczによる規格化後の結果
τ	secz(9662 Å)	$r=0.659$ $a=0.014 \pm 0.004$	
τ	secz(9664 Å)	$r=0.417$ $a=0.217 \pm 0.002$	
τ	温度(9662 Å)	$r=-0.988$ $a=0.198 \pm 0.119$	$r=0.129$ $a=0.018 \pm 0.08$
τ	温度(9664 Å)	$r=-0.076$ $a=0.019 \pm 0.058$	$r=-0.148$ $a=-0.072 \pm 0.044$
τ	気圧(9662 Å)	$r=-0.656$ $a=-0.159 \pm 0.029$	$r=-0.243$ $a=-0.048 \pm 0.008$
τ	気圧(9664 Å)	$r=-0.487$ $a=-0.058 \pm 0.009$	$r=-0.174$ $a=-0.018 \pm 0.006$
τ	湿度(9662 Å)	$r=-0.510$ $a=-0.037 \pm 0.010$	$r=-0.166$ $a=-0.086 \pm 0.030$
τ	湿度(9664 Å)	$r=-0.389$ $a=-0.015 \pm 0.005$	$r=-0.131$ $a=-0.005 \pm 0.002$

図 8: 各相関関係のまとめ

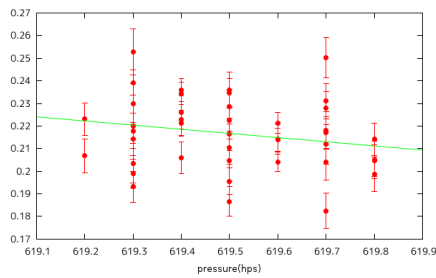


図 5: 9664Å の規格化した と気圧との相関関係

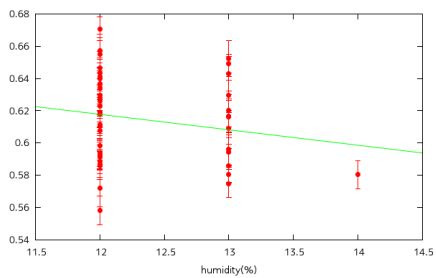


図 6: 9662Å の規格化した と湿度との相関関係

5 Conclusion

今回の結果から、secz 以外の大気状態要因と光学的厚さとの相関は小さく、これらの補正では効果的

な大気吸収線の補正を行うのは難しい事が分かった。この補正を実際に行うためには、今後、地表付近だけでなく、様々な高度での大気状態のデータや、より変化に富んだ多数のデータによる多変量解析を行う事で、より精度の高い相関を得ることが必要である。

さらに、大気状態のモデルから理論的に予期される光学的厚さへの影響についても考え、これと実際の相関を比較して見ていきたいと考えている。

6 参考文献

- 天文学への招待 (岡村定矩. (1))
 ピーターソン活動銀河学 (Bradley M.Peterson. (2))

Reference

- [1] 岡村定矩. 2012. 朝倉書店
- [2] Bradley M.Peterson. 2013. 丸善株式会社
- [3] Matheson et al. 2000,AJ,120,1499
- [4] Misawa et al. 2009,APJ,700,1988

スタック解析による銀河遠赤外放射量測定が与えるダスト分布への示唆

柏木 俊哉 (東京大学大学院理学系研究科 宇宙理論研究室)

Abstract

Ménard et al. (2010, 以下 MSFR) は SDSS 測光銀河の分布と遠方クエーサーの色との角度相関を用いて、銀河周辺での平均的なダスト赤化量を測定し、銀河の中心から数 Mpc のスケールにまでクエーサーの赤化が見られることを示した。この赤化が中心の銀河に付随するダストのみによるものとするれば、ダストの分布が普遍的に、銀河ディスク ($\sim 10\text{kpc}$) をはるかに超えた銀河団スケールまで広がっていることを意味する。一方で我々はこれまでに、SDSS 銀河を IRAS の全天遠赤外放射マップ上でスタックすることで、銀河の平均的な遠赤外放射を検出・測定することに成功している (Kashiwagi et al. 2013, 以下 KYS)。遠赤外放射の主な寄与はダストによるものと考えられるため、MSFR と KYS はそれぞれダストの吸収量と放射量という独立な物理量を通して、本質的には同等の観測結果を示したものと期待される。ただし、MSFR の解釈はダストは個々の銀河というよりも、むしろそれらを包むより大きなスケールの親ハローに広がって分布しているという描像であるのに対して、KYS ではクラスタリングした銀河内のダストが統計的に重なり合うことによる見かけ上の広がりであるとしており、両者の物理的解釈は全く異なっている。本研究では、MSFR によるダスト赤化と、我々のスタック解析により得られたダスト放射のプロファイルを定量的に比較する。まず、2 つの観測結果から得られるダストモデルを、銀河系やマゼラン雲の減光曲線と比較することで、両者の整合性を検証する。さらに、KYS で提案した銀河内ダストの統計的重ね合わせという解釈のもとで、MSFR の観測結果がどの程度説明可能かについても議論する。

1 Introduction

ダストは超新星や AGB 星によって作られた重元素が凝集することによってできると考えられており、星形成率と密接に関わる重要な成分である。このダストが銀河空間からどれだけ離れたところにまで分布しているかは、Zaritsky (1994) が銀河ハローに拡散したダスト成分の存在を示唆して以来、長く議論されてきた興味深い問題である。決定的な結論は得られていないものの、いくつかの先行研究では主に銀河団ハローに付随するダスト減光が報告されており (e.g. Chelouche et al. 2007)、これは銀河団のメンバー銀河内のダストが銀河風や銀河団ガスハローとの相互作用により剥ぎ取られたものだと考えられる。

一方 Ménard et al. (2010, 以下 MSFR) では、SDSS (Sloan Digital Sky Survey) の測光クエーサー ($1 < z < 2.2$) の可視色と測光銀河カタログ ($z \sim 0.35$) の角度相関を測定することにより、銀河の中心から数 Mpc のスケールにまでダストによる赤化が生じていることを指摘した (図 1)。SDSS 測光銀河の典

型的な宿主ハロー質量は $10^{12} M_{\odot}$ 程度であり、衛星銀河を持たないものが主だと考えられる。したがって、MSFR によって検出されたダスト赤化が個々の SDSS 銀河そのものに付随するものだとすれば、銀河空間内で生成されたダストが銀河ディスクのスケール ($\sim 10\text{kpc}$) をはるかに超えた銀河団スケールにまで拡散されていることを意味する。

本研究では、MSFR の観測結果の異なる解釈として、個々の銀河の宿主ハロースケールに分布したダストではなく、クラスタリングした複数の銀河に付随するダストの重ね合わせであるという可能性を検証する。実際に、MSFR によって得られたダスト面密度プロファイルと、SDSS 銀河の角度相関関数の比はほぼ一定となっている。銀河角度相関関数は各 SDSS 銀河の周辺に分布する他の SDSS 銀河の平均個数密度プロファイルと等価であるから、図?? の結果はダスト柱密度と銀河の個数密度が比例していることを示しており、銀河ダストの重ね合わせであるという我々の解釈と整合している。

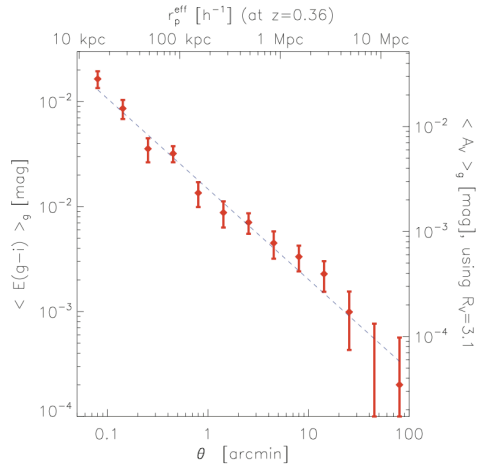


図 1: SDSS 測光銀河 ($17 < m_i < 21$) を中心とした、SDSS クエーサーの赤化量の角度プロファイル (Ménard et al. 2010 より引用)。横軸上のスケールは、SDSS 測光銀河の赤方偏移の中間値 ($z \sim 0.36$) を用いて、見込み角を共同距離に変換したものの。

上で述べた 2 つの異なる描像を区別するため、本研究では SDSS 銀河の平均的赤外放射の測定を行う。銀河の赤外放射は主にダストによる寄与と考えられるため、ダスト赤外放射量と赤化量を比較することにより、ダスト温度の情報を得ることが可能となる。星間空間とホストハロー内ではダストのおかれる輻射場が異なるため、MSFR の検出したダスト成分がホストハロー (あるいは銀河間空間) に付随したものであるならば、その温度は典型的な星間ダストとは異なる温度を持っている可能性がある。

赤外領域における検出性能は可視域に比べて低いいため、ほとんどの SDSS 銀河ではその赤外放射を個々に測定することは不可能である。しかし、SDSS 銀河を中心として赤外領域の全天拡散放射光マップをスタックすることで、それらの平均的赤外放射量を測定することが可能である (Kashiwagi, Yahata, & Suto, 2013)。本研究では、IRAS (Infrared Astronomical Satellite) による全天 $100\mu\text{m}$ マップをスタックすることで SDSS 銀河の平均的赤外放射量を測定し、MSFR の赤化量測定結果と比較することでダスト温度の制限を行う。

2 SDSS galaxy sample

MSFR と同様に $17 < m_i < 21$ の SDSS DR7 の測光銀河を用いる。ただし本研究ではさらに、銀河ではない天体の混入をさけるため、photometry flag を用いて、天球上での有意な移動が見られる天体や、測光観測データの質が悪いものを除外した。この結果残った銀河サンプルの個数は $\sim 2.8 \times 10^7$ 個である。

3 Results

3.1 radial profile

SDSS 測光銀河を中心に IRAS の $100\mu\text{m}$ マップをスタックした結果 (図 2) より、SDSS 銀河に付随するダスト放射のシグナルが明確に検出されていることがわかる。スタック解析結果の円平均プロファイ

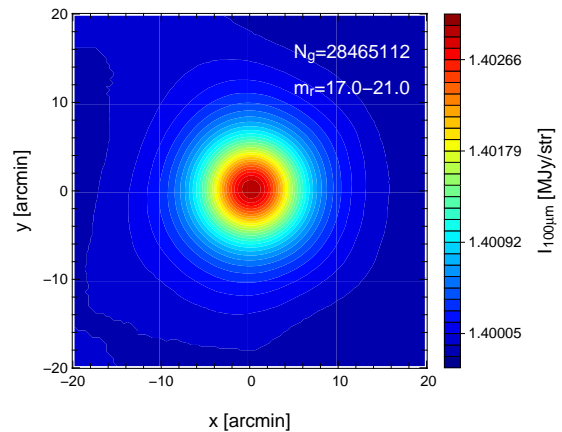


図 2: SDSS 測光銀河 ($17 < m_i < 21$) を中心に IRAS $100\mu\text{m}$ マップをスタックした結果。SDSS 銀河位置を中心、 $40' \times 40'$ の領域を示した。

ル (図 3) は、MSFR の結果と同様に、IRAS の角度分解能 $\sigma = 3'.1$ に対してはるかに大きなスケールまでダスト放射のシグナルが広がっていることを示している。検出されたシグナルは SDSS 銀河内ダストの重ね合わせであるという解釈の下、我々は円平均プロファイルを以下のようにモデル化する (Kashiwagi, Yahata, & Suto, 2013)。

$$I_{\text{total}}(\theta) = I_s(\theta) + I_c(\theta) + C. \quad (1)$$

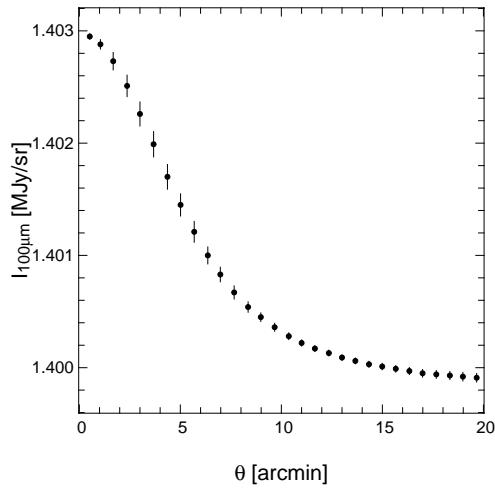


図 3: 図 2 の円平均プロファイル。エラーバーには各ビン内での標準偏差を用いた。

ここで、

$$I_s(\theta) = I_{s0} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$I_c(\theta) = I_{c0} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right) {}_1F_1\left(1 - \frac{\gamma}{2}; 1; \frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right)$$

はそれぞれ、スタック中心の銀河自身の寄与と、クラスタリングした周辺銀河による寄与である。また、 C は SDSS 銀河とは無相関である銀河系ダストの寄与であり、 θ によらず一定であることを仮定している。ここで、銀河角度相関関数は

$$w(\theta) = A \left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^\gamma \quad (3)$$

の single power-law で表されることを仮定した。

3.2 constraints on dust temperature

図 3 に得られたプロファイルを I_s, I_c, C をパラメータをしてフィットすることで、銀河系ダストの寄与 C を分離し、SDSS 銀河に起因する成分を取り出すことができる。これを $I(\theta) = I_s(\theta) + I_c(\theta)$ と書くと、ダスト温度 T_d とダスト柱密度プロファイル $\Sigma_d(\theta)$ を用いて、

$$I(\lambda_{100\mu\text{m}}, \theta) = \frac{1}{(1+z)^4} B_\nu(\lambda_{100\mu\text{m}}, T_d) \kappa_{\text{abs}}(\lambda_{100\mu\text{m}}) \Sigma_d(\theta) \quad (4)$$

と表される。ここで、 B_ν は黒体放射スペクトル、 z は SDSS 銀河の実効的赤方偏移、 κ_{abs} はダストの組成によって決まる吸収係数である。一方、ダストの赤化プロファイルは

$$E(g-i)(\theta) = \frac{2.5}{\ln 10} [\kappa_{\text{ext}}(\lambda_g) - \kappa_{\text{ext}}(\lambda_i)] \Sigma_d(\theta) \quad (5)$$

と表される (κ_{ext} はダストの減光係数)。したがって、ダスト組成による $\kappa_{\text{abs}}, \kappa_{\text{ext}}$ が与えられれば、これらの比

$$\frac{I(\lambda_{100\mu\text{m}}, \theta)}{E(g-i)(\theta)} = \frac{\ln 10}{2.5(1+z)^4} B_\nu(\lambda_{100\mu\text{m}}, T_d) \frac{\kappa_{\text{abs}}(\lambda_{100\mu\text{m}})}{\kappa_{\text{ext}}(\lambda_g) - \kappa_{\text{ext}}(\lambda_i)} \quad (6)$$

からダスト温度 T_d が得られる。ここでは典型的なダスト組成モデルとして、Weingartner & Draine (2001) による銀河系および小マゼラン雲ダストモデルの $\kappa_{\text{abs}}, \kappa_{\text{ext}}$ の値を用いてダスト温度の制限を行った。その結果、ダストモデルにはほとんど依存せず、 $T_d = 19 \pm 1\text{K}$ という結果が得られた (図 4)。これは銀河系や近傍銀河の観測から得られた典型的星間ダストの温度と整合している。

4 Discussion

以上の解析から得られたダスト温度が典型的星間ダストのそれと整合していることから、MSFR およびスタック解析により検出されたダスト成分が銀河内ダストの重ね合わせであるという解釈は、少なくとも観測結果と矛盾しないことが分かる。しかし、さらにこの議論を進めて、このダスト成分が銀河団・銀河間空間に付随するものではあり得ないかどうかを論ずるためには、これらのダスト温度を観測的あるいは理論的に別途推定できる必要がある。

本研究と同様のスタック解析によって銀河団中のダスト赤外放射の検出はされているものの (Montier & Giard, 2005)、そもそもそれらが銀河団ハローに広がったものであるのか、メンバー銀河の寄与であるかの検証が必要となるため (Giard et al. 2008)、銀河団ダストの温度は未だ観測的に決められていないのが現状である。また、ダスト温度の理論的予言を得るためには、ダストの組成やサイズ分布、銀河ディスク外への供給率などを与える必要があり (Yamada

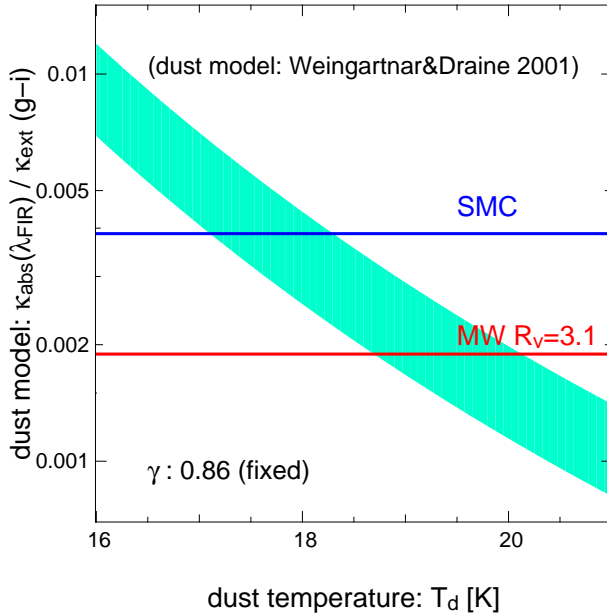


図 4: ダスト赤外放射 / 赤化量比から得られたダスト温度への制限。緑色の領域が今回の解析から得られた 1σ の制限を表す。赤と青の実線はそれぞれ、Weingartner & Draine (2001) による銀河系 ($R_V = 3.1$) と小マゼラン雲のダストモデルを表す。

& Kitayama, 2005)、これらの条件も理論・観測的によく知られているとは言いがたい。

これらの銀河団・銀河間ダストの性質は、AKARI (Murakami et al. 2007) による高分解能全天赤外観測データを用いることで、より詳細に調べることができるかと期待される。また、本研究のスタック解析で用いた IRAS $100\mu\text{m}$ マップの分解能は約 3 分であり、これは共同距離で $\sim 1\text{Mpc}$ に対応しており、スタック中心銀河のホストハロー内のスケールは分解できていない。角分解能が格段に向上した AKARI のデータを用いて同様のスタック解析を行い、さらに多波長のデータを組み合わせることによって、SDSS 銀河に付随するダストの温度プロファイルを測定することにより、銀河団・銀河間ダストの存在の検証をより直接的に行うことができると考えられる。

5 Summary & Conclusion

本研究では、SDSS 銀河を中心に IRAS の $100\mu\text{m}$ マップをスタックすることにより、SDSS 銀河の平均的赤外放射プロファイルを測定した。この結果と Ménard et al. (2010) によるダスト赤化プロファイルと比較することにより、ダスト温度を推定し、検出されたダスト成分が個々の銀河内に付随したものであるのか、銀河スケールを超えて広域に拡散した成分であるのかの検証を試みた。今回の解析により推定されたダスト温度 ($T_d \sim 20\text{K}$) は典型的な星間ダスト温度と整合しており、少なくとも、空間的にクラスタリングした銀河内のダストの重ね合わせであるという描像は観測結果と矛盾しないことが分かった。AKARI の高分解能データを用いることで、銀河ホストハロースケール内のダスト温度プロファイルを測定し、銀河団・銀河間ダストの存在により詳細に迫ることができると期待される。

Reference

- Chelouche, D., Koester, B., & Bowen, D. 2007, *ApJ*, 671, 97
- Giard, M., Montier, L., Poitecoteau, E., & Simmat, E. *A&A*, 490, 547
- Kashiwagi, T., Yahata, K., & Suto, Y. 2013, *PASJ*, 65, 43 (KYS)
- Ménard, B., Scranton, R., Fukugita, M., & Richards, G. 2010a, *MNRAS*, 405, 1025 (MSFR)
- Murakami, H. et al., *PASJ*, 59, 369 Montier, L. A., & Giard, M. 2005, *A&A*, 439, 35
- Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
- Yamada, K., & Kitayama, T. *PASJ*, 57, 611
- Zaritsky, D. 1994, *AJ*, 108, 1619