

超新星残骸 W28 における  
過電離プラズマの成因と鉄輝線の検出

京都大学大学院 理学研究科 物理学第二教室 宇宙線研究室  
尾近 洗行

2018 年 1 月 25 日



# Abstract

X線天文衛星すざくによる超新星残骸 (super nova remnant: SNR) の観測から再結合連続放射成分が検出され、これまでの SNR の進化の描像に反する再結合が優勢な過電離プラズマ (recombining plasma: RP) の存在が明らかになった。近年、RP を持つ SNR は続々と発見されてきている一方で、肝心の RP の物理的な成因については明らかになっておらず議論が続いている。過去の研究から RP の成因解明には、周囲のガス環境と比較して領域ごとのプラズマの電子温度、電離状態を調べるのが鍵を握ると指摘されている。

W28 (G6.4-0.1) は RP の成因解明に最も適した SNR の一つである。これは W28 が RP の見つかった SNR の中でも、地球からの距離が約 2 kpc と近くに位置し、年齢が 33-42 kyr と大きいため視野直径が約 48 分と大きく、領域ごとの解析が可能であることによる。W28 は北東領域に特徴的なリム状の構造を持ち、そこで周囲の分子雲と相互作用していることがわかっている。また、これまでのすざく衛星の観測から、中心領域で RP が見つかった。したがって、中心から北東領域にかけて、W28 の構造と周囲の分子雲の分布に沿った解析を行うことで RP の成因に迫ることができると期待される。

我々はすざく衛星を用いて W28 の中心部と北東部の長時間観測 (それぞれ、73 ks、100 ks) を行い、領域ごとにスペクトルの解析を行った。その結果、中心領域から、強い FeXXV He $\alpha$  輝線を初検出し、スペクトルをこの輝線を説明する高温の RP モデル ( $kT_e \leq 0.3$  keV、 $n_e t \sim 4 \times 10^{11}$  cm $^{-3}$ s) と低温の RP モデル ( $kT_e \sim 0.2$  keV、 $n_e t \sim 10^{12}$  cm $^{-3}$ s) の組み合わせによって再現することに成功した。そして、北東のリム領域のスペクトルは単一 RP モデル ( $kT_e \sim 0.25$  keV、 $n_e t \sim 10^{12}$  cm $^{-3}$ s) で再現できた。これらの結果は、周囲の分子雲からの熱伝導によって高温プラズマが冷却され、過電離状態になったことを支持する。我々はまた分子雲と相互作用する北東のリム領域から、強い FeI K $\alpha$  輝線を検出した。W28 は GeV から TeV 帯域にかけて明るいことから、衝撃波面で粒子が加速されていることが示唆される。したがって、この輝線は、分子雲中の鉄原子が、W28 で加速された宇宙線粒子により内殻電離を起こしたのち放射される蛍光 X 線である可能性が高い。



# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>超新星爆発と超新星残骸</b>	<b>1</b>
1.1	超新星爆発	1
1.1.1	超新星爆発に至るまで	1
1.1.2	超新星の分類	4
1.2	超新星残骸とプラズマの進化	5
1.2.1	非平衡プラズマの生成	5
1.2.2	電離非平衡プラズマの進化	7
1.2.3	過電離プラズマの発見	8
<b>第 2 章</b>	<b>SNR からの X 線放射</b>	<b>15</b>
2.1	プラズマからの X 線放射	15
2.1.1	連続放射	15
2.1.2	輝線	16
2.2	粒子加速に伴う X 線放射	18
<b>第 3 章</b>	<b>観測の動機</b>	<b>20</b>
3.1	RP の成因解明	20
3.2	Sub-relativistic 粒子からの放射の検出	21
<b>第 4 章</b>	<b>X 線天文衛星「すざく」</b>	<b>24</b>
4.1	X 線天文衛星「すざく」の概要	24
4.2	X 線反射望遠鏡 XRT	26
4.2.1	XRT の概要	26
4.2.2	XRT の性能と特徴	26
4.3	X 線 CCD カメラ XIS	30
4.3.1	XIS の概要	30
4.3.2	XIS の性能と特徴	30
<b>第 5 章</b>	<b>解析</b>	<b>35</b>
5.1	観測とデータの処理	35
5.2	イメージ	36
5.3	W28 からの硬 X 線放射	37
5.4	バックグラウンドの見積もり	37
5.4.1	銀河面 X 線放射	39
5.4.2	前景熱的放射	39

5.4.3	宇宙 X 線背景放射 . . . . .	40
5.4.4	バックグラウンドモデルのフィッティング . . . . .	40
5.5	スペクトル解析 . . . . .	40
<b>第 6 章</b>	<b>議論</b>	<b>45</b>
6.1	周囲のガス環境 . . . . .	45
6.2	RP の起源 . . . . .	45
6.3	中性鉄輝線の起源 . . . . .	47
<b>第 7 章</b>	<b>まとめと今後</b>	<b>49</b>

# 目次

1.1	p-p chain、CNO サイクルの反応ネットワーク。 . . . . .	2
1.2	SN の可視光観測に基づく型分類。 . . . . .	4
1.3	SNR のプラズマ概略図。 . . . . .	6
1.4	CIE、IP、RP の鉄の ion population。 . . . . .	9
1.5	SNR で観測される三種類のプラズマ。 . . . . .	9
1.6	RP の見つかった W49B のおける 5–12 keV のスペクトラム。 . . . . .	11
1.7	典型的な MM 型 SNR である W44 の電波のコントラストと X 線のイメージ。 . . . . .	11
1.8	RP の成因として有力視される断熱膨張説と熱伝導説の概略図。 . . . . .	12
1.9	W49B のバンドイメージと領域ごとの RP の解析結果。 . . . . .	13
1.10	IC 443 とパルサー星雲 G189.22+2.90 の多波長バンドイメージとプラズマの領域ごとの解析結果。 . . . . .	14
2.1	単色の電子と陽子からの制動放射のスペクトル。 . . . . .	16
2.2	1 keV の熱的な分布を持つ電子からの熱制動放射。 . . . . .	17
2.3	様々な電離度の鉄イオンからの $K\alpha$ 、 $K\beta$ 輝線の中心エネルギーとそれらの強度比。 . . . . .	18
3.1	W28 のイメージ。 . . . . .	22
3.2	W28 の X 線バンドイメージ。 . . . . .	23
3.3	粒子のべきと制動放射のスペクトルのべきの関係。 . . . . .	23
4.1	「すざく」衛星の外観。 . . . . .	25
4.2	「すざく」衛星軌道。 . . . . .	25
4.3	「すざく」衛星、ASCA 衛星、Chandra 衛星、XMM-Newton 衛星に搭載された検出器のバックグラウンドレート。 . . . . .	26
4.4	XRT の概略図。 . . . . .	28
4.5	「すざく」衛星、Chandra 衛星、XMM-Newton 衛星に搭載された望遠鏡の有効面積。 . . . . .	28
4.6	XRT-I の vignetting 曲線。 . . . . .	28
4.7	XIS0 の PSF、EEF と点源 (SS Cyg) を観測した時のイメージ。 . . . . .	29
4.8	XRT へ入射した時の X 線の経路。 . . . . .	29
4.9	XIS の外観と概略図。 . . . . .	31
4.10	XIS CCD の概略図。 . . . . .	31
4.11	FE-CCD と BI-CCD の概略図。 . . . . .	32
4.12	XIS の量子効率とエネルギー分解能。 . . . . .	33

4.13	XIS0、XIS1、XIS3 のエネルギー分解能の劣化。 . . . . .	33
4.14	XIS0、XIS1 の NXB。 . . . . .	34
5.1	XIS で取得した W28 の北東、中心部分の 0.65–4.0 keV のイメージ。 . . . .	36
5.2	W28 の 5 つの領域のスペクトル。 . . . . .	38
5.3	5 つの領域における鉄スペクトル。 . . . . .	39
5.4	outside 領域のスペクトルとバックグラウンドモデルのベストフィットモデル。 . . . . .	42
5.5	各領域の 0.65–9.0 keV スペクトラムのフィッティング結果。 . . . . .	44
6.1	4 つの領域の各 RP 成分についての柱密度 $N_{\text{H}}$ 、電子密度 $kT_e$ そして $n_e t$ 。 . . . .	46
6.2	Ia 型、重力崩壊型の SNR から検出された Fe $K\alpha$ 輝線のフラックスと中心エネルギー。 . . . . .	48

# 表目次

5.1	観測データの詳細。 . . . . .	35
5.2	バックグラウンドモデルのベストフィットパラメータ。 . . . . .	41
5.3	プラズマモデルのベストフィットパラメータ。 . . . . .	43



# 第1章 超新星爆発と超新星残骸

## 1.1 超新星爆発

超新星 (Supernova: SN) とは、星がその一生を終えるときに起こす大爆発である。その明るさは銀河の明るさに匹敵し、解放する運動エネルギーは  $\sim 10^{51}$  erg にも及ぶ、銀河系内最大のエネルギー解放現象である。SN は中性子星、あるいはブラックホールといった高密度天体の形成過程そのものであり、爆発時に合成される元素組成は銀河の化学進化を決める。さらに、SN で形成される衝撃波面では粒子が加速されることが知られており、宇宙線の有力な起源であると考えられている。このような多面性から、SN は宇宙、天文分野において最も注目される天体現象の一つであるといえる。この章では、星の超新星爆発にいたるまでの進化と爆発後に生成するプラズマの進化について述べる。

### 1.1.1 超新星爆発に至るまで

#### 水素燃焼

星間ガスから生まれたての原始星は自らの重力で準静的に収縮していく。この重力収縮によって重力エネルギーが解放され、その一部が星の表面から光として放出され、残りが内部エネルギーを増加させる。やがて、高温、高密度となった星の中心部で、宇宙で最も豊富な元素である水素同士の核融合が起こり始める。トンネル効果によってクーロン障壁を突破した核同士が反応するために、核融合は星の中心部の温度が  $\sim 10^7$  K を超えるとゆっくり進み始める。この反応は p-p chain と呼ばれ、以下のようにかける (式 1.1、1.2、1.3、図 1.1)。



続いて、中心の温度が  $\sim 1.8 \times 10^7$  K よりも高くなると、炭素が触媒のような働きをして、水素の燃焼が進む。この反応は CNO サイクルと呼ばれ、以下のようにかける (式 1.4、1.5、1.7、1.8、1.9、図 1.1)。

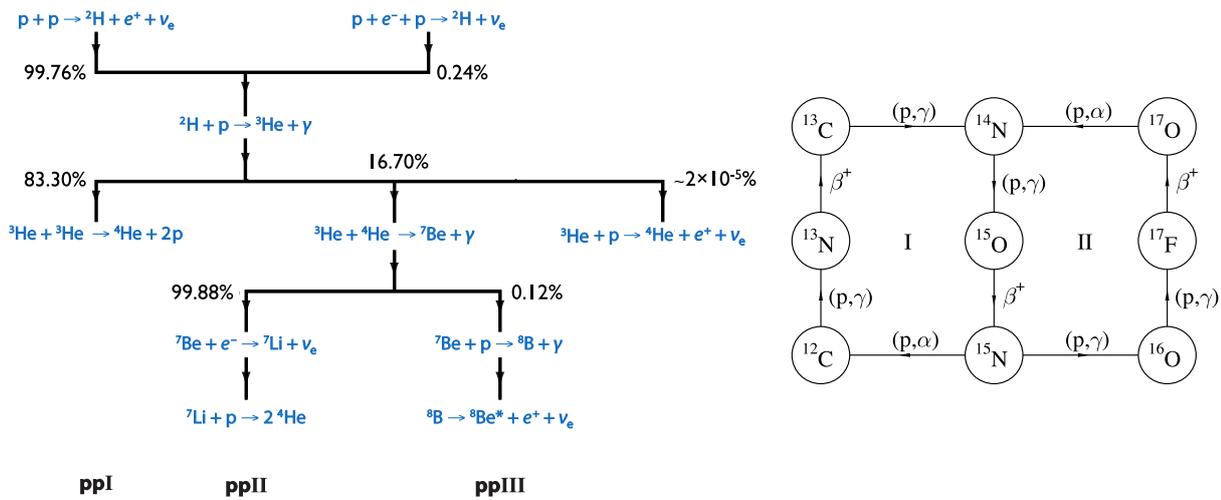


図 1.1: (左) p-p chain の反応ネットワーク、(右) CNO サイクルの反応ネットワーク (Adelberger et al., 2011)。



## ヘリウム燃焼反応

恒星は、ガス圧と内部で起こる核融合反応によって取り出される熱の輻射圧によって自身の重量を支えている。上の反応が進み、星中心部の水素が枯渇すると、重力収縮が進み、星中心の密度と温度が上昇する。内部の温度が  $\sim 10^8 \text{ K}$  へ上昇すると、ヘリウムの核燃焼が起こり始める。ヘリウム原子核はトリプルアルファ反応と呼ばれる、以下のような三体反応を経て炭素を生成する (式 1.10、1.11、1.12)。



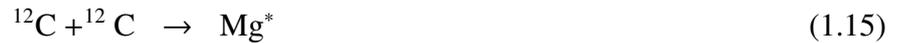
さらに、生成した炭素は以下に示すアルファ反応によって、酸素、ネオンを生成する (式 1.13、1.14)。



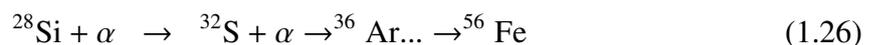
比較的軽い質量の星 ( $\leq 10 M_{\odot}$ ) は、上記のヘリウム燃焼後、それ以上の反応は進まず炭素と酸素を核に持つ白色矮星となる。一方、 $\sim 10 M_{\odot}$  を超える質量の星では、中心温度が高くなるために、引き続き炭素と酸素の燃焼が起こり、さらなる重元素が生成する。

#### 炭素、酸素、シリコン燃焼反応

星の中心温度が  $\sim 5 \times 10^8 \text{ K}$  を超えるような場合、以下の反応を経て、炭素、酸素の燃焼が起こりマグネシウムとシリコンが生成される (式 1.15、1.16、1.17、1.18、1.19、1.20)。



さらに、温度が  $\sim 3 \times 10^9 \text{ K}$  を超えると、シリコンの燃焼、あるいはアルファ粒子の捕獲によって鉄を生成する (式 1.26、1.27)。



一般に、宇宙空間で、偶数番目の元素のアバンダンスが大きくなることは上記のように  $^4\text{He}$  原子核を単位に元素合成が進むことに起因する。

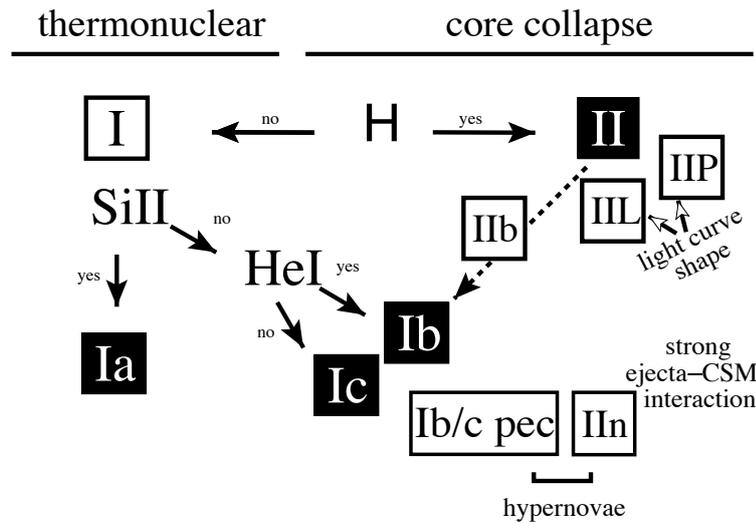


図 1.2: SN の可視光観測に基づく型分類 (Turatto, 2003)。

### 1.1.2 超新星の分類

SN の分類は、最大輝度付近での可視光スペクトルから幾つかの型に分類される (図 1.2)。水素バルマー系列の吸収線が見られるものを II 型、見られないものは I 型と呼ぶ。さらに、I 型の SN は SiII の吸収線があるものは Ia 型、SiII の吸収線はないが He の吸収線はあるものは Ib 型、それらのいずれもないものは Ic 型と定義される。一方、II 型の SN はライトカーブから、さらに細かく IIP 型、IIc 型、IIn 型などに分類される。これらの分類は SN の発生過程を反映しているわけではない。以下では、SN の発生過程を考慮し、Ia 型 SN と重力崩壊型 SN を取り上げて、その特徴を述べる。

#### Ia 型 SN

Ia 型 SN は白色矮星の内部で、暴走的に核融合が起こり引き起こされる爆発であると考えられている。伴星からの質量降着や白色矮星どうしの合体といった過程を経て、星の質量がチャンドラセカル質量 ( $\sim 1.4 M_{\odot}$ ) に達すると、白色矮星は自身の重力を電子の縮退圧で支えきれなくなる。その結果、白色矮星は収縮して中心の密度と温度が上昇し、炭素と酸素の燃焼が始まる。これらの核融合反応は爆発的に進み、解放される核反応のエネルギーによって元の星は完全に破壊されるために中心に中性子星やブラックホールといったコンパクト天体を残さない。また、Ia 型 SN では星の中心領域で大量の  $^{56}\text{Ni}$  ( $\sim 0.6 M_{\odot}$ ) が生成するという特徴を持つ。生成した  $^{56}\text{Ni}$  は  $^{56}\text{Co}$  を経て  $^{56}\text{Fe}$  へと放射性崩壊する。その際放出される光子は噴出物 (イジェクタ) を熱化して、光球を出るときに可視域にピークを持つ黒体放射として観測される。これが Ia 型 SN の最大光度を説明すると考えられている。

Ia 型 SN の具体的な爆発機構については現在、主に 2 種類の説が提唱されている。1 つは、恒星との連星系をなす白色矮星が、伴星からの質量降着によって限界質量を超えた結果、超新星爆発を起こす Single Degenerate (SD) 説、もう 1 つは連星系を成した 2 つの

白色矮星が合体することで爆発に至る Double Degenerate (DD) 説である。どちらのシナリオが正しいのか、あるいは二つのシナリオが両立するのかについては現在も論争が続いており、決着は付いていない。

### 重力崩壊型 SN

重力崩壊型 SN は、約  $10 M_{\odot}$  を超える大質量星が進化の最終段階で爆発したものと考えられている。恒星内元素合成の最終段階で鉄は以下のような反応を経て光分解を起こす。



この吸熱反応が起きた結果、周辺物質が一挙にコアに落ち込み重力崩壊を引き起こす。この重力崩壊によって、自身の持つ重力エネルギーがニュートリノ加熱などの過程を経て爆発のエネルギーへと転化されると考えられているが、具体的な爆発メカニズムはわかっていない。重量崩壊によって生成される総エネルギーは  $\sim 10^{53}$  erg にも及ぶと考えられている。そのエネルギーの大部分 ( $\sim 99\%$ ) はニュートリノによって持ち去られるため、運動エネルギーの総量は  $\sim 10^{51}$  erg 程度である。また、この爆発では、中心に中性子星やブラックホールと言ったコンパクト天体が残ることが知られている。

SN の後に形成される超新星残骸 (Supernova Remnant: SNR) で観測されるアバンダンスは、重力崩壊型の場合、Ia 型と比較して、鉄系の元素が少なく軽い元素が多くなることが知られている (e.g., Ia 型 SNR のアバンダンス: Maeda et al., 2010、重力崩壊型 SNR のアバンダンス: Woosley & Weaver, 1995 etc)。このことは、Ia 型の爆発では鉄系元素が多く生成されることに加えて、重力崩壊型の爆発では中心付近に存在する重い元素が爆発時に生成するコンパクト天体に落ち込むことによる。

## 1.2 超新星残骸とプラズマの進化

SNR は SN の後に残る天体であり、元の星から噴出されたイジェクタと、爆発の衝撃波によって掃き集められた周囲の星間物質 (Interstellar Medium: ISM) で構成される高温のプラズマである (図 1.3)。そのプラズマの温度は  $\sim 10^{6-7}$  K にも及び、電波から X 線の広い帯域での放射が観測される。これらの放射を観測することで、爆発前の星や爆発のメカニズム、そして SNR の進化に関する情報を引き出すことができる。この章では、これまでの観測から考えられてきた SNR の非平衡プラズマの進化の描像と、そこに一石を投じた過電離プラズマ (Recombining Plasma: RP) の発見について説明する。

### 1.2.1 非平衡プラズマの生成

SN 後の SNR のプラズマの温度は、衝撃波の前後での接続 (Rankine-Hugoniot) 条件を考慮することによって求めることができる。衝撃波が速度  $V_s$  で伝播するとき、衝撃波下流で熱化した質量  $m$  を持つ粒子の温度  $kT$  は以下のように書ける。

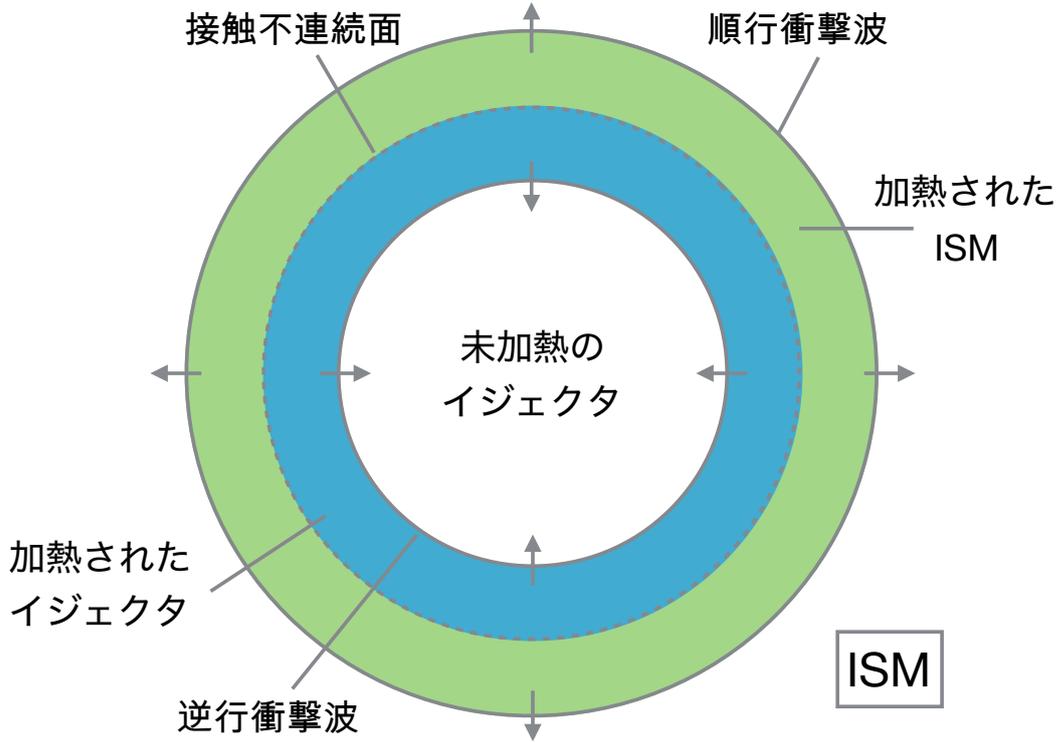


図 1.3: SNR のプラズマ概略図。

$$kT = \frac{3}{16} m V_s^2 \quad (1.30)$$

この式から、衝撃波による力学的加熱は質量の大きな粒子に対して効果的であることがわかる。そのため衝撃波面では、まずイオンが加熱され、続いて電子-イオン間での衝突によって電子が加熱される。この時のイオン-電子間、電子-電子間での運動学的な平衡に至るタイムスケール、 $t_{ie}$ 、 $t_{ee}$  は、それぞれ以下のように書ける (Masai, 1984)。

$$t_{ie} = 3.1 \times 10^8 \langle A_i \rangle \langle Z_i \rangle^{-2} \left( \frac{kT_e}{1 \text{ eV}} \right)^{3/2} \left( \frac{n_e}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{1}{\ln \Lambda} \right) \text{ s} \quad (1.31)$$

$$t_{ee} = 4.8 \times 10^5 \left( \frac{kT_e}{1 \text{ eV}} \right)^{3/2} \left( \frac{n_e}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{1}{\ln \Lambda} \right) \text{ s} \quad (1.32)$$

$$(1.33)$$

ここで、 $Z_i$  と  $A_i$  はそれぞれイオンの電荷と質量で、山括弧は様々なイオンに対する平均値を表す。 $\Lambda$  はプラズマパラメータと呼ばれる衝突係数の最大値と最小値の比で、 $\ln \Lambda$  が大体 5 ~ 20 くらいの大きさである。さらに、はじめに同じ速度を持っていた電子とイオンがそれぞれ平衡に至るタイムスケール  $t_{ee}$ 、 $t_{ii}$  は、以下のような関係がある。

$$t_{ii} = \frac{m_i}{m_e} t_{ee} \quad (1.34)$$

ここで、 $m_e$ 、 $m_i$  はイオンの質量を表す。最後にイオンと電子の間の電離平衡のタイムスケール  $t_{\text{ion}}$  は後述の通り  $\sim 3 \times 10^{12} (n_e / 1 \text{ cm}^{-3}) \text{ s}$  (式 1.37) であることから、以下の関係式が成り立つ

$$t_{ee} \ll t_{ii} < t_{ie} < t_{\text{ion}} \quad (1.35)$$

これらの結果を踏まえると、加熱されたイオンと電子はそれぞれ、 $t_{ii}$  と  $t_{ee}$  の時間をかけて温度  $kT_i$  と  $kT_e$  の平衡状態に達する。この時点では  $kT_i > kT_e$  が成り立つ。その後、 $t_{ie}$  かけて、イオンから電子にエネルギーが渡されて、粒子の温度は等しく ( $kT_i = kT_e$ ) なる。さらにその後、プラズマ中のイオンは、加熱された熱的な分布を持つ電子との衝突によって電離が進み、 $t_{\text{ion}}$  かけて電離平衡に至る。

### 1.2.2 電離非平衡プラズマの進化

SNR の電離非平衡プラズマの時間発展は、以下の4つの特徴と仮定して解くことができる。

- 密度が薄く、衝突励起されたイオンは次の衝突が起こるよりも速く輝線放出により基底状態に遷移する。
- 局所的には電子とイオンは共通の温度  $kT_e$  にある熱的な分布を持つ (Local Thermodynamic Equilibrium)。
- 光学的に薄く光電吸収による光電離は無視できる。
- 外部の電場や磁場は無視できる。

プラズマの電離状態に関わる素過程は、電子がイオンの衝突した際に起こる、衝突励起と衝突電離、そして電子がイオンの空いている軌道に収まる再結合の3つである。それぞれの過程はイオンと電子の二体衝突によって起こるので、それぞれの反応率  $\Gamma$  は電子の密度  $n_e$ 、反応断面積  $\sigma$ 、電子とイオンの相対速度  $v_{\text{rel}}$  を用いて  $\Gamma = \langle n_e \sigma v_{\text{rel}} \rangle$  とかける。ここで、 $\langle \rangle$  は衝突する粒子の相対運動エネルギーについて、温度  $kT_e$  の Maxwell-Boltzmann 分布で平均を計算している。したがって、それらの反応率は電子温度の関数として表される。電離度  $i$  のイオンの個数密度  $n_i$  の時間発展は、電離によって電離状態が  $i$  から  $i+1$  になる時の反応率を  $n_e I_i$ 、再結合により  $i$  から  $i-1$  になる時の反応率を  $n_e R_i$  とすると以下の式で記述できる。

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} &= -n_e I_i n_i + n_e I_{i-1} n_{i-1} - n_e R_i n_i + n_e R_{i+1} n_{i+1} \\ \text{あるいは、} \quad \frac{1}{n_e} \frac{dn_i}{dt} &= I_{i-1} n_{i-1} - (R_i + I_i) n_i + R_{i+1} n_{i+1} \end{aligned} \quad (1.36)$$

下の式は、 $n_e$  は一般に時間に依存することを考慮して、両辺を  $n_e$  で割った。式 (1.36) をすべての元素の各電離状態について同時に解くことでプラズマの電離状態は決定できる。また、Masai (1994) より、式 (1.36) は概ね、

$$\int n_e dt \sim 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s} \quad (1.37)$$

で平衡に落ち着く。図 1.4 に、電離が再結合より優勢な状態である電離優勢プラズマ (ionizing plasma: IP) と電離が再結合が釣り合った電離平衡 (Collisional Ionization Equilibrium: CIE) プラズマと電離よりも再結合が優勢な状態にある RP における、各電離状態にある鉄イオンの占める割合 (ion population) の時間発展を示した。

SNR の非平衡プラズマが IP から CIE に向かって進化しているという描像は多くのロケット実験や天文衛星による SNR の観測によって確立されたものである (図 1.5)。ロケットに搭載された比例計数管による CasA、Tycho's SNR (Gorenstein et al., 1970)、Cygnus Loop、Vela X そして Puppis A (Burginyon et al., 1975) などの SNR の観測から X 帯域に輝線と連続成分が発見され、熱的プラズマの存在が明らかになった。その後、Tsunemi et al. (1986) は、「てんま」衛星による CasA、Tycho といった若い SNR の観測から、シリコン、硫黄、アルゴン、カルシウム、鉄の  $K\alpha$  輝線の中心エネルギーが、CIE モデルから期待される値よりも小さいことを指摘し、プラズマが IP であることを発見した。現在に至るまでに、IP は、多くの若い SNR から発見されていることから、今まさにイオンが電子によって電離されていく最中を観測していると考えられている。一方で、CIE プラズマは、比較的年をとった SNR から発見されていることから (Kes79: Sato et al., 2016, etc)、IP の電離がある程度進み、平衡状態に至ったと考えられる。

### 1.2.3 過電離プラズマの発見

「あすか」衛星は IC 443 の観測から、シリコンとケイ素の  $\text{He}\alpha$  輝線に対する  $\text{Ly}\alpha$  輝線の強度が、連続成分から決まる電子温度の CIE プラズマでは説明できないほど大きいことを発見した (Kawasaki et al., 2002)。この結果は、プラズマが CIE よりも電離が進んだ状態にあること、つまり RP の存在を示唆する。しかしながら、XMM-Newton 衛星を使った観測では、先のケイ素の輝線強度比が 90% の誤差の範囲で CIE プラズマと一致すること (Troja et al., 2008) や、単に視線方向に温度の異なるプラズマが重なって見えているだけという反論があり、RP の存在を実証するには至らなかった。その後、「すぎく」衛星は SNR の観測から卓越した再結合連続放射成分 (Radiative Recombining Continua: RRC) を検出した (図 1.6) (e.g., W49B: Ozawa et al., 2009a, IC 443 Yamaguchi et al., 2009)。この卓越した RRC は、プラズマが、電離よりも再結合が優勢な過電離状態にあることを意味し、SNR における RP の存在を確実なものとした。

現在までに、RP が発見されている SNR は十を超え (Uchida et al., 2015) さほど珍しいものではなくなってきた。この RP はこれまでの SNR プラズマの進化の描像では登場しえない。つまり、このプラズマの進化の描像には重要な要素が欠けていることを意味する (図 1.5)。しかしながら、その要素を解き明かす鍵となる肝心の RP の物理的な成因については明らかになっておらず、現在も議論が続いている。

RP を持つ SNR のサンプルが増えるにつれて、それらが幾つかの共通点を持つことがわかってきた。まず一つ目の共通点は、RP のみつかっている SNR がすべて電波でシェル状に明るく、X 線では中心が明るい Mixed-morphology 型 (MM 型) の SNR であるとい

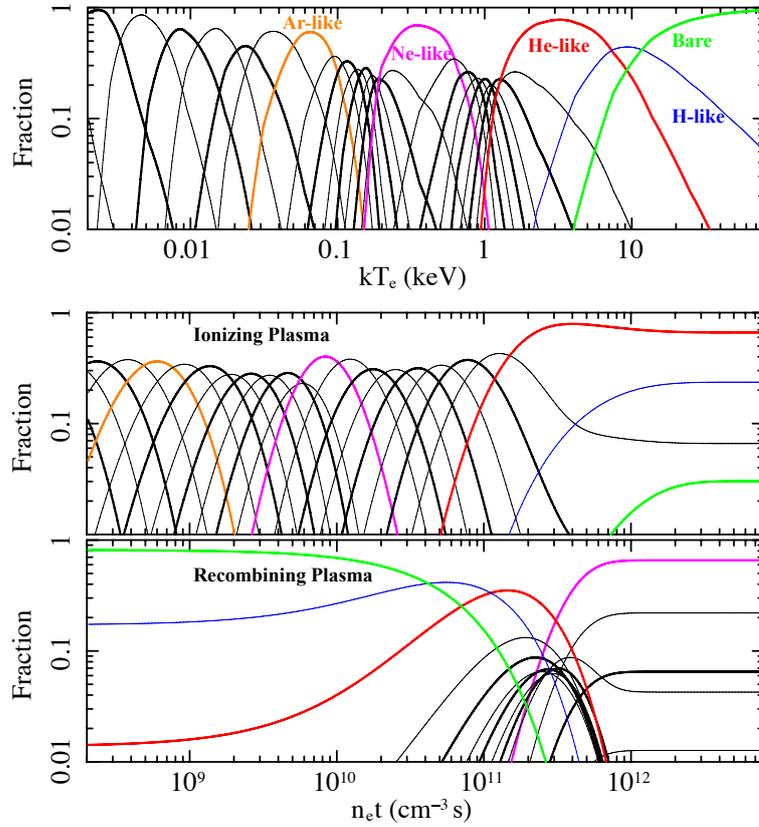


図 1.4: (a) 様々な電離温度における CIE プラズマ中の鉄の ion population、(b) 電子温度 5 keV の IP の鉄の ion population、(c) 電子温度 30 keV の CIE にあったプラズマが、電子温度 0.3 keV の電子によって再結合した時の鉄の ion population (Astro-H white paper より)。

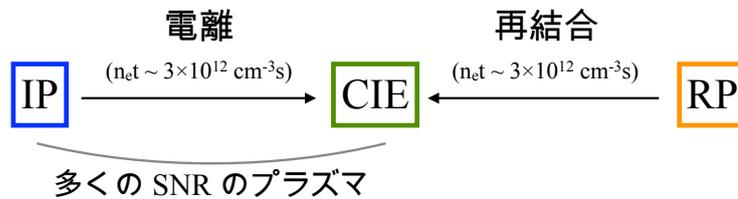


図 1.5: SNR で観測される三種類のプラズマ。

う点である (図 1.7)。ただし、この MM 型の SNR の成因についても正確なことはわかっていない。二つ目の共通点は、RP のみつかった SNR のほとんどで分子雲との衝突が確認されている点である。三つ目の共通点は、GeV から TeV 帯域での放射が検出されている点である。これらの共通点は、RP の生成と関係があると思われるが、未だに議論が続いている状態である。

RP はなんらかの原因によってプラズマの電子の温度が下がるか、電離が進んだときに生成され得る。これまで述べてきた共通点から、特に有力視される RP の成因が二つある。一つ目は断熱膨張説 (Itoh & Masai, 1989) である (図 1.8)。この説では、SNR の衝撃波が、爆発前の星が恒星風によって形成した星周物質 (Circumstellar Matter: CSM) が溜まった密度の濃い領域から、密度の薄い ISM へ伝播した時にガスが急速に断熱膨張する。密度の高い領域ではプラズマの電離が急速に進み、続く断熱膨張によって電子温度が急激に下がるために、プラズマは過電離状態になる。一般に星からの恒星風は、大質量星で強く、吹き出す CSM も多くなる傾向にある。先に述べた二つ目の共通点は、大質量星が形成されやすい環境であることを示唆する。

もう一つの有力視される成因は熱伝導説 (Kawasaki et al., 2002) である (図 1.8)。この説は、SNR が接触する周囲の濃いガス (例えば分子雲) によってプラズマが冷却され、電子温度が下がることで RP が生成するというものである。先に述べた二つ目の共通点はこの説を支持する結果である。以上より、RP の成因を解明するためには SNR の周囲のガス環境が鍵を握ると考えられる。

近年、RP の領域ごとの解析から、上で説明した二つの成因をそれぞれ支持する結果が発見されてきている。Lopez et al. (2013) は W49B から、SNR の大きく広がっている西側領域でプラズマの電子温度が低く、過電離状態にあることを発見した。彼らは、東側の領域と比較して西側領域の広がった構造が、周囲の ISM の密度が小さい SNR の膨張しやすい環境であったことを示唆すると考えている。そして、その西側で RP が発見されていることから断熱膨張が RP の成因である可能性が高いと主張している。一方で、Matsumura et al. (2017a,b) は、RP の見つかった二つの SNR (G166.0+4.3、IC 443) で、濃い ISM や分子雲と接触する領域のプラズマの電子温度が優位に低く過電離状態にあることを発見した (図 1.10)。彼らは、この事実が SNR の熱いプラズマが周囲の冷たいガスからの熱伝導によって冷やされた結果であると考え、この熱伝導によって RP が生成したと主張している。

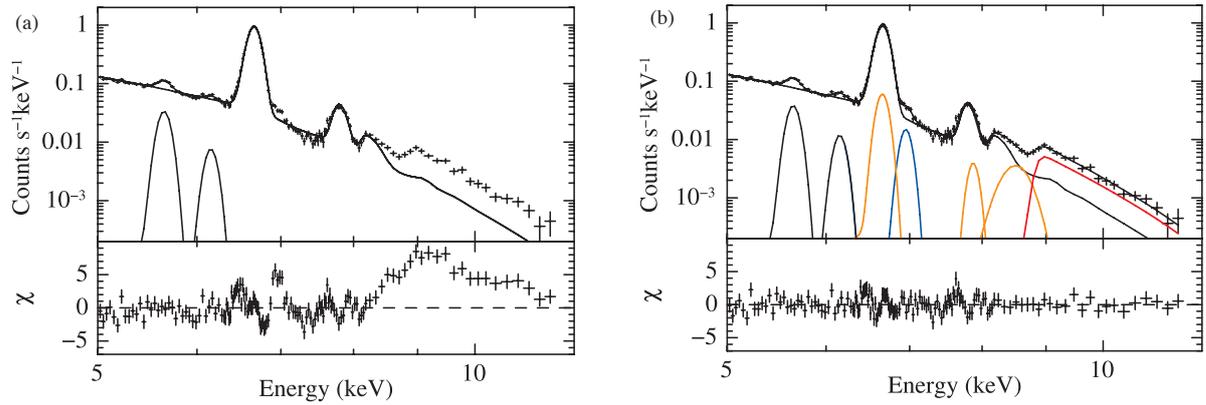


図 1.6: 「すざく」衛星搭載の X-ray Imaging Spectrometer (XIS) 0+3 で取得した、RP の見つかった W49B の 5–12 keV のスペクトラム (Ozawa et al., 2009a)。 (a) CIE モデルで解析した時のフィッティング結果、 (b) (a) のモデルに、FeXXV RRC (赤)、CrXXIV He $\alpha$ 、MnXXV He $\alpha$  輝線 (オレンジ) と FeXXVI Ly $\alpha$  輝線 (青) を追加してある。

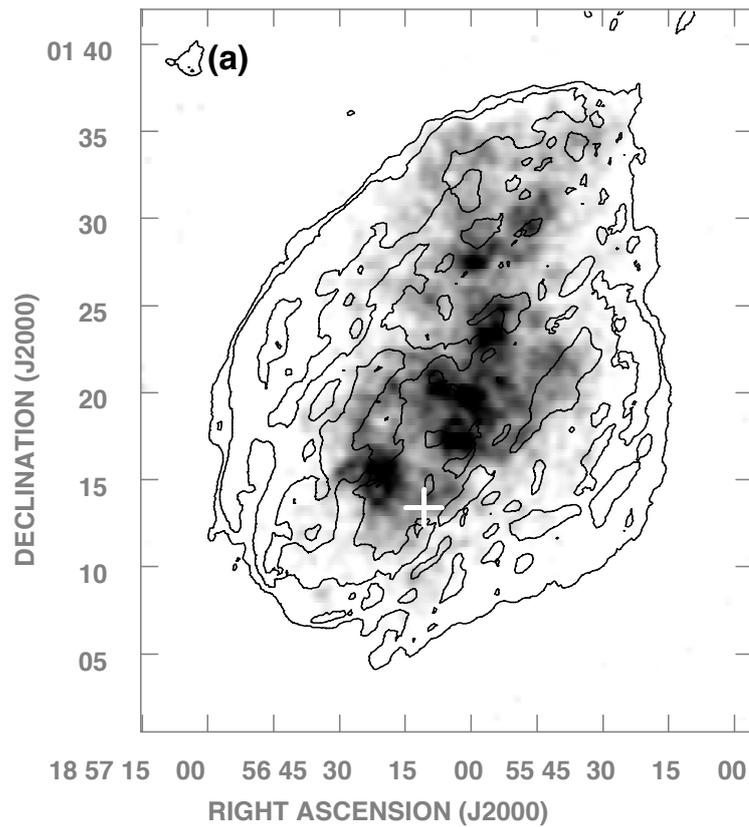


図 1.7:

ROSAT 衛星で取得した、典型的な MM 型 SNR である W44 の 0.2–2.4 keV の X 線のイメージ (Castelletti et al., 2007)。コントラストは VLA で取得した 324 MHz の電波連続波を表す。また、白い十字はパルサー PSR B1853+01 の位置を示す。

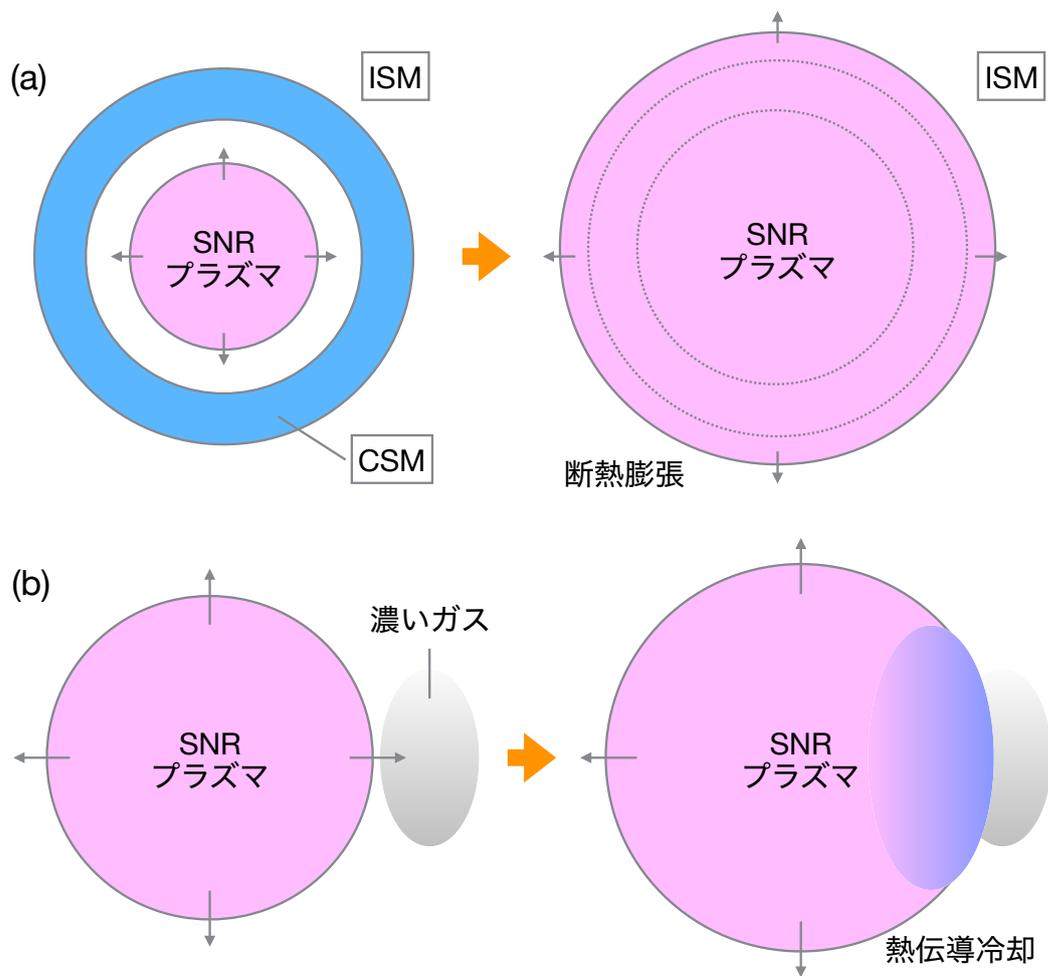


図 1.8: RP の成因として有力視される (a) 断熱膨張説と (b) 熱伝導説の概略図。

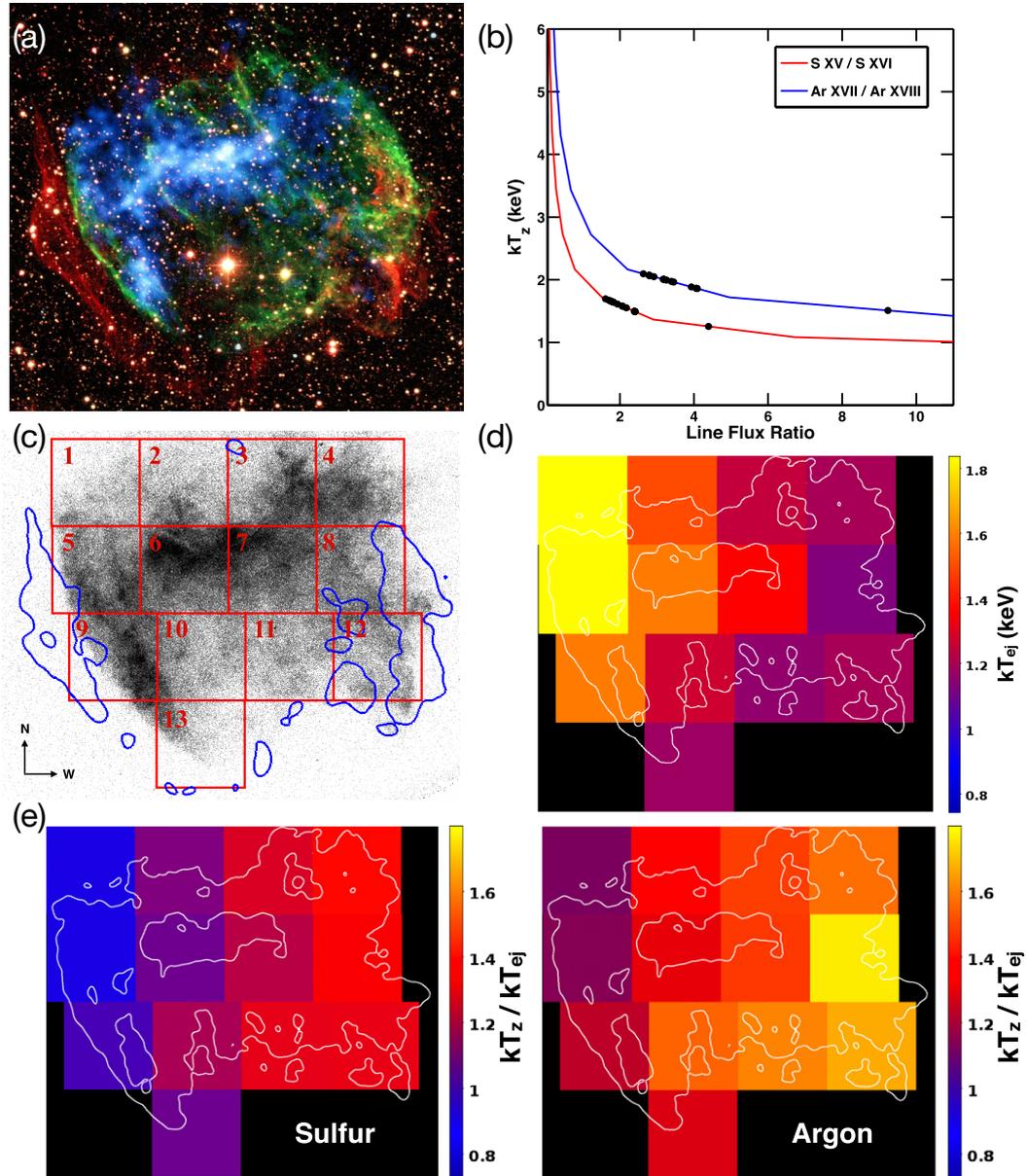


図 1.9: (a) W49B の三色イメージ。(http://chandra.harvard.edu/press/04\_releases/press\_060204.html より抜粋)。赤、緑のイメージは、HII の  $2.12 \mu\text{m}$  線、FeII の  $1.64 \mu\text{m}$  線のコントアイメージを、青いイメージは Chandra 衛星搭載の Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) で取得した X 線イメージを表す。(b) ケイ素とアルゴンに対する  $\text{He}\alpha$  輝線と  $\text{Ly}\alpha$  輝線の強度比とその強度比が期待される CIE プラズマの電子温度の関係。ここでは、その CIE の電子温度を電離温度  $kT_z$  として定義している (Lopez et al., 2013)。(c) W49B の領域分けの図と (d) 領域ごとの電子温度のマップ。(e) W49B の硫黄とアルゴンに対する電離温度  $kT_z$  をプラズマの電子温度  $kT_e$  割った値のマップ。この比が 1 の時には CIE プラズマであることを表し、1 よりも大きければ RP を、1 よりも小さければ IP を表す。

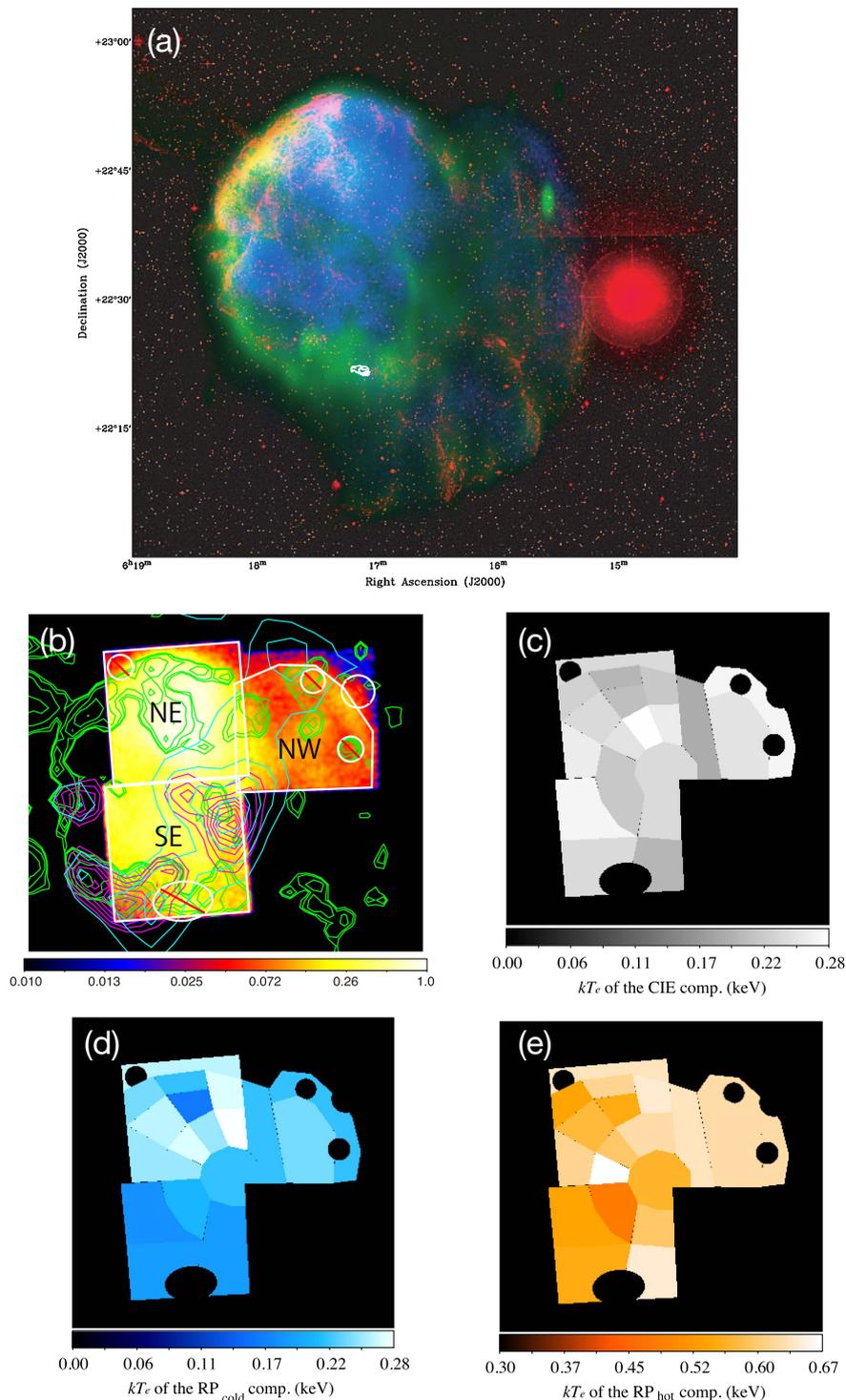


図 1.10: (a) IC 443 とパルサー星雲 G189.22+2.90 の多波長バンドのイメージ (Gaensler et al., 2006)。赤いイメージは、パロマ天文台スカイサーベイで取得した 670 nm の放射のイメージ。緑のイメージは、ドミニオン電波天文台の合成望遠鏡によって取得した 1.4 GHz の電波コントア (Leahy, 2004)。青のイメージは、ROSAT 衛星搭載の Position Sensitive Proportional Counte (PSPC) で取得した 0.1–2.4 keV のバンドイメージ (Asaoka & Aschenbach, 1994)。白いコントアは、Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) で取得した G189.22+2.90 の 8.5 GHz の電波コントア。 (b) 「すざく」衛星搭載の XIS によって取得した 0.3–2.0 keV のバンドイメージ (Matsumura et al., 2017b)。緑のコントアは、NRAO VLA Sky Survey によって取得した 1.4 GHz の電波コントアを表し、水色とマゼンタのコントアはそれぞれ NANTEN2 で取得した、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  と  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  のコントアを表す (吉池 智史 博士論文., 2017)。 (c)、(d)、(e) はそれぞれ領域ごとの、ISM 起源と思われる CIE プラズマとイジェクタ起源と思われる低温、高温 RP の電子温度のマップ。

## 第2章 SNR からの X 線放射

### 2.1 プラズマからの X 線放射

SNR は、超新星爆発の際に星から吹き出すイジェクタと周囲の ISM で構成される高温のプラズマである。爆発の際に生じた衝撃波によって、 $\sim 10^{6-7}$  K 程度まで加熱されたプラズマは、そのプラズマを構成する電子とイオンの相互作用によって X 線を放射する。この章では、SNR から観測される X 線の放射過程について説明する。

#### 2.1.1 連続放射

##### 制動放射

荷電粒子が異なる種類の荷電粒子のクーロン場により散乱されると、それに伴う電気双極子の加速度運動によって電子波を放出する。電子が静止している陽子に散乱されて出されるものを制動放射 (Bremsstrahlung)、逆に電子と散乱した時に陽子から出されるものを逆制動放射 (Inverse Bremsstrahlung) と呼ぶ。非相対論的な枠組みにおいて、制動放射、逆制動放射の断面積は、Bethe-Heitler の公式 (Baring et al., 2000) に基づくと粒子のエネルギー ( $\epsilon$ ) と規格化されたエネルギー ( $\epsilon' = \epsilon/m_e c^2$ ) を用いて以下の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon'}(\epsilon) = \frac{2\alpha\sigma_T}{\pi\epsilon'\beta^2} \ln\left(\frac{\beta + \sqrt{\beta^2 - 2\epsilon'}}{\beta - \sqrt{\beta^2 - 2\epsilon'}}\right) \quad (2.1)$$

この式は、運動エネルギー  $E$  の電子から放出される制動放射と、運動エネルギー  $E'$  ( $= E \times m_p/m_e$ ) の陽子から放出される逆制動放射が等価であることを示す。それらの放射は粒子の分布  $N(E)$  を用いて以下のように定式化される。

$$\frac{dn_\gamma}{d\epsilon} = \frac{1}{4\pi D^2} \int nc\beta \frac{d\sigma}{d\epsilon} N(E) dE \quad (2.2)$$

単色の電子から放出される制動放射、陽子から放出される逆制動放射のスペクトルを図 2.1 に示す。スペクトルは粒子の持つ運動エネルギーでできるカットオフを持ち、カットオフよりも低いエネルギー帯ではべき乗の分布を持つ。

SNR のプラズマ中での制動放射は、イオン (主に陽子) のクーロン場によって散乱された自由電子からの放射が支配的である。熱的なプラズマにおいては、式 (2.2) と電子の Maxwell-Boltzmann 分布からスペクトルは以下ようになる (図 2.2)。その時のスペクトルのエネルギー依存性は以下ようになる。

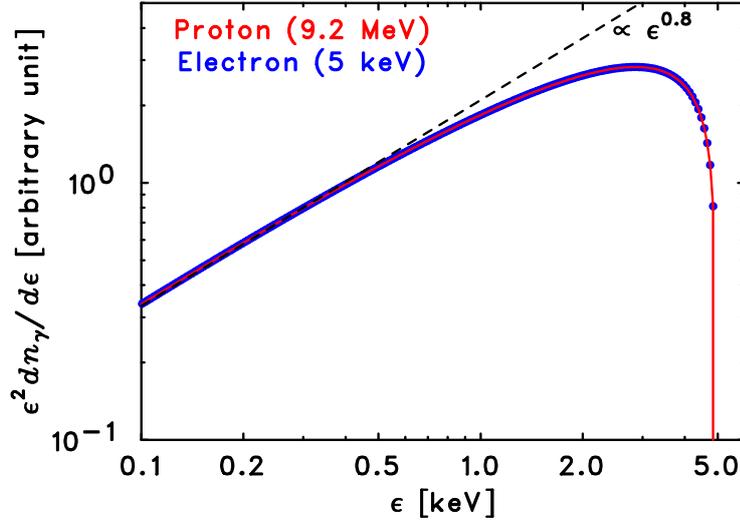


図 2.1: 5 keV の単色電子、9.2 MeV からの単色陽子による制動放射。

$$\frac{dn_{\gamma}}{d\epsilon} \propto \begin{cases} \epsilon^{-1.4} & (\epsilon \leq kT_e) \\ \exp(-\epsilon/kT_e) & (\epsilon > kT_e) \end{cases} \quad (2.3)$$

従って、熱的プラズマの電子温度は、このスペクトルの連続成分の傾きから決定することができる。

### 再結合連続放射成分

RRC は、プラズマ中の自由電子がイオンの空いている軌道に捕獲された時に放出される。その際、自由電子の持っていた運動エネルギーと電子の束縛エネルギーを足した分のエネルギーが観測される。そのため、観測されるスペクトルは電子の束縛エネルギー  $I$  にエッジを持ち、捕獲される自由電子は熱的な分布を反映した連続成分となる (図 1.6)。

$$\frac{dn_{\gamma}}{d\epsilon} \propto \begin{cases} 0 & (\epsilon < I) \\ \exp(-\epsilon/kT_e) & (\epsilon \geq I) \end{cases} \quad (2.4)$$

再結合連続放射成分は RP において特に顕著に見られる (Ozawa et al., 2009a; Yamaguchi et al., 2009)。これは、RP が他のプラズマと比較して、再結合が優勢な状態であることに他ならない。

### 2.1.2 輝線

原子に束縛された電子が高いエネルギー準位から低いエネルギー準位へ遷移するとき、そのエネルギー差に相当するエネルギーを持つ光子を放出する。この輝線のエネルギー

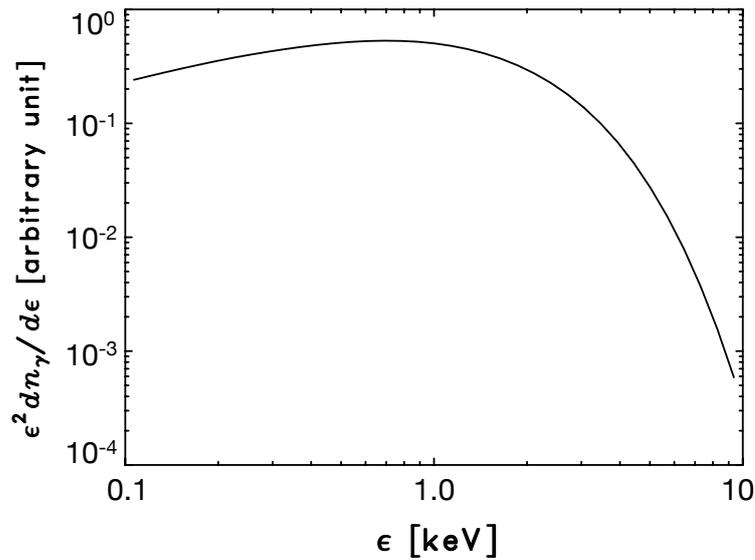


図 2.2: 1 keV の熱的な分布を持つ電子からの熱制動放射。

は、元素の種類とイオンの電離状態に固有のものである。例えば、H-like なイオンにおいて、電子が  $n \rightarrow n'$  のエネルギー準位へ遷移した時に放出される輝線のエネルギーは、原子番号  $Z$  とリュードベルグ定数  $R_y$  を用いて以下の式のように近似される。

$$E \sim Z^2 R_y \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad (2.5)$$

図 2.3 に様々な電離状態からの鉄イオンからの Fe-K $\alpha$  輝線と Fe-K $\beta$  輝線のエネルギーを示す。一般的に、同じ輝線でも、電離が進んだイオンから放出される輝線の方がエネルギーは高くなる傾向にある。

プラズマの電離状態を知るには、上で説明したような検出された輝線の中心エネルギーを調べる他に、その輝線の強度に注目することが重要である。これは輝線の強度が、プラズマ中の元素のアバundanceにのみならず、電子の温度とイオンの電離度に大きくすることによる。プラズマからの輝線の放出過程は、先に説明した電子による内殻電離、衝突励起もしくは再結合の過程によって、高いエネルギー準位に収まっている（あるいは、収まった）電子が、内殻のより低いエネルギー準位へ遷移するものである。図 2.3 に様々な電離状態にある鉄イオンからの Fe-K $\alpha$  輝線と Fe-K $\beta$  輝線の強度比を示してある。図中の黒、赤、青のデータ点はそれぞれ、内殻電離、衝突励起、再結合のいずれの過程が支配的に起こって輝線が放出されたかを表す。例えば、電離が進んでいない状態のイオンは、衝突励起、再結合によって電子が遷移する準位がないために、輝線の放出過程は内殻電離を経る過程が支配的である。次に、電離が進むと、内殻の電子は衝突励起によって外殻へ遷移できるようになる。そして、空席となった内殻へ外側の電子が遷移した時に輝線が放出される過程が支配的になる。特に、電荷数が 8–14 のイオンにかけては、3p 軌道の電子が電離することになり、電子の M 殻から K 殻への遷移に伴う K $\beta$  輝線の強度が急激に小さくなる。そのため、Fe-K $\beta$  輝線と Fe-K $\alpha$  の輝線の強度比は大きく変化する。最後に、さらに電離が進むと、再結合して、一旦上の準位に収まった電子が、内側の準位に遷移した時

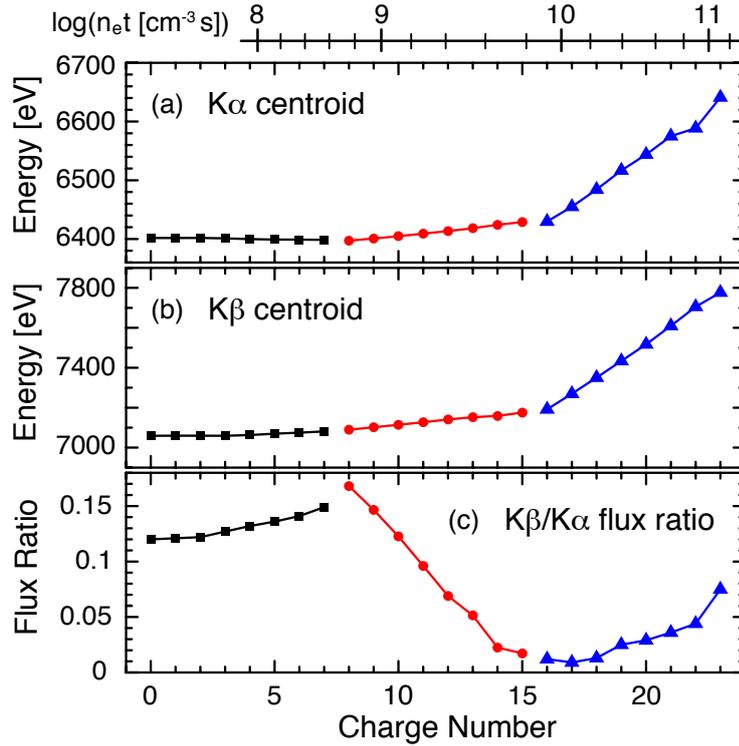


図 2.3: 様々な電離度の鉄イオンからの (a)  $K\alpha$  輝線の中心エネルギーと、(b)  $K\beta$  輝線の中心エネルギー、(c)  $K\alpha/K\beta$  輝線の強度比 (Yamaguchi et al., 2014a)。黒、赤、青のデータはそれぞれ輝線が放射される過程として、内殻電離、衝突励起、再結合のいずれが支配的に起きているかを示す。

に輝線を放出する過程が支配的になる。

## 2.2 粒子加速に伴う X 線放射

これまでの多波長観測から、SNR の衝撃波面で粒子の加速が起こっていることが明らかになり、銀河宇宙線の起源として SNR が有力視されることとなった。衝撃波面での、統計的な粒子の加速と逃走を仮定すると、粒子の分布は、エネルギーを  $E$  として  $dN/dE \propto E^{-s}$ ,  $s \approx 2$  となる。加速された粒子は SNR 中の磁場で曲げられた際に電磁波が放出し、これはシンクロトロン放射と呼ばれる。エネルギー  $E_e$  の相対論的な電子からのシンクロトロン放射のエネルギー  $\epsilon_{\text{syn}}$  は、磁場  $B$  を用いて、以下のように表せる。

$$\epsilon_{\text{syn}} \sim 2000 \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \text{ eV} \quad (2.6)$$

さらに電子が上記のような非熱的な分布を持てば、シンクロトロン放射のスペクトル  $dn_\gamma/d\epsilon$  は光子のエネルギー  $\epsilon$  を用いて以下のように書き表される。

$$dn_\gamma/d\epsilon \propto \epsilon^\alpha, \quad \alpha = \frac{s-1}{2} \quad (2.7)$$

粒子が非常に大きなエネルギー ( $\leq 10^7$  eV) を持つ場合には、シンクロトロン放射でエネルギーを失いやすいことが知られている。実際に、幾つかの若い SNR のからは、X

線帯域にべき  $\sim 0.5$  で伸びるシンクロトロン放射が検出されている (Koyama et al., 1995, 1997)。この帯域の放射は、一般的な、星間磁場 ( $\sim$  数  $\mu\text{G}$ ) を仮定すれば、TeV 帯域まで電子が加速されていることを示唆し、観測されたべき値は元の粒子が最初に説明した  $\sim 2$  のべきを持つ非熱的な粒子分布を持っていたことを支持する結果である。

近年、幾つかの SNR から強い中性鉄輝線が報告されている (Sato et al., 2014; Sato et al., 2016; Nobukawa et al., 2018)。これらの SNR は、GeV から TeV 帯域で明るく輝いていることが知られており、放射メカニズムによらず、それらの帯域まで粒子が加速されていることが示唆される。また、これらの SNR はすべて、周囲のガスと相互作用しており、そのガスと鉄輝線が空間的に相関していることがわかりつつある。これらを踏まえると、この中性鉄輝線は、SNR の衝撃波面で加速された粒子によって濃いガスに含まれる鉄原子が内殻電離されたのちに放出される蛍光 X 線である可能性が示唆される。Dogiel et al. (2011) は keV 帯域の電子、そして MeV 帯域の陽子が中性原子の内殻電離に大きな断面積を持つと報告していることから、それらの粒子は sub-relativistic 粒子であるかもしれない。

最初に述べたように、SNR の衝撃波面で粒子の加速が起きていることは明らかになったが、その観測の多くが GeV 以上のエネルギーを持つ粒子に対してであり、それより小さなエネルギーを持つ粒子の観測はほとんどされてこなかった。Sub-relativistic 粒子は、熱的分布にあった粒子がごく最近加速されたものと考えられるため、SNR おいて粒子加速に使われる全エネルギーや加速過程を解き明かす鍵を握っていると考えられる。この中性鉄輝線は、SNR で加速された sub-relativistic 粒子に迫ることができる有力な手段として期待されている。

この sub-relativistic 粒子による内殻電離は周囲のガス中の、鉄イオンのみならず様々な中性イオンに対して起こると考えられる。したがって様々な元素からの中性輝線が期待されるが、中でも鉄からの輝線が検出されやすいと考えられる。この理由は大きく 4 つある。一つ目の理由は、蛍光収率が原子番号が大きい元素で大きくなることである。二つ目の理由は標的となる鉄のアバundanceが大きいために、輝線の強度が大きくなることである (Lodders, 2003)。三つ目の理由は中性鉄輝線が検出される 6.4 keV 付近に、他の輝線が存在しないために検出がしやすいことである。最後の理由は、輝線のエネルギーが高いために、星間吸収の影響を受けにくいことである。

## 第3章 観測の動機

### 3.1 RP の成因説明

W28 (G6.4-0.1) は、最近の「すざく」衛星の観測から中心部分に RP ( $\sim 0.4$  keV) の発見された銀河系内 SNR である (Sawada & Koyama, 2012)。RP を持つ SNR の特徴である、MM 型の形状を持ち (Rho & Petre, 1998)、分子雲との相互作用 Wootten (1981) や、GeV/TeV 帯域の放射を示唆する証拠も見つかっている (図 3.1)。さらに、その他の周辺のガス環境の特徴として、周辺に HI ガスが付随していることから濃い ISM の中で進化したと考えられる (Velázquez et al., 2002)。

これまでの ROSAT 衛星、「あすか」衛星の観測から、中心集中した X 線の他に北東で明るいうらみ状の構造が確認されている (Rho & Borkowski, 2002) (図 3.1)。電波の観測から、このうらみ領域で SNR と分子雲との相互作用を示唆する 1720 MHz OH maser (Frail et al., 1994) そして、CO 輝線 (Arikawa et al., 1999) が発見されている。1 章で述べたように、RP の成因に理解するためには SNR の周囲のガス環境が鍵を握ると指摘されている (Itoh & Masai, 1989; Kawasaki et al., 2002)。Matsumura et al. (2017a,b) の SNR の熱いプラズマが周囲の冷たいガスからの熱伝導によって冷やされ、RP が生成するという主張に従えば、W28 の分子雲との接触のある北東のうらみからは中心よりも電子温度の低い RP が発見されることが期待される。しかしながら、XMM-Newton を用いた比較的短時間 ( $\leq 30$  ks) の観測からは、この領域のプラズマが低い電子温度 ( $0.2\text{--}0.3$  keV) をもつ一方で、RP ではないという結果であった。このことは、先の Matsumura et al. (2017a,b) の結果とは矛盾する。一方で、Lopez et al. (2013) の主張に従えば、この領域のプラズマが RP ではないことに矛盾はない一方で、電子温度が中心領域のプラズマと同等かそれよりも高くなるという予想と矛盾する。Sawada & Koyama (2012) は、真に RP の物理的な生成過程に迫るには、広範囲にわたって領域ごとにプラズマの状態を調べることが必要であるとしながらも、Lopez et al. (2013) で主張している断熱膨張モデルであれば説明出来ると報告している。

W28 は年齢が 3.3–4.2 kyr が大きく (Kaspi et al., 1993; Velázquez et al., 2002; Li & Chen, 2010)、距離が  $\sim 2$  kpc 比較的近くある SNR であることから (Velázquez et al., 2002)、視直径が  $\sim 48$  分と大きい (Seward, 1990)。そのため、領域ごとの解析する上で最適な天体であると言える。したがって、W28 の RP の見つかっている中心領域から北東のシェル状の領域かけて、SNR の構造と分子雲の配置に沿って領域ごとにプラズマの電子温度とイオン化状態の空間的变化を調べることができれば正確な RP の成因に迫れることができると期待される。今回、我々はすざく衛星を用いて、W28 の北東領域と中心領域を長時間観測 (北東:100 ks、中心: 73 ks) を行った。すざく衛星は、当時の運用中であった衛星と比較して、非 X 線バックグラウンドが低く、優れたエネルギー分解能を持つことから、

RP 特有の高階電離輝線と再結合連続放射成分の強度を正確に見積もることができる。なお、すぎくは他の衛星と比較して空間分解能に劣るが (~2 分)、W28 の大きな視直径 (~48 分) を鑑みれば、領域ごとの解析は十分に可能である。

## 3.2 Sub-relativistic 粒子からの放射の検出

先に述べた通り、SNR での粒子加速を理解する上で、sub-relativistic 粒子は多くのヒントを提供する。RP の見つかった SNR は、すべて GeV そして TeV 帯域で明るく輝いているという共通点を持つ。この GeV から TeV 帯域の放射は、放射過程によらず、それら帯域まで粒子が加速されていることを意味する。2 章で触れた、SNR の統計的加速に基づくと、GeV から TeV 帯域の粒子の存在は、それよりも低いエネルギーを持つ粒子が存在していることを保証する。したがって、RP の見つかった SNR は GeV よりも低いエネルギーの加速粒子を探索する目標として適当であると考えられる。

W28 は、RP の見つかった SNR の中でも特に GeV 帯域で特に明るい SNR の一つである。近年「すぎく」衛星の観測から、HI 輝線に相関する中性鉄輝線が報告されており、この輝線が、W28 で加速された MeV 陽子によって周囲のガス中の中性鉄イオンが内殻電離を起こし、その後放出された蛍光 X 線であると指摘されている (図 3.2) (Nobukawa et al., 2018)。このような加速粒子が存在すれば、図 2.1 で見るように数十 keV 以下の帯域に非熱的な連続成分が検出されるはずである。ここで粒子からの非熱的な制動放射は、式 (2.2) から計算できて、粒子の分布のべきを反映したべき乗のスペクトルを持つ (図 3.3)。今回我々は、HI ガスよりも密度の濃いために鉄輝線が出やすいと考えられる分子雲に相関する FeI  $K\alpha$  輝線を探索するとともに、その輝線に付随する sub-relativistic 粒子からの非熱的連続成分を調査した。

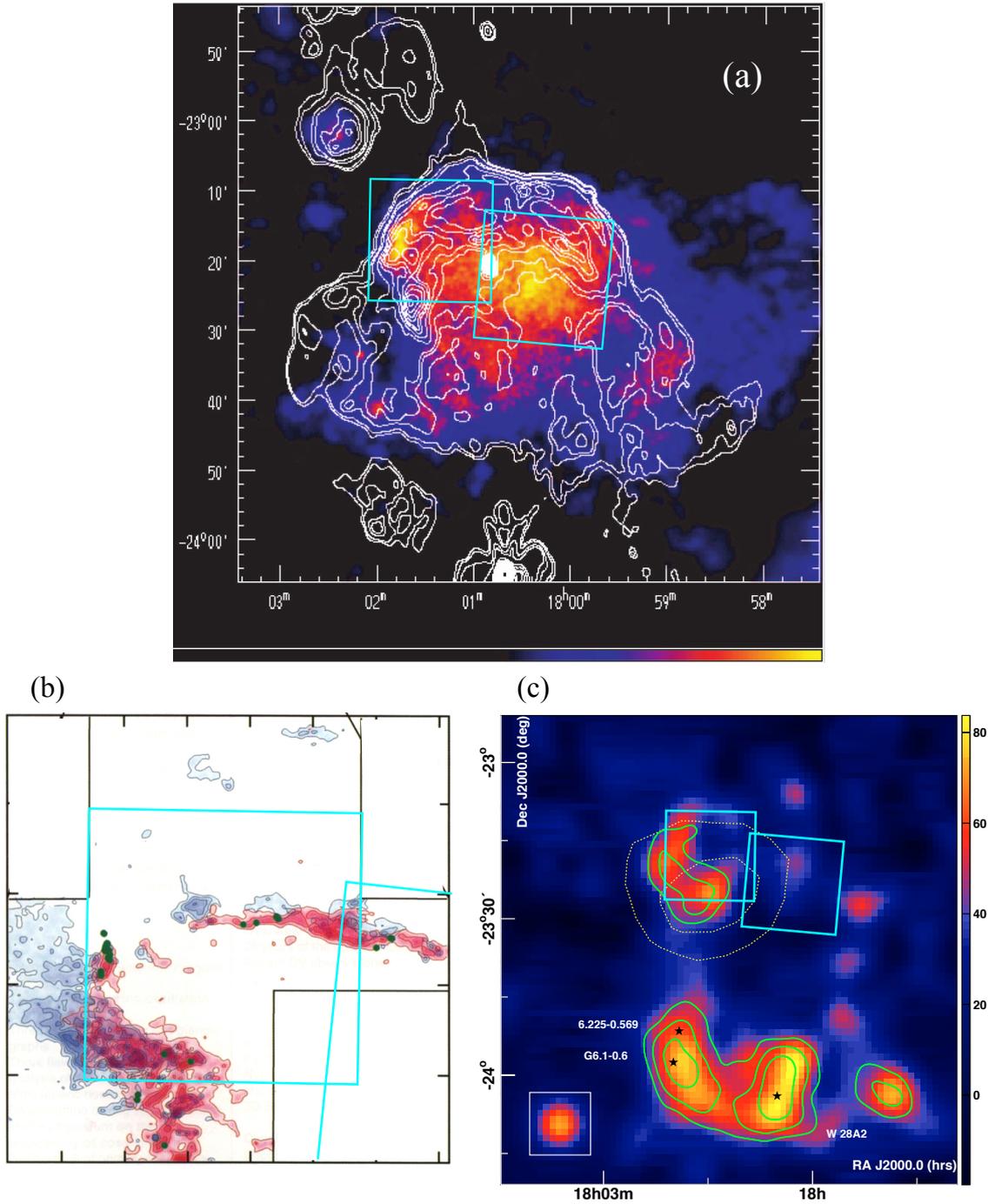


図 3.1: (a) ROSAT 衛星搭載の PSPC のデータから作成した W28 全体の 0.5–2.4 keV のイメージ (Rho & Borkowski, 2002)。白いコントアは VLA から取得した 328 MHz の電波連続波を表す (Dubner et al., 2000)。(b)  $^{12}\text{CO}$  輝線のコントア。赤と青のコントアは、それぞれ  $^{12}\text{CO}(J=3-2)$  と  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  輝線のコントアを表し、緑の点が OH maser のスポットを表す。(c) The High Energy Stereoscopic System を用いて取得した W28 付近の  $\geq 0.1$  TeV のイベントのカウントマップ。緑のコントアはそれぞれ、4、5、6  $\sigma$  のコントアを示す。黄色の点線は、EGRET で取得した  $\geq 100$  MeV のイベントマップのコントア (それぞれ 68%、90%) を表す。また、それぞれの図で、水色で囲んだ部分が今回使用したすざくの北東部と中心部分の観測視野を表す。

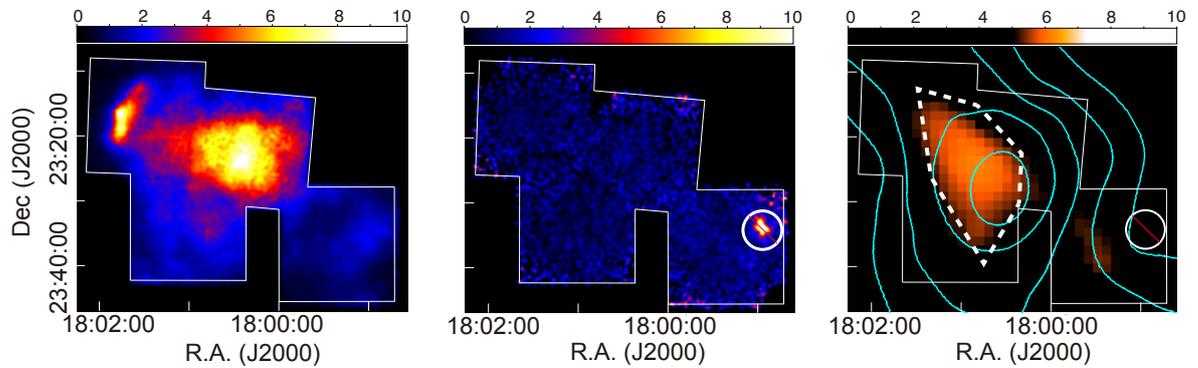


図 3.2: W28 の (a) 0.5–2 keV、(b) 5–8 keV、(c) 6.3–6.5 keV バンドごとのイメージ (Nobukawa et al. , 2018)。 (c) 水色のコントアは HI 輝線 ( $37.5 \text{ km s}^{-1}$ ) のコントアを表す Velázquez et al. (2002)。 (c) は中性鉄輝線 (6.4 keV) 周りのバンドイメージを表し、Nobukawa et al. (2018) は白点線内の領域から強い中性鉄輝線の存在を報告している。

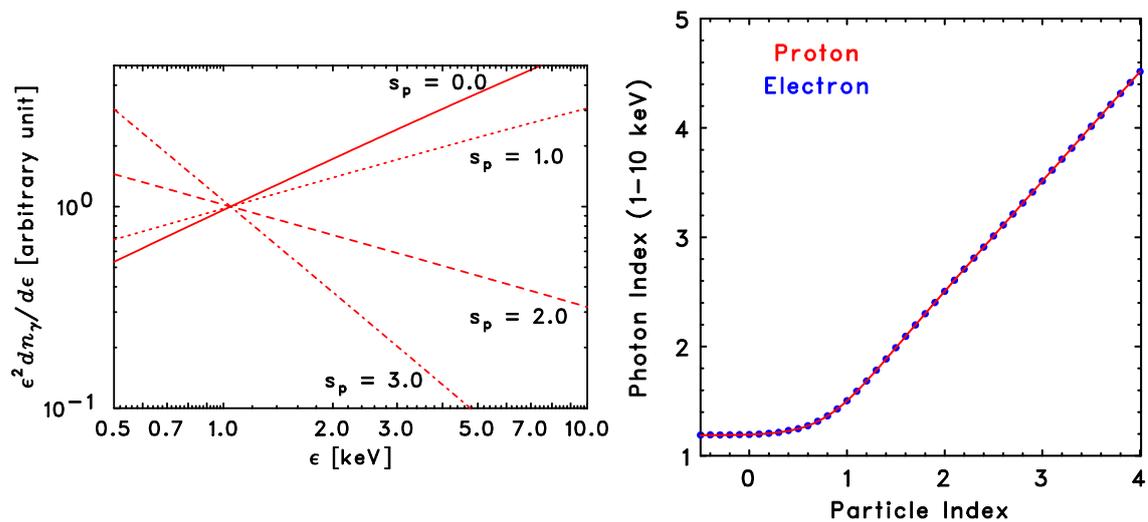


図 3.3: (左) 粒子のべき ( $s_p$ ) を仮定した時の非熱的制動放射のスペクトル。ただしそれぞれの強度は  $\epsilon = 1 \text{ keV}$  で規格化してある。(右) 粒子分布のべきに対する非熱的制動放射べき。粒子の分布のべきがハード ( $\leq 1$ ) になると、非熱的制動放射のべきは 1.2 で下限値をとる。これは、粒子の分布のべきを反映して決まる非熱的制動放射のべきが、単色の高エネルギー粒子の制動放射のべきよりも小さくなることによる。

## 第4章 X線天文衛星「すざく」

### 4.1 X線天文衛星「すざく」の概要

「すざく」衛星 (ASTRO-E2 衛星) は、「はくちょう」(1979年)、「てんま」(1983年)、「ぎんが」(1987年)、「あすか」(1993年)に続く、日本で5番目のX線天文衛星である(図4.1)。2005年7月10日にJAXAの内之浦宇宙空間観測所(鹿児島県)からM-V-6号によって打ち上げられた。「すざく」衛星は直径2.1mの八角柱の構体を基本とし、軌道上では鏡筒伸展後の全長は6.5mの大きさを持ち、太陽電池パネルを広げると5.4mの幅になる。総重量は約1700kgであり、日本の科学衛星としてはこれまでにない大型の科学衛星である。

「すざく」衛星は高度約550km、軌道傾斜角31度の略円軌道上に置かれており、軌道周期は約96分である(図4.2)。衛星は地球を1日に約15周するが、地上局(鹿児島・内之浦)と通信できるのはそのうち5回のそれぞれ約10分間ずつであり、その10分間のうちに観測データの地上転送、衛星運用のコマンドの送信等が行われる。軌道上での姿勢は、太陽電池パネルが太陽から30度以内の方向に常に向くように三軸制御される。その際、観測機器は太陽電池パネルの軸に垂直に向けられるので、観測できる範囲は太陽から60–120度の範囲に限定される。「すざく」衛星は低高度楕円軌道を周回するために軌道周期のうちの約1/3の間地没してしまう、そのため高高度をまわる欧米のX線天文衛星ChandraやXMM-Newtonと比べると観測効率は良くない。一方で、地球の地磁気によって高エネルギー宇宙線がシールドされるために、バックグラウンドが低くて時間的にも安定しているという利点がある(図4.3)。

「すざく」衛星には、5台のX線望遠鏡(X-ray Telescope: XRT)と、それらの焦点面検出器である1台のX線分光器(X-ray Spectrometer: XRS)と4台のX線撮像分光器(X-ray Imaging Spectrometer: XIS)、そして非撮像型の硬X線検出器(Hard X-ray Detector: HXD)が搭載されている。XRTは入射角の小さいX線を鏡面で全反射させることによって集光する反射望遠鏡である。XISはX線CCDカメラで、0.2–12 keVの軟X線を撮像分光することができる。一方、XRSはX線マイクロカロリメータであり、XISと同程度のエネルギー帯域をカバーするが、典型的なエネルギー分解能は $\sim 6$  eVとXISのそれ( $\sim 130$  eV)をはるかに凌駕する。しかしながら、「すざく」衛星が打ち上げられて間もない2005年8月8日、冷却で使用する液体ヘリウムが消失するという事故が発生し、XRSによる観測は不可能となった。そして、HXDは、無機シンチレータであるケイ酸ガドリニウムとPIN型シリコン検出器で構成され、XIS、XRSよりも高いエネルギーのX線が分光可能である。「すざく」衛星は同じ天体をXISとHXDの二つの異なる検出器で同時に観測することができるため、0.2–700 keVの広いエネルギー帯で高感度のX線分光が可能である。以下の節では、今回の解析で使用したXRT、XISについて説明する。

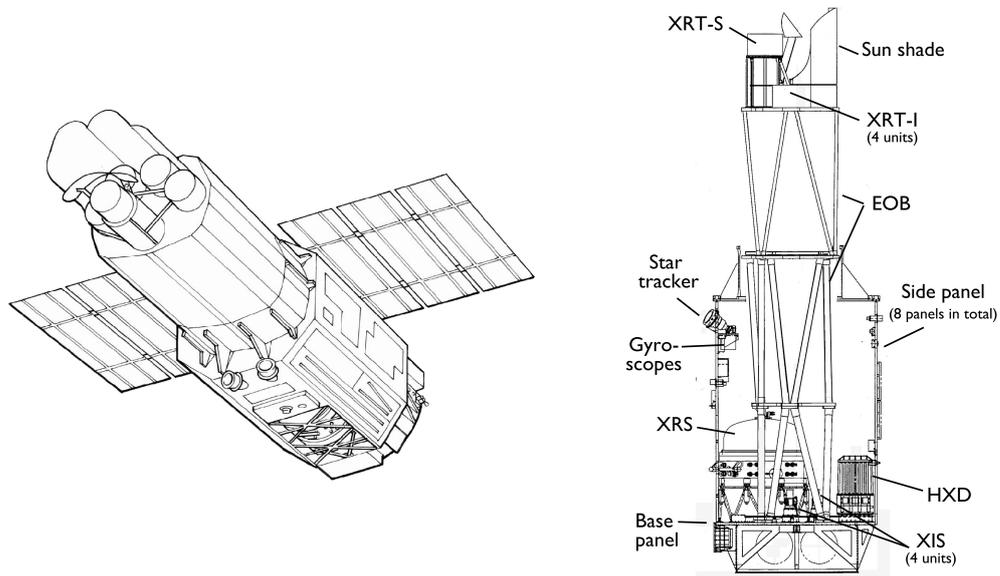


図 4.1: (左) 軌道上での「すざく」衛星の外観、(右) 「すざく」衛星の内部構造と主な装置の配置図。

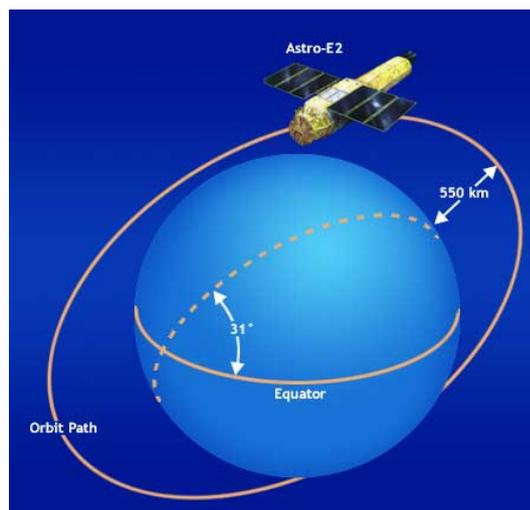


図 4.2: 「すざく」衛星軌道。  
 ([https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/suzaku/propools/suzaku\\_d/node6.html](https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/suzaku/propools/suzaku_d/node6.html) より抜粋)。

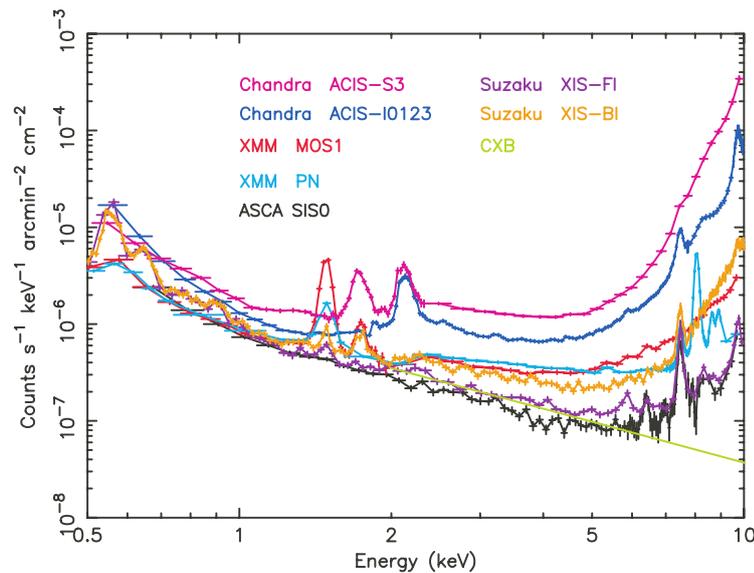


図 4.3: 「すざく」衛星、ASCA 衛星、Chandra 衛星、XMM-Newton 衛星に搭載された検出器のバックグラウンドレート (Mitsuda et al., 2007)。「すざく」衛星に搭載の XIS は、同時期に運用されていた欧米の衛星の検出器に比べて、非常に低くバックグラウンドが抑えられている。

## 4.2 X線反射望遠鏡 XRT

### 4.2.1 XRT の概要

「すざく」衛星には、口径 40 cm の多重薄板型 X 線反射望遠鏡 5 台搭載されている (図 4.4)。その内訳は焦点に XIS を置くもの (XRT-I) が 4 台、XRS を置くもの (XRT-S) が 1 台である。この多重薄板型望遠鏡では、厚さ  $178 \mu\text{m}$  のアルミニウムの薄板を金で覆った薄膜型反射鏡が約 170 枚同心円状に並べられ、回転双曲面と回転放物面からなる Wolter I 型光学系を円錐 2 段で近似している (図 4.4)。これにより、Chandra 衛星の X 線望遠鏡 High Resolution Mirror Assembly のような基板を直接研磨する方式に比べ結像性能では劣るものの、軽量かつ開口率が高いという特徴を持つ。

### 4.2.2 XRT の性能と特徴

#### 有効面積と vignetting 効果

各 X 線衛星搭載望遠鏡の検出器の効率も考慮した有効面積を図 4.5 に示す。焦点検出器である XIS の検出効率は空乏層の厚さで高エネルギー側の感度が抑えられ、可視光遮断膜や表面不感層の影響で低エネルギー側の感度が下がる。一方で、XRT の有効面積は低エネルギー側で大きく、高エネルギー側で小さくなる。これは、エネルギーの大きい入射 X 線は臨界角が小さくなるために XRT の外側の鏡では全反射できなくなり、焦点に集光される X 線が少なくなることによる。さらに、温度を一定に保つために取り付けられた、PET にアルミニウムをコーティングした熱遮蔽体の透過率による吸収端が 0.2–2 keV に、鏡面の金の吸収端が 2–3 keV および 12 keV に存在する。

これらに加えて、温度を一定に保つために取り付けられた、PET にアルミニウムをコーティングした熱遮蔽体の透過率による 0.2–2 keV での吸収端と、鏡面の金の吸収端が 2–3 keV および 12 keV に存在するために有効面積は図 4.5 のようになる。これらの「すぎく」衛星の検出器系の有効面積は、ほぼ全エネルギーバンドで Chandra 衛星のそれよりもずっと大きく、~ 5 keV を超える帯域では XMM-Newton のそれに匹敵する。

XRT の有効面積は視野中心から遠くなるにつれて小さくなる。これは視野中心から離れた位置から入射された X 線は入射角が大きくなるために、鏡面で X 線が反射されにくくなり、焦点に届く X 線が少なくなることによる。この効果を vignetting 効果と呼ぶ。図 4.6 に XRT の vignetting 曲線を示す。

### 角度分解能

図 4.7 に XRT の角度分解能の指標となる PSF (Point Spread Function)、EEF (Enclosed Energy Function) を示す。PSF とは点源を観測した際の輝度分布を輝度中心からの半径の関数で表したもので定義され、EEF は PSF を積分して求められる輝度中心からある半径内に含まれる光量を集光される総光量で割った値である。特に EEF が 0.5 になる時の円の直径を HPD (Half Power Diameter) と呼び、異なる望遠鏡間での角度分解能の比較する指標となる。「すぎく」の XRT は、滑らかなガラス面を写し取るレプリカ法を採用したことにより鏡面形状精度が向上し、あすかと比較して約 2 倍優れた角度分解能 (HPD ~ 2 分) を達成した。また、XRT-I は 4 分円を組み合わせて作成されているため、XIS で点限を観測した時のイメージは、4 分円をつなぎ目で途切れ蝶々型に広がって見える (図 4.7)。

### 迷光

XRT のミラーは密に重ねられているため、入射 X 線が非正規の経路を経て検出器部分に到達することがある。これを迷光という。図 4.8 に主な迷光の経路を示す。1 つ目は secondary reflection 呼ばれ、入射 X 線が 1 段目のミラーで反射されずに 2 段目のミラーのみで反射され検出器に到達したものである。もう 2 つ目は backside reflection と呼ばれ、1 段目のミラーの裏側で反射された後、2 段目のミラーで反射され検出器に到達するものである。迷光は視野外に明るい天体が存在する状況で暗い天体を観測したときに問題となる。「すぎく」の XRT では望遠鏡前にプリコーリメータを搭載することで、あすか衛星に比べて迷光を大きく抑えることに成功した (Mori et al., 2005)。

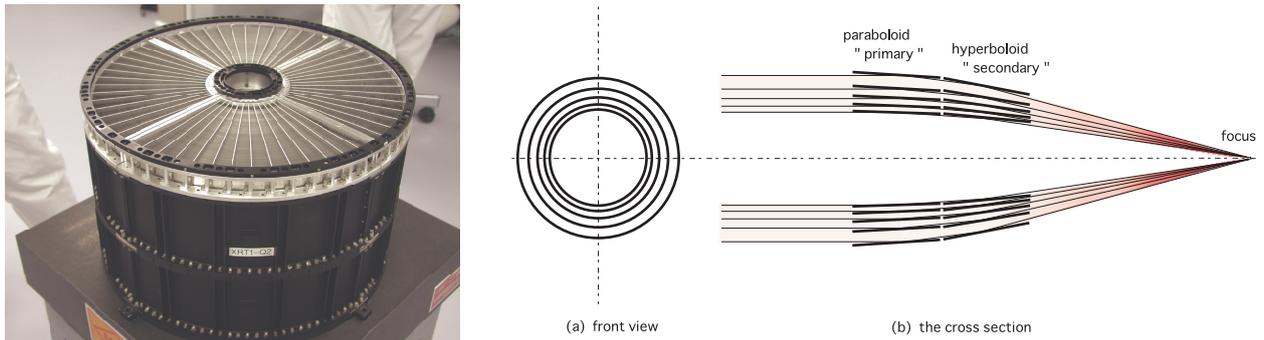


図 4.4: (左) XRT 外観 (Serlemitsos et al., 2007)、(中) 正面から見た XRT の概略図。(右) XRT 断面の概略図。入射 X 線は前段の放物面状のミラーで反射された後、後段の双曲面状のミラーで反射され集光される。

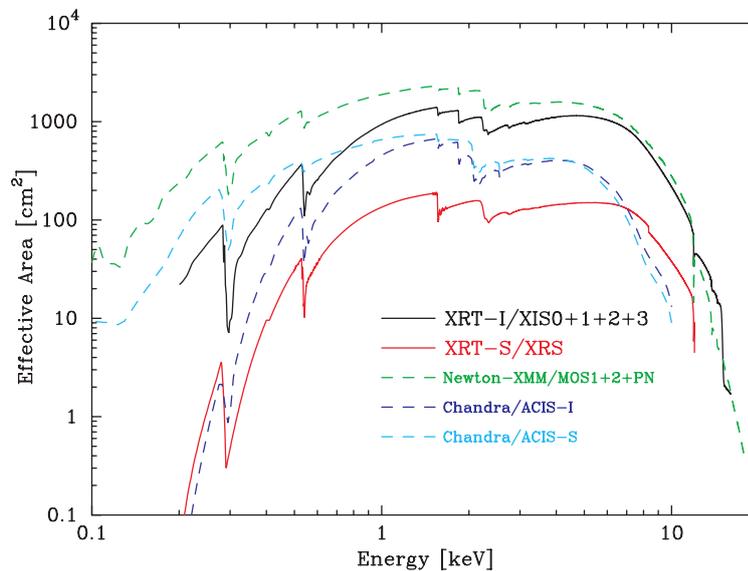


図 4.5: 「すざく」衛星、Chandra 衛星、XMM-Newton 衛星に搭載された望遠鏡の有効面積。ただし、焦点検出器の検出効率も加味してある。

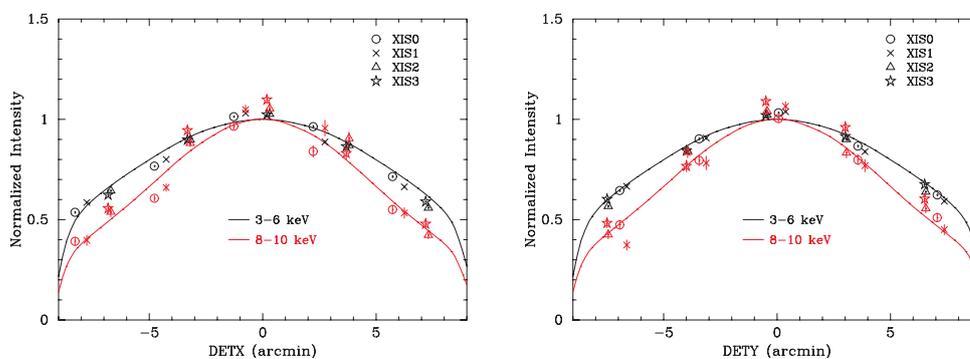


図 4.6: 3-6 keV、8-10 keV の XRT-I の vignetting 曲線。実線は ray-tracing シミュレーションによるモデルカーブ。データ点はかに星雲の観測から取得した (Serlemitsos et al., 2007)。

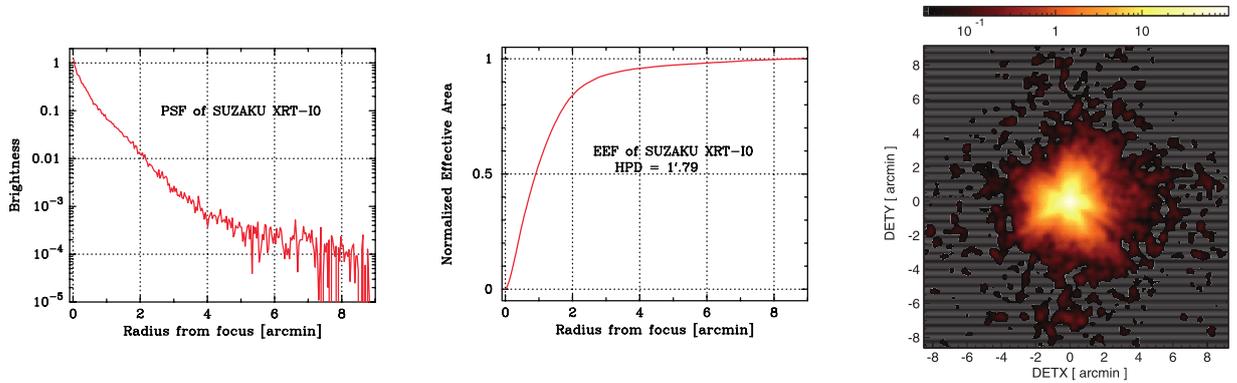


図 4.7: (左) XIS0 の PSF、(中) XIS0 の EEF、(右) 「すざく」衛星の XIS0 で観測した点源 (SS Cyg) のイメージ。

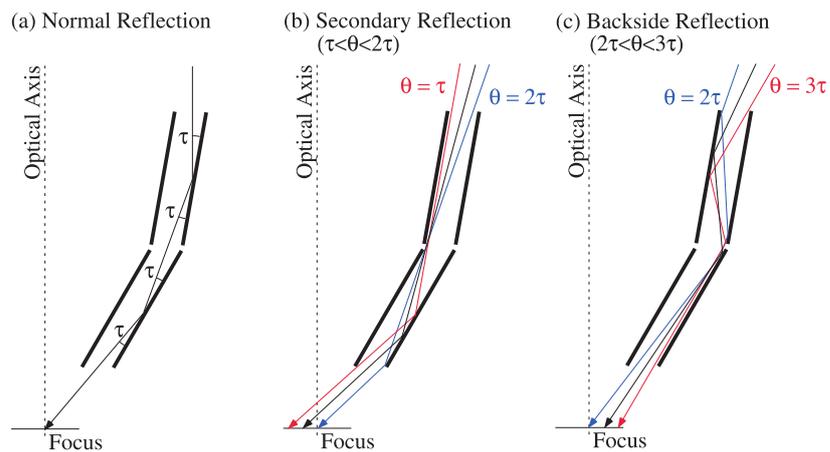


図 4.8: XRT へ入射した時の X 線の経路 (Mori et al., 2005)。(a) 正規の 2 回反射による経路、(b) secondary reflection、(c) backside reflection。迷光は主に (b) あるいは (c) の非正規経路を通る。

## 4.3 X線 CCD カメラ XIS

### 4.3.1 XIS の概要

X線 CCD カメラは 1993 年に打ち上げられたあすか衛星に初めて搭載されて以来、X線望遠鏡の標準的な焦点面検出器として、世界の X線天文衛星で広く使われている。これは、CCD カメラが、ピクセルサイズで決まる高い位置分解能と適度なエネルギー分解能を持ち、比較的広い面積をカバーすることができることによる。「すざく」衛星には 4 台の X線 CCD カメラ (XIS) を搭載されており、0.2–12 keV の帯域の軟 X線の撮像分光が可能である (図 4.9)。これらは日本 (ISAS/JAXA、京都大学、大阪大学など) と米国 (マサチューセッツ工科大学) との共同で開発された。

X線 CCD は 2次元に配列されたピクセルで構成され、各ピクセルに入射した光子が空乏層で光電吸収された時に生成する電荷の位置と量を正確に測ることで、入射 X線の検出位置とエネルギーを決定することができる。可視光と比べ、入射 X光子は数が少ないので、一回の露光で 1ピクセルに入射する X線光子の数は、せいぜい 1個であり、その際生じる電荷は入射 X線エネルギー  $E_\gamma$  に比例して、 $\sim E_\gamma/W_{Si}$  個となる。ここで、 $W_{Si}$  は Si の平均電離エネルギー約 3.65 eV を表す。XIS-CCD には  $24 \times 24 \mu\text{m}$  の大きさを持つピクセルが  $1024 \times 1024$  個敷き詰められており、 $25 \times 25 \text{ mm}$  の撮像領域を持つ (図 4.10)。これに対応する観測視野は  $17.8 \text{ 分} \times 17.8 \text{ 分}$  である。

XIS-CCD では、図 4.10 に示すように、実際に露光される Image region とそこで生成された電荷が転送される Frame-store region がある。8 秒間の露光が終了すると Image region にあるピクセルで生成した電荷はバケツリレーの要領で次々に隣のピクセルへと転送され、Frame-store region にあるピクセルまで高速で移動したのち、Read-out nodes から順次読み出される。実際には、各 XIS-CCD の受光部分は、4つのセグメント (A、B、C、D) に分割され、それぞれの独立した読みだしノードから水平方向 256ピクセル、垂直方向 1024ピクセルの長方形の領域が読み出される。また、それぞれの XIS でセグメント A、D には  $^{55}\text{Fe}$  (半減期 2.7 年) の校正線源が 2 個装着されている (図 4.10)。この線源からの Mn-K $\alpha$  (5.9 keV) と Mn-K $\beta$  (6.5 keV) の特性 X線を元に軌道上でのエネルギーのキャリブレーションが可能である。

### 4.3.2 XIS の性能と特徴

#### 量子効率とエネルギー分解能

XIS の 4 台の CCD カメラの内、XIS0, 2, 3 は表面照射型 (front-illuminated: FI)、XIS 1 は裏面照射型 (back-illuminated: BI) である。FI-CCD は X線を電極側から入射させる (図 4.11)。その際、一部の低エネルギーの X線は、電極や絶縁層で吸収されてしまうために 1 keV 以下の低エネルギーで検出効率が落ちる (図 4.12)。BI-CCD では電極の逆側から X線を入射させる (図 4.11)。そのため、低エネルギーに対して FI-CCD よりも高い検出効率を持つ (図 4.12)。しかしながら、空乏層厚は  $42 \mu\text{m}$  と、FI-CCD のそれ ( $65 \mu\text{m}$ ) と比較して薄い。そのため、光電吸収されずに空乏層を通過する高エネルギー光子の割合は FI-CCD と比べ BI-CCD で大きくなる。したがって、高エネルギー側 ( $\leq 4 \text{ keV}$ ) で

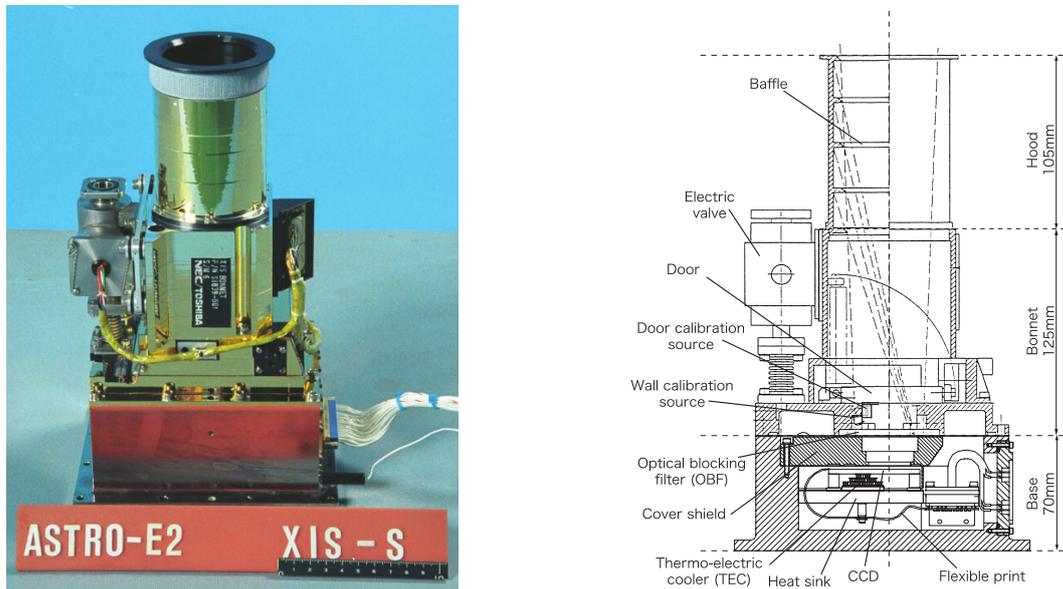


図 4.9: (右) XIS の外観、(左) XIS の概略図。

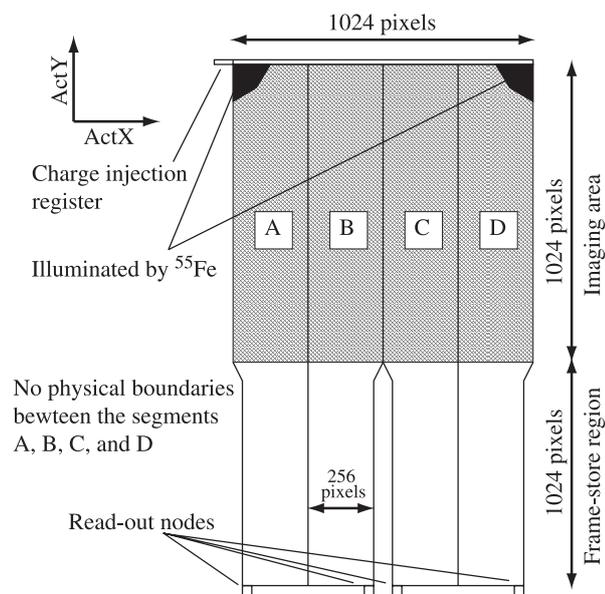


図 4.10: XIS CCD の概略図 (Koyama et al., 2007)。

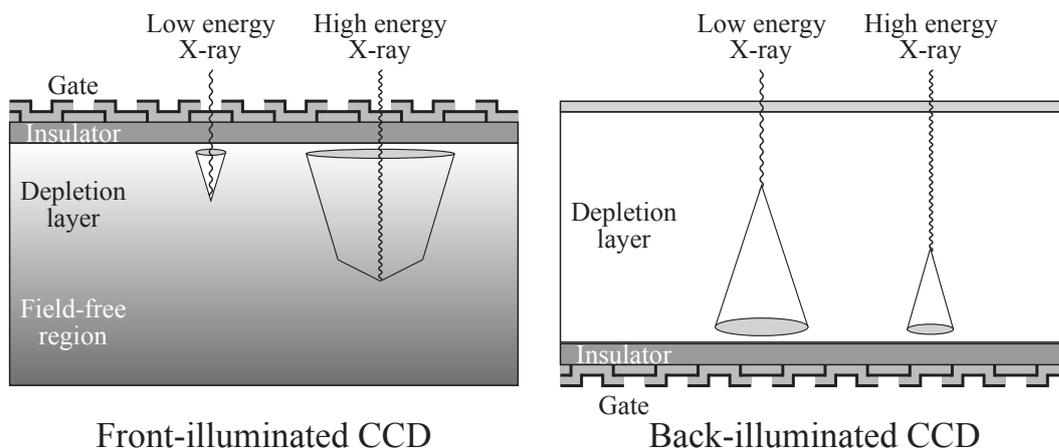


図 4.11: (右) FI-CCD の概略図、(左) BI-CCD の概略図。(鷲野 遼作 修士論文, 2016)。

BI-CCD は FI-CCD よりも検出効率が劣る (図 4.12)。また、XIS は FI-CCD、BI-CCD とともに  $\sim 130$  eV (@ 5.9 keV) のエネルギー分解能を持つ (図 4.12)。XIS はあすか衛星に搭載された CCD カメラに比べて空乏層の厚さが 2 倍以上になったことで、7 keV 以上の高エネルギーの X 線に対する感度が大きく向上した。

#### エネルギー分解能の劣化

「すざく」衛星の打ち上げ以来、XIS のエネルギー分解能は放射線損傷のために、 $\sim 40$  eV/yr ずつ徐々に低下している (Koyama et al., 2007)。これは、CCD の検出面に高エネルギー宇宙線が衝突することによって格子欠陥が作られ、輸送途中でトラップされる電荷量が多くなることによる。図 4.13 に、校正線源からの 5.9 keV の輝線に対する、軌道上でのエネルギー分解能の時間変化を示す。これを解消するための機能が spaced-raw charge injection (SCI) である。SCI とは、人工的に電荷を注入し格子欠陥を埋めることで、入射 X 線によって生じた電荷が輸送途中で損失されにくくする機能である。SCI の結果、エネルギー分解能の劣化をが打ち上げ直後とほぼ同じ性能に回復することができた (図 4.13)。

#### 非 X 線バックグラウンド

衛星軌道上では、宇宙線イベントと、その宇宙線が衛星の構成物質を励起したのち放出される特性 X 線で構成される非 X 線バックグラウンド (Non X-ray Background: NXB) が存在する。このようなイベントの多くは、CCD 上では複数のピクセルにまたがって電荷を落とすため広がったイベントとして観測される。そのため、グレード判定法と呼ばれるイメージ解析によってほとんどを取り除くことができる。

グレード判定方でも落とし切れない NXB は、太陽光に照らされていない地球 (夜地球) のデータから見積もることができる。図 4.14 に FI-CCD の XIS0 と BI-CCD の XIS1 での NXB を示す。BI-CCD は FI-CCD と比較して 7 keV 以上での高エネルギー帯で NXB のフラックスが高く、こぶ状の構造が見られる。これは、CCD 内に直接入ってきた宇宙線が

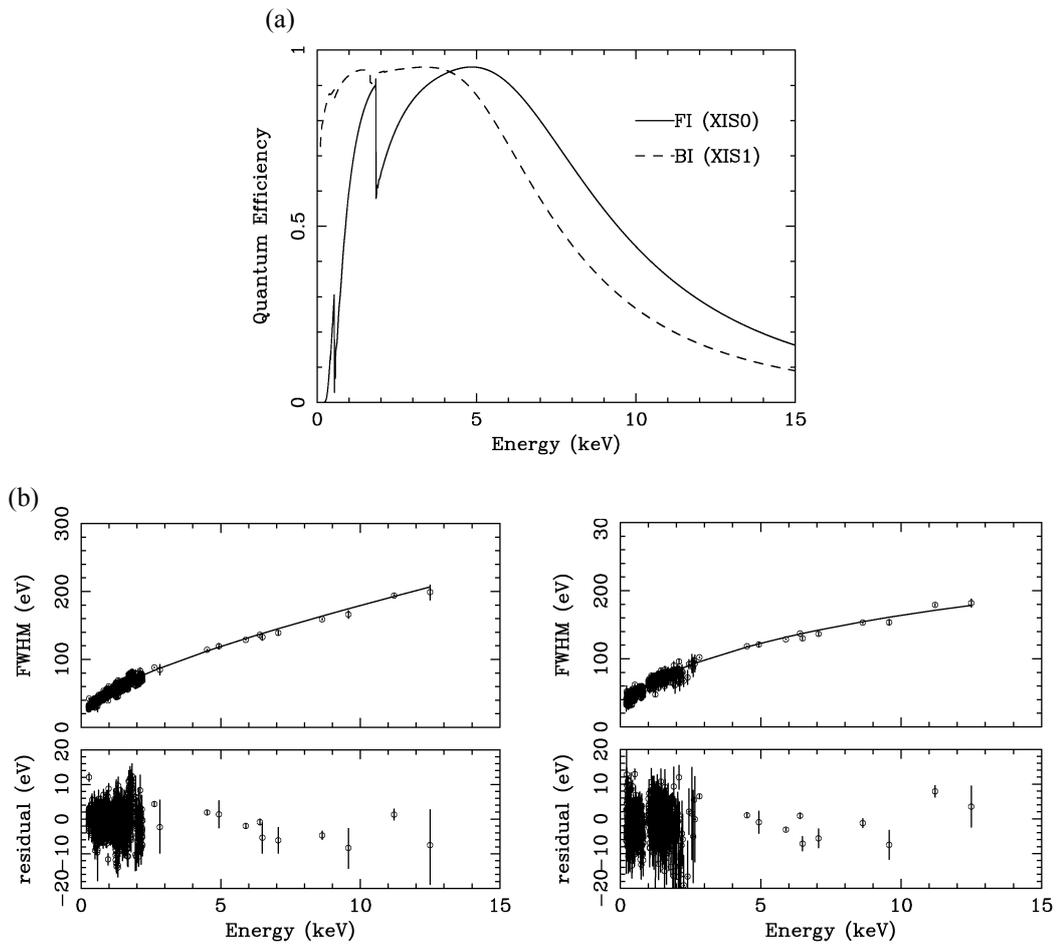


図 4.12: (a) XIS の量子効率。実線と点線はそれぞれ XIS0 と XIS1 の量子効率を示す (Koyama et al., 2007)。 (b) XIS のエネルギー分解能。右図は XIS 2 の Segment C の、左図は XIS1 の Segment C のエネルギー分解能を示す (XIS 実験計画書より抜粋)。

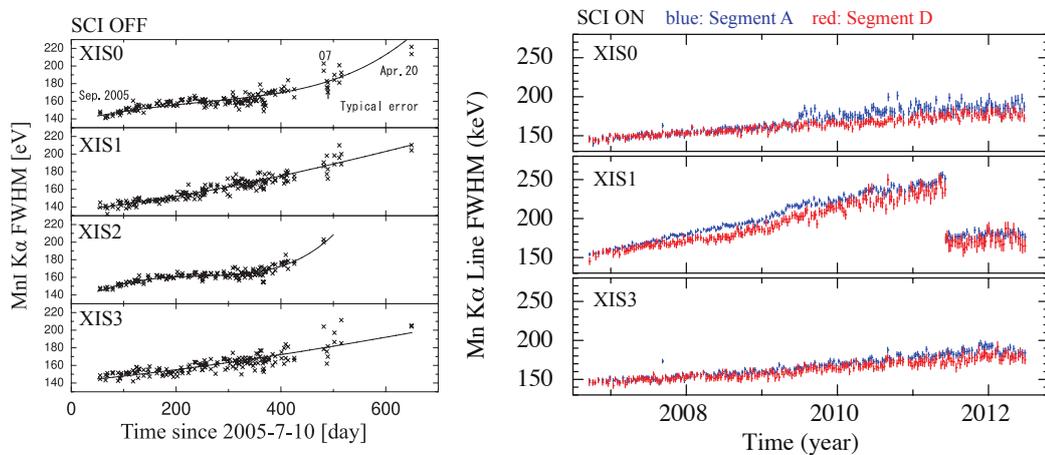


図 4.13: XIS0、XIS1、XIS3 のエネルギー分解能の時間ごとの劣化。 $^{55}\text{Fe}$  校正線源からの 5.9 keV 輝線を用いた。左図が SCI が off (Ozawa et al., 2009b)、右図が SCI on (中島真也氏提供)。2011 年の XIS1 での不連続点は電荷注入量を変更したことによる。

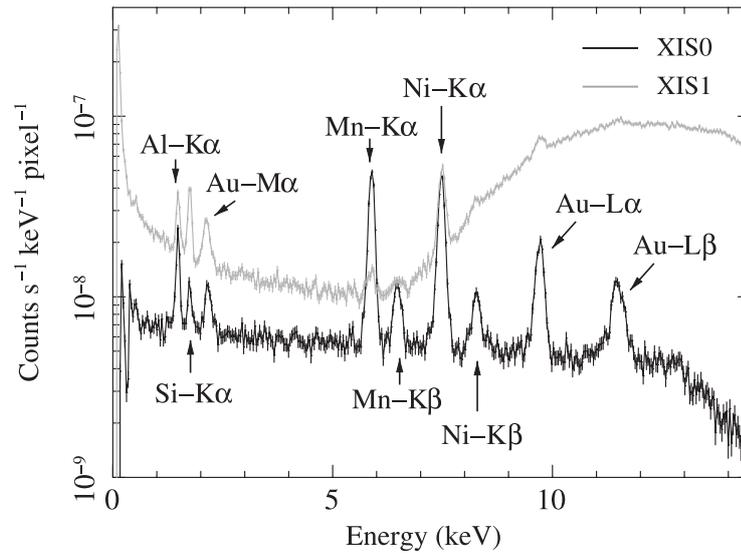


図 4.14: XIS0、XIS1 の NXB (Tawa et al., 2008)。

空乏層内で電荷を生成したためである。FI-CCD では、空乏層が BI-CCD より厚いために生成する電荷が大きくなり、15 keV より高いエネルギーにピークを持つ。

## 第5章 解析

### 5.1 観測とデータの処理

我々はすざく衛星に搭載されている XIS を用いて、W28 の北東領域と中心領域の長時間観測（北東:100 ks、中心: 73 ks）を行った。使用したデータの詳細な情報については表 5.1 にまとめる。XIS は前述の通り 3 台の FI-CCD (XIS0, 2, 3) と 1 台の BI-CCD (XIS1) から成る。しかしながら、XIS 2 は 2006 年 11 月に、XIS 0 の 4 つあるセグメントうちの一つは 2009 年 6 月に不具合が生じたため、使用することができない (Suzaku XIS documents<sup>1,2</sup>)。

解析のツールは NASA 提供の HEADAS software version 6.19 を用い、XIS の校正データベースは 2016 年 6 月に提供された最新のものを使用した。NXB は `xisnxbgen` (Tawa et al., 2008) を用いて見積もり、検出器の応答関数と有効面積はそれぞれ `xisrmfgen` と `xissimarfgen` (Ishisaki et al., 2007) を用いて作成した。スペクトル解析には XSPEC (version 12.9.0u) を、プラズマモデリングのコードには AtomDB (version 3.0.7) を使用した。

フィッティングでは、BI のデータと XIS0 と XIS3 のデータを足し上げた FI のデータ二つを同時にフィッティングしているが、図では見やすくするために FI のデータを実線、BI のデータを点線で表示させている。ただし、Si の K 輝線エッジに対応するキャリブレーションの不定性が大きいため、FI-CCD の 1.7-2.0 keV でのデータは除いて解析を行った (Suzaku XIS documents<sup>3</sup>)。本論文を通して表と文章中の error は 90% の信頼区間を用い、図のエラーバーは  $1\sigma$  とした。また、SNR までの距離は 2 kpc を仮定した (Velázquez et al., 2002)。

表 5.1: 観測データの詳細。

観測天体	観測 ID No	観測開始日	(R.A., Dec.)*	観測時間 (ks)
W28_NE	505006010	2011-Feb-25	18 <sup>h</sup> 01 <sup>m</sup> 30 <sup>s</sup> , -23°17'30''	100
W28_CENTER	505005010	2010-Apr-03	18 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> 17 <sup>s</sup> , -23°21'59''	73.0

\* 2000 年 昼夜平分時。

<sup>1</sup><ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/suzaku/doc/xis/suzakumemo-2007-08.pdf>

<sup>2</sup><ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/suzaku/doc/xis/suzakumemo-2010-01.pdf>

<sup>3</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/suzaku/analysis/sical.html>

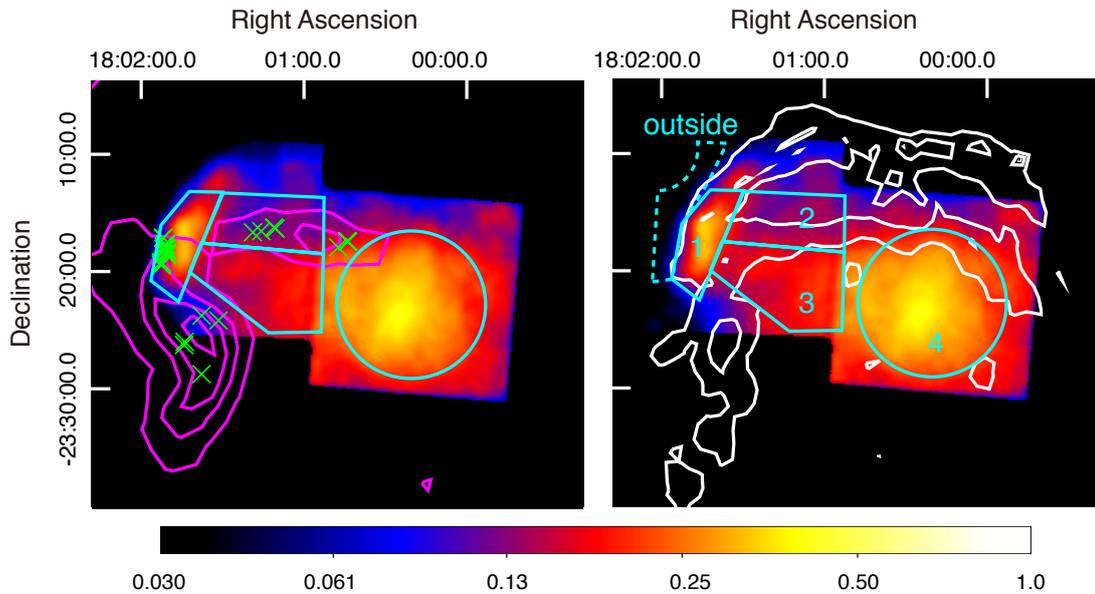


図 5.1: XIS で取得した W28 の北東、中心部分の 0.65–4.0 keV のイメージ。NXB は引いてあり、vignetting 効果も補正してある。水色で囲んだ領域が今回使用した領域である。マゼンダのコントアは、NANTEN2 で観測した  $^{12}\text{CO}$  ( $J = 2 - 1$ ) の輝線を表し、緑のバツは 1720 MHz OH masers のスポットを示す (Claussen et al., 1997)。また、白のコントアは VLA で観測した 325 MHz 電波連続波を表す。

## 5.2 イメージ

図 5.1 に NXB を差し引き、vignetting 効果の補正を施した 0.65–4.0 keV のイメージを載せる。X 線帯域での光度のピークは W28 の中心に位置する。Sawada & Koyama (2012) はこの領域から RP を検出した。また、北東部には明るいリム構造は W28 が存在し (Rho & Borkowski, 2002)、 $^{12}\text{CO}$  や OH maser の輝線が確認されていることから、分子雲と激しく相互作用していることがわかっている。この領域の XMM-Newton 衛星を用いた観測からは RP の証拠は見つかっていない (Nakamura et al., 2014; Zhou et al., 2014)。リムと中心にかけての領域は、北側で  $^{12}\text{CO}$  や OH maser の輝線が確認されていることから、SNR と分子雲が激しく衝突していることが示唆される。今回我々は、SNR の構造と周囲の分子雲の配置に注意して、図 5.1 に水色実線で示した 4 つの領域について解析を行った。

## 5.3 W28 からの硬 X 線放射

図 5.2 に四つの領域での NXB を引いたスペクトルを示す。我々は、6.0–7.0 keV のバンドに Fe K $\alpha$  輝線を、より低いバンドで Ne、Mg、Si、S、Fe の K $\alpha$  輝線で検出した。図 5.2 の 6.0–7.5 keV のスペクトルから、 $\sim 6.4$  keV と  $\sim 6.7$  keV 付近に強い Fe K $\alpha$  輝線が存在することがわかる。これらの輝線は中心エネルギーはそれぞれ、 $6370^{+30}_{-15}$  eV、 $6671^{+11}_{-10}$  eV であったことから、FeI K $\alpha$  (6.40 keV) と FeXXV He $\alpha$  (6.68 keV) であると考えられる。W28 は銀河中心近傍に存在することから、これらの輝線は後述する銀河面からの放射 (Galactic ridge X-ray emission: GRXE) が大きな割合を占めると考えられ、Sawada & Koyama (2012) が報告する W28 の放射と Nobukawa et al. (2018) が報告する LECRp に起因する非熱的な放射と FeI K $\alpha$  の寄与は少ないと予想される。したがって我々はまず、二つの輝線に対して、バックグラウンドと W28 からの寄与を正確に見積もった。

図 5.3 に各領域での FeI K $\alpha$  および FeXXV He $\alpha$  輝線の強度をプロットした。これら強度は、各領域の 6.0–7.5 keV のスペクトルを、連続成分を表す power-law モデルと輝線を表現するガウシアン (FeI K $\alpha$  輝線 6.40 keV、FeI K $\beta$  輝線 7.06 keV、FeXXV He $\alpha$  輝線 6.68 keV、FeXXVI Ly $\alpha$  輝線 6.97 keV) を組みあわせたモデルを用いて現象論的に解析し求めた。また、比較のために W28 の外側の領域として図 5.1 に示すように outside 領域を定義し、そこでの鉄輝線の強度も見積もった。outside 領域での二つの輝線の強度は概ねよく GRXE の強度と一致していた一方で、FeXXV He $\alpha$  輝線は領域 4 で、FeI K $\alpha$  輝線は領域 1 で強く放射していることがわかる。前者の輝線については、Rho & Borkowski (2002) が報告するようにプラズマからの硬 X 線は中心集中していることを考慮すると、領域 4 の高温プラズマによって放射されていると考えられる。一方で、後者の FeI K $\alpha$  輝線は、W28 が分子雲と相互作用している領域 1 においてのみ顕著であった。このことは、いくつかの SNR (Sato et al., 2014; Sato et al., 2016; Nobukawa et al., 2018) で指摘されているように SNR で加速された粒子と分子雲が相互作用して生成した可能性がある。この FeI K $\alpha$  輝線については 6.3 章にて詳しい議論を行う。

## 5.4 バックグラウンドの見積もり

我々はまず、Sawada & Koyama (2012) にならい、近傍の視野 (観測 ID No: 500008010) のデータを用いてバックグラウンドのスペクトルを見積もった。しかしながら、近傍視野の 4.0 keV 以上のバンドでのフラックスが、W28 領域の同じバンドでのフラックスよりも著しく大きいことがわかった。これは、Uchiyama et al. (2013) が報告する GRXE の場所ごとの放射強度の違いによるものと考えられる。これまでの Sawada & Koyama (2012) のスペクトル解析では 5.0 keV 以下のデータしか使用していなかったことから、二つの領域での GRXE レベルの違いは無視できると考えられる。一方で、今回我々は 5.0 keV 以上に FeXXV He $\alpha$  輝線とそれに付随する熱的な放射を検出した。この放射を含めた正確な解析のために、W28 の外側の outside 領域を用いてバックグラウンドのモデルを構築し解析を行った。

W28 領域のバックグラウンドは、先に登場した GRXE の他に前景熱的放射 (Foreground Thermal Emissions: FE)、宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background: CXB) で構成さ

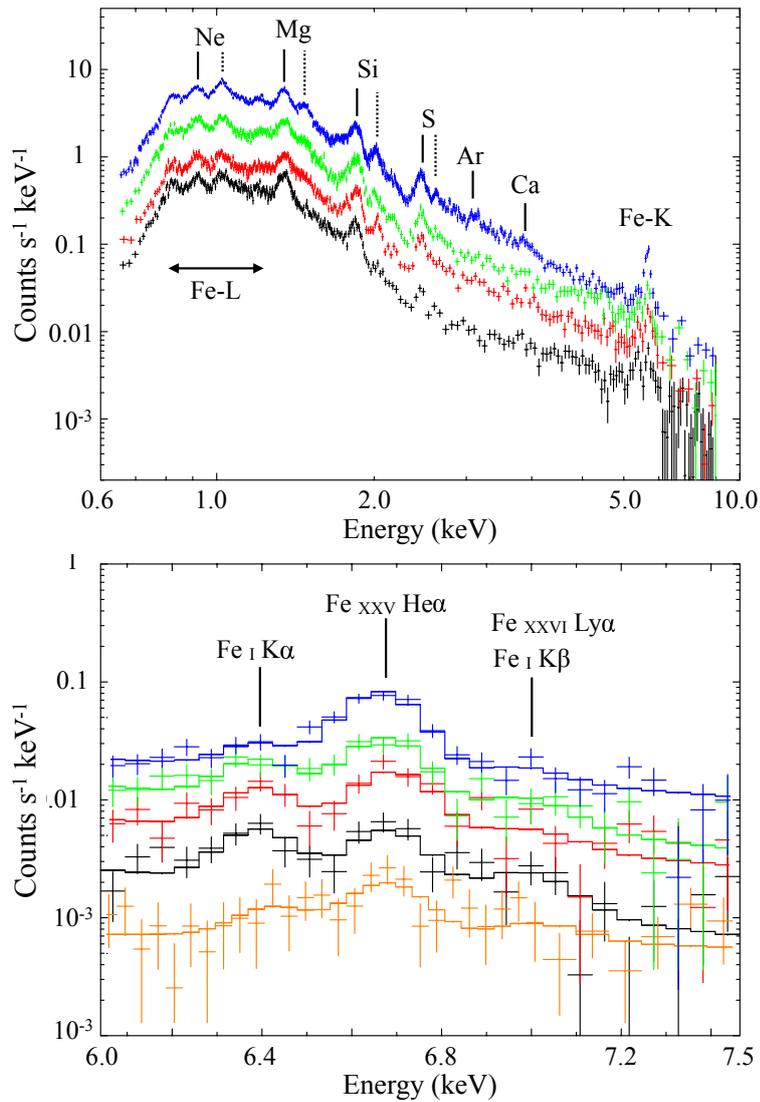


図 5.2: W28 の outside (オレンジ)、領域 1 (黒)、2 (赤)、3 (緑)、4 (青) の XIS0+3 スペクトル (上: 0.65–9.0 keV、下: 6.0–7.5 keV)。NXB は引いてあり、比較のために outside、region 2、3、4 はそれぞれ、0.5、2.0、3.0、2.0 倍にしてある。上の図で、縦実線と点線はそれぞれ He $\alpha$  輝線と Ly $\alpha$  輝線を表す。下の図で縦実線は Fe-K 輝線を表す。

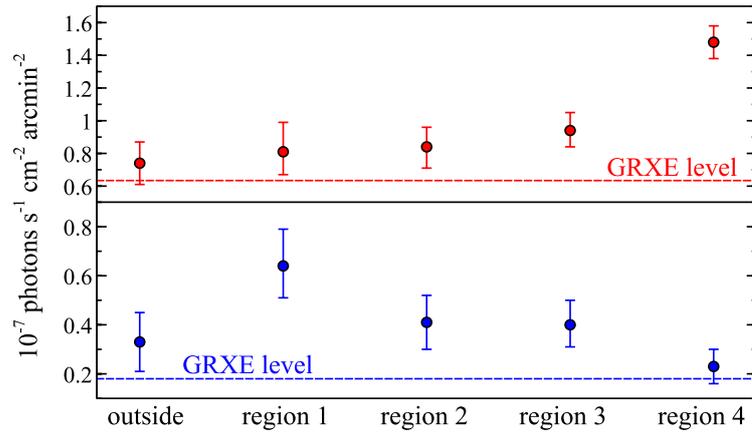


図 5.3: 5つの領域における Fe-K $\alpha$  輝線の強度。本文中に示した現象論的なモデルを使って求めた。赤い点と青い点はそれぞれ、Fe XXV He $\alpha$  輝線と Fe I K $\alpha$  輝線を表す。横点線、W28 領域で予想される GRXE のレベルを表す (Yamauchi et al., 2016)。

れる。以下の節では、これらの成分について説明したのち、バックグラウンドモデルのフィッティング結果を載せる。

### 5.4.1 銀河面 X 線放射

GRXE は銀河面に沿って広がって見える放射である。これまでに、銀河面上に真に拡がったプラズマである説と個々に分解できないほど暗い X 線点源の重ね合わせである説の二説が考えられているが、未だに決着はついていない。Uchiyama et al. (2013) と Yamauchi et al. (2016) によると、GRXE は  $kT_e \sim 1$  keV の低温プラズマ (Low Temperature Plasma: LP) と  $kT_e \sim 7$  keV 高温のプラズマ (High Temperature Plasma: HP)、そして Fe I-K 輝線によって構成される。ここで、観測される GRXE の放射は、元の GRXE の放射に星間吸収がかかったものとなる点に注意が必要である。星間吸収の効果は元のスペクトルに対して、各元素による光電吸収の断面積  $\sigma_{\text{element}}(E)$  と柱密度  $N_{\text{element}}$  を用いて計算できる  $\exp(-\sum \sigma_{\text{element}} \cdot N_{\text{element}})$  をかけたものである。今回の解析では X 線の光電吸収の計算には Wisconsin absorption model (Morrison & McCammon, 1983) を、各元素の絶対的なアバダンスには Anders & Grevesse (1989) で求められた値を使用した。以後、簡単のために星間吸収の効果は水素柱密度  $N_{\text{H (GRXE)}}$  の値を用いて表現する。GRXE は、水素柱密度  $N_{\text{H (GRXE)}}$  を用いて以下のモデルで表現される。

$$\text{GRXE} = N_{\text{H (GRXE)}} \times (\text{LP} + \text{HP} + \text{Fe I K 輝線}) \quad (5.1)$$

### 5.4.2 前景熱的放射

銀河面上の放射には、GRXE に加えて、より手前にある FE も考慮しなくてはならない。FE の起源についても詳しいことは分かっておらず局所的な銀河系内のプラズマ、もしくは M 型のスペクトルを持つ主系列星といった説が提唱されている。Uchiyama et al. (2013)

より、FE は Uchiyama et al. (2013) より星間吸収  $N_{\text{H (FE)}} = 5.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  のかかった、温度が 0.09 keV と 0.59 keV の 2 成分 CIE プラズマで表現されることが報告されている。

### 5.4.3 宇宙 X 線背景放射

X 線帯域には宇宙から一様で等方的な放射が存在することわかっている。これは CXB と呼ばれ、遠方の活動銀河核からの放射の重ね合わせによるものと考えられている。Kushino et al. (2002) は、この放射が、光子指数  $\Gamma = 1.412 \pm 0.007 \pm 0.025$ 、2.0–10 keV で、フラックスが  $(6.38 \pm 0.04 \pm 0.64) \times 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  (それぞれ  $1\sigma$  での統計誤差と系統誤差を表す) の連続成分となることを示した。また、CXB は銀河の外からの放射なので、Uchiyama et al. (2013) に従って、星間吸収の柱密度は GRXE の 2 倍とした。

### 5.4.4 バックグラウンドモデルのフィッティング

outside 領域の 4.0-9.0 keV スペクトルを以下のモデルでフィットすることでバックグラウンドのモデルを作成した。

$$\text{Background} = N_{\text{H (FE)}} \times \text{FE} + N_{\text{H (GRXE)}} \times \text{GRXE} + N_{\text{H (CXB)}} \times \text{CXB} \quad (5.2)$$

ここで、 $N_{\text{H (GRXE)}} = 2 \times N_{\text{H (GRXE)}}$  である。FE とそれにかかる星間吸収の値は Uchiyama et al. (2013) で求められている値に固定した。GRXE の成分については HP の温度と HP、LP の volume emission measure (VEM)、FeI-K 輝線の強度のみをフリーパラメータとし、それ以外の値は Uchiyama et al. (2013) で報告されているベストフィット値に固定した。ここで、VEM は、対象とするプラズマの電子密度  $n_e$  と水素密度  $n_H$  を視線方向に積分した値で、そのプラズマの存在量の目安となる値である。なお、LP の VEM は Uchiyama et al. (2013) にならい、HP の VEM の 0.29 倍に固定してある。FeI  $K\alpha$  輝線の強度はフリーパラメータし、FeI  $K\beta$  輝線の強度は Kaastra & Mewe (1993) にならって、FeI  $K\alpha$  の強度の 0.125 倍とした。最後に CXB は Kushino et al. (2002) で求められたベストフィットの値に固定した。図 5.4 と表 5.2 に、スペクトルのモデルフィッティングの図とベストパラメータを載せた。

## 5.5 スペクトル解析

まずはじめに、北東のリム領域の解析を行うべく、領域 1 のスペクトルを解析した。Nakamura et al. (2014); Zhou et al. (2014) の結果を参考にして、SNR のプラズマモデルに星間吸収のかかった non-equilibrium ionization (NEI) モデルを適用した (Masai, 1984; Hughes & Helfand, 1985)。フィッティングの際には、柱密度  $N_{\text{H}}$ 、電子温度  $kT_e$ 、電離平衡に達しているかどうかを判断する時間の指標となるイオン化タイムスケール  $n_e t$  そして VEM をフリーパラメータとした。また、図 5.2 から検出されている Ne、Mg、Si、S、Fe のアバンダンスもフリーパラメータとし、Ar、Ca は S に、Ni を Fe のアバンダンスに結びつけた。それ以外の元素のアバンダンスは 1 solar に固定した。バックグラウンドに関

表 5.2: バックグラウンドモデルのベストフィットパラメータ。

成分	パラメータ (単位)	値
FE <sub>low</sub>	$kT_e$ (keV)	0.09 (固定)
	$Z_{\text{all}}$	0.05 (固定)
	VEM ( $10^{59} \text{ cm}^{-3}$ ) <sup>†</sup>	1.8 (固定)
FE <sub>high</sub>	$kT_e$ (keV)	0.59 (固定)
	$Z_{\text{all}}$	0.05 (固定)
	VEM ( $10^{56} \text{ cm}^{-3}$ ) <sup>†</sup>	6.7 (固定)
CXB	$N_{\text{H}}$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	8.44 (固定)
	Photon index	1.4 (固定)
	Normalization <sup>‡</sup>	9.69 (固定)
LP	$kT_e$ (keV)	1.33 (固定)
	$Z_{\text{Ar}}$	1.07 (固定)
	$Z_{\text{other}}$	0.81 (固定)
	VEM ( $10^{56} \text{ cm}^{-3}$ ) <sup>†</sup>	$6.5 \pm 0.7$
HP	$kT_e$ (keV)	$7.5^{+2.7}_{-1.7}$
	$Z_{\text{Ar}}$ (solar)	1.07 (固定)
	$Z_{\text{other}}$	0.81 (固定)
	VEM ( $10^{56} \text{ cm}^{-3}$ ) <sup>†</sup>	$0.29 \times \text{LP VEM}$ (固定)
$\chi^2$ (d.o.f.)		108.0 (80)

<sup>†</sup> Volume emission measure  $\text{VEM} = \int n_e n_{\text{H}} dV$ .  $n_e, n_{\text{H}}, V$  はそれぞれ電子密度、水素の密度、そして放射領域の体積を表す。

<sup>‡</sup> photons  $\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  at 1 keV.

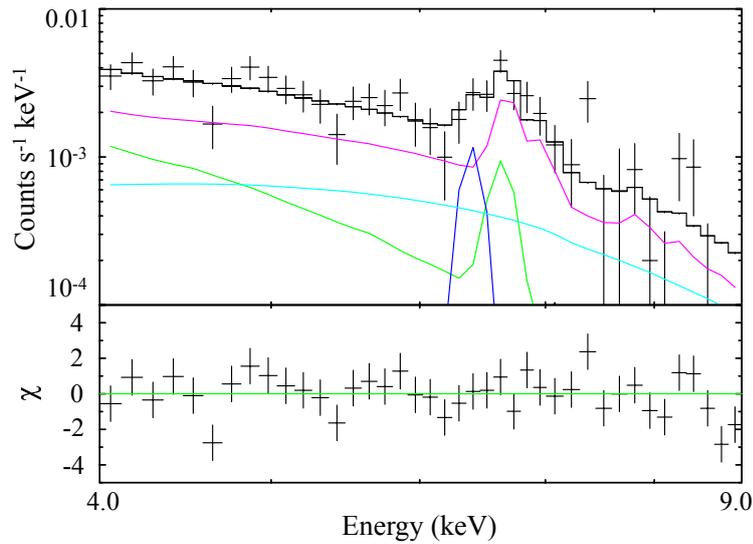


図 5.4: outside 領域の NXB を引いた 4.0–9.0 keV スペクトルとバックグラウンドモデルのベストフィットモデル。見やすいように FI-CCD のデータのみを表示させた。マゼンダ、緑、水色、青のモデルカーブはそれぞれ、HP、LP、CXB、Fe I  $K\alpha$  輝線を表す。

しては、上で求めたベストフィットの値 (表 5.2) に固定したモデルを採用した。ただし Fe I K 輝線の強度についてはフリーとして解析を行ったが、その際に求めた値は表 5.3 の値と矛盾なかった。図 5.5 (1-i) にフィッティングの結果を示す。このフィッティングでは  $n_e t$  は  $\leq 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  となったために、プラズマは CIE 状態に到達していると考えられる (Masai, 1994)。また、2.0 keV 以下のバンドに顕著な残差が残った。その中でも、1.5 keV の残差は Mg Ly $\alpha$  輝線が不足していることを示唆する。したがって、領域 1 のプラズマは、CIE よりも電離が進んだ状態のモデルで表現されることが考えられる。

次に RP モデルを使用して解析を行った。ここでは、上のフリーパラメータの他に、 $kT_{\text{init}}$  もフリーパラメータとした。また、S のアバンダンスは、うまく決まらなかったために、Si のアバンダンスに結びつけて解析を行った。その結果、図 5.5 (1-ii) に示すように、 $\sim 1.2$  keV の残差を除けば、スペクトル全体をうまく再現することができた。この  $\sim 1.2$  keV の残差は、これまでの先行研究で何度か指摘されているように (Hughes et al., 1998; Borkowski et al., 2006; Yamaguchi et al., 2011)、プラズマのコードに Fe-L 輝線が不足していることが原因と考えられる。したがって、この RP モデルに 1.23 keV にガウシアンを追加し再度フィッティングを行った。その結果、図 5.5 (1-iii) に示すようにスペクトルをうまく表現することができた。詳細なパラメータは表 5.3 にまとめる。これまで XMM-Newton 衛星を使った、この領域の観測からは RP は報告されていない (Nakamura et al., 2014; Zhou et al., 2014)。このことは、露光時間が  $\leq 30$  ks の比較的短時間の観測データを使った解析だったために、統計が不足し今回の解析で RP の決め手となった Mg Ly $\alpha$  輝線の強度を正確に見積もることができなかった可能性がある。

次に、領域 4 の領域の解析について報告する。Sawada & Koyama (2012) の結果を考慮して、まずは RP モデルを適用した。図 5.3 (4-i) にその結果を示す。このモデルでは  $\leq 3.0$  keV のバンドで比較的良好にスペクトルを再現できる一方で、 $\geq 3.0$  keV 以下のバンドに

は顕著な残差を残る。特に、 $\sim 0.9$  keV、そして $\sim 1.0$  keVの残差は、それぞれ NeIX He $\alpha$ 、NeX Ly $\alpha$  輝線に相当すると考えられ、Ne イオンが電離しすぎていることを示唆する。したがって、これらの結果は、ソフトバンドとハードバンドのスペクトルが異なる電離状態のプラズマによって再現されることを示唆する。次に二つのプラズマを組み合わせたモデルを使用して解析を行った。

図 5.5 (4-ii) に示すように、2 RP モデルを用いた解析ではスペクトルをうまく再現することができた。表 5.3 にベストフィットパラメータをまとめる。この時、2つの RP モデルの間でアバundanceと  $kT_{\text{init}}$  が 90 % エラーの範囲内で一致したことから、二つのモデルの成分を互いにリンクして解析を行っている。また、IP + RP または CIE + RP モデルの組み合わせは、 $\sim 1.0$  keV 以下のスペクトルをうまく再現することができなかつたために棄却した。

最後に領域 2、3 の解析を行った。これらの領域は領域 1 と 4 の間に存在することから、領域 2、3 のスペクトルを再現するモデルは領域 1 と領域 4 のベストフィットモデルに近いことが期待される。したがって 1 RP と 2 RP モデルの二つのモデルを用いて解析した。その結果、1 RP を使用した解析では、1.0 keV 以下のバンドで大きな残差が残る一方で、図 5.5 (2) (3) に示すように、2 RP モデルでスペクトルをうまく表現することができた。詳細なパラメータは表 5.3 にまとめる。

表 5.3: プラズマモデルのベストフィットパラメータ。

モデル	パラメータ (単位)	領域 1	領域 2	領域 3	領域 4
Absorption	$N_{\text{H}}$ ( $10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$0.88^{+0.02}_{-0.03}$	$0.89^{+0.03}_{-0.02}$	$0.83^{+0.03}_{-0.02}$	$0.75 \pm 0.01$
VVRNEI1	$kT_e$ (keV)	$0.247^{+0.05}_{-0.07}$	$0.18 \pm 0.01$	$0.179^{+0.011}_{-0.004}$	$0.216^{+0.001}_{-0.005}$
	$kT_{\text{init}}$ (keV)	$2.4 \geq$	$3.7^{+1.1}_{-0.9}$	$3.5^{+1.0}_{-0.8}$	$3.8^{+0.4}_{-0.6}$
	$Z_{\text{Ne}}$ (solar)	$1.3 \pm 0.1$	$1.7^{+0.2}_{-0.3}$	$2.0^{+0.2}_{-0.1}$	$1.73^{+0.07}_{-0.06}$
	$Z_{\text{Mg}}$ (solar)	$1.14^{+0.09}_{-0.08}$	$1.3 \pm 0.2$	$1.5 \pm 0.1$	$1.57^{+0.05}_{-0.04}$
	$Z_{\text{Si}}$ (solar)	$1.1 \pm 0.1$	$1.3 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.1$
	$Z_{\text{S}} = Z_{\text{Ar}} = Z_{\text{Ca}}$ (solar)	$= Z_{\text{Si}}$	$1.7^{+0.3}_{-0.2}$	$1.6 \pm 0.3$	$1.38 \pm 0.07$
	$Z_{\text{Fe}} = Z_{\text{Ni}}$ (solar)	$1.0 \pm 0.1$	$2.4 \pm 0.7$	$2.9 \pm 0.3$	$1.17^{+0.03}_{-0.05}$
	$n_e t$ ( $10^{11}$ cm $^{-3}$ s)	$12.5^{+0.01}_{-0.02}$	$11.8^{+1.2}_{-0.7}$	$10.2^{+0.8}_{-0.4}$	$10.1 \pm 0.2$
VEM ( $10^{57}$ cm $^{-3}$ ) $^\dagger$	$5.3^{+0.4}_{-0.6}$	$8^{+1}_{-2}$	$11^{+0.3}_{-0.1}$	$16^{+1}_{-1}$	
VVRNEI2	$kT_e$ (keV)	-	$0.28^{+0.03}_{-0.02}$	$0.43^{+0.21}_{-0.07}$	$0.52^{+0.01}_{-0.02}$
	$n_e t$ ( $10^{11}$ cm $^{-3}$ s)	-	$4.4 \pm 0.8$	$4.0^{+0.5}_{-0.6}$	$3.7^{+0.2}_{-0.1}$
	VEM ( $10^{57}$ cm $^{-3}$ ) $^\dagger$	-	$0.7^{+0.3}_{-0.2}$	$0.4^{+0.1}_{-0.2}$	$2.2 \pm 0.2$
Gaussian	Centroid (keV)	1.23 (固定)	1.23 (固定)	1.23 (固定)	1.23 (固定)
	Normalization $^\ddagger$	$1.6 \pm 0.3$	$0.6 \pm 0.3$	$0.7 \pm 0.2$	$1.6 \pm 0.2$
$\chi^2$ (d.o.f.)		441.3 (338)	400.3 (347)	542.9 (343)	586.8 (343)

$^\dagger$  Volume emission measure  $\text{VEM} = \int n_e n_{\text{H}} dV$ .  $n_e$ 、 $n_{\text{H}}$ 、 $V$  はそれぞれ電子密度、水素の密度、そして放射領域の体積を表す。

$^\ddagger$  単位  $10^{-6}$  photons s $^{-1}$  cm $^{-5}$  arcmin $^{-2}$ .

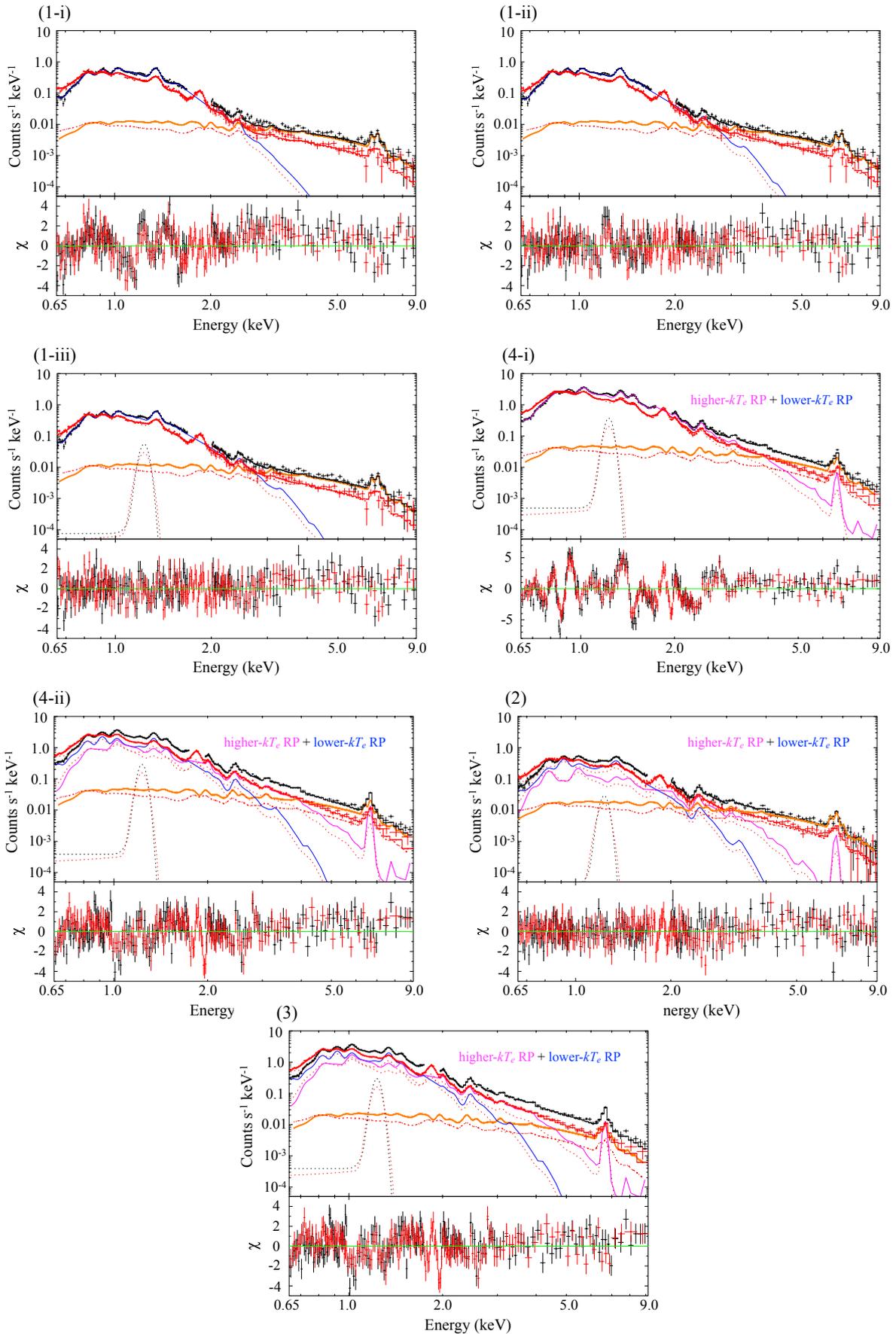


図 5.5: 各領域の 0.65–9.0 keV スペクトラム。黒線は XIS0+3 (FI)、赤線は XIS1 (BI) のスペクトルを表す。マゼンダ、青、オレンジの実線はそれぞれ FI のスペクトラムに対する高温 RP、低温 RP、バックグラウンドを示す。また、点線は Fe-L 輝線に相当する 1.23 keV のガウシアンを表す。

## 第6章 議論

我々は、北東のリムが存在する領域 1 のスペクトルを 1RP モデルで、その内側占める領域 2、3、4 のスペクトラムを 2 RP モデルでうまく説明できることを発見した。この解析で求められた、柱密度  $N_{\text{H}}$ 、電子温度  $kT_e$ 、そして  $n_e t$  の値を図 6.1 に示す。以下の節ではこの結果に基づいて議論を展開する。

### 6.1 周囲のガス環境

図 6.1 に示したように、領域 1、2 の  $N_{\text{H}}$  の値は領域 3、4 の値よりも大きい。これらの  $N_{\text{H}}$  の値はおおよそこれまでの X 線の解析の結果と一致するものであった (Nakamura et al., 2014; Zhou et al., 2014; Pannuti et al., 2017)。この領域ごとの  $N_{\text{H}}$  の値は図 5.1 に示すように  $^{12}\text{CO}$  ( $J = 2 - 1$ ) の輝線と 1720 MHz OH maser の位置と相関していた。Arikawa et al. (1999) は  $^{12}\text{CO}$  ( $J = 3 - 2$ ) 輝線の位置速度図から、W28 には分子雲が付随し、その一部がこの SNR の手前に存在していることを指摘している。また、Aharonian et al. (2008) も NANTEN2 を用いた  $^{12}\text{CO}$  ( $J = 1 - 0$ ) の観測から、北東領域の分子雲の一部が手前に存在することを主張している。したがって、我々の X 線解析の結果は、これら結果をサポートすると考えられる。

### 6.2 RP の起源

我々は、W28 の領域 2、3、4 のスペクトルが  $kT_e$ 、 $n_e t$  の異なる 2 RP でうまく再現できることを発見した。これらの RP は、図 6.1 からわかるように、 $kT_e \sim 0.2$  keV の“冷たい”成分と  $kT_e \sim 0.3\text{--}0.5$  keV の“熱い”成分に分類できる。また、分子雲と相互作用している領域 2 の熱い成分の  $kT_e$  は、冷たい成分の電子温度に近く、内側の 3 つの領域 (2、3、4) の熱い成分の電子温度の中で最も小さい値であった。領域 1 のスペクトラムは  $kT_e \sim 0.25$  keV の 1 RP モデルでうまく表現することができた。この領域 1 の  $kT_e$  は、領域 2、3、4 の二つの RP の  $kT_e$  の間の値であった。6.1 章で論じたガス環境を考慮すると、これらの結果は W28 のプラズマの物理的な構造を示唆していると推測される。すなわち、W28 のプラズマは、相互作用する北東部の冷たい分子雲からの冷却を受けており、その結果中心から北東にかけて温度が下がったと解釈できる。

同様の描像は、IC 443 の観測から Matsumura et al. (2017b) によって指摘されている。彼らは IC 443 の観測から、分子雲と接触している南東部分でのプラズマが冷やされると主張している。Uchida et al. (2015) は、IC 443 と W28 を含む、これまでに RP のみ見つかった SNR はすべて MM 型の SNR に分類されると指摘している。Rho & Petre

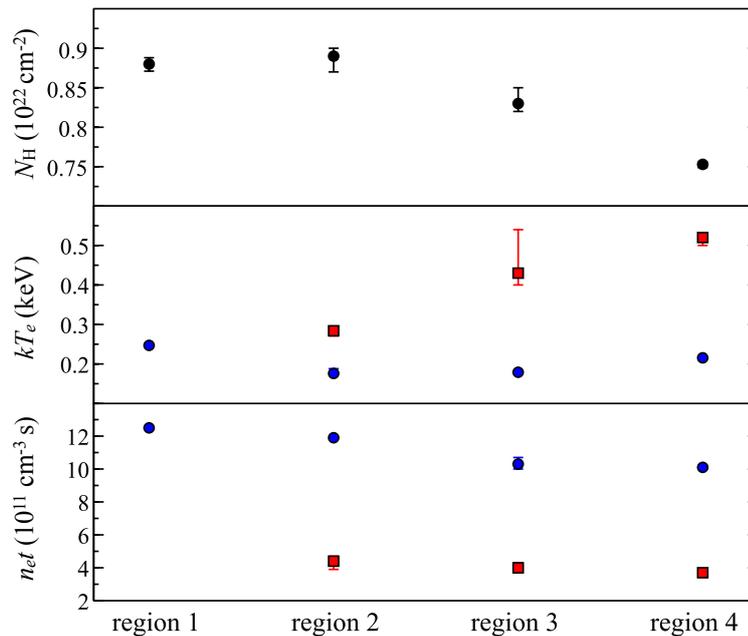


図 6.1: 4つの領域の各 RP 成分についての柱密度  $N_H$  (上)、電子密度  $kT_e$  (中) そして  $n_e$  (下)。赤点と青点はそれぞれ高温 RP と低温 RP の値を示す。

(1998) は、すべて MM 型の SNR で分子雲との相互作用を示唆する強い証拠が見ついていることを報告している。これらを踏まえると、Kawasaki et al. (2002) が指摘するように、RP は SNR のプラズマが接触する周囲のガスから再結合するタイムスケールよりも早く冷却を受けた時に生成さすると考えるのがもっともらしい。Sato et al. (2014); Washino et al. (2016) はそれぞれ、3C 391、Kes 17 で発見された RP の成因として、衝撃波上流のプラズマと下流の冷たい中性ガスとの熱伝導に注目している。しかしながら、Dalton & Balbus (1993) が報告するように、温度勾配が大きくなる衝撃波近傍での熱伝導の取り扱いについては注意が必要である。これは、熱を伝搬する電子の平均自由行程に対して、温度勾配が生ずる典型的な距離が短くなるほど、そこでの熱の移動が起りにくくなることによる。したがって、この衝撃波近傍でのこの“飽和”した熱の移動と、温度勾配が比較的小さいと考えられる SNR プラズマ間で起こる熱の移動の両者を区別した熱伝導の取り扱いが必要になる。

MM 型 SNR に特徴的な X 線の中心集中構造を説明出来る説として、cloud evaporation 説が提唱されている (White & Long, 1991)。これは、濃いガスの中で SN が起きた時に、衝撃波内に取りこんだ周囲ガスと内部の熱いプラズマの間で熱交換を起こしながら、SNR が進化する説である。Zhou et al. (2011) は、この取り込まれたガスとプラズマ間での熱伝導が鍵となり、プラズマが過電離状態になることを示した。また、彼らは、SNR が特に密度の大きいガスと衝突した際に、そこでの密度が高くなり、W28 の北東で見られるようなリム構造が形成されることも報告している。

Sawada & Koyama (2012) は RP の成因として、断熱膨張説 (Itoh & Masai, 1989; Shimizu et al., 2012) が好ましいと報告している。この説では、衝撃波が CSM から ISM に伝搬した時に温度が下がり始める。Itoh & Masai (1989); Shimizu et al. (2012); Moriya (2012)

らによると、SNR の衝撃波が CSM から突き抜けるのはおよそ数百年程度であると計算されている。このタイムスケールは W28 の年齢 (33–42 kyr) と比較して十分小さいために、 $n_e t$  から計算される、衝撃波が CSM から ISM に伝搬し現在に至るまでのタイムスケールは、W28 の年齢とほとんど同じであると考えられる。W28 の中心領域である領域 4 の二つの RP について、このタイムスケール計算すると、高温 RP と低温 RP で、 $t \sim 11 \times (n_e/1 \text{ cm}^{-3})^{-1} \text{ kyr}$  と  $t \sim 32 \times (n_e/1 \text{ cm}^{-3})^{-1} \text{ kyr}$  と見積もられた。Sawada & Koyama (2012) は同様の手法から  $t \sim 10 \times (n_e/1 \text{ cm}^{-3})^{-1} \text{ kyr}$  と求めており、今回の結果と矛盾しない値であった。さらに、この結果は W28 の年齢 (33–42 kyr) と同じ桁のタイムスケールであったことから、断熱膨張説を棄却するものではない。しかしながら、このシナリオでは Sawada & Koyama (2012) で報告しているように、この断熱膨張説では領域ごとの  $kT_e$ 、 $n_e t$  の違いをうまく説明することはできない。

### 6.3 中性鉄輝線の起源

図 5.3 に示すように、我々は分子雲と相互作用している W28 の北東領域で、中心エネルギーが  $6370_{-15}^{+30} \text{ eV}$  の輝線を検出した。これは輝線は図 2.3 に示すように、中性かもしくは中性に近い非常に低電離な Fe  $K\alpha$  輝線であると考えられる。この輝線を説明できるプロセスとして、プラズマから低電離 Fe  $K\alpha$  輝線放射された可能性がある。しかしながら、W28 の年齢と、W28 が重力崩壊型の SNR であることの 2 点を考慮すると、この輝線がプラズマから放射されたことは考えにくい。まず前者については、この年齢の SNR のプラズマは冷え始めており、低電離 Fe  $K\alpha$  輝線を出すために必要な電子温度 ( $\geq 1 \text{ keV}$ ) よりも低いことによる。後者については、Yamaguchi et al. (2014b) が、重力崩壊型 SNR から観測される Fe  $K\alpha$  輝線は、Ia 型 SNR から観測される Fe  $K\alpha$  輝線よりも電離が進んでいることを報告していることである (図 6.2)。これは、Ia 型 SNR と比較して重力崩壊型 SNR は密度の濃い周辺環境で進化するために、電離が進んでいると考えられる。

別のプロセスとしては、W28 で加速された粒子が北東部の分子雲と衝突した際に、中性鉄原子が内殻電離され蛍光 X 線として放出された可能性がある。この北東部は GeV から TeV 帯域で明るいことがわかっている。このことは、この領域で準相対論的粒子が存在することを支持する。同様の MM 型の SNR である 3C 391、Kes 79、W44 から、周囲のガスと相関する鉄輝線は発見されており、同様の解釈がなされている (Sato et al., 2014; Sato et al., 2016; Nobukawa et al., 2018)。

領域 1 で強い中性鉄輝線が検出されたことは、この領域で sub-relativistic 粒子の直接的な証拠となる非熱的な制動放射成分が強いことを示唆する。しかしながら、我々は、図 5.5 (1-iii) で見るように、その連続成分を優位に検出することはできなかった。これは 10 keV 以下のバンドで、バックグラウンドの GRXE が卓越するためにこの連続成分の検出が困難であったと考えられる。

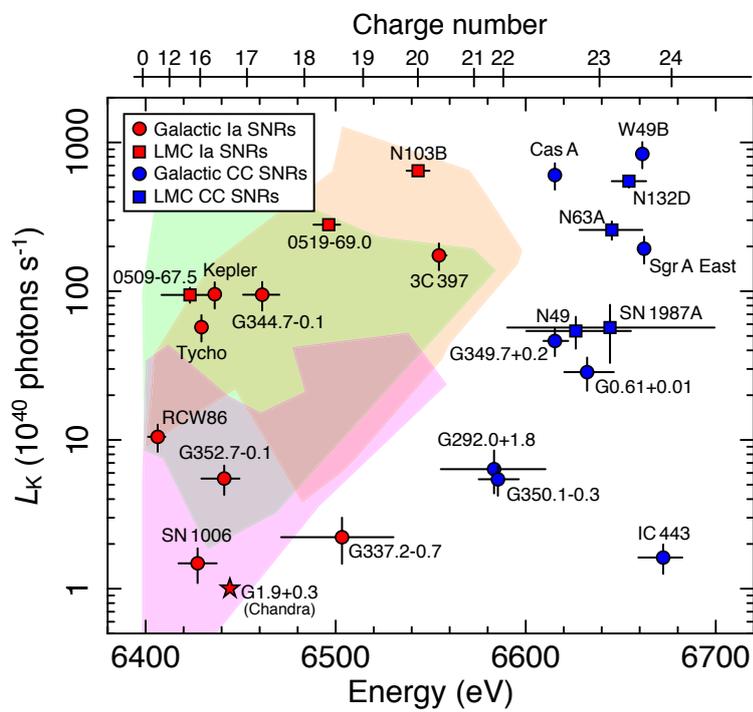


図 6.2: Ia 型、重力崩壊型の SNR から検出された Fe K $\alpha$  輝線のフラックスと中心エネルギー。赤い点はそれぞれ、Ia 型 SNR から検出された Fe K $\alpha$  輝線を表し、青い点はそれぞれ、重力崩壊型 SNR から検出された Fe K $\alpha$  輝線を表す (Yamaguchi et al., 2014b)。

## 第7章 まとめと今後

「すざく」衛星による超新星残骸 (Supernova Remnant: SNR) の観測から卓越した再結合連続放射成分が見つかり、過電離プラズマ (Recombining Plasma: RP) の存在が確実視されるようになった。現在までに RP のみ見つかった SNR の数は十を超え、さほど珍しいものではなくなってきた。RP はこれまでの SNR の進化の描像では登場しえない。このことは、これまでの SNR の進化の描像には重要な要素が欠けており、それを解き明かす鍵を RP の成因が握っていることを示唆する。しかしながら、肝心の RP の物理的成因は正確にはわかっていない。近年、理論と観測の両面から RP の成因に迫るには、プラズマの状態と周囲のガス環境を関連づけて調べることが重要であると指摘されてきている。

W28 (G6.4-0.1) は RP の成因解明に適した銀河系内 SNR である。これは、W28 が RP の見つかった SNR の中でも、距離が近くに位置し年齢が大きいため視野直径が大きく、領域ごとの解析が可能であることによる。これまでに「すざく」衛星の観測から、中心領域で RP が発見されている。また、北東領域に特徴的なリム状の構造を持ち、電波の観測からその領域で周囲の分子雲と相互作用していることがわかっている。したがって、中心から北東領域にかけて、W28 の構造と周囲の分子雲の分布に沿った解析行うことで RP の成因に迫ることができると期待される。

我々は X 線天文衛星「すざく」搭載の XIS を用いて、超新星残骸 W28 の中心部分と北東部分を観測し領域ごとにスペクトルを解析した。その結果、プラズマがすべての観測領域は RP であることを発見した。そして、細かい領域ごとに見ると、分子雲との相互作用が確認されている領域ではプラズマの電子温度が低くなっていることを見つけた。この結果は、W28 の RP の成因として分子雲からの熱伝導冷却を考えればうまく説明出来る。ただし、この結果は断熱膨張説などの他の説を棄却するものではなかった。

RP の成因が今回の解析から示唆される熱伝導説であった場合、分子雲との相互作用が確認されていない南西領域のプラズマの電子温度は、今回解析した北東領域のプラズマの電子温度よりも高いことが予想される。さらに、熱伝導説の中でも、W28 の形状をうまく説明する cloud evaporation 説の場合には Zhou et al. (2011) が指摘するように、分子雲と相互作用している領域としていない領域でプラズマのアバundanceが異なることが予想される。

分子雲と SNR の相互作用に起因する別の物理過程の証拠として、我々は北東のリム領域から強い中性鉄輝線を発見した。これは W28 で加速された sub-relativistic 粒子によって分子雲中の中性鉄イオンが内殻電離した際に放出された蛍光 X 線であると考えられる。しかしながら、今回の解析からは、それらの粒子の存在を裏付ける、非熱的な制動放射を検出することはできなかった。これは、「すざく」衛星で観測可能な 10 keV 以下のバンドでは、SNR プラズマからの熱的な放射と銀河面からの放射が卓越するために、この非

熱的な放射が埋もれてしまっている可能生がある。

sub-relativistic 粒子が存在した場合、その粒子からの非熱的な制動放射は、バックグラウンドとなる放射のフラックスが小さくなる 10 keV 以上帯域での観測が期待出来る。したがって、その帯域をカバーする、現在運用中の NuSTAR 衛星や今後の打ち上げが期待される Force 衛星による観測によって、この仮説を検証することができる。



## 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々からのご指導、ご協力を頂きました。この場を借りて心から御礼を申し上げます。

鶴教授には、検出器に関する知識を授けて頂き、本論文の細かいチェックをしていただきました。田中助教には、文章の書き方に始まり、統計学的な見地からのデータの解釈、発表の仕方に至るまで多くのことを学ばせていただきました。内田助教には、データ解析の方針についてのアドバイスを頂くだけでなく、論文中の私の下手な英語の修正までしていただきました。スタッフのお三方には、厳しく指導していただく一方で、いつも気にかけていただいて、感謝しています。

小林さんにはこれまであまり触れてこなかった、ブラックホールについての知識を授けていただきました。松村さんには、数少ない X 線グループの直属の先輩として、解析ツールの動かし方を教えていただいたり、定例ミーティングで論理の不備を指摘していただきました。

同期の林君と立花君は、お互い研究の大変さが分かる間柄、時に励まし合ったり、時にたわいもない雑談に花の咲かせたりと、研究を進めていく上で大きな力となりました。先輩の奥野君、原田君の二人からは、日々のミーティングを通して良い刺激を受け、学ぶことも多かったです。最後に井戸垣君の気の利いた心遣いは本論文を書く上で大きな助けとなりました。

大学院入学から 2 年が過ぎようとする中、ようやく研究することに慣れてきたように思います。博士課程に進み、これからもう少しの間、頑張ろうと思います。

## 参考文献

- Abdo, A. A., Ackermann, et al. 2010, *ApJ*, 718, 348
- Adelberger, E. G., García, A., Robertson, R. G. H., et al. 2011, *Reviews of Modern Physics*, 83, 195
- Aharonian, F., et al. 2008, *A&A*, 481, 401
- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Arikawa, Y., Tatematsu, K., Sekimoto, Y., & Takahashi, T. 1999, *PASJ*, 51, L7
- Asaoka, I., & Aschenbach, B. 1994, *A&A*, 284, 573
- Baring, M. G., Jones, F. C., & Ellison, D. C. 2000, *ApJ*, 528, 776
- Borkowski, K. J., Hendrick, S. P., & Reynolds, S. P. 2006, *ApJ*, 652, 1259
- Burginyon, G. A., Hill, R. W., & Seward, F. D. 1975, *ApJ*, 200, 163
- Claussen, M. J., Frail, D. A., Goss, W. M., & Gaume, R. A. 1997, *ApJ*, 489, 143
- Dalton, W. W., & Balbus, S. A. 1993, *ApJ*, 404, 625
- Dogiel, V., Chernyshov, D., Koyama, K., Nobukawa, M., & Cheng, K.-S. 2011, *PASJ*, 63, 535
- Dubner, G. M., Velázquez, P. F., Goss, W. M., & Holdaway, M. A. 2000, *AJ*, 120, 1933
- Frail, D. A., Goss, W. M., & Slysh, V. I. 1994, *ApJ*, 424, L111
- Gaensler, B. M., Chatterjee, S., Slane, P. O., et al. 2006, *ApJ*, 648, 1037
- Castelletti, G., Dubner, G., Brogan, C., & Kassim, N. E. 2007, *A&A*, 471, 537
- Giuliani, A., Tavani, M., Bulgarelli, A., et al. 2010, *A&A*, 516, L11
- Gorenstein, P., Kellogg, E. M., & Gursky, H. 1970, *ApJ*, 160, 199
- Hughes, J. P., & Helfand, D. J. 1985, *ApJ*, 291, 544
- Hughes, J. P., Hayashi, I., & Koyama, K. 1998, *ApJ*, 505, 732
- Ishisaki, Y., Maeda, Y., Fujimoto, R., et al. 2007, *PASJ*, 59, 113

- Itoh, H., & Masai, K. 1989, MNRAS, 236, 885
- Kaspi, V. M., Lyne, A. G., Manchester, R. N., et al. 1993, ApJ, 409, L57
- Kaastra, J. S., & Mewe, R. 1993, A&AS, 97, 443
- Kawasaki, M. T., Ozaki, M., Nagase, F., et al. 2002, ApJ, 572, 897
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, Phys. Rev. D, 74, 034018
- Keohane, J. W., Reach, W. T., Rho, J., & Jarrett, T. H. 2007, ApJ, 654, 938
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, Nature, 378, 255
- Koyama, K., Kinugasa, K., Matsuzaki, K., et al. 1997, PASJ, 49, L7
- Koyama, K., Tsunemi, H., Dotani, T., et al. 2007, PASJ, 59, 23
- Kushino, A., Ishisaki, Y., Morita, U., et al. 2002, PASJ, 54, 327
- Leahy, D. A. 2004, AJ, 127, 2277
- Li, H., & Chen, Y. 2010, MNRAS, 409, L35
- Lopez, L. A., Pearson, S., Ramirez-Ruiz, E., et al. 2013, ApJ, 777, 145
- Lodders, K. 2003, ApJ, 591, 1220
- Maeda, K., Röpke, F. K., Fink, M., et al. 2010, ApJ, 712, 624
- Masai, K. 1984, Ap&SS, 98, 367
- Masai, K. 1994, ApJ, 437, 770
- Matsumura, H., Uchida, H., Tanaka, T., et al. 2017, PASJ, 69, 30
- Matsumura, H., Tanaka, T., Uchida, H., Okon, H., & Tsuru, T. G. 2017, ApJ, 851, 73
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, PASJ, 59, S1
- Mori, H., Iizuka, R., Shibata, R., et al. 2005, PASJ, 57, 245
- Moriya, T. J. 2012, ApJ, 750, L13
- Morrison, R., & McCammon, D. 1983, ApJ, 270, 119
- Nakamura, R., Bamba, A., Ishida, M., et al. 2014, PASJ, 66, 62
- Nobukawa, K. K., Nobukawa, M., Koyama, K., Yamauchi, S., Uchiyama, H., Okon, H., Tanaka, T., Uchida, H., & Tsuru, G. T. in press ApJarXiv:1801.07881.

- Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., Masai, K., & Tamagawa, T. 2009, *ApJ*, 706, L71
- Ozawa, M., Uchiyama, H., Matsumoto, H., et al. 2009, *PASJ*, 61, S1
- Pannuti, T. G., Rho, J., Kargaltsev, O., et al. 2017, *ApJ*, 839, 59
- Rho, J., & Petre, R. 1998, *ApJ*, 503, L167
- Rho, J., & Borkowski, K. J. 2002, *ApJ*, 575, 201
- Sawada, M., & Koyama, K. 2012, *PASJ*, 64, 81
- Sato, T., Koyama, K., Takahashi, T., Odaka, H., & Nakashima, S. 2014, *PASJ*, 66, 124
- Sato, T., Koyama, K., Lee, S.-H., & Takahashi, T. 2016, *PASJ*, 68, S8
- Shimizu, T., Masai, K., & Koyama, K. 2012, *PASJ*, 64, 24
- Serlemitsos, P. J., Soong, Y., Chan, K.-W., et al. 2007, *PASJ*, 59, S9
- Seward, F. D. 1990, *ApJS*, 73, 781
- Tawa, N., Hayashida, K., Nagai, M., et al. 2008, *PASJ*, 60, S11
- Troja, E., Bocchino, F., Miceli, M., & Reale, F. 2008, *A&A*, 485, 777
- Tsunemi, H., Yamashita, K., Masai, K., Hayakawa, S., & Koyama, K. 1986, *ApJ*, 306, 248
- Turatto, M. 2003, [arXiv:astro-ph/0310837](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310837)
- Uchida, H., Yamaguchi, H., & Koyama, K. 2013, *ApJ*, 771, 56
- Uchida, H., Koyama, K., & Yamaguchi, H. 2015, *ApJ*, 808, 77
- Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T. G., & Koyama, K. 2013, *PASJ*, 65, 19
- Velázquez, P. F., Dubner, G. M., Goss, W. M., & Green, A. J. 2002, *AJ*, 124, 2145
- Washino, R., Uchida, H., Nobukawa, M., et al. 2016, *PASJ*, 68, S4
- White, R. L., & Long, K. S. 1991, *ApJ*, 373, 543
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- Wootten, A. 1981, *ApJ*, 245, 105
- Yamaguchi, H., Ozawa, M., Koyama, K., et al. 2009, *ApJ*, 705, L6
- Yamaguchi, H., Koyama, K., & Uchida, H. 2011, *PASJ*, 63, S837
- Yamaguchi, H., Eriksen, K. A., Badenes, C., et al. 2014, *ApJ*, 780, 136

Yamaguchi, H., Badenes, C., Petre, R., et al. 2014, *ApJ*, 785, L27

Yamauchi, S., Nobukawa, K. K., Nobukawa, M., Uchiyama, H., & Koyama, K. 2016, *PASJ*, 68, 59

Zhou, X., Miceli, M., Bocchino, F., Orlando, S., & Chen, Y. 2011, *MNRAS*, 415, 244

Zhou, P., Safi-Harb, S., Chen, Y., et al. 2014, *ApJ*, 791, 87

吉池 智史. 2017, 博士論文

鷺野 遼作. 2016, 修士論文

