

修士論文 2020年度（令和2年度）

超新星残骸 Tycho における  
熱的放射と非熱的放射の時間変動観測研究

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻  
物理学第二教室 宇宙線研究室

松田 真宗

[matsuda.masamune.38a@kyoto-u.jp](mailto:matsuda.masamune.38a@kyoto-u.jp)

2021年1月16日



# Abstract

宇宙における衝撃波は、太陽風や超新星残骸（SNR）、衝突銀河団、ガンマ線バーストなど、様々な場所で普遍的に観測されている。これらの衝撃波では粒子の加熱や加速が起きていることがわかっているが、その物理過程は未だわかっていない部分も多い。本修士論文では、Tycho の SNR（以下、Tycho）において、熱的プラズマと非熱的放射の時間変動を発見した。これらは、熱的プラズマの変動は加熱、非熱的放射の変動は加速が進行するまさにその過程を捉えたことを意味する。

## 1. 熱的プラズマにおける温度上昇の発見

衝撃波によって加熱を受けた電子は、陽子との相互作用によってエネルギーを受けてさらに高温になるとされる。この相互作用にはクーロン衝突以外に周辺の電磁場を介した無衝突過程が予測されているが、しかし、この加熱過程を観測した例は非常に少ない。本論文で発見した熱的放射の時間変動は、Tycho 北東部のリム付近に位置する。スペクトル解析の結果、12 年の間に約 0.4 keV から約 0.7 keV まで電子温度が上昇していることが明らかになった。これにより、衝撃波によって星間ガスが加熱される過程を捉えることができた。この温度変化のタイムスケールから、衝撃波による電子加熱機構に制限を与えることに成功した。SNR の電子温度の変化から加熱機構にまで迫るものはこれまでなく、この研究が初の発見となる。

## 2. 縞状非熱的放射の時間・空間変動観測

Tycho 西部に存在する縞状の非熱的放射は他の SNR には見られない特異なものであり、高エネルギーの陽子加速が示唆されている。本論文では、この縞状構造全体が時間変動していることを発見した。この変動は、電子の加速やそれと競合するシンクロトロン冷却が進む過程を捉えたことを意味する。そのタイムスケールから、数  $100 \mu G$  の磁場增幅の示唆を得た。また、縞状構造と同じく非熱的放射が明るい衝撃波面との比較を行ったところ、縞状構造の方が硬い放射を放っていることが明らかになった。これらの結果は、磁場增幅や粒子加速によって、縞状構造における電子のエネルギー分布が衝撃波面とは異なるものになったことを示唆する。



# 目 次

<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
<b>第2章 宇宙における衝撃波物理</b>	<b>3</b>
2.1 衝撃波加熱とプラズマ中の熱平衡 . . . . .	4
2.1.1 ランキン・ユゴニオの関係式 . . . . .	4
2.1.2 粒子間の熱平衡 . . . . .	6
2.1.3 無衝突電子加熱 . . . . .	7
2.2 衝撃波統計加速 (DSA) . . . . .	8
<b>第3章 超新星爆発と超新星残骸</b>	<b>11</b>
3.1 超新星爆発の分類 . . . . .	11
3.2 超新星残骸の進化 . . . . .	13
3.3 超新星残骸からのX線放射 . . . . .	17
3.3.1 熱的プラズマからの放射 . . . . .	17
3.3.2 シンクロトロン放射 . . . . .	19
<b>第4章 超新星残骸 Tycho の概観と観測の動機</b>	<b>23</b>
4.1 超新星残骸 Tycho . . . . .	23
4.2 観測の動機 . . . . .	24
<b>第5章 Chandra X線天文衛星</b>	<b>27</b>
5.1 概観 . . . . .	27
5.2 High Resolution Mirror Assembly (HRMA) . . . . .	27
5.3 Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) . . . . .	31
5.3.1 ACIS の角度分解能・視野 . . . . .	31
5.3.2 ACIS のエネルギー分解能 . . . . .	32
5.3.3 非X線バックグラウンド (NXB) . . . . .	34
<b>第6章 超新星残骸 Tycho における熱的プラズマの時間変動</b>	<b>35</b>
6.1 解析に用いた観測とデータ処理 . . . . .	35
6.2 解析と結果 . . . . .	36

6.2.1 イメージ解析 . . . . .	36
6.2.2 スペクトル解析 . . . . .	38
6.3 議論 . . . . .	41
<b>第7章 超新星残骸 Tycho における縞状非熱的 X 線放射の時間・空間変動</b>	<b>47</b>
7.1 解析と結果 . . . . .	48
7.1.1 イメージ解析 . . . . .	48
7.1.2 スペクトル解析 . . . . .	50
7.2 議論 . . . . .	52
<b>第8章 まとめ</b>	<b>59</b>
<b>謝辞</b>	<b>61</b>
<b>参考文献</b>	<b>62</b>

## 図 目 次

2.1 Chandra 衛星で観測した SN 1006 の北東部の X 線イメージと射影プロファイル . . . . .	3
2.2 SNR の衝撃波の模式図 . . . . .	4
2.3 SN 1987A におけるイオンと陽子の温度比 . . . . .	6
2.4 衝撃波統計加速の模式図 . . . . .	8
 3.1 超新星爆発の分類 . . . . .	12
3.2 変遷期の SNR の概略図 . . . . .	15
3.3 SNR の順行衝撃波と逆行衝撃波の位置の時間依存性 . . . . .	16
3.4 電離平衡状態にある SNR プラズマからの X 線放射モデル . . . . .	17
3.5 Fe K $\alpha$ と Fe K $\beta$ の輝線中心のエネルギーと K $\beta$ /K $\alpha$ の輝線強度比の電荷依存性 . . . . .	19
3.6 単色粒子からのシンクロトロン放射スペクトル . . . . .	21
 4.1 Tycho の 3 色イメージと縞状構造のイメージ . . . . .	24
4.2 Tycho 北西部の H $\alpha$ イメージ . . . . .	25
4.3 Tycho の赤外線イメージと Williams et al. (2013) の観測領域 . . . . .	25
4.4 Tycho の衝撃波の急減速 . . . . .	26
 5.1 Chandra 衛星の概観 . . . . .	28
5.2 HRMA の概観と Wolter-I 型光学系 . . . . .	28
5.3 HRMA, HRMA/ACIS, HRMA/HRC の有効面積 . . . . .	30
5.4 HRMA のビグネットティング曲線と PSF . . . . .	30
5.5 ACIS の構成 . . . . .	31
5.6 打ち上げ前の ACIS のエネルギー分解能 . . . . .	32
5.7 ACIS のエネルギー分解能の位置依存性 . . . . .	33
5.8 ACIS の非 X 線バックグラウンドスペクトル . . . . .	34
 6.1 Tycho 全体の 2003 年と 2015 年の 0.8–1.0 keV の差分画像 . . . . .	37
6.2 解析した領域の画像 . . . . .	37
6.3 Fe L と H $\alpha$ の相関 . . . . .	38

6.4	ソース領域と参照領域のスペクトルの比較	39
6.5	非熱的放射の参照領域	40
6.6	変動領域のスペクトル	41
6.7	時間変動領域の電子温度, 電離度, Emission Measure の時間変動	41
6.8	数値計算から求めた衝撃波速度ごとの電子温度の時間依存性	43
6.9	knot に衝突する衝撃波の模式図	44
7.1	Okuno et al. (2020) で見つかった Tycho の縞状構造の一部のイメージと非熱的放射の光子指数とフラックスの関係	47
7.2	Tycho の差分イメージと年ごとのイメージ	48
7.3	縞状構造の射影プロファイル	49
7.4	2003 年と 2015 年のプロファイルの比較	50
7.5	領域 S1–S9 の 2009 年におけるスペクトルとそのベストフィットモデル	51
7.6	縞状構造における表面輝度と光子指数の関係	53
7.7	縞状構造の固有運動の模式図	54
7.8	縞状構造とリムのシンクロトロン放射の比較	55
7.9	Tycho の衝撃波面の光子指数	56

## 表 目 次

3.1 歴史的な記録が残る銀河系内の SNR . . . . .	11
5.1 主な X 線天文衛星の望遠鏡の性能比較 . . . . .	29
6.1 Chandra ACIS-I による Tycho の観測 . . . . .	35
6.2 Ref 領域と knot1 領域のベストフィットパラメータ . . . . .	45
7.1 2009 年のベストフィットパラメータ . . . . .	57



---

# 第 1 章

## 序論

宇宙における衝撃波は、太陽風、超新星残骸、衝突銀河団、 $\gamma$ 線バーストなど、宇宙の様々な場所で普遍的に見られる。このような衝撃波は地球上の衝撃波と大きく性質が異なる。地球上では粒子同士が直接衝突することで圧縮が進むが、宇宙空間では、地球上よりも密度が遙かに低いため、衝突がほとんど起こらない。そのため、代わりに粒子間に働く電磁場を介して圧縮が進み、衝撃波が形成されると考えられている。この現象を「無衝突衝撃波」と呼ぶ。無衝突衝撃波はその具体的な発生メカニズムや関連する物理過程など、未だ解明されていない点が多い。中でも、衝撃波が粒子にエネルギーを与える過程は衝撃波物理において最重要課題の一つとされる。

衝撃波が粒子と衝突すると、衝撃波の運動エネルギーが熱エネルギーに変換される。加熱後の温度は、粒子の質量に比例するとされている。さらに、クーロン衝突がほとんど起こらないような無衝突衝撃波では、粒子間で熱交換がほとんど行われない。このため衝撃波加熱直後では、電子のような質量の小さい粒子の温度は、イオンに比べてはるかに小さいことになる。しかし実際は、電子とイオンは近い温度を持つことが観測からわかっているおり (e.g., Ghavamian et al., 2001), クーロン衝突以外に何らかの熱交換プロセスが必要となる。これを説明する物理過程として、電磁場などを介して電子とイオンの熱交換が行われていると予測されている (Cargill & Papadopoulos, 1988)。しかし、このような加熱が実際に起きているのか、またどれほどの効率で加熱されているかなど、はっきりしていない部分も多い。

加熱を受けた熱的粒子は Maxwell 分布に従うとされるが、そのうちの一部の高エネルギー粒子は衝撃波加速機構に注入し、相対論的な速度まで加速される。衝撃波加速機構として現在最も標準的なモデルは、衝撃波統計加速 (Diffusive Shock Acceleration: DSA) と呼ばれる、粒子が何度も衝撃波面を往復することでエネルギーを得るというものである (Axford et al., 1977; Krymskii, 1977; Bell, 1978; Blandford & Ostriker, 1978)。DSA は宇宙線のべき型スペクトルを再現できることなどから広く受け入れられており、観測例も多々存在する (e.g., Koyama et al., 1995; Ackermann et al., 2013)。しかし、粒子が DSA

に注入される過程（注入問題）や最高加速エネルギーなど、未だによくわかっていないことも多い。

上述のような衝撃波による加熱と加速の未解明な点へ迫るため、本研究では SNR の非熱的 X 線と熱的 X 線の 2つ時間変動観測を行う。近年、RX J1713.7–3941 や Cassiopeia A などのいくつかの若い SNR において、年スケールでの局所的な時間変動が見つかっている (e.g., Uchiyama et al., 2007; Patnaude & Fesen, 2009)。また、超新星残骸 Tycho (以下, Tycho) でも南西部に見られる特徴的な縞状の非熱的放射が時間変動していることが発見された (Okuno et al., 2020)。こういったフラックスの変動は粒子加速とシンクロトロン冷却が磁場増幅によって促進された結果と解釈すると説明ができる。これより、変動のタイムスケールから磁場の大きさを見積もることができ、被加速粒子のエネルギーは磁場に比例することから粒子の最高加速エネルギーを計算できる。このように時間変動観測は粒子のエネルギーや周辺磁場の大きさを明らかにできる有効な手段である。以上のように、非熱的 X 線放射の時間変動については多くの SNR で見つかっているが、熱的放射の時間変動は Cassiopeis A でわずかに研究されているものの (e.g., Patnaude & Fesen, 2007)，観測例が少なく加熱過程まで迫るような例はない。SNR の数年スケールでの温度変化を発見することができれば、粒子の加熱過程をリアルタイムで観測できるためその加熱機構に制限をつけることができる。

本論文では、第 2 章で SNR の衝撃波加熱や衝撃波加速について詳細に説明し、第 3 章で、超新星や SNR の概論と SNR からび X 線放射機構について述べる。本研究で解析した天体である Tycho について第 4 章で、解析に用いた観測衛星である Chandra X 線天文衛星について第 5 章で説明する。第 6 章では、Tycho の熱的放射の時間変動を初めて検出し、熱的放射の時間変化を明らかにする。第 7 章では、Tycho の特異な縞状構造について、時間変動や空間変動を明らかにする。最後に、第 8 章で本修士論文についてまとめる。

## 第 2 章

# 宇宙における衝撃波物理

宇宙空間の衝撃波は地球上とは異なり、荷電粒子間のクーロン衝突がほとんど衝突が起こらない。図 2.1 は Chandra X 線天文衛星（後述：第 5 章）で撮影された超新星残骸 SN 1006 の衝撃波の一部である。典型的な星間空間（イオンの密度が  $1 \text{ cm}^{-3}$ 、イオン温度が  $15 \text{ keV}$ ）で考えてみると、陽子のクーロン衝突の平均自由行程はおよそ  $4 \times 10^{19} \text{ cm} (= 13 \text{ pc})$  と見積もられるが、この SNR の場合、衝撃波厚はおよそ  $0.04 \text{ pc} (= 1.2 \times 10^{17} \text{ cm})$  である（Bamba et al., 2003）。このように、密度が低い宇宙空間では、平均自由行程は衝撃波の発生領域よりもはるかに大きいため、衝撃波は衝突以外、具体的にはプラズマ中の電磁場などによる散逸過程で生成されると考えられている。このような現象を「無衝突衝撃波」と呼ぶ。以下では、SNR の衝撃波に特徴的な物理として、粒子の加熱と加速について説明する。

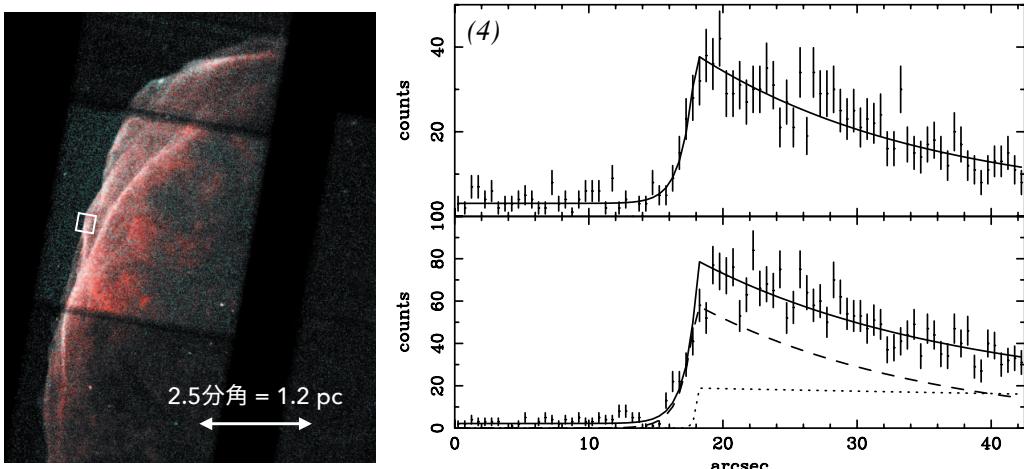


図 2.1: (左) Chandra 衛星で観測した SN 1006 の北東部の X 線イメージ。 (右) 四角で囲った領域の射影プロファイル。上段は  $2.0\text{--}10.0 \text{ keV}$  帯域、下段は  $0.4\text{--}0.8 \text{ keV}$  帯域。 Bamba et al. (2003) より。

## 2.1 衝撃波加熱とプラズマ中の熱平衡

### 2.1.1 ランキン・ユゴニオの関係式

衝撃波を流体が通過すると急激な圧縮が起き、衝撃波下流は高温に加熱される。図2.2のように、超新星爆発により生成した無限小の厚さを持つ1次元の平面衝撃波が星間空間(Interstellar Medium: ISM)中を速さ $v_{\text{sh}}$ で進む場合を考える。衝撃波面静止系(図2.2b)で見ると、流体が上流(ISM側)から速さ $v_u$ で衝撃波に流入し、下流(SNR側)へ速さ $v_d$ で出ていくように見える。このとき、上流と下流の間での質量、運動量、エネルギーの保存を考えると、

$$\rho_u v_u = \rho_d v_d , \quad (2.1)$$

$$P_u + \rho_u v_u^2 = P_d + \rho_d v_d^2 , \quad (2.2)$$

$$\frac{1}{2}v_u^2 + w_u = \frac{1}{2}v_d^2 + w_d , \quad (2.3)$$

となる。ここで、 $\rho$ 、 $P$ 、 $w$ はそれぞれ、上流(添字u)と下流(添字d)の密度、圧力、単位体積あたりのエンタルピーである。

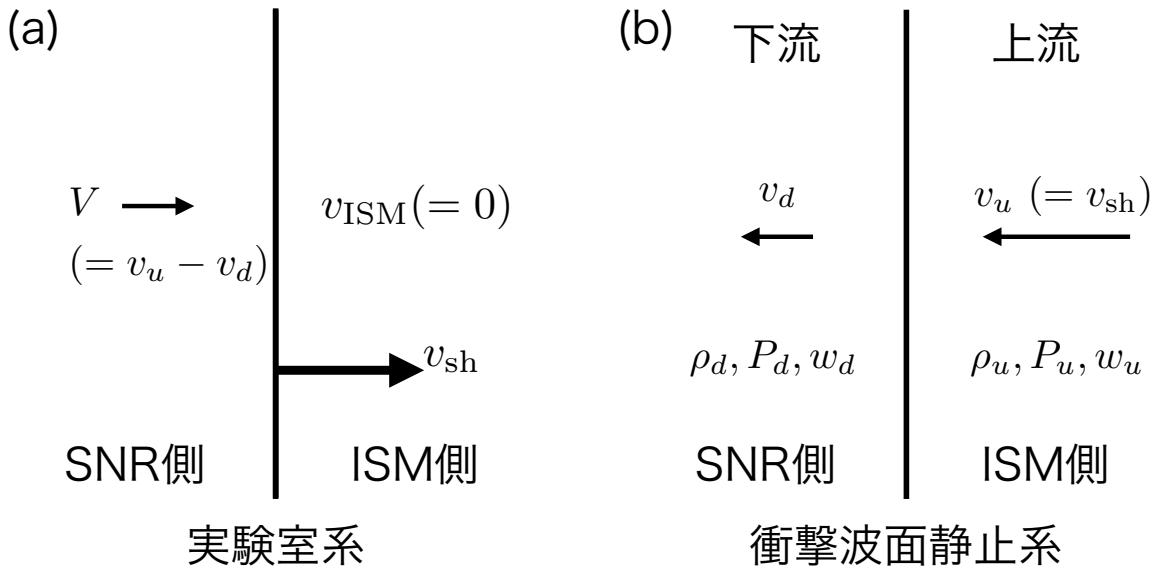


図2.2: 実験室系(a)と衝撃波面静止系(b)のSNRの衝撃波の模式図。

流体を理想気体とした場合、エンタルピーは、

$$w = C_P T = \frac{\gamma P}{(\gamma - 1)P} , \quad (2.4)$$

と表すことができる。また、 $\gamma$ は比熱比であり、

$$\gamma \equiv \frac{C_P}{C_V} , \quad (2.5)$$

で定義される。式(2.1), (2.2), (2.3), (2.4)から、以下のような式が得られる。

$$\frac{\rho_u}{\rho_d} = \frac{v_d}{v_u} = \frac{(\gamma + 1)P_u + (\gamma - 1)P_d}{(\gamma - 1)P_u + (\gamma + 1)P_d}, \quad (2.6)$$

$$\frac{P_u}{P_d} = \frac{(\gamma + 1)\rho_u - (\gamma - 1)\rho_d}{(\gamma + 1)\rho_d - (\gamma - 1)\rho_u}, \quad (2.7)$$

$$\frac{T_u}{T_d} = \frac{P_d\rho_u}{P_u\rho_d} = \frac{P_d(\gamma + 1)P_u + (\gamma - 1)P_d}{P_u(\gamma - 1)P_u + (\gamma + 1)P_d}. \quad (2.8)$$

これをランキン・ユゴニオの関係式と呼ぶ。また、気体の速さは、

$$v_u^2 = \frac{1}{2\rho_u} \{(\gamma - 1)P_u + (\gamma + 1)P_d\}, \quad (2.9)$$

$$v_d^2 = \frac{1}{2\rho_u} \frac{\{(\gamma + 1)P_u + (\gamma - 1)P_d\}^2}{(\gamma - 1)P_u + (\gamma + 1)P_d}, \quad (2.10)$$

と書ける。ここで、SNRの順行衝撃波のような衝撃波後面の圧力に比べて前面の圧力が無視できる強い衝撃波( $P_d/P_u \gg 1$ )を考えると、式(2.6), (2.8), (2.9), (2.10)はそれぞれ、

$$\frac{\rho_u}{\rho_d} = \frac{v_d}{v_u} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (2.11)$$

$$\frac{T_u}{T_d} = \frac{P_d}{P_u} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (2.12)$$

$$v_u^2 = \frac{(\gamma + 1)P_d}{2\rho_u}, \quad (2.13)$$

$$v_d^2 = \frac{(\gamma - 1)^2 P_d}{2(\gamma + 1)\rho_u}, \quad (2.14)$$

となる。図2.2に示したように、 $v_u = v_{sh}$ であるので、式(2.11)と式(2.14)を用いると、衝撃波後方における平均温度を衝撃波速度を用いて以下のように表すことができる。

$$kT_d = \mu m_H \frac{P_d}{\rho_d} = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \mu m_H v_{sh}^2. \quad (2.15)$$

ここで、 $k$ ,  $\mu$ ,  $m_H$ はそれぞれ、ボルツマン定数、平均分子量、水素の質量である。特に、非相対論的な単原子ガス( $\gamma = 5/3$ )の場合、上流と下流の圧力比と速度比は、

$$\frac{\rho_u}{\rho_d} = \frac{v_d}{v_u} = \frac{1}{4}, \quad (2.16)$$

であり、下流の温度は、

$$kT_d = \frac{3}{16} \mu m_H v_{sh}^2, \quad (2.17)$$

となる。

### 2.1.2 粒子間の熱平衡

衝撃波通過後のSNRプラズマ中のイオンは、まず同種粒子がイオンごとに熱平衡状態になった後、異種粒子間で熱平衡状態になる。平衡状態になったイオン（質量 $m_i$ ）ごとの温度は、式(2.17)に従って、

$$kT_i = (3/16)m_i v_{\text{sh}} \quad (2.18)$$

と表すことができる。つまり、温度は粒子の質量に比例するため、衝撃波加熱を受けた異種粒子間は熱非平衡状態にあると考えられる。イオン温度と質量の関係は近年、SN 1987Aでも観測がなされ、図2.3のように、各イオンの温度がその質量に比例していることがわかった(Miceli et al., 2019)。

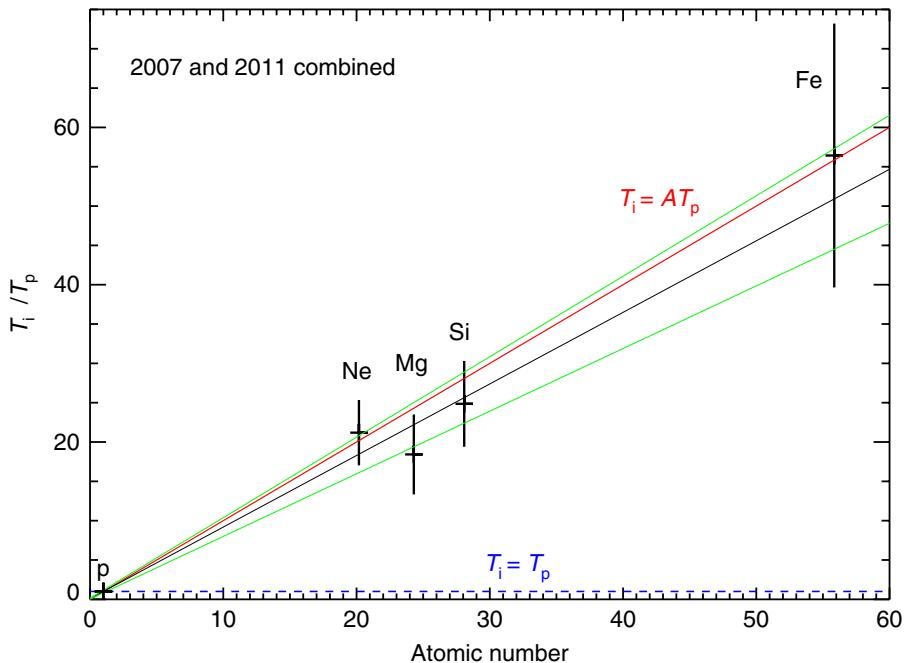


図2.3: SN 1987Aにおけるイオンと陽子の温度比(Miceli et al., 2019)。赤線は式(2.17)から予想される質量比と温度比の関係を表す。黒線はベストフィットを表し、90%の信頼区間を緑線で描いている。

温度の異なる2種類のイオン間（テスト粒子と場の粒子）で、クーロン衝突によりエネルギー等分配が行われる様子を考える。ここで、テスト粒子と場の粒子はそれぞれ別々に温度 $T$ と $T_f$ の平衡状態に達しており、マックスウェル・ボルツマン分布（後述：式3.14）が成立しているという仮定を置く。このとき、テスト粒子の温度 $T$ の変化は、

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T_f - T}{t_{\text{eq}}}, \quad (2.19)$$

と表すことができる(Spitzer, 1962)。 $t_{\text{eq}}$ は緩和時間と呼ばれるパラメータで、次式で与

えられる。

$$t_{\text{eq}} = \frac{3m}{8(2\pi)^{1/2}n_f Z^2 Z_f^2 \ln \Lambda} \left( \frac{T}{m} + \frac{T_f}{m_f} \right)^{3/2} \quad (2.20)$$

$$= 5.87 \frac{AA_f}{n_f Z^2 Z_f^2 \ln \Lambda} \left( \frac{T}{A} + \frac{T_f}{A_f} \right)^{3/2} \text{ s}. \quad (2.21)$$

ここで,  $m$ ,  $n$ ,  $Z$ ,  $A$  はそれぞれ, イオンの質量, 密度, 原子番号, 質量数であり, 添字  $f$  は場の粒子のパラメータを表す。また,  $\ln \Lambda$  ( $\sim 25\text{--}30$ ) はクーロン対数と呼ばれる,

$$\Lambda \equiv \frac{3}{2ZZ_f e^3} \left( \frac{k^3 T^3}{\pi n_e} \right)^{1/2}, \quad (2.22)$$

で定義される。電子-イオン間での緩和時間  $t_{e-i}$  は [Masai \(1984\)](#) により簡単に与えられており, X線を放射するプラズマ温度では,

$$t_{e-i} = 3.1 \times 10^8 \langle A_i \rangle \langle z \rangle^{-2} \left( \frac{k_B T_e}{\text{eV}} \right)^{3/2} \left( \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} (\ln \Lambda)^{-1} \text{ s}, \quad (2.23)$$

$$\ln \Lambda = 24.8 + \ln \left[ \left( \frac{k_B T_e}{\text{eV}} \right) \left( \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \right], \quad (2.24)$$

と近似できる。ここで,  $\langle A_i \rangle$ ,  $\langle z \rangle$  はそれぞれイオンの平均質量数, 平均の電荷である。

### 2.1.3 無衝突電子加熱

SNR に典型的な環境 ( $k_B T_e = 1 \text{ keV}$ ,  $n_e = 1 \text{ cm}^{-3}$ ) では, 式 (2.23) より, 陽子-電子間の緩和時間は約 10 万年となる。SNR の典型的な年齢は 1000 年程度なので, 衝撃波加熱直後は熱平衡には至らず,

$$\frac{T_e}{T_p} = \frac{m_e}{m_p} \simeq \frac{1}{1836}, \quad (2.25)$$

となると考えられる。しかし, 実際には年齢数 100 年の若い SNR で  $T_e/T_p \sim 1$  となる例が確認されている (e.g., [Laming et al., 1996](#); [Ghavamian et al., 2001](#); [Rakowski et al., 2003](#))。このように無衝突衝撃波では, クーロン衝突を介した熱交換のみでは観測事実を説明できない。そこで考えられているのが、「無衝突電子加熱」と呼ばれるプロセスである。この過程により, 流体が衝撃波を通過する際に電磁波を介してエネルギー交換が行われ,  $T_e/T_p$  が式 (2.25) の予想より高くなると理論的に示唆されている ([Cargill & Papadopoulos, 1988](#); [Laming, 2000](#))。しかしこのプロセスがどれほどの効率で効いてくるのか, また, 本当に電磁場を介したプロセスで説明できるかについて観測的な証拠はない。

## 2.2 衝撃波統計加速 (DSA)

無衝突衝撃波内では粒子間衝突が滅多に起こらず、主に粒子と電磁波の相互作用によって散乱される。これにより粒子は衝撃波面を何度も通過し相対論的な速度まで加速される(図 2.4)。この現象を DSA と呼ぶ。以下では簡単のためテスト粒子近似での DSA の原理について説明する。テスト粒子近似とは、熱的粒子からなるマクロなプラズマの流れはランキン・ユゴニオの関係式に従うとし、その流れの中で、ある非熱的な高エネルギー粒子の運動を考えるものである。すなわち、非熱的粒子が背景プラズマの流れに及ぼす効果を無視している。

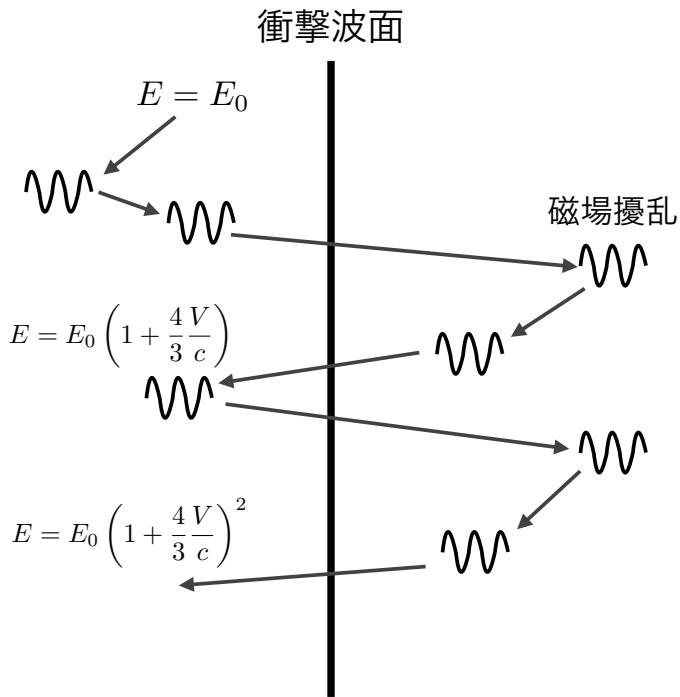


図 2.4: 衝撃波統計加速の模式図。

一般に衝撃波周りのプラズマでは磁場乱流を伴い、その中の非熱的粒子は Alfvén 波との弾性散乱を繰り返す。これによって粒子が運動方向を変え、何度も衝撃波面を通過することで相対論的な速度まで加速される。衝撃波上流側にあるエネルギー  $E$  の粒子が下流に流入する場合、上流から見た下流のエネルギーはローレンツ変換により、

$$E' = \gamma(E + V p_x), \quad (2.26)$$

と与えられる。ここで、 $V$ 、 $p_x$  は、 $x$  軸と運動量のなす角度  $\theta$  を用いて、 $V = v_u - v_d$ 、 $p_x = (E/c) \cos \theta$  と表され、 $\gamma \equiv 1/\sqrt{1 - (V/c)^2} \simeq 1$  はローレンツ因子を指す。つまり、

粒子が衝撃波面を通過したことによって,

$$\Delta E = E' - E = \frac{V}{c} E \cos \theta , \quad (2.27)$$

だけのエネルギーを得たことになる。粒子はあらゆる方向から散乱を受け、運動方向を変えられるため、1回の通過によって粒子が得るエネルギーの期待値は、

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \int_0^{\pi/2} \frac{\Delta E}{E} 2 \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{2}{3} \frac{V}{c} , \quad (2.28)$$

である。下流でも Alfvén 波による弾性散乱を繰り返し、ついには衝撃波面を通過して上流に流入する。このとき、下流の静止系では上流のガスが速度  $V$  で近づくように見えるため、同様に  $(2/3)(V/c)$  だけエネルギーを得ることになる。すなわち、粒子が衝撃波面の間を一往復して得るエネルギーの期待値は、 $\langle \Delta E/E \rangle = (4/3)(V/c) \ll 1$  となる。したがって、一往復の程度ではごく僅かなエネルギーしか得られないことになるが、 $n$  回往復した場合を考えると、粒子が持つエネルギーは、

$$E_n = E_0 \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{V}{c} \right)^n \simeq E_0 \exp \left( \frac{4}{3} \frac{V}{c} n \right) , \quad (2.29)$$

で得られ、指数関数的に上昇することがわかる。ここで、 $E_0$  は粒子の最初のエネルギーである。

加速を受けると一往復あたり  $4v_d/c$  の確率で粒子は次第に衝撃波付近から逃亡し、加速を受ける粒子は減少していく。よって  $n$  回後の往復で粒子が逃亡する確率  $P_n$  は、

$$P_n = \left( 1 - \frac{4v_d}{c} \right)^n \times \frac{4v_d}{c} , \quad (2.30)$$

である。式 (2.29) と式 (2.30) から被加速粒子のエネルギースペクトルが、

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(3v_d/V)-1} = E^{-(r+2)/(r-1)} \equiv E^{-s} , \quad (2.31)$$

と与えられ、べき関数になることがわかる。ここで  $r = \rho_d/\rho_u = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$  は圧縮比である。式 (2.16) で与えられる  $r = 4$  を用いると、スペクトルのべきは  $s = 2$  となり、実際に観測されている宇宙線エネルギースペクトルの形をよく説明できる。

粒子加速のタイムスケールは、被加速粒子が概ね 2 倍のエネルギーになる時間と解釈でき、

$$t_{\text{acc}} = t_{\text{cyc}} \left\langle \frac{E}{\Delta E} \right\rangle_{\text{cyc}} , \quad (2.32)$$

と見積もることができる。ここで、 $t_{\text{cyc}}$  は粒子が一往復するのに費やす時間、 $\langle E/\Delta E \rangle_{\text{cyc}} = (3/4)(c/V)$  は一往復で粒子が得るエネルギーの逆数である。 $t_{\text{cyc}}$  は拡散係数  $D$  を用いて、

$$t_{\text{cyc}} = \frac{4D_u}{v_u c} + \frac{4D_d}{v_d c} , \quad (2.33)$$

と書ける。式(2.32), (2.33)から、粒子加速のタイムスケールは、 $V = v_1 - v_2$ として、

$$t_{\text{acc}} = \frac{3}{V} \left( \frac{\mathcal{D}_u}{v_u} + \frac{\mathcal{D}_d}{v_d} \right) , \quad (2.34)$$

となる。つまり、粒子加速のタイムスケールを求めるためには、拡散係数 $\mathcal{D}$ を知る必要がある。拡散係数 $\mathcal{D}$ は、

$$\mathcal{D} = \frac{\lambda_{\text{mfp}}}{3} c = \frac{\eta r_g}{3} c , \quad (2.35)$$

と書ける。ここで、 $\lambda_{\text{mfp}}$ は粒子の散乱の平均自由行程であり、DSAではジャイロ半径 $r_g$ を用いて $\lambda_{\text{mfp}} = \eta r_g$ と書けることを用いた。 $\eta = (B/\delta B)^2$ は「ジャイロ因子」と呼ばれるパラメータであり、磁場乱流の強さを表す。一般に $\eta \geq 1$ であり、平均自由行程がジャイロ半径よりも小さくなることはないと言われている。また、 $\eta = 1$ となるのはいわゆるボーム極限のときであり、磁場乱流が最も大きい時に対応する。簡単のため $\mathcal{D}_1 = \mathcal{D}_2$ を仮定し、式(2.16)より $v_u = 4v_d = v_{\text{sh}}$ を用いると、式(2.34), (2.35)から、

$$t_{\text{acc}} = \frac{20}{3} \frac{c r_g}{v_{\text{sh}}^2} \eta , \quad (2.36)$$

となる。

## 第 3 章

# 超新星爆発と超新星残骸

### 3.1 超新星爆発の分類

恒星が重力崩壊などによって爆発すると、 $\sim 10^{51}$  erg にも及ぶ銀河系内最大の高エネルギー天体现象が観測される。この現象は超新星(SN)と呼ばれ、藤原定家が記した『明月記』で「客星」として記録されるなど、歴史的な天体现象でもある。15世紀になると、ティコ・ブラーエをはじめとした天文学者たちが爆発の観測日、方向、明るさの変化などの詳細な記録を残すようになり、現代でも年齢や分類を知ることに役立っている。表 3.1 に主要な歴史的な超新星の記録とそれに結び付けられている SNR をまとめた(Strom, 1994)。2019 年時点では銀河系内に 294 個の SNR が見つかっており(Green, 2019)，可視光、電波、X 線、 $\gamma$  線といった様々なエネルギー帯域で研究されている。

表 3.1: 歴史的な記録が残る銀河系内の SNR (Strom, 1994)

爆発年	星座	SNR 名	分類	記録者
185(?)年	ケンタウルス座	RCW 86(?)	Ia(?)	中国
386 年	射手座	G11.2–0.3	II	中国
1006 年	おおかみ座	SN 1006	Ia	日本, 中国, 韓国
1054 年	おうし座	Crab Nebula	II	日本, 中国, 韓国
1181 年	カシオペア座	3C 58	II	日本, 中国, 韓国
1572 年	カシオペア座	Tycho's SNR	Ia	Tycho Brache
1604 年	へびつかい座	Kepler's SNR	Ia	Johannes Kepler
1680 年代	カシオペア座	Cassiopeia	II	John Flamsteed(?)*

\* Ashworth (1980)

SN は可視光のスペクトルや光度曲線を元に分類される(図 3.1)。水素の Balmer 系列

の吸収が見られないものをI型、見られるものをII型と呼ぶ。I型はさらに、SiやHeの有無で分類される。SiIIの吸収線が存在するものは、Ia型、SiIIの吸収線が確認できず、Heの吸収線があるものはIb型、いずれもないものはIc型と定義されている。一方、II型は光度曲線などからIIP型、IIL型などと分類される。また、発生過程を考慮して、Ia型以外は重力崩壊型と分類されることもある。以下では、重力崩壊型SNとIa型SNの発生過程や特徴について述べる。

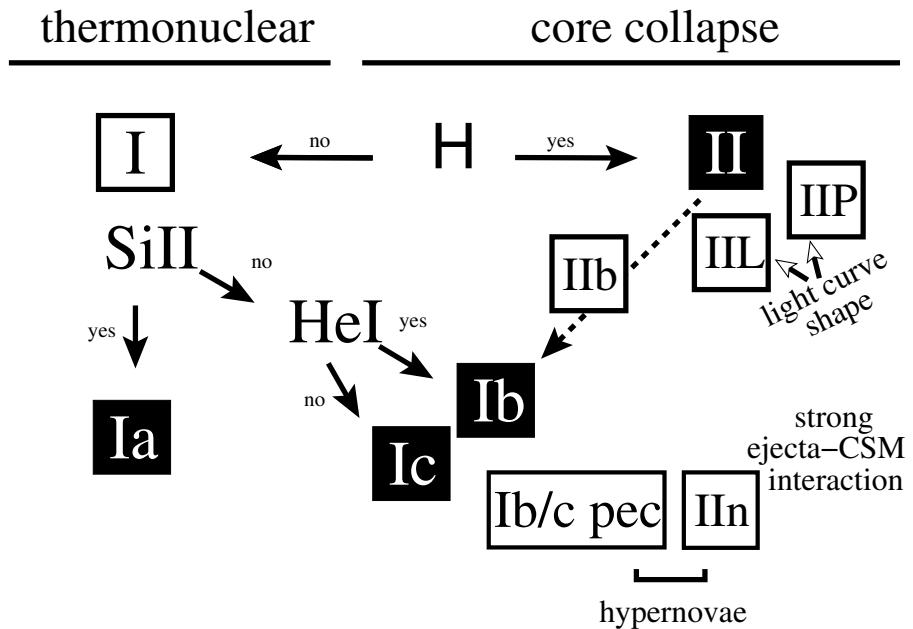


図 3.1: 可視光のスペクトルや光度曲線に基づく SN の分類 (Turatto, 2003).

## 重力崩壞型超新星

重力崩壊型SNは、 $\sim 10M_{\odot}$ 以上の大質量星が重力崩壊することで起きる爆発と考えられており、主に渦巻銀河の腕部分のような高密度領域で観測される。その爆発の仕組みは以下の通りである。恒星の熱核反応が進むと中心部にFeのコアが形成される。Feは1核子あたりの束縛エネルギーが最も大きい原子であるため、これ以上反応は進まず、エネルギーは生み出されない。しかし、星内部では電子捕獲反応 ( $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ ) が起っている。これにより電子の数密度が小さくなるため縮退圧が低下した結果、収縮が起きてFeコアの密度と温度は上昇し続ける。こうして内部の温度が $\sim 3 \times 10^9$  Kを超えると、以下のような吸熱反応を経て、光分解が起きる。



この結果、恒星は自身の重力を支えられなくなり、重力崩壊を起こす。この後、重力エネルギーが爆発のエネルギーへと転化されると考えられている。重力崩壊によって生成される総エネルギーは約  $10^{53}$  erg とされているが、その 99% 程度はニュートリノによって持ち出されてしまう。このため、爆発のエネルギーは約  $10^{51}$  erg となる。重力エネルギーが爆発エネルギーへと転換される機構は、ニュートリノ加熱というメカニズムが現在最も有力であるが、未だ完全にはわかっていない (Wilson, 1985).

## Ia型超新星

Ia型SNは、水素の吸収線が無く、光度曲線が数十日で指数関数的に減少するという特徴がある。また、楕円銀河のような低質量の星が多く古い銀河にも普遍的に存在する。これらの特徴からIa型SNは、水素の層を持たない年齢の古い星、つまり、C+O白色矮星から生じると考えられている。白色矮星の質量が何らかの原因でチャンドラセカール限界質量 ( $\sim 1.4M_{\odot}$ ) にまで増加すると、自身の重力を電子の縮退圧で支えられなくなる。中心密度が  $2 \times 10^9$  g cm $^{-3}$  になると、炭素の核燃焼が起り、解放される核反応のエネルギーによって星全体が吹き飛ぶ。また、Ia型SNは主にSiからCaまでの中質量元素 (Intermediate-mass elements: IMEs) やFeを比較的多く持つという特徴がある。核反応モデルでは、SiやFeのような元素が選択的に合成され、O, Ne, Mgなどは燃えずに凍結されて残ると言われている (e.g., Nomoto, 1982; Iwamoto et al., 1999).

白色矮星が質量を獲得する具体的な機構は現在主に2つのモデルが提唱されている。1つ目は、白色矮星が伴星から質量降着を受けるというものであり、Single Degenerate (SD) モデルと呼ばれる (Whelan & Iben, 1973)。この場合、伴星は主系列星や赤色巨星であり、伴星の外層物質を引き剥がすことによって質量を増やす。2つ目は、2つの白色矮星が合体するものであり、Double Degenerate (DD) モデルと呼ばれる (Webbink, 1984; Iben & Tutukov, 1984)。これら2つのシナリオは、どちらも一長一短であり、どちらが実現するのか、あるいは両方とも起きるのかについては未だ議論が続いている (Saio & Nomoto, 1985; Di Stefano, 2010; Pakmor et al., 2010)。

## 3.2 超新星残骸の進化

SNRは星間物質 (Interstellar Medium: ISM) を掃き集めながら膨張していく。SNRの膨張段階は、親星からの噴出物 (イジェクタ) の質量 ( $M_{ej}$ ) とISMの質量 ( $M_{ISM}$ ) などによって分類される。以下では、その膨張段階の進化について説明する。

## 自由膨張段階

SN 後の初期の段階では、 $M_{\text{ISM}}$  は  $M_{\text{ej}}$  に比べて小さく無視できるため、イジェクタは減速を受けることなく膨張する。爆発のエネルギーの多くはイジェクタの運動エネルギーへと解放され、2-3%のみが熱エネルギーへと変換される。爆発によってエネルギーを得たイジェクタの膨張速度は  $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$  であり、周辺ガスの音速 ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ) に比べて十分速い。このため、前方には「順行衝撃波 (Blast wave)」と呼ばれる衝撃波が走る。爆発のエネルギー  $E$  の SN の場合、膨張速度  $v_s$  と半径  $R_s$  は、

$$v_s = \sqrt{\frac{2E}{M_{\text{ej}}}} = 1.0 \times 10^9 \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left( \frac{M_{\text{ej}}}{M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ cm s}^{-1}, \quad (3.3)$$

$$R_s = v_s t, \quad (3.4)$$

となる。ここで、 $t$  は爆発からの時間である。この時、衝撃波によって掃き集められた ISM の質量は、

$$M_{\text{ISM}} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 \mu m_H n_0, \quad (3.5)$$

と表すことができる。ここで、 $\mu$  は平均分子量、 $m_H$  は水素の質量、 $n_0$  は ISM 中の水素の密度である。自由膨張期は  $M_{\text{ISM}}$  が  $M_{\text{ej}}$  と同程度になるまで続くとされている。つまり、そのタイムスケールは式 (3.3), (3.4), (3.5) を用いて、

$$t \sim 1.9 \times 10^2 \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left( \frac{M_{\text{ej}}}{M_\odot} \right)^{5/6} \left( \frac{\mu}{1.4} \right)^{-1/3} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ yr}, \quad (3.6)$$

となる。したがって、典型的には数 100 年間程度この段階が続く。

## 断熱膨張段階

$M_{\text{ISM}}$  が  $M_{\text{ej}}$  より十分大きくなると、掃き集められた ISM による減速が無視できなくなる。しかし、放射によるエネルギー損失は依然として無視できるため、SNR は断熱的に膨張する。この段階での衝撃波の膨張は、一様物質中の点源爆発によって近似した自己相似解 (Sedov-von Neumann-Taylor 解) で得られる<sup>1</sup> (Sedov, 1946; Taylor, 1950; von Neumann, 1963)。時刻  $t$  における衝撃波の半径  $R_s$ 、速さ  $v_0$ 、衝撃波面のすぐ後方の温度  $T_s$  は、

$$R_s = 4 \times 10^{19} \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{2/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ cm} \quad (3.7)$$

$$v_s = \frac{dR_s}{dt} = 5 \times 10^7 \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-3/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ cm s}^{-1} \quad (3.8)$$

---

<sup>1</sup> このことから、断熱膨張段階は Sedov-Taylor 段階とも呼ばれる。

$$T_s = 3 \times 10^6 \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-6/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{2/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \text{ K} \quad (3.9)$$

と表すことができる。ここで、 $E$  は爆発のエネルギー、 $n_0$  はISMの密度である。断熱膨張段階は数万年続き、この段階が終わる頃には、およそ 70% の爆発エネルギーが ISM の熱エネルギーに変換される (Chevalier, 1974)。

自由膨張段階から断熱膨張段階への変遷期では、前方衝撃波は減速していく (式 3.8) のに対し、内側のイジェクタは等速で膨張する (式 3.3)。前方衝撃波によって掃き集められた ISM はイジェクタを押し返し、「逆行衝撃波 (Reverse shock)」と呼ばれる内向きの衝撃波を形成する (McKee, 1974)。逆行衝撃波によってイジェクタは圧縮と加熱を受ける。加熱を受けた ISM とイジェクタの境界は「接触不連続面 (Contact discontinuity)」と呼ばれる (Truelove & McKee, 1999)。典型的な変遷期の SNR の構造を図 3.2 に、衝撃波面の位置の時間依存性を図 3.3 に示す。X 線帯域では、順行衝撃波と逆行衝撃波の間の物質のみが検出される。これは、その領域のみが X 線を放射するのに十分な加熱を受けているためである。一方で、衝撃波加熱を受けていない中心のイジェクタは自由膨張し続けているが、X 線が検出されないため直接観測はできない。超新星残骸 Tycho や SN 1006 など、多くの若い SNR はこの段階にあると考えられる。

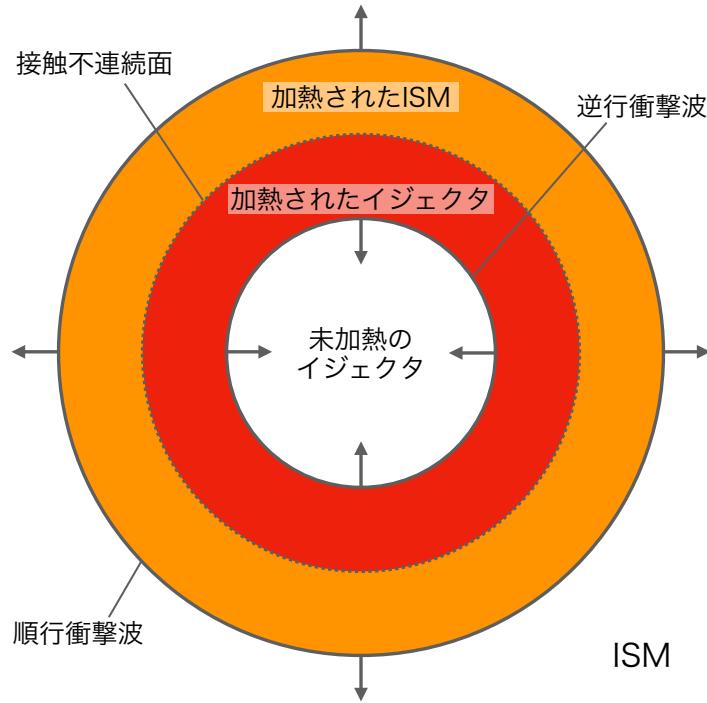


図 3.2: 自由膨張期から断熱膨張期の変遷期の SNR の概略図。

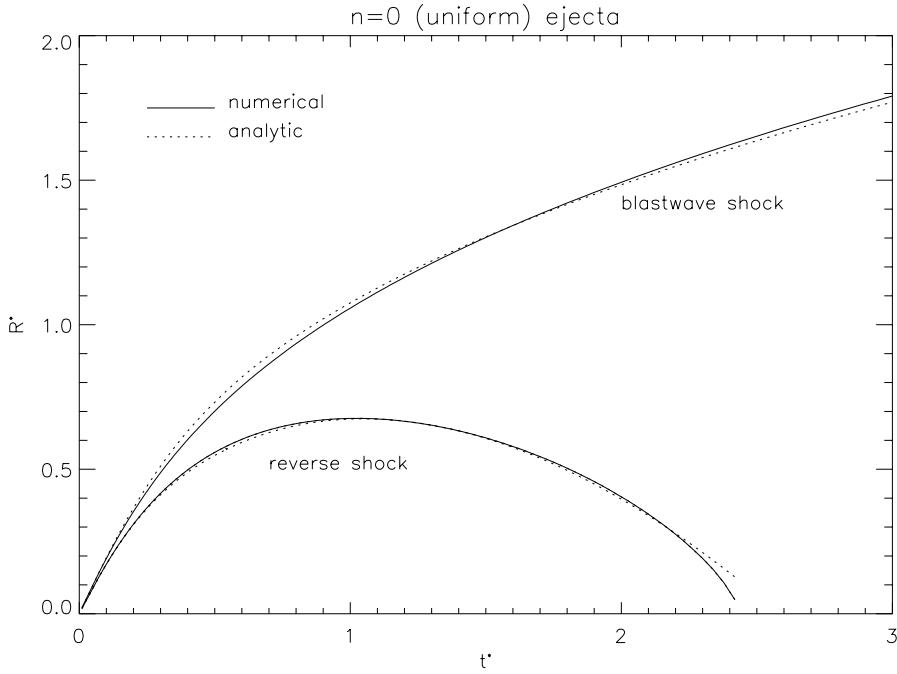


図 3.3: 一様なイジェクタを持つ SNR の順行衝撃波と逆行衝撃波の位置の時間依存性 ([Truelove & McKee, 1999](#)).

## 放射冷却段階

断熱膨張段階では時間とともに衝撃波後方の温度  $T_s$  は下降するため (式 3.9)，最終的には放射冷却が無視できなくなり，膨張が断熱的ではなくなる。この段階を放射冷却段階という。この段階の初期には，密度の高い外側の領域のみが冷やされ，より内部の低密度な領域はまだ高温で断熱膨張を続けている。このとき，单原子ガスを仮定すると衝撃波の膨張は，

$$R_s \propto t^{2/7} \quad (3.10)$$

と表すことができる。この段階は「圧力駆動雪かき段階 (Pressure-driven snowplow phase)」とも呼ばれる ([McKee & Ostriker, 1977](#))。

さらに冷却が進むと，圧力が無視できるほど小さくなり，衝撃波は自身の運動量保存のみで進むようになる。このときの SNR の膨張は，

$$R_s \propto t^{1/4} \quad (3.11)$$

となる。この段階は「運動量保存雪かき段階 (Momentum-conserving snowplow phase)」と呼ばれる ([Cioffi et al., 1988](#))。

### 3.3 超新星残骸からの X 線放射

#### 3.3.1 熱的プラズマからの放射

図 3.4 は電離平衡状態にある SNR プラズマからの X 線放射モデルである。この図のように、典型的な SNR からの X 線放射は連続成分といつも輝線放射で表すことができ、スペクトルの形から様々な情報を得ることができる。本修士論文では、特に制動放射と輝線放射を取り上げ、その物理について説明する。

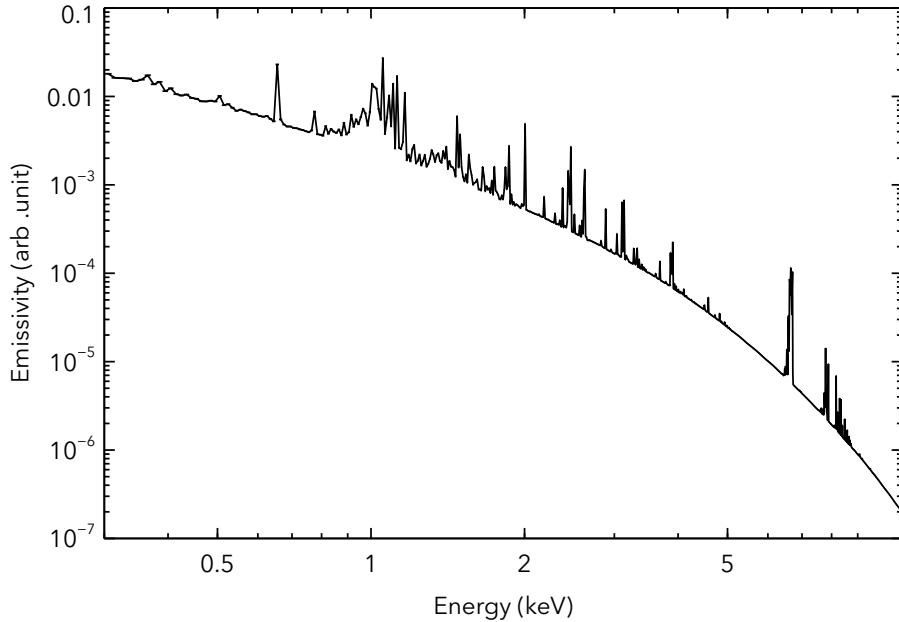


図 3.4: 電離平衡状態にある SNR プラズマからの X 線放射モデル

#### 制動放射

プラズマ中の荷電粒子が異種粒子のクーロン場によって減速や偏向を受けると、「制動放射」と呼ばれる電磁波を放射する (Rybicki & Lightman, 1979)。電子と原子番号  $Z$  のイオンでは、イオンの質量は電子に比べて  $1836Z$  倍とはるかに重く減速を受けにくい。このため制動放射のほとんどは電子由来となる。電子密度  $n_e$ 、陽子密度  $n_i$  のプラズマからの単位体積・単位周波数あたりの放射強度は、

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m_e^2 v_e} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \nu) , \quad (3.12)$$

と表すことができる。ここで、 $e$ 、 $c$ 、 $m_e$ 、 $v_e$ はそれぞれ、電荷素量、光速、電子の質量、電子の速さである。また、 $g_{ff}$ はガウント因子とよばれ、以下の式で定義される。

$$g_{ff}(v, \nu) \equiv \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left( \frac{v}{\nu} \sqrt{\frac{e^2}{m_e v^2}} \right). \quad (3.13)$$

ここまででは電子の速度はある1つの値を持つとしてきたが、実際のSNRプラズマでは、マックスウェル・ボルツマン分布と呼ばれる速度分布に従う。マックスウェル・ボルツマン分布は以下の式で表すことができる。

$$P(\mathbf{v}) = 4\pi v^2 \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m_e v^2}{2k_B T_e} \right). \quad (3.14)$$

制動放射のスペクトルは異なる電子からの放射の重ね合わせで表すことができる。SNRプラズマからの放射強度は速度分布について平均を取ることで、

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{2^5 \pi e^6}{3m_e c^3} \left( \frac{2\pi}{3k_B m} \right)^{1/2} T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/k_B T_e} \overline{g_{ff}} \quad (3.15)$$

$$= 2.0 \times 10^{-41} Z^2 \left( \frac{k_B T_e}{\text{keV}} \right)^{-1/2} \left( \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{n_i}{\text{cm}^{-3}} \right) \\ \times e^{-h\nu/k_B T_e} \overline{g_{ff}} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ cm}^{-3}, \quad (3.16)$$

と与えられる。ここで、 $\overline{g_{ff}}$ は速度について平均したガウント因子であり、典型的なX線プラズマでは、以下のように表すことができる。

$$\overline{g_{ff}} = \left( \frac{3}{\pi} \frac{kT_e}{h\nu} \right)^{-1/2}. \quad (3.17)$$

式(3.16)からわかるように、制動放射の放射強度は電子と陽子の密度の積に比例するので、体積 $V$ のプラズマからの単位時間あたりの放射強度は $n_e n_i V$ に比例する。このパラメータはEmission Measureと呼ばれる。式(3.16)から制動放射のスペクトルは、 $\varepsilon \equiv h\nu$ として、以下のように書ける。

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} \propto \begin{cases} \varepsilon^{-0.4} & (\varepsilon \leq kT_e) \\ \exp(-\varepsilon/kT_e) & (\varepsilon > kT_e) \end{cases} \quad (3.18)$$

この特徴を用いて、スペクトルの傾きやカットオフの位置からプラズマの電子温度を見積もることができる。

## 輝線放射

輝線放射は、原子に束縛された電子がより低い準位へ遷移するときに、そのエネルギー差に応じた光子を放出することで起きる。エネルギーの遷移は内殻電離や衝突励起、再結

合が主な要因である。水素様イオンでは、ボーアの原子模型を用いて輝線放射エネルギーの良い近似が与えられており、量子数  $n$  から  $n'$  への遷移による輝線のエネルギーは、

$$E \sim Z^2 R_y \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right), \quad (3.19)$$

と書ける。ここで、 $Z$ 、 $R_y$  はそれぞれ、原子番号とリュードベリ定数 ( $= 13.6$  eV) である。図 3.5 は Fe K $\alpha$  と Fe K $\beta$  輝線の中心エネルギーと強度比のイオン電荷依存性である。この図のように、一般に電離が進むほど輝線は弱くなり、輝線エネルギーは大きくなる。

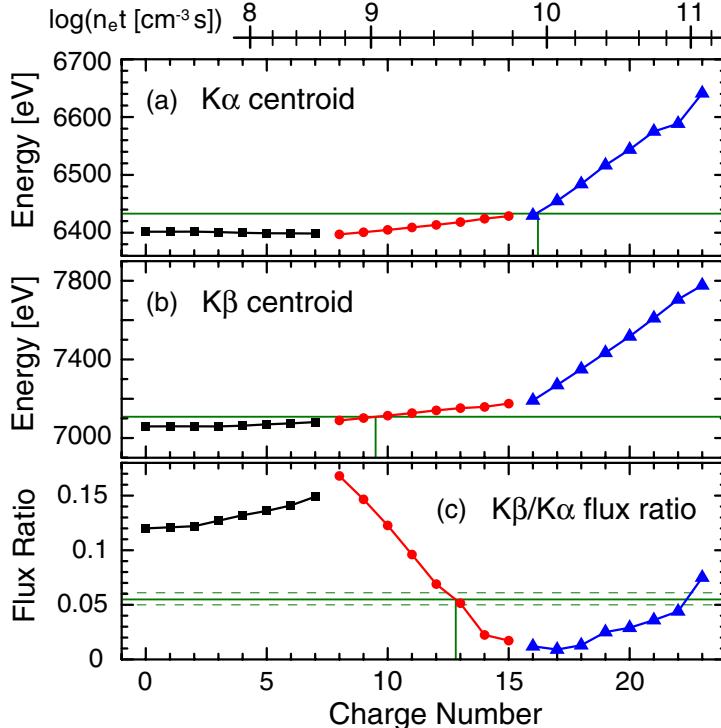


図 3.5: Fe K $\alpha$ (a) と Fe K $\beta$ (b) の輝線中心のエネルギーと K $\beta$ /K $\alpha$  の輝線強度比 (c) の Fe イオン電荷依存性 (Yamaguchi et al., 2014).

### 3.3.2 シンクロトロン放射

2.2 節で述べたように、DSA によって相対論的速度まで加速された宇宙線粒子はべき乗のエネルギー分布で表され、マックスウェル・ボルツマン分布から外れる。このような粒子からの放射は、X 線帯域では主にシンクロトロン放射が観測されており、いくつかの SNR でも見つかっている。この節では、シンクロトロン放射の放射過程について説明する (Ginzburg & Syrovatskii, 1965; Rybicki & Lightman, 1979)。

シンクロトロン放射は、相対論的粒子が磁場からローレンツ力を受けて放射する電磁波である。粒子の速度を  $v$  とすると、単色電子からのシンクロトロン放射による単位周波数

あたりの輻射強度は,

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{2\pi m_e c^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (3.20)$$

と与えられる. ここで,  $\alpha$  は電子の速度と電場の角度,  $B$  は磁場を指し,  $\omega_c$  は “Critical Frequency” と呼ばれ,

$$\omega_c = \frac{3\gamma^2 e B \sin \alpha}{2m_e c}, \quad (3.21)$$

と表される. また, 関数  $F(x)$  は,

$$F(x) \equiv x \int_x^\infty K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (3.22)$$

と定義され,  $K_{5/3}$  は次数  $5/3$  の Bessel 関数である. すなわち, 単色粒子からのシンクロトロン放射スペクトルは, 図 3.6 のような関数  $F(x)$  の連続的な関数形で表される. この図からわかるように, シンクロトロン放射は  $\omega/\omega_c \simeq 0.29$  でピークを持つような形になり, シンクロトロン放射の平均エネルギーは,

$$\varepsilon \simeq 2000 \left( \frac{B}{10 \text{ }\mu\text{G}} \right) \left( \frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \text{ eV}, \quad (3.23)$$

である. また, 式 (3.20) を全周波数で積分すると, シンクロトロンの全放射強度が得られ,

$$P_{\text{synch}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B, \quad (3.24)$$

と書ける. ここで, 古典電子半径  $r_0 \equiv e^2/(m_e c^2)$  としたとき,  $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$  はトムソン散乱の断面積,  $U_B = B^2/(8\pi)$  は磁場  $B$  のエネルギー密度である. これは, ラーモアの公式から得られる荷電粒子のエネルギー損失の値となっている.

シンクロトロン放射によるエネルギー損失は, 特にシンクロトロン冷却と呼ばれる. 式 (3.24) から, 電子と陽子が同じエネルギー  $E$  を持つと仮定すると,  $\sigma_T \propto m^{-2}$ ,  $\gamma = E/(mc^2)$  より, これらのシンクロトロン放射強度比は,

$$\frac{P_p}{P_e} = \left( \frac{m_e}{m_p} \right)^4 \simeq 9 \times 10^{-14}, \quad (3.25)$$

となり, 陽子は電子に比べて放射強度が非常に弱く, エネルギー損失が少ないことがわかる. 一方, 電子はシンクロトロン冷却を受けやすく, そのタイムスケールは,

$$t_{\text{synch}} = 12.5 \left( \frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^{-1} \left( \frac{B}{100 \text{ }\mu\text{G}} \right)^{-2} \text{ yr}, \quad (3.26)$$

で与えられる.

粒子のエネルギー分布が  $N(E) \propto E^{-s}$  のべき関数で表される場合, 光子のエネルギースペクトルは全てのエネルギーの電子からの放射の足し合わせで表すことができ,

$$\varepsilon \frac{dn}{d\varepsilon} = \int P(\omega) N(E) dE \quad (3.27)$$

$$\propto \varepsilon^{-(s-1)/2} \equiv \varepsilon^{-\alpha}, \quad (3.28)$$

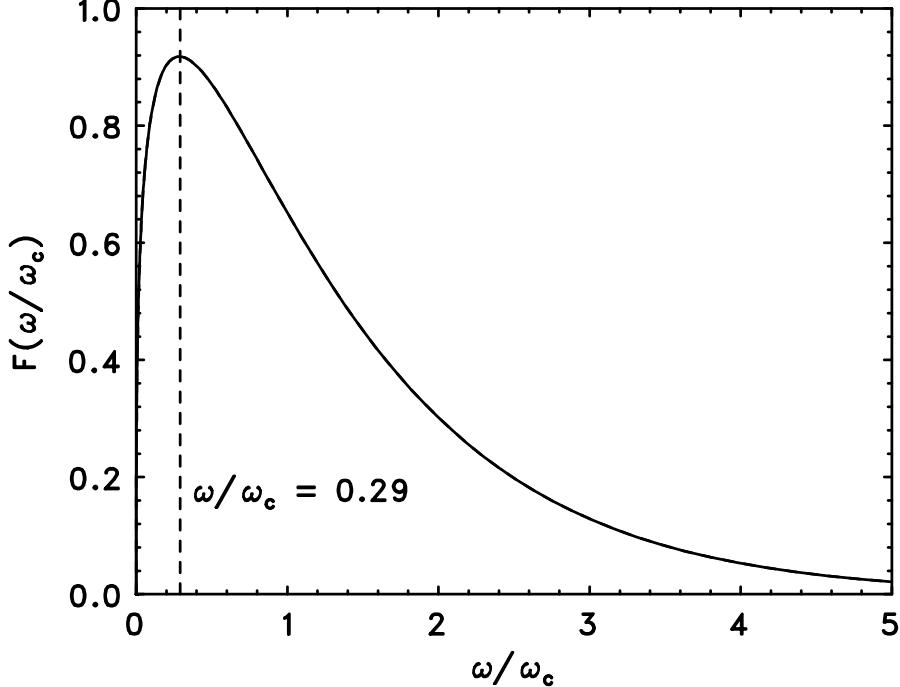


図 3.6: 単色粒子からのシンクロトロン放射スペクトル. ピーク位置を破線で表している. (Tanaka, 2006)

となる (Rybicki & Lightman, 1979). このように, 光子スペクトルも電子の分布と同様にべき関数形で表され, 光子フラックス表示  $dn/d\varepsilon \propto \varepsilon^{-\Gamma}$  で定義される光子指数  $\Gamma$  は,

$$\Gamma = \alpha + 1 = \frac{s + 1}{2}, \quad (3.29)$$

という関係が成り立つ.

実際に SNR を観測すると, DSA による粒子の加速時間に制限があるため, シンクロトロン放射のスペクトルにはカットオフが存在する. 被加速粒子の電荷  $Ze$ , 磁場  $B$  として, ジャイロ半径は  $r_g = E_e/(ZeB)$  と書ける. これと式 (2.36) から, 被加速粒子の最高加速エネルギー

$$E_{\max} = \frac{3}{20} \frac{1}{\eta} \frac{v_{\text{sh}}}{c} ZeB t_{\text{acc}} \quad (3.30)$$

$$\propto v_{\text{sh}} B t_{\text{acc}} \eta^{-1}, \quad (3.31)$$

を得る.  $t_{\text{acc}}$  は, SNR の年齢  $t_{\text{age}}$  (age-limited) やシンクロトロン冷却時  $t_{\text{loss}}$  (loss-limited), 加速機構からの逃亡までの時間 (escape-limited) の 3 通りで制限される. それぞれの場

合のカットオフエネルギーの表式は,

$$E_{\max}(\text{age}) \propto v_{\text{sh}}^2 B t_{\text{age}} \eta^{-1} \quad (3.32)$$

$$E_{\max}(\text{loss}) \propto v_{\text{sh}} B^{-1/2} \eta^{-1/2} \quad (3.33)$$

$$E_{\max}(\text{esc}) \propto B \lambda_{\max}, \quad (3.34)$$

$$(3.35)$$

である。ここで、 $\lambda_{\max}$  は電子が散乱されうる磁場の最大の波長である。式(3.23)から、観測されるスペクトルのカットオフエネルギー  $\varepsilon_{\text{cutoff}}$  は、

$$\varepsilon_{\text{cutoff}}(\text{age}) \propto v_{\text{sh}}^4 B^3 t_{\text{age}}^2 \eta^{-2} \quad (3.36)$$

$$\varepsilon_{\text{cutoff}}(\text{loss}) \propto v_{\text{sh}}^2 \eta^{-1} \quad (3.37)$$

$$\varepsilon_{\text{cutoff}}(\text{esc}) \propto B^3 \lambda_{\max}^2, \quad (3.38)$$

と与えられる。

## 第 4 章

# 超新星残骸 Tycho の概観と観測の動機

### 4.1 超新星残骸 Tycho

Tycho は 1572 年に爆発を起こした非常に若い超新星の残骸である。当時、その爆発は肉眼でも観測可能であり、デンマークの天文学者ティコ・ブラーエによって詳細に記録された。彼の記録から超新星爆発のライトカーブが再現され、Ia 型であると考えられている (e.g., Baade, 1945; Ruiz-Lapuente, 2004)。爆発時の可視光がダストで散乱されて観測される「光エコー」の解析でも、Ia 型であることを支持している (Rest et al., 2008; Krause et al., 2008)。Tycho まで距離については様々な観測手法で見積もられており、多くの研究で 1.7–5 kpc 程の範囲にあるとされている (e.g., Hayato et al., 2010)。本修士論文では Zhou et al. (2016) に基づき、距離を 2.5 kpc として実スケール等の計算を行なっている。

Tycho では、熱的放射と非熱的放射の双方が明るく光り、前者は  $\lesssim 4$  keV の低エネルギー帯域で、後者は  $\gtrsim 4$  keV の高エネルギー帯域で支配的になる。Chandra 衛星で撮影された Tycho の X 線帯域における 3 色イメージを図 4.1(A) に示す。図のように、熱的放射は内側に塊状の構造を、非熱的放射は外側にフィラメント状の構造を形成する。前者は衝撃波によって加熱を受けたイジエクタ由来の熱的放射 (e.g., Yamaguchi et al., 2017; Sato & Hughes, 2017)，後者は TeV 帯域まで加速された電子由来のシンクロトロン X 線放射 (e.g., Hwang et al., 2002; Bamba et al., 2005) と考えられている。

Tycho の南西部では、他の SNR ではみられない、特異な縞状の非熱的放射が存在する (図 4.1B)。Eriksen et al. (2011) は、この領域で陽子が縞の間隔の 1/2 倍のジャイロ半径で運動していると仮定して、陽子のエネルギーを見積もった。その結果、陽子が  $\sim 1$  PeV まで加速されていると議論している。この構造の成因については理論的研究でもしばしば議論されているが (Bykov et al., 2011; Malkov et al., 2012; Caprioli & Spitkovsky, 2013; Laming, 2015)，観測的研究が少なく、未だ解明には至っていない。

Tycho は様々な波長の観測で、濃いガスとの衝突が示唆されている。Ghavamian et al. (2000) は Tycho 北西部の “knot g” と呼ばれる領域で H $\alpha$  の解析を行い、順行衝撃波前方

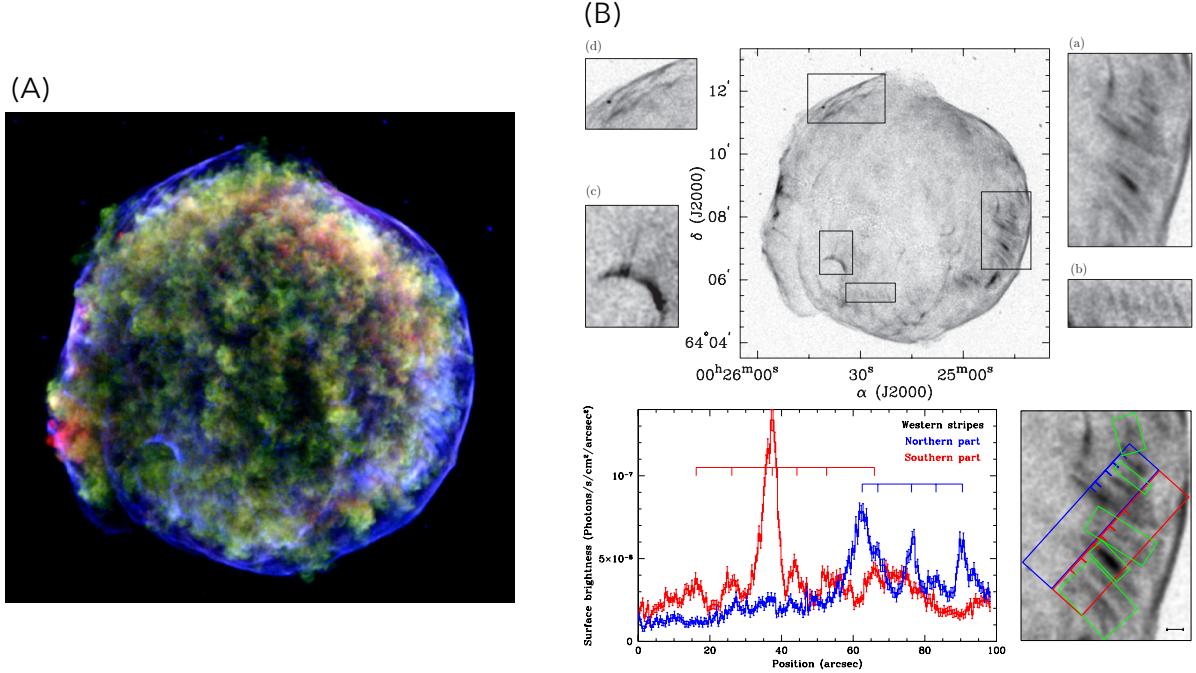


図 4.1: (A) Tycho の 3 色イメージ. 赤色が 0.5–1.2 keV, 緑色が 1.5–4.0 keV, 青色が 4.0–6.0 keV を表す. (B) Tycho の縞状構造 (Eriksen et al., 2011).

で拡散的な放射を発見した(図 4.2). このことから, この領域では衝撃波前方で HI ガスが加熱を受けていると考えられている. Williams et al. (2013) は Tycho の衝撃波における 2004 年の赤外線強度から, Tycho 周辺の ISM の密度を調べた(図 4.3). その結果, “knot g” を含む北東部では, 南西部に比べて 3–10 倍密度が高いことを発見し, ガスとの衝突を裏付けた. また, 最近の研究では, Chandra 衛星で Tycho の衝撃波速度の変化を調べ, 2009 年から 2015 年の間に急激な減速を発見した(図 4.4, Tanaka et al., 2021). このことから, この SNR は周囲を取り囲む濃いガスと最近になって衝突したと考えられている.

## 4.2 観測の動機

Tycho は, 高角度分解能観測が可能な Chandra 衛星(後述)によって, 2003 年から 2015 年の間に大きく分けて 4 回の観測が行われている. これらの観測について調べたところ, 北東部で熱的放射, 西部で非熱的放射の局所的な速い時間変動を発見した. 宇宙空間の衝撃波では粒子の加熱や加速が起きていることがわかっているが, その物理過程は未だわかっていない部分も多い. これらの発見は, 热的放射は衝撃波加熱, 非熱的放射は衝撃波加速が進行するまさにその過程を捉えたことを意味する. そこで, この発見が衝撃波加熱・加速の物理機構を解明する鍵になると考え, 解析を行った.

衝撃波によって加熱を受けた電子は, 陽子との相互作用によってエネルギーを受け, さ

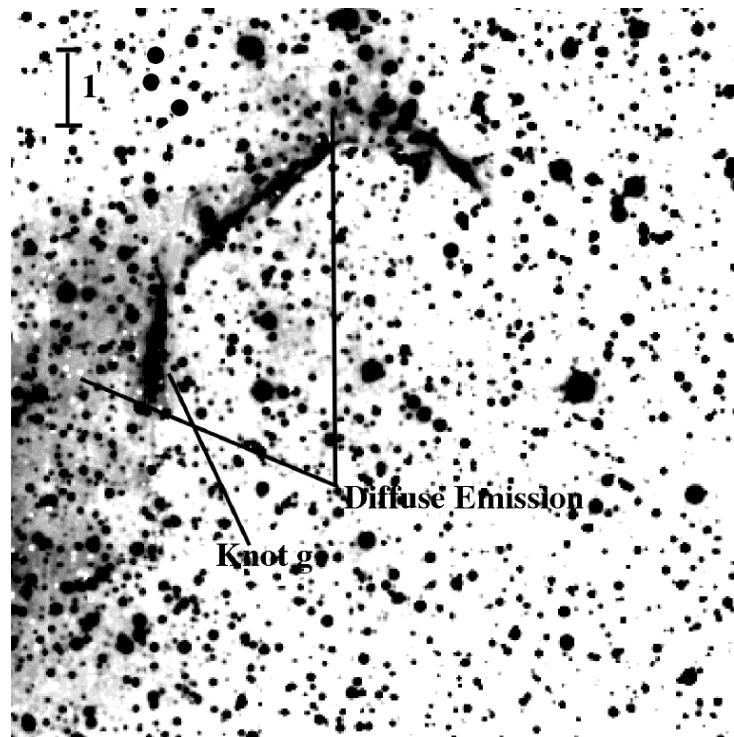


図 4.2: Tycho 北西部の H $\alpha$  イメージ (Ghavamian et al., 2000).

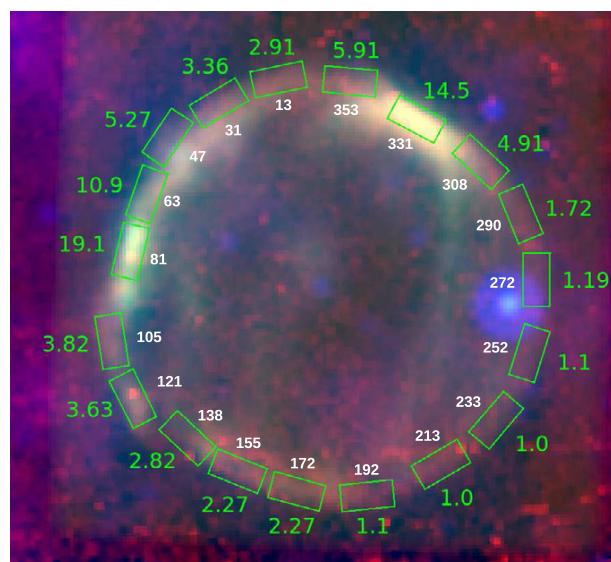


図 4.3: Tycho の赤外線イメージと Williams et al. (2013) の観測領域 (Williams et al., 2013).

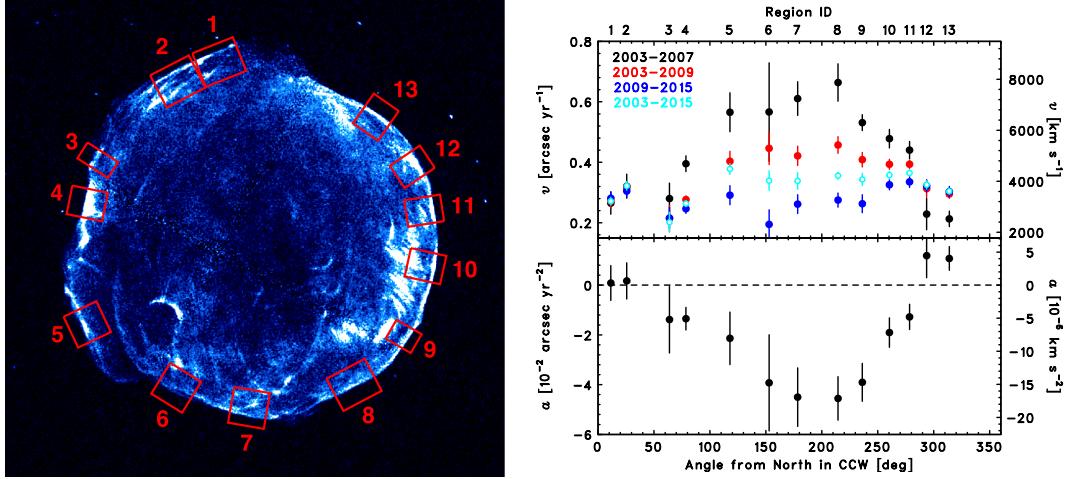


図 4.4: Tycho の衝撃波の急減速 (Tanaka et al., 2021)

らに高温になる。しかし、この加熱過程を観測した例は非常に少なく、未だその物理についてにはっきりしていない。我々は、衝撃波と濃いガスとの衝突が示唆されている領域で (Ghavamian et al., 2000), 熱的放射の時間変動を発見した。このような熱的放射の時間変動は Cassiopeia A (以下, Cas A) でも報告されている (Patnaude & Fesen, 2007, 2014; Rutherford et al., 2013)。Patnaude & Fesen (2014) はこの変動を、高密度のイジェクタが衝撃波加熱を受けたものだと考え、議論している。本研究では、今回発見した変動が、ガス中の粒子が衝撃波によって加熱される過程を観測していると考え、スペクトル解析を行い、その変化について定量的に調べた。この研究結果は第 6 章で詳しく説明する。なお、この結果は Matsuda et al. (in prep.) の内容を含む。

衝撃波によって加熱された一部の粒子は DSA に注入し、相対論的なエネルギーまで加速される。しかし、この加速機構やその到達エネルギーは未だ解明されていない。本研究で発見した非熱的放射の時間変動は、粒子が加速を受けるまさにその仮定を捉えたことを意味する。そこで我々はこの発見が衝撃波加速機構に迫ると考え、Chandra 衛星の画像の詳細な解析や、スペクトル解析を行なった。この研究結果については第 7 章で詳しく説明する。なお、この結果は、Matsuda et al. (2020) の内容を含む。

---

## 第 5 章

# Chandra X線天文衛星

### 5.1 概観

Chandra 衛星 (Chandra X-ray Observatory) は 2021 年現在も運用されている米国 NASA の X 線観測衛星であり、スペースシャトルコロンビアによって 1999 年 7 月 23 日に打ち上げられた (e.g., Weisskopf et al., 2000). その軌道は遠地点高度 133000 km, 近地点高度 16000 km の橈円軌道であり、周期は 64.3 時間にも及ぶ。55 時間以上の連続長時間観測が可能であることから、観測効率に優れている (Chandra X-ray Cenrter, 2016).

Chandra 衛星の概観を図 5.1 に示す。全体の大きさは  $13.8 \text{ m} \times 19.5 \text{ m}$ , 重さは 4800 kg である。望遠鏡として High Resolution Mirror Assembly (HRMA), その焦点面には 2 種類の検出器, Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS), High Resolution Camera (HRC) を搭載している。また、それぞれの前方に分光器, High Energy Transmission Grating (HETG), Low Energy Transmission Grating (LETG) が付随している。各検出器の詳細については、Chandra X-ray Cenrter (2019) 等を参照。以下では、解析に使用した HRMA と ACIS について説明する。

### 5.2 High Resolution Mirror Assembly (HRMA)

HRMA は斜め入射 X 線反射鏡を同心円状に 4 層重ねた X 線望遠鏡である (図 5.2a)。その光学系は Wolter-I 型と呼ばれ、前面の回転放物面と後面の回転双極面の鏡を組み合わせている (図 5.2b, Aschenbach, 1985)。これら計 8 枚の鏡は Zerodur ガラスから製造・研磨を経て、クロムの結合層にイリジウムを蒸着されており、直径はおよそ 0.65 m から 1.23 m の範囲にある。焦点距離は約 10 m で、重さは 1484 kg である。

図 5.3 に HRMA の有効面積を示す。2 keV 付近のイリジウム M 吸収端を境に、0.1–2 keV の低エネルギー側で約  $800 \text{ cm}^2$ , 高エネルギー側で約  $300 \text{ cm}^2$  となっている。エネルギー

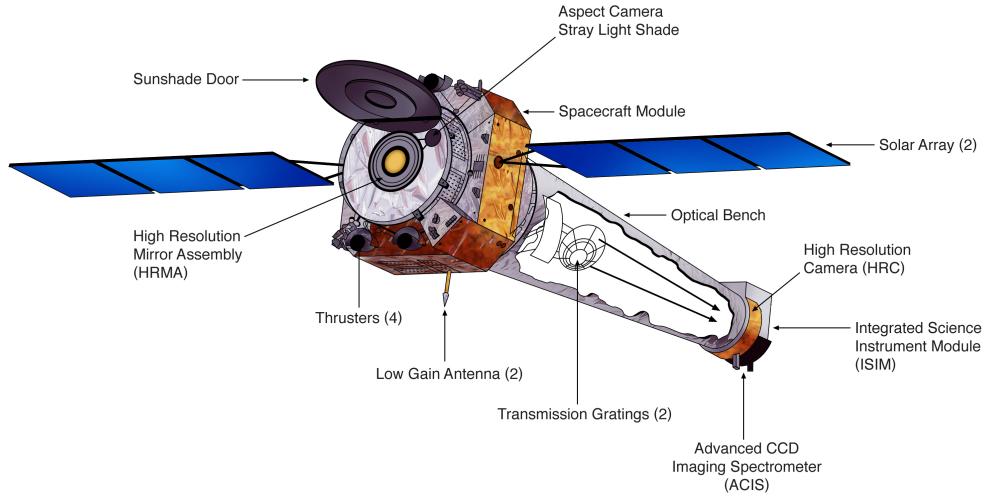


図 5.1: Chandra 衛星の概観. (Illustration: NGST & NASA/CXC)

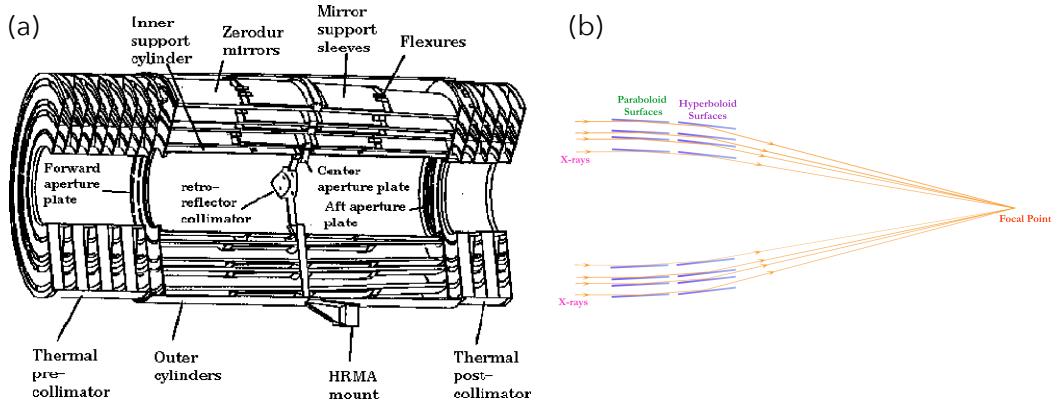


図 5.2: (a) HRMA の概観 (Chandra X-ray Centrer, 2019). (b) Wolter-I 型光学系の概略図 (Illustration: NASA/CXC/S. Lee).

が高くなるに従い有効面積は低下し、10 keV付近でほとんど感度がなくなる。参考に主なX線天文衛星の有効面積を表5.1にまとめる。また、鏡の有効面積は視野中心から離れるほど低下する(ビグネットティング効果；図5.4左)。これは、光軸からずれることで望遠鏡の実効的な開口面積が小さくなることに加え、X線の入射角が大きくなるために反射できなくなる領域が増えることに起因する。ビグネットティング効果は入射X線のエネルギーに依存し、高エネルギーほどその効果が顕著になる。イメージングやスペクトル解析の際は、このことを踏まえて適宜補正する必要がある。

先に述べたように、HRMAの角度分解能は非常に優れており、Chandra衛星の最も特筆すべき特徴といえる。角度分解能はPoint Spread Function (PSF)と呼ばれる点源を観測したときの輝度分布を用いてしばしば評価される。視野中心から半径方向に積分した光

表 5.1: 主な X 線天文衛星の望遠鏡の性能比較

衛星名 (望遠鏡名)	エネルギー帯域 (検出器名)	有効面積	角度分解能 (HPD)
Chandra (HRMA)*	0.1–10 keV (ACIS)	~ 400 cm <sup>2</sup> @ 5 keV	0'.5
XMM-Newton†	0.1–10 keV (EPIC)	~ 1500 cm <sup>2</sup> @ 2 keV	~ 15''
すざく (XRT)‡	0.2–12 keV (XIS)	~ 440 cm <sup>2</sup> @ 1.5 keV	2'
ひとみ (SXT)§	0.4–12 keV (SXI)	~ 590 cm <sup>2</sup> @ 1 keV	~ 1'.2
ひとみ (HXT)	5–80 keV (HXI)	~ 174 cm <sup>2</sup> @ 30 keV	~ 1'.6
NuSTAR¶	3–78.4 keV (FPMA & B)	~ 100 cm <sup>2</sup> @ 30 keV	58''

\* [Chandra X-ray Center \(2019\)](#)

† [Jansen et al. \(2001\)](#), [Aschenbach \(2002\)](#)

‡ [Mitsuda et al. \(2007\)](#)

§ [Takahashi et al. \(2018\)](#)

¶ [Harrison et al. \(2013\)](#), [Brennholt et al. \(2012\)](#)

量の総光量に対する割合を Enclosed Energy Function (EEF) と呼ぶ。特に、EEF が 0.5 となる半径、すなわち総光量の半分が含まれる円の半径は Half Power Diameter (HPD) といい、角度分解能を定量的に評価する基準として用いられる。HRMA の視野中心での HPD は < 0'.5 であり、他の X 線天文衛星と比べても 1 枠以上優れた角度分解能を持つ(図 5.4 右)。参考に、表 5.1 に主な X 線天文衛星の HPD をまとめている。

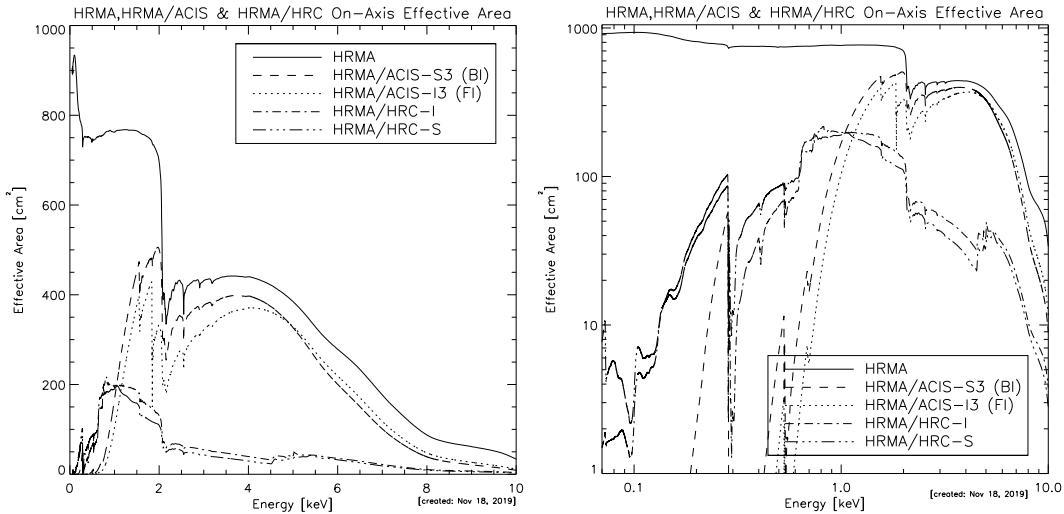


図 5.3: HRMA, HRMA/ACIS, HRMA/HRC の有効面積. 左は linear 表示, 右は log 表示となっている. HRMA/ACIS や HRMA/HRC の有効面積は, HRMA の有効面積と各検出器の量子効率の積. (Chandra X-ray Cenrter, 2019)

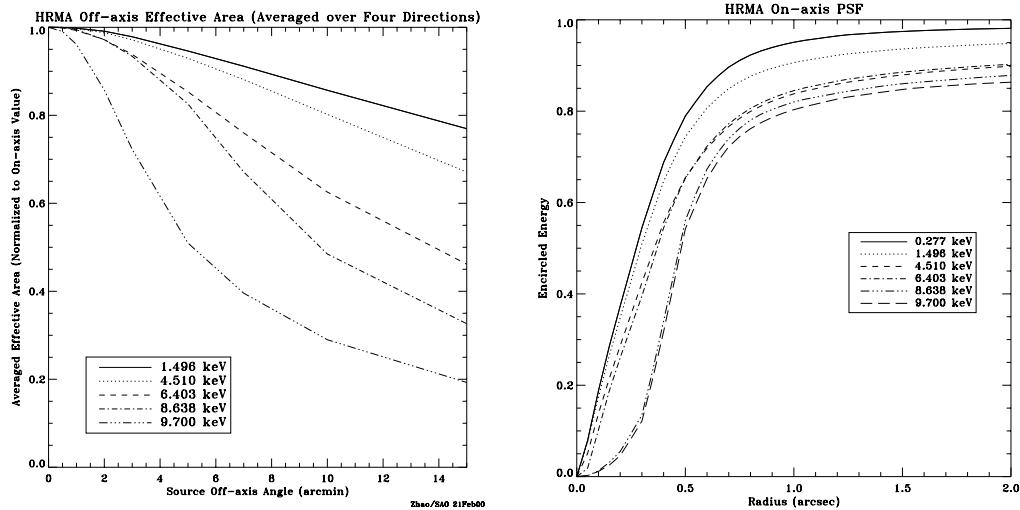


図 5.4: (左) HRMA のビグネットティング曲線. (右) エネルギー毎の HRMA の PSF. (Chandra X-ray Cenrter, 2019)

## 5.3 Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)

ACIS はペンシルベニア州立大学、MIT 及び NASA のジェット推進研究所によって共同開発され、ロッキード・マーティン社と MIT によって設計された Charge-Coupled Device (CCD) イメージセンサである。図 5.5 に ACIS の構成を示す。ACIS は計 10 枚の CCD からなり、 $2 \times 2$  枚 (I0–I3 チップ) に配列された ACIS-I と  $1 \times 6$  枚 (S0–S6 チップ) の ACIS-S で構成される。ACIS-S のうち 2 枚 (S1, S3) は裏面照射型 (Back-Illuminated: BI) チップであり、それ以外の 8 枚は表面照射型 (Front-Illuminated: FI) チップとなっている。BI チップは FI チップより低エネルギー側の検出効率がよく、ACIS では BI の方が平均のエネルギー分解能が優れている。以下では、ACIS の性能について説明する。

### ACIS FLIGHT FOCAL PLANE

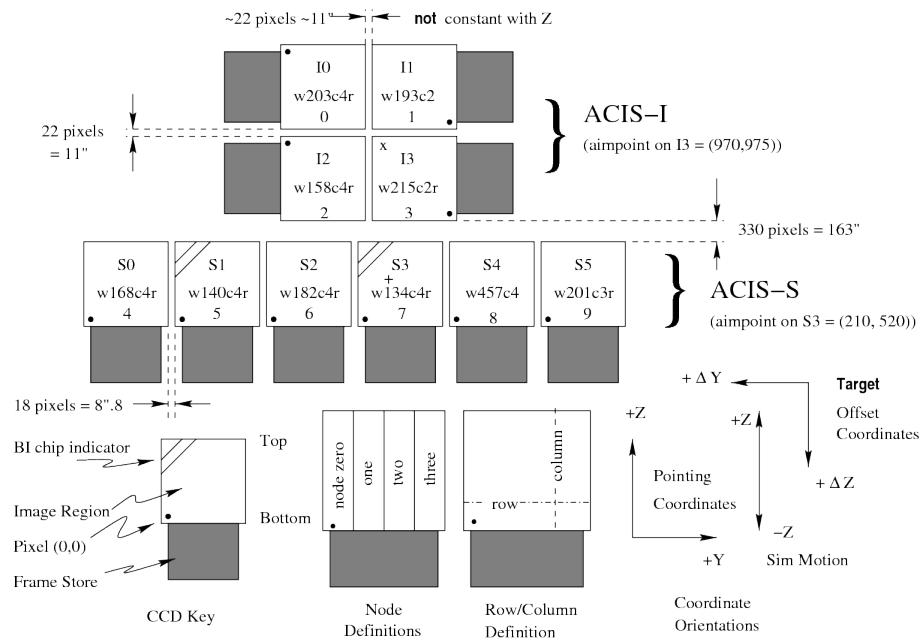


図 5.5: ACIS の構成。 (Chandra X-ray Center, 2019)

### 5.3.1 ACIS の角度分解能・視野

HRMA の角度分解能が非常に優れているため (図 5.4)，Chandra 衛星角度分解能は CCD のピクセルサイズによって制限される。ACIS の場合、1 枚の CCD チップは  $1024 \times 1024$  ピクセルで構成されており、25 mm ( $\sim 8.3$  分角) 四方の撮像領域を持つ。ピクセルサイズは  $23.985 \mu\text{m} \times 23.985 \mu\text{m}$  であり、 $0.4920 \pm 0.0001$  秒角四方の角スケールに相当する。EEF は 1.49 keV の場合は 4 ピクセル、6.4 keV の場合は 5 ピクセルで約 90% になる。

Chandra衛星は原則的に全ての観測でリサージュ図形状に衛星のディザリング（姿勢のふらつき）を行い、その範囲は基本的にYZ方向（図5.5）にそれぞれ $16''$ である。これは、CCDチップ間の隙間（CCDギャップ）による撮像領域の減少を避けるために行う。また同時に、ピクセル間の応答の違いを並ます目的もある。従って、イメージを作る際は、衛星の姿勢情報からディザリングの影響を補正する必要がある。

### 5.3.2 ACISのエネルギー分解能

図5.6に打ち上げ前のACISのエネルギー分解能を示す。ただし、現在運用されているACISのエネルギー分解能はこれより劣化している。これは、Chandra衛星打ち上げ後放射帯を通過する際に、低エネルギー宇宙線（“Soft Proton”）がHRMAを通して集光されてしまったためである。この結果ACISは放射線損傷を受け、電荷転送中にトラップされて失われる割合（Charge Transfer Inefficiency; CTI）が大幅に悪化した。Chandra衛星は搭載した較正線源からの特性X線（Mn K $\alpha$ : 5.90 keV, Mn K $\beta$ : 6.49 keV, Ti K $\alpha$ : 4.51 keV, Ti K $\beta$ : 4.93 keV, Al K $\alpha$ : 1.49 keV）を用いて機上較正が可能である。図5.7にAl K $\alpha$ とMn K $\beta$ におけるCTI補正前後のエネルギー分解能の位置依存性を示す。いずれもCTI補正によりエネルギー分解能は改善しているものの、読み出し口から遠くなるに従って分解能が悪くなる問題は解決していない。

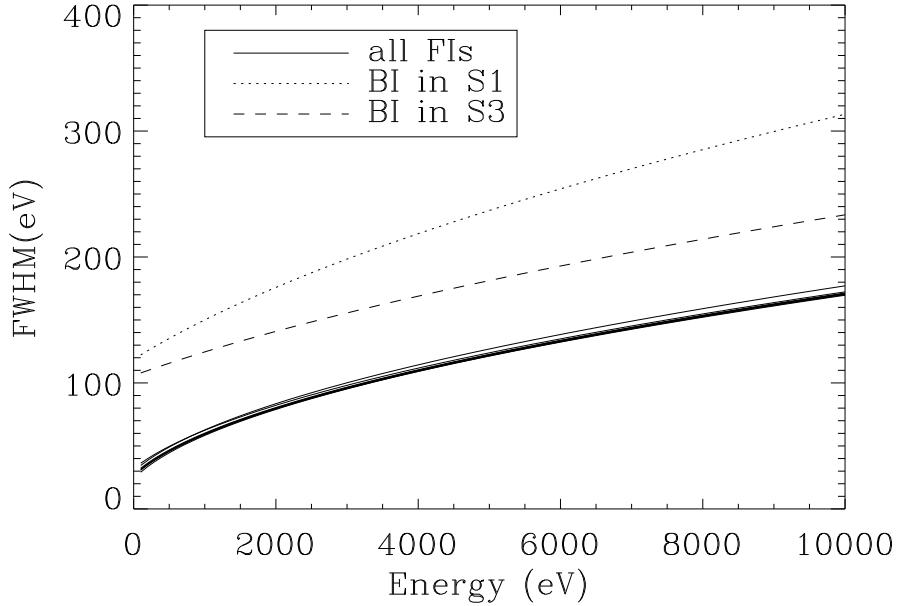


図5.6: 打ち上げ前のACISのエネルギー分解能。[\(Chandra X-ray Center, 2019\)](#)

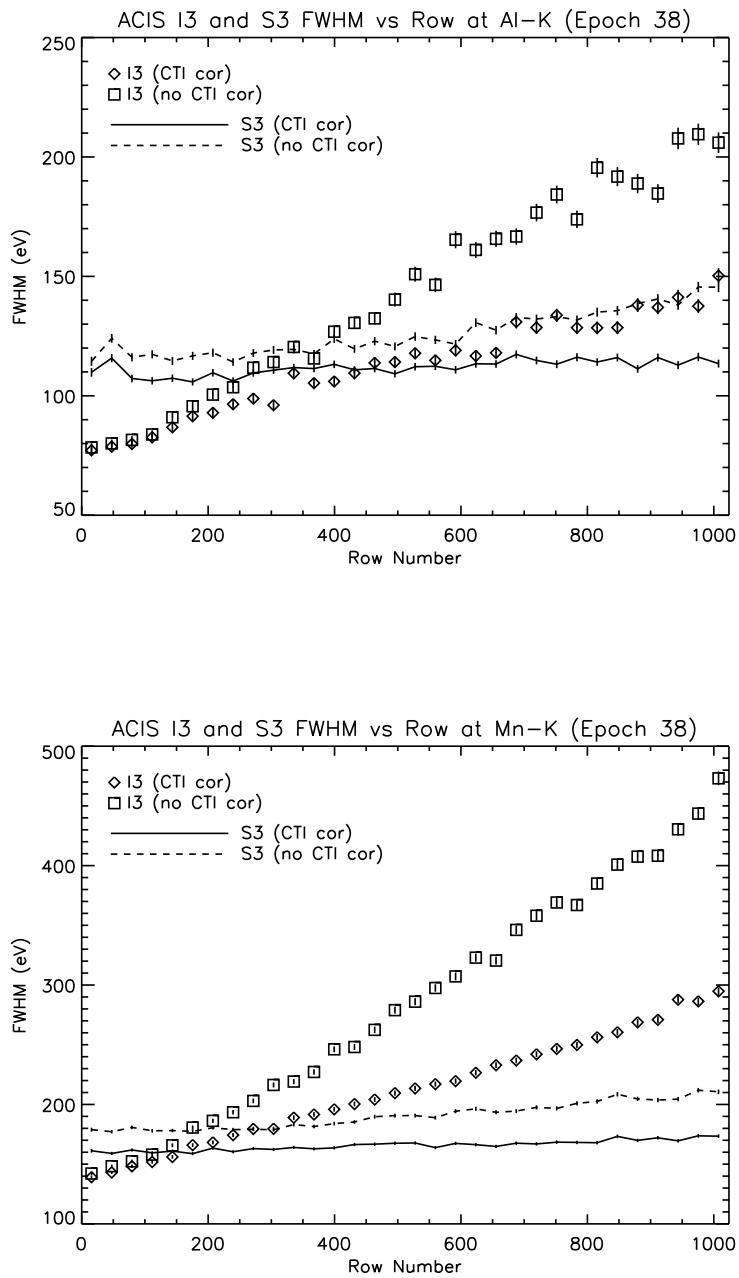


図 5.7: ACIS のエネルギー分解能の列番号依存性. 上段は Al K $\alpha$  (1.49 keV), 下段は Mg K $\alpha$  (5.9 keV) となっている. 上下段ともデータ点で I3 チップ (四角が CTI 補正前, ダイヤ型が CTI 補正後), 線で S3 チップ (破線が CTI 補正前, 実線が CTI 補正後) のエネルギー分解能を示している. データは 2009 年 5 月から 2009 年 7 月の間に測定されたもの. ([Chandra X-ray Center, 2019](#))

### 5.3.3 非X線バックグラウンド (NXB)

衛星軌道上では、宇宙空間の荷電粒子由来の非X線バックグラウンド (Non X-ray Background: NXB) が問題となる。荷電粒子は望遠鏡を経ずに検出器に入射して直接相互作用する。さらに、筐体や検出器の構成成分である Al や Au, Si などを衝突励起させて生じる特性 X 線も NXB として検出されてしまう。これらは特に天体からの光子数が少ない  $\gtrsim 5 \text{ keV}$  で卓越するため、天体観測において重大なバックグラウンドとなる。

図 5.8 に ACIS の NXB を示す。BI である ACIS-S1 チップや ACIS-S3 チップでは  $\sim 10 \text{ keV}$  付近にこぶ状のピークがあるのに対し、FI である ACIS-I ではそのような構造は見られない。これは、グレード判定法<sup>1</sup>を用いて NXB をある程度除去できるためである。ACIS の場合、FI チップと BI チップの空乏層厚はそれぞれ  $50\text{--}75 \mu\text{m}$  と  $45 \mu\text{m}$  である (e.g., Garmire et al., 2003)。BI チップでは荷電粒子が生成する電荷の広がりが FI チップと比べて小さく、グレード判定法で NXB を除去することが困難となる。このため、 $\gtrsim 5 \text{ keV}$  で NXB のフラックスが大きくなる。一方 FI チップでは、BI チップよりも空乏層が厚いことに加えて、空乏化されていない中性領域でも電荷が広がりやすいため、グレード判定法で NXB フラックスが比較的抑えられる。

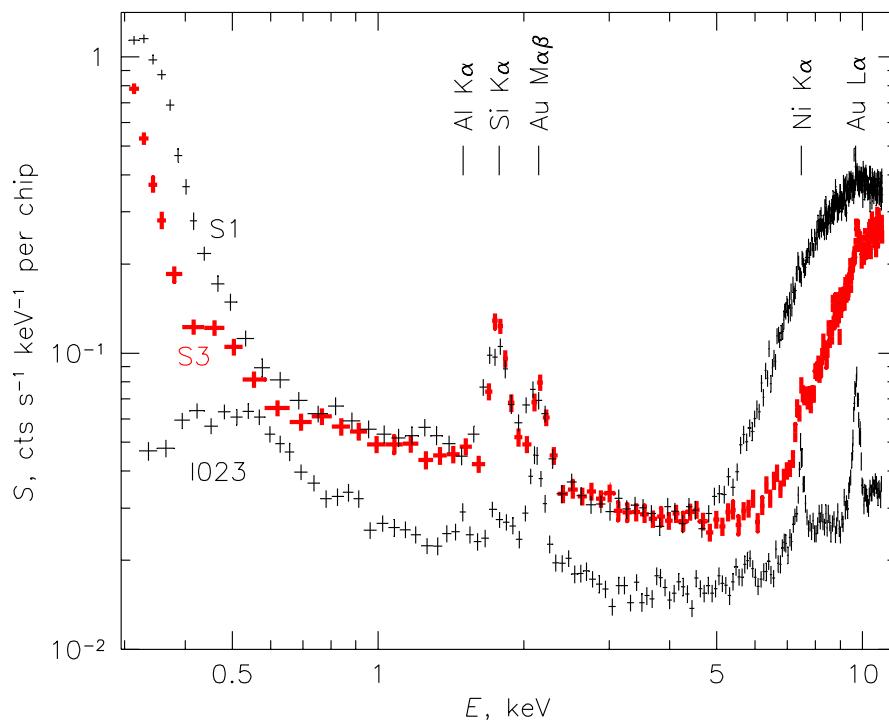


図 5.8: ACIS の非 X 線バックグラウンドスペクトル。([Chandra X-ray Center, 2019](#))

---

<sup>1</sup>一般に入射角が大きい荷電粒子のイベントは望遠鏡を経て入射する X 線イベントよりも広がる。グレード判定法はこれをを利用してイベントを分類する画像処理技術である。

---

## 第 6 章

# 超新星残骸 Tycho における 熱的プラズマの温度上昇の発見

### 6.1 解析に用いた観測とデータ処理

今回の解析では、2003年、2007年、2009年、2015年にChandra衛星搭載のACIS-Iで観測されたTychoのデータを用いた。表6.1に今回の解析に用いた観測一覧を示す。

表 6.1: Chandra ACIS-I による Tycho の観測

観測 ID	観測開始日	観測時間 *(ks)
3837	2003/4/29	146
7639	2007/4/23	109
8551	2007/4/26	33
10093	2009/4/13	118
10094	2009/4/18	90
10095	2009/4/23	173
10096	2009/4/27	106
10097	2009/4/11	107
10902	2009/4/15	40
10903	2009/4/17	24
10904	2009/4/13	35
10906	2009/5/03	41
15998	2015/4/22	147

\* スクリーニング後の観測時間を表す。

本研究の解析には、NASA 提供の HEADAS software version 6.27 と Chandra X-ray Center (CXC) 提供の Chandra Interactive Analysis of Observations (CIAO) version 4.12 (Fruscione et al., 2006) を用いた。キャリブレーションデータベース CALDB version 4.8.2 を用いて、全観測データについて Chandra 衛星の解析ソフト CIAO version 4.11 にある chandra\_repro コマンドを用いて、再プロセスとスクリーニングを行った。スクリーニング後の有効観測時間を表 6.1 にまとめている。

解析の前に、各画像の座標をより正確に補正するために、各観測データの点源の位置を観測時間が最も長いデータ（観測 ID：10095）の位置に揃えた。ただし、観測 ID：8551, 1090, 10904, 10906 の 4 つの観測データについては統計が悪く、補正するのに十分な数の点源を検出できなかった。そこで、イメージ解析では正確に座標や構造の変化を議論する必要があるため、これら 4 つの観測は省き、スペクトル解析では統計を少しでも向上させるために、これらも含めた全観測を用いて解析した。各観測年度でデータを足し合わせた結果、2003 年、2007 年、2009 年、2015 年の合計の観測時間はそれぞれ、イメージ解析では 146 ks, 109 ks, 634 ks, 147 ks、スペクトル解析では、146 ks, 142 ks, 734 ks, 147 ks となった。なお以下では、特に断らない限り、文中の誤差及び図表中の誤差表記は全て  $1\sigma$  としている。

## 6.2 解析と結果

### 6.2.1 イメージ解析

Tycho の時間変動を解析するにあたって、画像から変動領域を探査した。図 6.1(a) は 2015 年と 2003 年の画像から作成した差分画像である。この図の作成には、Fe L 輝線が卓越する 0.8–1.0 keV 帯域 (Hwang & Gotthelf, 1997) を用いており、2015 年から 2003 年のフラックス画像を引いている。なお、本章に登場する画像はいずれもビグネット補正及びディザリング補正を行っている。差分画像はフラックスの変化を反映しているため、時間変動領域探査のヒントとなる。SNR は年々膨張しているため、多くの領域ではそれによる変化、すなわち外側で増光し内側で減光している様子が現れる。しかし、図 6.1 中の knot1 と knot2 では、それでは説明できないようなフラックスの増光が見つかった。図 6.1(b, c) はその領域の拡大図である。さらに、knot1 周辺の 2003 年、2007 年、2009 年、2015 年のフラックス画像を視覚的に比較すると、図 6.2 (a 上段) のように、差分画像では顕著に見られなかった領域 (knot3) で、フラックスが変動していることがわかった。

時間変動が見つかった領域について様々な波長で画像を作成し、相関関係を調べた。図 6.2 は、knot1–3 の 2003 年、2007 年、2009 年、2015 年の複数のエネルギー帯域の画像である。画像のエネルギー帯域は上から、0.8–1.0 keV, 1.25–1.45 keV, 1.6–2.1 keV であり、それぞれ、Fe L (または、Ne K $\alpha$ ) 輝線、Mg K $\alpha$  輝線、Si K $\alpha$  輝線が卓越する帯域に

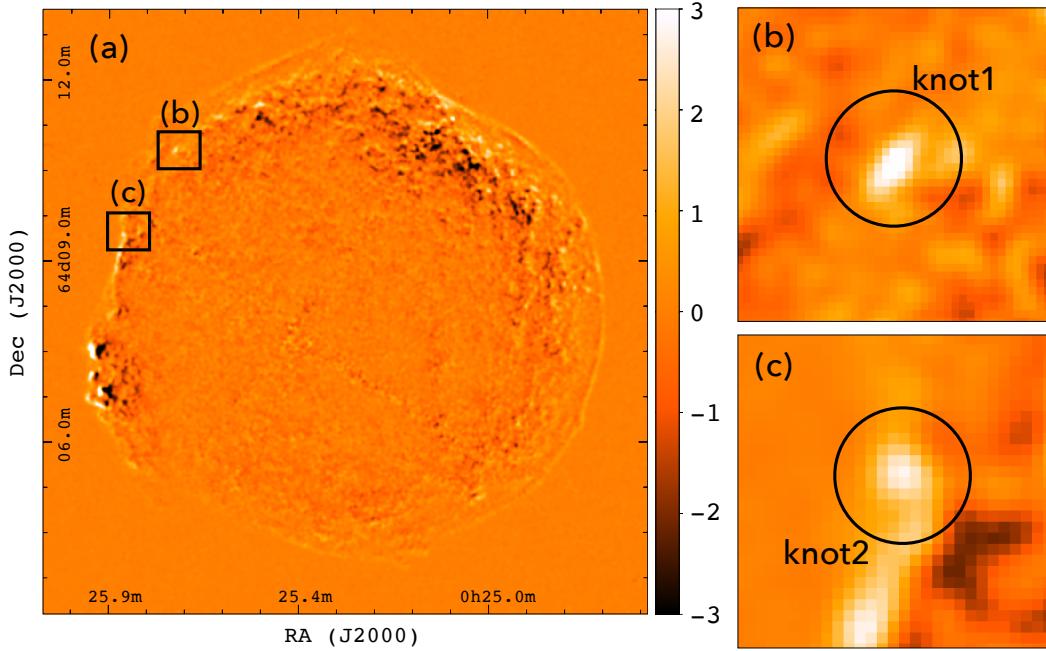


図 6.1: (a) Tycho 全体の 2003 年と 2015 年の 0.8–1.0 keV の差分画像。カラーバーの正が増光、負が減光を表す。カラーバーの単位は  $\times 10^{-7}$  photons  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ 。 (b, c) (a) 中で四角で囲った部分の拡大図。

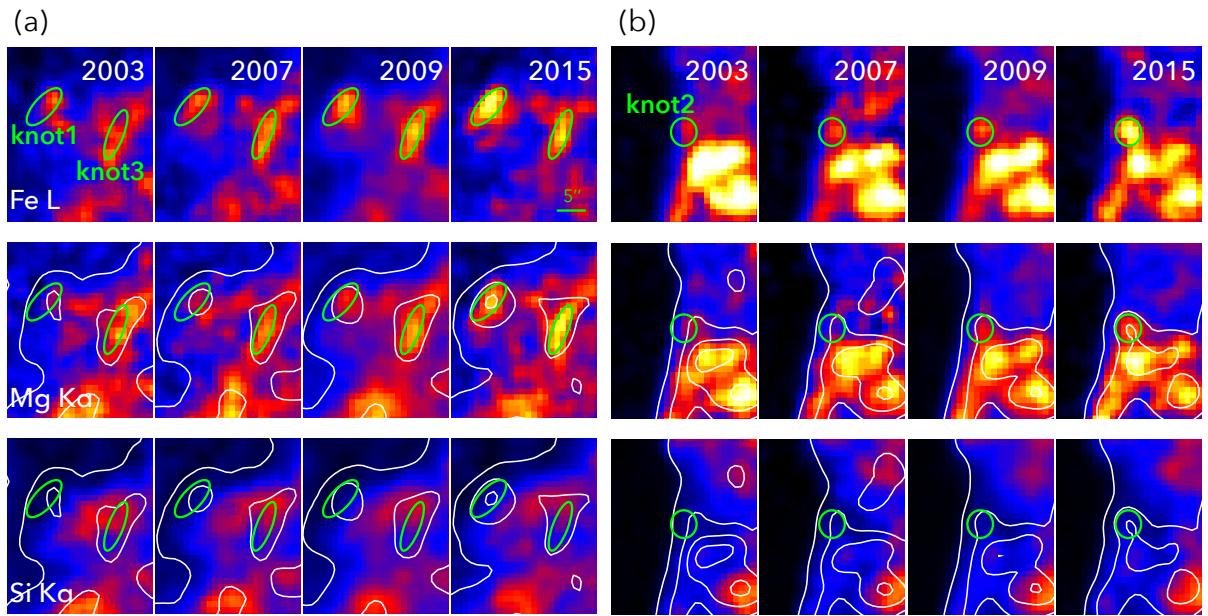


図 6.2: (a) knot1 と knot3 の 2003 年, 2007 年, 2009 年, 2015 年の画像。エネルギー帯域は上から順に 0.8–1.0 keV (Fe L), 1.25–1.45 keV (Mg Ka), 1.6–2.1 keV (Si Ka) であり, 中段と下段に描いているコントアは 0.8–1.0 keV のものである。 (b) knot2 の画像。画像やコントアのエネルギー帯域は (a) と同様となっている。

あたる (Hwang & Gotthelf, 1997). ただし, 2007年については, knot3 が ACIS-I の CCD ギャップ付近に位置し, 露光時間が周りより短いため統計が悪くなっている. Fe L の画像 (図 6.2 上段) からわかるように, knot1–3 が数年単位で徐々に増光している. これらは 5 秒角程度の大きさを持ち, Tycho 北東部のリム付近に位置している. また, Fe L と Mg K $\alpha$  はよく相関しており, 両方とも増光していることがわかった (図 6.2 中段). 一方, Si K $\alpha$  の画像 (図 6.2 下段) では, knot 構造や増光は確認できず, 拡散的な構造となっている.

この領域では, H $\alpha$  が明るく光り, 順行衝撃波と濃い HI ガス雲が衝突していることがわかっている (Ghavamian et al., 2000). 図 6.3 に Fe L の画像と H $\alpha$  のコントア (Knežević et al., 2017) を示す. この図から明らかのように, H $\alpha$  と knot1–3 の間に明らかな相関があることがわかった. このことから, Fe L と Mg K $\alpha$  帯域における knot 構造は ISM 由来の放射であり, Si K $\alpha$  の帯域ではイジェクタ由来の放射が支配的になっていると考えてスペクトル解析を行った.

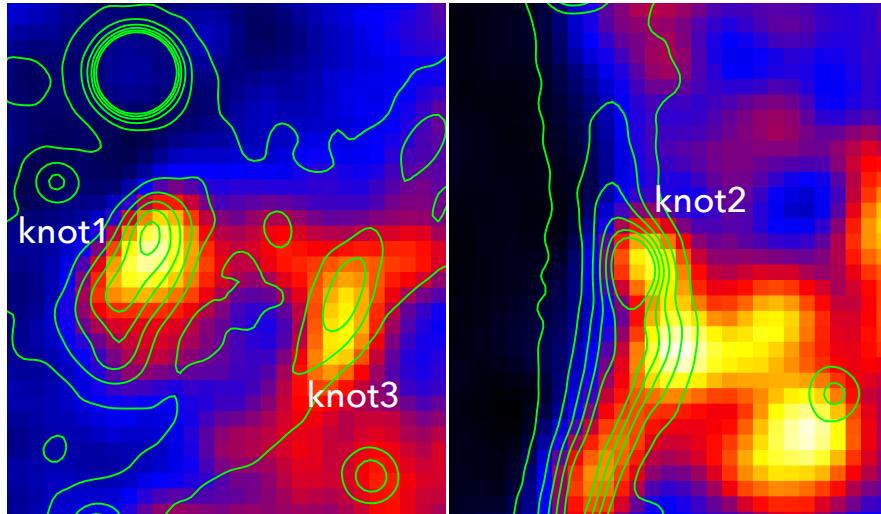


図 6.3: Fe L (画像) と H $\alpha$  (コントア) の相関. Fe L は 2015 年の観測, H $\alpha$  は 2012 年の観測 (Knežević et al., 2017) である.

## 6.2.2 スペクトル解析

本研究では, 最も明るく変動も顕著な knot1 に着目してスペクトル解析を行なった. 図 6.2 中の橢円領域からスペクトルを抽出し, 0.5–10 keV 帯域を用いてスペクトル解析を行った. 本章に登場するスペクトルは全て 1 ビン最小 10 カウントになるように binning を行い, ACIS-I 内で Tycho からの放射がない領域をバックグラウンド領域としている. また, 解析には XSPEC 12.10.1f (Arnaud, 1996) を用い, プラズマコードとして AtomDB version 3.0.9 (Foster et al., 2017) を使用した.

knot1 のフィッティングを行う前に、イジェクタからの寄与がどの程度か調べるために、図 6.4(a) 中の Ref 領域からスペクトルを抽出した。この領域は、knot1 と形や面積を同じにし、Fe L が暗く Si K $\alpha$  のフラックスが同程度となるようにしている。2009 年の knot1 領域と Ref 領域のスペクトルの比較を図 6.4(b) に示す。この図から、これら 2 つのスペクトルは  $\gtrsim 1.2$  keV ではほとんど同じであるが、 $\lesssim 1.2$  keV では Ref 領域よりも knot1 領域が明るく光っていることがわかった。これは有効面積の違いのみでは説明できないことから、knot1 と Ref 領域のスペクトルの違いは X 線放射由来と考えられる。そこで、Ref 領域から抽出したイジェクタ由来のスペクトルに加え、knot 由来の低エネルギー側で明るくなるようなモデルを考え、knot1 領域のスペクトルの再現を試みる。

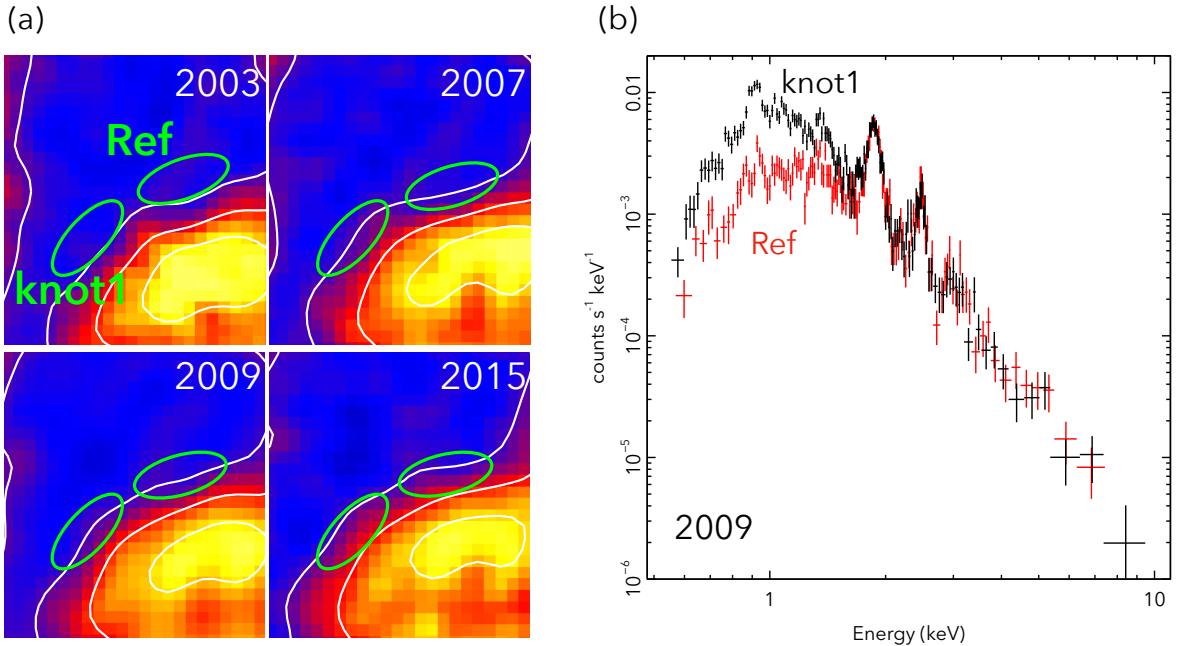


図 6.4: (a) knot1 のイジェクタ成分の参照領域. (b) knot1 領域と Ref 領域から抽出したスペクトルの比較 (2009 年).

Ref 領域のフィッティングには、同じく 0.5–10 keV 帯域を解析した先行研究である、Yamaguchi et al. (2017), Sato & Hughes (2017), Okuno et al. (2020) を参考に、熱的放射と非熱的放射からなるモデルを用いた。熱的放射は SNR のイジェクタからの放射を仮定した 2 成分の電離非平衡 (Non-Equilibrium Ionization) プラズマでモデリングし、非熱的放射は単純なべき関数としている。星間吸収には、Tuebingen-Boulder モデル (Wilms et al., 2000) を用いた。熱的放射のモデルである 2 成分 NEI は、イジェクタ内の Fe からの放射と Mg, Si, S, Ar, Ca といった IME からの放射を表す。これらの元素のアバンダンスは全てフリーパラメータとし、Ca のアバンダンスは Ar と、Ni のアバンダンスは Fe と共通としている。Tycho は Ia 型超新星残骸であるため、H, He, N のアバンダンスは 0 に固定し、O と Ne のアバンダンスは C に対する太陽組成比としている。これは、この SNR

のイジェクタで原子番号が最小となる元素を C とみなしたためである。Fe 成分と IME 成分の Emission Measure ( $\equiv \int n_e n_C dV / 4\pi d^2 \cdot [\text{C/H}]_{\odot}$ ) は、共通としている。ここで、 $d$  は Tycho までの距離、 $n_e$  と  $n_C$  はそれぞれ、電子と炭素の数密度、 $V$  はプラズマ放射領域の体積である。イジェクタは年々 knot1 領域側に移動しているため（図 6.4a），NEI 成分の Emission Mesure は各年で独立とし、それ以外のパラメータは共通とした。べき関数の光子指数をフリーパラメータとした場合、 $\Gamma \sim 3.6$  となり、先行研究の値 ( $\Gamma \sim 2.3\text{--}3.0$ ; Tran et al., 2015; Sato & Hughes, 2017) と比べると非常に大きい。そこで、knot1 付近で熱的放射が暗い領域（Ref\_nth 領域：図 6.5）のスペクトルを解析し、この領域の光子指数の値 ( $\Gamma = 2.79$ ) を knot1 に適用した。Ref 領域のベストフィットパラメータを表 6.2 にまとめる。

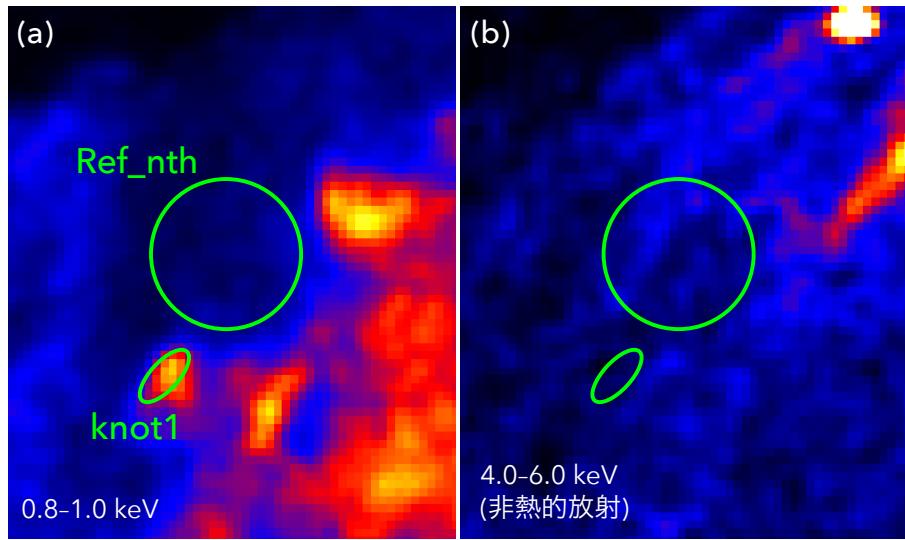


図 6.5: 非熱的放射の参照領域。 (a) は 0.8–1.0 keV 帯域の Fe L 画像、(b) は 4–6 keV 帯域の非熱的放射の画像である。両方とも 2015 年の画像となっている。

knot1 領域のスペクトルフィッティングに用いたモデルは、熱的放射として 3 成分 NEI、非熱的放射としてべき関数を適用した。熱的放射は、イジェクタ由来の 2 成分 NEI と ISM 由来の 1 成分 NEI で構成されている。イジェクタ成分は Emission Mesure 以外を Ref 領域のベストフィットパラメータで固定し、ISM 成分は各元素のアバンダンスを水素に対する太陽組成とすることで再現している。べき関数の光子指数とフラックスは Ref 領域のフィッティング結果を使用した。ベストフィットパラメータを表 6.2、フィッティング結果を図 6.6 に示す。図 6.6(a) に示すように、 $\lesssim 1.2$  keV で ISM 成分、 $1.2\text{--}4$  keV でイジェクタ成分、 $\gtrsim 4$  keV で非熱的成分が支配的となった。この結果は、帯域ごとの画像の相関関係と一致する（図 6.2）。スペクトル解析の結果、knot1 領域の時間変化が定量的に明らかになった。図 6.7 は ISM 成分のベストフィットパラメータの時間依存性を表す。電離度や Emission Measure は 2003 年から 2015 年の間に有意な変化は見つからなかった。ま

た、電子温度については、2003年から2015年の間に  $0.39^{+0.10}_{-0.08}$  keV から  $0.68 \pm 0.13$  keV まで上昇していることがわかった。

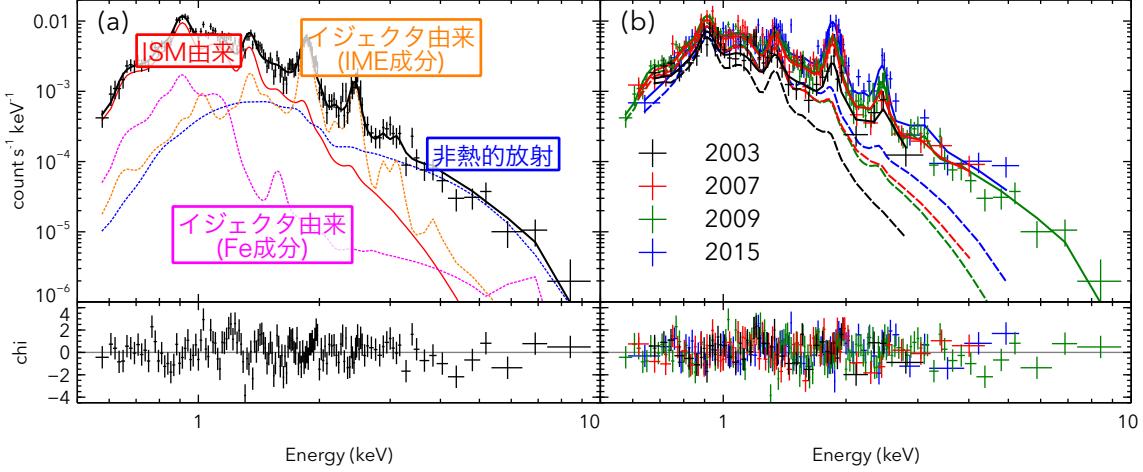


図 6.6: (a) 2009 年の knot1 のスペクトルのフィッティング結果とそれぞれの成分の寄与. (b) knot1 の 2003 年, 2007 年, 2009 年, 2015 年のフィッティング結果. 実線は全ての成分を足したモデル. 破線はモデルの内, ISM 由来の成分のみを表示している.

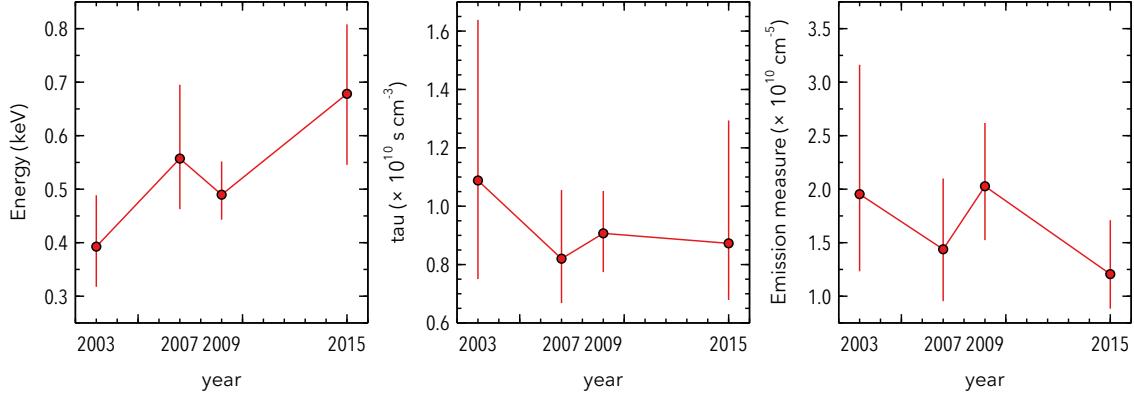


図 6.7: knot1 の電子温度 (左), 電離度 (中), Emission Measure (右) の時間変動.

## 6.3 議論

本研究で発見した 0.05 pc 程度の局所的な熱的 X 線時間変動は, Tycho において初めてのケースであり, SNR 全体でも数例の報告しかない (e.g., Patnaude & Fesen, 2007; Rutherford et al., 2013) 稀な現象である. また, 図 6.3 で示した通り, 今回発見した時間変動領域は H $\alpha$  領域とも良い相関を示す. この領域における H $\alpha$  は衝撃波面及びその前方から放射されており, 順行衝撃波やその前方で加熱された星間物質由来と考えられて

る (Ghavamian et al., 2000). このことから, 6.2.2 節での仮定のように, knot1–3 からの放射は順行衝撃波と ISM との相互作用によるものと考えられる. SNR における熱的 X 線の数年単位での時間変動は Cas A でも報告されている (Patnaude & Fesen, 2007, 2014; Rutherford et al., 2013). Patnaude & Fesen (2014) によると, この領域はイジェクタ由来の [OIII] 輝線と良く相関しており, イジェクタ中の小さく高密度の構造が, 逆行衝撃波と相互作用して明るくなったり可能性を議論している. Cas A の変動領域でも実スケールは約 0.05 pc であり, 今回観測された時間変動領域と大きさが同程度である.

本研究では特に変化が顕著な knot1 に着目してスペクトル解析を行い, 電子温度, 電離度, Emission Measure の時間変化を調べた. その結果, Emission measure の変化はほとんどなく, 電子温度のみが上昇していることがわかった. これは, 制動放射のスペクトル (3.3.1 節の式 3.18 参照) のカットオフの位置が高エネルギー側に移動することで,  $\lesssim 1.2$  keV の帯域でフラックスが増加したと解釈できる. また, Emission measure が変化していないことから, 増光領域の放射粒子数は変わっていないことになる. このようなことから, knot ではすでに衝撃波が通過しており, 電子と陽子が温度平衡に至る過程で, 電子が陽子からエネルギーを受け取ったというシナリオが増光のメカニズムとして考えられる.

以上のような描像を考え, knot1 の密度を見積もる. 電離度は  $n_e \simeq 1.0 \times 10^{10} \text{ s cm}^{-3}$  であり, ほとんど変化がなかった. このことから, 12 年の間の電離度の変化はせいぜい  $n_e \Delta t \lesssim 1.0 \times 10^{10} \text{ s cm}^{-3}$  である. 従って, 密度の上限として,  $30 \text{ cm}^{-3}$  が与えられる. また, Emission Measure は  $n_e n_p V / (4\pi d^2) \simeq 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-5}$  である. 放射領域  $V$  は, SNR の視線方向の厚さで制限されるため, SNR の半径を  $260''$ , knot1 の中心からの距離を  $270''$  とすると, 奥行きから密度の下限値として,  $10 \text{ cm}^{-3}$  が決まる. ここで, 太陽組成から,  $n_e = 1.2n_p$  とした. つまり, 解析結果の電離度と Emission Measure を矛盾なく説明するためには, 放射領域の密度は  $10\text{--}30 \text{ cm}^{-3}$  の範囲にあると考えられる.

電子とイオンの相互作用としてクーロン衝突のみを考えた場合, 電子温度の時間依存性は式 (2.19) と式 (2.23) に従って,

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T_f - T}{t_{\text{eq}}}, \quad (6.1)$$

$$t_{\text{eq}} = 3.1 \times 10^8 \left( \frac{k_B T_e}{\text{eV}} \right)^{3/2} \left( \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} (\ln \Lambda)^{-1} \text{ s}, \quad (6.2)$$

と書ける. ここで, 星間空間はほとんどが陽子で構成されるため, 陽子以外のイオンとの衝突による温度上昇は無視できるものとしている. 図 6.8 は式 (6.1) から計算した電子温度の時間変化である. シアンとオレンジの帯は観測値を表している. 式 (2.18) から, 衝撃波速度によって電子と陽子の加熱直後, つまり熱交換が行われる前の温度が異なるため, 温度変化の仕方も変わる. この図からわかるように,  $v_k = 600 \text{ km s}^{-1}$  や  $v_k = 1000 \text{ km s}^{-1}$  では,  $0.39_{-0.08}^{+0.10} \text{ keV}$  から  $0.68 \pm 0.13 \text{ keV}$  までの温度変化するのに 12 年間より長いタイム

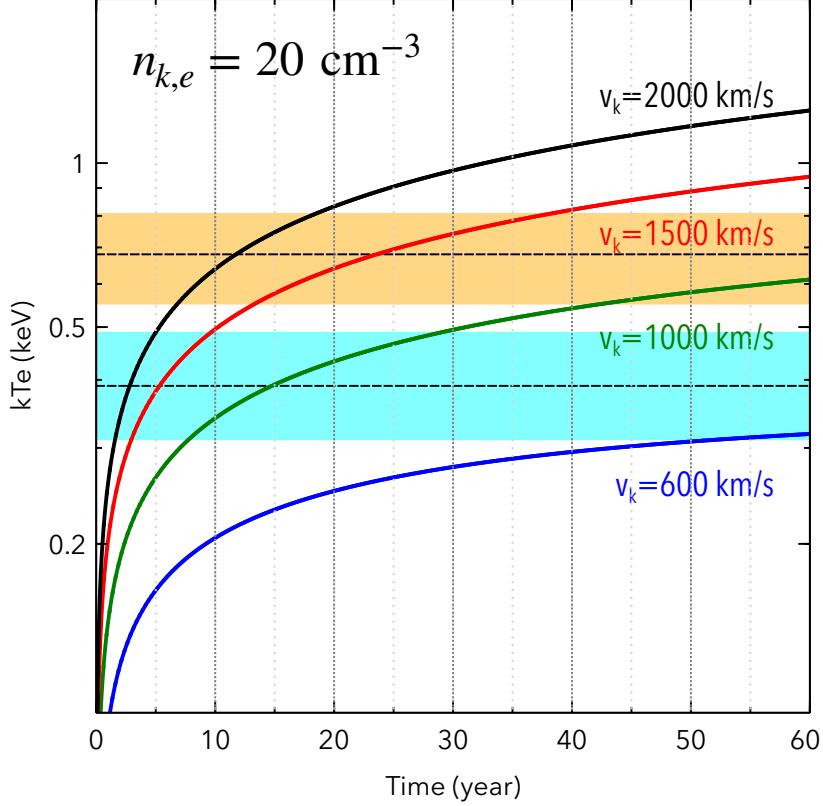


図 6.8: 数値計算から求めた衝撃波速度ごとの電子温度の時間依存性。シアンとオレンジの帯は、それぞれ 2003 年と 2015 年における観測値の  $1\sigma$  信頼区間を表す。

スケールが必要となる。一方で、 $v_k = 1500\text{--}2000 \text{ km s}^{-1}$  程度なら、今回の変動のタイムスケールを説明できることがわかった。

knot 内を走る衝撃波速度は以下のように算出できる。図 6.9 のように、密度  $\rho_i$  の ISM 中を速度  $v_s$  で進む衝撃波が、密度  $\rho_k$  の knot に衝突した場合を考える。このとき、knot と ISM が圧力平衡になっているとすると、knot 内の衝撃波速度  $v_k$  は、式 (2.13) から、

$$v_k \simeq \left( \frac{\rho_i}{\rho_k} \right)^{1/2} v_s , \quad (6.3)$$

となる (McKee & Cowie, 1975)。このように、knot 内の衝撃波速度は knot とその周りの密度比で表すことができる。knot と ISM の元素組成比が等しいとすると、 $\rho_i/\rho_k = n_{i,p}/n_{k,p}$  となる。なお、 $n_{i,p}$  と  $n_{k,p}$  はそれぞれ、ISM と knot の陽子数密度である。今回の観測結果から、 $n_{k,p} \simeq 20 \text{ cm}^{-3}$ , Williams et al. (2013) から、 $n_{i,p} \simeq 0.6 \text{ cm}^{-3}$  (図 4.3 の領域 47) とし、 $v_s$  をガスから減速を受ける前の  $\sim 8000 \text{ km s}^{-1}$  と仮定すると (Tanaka et al., 2021)，knot 内を走る衝撃波は速度  $v_k \simeq 1500 \text{ km s}^{-1}$  まで減速したと推測できる。以上のことから、今回観測された電子温度の上昇はクーロン衝突による熱交換で説明できることができた。

今回の観測で電子が加熱を受け始める様子を捉えることができた。SNR における熱的

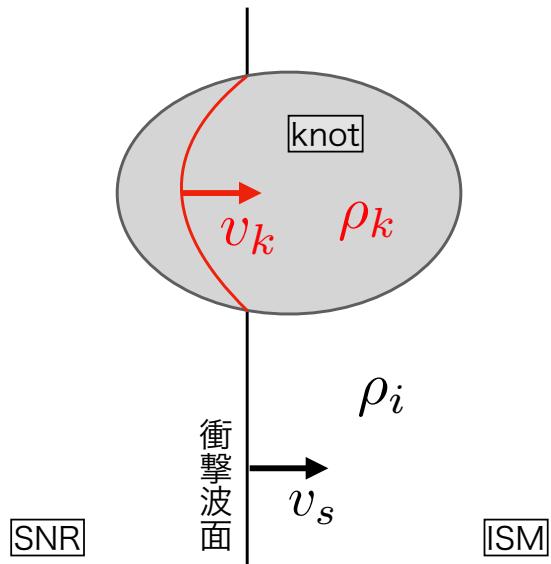


図 6.9: クランプに衝突する衝撃波の模式図.

放射の時間変化は稀な現象であり、電子温度変化から加熱機構に迫ることができるような例はなかった。我々が発見した電子温度の上昇は、クーロン衝突による熱平衡で説明でき、加熱機構解明の鍵になる結果と言える。宇宙における衝撃波では、クーロン衝突以外に電磁場を介した無衝突過程によるエネルギー交換が予測されている。しかし、このプロセスがどれほどの効率で行われるかについては観測的には解明されていない。本研究の結果はこの未解明問題について、時間というパラメータを用いて直接的に迫ることができる。今後、無衝突過程を考慮した電子温度の変化についても考察し、観測結果との比較を行う。

表 6.2: Ref 領域と knot1 領域のベストフィットパラメータ

パラメータ (単位)	2003 年	2007 年	2009 年	2015 年
<b>Ref 領域</b>				
$N_{\mathrm{H}}$ ( $10^{22} \mathrm{cm}^{-2}$ )			$1.05 \pm 0.04$	
<u>IME component</u>				
Norm.*( $10^9 \mathrm{cm}^{-5}$ )	$1.2 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.2$	$2.1 \pm 0.3$
$kT_{\mathrm{e}}$ (keV)			$1.4 \pm 0.3$	
$n_{\mathrm{e}}t$ ( $10^{10} \mathrm{s cm}^{-3}$ )			$5.0^{+2.7}_{-1.2}$	
$[\mathrm{Mg}/\mathrm{C}] / [\mathrm{Mg}/\mathrm{C}]_{\odot}$			$1.7^{+0.5}_{-0.3}$	
$[\mathrm{Si}/\mathrm{C}] / [\mathrm{Si}/\mathrm{C}]_{\odot}$			$10.0^{+2.8}_{-1.8}$	
$[\mathrm{S}/\mathrm{C}] / [\mathrm{S}/\mathrm{C}]_{\odot}$			$7.1^{+2.9}_{-1.6}$	
$[\mathrm{Ar}/\mathrm{C}] / [\mathrm{Ar}/\mathrm{C}]_{\odot}$ ( $= [\mathrm{Ca}/\mathrm{C}] / [\mathrm{Ca}/\mathrm{C}]_{\odot}$ )			$3.7^{+4.0}_{-2.8}$	
<u>Fe component</u>				
Norm.*( $10^9 \mathrm{cm}^{-5}$ )	$1.2^{\dagger}$	$1.2^{\dagger}$	$1.4^{\dagger}$	$2.1^{\dagger}$
$kT_{\mathrm{e}}$ (keV)			$3.0^{+1.6}_{-1.3}$	
$n_{\mathrm{e}}t$ ( $10^{10} \mathrm{s cm}^{-3}$ )			$0.38^{+0.07}_{-0.06}$	
$[\mathrm{Fe}/\mathrm{C}] / [\mathrm{Fe}/\mathrm{C}]_{\odot}$ ( $= [\mathrm{Ni}/\mathrm{C}] / [\mathrm{Ni}/\mathrm{C}]_{\odot}$ )			$2.5^{+1.6}_{-1.1}$	
<u>Power law</u>				
$\Gamma$			2.79 (fixed)	
Flux $^{\dagger}$			$1.7 \pm 0.2$	
$\chi^2$ (d.o.f.)			285.79 (264)	
<b>knot1 領域</b>				
<u>ejecta component</u>				
Norm.*( $10^9 \mathrm{cm}^{-5}$ )	$0.63^{+0.12}_{-0.07}$	$0.95^{+0.14}_{-0.16}$	$1.27 \pm 0.08$	$2.25^{+0.21}_{-0.20}$
<u>ISM component</u>				
Norm. $^{\ddagger}$ ( $10^{10} \mathrm{cm}^{-5}$ )	$2.0^{+1.2}_{-0.7}$	$1.4^{+0.7}_{-0.5}$	$2.0^{+0.6}_{-0.5}$	$1.2^{+0.5}_{-0.3}$
$kT_{\mathrm{e}}$ (keV)	$0.39^{+0.10}_{-0.08}$	$0.56^{+0.14}_{-0.09}$	$0.49^{+0.06}_{-0.05}$	$0.68 \pm 0.13$
$n_{\mathrm{e}}t$ ( $10^{10} \mathrm{s cm}^{-3}$ )	$1.1^{+0.5}_{-0.3}$	$0.8 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.1$	$0.9^{+0.4}_{-0.2}$
$\chi^2$ (d.o.f.)			391.99 (324)	

\* IME 成分と Fe 成分の Emission Measure は共通としている.

$$\int n_{\mathrm{e}} n_{\mathrm{C}} dV / 4\pi d^2 \cdot [\mathrm{C}/\mathrm{H}]_{\odot}.$$

$^{\dagger}$  で定義される. 4–6 keV のエネルギー バンドでのフラックスを表す. 単位は  $\times 10^{-15} \mathrm{ergs s}^{-1} \mathrm{cm}^{-2}$ .

$^{\ddagger}$   $\int n_{\mathrm{e}} n_{\mathrm{H}} dV / 4\pi d^2$ . で定義される.



## 第 7 章

# 超新星残骸 Tycho における 縞状非熱的 X 線放射の時間・空間変動

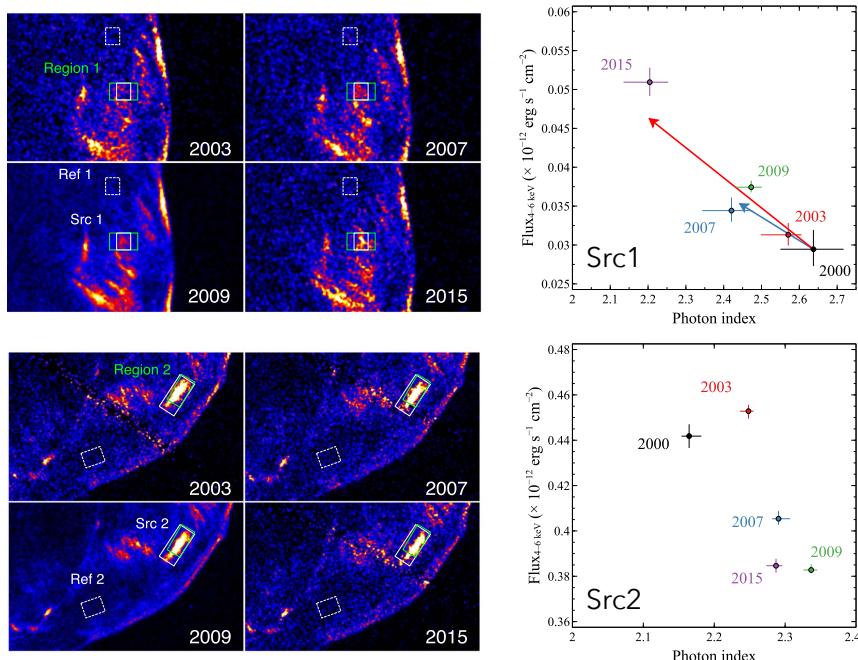


図 7.1: (左) Tycho の縞状構造の一部の 2003 年, 2007 年, 2009 年, 2015 年のイメージ. (右) 左図中の Src1, Src2 領域の非熱的放射の光子指数と X 線 (4–6 keV) フラックスの関係 (Okuno et al., 2020).

本研究で発見した非熱的放射の変動は、上述の Tycho 西部に見られる縞状構造全体である。縞状構造の一部の領域では、増減光が発見されており、磁場增幅によって、粒子加速やそれと競合するシンクロトロン冷却が促進されている可能性を議論している (図 7.1, Okuno et al., 2020)。今回の縞状構造全体の時間変動は、このような電子加速の過程をさらに広い領域で捉えたことを意味する。そこで、縞状構造の変動について、Okuno et al.

(2020) で解析された時間変化だけでなく、縞ごとの空間的な違いについても定量的に調査し、議論を行った。なお、解析には、第6章と同じデータ（表6.1 参照）を用い、6.1節と同様の処理を行っている。

## 7.1 解析と結果

### 7.1.1 イメージ解析

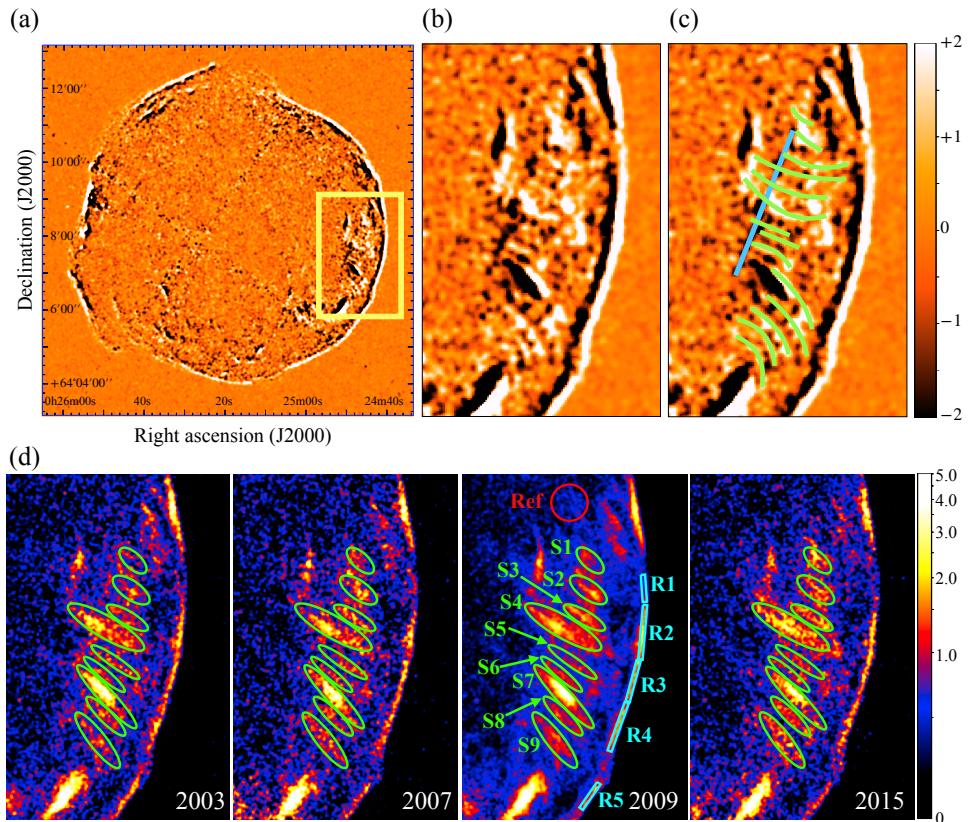


図 7.2: (a) Tycho 全体の 2003 年と 2015 年の 4–6 keV の差分イメージ。カラーバーの正が増光、負が減光を表す。 (b) (a) の黄色の四角で囲まれた領域の拡大図。 (c) (b) のイメージで、顕著な変化が見られる部分に印を書き足したもの。 (d) 2003 年、2007 年、2009 年、2015 年の Tycho 西部の 4–6 keV のイメージ。S1–S9 領域と R1–R5 領域はスペクトル抽出に用いた領域、Ref 領域は縞からの熱的放射のパラメータの見積もりに用いた領域である。いずれのカラーバーも、単位は  $10^{-8} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  となっている。

縞状構造の時間変動ために各年の縞状構造のイメージを比較した。図 7.2(a) は 2015 年のフラックスイメージから 2003 年のフラックスイメージを引いた差分画像である。図 7.2(b) に図 7.2(a) の西部の拡大図を、図 7.2(d) には同じ領域の観測年ごとのフラックスイメー

ジを示している。これらのイメージの作成には、シンクロトロン放射が卓越する4–6 keV帯域を用いた(Eriksen et al., 2011)。第6章と同様に、本章で登場するイメージは全て、露光時間について補正している。差分画像では、SNRの膨張に応じて縞状構造を含む各構造が外側に運動している様子が見て取れる。しかし、それだけでは説明できないような変化もいくつか見つかった。まず、図7.2(c)で緑色の曲線の領域では、増光している様子がわかる。この中には図7.2(d)のイメージでは暗過ぎて構造が見られないような縞も含まれる。また、図7.2(c)の青線の部分では減光していく様子も捉えられた。これらの結果から、この領域全体で明るさが変動していることが明らかになった。また、縞状構造が衝撃波面に対して平行に固有運動している示唆も得た。

縞状構造の固有運動についてより定量的に評価を行うため、縞状構造の中で最もフラックスの大きい縞(図7.2dのS7領域)について2003年と2015年の射影プロファイルを作成した。図7.3(a)が射影プロファイルを作成した領域、(b)がそのプロファイルである。左側の広がったピークが縞状構造、右側の鋭いピークがSNRのリムにあたる。これら2つの年のプロファイルの比較から、縞状構造及び順行衝撃波のピーク位置が移動していることが明らかになった。

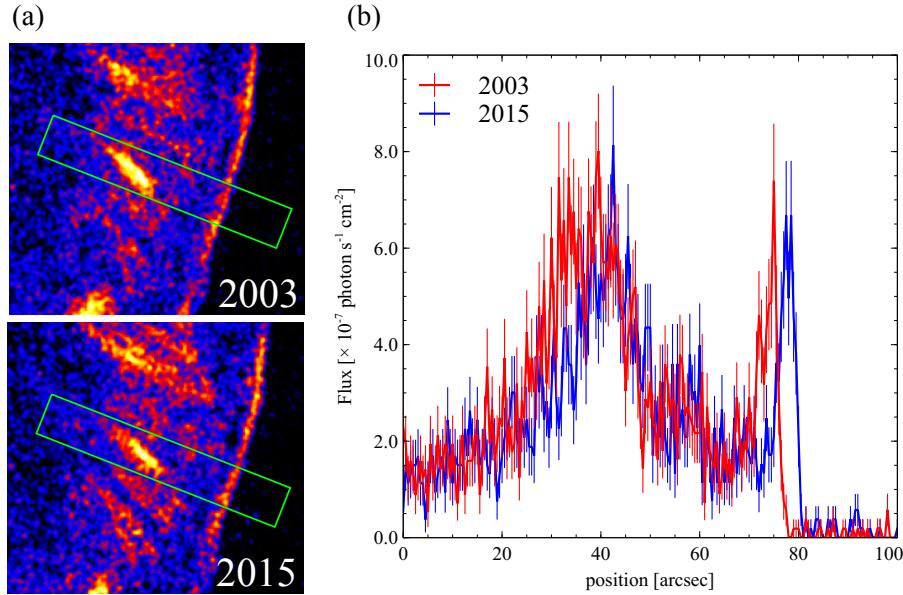


図7.3: 縞状構造の射影プロファイル。(a) プロファイル作成に用いた領域。(b) (a) で示した領域から抽出したプロファイル。1ビンは長さ $0''.5$ にあたる。左側がSNRの中心方向となっている。

縞状構造と衝撃波速度を比較するために、まず、衝撃波の固有運動を測定した。測定方法は Tanaka et al. (2020) で用いられた方法と同様の方法を用いた。つまり、

$$\chi^2 \equiv \sum_i \frac{(f_{i,15} - f_{i,03})^2}{(df_{i,15})^2 + (df_{i,03})^2} \quad (7.1)$$

と定義した $\chi^2$ 値が最小になる移動量を調べた。ここで、 $f_{i,15}$ と $f_{i,03}$ はそれぞれ、 $i$ 番目

のビンの 2015 年と 2003 年のフラックス,  $df_{i,15}$  と  $df_{i,03}$  はその誤差である。2003 年のプロファイルを移動させ, 2015 年の  $66''\text{--}90''$  の範囲のビンを用いて  $\chi^2$  を計算した。この結果, 衝撃波速度は  $0''.29 \pm 0''.01 \text{ yr}^{-1}$  であった。これは, Tycho までの距離を 2.5 kpc (Zhou et al., 2016) と仮定すると,  $3400 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$  となる。また, この値は先行研究 (Williams et al., 2016 の Reg13 や Tanaka et al., 2021 の Region 9) の値とも概ね一致している。

縞状構造はその形自体も変動しており, 固有運動を定量的に測定することは難しかった。図 7.3 の縞状構造にあたるピークは, 2015 年の方が狭くなっているように見える。よりわかりやすくするために, それぞれのプロファイルにスムージングをかけて比較したものが図 7.4 である。この図では, 2003 年のプロファイルを縞状構造の固有運動が  $0''.29 \text{ yr}^{-1}$  (先ほど測定した衝撃波速度) と仮定した場合の位置に移動させている。このとき, 2003 年と 2015 年のピークの位置は概ね一致していることから, 縞状構造と衝撃波面が同じ程度の速度で動いているという示唆を得た。

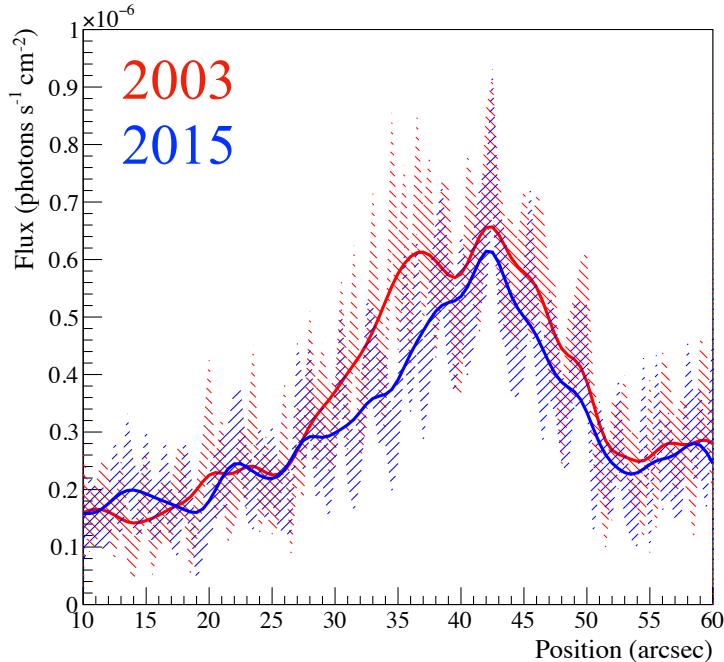


図 7.4: 2015 年のプロファイルと  $3''.0$ だけ移動させた 2003 年のプロファイルとの比較。斜線は  $1\sigma$  の誤差の範囲を示しており, 実線は bandwidth=3 でスムージングをかけたときのプロファイルである。

### 7.1.2 スペクトル解析

縞状構造の場所や時間による変化をより定量的に調べるために, 図 7.2(d) で示した S1–S9 領域からスペクトルを抽出し, 0.5–10 keV 帯域を用いてスペクトル解析を行った。なお, 本章では 1 ビンあたり最小 10 カウントになるように binning を行い, ACIS-I 内で

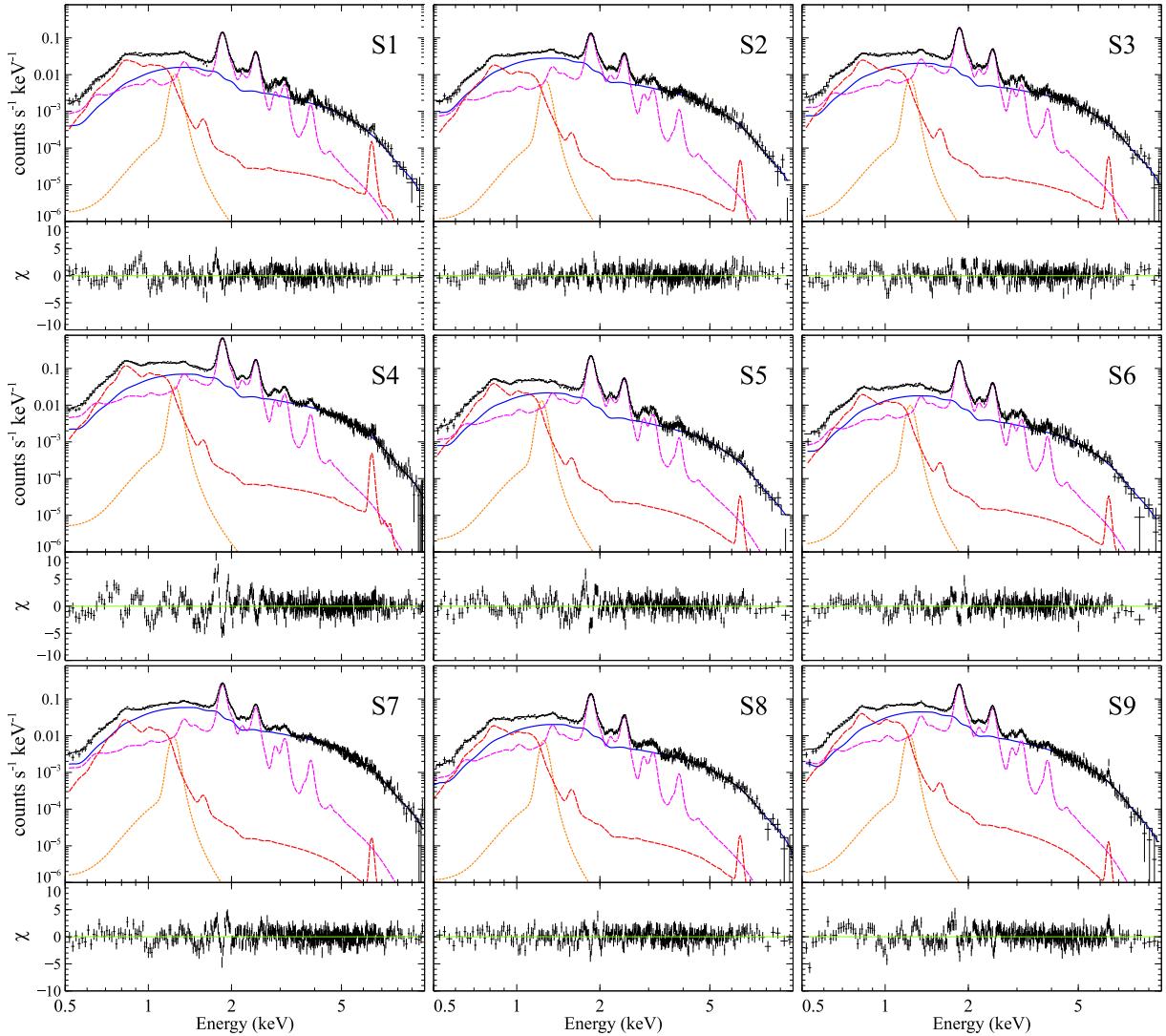


図 7.5: 領域 S1–S9 の 2009 年におけるスペクトルとそのベストフィットモデル. 黒の曲線が全成分の和, それ以外の色付けされた曲線は各成分の寄与を表す. 赤とマゼンタはそれぞれ Fe と IME 成分の NEI モデル, オレンジがガウシアンを表している. べき関数の成分は青の曲線で描かれている.

Tycho からの放射がない領域からバックグラウンドを抽出した。また、解析には XSPEC 12.10.1f (Arnaud, 1996) を用いた。フィッティングモデルは、第6章の Ref 領域のモデルと同じく、熱的放射として 2 成分 NEI、非熱的放射としてべき関数のモデルを適用し、星間吸収には Tuebingen-Boulder モデル (Wilms et al., 2000) を用いた。

フィッティングの結果、 $\sim 1.2$  keV に有意な残差が残ることがわかった。こういった残差は Tycho の先行研究 (e.g., Sato & Hughes, 2017; Okuno et al., 2020) や、他の SNR (e.g., Okon et al., 2020) でも報告されている。Okon et al. (2020) が指摘しているように、この残差については原因はよくわかっていない。しかし、上述の先行研究では Fe L 輝線を想定し、1.23 keV 付近に Gaussian を挿入することでこの問題に対処している。そこで本研究でも同様に Gaussian をフィッティングモデルに加えた。ここでは Gaussian の中心エネルギーは S9 領域を除く全ての領域でフリーパラメータとし、S9 領域では中心エネルギーをフリーパラメータにすると値が一意に決まらなかったため 1.23 keV で固定した。

ソース領域では熱的放射が非熱的放射に比べて暗く、熱的放射のパラメータを一意に決めることができなかった。そこで熱的放射を正確に見積もるため、非熱的放射が比較的暗い領域 (図 7.2d の Ref 領域) のスペクトルを解析した。この領域と縞状構造は SNR の中心からほぼ同じ距離に位置するためこれらの領域で熱的放射の電離度  $n_{\text{e}} t$  はほとんど同等と仮定し、縞状構造の  $n_{\text{e}} t$  は Ref 領域のベストフィットパラメータで固定した。

まず、最も統計的優れた 2009 年のデータを用いて解析した。2009 年の各領域のスペクトルとそのベストフィットモデルを図 7.5 に、ベストフィットパラメータを表 7.1 にまとめる。続いて時間変動を調べるために、2003 年、2007 年、2015 年のスペクトルのフィッティングを行った。この際、熱的放射のパラメータは Emission Measure 以外は 2009 年のベストフィットパラメータで固定している。図 7.6 にフィッティング結果から得られた非熱的成分の光子指数  $\Gamma$  と表面輝度の関係を示す。この結果から、光子指数と表面輝度は時間だけでなく縞ごとにも変化することが明らかになった。また、これら 2 つのパラメータは強い相関関係があることもわかった。

## 7.2 議論

今回のイメージ解析とスペクトル解析で、Okuno et al. (2020) で報告された 2 箇所 (本研究の領域 S1 を含む) のみならず縞状構造全体が変動していることが明らかになった。図 7.6 からも明らかなように、領域 S1 だけでなく、S2, S3, S7, S9 でも有意なフラックスの変動が見られる。S2 や S3 では、2003 年が他の年より暗く、S7 では 2003 年から 2007 年に増光しその後減光している。また、S9 では 2003 年から 2015 年にかけて徐々に増光していることがわかった。図 7.2 から、このようなフラックスの変動は明るい縞だけではなく、多くの暗い縞でも起こっていると考えられる。

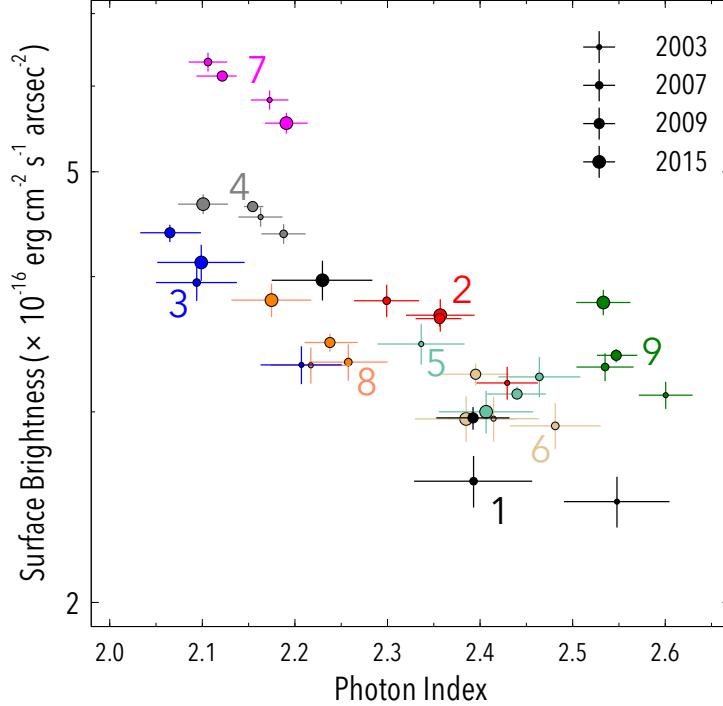


図 7.6: 縞状構造における表面輝度と光子指数の関係。抽出領域ごとにプロット点の色を、年ごとに大きさを変えている。グラフ中の数字は、領域の番号に対応する。凡例は年に対応するプロット点の大きさを示す。

若い SNR で非熱的放射の局所的な時間変動を観測した先行研究である, Uchiyama et al. (2007) や Uchiyama & Aharonian (2008), Okuno et al. (2020) と同様に、磁場強度の概算を行なった。増光を加速による相対論的な電子の生成、減光をシンクロトロン冷却による相対論的な電子の減少によるものと仮定すると、変動のタイムスケールから磁場の強さを概算できる。縞状構造で DSA を仮定したとき、加速のタイムスケールは、ジャイロ半径  $r_g = E_e/(ZeB)$  と式 (2.32), 式 (3.23) を用いて、

$$t_{\text{acc}} = 4\eta \left( \frac{\varepsilon}{\text{keV}} \right)^{0.5} \left( \frac{B}{400 \mu\text{G}} \right)^{-1.5} \left( \frac{v_{\text{sh}}}{3400 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \text{ yr} \quad (7.2)$$

と書ける。ここで、 $v_{\text{sh}} = 3400 \text{ km s}^{-1}$  は 7.1.1 節で測定したリムのプロパモーションの値である。シンクロトロン冷却のタイムスケールは、式 (3.23) と式 (3.26) から、

$$t_{\text{syn}} = 4 \left( \frac{\varepsilon}{\text{keV}} \right)^{-0.5} \left( \frac{B}{500 \mu\text{G}} \right)^{-1.5} \text{ yr} \quad (7.3)$$

である。観測されたフラックスの時間変動のタイムスケールは数年程度なので、上の式から、縞状構造の磁場の大きさは  $\sim 500 \mu\text{G}$  となる。

縞状構造の物理的起源を考察する際に鍵となるのが、縞状構造の 3 次元的な位置、すなわち、衝撃波面に対して内側にあるか外側にあるかという情報である。上述の磁場強度の

概算では DSA を仮定しているため、SNR の衝撃波面上に位置する仮定している。この場合、図 7.7 のように、縞状構造の固有運動は視線方向に対して垂直に射影されるため、リムの膨張速度よりも遅くなる。膨張速度  $0''.29 \text{ yr}^{-1}$  (7.1.1 節参照) とすると、縞状構造の位置においては  $0''.25 \text{ yr}^{-1}$  程度の固有運動が観測される。しかし、現在利用可能なデータでは、 $0''.29 \text{ yr}^{-1}$  と  $0''.25 \text{ yr}^{-1}$  の違いは反映されず、縞状構造の3次元的な位置を特定することは困難であった。というのも、図 7.4 のように、縞状構造は位置と形状の両方が変化しており、ピークの移動がどちらによるものか区別できないためである。一方で、縞状構造がシェルの内側、つまり衝撃波面下流にある場合、上記とは全く異なるような固有運動が考えられる。図 7.2(b) から、縞状構造の固有運動は衝撃波面に対して平行な方向にも動いており、衝撃波面上にはないことを支持していると言える。縞状構造は衝撃波上流や衝撃波面上、衝撃波下流など、様々な位置で理論的に議論されているが、決着はついていない (Bykov et al., 2011; Malkov et al., 2012; Caprioli & Spitkovsky, 2013; Laming, 2015)。これに制限を与えるためには、今後新たに Chandra 衛星で観測し、衝撃波面と縞状構造の固有運動の比較から、縞状構造の視線方向の位置を決める必要がある。

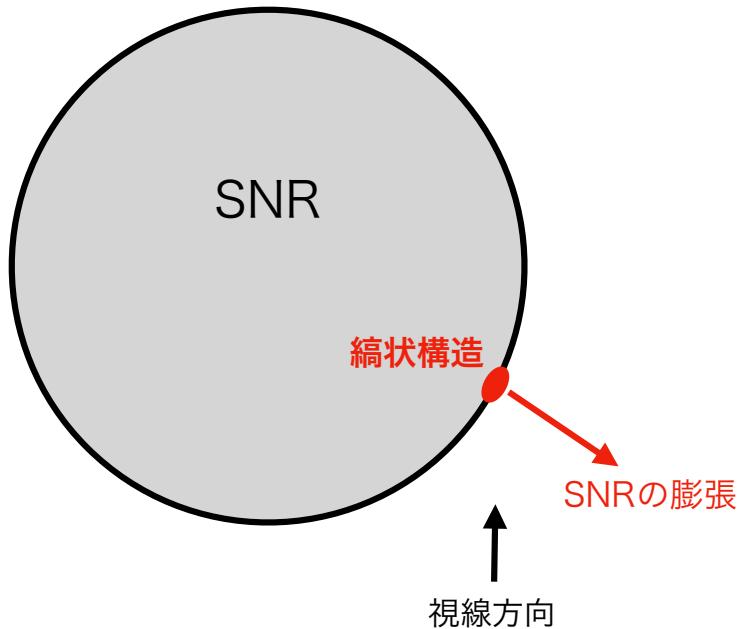


図 7.7: 縞状構造の固有運動の模式図。

本研究のスペクトル解析で、縞の位置や時間の変化に関係なく、放射の表面輝度と光子指数が強い反相関を持つことが明らかになった (図 7.6)。ここで1つ浮かぶ疑問は、縞状構造と同じくシンクロトロン放射が明るいリムでは、同様の傾向を示すか否かということである。そこで、図 7.2(d) 中の R1–R5 領域と縞状構造のスペクトルを比較した。これらの領域では熱的放射は無視できるため、吸収をかけたべき関数のみでスペクトルをフィットした。図 7.8 は、スペクトルフィッティングで得られたリム領域と縞状構造の表面輝度

と光子指数の関係である。なお、代表して2009年のデータをプロットしている。この図から、縞状構造にある相関の傾向が、リム領域では見られないことが明らかになった。さらに、縞状構造の光子指数は $\Gamma = 2.1\text{--}2.6$ であるのに対してリムでは $\Gamma = 2.7\text{--}2.9$ となっており、縞状構造の方が硬い放射を放っている。[Lopez et al. \(2015\)](#)の報告では、NuSTARの観測から、縞状構造の位置で10 keV以上の周りより高エネルギーのX線放射が検出された。本研究はこの結果とも矛盾のない結果である。

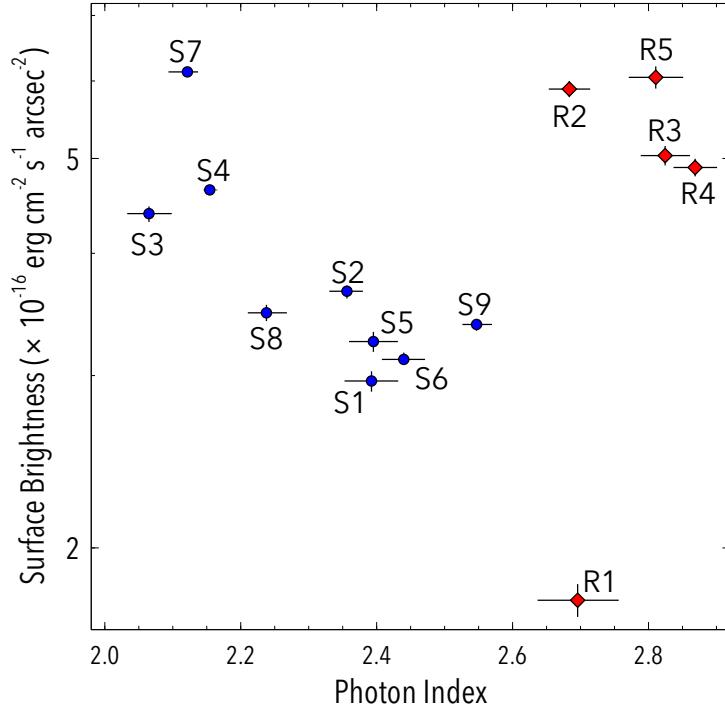


図 7.8: 縞状構造とリムのシンクロトロン放射の比較。2009年のデータのみ抜粋している。

では、縞状構造の放射のほうが硬くなっている原因は何か。シンクロトロン放射のカットオフはX線帯域に相当するため、光子指数はカットオフエネルギー $\varepsilon_0$ を反映する。つまり、光子指数が小さいほど $\varepsilon_0$ が大きくなる。まず、縞状構造が衝撃波面上あるいは衝撃波面と相互作用するような位置にある場合<sup>1</sup>を考える。[Lopez et al. \(2015\)](#)のNuSTARの結果から、Tychoのシンクロトロン放射のカットオフエネルギーはage-limitedであることがわかっている。これより、カットオフエネルギーは式(3.37)より、 $\varepsilon_0 \propto v_{\text{sh}}^4 B^3$ と書ける。従って、縞状構造の光子指数が低い原因是、衝撃波速度が速い、もしくは磁場が強いことが考えられる。縞状構造の複雑な形状を考えると、明るい縞の部分のみで衝撃波速度が大きくなっているとは考えにくい。よって、より可能性が高いのは、縞の位置で磁場が增幅されたというシナリオである。しかし、age-limitedでは、変動のタイムスケールはSNRの年齢と同程度の数100年ということになり、数年単位の速い時間変動を説明

<sup>1</sup>先に述べたように、縞状構造と衝撃波面のスペクトルは全く異なるような傾向を持つことからこの可能性は低いと思われる(図7.8)。

できない. Lopez et al. (2015) と今回の結果が共存するには, Tycho のほとんどの領域では age-limited であるが, 縞状構造においては loss-limited になっていると考えればよい.

次に, 縞状構造が衝撃波面上になく, 下流の遠く離れた位置にある場合を考える. この場合, 衝撃波面で加速を受けた電子が移流や拡散を経て下流まで運ばれ, その後何らかの原因でシンクロトロン放射が起きる. しかし, 超相対論的な電子では急速にシンクロトロン冷却を受けてしまい, 電子のスペクトル, ひいてはシンクロトロン X 線のスペクトルが軟化してしまう. 実際, Tycho でも Chandra 衛星による観測によりそのような軟化が観測されている (図 7.9, Cassam-Chenai et al., 2007). 図 7.9 のように, 衝撃波に対して  $10''$  下流では  $\Gamma \simeq 3.0$  まで硬化してしまう. こういった問題点を考慮すると, そのさらに下流にある縞状構造での放射が硬くなるには, 何らかの要因でシンクロトロン放射のエネルギーが増大していなければならぬ. シンクロトロン光子のエネルギー  $\varepsilon$  は種粒子となる電子のエネルギー  $E_e$  を用いて,  $\varepsilon \propto BE_e^2$  という関係がある (式 3.23). つまり, 磁場が強いほどカットオフエネルギーは大きくなり, Chandra 衛星で観測した時のスペクトルは硬くなるため. このようなことから, 今回の縞状構造の硬い放射は縞状構造における磁場增幅を示唆する結果である.

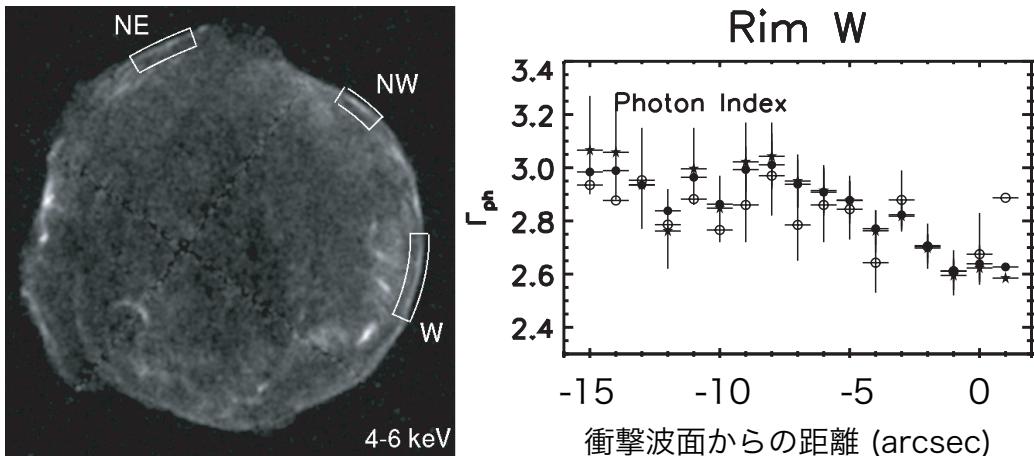


図 7.9: Tycho の衝撃波面の光子指数 (Cassam-Chenai et al., 2007).

ここまで縞状構造の硬い放射について議論したが, いずれの場合でも図 7.6 でみられた表面輝度と光子指数の反相関を説明することは難しい. このような強い反相関は, 縞状構造の放射を表すパラメータのうち位置や時間に依存するものが少数である必要ことを示唆する.

表 7.1: 2009 年のベストフィットパラメータ

	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8	S9
方位角 (arcsec <sup>2</sup> )	143.8	210.2	172.7	505.3	161.7	141.1	338.8	183.4	311.6
$N_{\text{H}}$ (10 <sup>21</sup> cm <sup>-2</sup> )	6.80 ± 0.17	6.37 ± 0.26	5.23 ± 0.21	5.83 ± 0.05	5.92 ± 0.24	6.32 ± 0.30	6.03 ± 0.17	6.56 ± 0.20	5.26 ± 0.14
Power law									
$\Gamma$	2.39 ± 0.04	2.37 ± 0.04	2.06 ± 0.03	2.15 ± 0.01	2.44 ± 0.03	2.40 ± 0.04	2.12 ± 0.02	2.25 ± 0.02	2.55 ± 0.02
Flux*	0.43 ± 0.01	0.77 ± 0.01	0.76 ± 0.01	2.35 ± 0.02	0.50 ± 0.01	0.46 ± 0.01	2.08 ± 0.02	0.64 ± 0.01	1.05 ± 0.01
IME component									
Norm. <sup>†</sup>									
(10 <sup>9</sup> cm <sup>-5</sup> )	3.31 ± 0.42	1.48 ± 0.41	1.71 ± 0.24	4.97 ± 0.86	2.11 ± 0.70	1.51 ± 0.54	1.50 ± 0.49	2.22 ± 0.50	0.35 ± 0.06
$kT_{\text{e}}$ (keV)	1.49 ± 0.04	1.65 ± 0.03	1.68 ± 0.01	1.55 ± 0.01	1.58 ± 0.03	1.57 ± 0.04	1.71 ± 0.03	1.45 ± 0.01	1.41 ± 0.03
$n_{\text{e}} t$									
(10 <sup>10</sup> s cm <sup>-3</sup> )									
[Mg/C]/[Mg/C] <sub>○</sub>	4.8 ± 0.6	7.2 ± 1.4	9.2 ± 1.9	8.1 ± 0.4	5.2 ± 0.3	6.4 ± 1.7	10.6 ± 6.9	5.5 ± 0.8	4.8 ± 0.6
[Si/C]/[Si/C] <sub>○</sub>	84 ± 10	161 ± 68	190 ± 40	238 ± 23	183 ± 37	189 ± 38	279 ± 194	112 ± 33	73 ± 10
[S/C]/[S/C] <sub>○</sub>	77 ± 10	130 ± 67	143 ± 31	185 ± 11	134 ± 30	139 ± 39	194 ± 48	91 ± 25	81 ± 11
[Ar/C]/[Ar/C] <sub>○</sub>	85 ± 14	105 ± 40	110 ± 13	175 ± 8	99 ± 24	106 ± 31	202 ± 140	77 ± 9	86 ± 14
[Ca/C]/[Ca/C] <sub>○</sub>	156 ± 28	202 ± 72	158 ± 55	163 ± 20	159 ± 24	258 ± 86	298 ± 93	142 ± 24	168 ± 33
Fe component									
Norm. <sup>†</sup>									
(10 <sup>9</sup> cm <sup>-5</sup> )	3.31 <sup>†</sup>	1.48 <sup>†</sup>	1.77 <sup>†</sup>	4.97 <sup>†</sup>	2.11 <sup>†</sup>	1.51 <sup>†</sup>	1.50 <sup>†</sup>	2.22 <sup>†</sup>	0.37 <sup>†</sup>
$kT_{\text{e}}$ (keV)	5.54 ± 0.91	4.30 ± 1.30	3.85 ± 1.20	4.63 ± 0.40	2.36 ± 0.35	3.00 ± 1.84	2.04 ± 0.62	2.41 ± 0.26	1.53 ± 0.12
$n_{\text{e}} t$									
(10 <sup>10</sup> s cm <sup>-3</sup> )									
[Fe/C]/[Fe/C] <sub>○</sub> (= [Ni/C]/[Ni/C] <sub>○</sub> )	3.6 ± 0.5	5.4 ± 1.9	5.4 ± 1.4	9.2 ± 0.8	7.6 ± 1.4	5.5 ± 1.2	8.0 ± 3.2	3.8 ± 0.8	4.8 ± 0.6
Gaussian									
Norm. <sup>‡</sup>									
Centroid (keV)	0.53 ± 0.05	0.33 ± 0.05	0.36 ± 0.04	1.40 ± 0.08	0.60 ± 0.05	0.47 ± 0.05	0.44 ± 0.06	0.35 ± 0.04	0.61 ± 0.08
$\chi^2(d.o.f.)$	1.25 ± 0.02	1.28 ± 0.02	1.24 ± 0.01	1.253 ± 0.006	1.238 ± 0.002	1.234 ± 0.003	1.232 ± 0.002	1.254 ± 0.007	1.23 (fixed)

\* 4–6 keV のエネルギー・バンドでのフックスを表す。単位は  $\times 10^{-13}$  ergs s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>.† IME 成分と Fe 成分の Emission Measure は共通としており、単位は  $\int n_{\text{e}} n_{\text{C}} dV / 4\pi d^2 \cdot [\text{C}/\text{H}]_{\odot}$ .‡ 単位は  $\times 10^{-5}$  photons s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>.



---

## 第 8 章

### まとめ

本論文では、衝撃波の粒子へのエネルギー供給過程を観測的に迫るため、角度分解能に優れた Chandra 衛星による 2003 年, 2007 年, 2009 年, 2015 年の観測を用いて、Tycho の時間変動の解析を行った。その結果、熱的放射と非熱的放射の時間変動を発見した。

熱的放射の変動領域について、他波長との比較やスペクトル解析を行うことで、以下の発見を得た。

- Tycho の北西部のリム付近において、knot 状構造の熱的放射のフラックスが年単位で変動していることがわかった。SNR の熱的 X 線の時間変動は、Cas A に続き、2 例目であり、Ia 型 SNR では初の観測例である。
- 観測されたような時間変動領域は、H $\alpha$  の画像と非常に良い相関を示す。これは、knot が順行衝撃波によって加熱されたものであることを示唆する。
- この領域のスペクトル解析の結果、電子温度が  $0.39_{-0.08}^{+0.10}$  keV から  $0.68 \pm 0.13$  keV まで上昇していることがわかった。
- 電子が上昇した要因として、陽子とのクーロン衝突によって加熱した場合を考えた場合、12 年間というタイムスケールを説明できることがわかった。
- SNR の温度変化から直接的に電子加熱機構に迫った例はこれまでなく、今回が初となる。
- 今後、電磁場を介した熱交換のプロセスについて考慮した温度変化についても考察し、観測結果との比較を行う。

非熱的放射の時間変動は、Tycho 西部に見られる特異な縞状構造を解析した。

- Okuno et al. (2020) で発見された領域だけでなく、縞状構造全体についてフラックスが年単位で変動していることがわかった。
- スペクトル解析の結果、S2, S3, S7, S9 領域において、新たに有意な増光を発見した。
- 時間変動を磁場增幅によって粒子加速やシンクロトロン冷却が促進されたものと解釈すると、約 500  $\mu$ G の磁場增幅が示唆される。

- 縞状構造のスペクトルは衝撃波面より硬いことがわかった。このことは、縞状構造において磁場增幅や電子加速が起きていると解釈できる。
- 縞状構造の表面輝度と光子指数の間には、放射の時間や場所に関係なく強い相関があった。これは縞状構造の放射を表すパラメータのうち、時間や位置に依存するのがごく少数であることを示唆する。

---

## 謝辞

本修士論文を書くにあたり、研究室の方々には本当にお世話になりました。僭越ながらこの場で感謝の気持ちを述べさせていただきます。

鶴教授には、検出器を扱う楽しさを学びました。解析に対して鋭くも温かい指導をいただきました。田中助教には、天体解析についての助言のみならず、研究者を目指すものとしての心構えなど、多くのことを教えていただきました。また、私の拙いドラフトの英語や構成に対して、根気強く指導・修正をいただきました。内田助教には、私の初步的な質問から天体解析を取り組む際の考え方など、あらゆることに対してわかりやすく丁寧に答えていただきました。まだ至らぬことが多いですが、博士課程ではさらに精進したいと思います。また、X線グループの先輩である、尾近さん、天野さん、佳山さんにもたくさんのお手伝いをしていただき、同期の児玉くんとはお互いの共通の趣味であるカメラの話などができる、非常に楽しい時間を過ごさせていただきました。後輩の小柴くんが頑張っている姿を見て、いつも良い刺激を受けました。最後に、私を支えてくださった、親や姉弟、そして親友のみなさんには感謝してもし尽くせません。

皆様のおかげで、非常に有意義な大学院生活が送れたと自負しています。お世話になつた皆様に深く感謝し、この修士論文の筆を擱こうと思います。



---

## 参考文献

- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A. et al. (2013) “Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants,” *Science*, 339, 6121, 807–811. doi: [10.1126/science.1231160](https://doi.org/10.1126/science.1231160).
- Arnaud, K. A. (1996) “XSPEC: The First Ten Years,” in Jacoby, G. H. & Barnes, J. eds. *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 101 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 17.
- Aschenbach, B. (1985) “X-Ray Telescopes,” *Rep. Prog. Phys.* 48, 5, 579–629. doi: [10.1088/0034-4885/48/5/001](https://doi.org/10.1088/0034-4885/48/5/001).
- (2002) “In-Orbit Performance of the XMM-Newton x-Ray Telescopes: Images and Spectra,” in Gorenstein, P. & Hoover, R. B. eds. *International Symposium on Optical Science and Technology*, 8, San Diego, CA, USA. doi: [10.1117/12.454367](https://doi.org/10.1117/12.454367).
- Ashworth, J., W. B. (1980) “A Probable Flamsteed Observation of the Cassiopeia A Supernova,” *Journal for the History of Astronomy*, 11, 1. doi: [10.1177/002182868001100102](https://doi.org/10.1177/002182868001100102).
- Axford, W. I., Leer, E., & Skadron, G. (1977) “The Acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves,” in *International Cosmic Ray Conference*, 11 of International Cosmic Ray Conference, 132.
- Baade, W. (1945) “B Cassiopeiae as a Supernova of Type I,” *ApJ*, 102, 309. doi: [10.1086/144761](https://doi.org/10.1086/144761).
- Bamba, A., Yamazaki, R., Ueno, M., & Koyama, K. (2003) “Small-Scale Structure of the SN 1006 Shock with Chandra Observations,” *ApJ*, 589, 2, 827–837. doi: [10.1086/374687](https://doi.org/10.1086/374687).
- Bamba, A., Yamazaki, R., Yoshida, T. et al. (2005) “A Spatial and Spectral Study of Nonthermal Filaments in Historical Supernova Remnants: Observational Results with Chandra,” *ApJ*, 621, 2, 793–802. doi: [10.1086/427620](https://doi.org/10.1086/427620).
- Bell, A. R. (1978) “The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I.”, *MNRAS*, 182, 147–156. doi: [10.1093/mnras/182.2.147](https://doi.org/10.1093/mnras/182.2.147).
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. (1978) “Particle acceleration by astrophysical shocks.,” *ApJL*, 221, L29–L32. doi: [10.1086/182658](https://doi.org/10.1086/182658).
- Brejnholt, N. F., Christensen, F. E., Westergaard, N. J. et al. (2012) “NuSTAR On-Ground Calibration: II. Effective Area,” in *SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation*, 8443, 84431Y, Amsterdam, Netherlands. doi: [10.1117/12.925631](https://doi.org/10.1117/12.925631).
- Bykov, A. M., Ellison, D. C., Osipov, S. M. et al. (2011) “X-ray Stripes in Tycho’s Supernova Remnant: Synchrotron Footprints of a Nonlinear Cosmic-ray-driven Instability,” *ApJL*, 735, 2, L40. doi: [10.1088/2041-8205/735/2/L40](https://doi.org/10.1088/2041-8205/735/2/L40).

- Caprioli, D. & Spitkovsky, A. (2013) “Cosmic-Ray-induced Filamentation Instability in Collisionless Shocks,” ApJL, 765, 1, L20. doi: [10.1088/2041-8205/765/1/L20](https://doi.org/10.1088/2041-8205/765/1/L20).
- Cargill, P. J. & Papadopoulos, K. (1988) “A Mechanism for Strong Shock Electron Heating in Supernova Remnants,” ApJL, 329, L29. doi: [10.1086/185170](https://doi.org/10.1086/185170).
- Cassam-Chenaï, G., Hughes, J. P., Ballet, J., & Decourchelle, A. (2007) “The Blast Wave of Tycho’s Supernova Remnant,” ApJ, 665, 1, 315–340. doi: [10.1086/518782](https://doi.org/10.1086/518782).
- Chandra X-ray Cenrter (2016) “Tracking Chandra,” <https://chandra.harvard.edu/about/tracking.html>.
- (2019) “Proposers’ Observatory Guide,” <https://cxc.harvard.edu/propuser/POG/html/>.
- Chevalier, R. A. (1974) “The Evolution of Supernova Remnants. Spherically Symmetric Models,” ApJ, 188, 501–516. doi: [10.1086/152740](https://doi.org/10.1086/152740).
- Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. (1988) “Dynamics of Radiative Supernova Remnants,” ApJ, 334, 252. doi: [10.1086/166834](https://doi.org/10.1086/166834).
- Di Stefano, R. (2010) “The Progenitors of Type Ia Supernovae. I. Are they Supersoft Sources?,” ApJ, 712, 1, 728–733. doi: [10.1088/0004-637X/712/1/728](https://doi.org/10.1088/0004-637X/712/1/728).
- Eriksen, K. A., Hughes, J. P., Badenes, C. et al. (2011) “Evidence for Particle Acceleration to the Knee of the Cosmic Ray Spectrum in Tycho’s Supernova Remnant,” ApJL, 728, 2, L28. doi: [10.1088/2041-8205/728/2/L28](https://doi.org/10.1088/2041-8205/728/2/L28).
- Foster, A. R., Smith, R. K., & Brickhouse, N. S. (2017) “Data for non equilibrium modeling with AtomDB,” in *Atomic Processes in Plasmas (APiP 2016)*, 1811 of American Institute of Physics Conference Series, 190005. doi: [10.1063/1.4975748](https://doi.org/10.1063/1.4975748).
- Fruscione, A., McDowell, J. C., Allen, G. E. et al. (2006) “CIAO: Chandra’s data analysis system,” in Silva, D. R. & Doxsey, R. E. eds. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 6270 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 62701V. doi: [10.1117/12.671760](https://doi.org/10.1117/12.671760).
- Garmire, G. P., Bautz, M. W., Ford, P. G. et al. (2003) “Advanced CCD imaging spectrometer (ACIS) instrument on the Chandra X-ray Observatory,” in Truemper, J. E. & Tananbaum, H. D. eds. *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy.*, 4851 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 28–44. doi: [10.1117/12.461599](https://doi.org/10.1117/12.461599).
- Ghavamian, P., Raymond, J., Hartigan, P., & Blair, W. P. (2000) “Evidence for Shock Precursors in Tycho’s Supernova Remnant,” ApJ, 535, 1, 266–274. doi: [10.1086/308811](https://doi.org/10.1086/308811).
- Ghavamian, P., Raymond, J., Smith, R. C., & Hartigan, P. (2001) “Balmer-dominated Spectra of Nonradiative Shocks in the Cygnus Loop, RCW 86, and Tycho Supernova Remnants,” ApJ, 547, 2, 995–1009. doi: [10.1086/318408](https://doi.org/10.1086/318408).
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. (1965) “Cosmic Magnetobremssstrahlung (synchrotron Radiation),” ARA&A, 3, 297. doi: [10.1146/annurev.aa.03.090165.001501](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.001501).
- Green, D. A. (2019) “A revised catalogue of 294 Galactic supernova remnants,” Journal of Astrophysics and Astronomy, 40, 4, 36. doi: [10.1007/s12036-019-9601-6](https://doi.org/10.1007/s12036-019-9601-6).

- Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E. et al. (2013) “The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-Energy X-Ray Mission,” *ApJ*, 770, 103. doi: [10.1088/0004-637X/770/2/103](https://doi.org/10.1088/0004-637X/770/2/103).
- Hayato, A., Yamaguchi, H., Tamagawa, T. et al. (2010) “Expansion Velocity of Ejecta in Tycho’s Supernova Remnant Measured by Doppler Broadened X-ray Line Emission,” *ApJ*, 725, 1, 894–903. doi: [10.1088/0004-637X/725/1/894](https://doi.org/10.1088/0004-637X/725/1/894).
- Hwang, U. & Gotthelf, E. V. (1997) “X-Ray Emission-Line Imaging and Spectroscopy of Tycho’s Supernova Remnant,” *ApJ*, 475, 2, 665–682. doi: [10.1086/303546](https://doi.org/10.1086/303546).
- Hwang, U., Decourchelle, A., Holt, S. S., & Petre, R. (2002) “Thermal and Nonthermal X-Ray Emission from the Forward Shock in Tycho’s Supernova Remnant,” *ApJ*, 581, 2, 1101–1115. doi: [10.1086/344366](https://doi.org/10.1086/344366).
- Iben, J., I. & Tutukov, A. V. (1984) “Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass.,” *ApJS*, 54, 335–372. doi: [10.1086/190932](https://doi.org/10.1086/190932).
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K. et al. (1999) “Nucleosynthesis in Chandrasekhar Mass Models for Type IA Supernovae and Constraints on Progenitor Systems and Burning-Front Propagation,” *ApJS*, 125, 2, 439–462. doi: [10.1086/313278](https://doi.org/10.1086/313278).
- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B. et al. (2001) “XMM-Newton Observatory. I. The Spacecraft and Operations,” *A&A*, 365, L1–L6. doi: [10.1051/0004-6361:20000036](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000036).
- Knežević, S., Läsker, R., van de Ven, G. et al. (2017) “Balmer Filaments in Tycho’s Supernova Remnant: An Interplay between Cosmic-ray and Broad-neutral Precursors,” *ApJ*, 846, 2, 167. doi: [10.3847/1538-4357/aa8323](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8323).
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V. et al. (1995) “Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006,” *Nature*, 378, 6554, 255–258. doi: [10.1038/378255a0](https://doi.org/10.1038/378255a0).
- Krause, O., Tanaka, M., Usuda, T. et al. (2008) “Tycho Brahe’s 1572 supernova as a standard typeIa as revealed by its light-echo spectrum,” *Nature*, 456, 7222, 617–619. doi: [10.1038/nature07608](https://doi.org/10.1038/nature07608).
- Krymskii, G. F. (1977) “A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave,” *Akademii Nauk SSSR Doklady*, 234, 1306–1308.
- Laming, J. M. (2000) “Electron Heating at SNR Collisionless Shocks,” *ApJS*, 127, 2, 409–413. doi: [10.1086/313325](https://doi.org/10.1086/313325).
- (2015) “Wave Propagation at Oblique Shocks: How Did Tycho Get Its Stripes?,” *ApJ*, 805, 2, 102. doi: [10.1088/0004-637X/805/2/102](https://doi.org/10.1088/0004-637X/805/2/102).
- Laming, J. M., Raymond, J. C., McLaughlin, B. M., & Blair, W. P. (1996) “Electron-Ion Equilibration in Nonradiative Shocks Associated with SN 1006,” *ApJ*, 472, 267. doi: [10.1086/178061](https://doi.org/10.1086/178061).
- Lopez, L. A., Grefenstette, B. W., Reynolds, S. P. et al. (2015) “A Spatially Resolved Study of the Synchrotron Emission and Titanium in Tycho’s Supernova Remnant Using NuSTAR,” *ApJ*, 814, 2, 132. doi: [10.1088/0004-637X/814/2/132](https://doi.org/10.1088/0004-637X/814/2/132).
- Malkov, M. A., Sagdeev, R. Z., & Diamond, P. H. (2012) “Magnetic and Density Spikes in Cosmic-Ray Shock Precursors,” *ApJL*, 748, 2, L32. doi: [10.1088/2041-8205/748/2/L32](https://doi.org/10.1088/2041-8205/748/2/L32).
- Masai, K. (1984) “X-Ray Emission Spectra from Ionizing Plasmas,” *Ap&SS*, 98, 2, 367–395. doi: [10.1007/BF00651415](https://doi.org/10.1007/BF00651415).

- Matsuda, M., Tanaka, T., Uchida, H. et al. (2020) “Temporal and spatial variation of synchrotron X-ray stripes in Tycho’s supernova remnant,” PASJ, 72, 5, 85. doi: [10.1093/pasj/psaa075](https://doi.org/10.1093/pasj/psaa075).
- (in prep.) .
- McKee, C. F. & Cowie, L. L. (1975) “The interaction between the blast wave of a supernova remnant and interstellar clouds.,” ApJ, 195, 715–725. doi: [10.1086/153373](https://doi.org/10.1086/153373).
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. (1977) “A theory of the interstellar medium: three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate.,” ApJ, 218, 148–169. doi: [10.1086/155667](https://doi.org/10.1086/155667).
- McKee, C. F. (1974) “X-Ray Emission from an Inward-Propagating Shock in Young Supernova Remnants,” ApJ, 188, 335–340. doi: [10.1086/152721](https://doi.org/10.1086/152721).
- Miceli, M., Orlando, S., Burrows, D. N. et al. (2019) “Collisionless shock heating of heavy ions in SN 1987A,” Nature Astronomy, 3, 236–241. doi: [10.1038/s41550-018-0677-8](https://doi.org/10.1038/s41550-018-0677-8).
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H. et al. (2007) “The X-Ray Observatory Suzaku,” PASJ, 59, S1–S7. doi: [10.1093/pasj/59.sp1.S1](https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp1.S1).
- Nomoto, K. (1982) “Accreting white dwarf models for type I supernovae. I - Presupernova evolution and triggering mechanisms,” ApJ, 253, 798–810. doi: [10.1086/159682](https://doi.org/10.1086/159682).
- Okon, H., Tanaka, T., Uchida, H. et al. (2020) “Deep XMM-Newton Observations Reveal the Origin of Recombining Plasma in the Supernova Remnant W44,” ApJ, 890, 1, 62. doi: [10.3847/1538-4357/ab6987](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab6987).
- Okuno, T., Tanaka, T., Uchida, H. et al. (2020) “Time Variability of Nonthermal X-Ray Stripes in Tycho’s Supernova Remnant with Chandra,” ApJ, 894, 1, 50. doi: [10.3847/1538-4357/ab837e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab837e).
- Pakmor, R., Kromer, M., Röpke, F. K. et al. (2010) “Sub-luminous type Ia supernovae from the mergers of equal-mass white dwarfs with mass  $\sim 0.9M_{\text{solar}}$ ,” Nature, 463, 7277, 61–64. doi: [10.1038/nature08642](https://doi.org/10.1038/nature08642).
- Patnaude, D. J. & Fesen, R. A. (2007) “Small-Scale X-Ray Variability in the Cassiopeia A Supernova Remnant,” AJ, 133, 1, 147–153. doi: [10.1086/509571](https://doi.org/10.1086/509571).
- (2009) “Proper Motions and Brightness Variations of Nonthermal X-ray Filaments in the Cassiopeia A Supernova Remnant,” ApJ, 697, 1, 535–543. doi: [10.1088/0004-637X/697/1/535](https://doi.org/10.1088/0004-637X/697/1/535).
- (2014) “A Comparison of X-Ray and Optical Emission in Cassiopeia A,” ApJ, 789, 2, 138. doi: [10.1088/0004-637X/789/2/138](https://doi.org/10.1088/0004-637X/789/2/138).
- Rakowski, C. E., Ghavamian, P., & Hughes, J. P. (2003) “The Physics of Supernova Remnant Blast Waves. II. Electron-Ion Equilibration in DEM L71 in the Large Magellanic Cloud,” ApJ, 590, 2, 846–857. doi: [10.1086/375162](https://doi.org/10.1086/375162).
- Rest, A., Welch, D. L., Suntzeff, N. B. et al. (2008) “Scattered-Light Echoes from the Historical Galactic Supernovae Cassiopeia A and Tycho (SN 1572),” ApJL, 681, 2, L81. doi: [10.1086/590427](https://doi.org/10.1086/590427).
- Ruiz-Lapuente, P. (2004) “Tycho Brahe’s Supernova: Light from Centuries Past,” ApJ, 612, 1, 357–363. doi: [10.1086/422419](https://doi.org/10.1086/422419).
- Rutherford, J., Dewey, D., Figueira-Feliciano, E. et al. (2013) “A Decade-baseline Study of the Plasma States of Ejecta Knots in Cassiopeia A,” ApJ, 769, 1, 64. doi: [10.1088/0004-637X/769/1/64](https://doi.org/10.1088/0004-637X/769/1/64).

- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. (1979) *Radiative processes in astrophysics*.
- Saio, H. & Nomoto, K. (1985) “Evolution of a merging pair of C + O white dwarfs to form a single neutron star,” *A&A*, 150, 1, L21–L23.
- Sato, T. & Hughes, J. P. (2017) “Direct Ejecta Velocity Measurements of Tycho’s Supernova Remnant,” *ApJ*, 840, 2, 112. doi: [10.3847/1538-4357/aa6f60](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6f60).
- Sedov, L. I. (1946) “Propagation of strong shock waves,” *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 10, 241–250.
- Spitzer, L. (1962) *Physics of Fully Ionized Gases*.
- Strom, R. G. (1994) ““Guest stars”, sample of completeness and the local supernova rate.,” *A&A*, 288, L1–L4.
- Takahashi, T., Kokubun, M., Mitsuda, K. et al. (2018) “Hitomi (ASTRO-H) X-Ray Astronomy Satellite,” *JATIS*, 4, 021402. doi: [10.1117/1.JATIS.4.2.021402](https://doi.org/10.1117/1.JATIS.4.2.021402).
- Tanaka, T. (2006) “Non-Thermal Emission from Supernova Remnants Observed with Suzaku and Its Implications for Cosmic-Ray Acceleration,” Ph. D. Thesis, University of Tokyo.
- Tanaka, T., Uchida, H., Sano, H., & Tsuru, T. G. (2020) “Shock-Cloud Interaction in the Southwestern Rim of RX J1713.7-3946 Evidenced by Chandra X-Ray Observations,” *ApJL*, 900, 1, L5. doi: [10.3847/2041-8213/abaef0](https://doi.org/10.3847/2041-8213/abaef0).
- Tanaka, T., Okuno, T., Uchida, H. et al. (2021) “Rapid Deceleration of Blast Waves Witnessed in Tycho’s Supernova Remnant,” *ApJL*, 906, 1, L3. doi: [10.3847/2041-8213/abd6cf](https://doi.org/10.3847/2041-8213/abd6cf).
- Taylor, G. (1950) “The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion,” *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 201, 1065, 159–174. doi: [10.1098/rspa.1950.0049](https://doi.org/10.1098/rspa.1950.0049).
- Tran, A., Williams, B. J., Petre, R. et al. (2015) “Energy Dependence of Synchrotron X-Ray Rims in Tycho’s Supernova Remnant,” *ApJ*, 812, 2, 101. doi: [10.1088/0004-637X/812/2/101](https://doi.org/10.1088/0004-637X/812/2/101).
- Truelove, J. K. & McKee, C. F. (1999) “Evolution of Nonradiative Supernova Remnants,” *ApJS*, 120, 2, 299–326. doi: [10.1086/313176](https://doi.org/10.1086/313176).
- Turatto, M. (2003) *Classification of Supernovae*, 598, 21–36. doi: [10.1007/3-540-45863-8\\_3](https://doi.org/10.1007/3-540-45863-8_3).
- Uchiyama, Y. & Aharonian, F. A. (2008) “Fast Variability of Nonthermal X-Ray Emission in Cassiopeia A: Probing Electron Acceleration in Reverse-Shocked Ejecta,” *ApJL*, 677, 2, L105. doi: [10.1086/588190](https://doi.org/10.1086/588190).
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T. et al. (2007) “Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant,” *Nature*, 449, 7162, 576–578. doi: [10.1038/nature06210](https://doi.org/10.1038/nature06210).
- von Neumann, J. (1963) “The Point Source Solution,” reprinted in John von Neumann Collected Works (ed. A.H. Taub).
- Webbink, R. F. (1984) “Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae.,” *ApJ*, 277, 355–360. doi: [10.1086/161701](https://doi.org/10.1086/161701).

- Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Speybroeck, L. P. V., & O'Dell, S. L. (2000) "Chandra X-Ray Observatory (CXO): Overview," in Truemper, J. E. & Aschenbach, B. eds. *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*, 4012, 2–16, International Society for Optics and Photonics, Munich, Germany: Proc.SPIE. doi: [10.1117/12.391545](https://doi.org/10.1117/12.391545).
- Whelan, J. & Iben, J., Icko (1973) "Binaries and Supernovae of Type I," ApJ, 186, 1007–1014. doi: [10.1086/152565](https://doi.org/10.1086/152565).
- Williams, B. J., Borkowski, K. J., Ghavamian, P. et al. (2013) "Azimuthal Density Variations around the Rim of Tycho's Supernova Remnant," ApJ, 770, 2, 129. doi: [10.1088/0004-637X/770/2/129](https://doi.org/10.1088/0004-637X/770/2/129).
- Williams, B. J., Chomiuk, L., Hewitt, J. W. et al. (2016) "An X-Ray and Radio Study of the Varying Expansion Velocities in Tycho's Supernova Remnant," ApJL, 823, 2, L32. doi: [10.3847/2041-8205/823/2/L32](https://doi.org/10.3847/2041-8205/823/2/L32).
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. (2000) "On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium," ApJ, 542, 2, 914–924. doi: [10.1086/317016](https://doi.org/10.1086/317016).
- Wilson, J. R. (1985) "Supernovae and Post-Collapse Behavior," in *Numerical Astrophysics*, 422.
- Yamaguchi, H., Eriksen, K. A., Badenes, C. et al. (2014) "New Evidence for Efficient Collisionless Heating of Electrons at the Reverse Shock of a Young Supernova Remnant," ApJ, 780, 2, 136. doi: [10.1088/0004-637X/780/2/136](https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/2/136).
- Yamaguchi, H., Hughes, J. P., Badenes, C. et al. (2017) "The Origin of the Iron-rich Knot in Tycho's Supernova Remnant," ApJ, 834, 2, 124. doi: [10.3847/1538-4357/834/2/124](https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/2/124).
- Zhou, P., Chen, Y., Zhang, Z.-Y. et al. (2016) "Expanding Molecular Bubble Surrounding Tyco's Supernova Remnant (SN 1572) Observed with the IRAM 30 m Telescope: Evidence for a Single-degenerate Progenitor," ApJ, 826, 1, 34. doi: [10.3847/0004-637X/826/1/34](https://doi.org/10.3847/0004-637X/826/1/34).