

超新星残骸 W28 の過電離プラズマにおける 初期状態の観測的研究

奈良教育大学 大学院教育学研究科 修士課程 教科教育専攻
火物 瑠偉

2022 年 1 月 20 日

Abstract

近年 X 線天文衛星すざくの観測などにより、超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR) から再結合が優勢な過電離プラズマ (Recombining Plasma; RP) が発見された。この RP の形成は、SNR プラズマが電離が優勢な状態 (電離優勢プラズマ; IP) から電離と再結合が平衡な状態 (電離平衡プラズマ; CIE) へと進化する従来考えられていた過程では達成されない。そのため先行研究では様々な物理的成因を提案してきたが、いまだに明らかになっておらず、今日も議論が続いている。

W28(G6.4-0.1) は RP が確認されている超新星残骸の 1 つである。爆発してから 3-6 万年経過しており、地球からの距離が約 2 kpc と近くに位置している。またその視直径は約 48 分と大きい。北東領域と南西領域においてシェルが形成しており、北東では分子雲と相互作用していることがわかっている。本研究ではこの大きな視直径と位置による環境の違いに着目し、W28 を空間分解しスペクトル解析を行うことで、RP 成因を調査した。さらに、Fe He α 輝線放射の分布とプラズマ状態についても初めて定量的に調査した。

W28 を 7 個の領域に分け、領域ごとにスペクトル解析を行った。その結果、W28 全体が RP であることを明らかにした。さらに、全ての領域において RP 遷移時の電離温度の元素依存性を初めて明らかにした。このことは RP 遷移が電離非平衡状態から遷移したことを示唆している。再結合タイムスケールから推定した RP 遷移後の経過時間と各領域の電子温度の分布では、RP 形成が熱伝導や断熱膨張の電子冷却では難しいことが分かった。またシミュレーションにより、IP において電離温度の元素依存性を説明できないことがわかった。

Fe He α 分布が南西方向に伸びた異方性を持つことを初めて発見した。そのスペクトルには顕著な Fe He 状 RRC 構造が見られ、この領域も RP になっていることを明らかにした。

低エネルギー側のスペクトルを説明する RP よりも高い初期状態 (初期電離温度) であるが、RP 形成からのタイムスケールは 4000 年未満で同程度であることが分かった。また、広く使用されているスペクトルモデル (XSPEC、SPEX) では Fe He 状 RRC、あるいは Fe He γ 輝線が完全には説明できなかった。モデルの不完全性によるものか、今後の検証が必要である。

目次

第 1 章	X 線放射	4
1.1	熱制動放射	4
1.2	シンクロトロン放射	4
1.3	輝線	6
1.4	放射性再結合連続 X 線	6
第 2 章	超新星爆発と超新星残骸	8
2.1	超新星爆発	8
2.1.1	恒星内核融合反応	8
2.1.2	超新星爆発の分類	10
2.2	超新星爆発の機構	10
2.2.1	Ia 型超新星爆発 (核融合暴走型)	10
2.2.2	重力崩壊型超新星爆発 (CC 型)	12
2.3	超新星残骸	13
2.3.1	超新星残骸の進化	13
2.3.2	超新星残骸の分類	17
2.3.3	超新星残骸のプラズマ進化	19
2.3.4	過電離プラズマの発見	21
2.4	過電離プラズマの生成機構	21
第 3 章	対象天体 W28	23
第 4 章	X 線天文衛星すざく	27
4.1	X 線天文衛星すざくの概要	27
4.2	X 線反射望遠鏡 XRT	27
4.3	X 線 CCD カメラ XIS	30
第 5 章	解析方法と結果	35
5.1	観測とデータ処理	35
5.2	X 線イメージ	35
5.3	解析に使用するモデル	36
5.4	W28 のバックグラウンドの見積もり	37
5.5	空間分解したスペクトル解析	43
5.5.1	Center のスペクトル解析	43

5.5.2	他領域のスペクトル解析	44
5.6	Fe He α 分布の偏り	50
5.6.1	X 線イメージ	50
5.6.2	XSPEC を用いたスペクトル解析	50
5.6.3	SPEX を用いたスペクトル解析	52
第 6 章	議論	56
6.1	W28 の物理パラメータ	56
6.1.1	X 線放射ガスの質量推定	56
6.1.2	RP 遷移後の経過時間	67
6.2	RP の起源	67
6.2.1	熱伝導	68
6.2.2	断熱膨張	68
6.3	IP phase において初期電離温度の元素依存性は作れるか	69
6.4	Fe He α 領域の温度と再結合タイムスケールの推定	71
6.5	XSPEC と SPEX における輝線、RRC 成分の不足	73
第 7 章	結論	75
参考文献		76

第 1 章

X 線放射

宇宙にある天体はさまざまな高エネルギー現象により、100 万度以上の高温状態のプラズマになることがある。このプラズマからは X 線など高エネルギー電磁波が放射される。本章では代表的な放射とその基礎的な過程を述べる。

1.1 熱制動放射

高温状態のガスでは原子は電離してプラズマとなり、イオンと電子により構成される。これらの荷電粒子は加速度を受けると、電磁波を放射する。プラズマ中の熱的な分布にある電子がイオンとのクーロン散乱により軌道が曲げられる。この時の放射を熱制動放射と呼ぶ。同種粒子同士の散乱 (イオン同士、電子同士) での散乱では放射されない。また、イオンの質量は電子に比べて ~ 2000 倍大きいのでイオンは動かない。そのため、電子による放射のみを考えれば良い。単位体積、単位時間、単位周波数あたりの熱制動放射の強度は、

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = 6.8 \times 10^{-38} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \bar{g}_{ff} [\text{ergs cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}] \quad (1.1)$$

となる。ここで T 、 Z 、 n_e 、 n_i 、 h 、 ν 、 k はそれぞれ温度、原子番号、電子密度、イオン密度、プランク定数、振動数、ボルツマン定数を表す。 \bar{g}_{ff} は Gaunt 因子と呼ばれ、X 線帯域でのプラズマは

$$\bar{g}_{ff} = \left(\frac{3 kT}{\pi h\nu}\right)^{1/2} \quad (1.2)$$

で近似される。式 (1.1) から、スペクトルは $h\nu < kT$ ではべき関数、 $h\nu > kT$ では指数関数的に落ちることがわかる。この時、スペクトルの落ち方が変わる温度 $h\nu \simeq kT$ を調べることで、プラズマ中の電子温度を推定することが可能である。図 1.1 に $kT = 1.0 \text{ keV}$ の制動放射のスペクトルを示す。

1.2 シンクロトロン放射

磁場中の荷電粒子は磁場によりローレンツ力を受けて加速度運動するため、電磁波を放射する。荷電粒子 (主に電子) が相対論的な速度で運動する場合の電磁波の放射をシンク

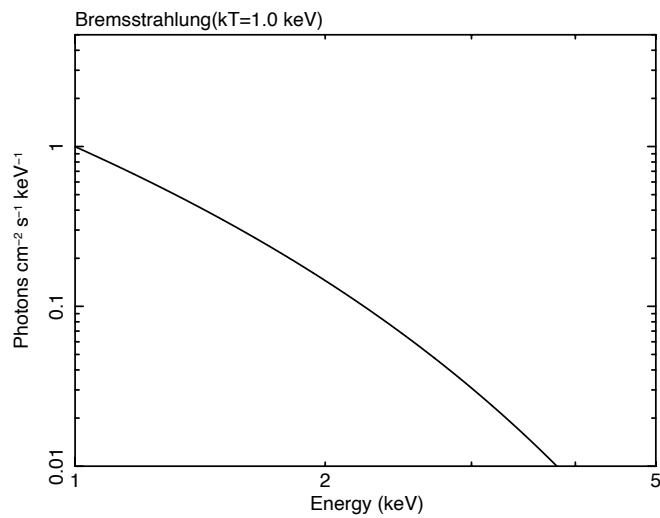


図 1.1: 電子温度 1.0 keV における熱制動放射のスペクトル。

ロトロン放射と呼ぶ。シンクロトロン放射の強度は磁場が強いほど、電子の数が多いほど大きくなる。スペクトルはよくべき関数の形で近似することができるため、エネルギースペクトルを $N(E)$ とするとシンクロトロン放射の強度は、

$$I(E) \equiv \int N(E)dE = N_0 E^{-\Gamma} [\text{ergs s}^{-1}] \quad (1.3)$$

と書くことができる。ここで Γ は光子指数である。図 1.2 に $\Gamma = 1.41$ のスペクトルを示す。

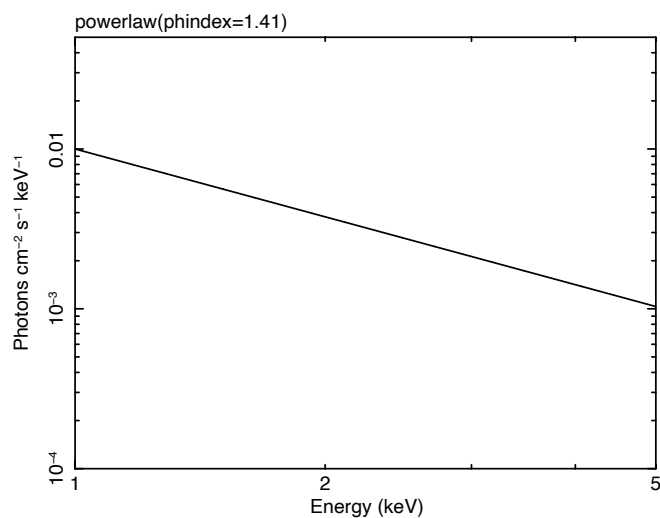


図 1.2: 光子指数 $\Gamma=1.41$ におけるシンクロトロン放射のスペクトル。

1.3 輝線

イオンにおいて、高いエネルギー準位に励起した電子が低いエネルギー準位へと遷移するとき、準位の差に相当するエネルギーを持つ光子を放出する。これを輝線と呼ぶ。輝線のエネルギーは、元素の種類とイオンの電離状態によって異なる。例えば束縛電子が1個になるまで電離した(H状)イオンにおいて、主量子数を n (K殻は $n=1$ 、L殻は $n=2$)として、電子が $n \rightarrow n'$ のエネルギー準位へ遷移したときに放射される輝線のエネルギーは、近似的に

$$E \sim Z^2 R_y \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad (1.4)$$

と書くことができる。 R_y 、 Z はそれぞれリュードベリ定数(~ 13.6 eV)、原子番号である。式(1.4)からわかるように、輝線はとびとびのエネルギーとなるため、スペクトルは離散的な線スペクトルになる。

イオンの電離状態(電子配置)が異なると、エネルギーが変化する。H状イオンに比べて電子が増えることで、ある電子がイオンから受ける電場の一部が遮蔽され、エネルギー準位が変わるからである。これにより、異なる電離状態のイオンの輝線は分かれており、それらのイオンの存在比が分かる。これはプラズマの電離進行度を示す。

また電子の遷移がL \rightarrow K殻であれば α 輝線、M \rightarrow K殻であれば β 輝線と呼ばれる。そのため例えば鉄のHe状イオンについて、電子がL \rightarrow K殻に遷移して輝線が放射された場合は、Fe He α 輝線となる。また、H状イオンの輝線はよくライマン(Lyman)輝線と呼ばれることから、Fe Ly α 輝線となる。中性状態であっても、外部から高エネルギー粒子により輝線が生じ得る。内殻(K殻)の電子が電離されて、上の準位の電子が遷移する際に輝線(FeI K α)が放射される。これを蛍光輝線とも呼ぶ。

1.4 放射性再結合連続X線

再結合は電離と逆の過程で、自由電子がイオンに捕獲されることである。その際、自由電子の持つ運動エネルギーに対応するX線が放射され、これを放射性再結合連続X線(Radiative Recombination Continuum; RRC)と呼ぶ。RRCのエネルギーは自由電子の運動エネルギーとイオンの束縛エネルギーの和である。束縛エネルギーはイオン化エネルギーとも呼ばれ、電子を電離させるために必要な最小のエネルギーである。RRCの単位体積、単位時間、単位周波数あたりのエネルギーは以下のように書くことができる。

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} \begin{cases} \propto \exp\left(-\frac{E-E_{\text{edge}}}{kT_e}\right) & (E \geq E_{\text{edge}}) \\ = 0 & (E < E_{\text{edge}}) \end{cases} \quad [\text{ergs cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}] \quad (1.5)$$

ここで E 、 E_{edge} 、 kT_e はそれぞれ自由電子のエネルギー、イオンの束縛エネルギー、温度である。式(1.5)のように、スペクトルはイオンの束縛エネルギーでエッジをもち、プラズマ温度に従って指数関数的に落ちる。束縛エネルギーは元素の種類、元素の電離状態によって異なるため、エッジのエネルギーがわかればその元素と電離状態を知ることができる。例えば鉄において、He状イオンの束縛エネルギーは8.829 keV、H状イオンの束

縛エネルギーは 9.278 keV である (Verner et al. 1996)。輝線と RRC のスペクトルは図 1.3 に示す。

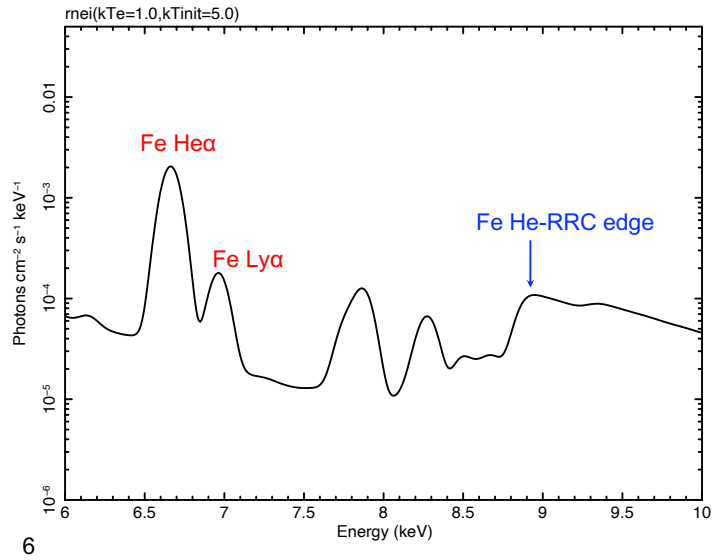


図 1.3: 電子温度 1.0 keV、初期電離温度 5.0 keV、再結合タイムスケール $1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ における 6-10 keV 帯域のスペクトル。~6.6 keV に Fe He α 輝線、~6.9 keV に Fe Ly α 輝線、~8.8 keV に Fe He-RRC のエッジが見られる。

第 2 章

超新星爆発と超新星残骸

恒星はその寿命が尽きた時、超新星爆発 (Supernova; SN) を起こす。爆発時のエネルギーは 10^{51} erg になる。超新星爆発時には星内部は高温・高圧になり、様々な重元素が合成される。そのため超新星爆発は宇宙空間にエネルギーと重元素を還元する場であり、宇宙の進化に重要な天体現象である。恒星及び超新星爆発そのものは視直径が小さく地球からは構造が観測できないが、爆発後に残る超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR) を調査することで合成された元素の量とその空間分布を知ることができる。

2.1 超新星爆発

2.1.1 恒星内核融合反応

水素燃焼

恒星の中心部は高温、高密度なため、恒星に豊富に存在する水素原子同士の核融合反応が起こる。この反応を水素燃焼と呼び、太陽質量程度以下の主系列星で起こる pp チェインと、大中質量主系列星で起こる CNO サイクルがある。

- pp チェイン: pp チェインは中心温度が $\sim 10^7$ K を超えると始まる。2つの水素原子核 (proton; p) から重水素を経て ^4He が合成される。



- CNO サイクル: さらに中心温度が $\sim 1.8 \times 10^7$ K よりも高くなると、炭素、窒素、酸素が触媒のような働きをして水素燃焼が進む。この反応を CNO サイクルと

呼ぶ。



ヘリウム燃焼

水素燃焼により水素が使い果たされると、星は重力によって収縮を始める。この重力収縮により星内部の温度と密度が上昇する。中心温度が $\sim 10^8$ Kを超えると、ヘリウムの核融合反応により炭素が合成される。この反応は3つのヘリウム原子核により起こることから、トリプルアルファ反応とも呼ばれる。



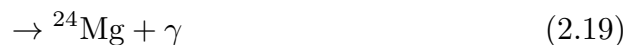
トリプルアルファ反応により生成した炭素の一部はさらにヘリウムと反応することで酸素、ネオンが合成される。



太陽質量 (M_{\odot}) の約8倍以下の恒星では、ヘリウム燃焼以上の反応が起こらず、中心部に炭素と酸素のコアを持つ白色矮星となる。これよりも大きな恒星ではさらなる重力収縮による温度上昇により、以下の燃焼反応で重元素の合成が行われる。

炭素、ネオン、酸素、ケイ素燃焼反応

中心温度が $6 - 7 \times 10^8$ Kになると炭素燃焼が始まり、主に炭素原子核からネオン、ナトリウム、マグネシウムが生成される。



後には、酸素、ネオン、マグネシウムのコアが残る。式 (2.17) で放出された α 粒子は中性子過剰の ${}^{22}\text{Ne}$ や ${}^{18}\text{O}$ に吸収されて中性子を放出する反応を起こし、これによって放出

された中性子はさらに他の原子核に吸収されて新しい中性子過剰核 ^{23}Na 、 ^{25}Mg 、 ^{27}Al を合成する。

内部温度が $\sim 1.3 \times 10^9$ K を超えると、ネオンの燃焼が始まる。この反応ではネオンの光分解を伴い、酸素、マグネシウム、ケイ素が合成される。



さらに内部温度が上昇して $\sim 3 \times 10^9$ K になると酸素燃焼が始まり、酸素からケイ素や硫黄が合成される。



温度が $\sim 4 \times 10^9$ K を超えると、ケイ素燃焼やケイ素、硫黄、アルゴン、カルシウムの α 粒子捕獲によって鉄族元素 (クロム、マンガン、チタン、鉄、ニッケル、コバルト、亜鉛など) が合成される。



2.1.2 超新星爆発の分類

超新星爆発は、最大輝度での可視光スペクトルの特徴で分類される (図 2.1)。まず H による吸収線が見られるものを II 型、見られないものを I 型と分類する。I 型は Si による吸収線が見られるものを Ia 型と分類し、見られないものはさらに He による吸収線の有無で Ib 型、Ic 型に分類する。また II 型は時間に対する光度変化を表す光度曲線から、明るさが一定の時期を持つものを II-P 型、明るさが単調減少するものを II-L 型に分類することができる (図 2.2)。

2.2 超新星爆発の機構

2.2.1 Ia 型超新星爆発 (核融合暴走型)

$8M_{\odot}$ 以下の恒星は、白色矮星 (White Dwarf; WD) と呼ばれる地球程度の大きさにも関わらず、質量が太陽と同程度の高密度天体に進化すると考えられている。WD は恒星の中心核が残った天体で、炭素と酸素が主成分であり、核融合反応が終わっている。連星系を成したとき、WD の質量が質量降着などによりチャンドラセカール限界質量 ($M_{ch} \sim 1.4M_{\odot}$) に達すると、WD は電子の縮退圧では自身の重力を支えきれなくなる。

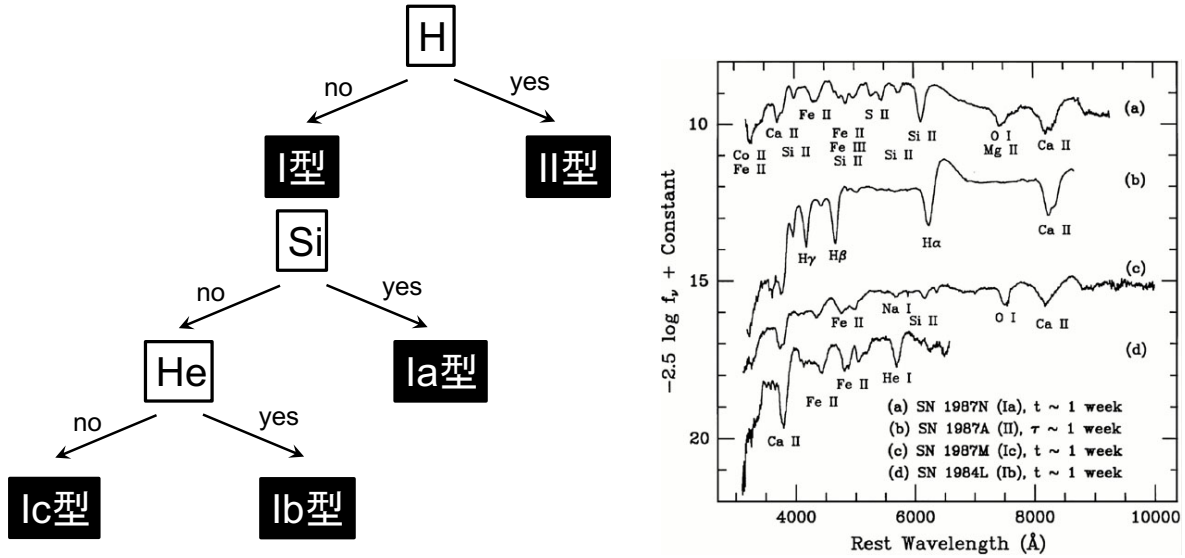


図 2.1: (左) 超新星残骸の分類の概念図、(右) 超新星爆発のスペクトル (Felipenko 1997)。

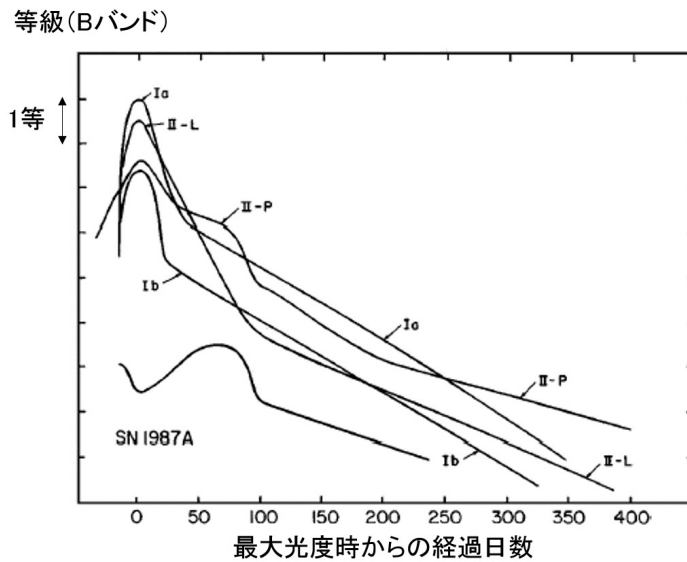


図 2.2: 様々なタイプの超新星爆発の光度曲線 (<https://astro-dic.jp>)。横軸は最大光度時からの経過時間、縦軸は等級を表す。

WD の収縮によって中心の温度と密度が上昇し、炭素と酸素の核融合反応が暴発的に起こる。これにより解放されるエネルギーが外層を吹き飛ばし、超新星爆発が起こる (図 2.3)。

Ia 型超新星爆発時、中心部の温度は 5×10^9 K 以上となり、 $\sim 0.6M_{\odot}$ の ^{56}Ni が合成される。 ^{56}Ni は ^{56}Co を経て ^{56}Fe へと崩壊する。そのため、Ia 型超新星残骸では鉄族元素が多く見られる。

Ia 型超新星爆発の光度はほぼ一定であることが経験的に知られており、最大光度時の絶対等級と見かけの等級と比較することにより距離を計算することができる。

Ia 型超新星爆発は、2種類の機構があると考えられている。WD が恒星と連星系を成す場合、伴星からの質量降着によってチャンドラセカール限界質量を超えることにより、超新星爆発を起こす。これを Single Degenerate(SD) と呼ぶ。一方は、WD が別の WD と連星系を成し、2つの WD が合体することで爆発に至る場合がある。この場合は Double Degenerate(DD) と呼ばれる。

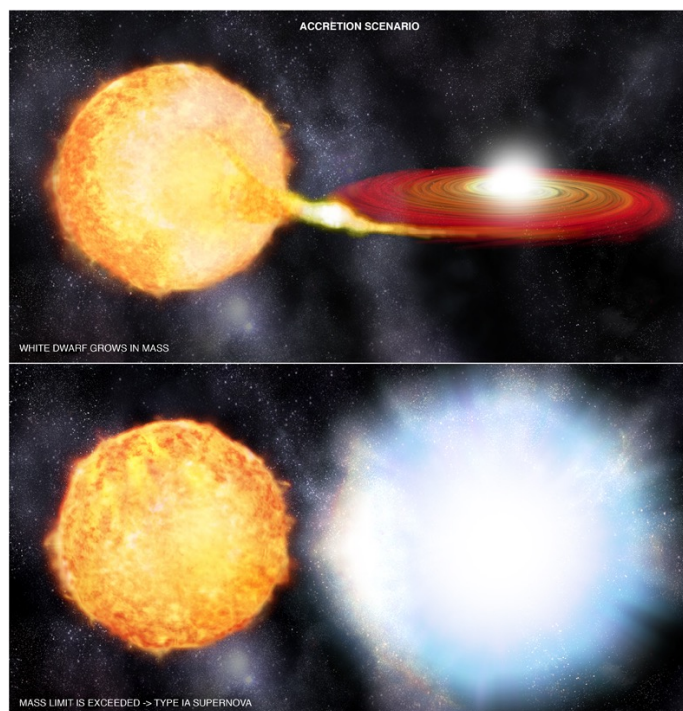


図 2.3: Ia 型超新星爆発のイメージ (<https://chandra.harvard.edu>)。

2.2.2 重力崩壊型超新星爆発 (CC 型)

II 型、Ib 型、Ic 型超新星爆発は、 $10M_{\odot}$ 以上の大質量星が辿る進化の最終段階であると考えられている。恒星は自身の重力による収縮を核融合によるエネルギー (輻射圧) で支えている。恒星の核融合の燃料は主として水素であるため、この水素を使い果たすと重力収縮を始める。これにより星内部の温度と密度が上昇し、大質量星では重元素の核融合が始まるようになる。核融合を繰り返すことで、より中心に重元素が位置する玉ねぎ構造を形成する (図 2.4)。重元素の核融合は最も結合エネルギーの低い ^{56}Fe が合成されるまで続く。そのためこれ以上は核エネルギーを取り出すことができず、Fe のコアが重力収縮を起こす。重力収縮により内部が高温になると、以下の過程によって ^{56}Fe は光分解を起こす。



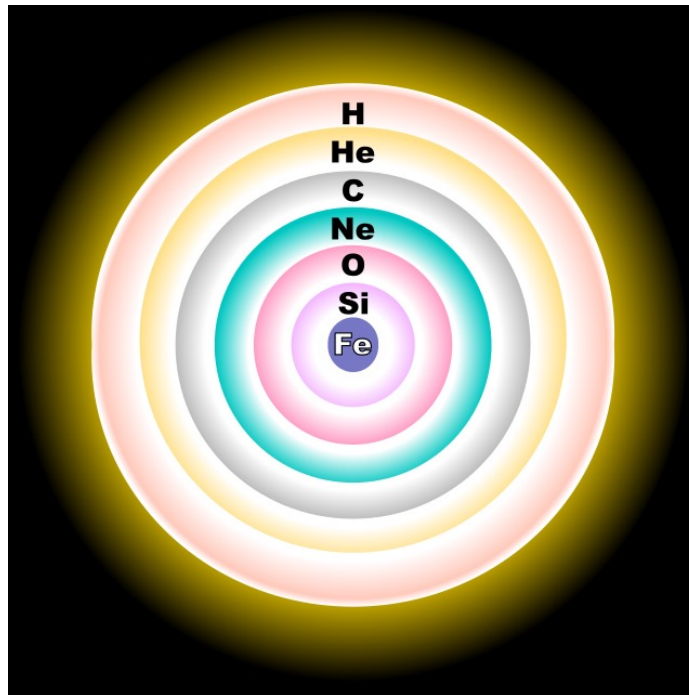


図 2.4: 核融合反応が進んだ大質量星の重元素の層構造 (<https://www.wikiwand.com>)。



この反応は 0.1 秒という僅かな時間の間に起こる。吸熱反応により内部の圧力が急激に低下し、周辺物質が一気に落ち込み重力崩壊を起こす。重力崩壊による総エネルギーは $\sim 10^{53}$ erg にもなると考えられているが、その多く ($\sim 99\%$) はニュートリノが持ち去るため、爆発の運動エネルギーは $\sim 10^{51}$ erg である。陽子の電子捕獲反応により中性子の割合が増加する。そのため爆発後は中性子星が残ったり、さらにコアの質量が大きい場合にはブラックホールが残ることが知られている。

CC 型超新星爆発で形成される超新星残骸では、Ia 型超新星爆発でのそれよりも鉄族元素の量が少なく、より軽元素の量が多くなる。

2.3 超新星残骸

2.3.1 超新星残骸の進化

超新星爆発後、恒星から噴き出した物質 (イジェクタ) は $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$ の速度で星間空間へ広がっていく。その爆発エネルギーは $\sim 10^{51}$ erg に及ぶ。イジェクタの速度は星間空間の音速 ($\sim 15 \text{ km s}^{-1}$) より十分速く、星間空間に衝撃波を発生させる。ここでは、超新星残骸の進化について述べる。

自由膨張期

星間空間の密度は薄いため、イジェクタは星間物質に邪魔されず膨張する。この期間を自由膨張期と呼ぶ。イジェクタと星間物質が衝突すると、星間物質には外側に伝搬する衝

撃波 (forward shock) を、イジェクタには内側に伝搬する衝撃波 (reverse shock) を生じる。衝撃波がかき集める質量はイジェクタに比べて非常に少ないため、初期の速度と運動エネルギーを保持したまま、膨張していく。時間経過とともにかき集められた物質の質量が大きくなるため、 $\sim 10^3$ 年程度で自由膨張期は終わる。

断熱膨張期

かき集められた星間物質の質量がイジェクタの質量を超えると、イジェクタの運動エネルギーがかき集められた星間物質に輸送され加熱されるようになる。この時、衝撃波による加熱と放射による冷却が釣り合い、エネルギーが保存されたまま膨張していく。この期間を断熱膨張期と呼ぶ。時間が経過すると放射による冷却が効くようになるため、断熱膨張期は $\sim 10^3 - 10^4$ 年程度で終わる。断熱膨張期における超新星残骸の進化の様子は Sedov 解と呼ばれる自己相似的な解で表現することができる。

Sedov 解

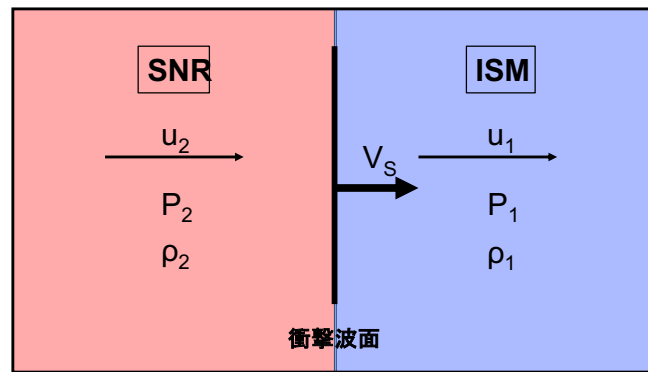


図 2.5: 衝撃波の模式図。衝撃波が通過する前の物質 (ISM) は添字 1、通過した後の物質 (SNR) は添字 2 としている。

図 2.5 のように、通過する前の速度、密度、圧力、温度を u_1 、 ρ_1 、 P_1 、 T_1 、衝撃波が通過した後の速度、密度、圧力、温度を u_2 、 ρ_2 、 P_2 、 T_2 とする。また、衝撃波面の前後の単位質量あたりのエンタルピーを w_1 、 w_2 とし、断熱指数を γ とする。この時、衝撃波面の前面と後面において、質量保存、運動量保存、エネルギー保存の 3 つの保存則が成り立っている。この 3 つの式を Rankine-Hugoniot の関係式という。

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (2.32)$$

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (2.33)$$

$$w_1 + \frac{1}{2} u_1^2 = w_2 + \frac{1}{2} u_2^2 \quad (2.34)$$

ここで、衝撃波速度が音速よりも非常に速いことを仮定すると、関係式は以下のように解くことができる。

$$\rho_2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1 \quad (2.35)$$

$$u_2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} u_1 \quad (2.36)$$

$$P_2 = \frac{2\rho_1 u_1^2}{\gamma + 1} \quad (2.37)$$

$$T_2 = \frac{m}{k} \frac{P_2}{\rho_2} = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \frac{m}{k} u_1^2 \quad (2.38)$$

ここで、 m 、 k はそれぞれ平均分子質量、ボルツマン定数である。

Sedov 解は球対称で断熱的を仮定した運動方程式、連続の式、エネルギーの式から得られる。ここで超新星残骸内部の速度、密度、圧力を $v(r, t)$ 、 $\rho(r, t)$ 、 $P(r, t)$ とすると、

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{2\rho v}{r} = 0 \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) + v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (2.41)$$

と書ける。解はこの3つの式と、全エネルギー E_0 が保存されるという条件で得ることができる。解が ρ_0 、 E_0 、 t 、 r のみで決まることを考慮すると、この方程式は1つの無次元量

$$\xi = \left(\frac{\rho_0}{E_0} \right)^{1/5} \frac{r}{t^{2/5}} \quad (2.42)$$

のみで記述することができる。時間 t における衝撃波面の半径 $R(t)$ は $\xi = \xi_0$ で与えられ、

$$\xi_0 = \left(\frac{\rho_0}{E_0} \right)^{1/5} \frac{R(t)}{t^{2/5}} \quad (2.43)$$

と書きことができる。よって、衝撃波面の半径 $R(t)$ 、衝撃波面の膨張速度 $V_s(t)$ は、

$$R(t) = \xi_0 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (2.44)$$

$$V_s(t) = \dot{R}(t) = \frac{2}{5} \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-3/5} \quad (2.45)$$

となる。また、 ξ を ξ_0 で規格化し、

$$\lambda \equiv \frac{\xi}{\xi_0} = \frac{r}{R} \quad (2.46)$$

とする。

速度 $v(r, t)$ 、密度 $\rho(r, t)$ 、圧力 $P(r, t)$ が変数 λ の無次元関数 $V(\lambda)$ 、 $\Omega(\lambda)$ 、 $\Pi(\lambda)$ を用いて記述できるとする。

$$v(r, t) \equiv \frac{r}{t} V(\lambda) \quad (2.47)$$

$$\rho \equiv \rho_0 \Omega(\lambda) \quad (2.48)$$

$$P(r, t) \equiv \rho_0 \frac{r^2}{t^2} \Pi(\lambda) \quad (2.49)$$

$\lambda = 1$ の衝撃波面においては、超新星残骸の各値を星間物質の値と関係づけることができる。そのため、Rankin=Hugoniot の関係は

$$\rho_{\text{SNR}} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_{\text{ISM}} \quad (2.50)$$

$$v_{\text{SNR}} = \frac{2}{\gamma + 1} V_s \quad (2.51)$$

$$P_{\text{SNR}} = \frac{2\rho_{\text{ISM}} V_s^2}{\gamma + 1} \quad (2.52)$$

となる。式 (2.50) より、 $\gamma = 5/3$ の時、衝撃波面での密度は星間物質の 4 倍となることがわかる。これより、 $V(1)$ 、 $\Omega(1)$ 、 $\Pi(1)$ はそれぞれ

$$V(1) = \frac{4}{5} \frac{1}{\gamma + 1} \quad (2.53)$$

$$\Omega(1) = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (2.54)$$

$$\Pi(1) = \frac{4}{25} \frac{1}{\gamma + 1} \quad (2.55)$$

となる。よって衝撃波面後面の速度 $v(R, t)$ 、密度 $\rho(R, t)$ 、圧力 $P(R, t)$ 、温度 $T(R, t)$ は

$$\rho(R, t) = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0 \quad (2.56)$$

$$v(R, t) = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 V_s(t) \quad (2.57)$$

$$P(R, t) = \frac{8}{25} \frac{\rho_0}{\gamma + 1} \xi_0^2 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{2/5} t^{-6/5} \quad (2.58)$$

$$T(R, t) = \frac{m}{k} \frac{8}{25} \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2} \xi_0^2 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{2/5} t^{-6/5} \quad (2.59)$$

となる。 $\gamma = 5/3$ の時、

$$R(t) = 12.5 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{2/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ [pc]} \quad (2.60)$$

$$V_s(t) = 490 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-3/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ [km s}^{-1}\text{]} \quad (2.61)$$

$$T(R, t) = 3.36 \times 10^6 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-6/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{2/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \text{ [K]} \quad (2.62)$$

となる。

放射冷却期

さらに時間が経過すると、衝撃波面で圧縮された星間物質の放射冷却が効き始め、高密度な薄い球殻が形成される。一方、内部は冷却の影響を受けず、高温高圧を保持したまま膨張を続ける。膨張は断熱的では無くなるため、この時期を放射冷却期と呼ぶ。また、この状態が「雪かき」のように見えるため、特にこの時期は圧力駆動雪かき段階とも呼ばれる。

十分な時間経過の後、内部にまで冷却が効くようになると、内部の圧力が低下し球殻は運動量保存則にしたがって膨張する。この段階を運動量保存雪かき段階と呼ぶ。超新星残骸は星間物質と混ざり合いながら徐々にそのエネルギーを散逸し、次第に消失していく。

2.3.2 超新星残骸の分類

超新星残骸は X 線と電波の放射形態の違いでシェル型 (shell-like)、かに星雲型 (Crab-like)、コンポジット型 (composite)、複合形態型 (mixed-morphology) の 4 つに分類される。それぞれの特徴を以下に簡単にまとめる。

分類	X 線放射構造 (熱的・非熱的)	電波放射構造
シェル型 (shell-like)	シェル状 (熱的 + 非熱的)	シェル状
かに星雲型 (Crab-like)	中心集中 (非熱的)	中心集中
コンポジット型 (composite)	シェル状 + 中心集中 (熱的 + 非熱的)	シェル状 + 中心集中
複合形態型 (mixed-morphology)	中心集中 (熱的)	シェル状

シェル型 (shell-like)

X 線放射の形態には、熱的放射と非熱的放射の 2 種類がある。熱的放射とは、超新星爆発に伴う衝撃波により星間物質や爆発噴出物が加熱され、マクスウェルの速度分布に従って運動するプラズマがその温度に相当する X 線放射のことを言う。その一例として熱制動放射がある。一方、非熱的放射とは衝撃波加熱により TeV オーダまで加速された相対論的電子からのシンクロトロン放射である。ここで温度の単位として電子ボルト eV をしばしば使い、1 keV は約 1000 万度である。シェル型の超新星残骸では、これらに起因する X 線放射が球殻 (シェル) 状に広がって見られる。また、GeV オーダまで加速された相対論的電子からのシンクロトロン放射は電波帯域で観測され、これもシェル状に見られる。図 2.6 に有名なシェル状超新星残骸である Tycho(G120.1+1.4) を示す。X 線では緑、黄色の熱的放射と青色の非熱的放射がシェル状に広がっていることがわかる。また赤外線でも赤色で示すようにシェル状に広がっている。

かに星雲型 (Crab-like)

かに星雲型は X 線、電波ともに中心集中した構造を持つ。超新星爆発後、中心に強い磁場を持ち高速回転する中性星であるパルサーが残され、この磁場により非熱的な強い X 線シンクロトロン放射が中心集中に観測される。同様の理由で電波も中心集中に見られる。図 2.7 にかに星雲を示す。青色の X 線、紫色の赤外線で中心集中した形態をしている。高エネルギー電子からの X 線放射は他波長の放射よりも放射期間が短いため、イ

メージの範囲が狭くなっている。

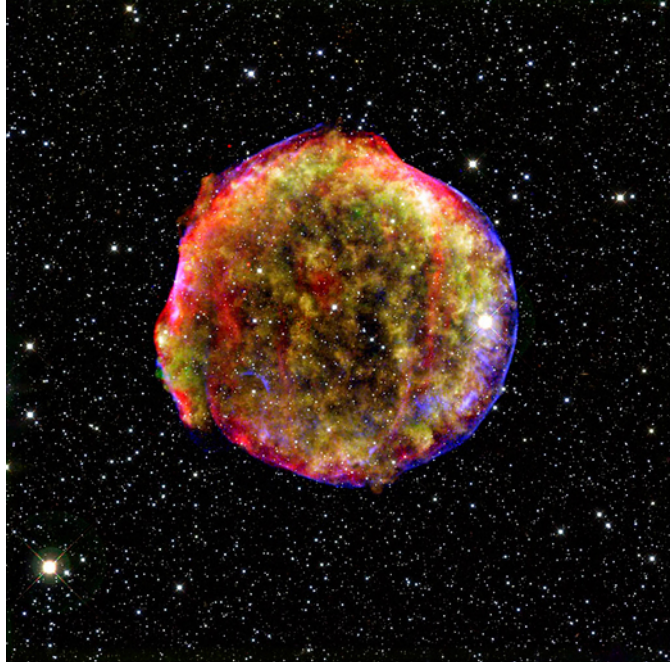


図 2.6: シェル型超新星残骸 Tycho の X 線、赤外線、可視光の混合イメージ (<https://chandra.harvard.edu>)。X 線は緑・黄色の熱的放射と青色の非熱的放射、赤外線は赤色、可視光は白色でそれぞれ表す。



図 2.7: かに星雲型超新星残骸かに星雲の X 線、赤外線、可視光の混合イメージ (<https://chandra.harvard.edu>)。X 線は青色、赤外線は赤色、可視光は白色で表す。

コンポジット型 (Composite)

コンポジット型は、シェル型とかに星雲型の特徴を併せ持った構造をしており、電波、X 線ともにシェル状、中心集中に明るく観測される。図 2.8 にコンポジット型超新星残骸である G11.2 -0.3 を示す。中心集中の放射はかに星雲型同様、パルサーによるシンクロ

トロン放射である。またシェル状の放射はシェル型同様の衝撃波加熱に伴うものである。



図 2.8: コンポジット型超新星残骸 G11.2 -0.3 の X 線と可視光の混合イメージ (<https://chandra.harvard.edu>)。低・中・高エネルギーの X 線はそれぞれ赤、緑、青色、可視光は白色で表す。

複合形態型 (Mixed-Morphology; MM)

複合形態型は電波でシェル状に明るい X 線は中心集中した構造である (Rho&Petre 1998)。中心集中した X 線はかに星雲型、コンポジット型とは異なり熱的な放射である。シェル状の放射は前述のタイプと同様衝撃は加熱に伴うものである。一方、中心集中に明るい X 線は高温プラズマからの熱放射であるが、他のタイプと異なり、何に起因するのかわかっていない。1つの説として、White & Long (1991) では小さな分子雲が存在する環境で超新星爆発が起こり、衝撃波と分子雲が相互作用し蒸発して形成したと考えられている。図 2.9 に複合形態型超新星残骸である W49B(G43.3-0.2) を示す。

このタイプの超新星残骸には W49B 以外にも、W28(G6.4-0.1)、IC443(G189.1+3.0)、G359.1-0.5 などが存在する。構造だけでなく、多くの超新星残骸は分子雲と接触し、それに付随して 1720 Hz の OH メーザーが確認されているなどの多くの共通点があることがわかっている。

2.3.3 超新星残骸のプラズマ進化

超新星残骸には衝撃波により加熱されたイジェクタと星間物質で構成される温度 $\sim 10^6\text{--}10^7$ K 以上の高温プラズマが伴う。このプラズマ状態は 2つの温度、電子温度と電離温度の関係によって特徴付けられる。電子温度は電子の運動エネルギーに相当する温度を表す。一方、電離温度はイオンの電離状態を反映する温度として定義される。つまり、

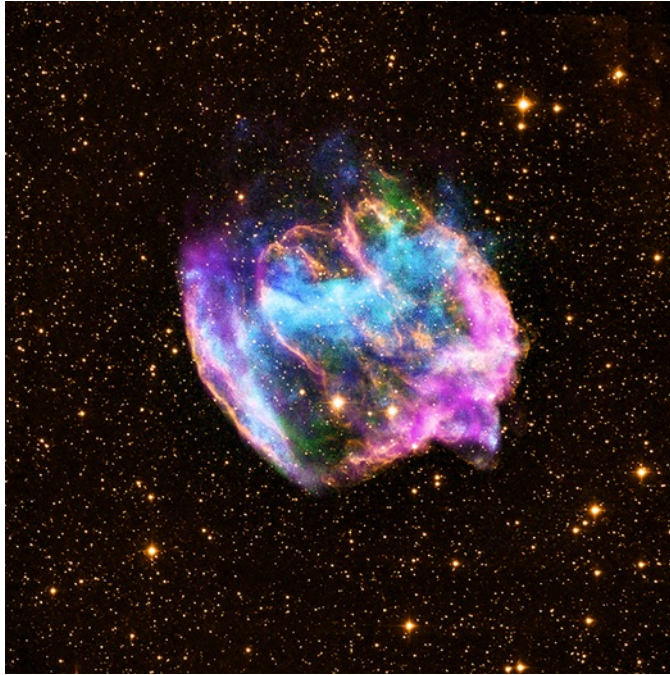


図 2.9: 複合形態型超新星残骸 W49B の混合イメージ (<https://chandra.harvard.edu>)。X線は青色と緑色、赤外線は黄色、電波は桃色でそれぞれ表す。

電離状態が高い (束縛電子数が少なくなる) ほど電離温度は高くなる。

超新星爆発後のプラズマの温度 kT は、構成粒子の質量 m 、および衝撃波速度を V_s として、

$$kT = \frac{3}{16} m V_s^2 \quad (2.63)$$

$$\sim 200 \left(\frac{m}{m_p} \right) \left(\frac{V}{10000 \text{ km/s}} \right)^2 \text{ [keV] (陽子)} \quad (2.64)$$

$$\sim 0.2 \left(\frac{m}{m_e} \right) \left(\frac{V}{10000 \text{ km/s}} \right)^2 \text{ [keV] (電子)} \quad (2.65)$$

と書くことができる。これより、爆発後には質量の大きいイオン (陽子) の方が電子よりも温度が ~ 2000 倍ほど高い。この後、 10^8 s 程度のタイムスケールでイオンから電子にクーロン衝突によりエネルギーが輸送され、電子の温度が高くなる。

電離優勢プラズマ (Ionizing Plasma; IP)

電子温度が高くなると電子がイオンが衝突した際、イオンの持つ束縛電子を弾き飛ばし電離させることができる。衝突電離を繰り返すことでイオンの電離状態が上昇し、電離温度が上がっていく。この電離が優勢な状態は電離優勢プラズマ (Ionizing Plasma; IP) と呼ばれ、電子温度 $>$ 電離温度である。IP は特に若い超新星残骸で多く見られる。

電離平衡プラズマ (Collisional Ionization Equilibrium; CIE)

超新星残骸のプラズマ密度は非常に希薄 ($\sim 1 \text{ cm}^{-3}$) なため、衝突頻度は非常に小さい。電子による電離と電子がイオンにトラップされる再結合の頻度が釣り合うには $\sim 10^{12-13} \text{ s}$ の長い時間を要する。この電離と再結合の頻度が釣り合った状態は電離平衡プラズマ (Collisional Ionization Equilibrium; CIE) と呼ばれ、電子温度=電離温度である。

2.3.4 過電離プラズマの発見

近年、電離よりも再結合の頻度が高い超新星残骸が X 線天文衛星すざくによって発見された (e.g. Ozawa et al. 2009, Yamaguchi 2009, Ohnishi et al. 2011)。このプラズマ状態は再結合優勢プラズマ、または過電離プラズマ (Recombining Plasma; RP) と呼ばれ、電離温度 > 電子温度である。超新星残骸におけるプラズマは通常、先に述べたように IP を経て CIE へと進化する (図 2.10)。そのため、再結合が電離よりも優勢な状態を作り出すには異なるプラズマ進化のシナリオが必要となる。

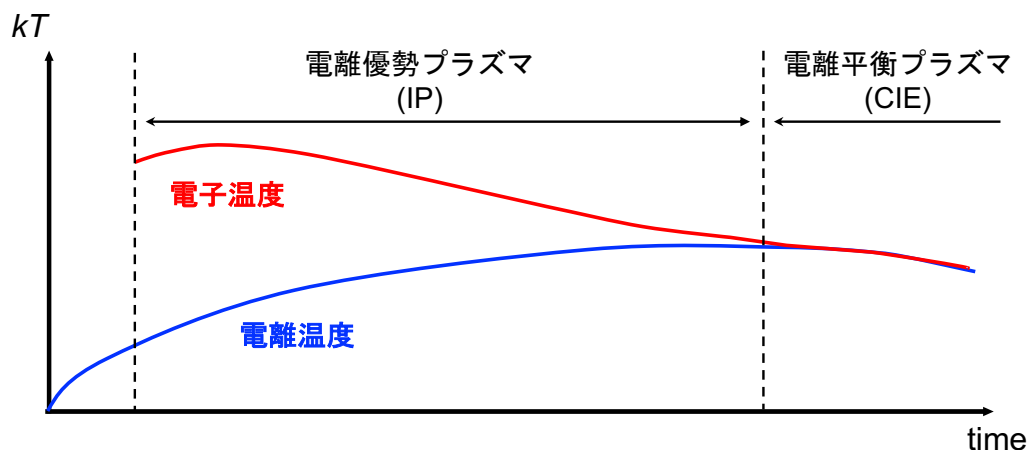


図 2.10: 超新星残骸の標準的なプラズマ進化の概念図。

2.4 過電離プラズマの生成機構

RP では電離温度の方が電離温度よりも高い。そのため、RP を実現するためには「電子温度が下げられる」、もしくは「電離温度が上げられる」ためのシナリオが必要である。RP の起源は電子冷却説と電離促進説の 2 つに大別される。

電子冷却説

電子冷却説には主に熱伝導と断熱膨張がある。

熱伝導は、周囲の分子雲などの冷たい物質と超新星残骸が接触することで電子が冷却されることで RP になるものである (Kawasaki et al. 2002)。分子雲との相互作用により、

近傍の領域から遠方へ徐々に冷却が伝わると考えられる。

一方、断熱膨張はイジェクタが密度差のある環境を運動した時に電子が冷却されることで RP になるものである (Itoh & Masai 1989)。爆発前の恒星は恒星風によりその周囲に外層の物質を撒き散らし、高密度な環境 (星周物質; CSM) を作り出している。このような環境下で超新星爆発を起こすと、イジェクタはまず CSM 内へ突入する。CSM の密度は大きい ($\sim 10^{2-3} \text{ cm}^{-3}$; Shimizu et al. 2012)、急速に電離が進み電離温度が高くなる。イジェクタは CSM を数百年程度で通過し (Shimizu et al. 2012)、希薄な星間物質空間 (ISM) へと抜ける。電離が十分に進んだプラズマは希薄な ISM へと抜ける際の断熱膨張による電子の冷却により RP を形成する。断熱膨張は爆発直後に起こるため、RP の期間は超新星残骸の年齢と同程度となる。

電離促進説

電離促進説は主に光電離と低エネルギー宇宙線によるものがある。光電離は、近傍に位置する天体からの X 線により電離を引き起こすものである。超新星残骸の衝撃波面において陽子や電子などの宇宙線が加速されていることが知られている。この加速された宇宙線 (低エネルギー宇宙線) が超新星内部に入り込み、原子の電離を促す可能性があるが、その証拠は観測されていない。

以上のような説がこれまでに考えられているが、未だに決着がついていない。しかし、RP が見つかっている超新星残骸にはいくつかの共通点があることが分かった。1 つ目の共通点は、RP が見つかっている超新星残骸全てが MM 型であることである (Uchida et al. 2015)。2 つ目の共通点は、ほとんどの超新星残骸の近傍に分子雲が存在し、相互作用していることである (Rho & Petre 1998)。3 つ目の共通点は、GeV–TeV 帯域での放射が観測されていることである。これらの共通点が RP の成因になる可能性がある。

RP を持つ超新星残骸は 10 天体ほど発見されている。天体毎にそれぞれ観測が行われ議論されているが、RP の成因について統一的な描像は得られていない。

第 3 章

対象天体 W28

ここでは本研究の対象天体である W28 の詳細について述べる。

W28 は (銀経, 銀緯)=($6^{\circ}.4, -0^{\circ}.1$) に位置する銀河系内超新星残骸である。W28 は爆発から 3–6 万年程度経過した超新星残骸で (5.8 kyr; Kaspi et al. 1993, 3.3 kyr; Velázquez et al. 2002,)、距離が ~ 2 kpc と比較的近くにある (Velázquez et al. 2002)。また、視直径は ~ 48 分 (~ 30 pc) と大きい。

電波観測より、北東領域で衝撃波と分子雲が作用することで放射される OH メーザー (1720 MHz) (Frail et al. 1994, Classen et al. 1997) と CO 輝線 (Arikawa et al. 1999) が発見され、W28 は分子雲と接触していることが示唆された。また中性水素 (HI) ガスの調査では、W28 の周囲には大質量の HI シェル ($1200\text{--}1600M_{\odot}$) が形成されていることから、W28 は密度の大きな環境で進化したと考えられる (Velázquez et al. 2002)。

Nobukawa et al. (2018) ではすざく衛星の観測データより、強い中性鉄輝線が検出されたことを報告した (図 3.1)。中性鉄輝線の放射過程は第 1 章で述べた通り、電子の内殻電離に伴って起こる蛍光放射である。この時に電離を起こす粒子が W28 で加速された MeV 陽子であると主張している。

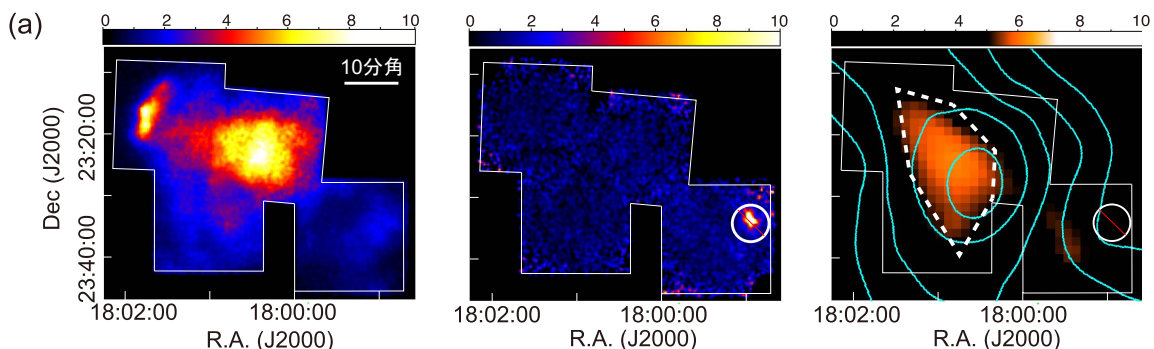


図 3.1: (左)0.5–2 keV、(中)5–8 keV、(右)6.2–6.5 keV 帯域のイメージ (Nobukawa et al. 2018)。(右) 水色のコントアは 37.5 km s^{-1} の HI 輝線 (Velázquez et al. 2002)。Nobukawa et al. (2018) は白破線の領域から中性鉄輝線を検出した。

X 線観測では、ROSAT 衛星、あすか衛星の観測結果から、図 3.2 に示すように W28 は中心集中した X 線放射と北東においても明るい構造が確認された (Rho & Borkowski 2002)。また、北東と南西においてシェルが形成していることが分かっている。Rho &

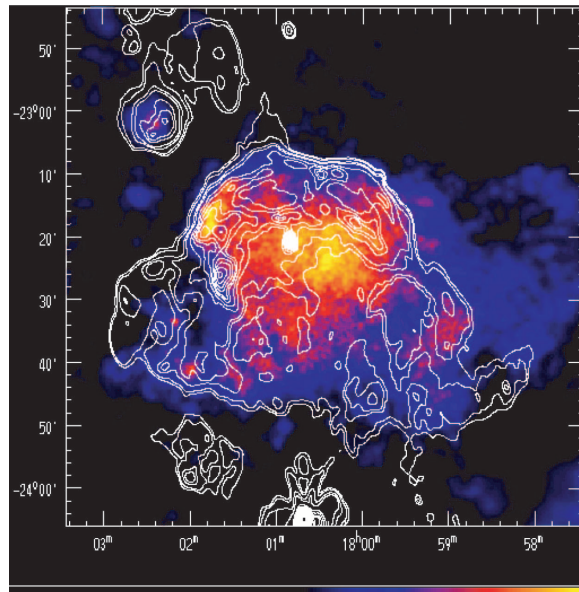


図 3.2: ROSAT 衛星に搭載されている PSPC のデータから作成した 0.5–2.4 keV 帯域のイメージ (Rho & Borkowski 2002)。白いコントアは 328 MHz の電波連続波を表す (Dubner et al. 2000)。

Borkowski (2002) では、中心領域の X 線スペクトルは 2 温度モデル ($kT \sim 0.6$ keV、1.8 keV) を要したのに対し、北東と南西シェルのスペクトルは 1 温度モデルで再現された。

Sawada & Koyama (2012) のすざく衛星の観測を使用した中心領域の解析 (観測時間 73 ks) では、W28 が電子温度 ~ 0.4 keV の RP を持つことを初めて報告した。Zhou et al. (2014) では XMM-Newton 衛星のデータを使用して、中心領域と北東領域のスペクトル解析が行われた。中心領域は非平衡プラズマモデルを使用した結果、元素ごとに異なる電離温度が必要であった。さらに、全ての元素における電離温度が電子温度よりも高く、中心領域が RP であることが示唆された。また Okon et al. (2018) においてもすざく衛星のデータを用いて観測を行い、中心領域に加え北東領域でも RP を確認している。一方、北東領域は Rho & Borkowski (2002) とは異なり、2 温度モデル (~ 0.3 keV、 ~ 0.6 keV)、もしくは 1 温度 (~ 0.3 keV) + 非熱的成分 ($\Gamma=0.9-2.4$) を要した。だが中心領域とは異なり、RP の兆候は見られなかった。また、Nakamura et al. (2014) においては北東領域のみの解析を行い、Zhou et al. (2014) 同様 RP の検出はされなかった。

RP の起源については先行研究ごとに異なる議論がされている。Sawada & Koyama (2012) では、現在の電離温度の元素依存性のシミュレーションより (図 3.3)、RP 遷移後の経過時間と W28 の年齢がほぼ一致したことから断熱膨張シナリオが好ましいと主張した。一方、熱伝導シナリオに関しては経過時間と年齢に矛盾は無かったものの、分子雲との位置相関が見られず好ましくないとした。一方で、Okon et al. (2018) では電子温度が分子雲に近い領域ほど低くなっていることから、熱伝導を主張している。さらに、Yamauchi et al. (2021) では RP を持つ超新星残骸 (RP-SNR) と IP を持つ超新星残骸 (IP-SNR) の電子温度の傾向が同じであるが、電離温度は RP-SNR で顕著に高くなっていることが報告されている (図 3.4)。このことは RP の起源が電離促進による可能性を示唆しており、

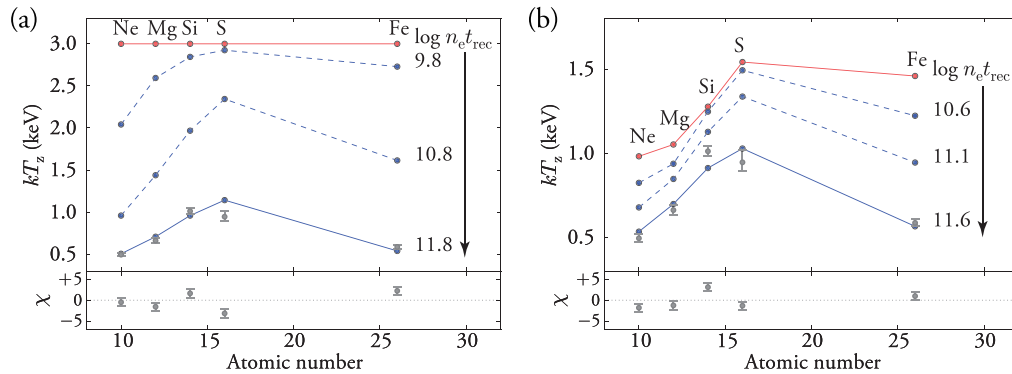


図 3.3: RP における電離温度の時間発展のシミュレーション結果 (Sawada & Koyama 2012)。(a) 全元素の初期電離温度を 3.0 keV に固定、(b)IP における電子温度 10 keV、 $n_{e,t} = 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$ 時の電離温度に固定し、現在の電離温度を実現するための再結合タイムスケールをシミュレーションしている。誤差バーは 1σ 。赤実線が初期状態、青実線がベストフィット結果を示す。

W28 も例外ではない。

以上のように、W28 の RP の起源は統一的な見解がなされていない。また、先行研究毎に異なるスペクトルモデルを使用している。そこで我々は Hirayama et al. (2019) で提案された新たな手法を用いたスペクトル解析により、W28 の RP 起源に迫ることにした。従来のスペクトル解析では、RP が CIE から進化したと仮定し、元素間で電離状態が等しい (電離温度が同じ) モデルを適用して行われてきた。しかし先に書いたように、CIE になるためには 10 万年以上の長い時間を要する。そのため、RP 以前は元素間で電離状態が異なることが予想される。Hirayama et al. (2019) では RP 初期において電離状態が異なることを表現するモデルを提案し、IC443 のスペクトル解析において初めて RP 初期における電離温度の元素依存性を発見した。

また Okon et al. (2018) において、 $\sim 6.7 \text{ keV}$ に強い Fe He α 輝線が見られた。この傾向は ROSAT 衛星、ASCA 衛星を用いた Rho & Borkowski (2002) でも見られたが、どちらの先行研究においてもこの放射起源については言及されていない。そこで我々はこの Fe He α 輝線の分布と、放射体のプラズマ状態を調査することにした。

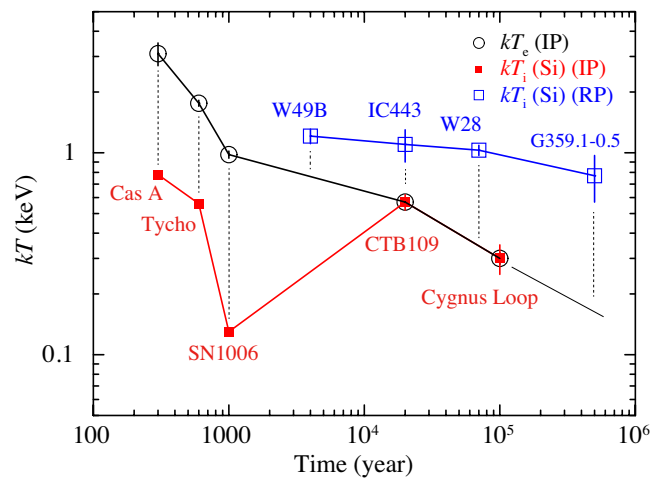


図 3.4: IP-SNR と RP-SNR における電子温度と Si の電離温度の時間発展曲線 (Yamauchi et al. 2021)。黒は電子温度、赤、青はそれぞれ IP-SNR と RP-SNR の Si 電離温度を表す。Si 電離温度が IP-SNR に比べて RP-SNR で顕著に高くなっていることが見て取れる。

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 (Asrtto-E2) は、「はくちょう (1979 年)」、「てんま (1983 年)」、「ぎんが (1987 年)」、「あすか (1993 年)」に続き、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 号ロケットにより打ち上げられた。その外観は直径 2.1 m の八角柱の構体を基本とし、軌道上で鏡筒を伸展後の全長 6.5 m、太陽パネルを広げた時の幅 5.4 m の大きさを持つ。総重量は 1680 kg で、日本の科学衛星のなかでも大きな衛星である。すざく衛星は近地点高度 250 km、遠地点高度 550 km の楕円軌道に投入後、二次推進により高度約 550 km の略円軌道に修正された。衛星は 1 日に地球を 15 周するが、鹿児島県内之浦の地上局と衛星が通信できるのは、そのうちの 5 回のみである。

すざく衛星には 5 つの軟 X 線検出器と 1 つの硬 X 線検出器が搭載されている。軟 X 線検出器は 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 4 台の X 線 CCD カメラ (X-ray Imaging Spectrometer; XIS) と 1 台の X 線撮像分光器 (X-ray Spectrometer; XRS) から構成される。XIS は 0.2–12 keV のエネルギー帯域をカバーし、その分解能は 130 eV である。また、XRS は X 線マイクロカロリメータで、XIS と同程度のエネルギー帯域をカバーするが、そのエネルギー分解能は 6 eV と XIS よりも非常に良い。しかし衛星を打ち上げてすぐの 2005 年 8 月 8 日、XRS の冷却に使用していた液体ヘリウムを消失する事故が発生し、XRS による観測は不可能となってしまった。すざく衛星では、軟 X 線検出器よりもさらに高いエネルギー帯域 (10–700 keV) を検出する硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector; HXD) と XIS4 台で同じ天体を同時に観測することで、0.2–700 keV の広いエネルギー帯で高感度の X 線分光が可能となった。硬 X 線帯ではこれまでで最高の感度を、軟 X 線帯では従来の CCD カメラと比較して高い感度と分解能を実現した。

すざく衛星はバッテリーの経年劣化と故障により 2015 年 8 月に科学運用を終了した。

以下では、本研究で使用するデータを取得した XRT、XIS について説明する。

4.2 X線反射望遠鏡 XRT

すざく衛星には、口径 40 cm の多層薄板 X 線反射鏡が 5 台搭載され、そのうち 4 台がその焦点 (焦点距離 4.75 m) に XIS を置き、1 台が焦点 (焦点距離 4.5 m) に XRS を置

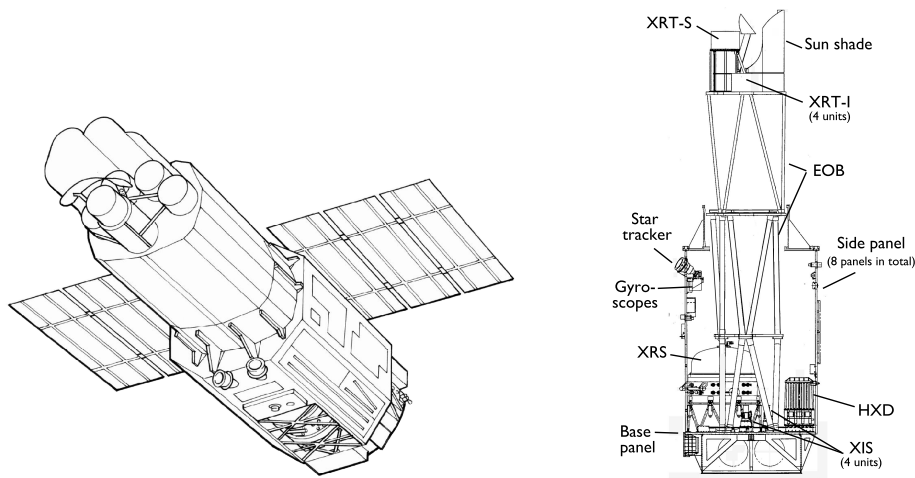


図 4.1: (左) 軌道上のすざく衛星の外観、(右) すざく衛星の内部構造 (Mitsuda et al. 2007)。

く。多層薄板 X 線反射鏡は、厚さ 0.16 mm のアルミホイルを金でコーティングした反射鏡約 170 枚を同心円状に並べたものである。X 線の屈折率 1 よりもわずかに小さいため、全反射が起こる臨界角は 1 度以下と非常に小さい。この条件を満たすよう、Wolter-I 型光学系では回転双曲面と回転放物面の 2 つの反射鏡で X 線を 2 回反射させることで、光軸外での像の収差を小さくしている (図 4.2)。

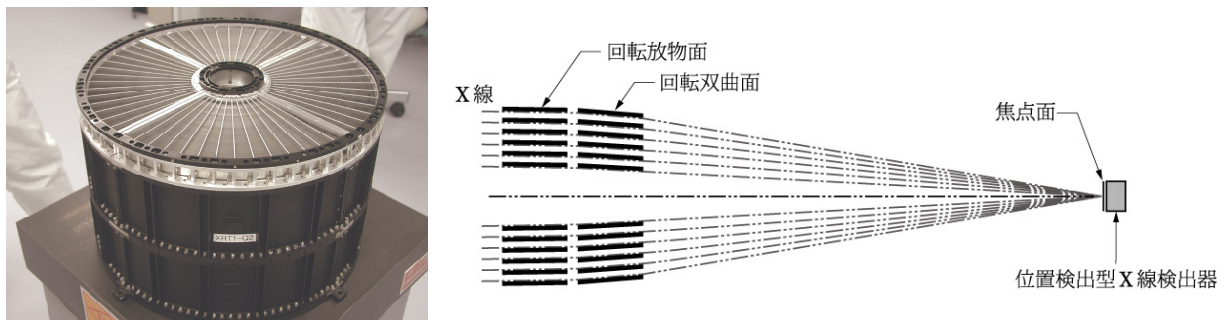


図 4.2: (左)XRT の外観 (Serlemitsos et al. 2007)、(右)Wolter-I 型 X 線望遠鏡。

図 4.2 からわかるように、XRT の 1 つの反射鏡は円周に沿った小さな面積の X 線しかできない。遠方から来る微弱な X 線を効率よく集めるためには、薄い反射鏡を同心円状にたくさん並べ、大きくする必要がある。反射鏡ごとの結像位置は完全には揃わないため空間分解能 (~ 1 分角) が下がる一方で、より大きな集光面積 (6.7 keV で 250 cm^2) を得ることができた。金属面で全反射が起こる臨界角は入射する X 線のエネルギーに反比例して小さくなる。これは焦点距離が一定であるときに、望遠鏡が集光できる面積がエネルギーの 2 乗で小さくなることを意味している。図 4.3 は各 X 線天文衛星の望遠鏡の有効面積を示す。空間分解能は Chandra 衛星で 0.5 秒角、XMM-Newton 衛星で 15 秒角ですざく衛星は劣るが、有効面積は $\sim 1 \text{ keV}$ 以上で Chandra 衛星よりも大きく、XMM-Newton 衛星とは $\sim 5 \text{ keV}$ 以上で同等の大きさとなる。

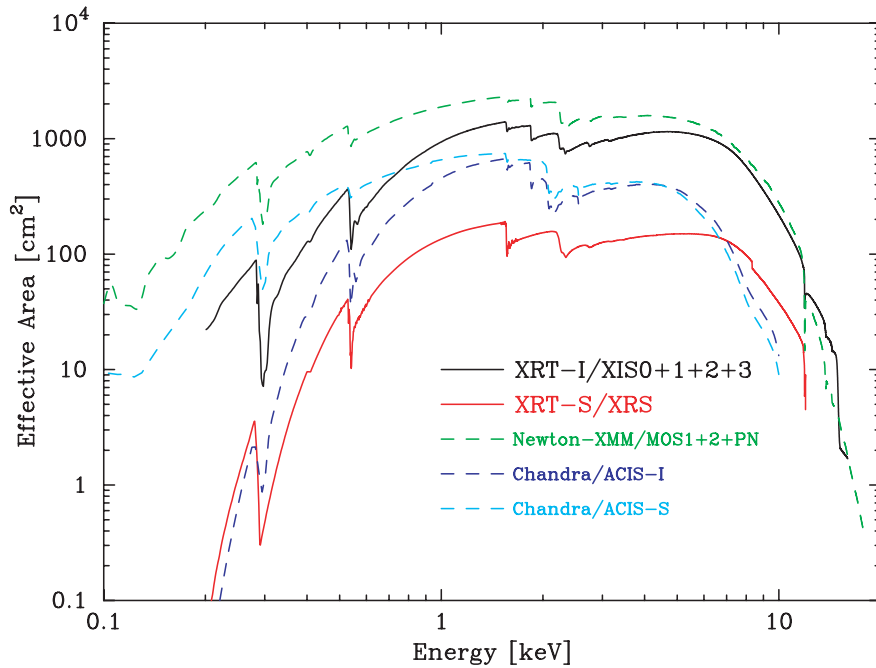


図 4.3: すざく衛星、Chandra 衛星、XMM-Newton に搭載された望遠鏡の有効面積 (Serlemitsos et al. 2007)。実線はすざく衛星搭載の XRT、破線は Chandra 衛星、XMM-Newton 衛星搭載の X 線望遠鏡を示す。ただし、検出器の検出効率等も加味している。

図 4.4 に示すように、XRT の有効面積は視野の中心よりも外側で小さくなる。これは望遠鏡の端ほど X 線の入射角が大きくなり、反射されにくくなるためである。この効果を vignetting 効果と呼ぶ。図 4.4 はかに星雲の観測を用いて、衛星軌道上で実測した結果である。

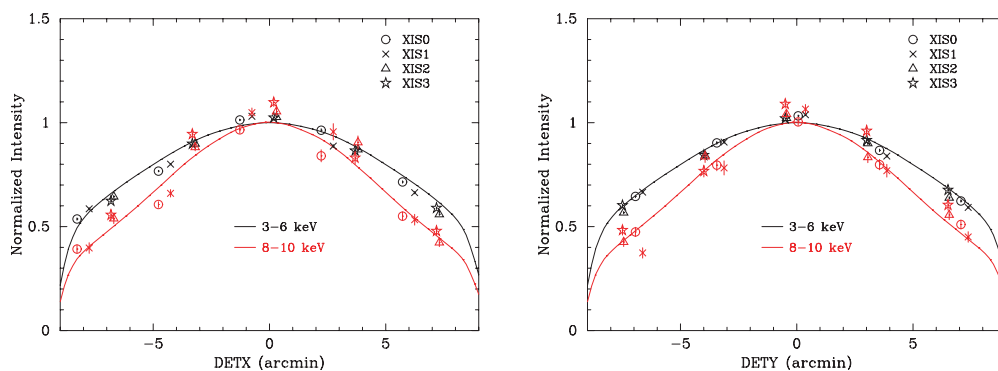


図 4.4: かに星雲の観測で得たデータの 3-6、8-10 keV のにおける vignetting (Serlemitsos et al. 2007)。実線は ray-tracing シミュレーションによるモデルカーブを表す。

XRT には多くの反射鏡が密に並べられてるため、入射 X 線が正規の (2 回反射を起こ

す) 経路以外で反射・散乱する場合がある。これを迷光と呼び、その反射方法として「二次反射」と「裏面反射」がある。これらの経路を図 4.5 に示す。二次反射は (b) のように 1 段目の反射鏡では反射されず、2 段目のみで反射を起こし検出器に到達する。裏面反射では (c) のように 1 段目の反射鏡の裏面で反射した後、正規経路の 2 段目で反射を起こし検出器に到達する。裏面反射は光沢のない面での反射のため、その迷光は二次反射での迷光よりも 5-6 倍程度小さくなる。よって、二次反射を減らすことが重要になる。すざく衛星ではこの迷光を抑えるために望遠鏡前にプリコーメータを搭載することで、搭載前と比べて 90% 以上減少させることに成功した (Mori et al. 2005)。

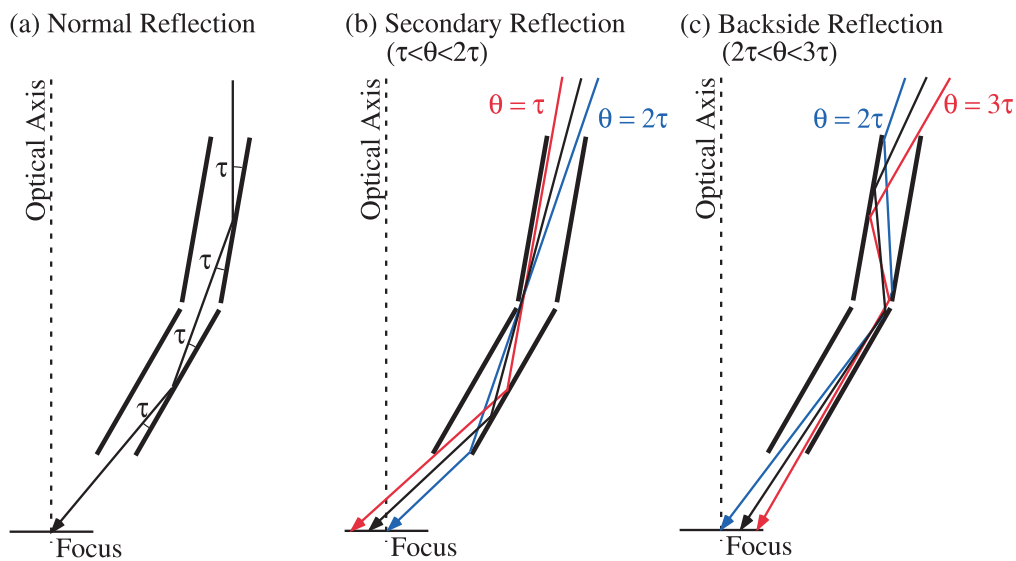


図 4.5: XRT に入射してきた X 線の経路 (Mori et al. 2005)。 (a) 正規の経路、 (b) 二次反射の経路、 (c) 裏面反射の経路。

4.3 X線 CCD カメラ XIS

X線 CCD カメラは、1993 年に打ち上げられた X線天文衛星あすか (SIS) に初めて搭載されて以来、諸外国の X線天文衛星である Chandra (ACIS)、XMM-Newton (PN、EPIC) にも搭載された (図 4.6)。その後も、X線天文衛星ひとみ (Takahashi et al. 2018; Tanaka et al. 2018) など多くの X線天文衛星に搭載される主力装置である。

すざくに搭載された XIS (図 4.6) では X線を検出する CCD は 2次元に配列されたピクセルで構成されている。CCD には $24 \mu\text{m}$ 四方の大きさのピクセルが 1024×1024 個敷き詰められており、その視野サイズは $17.8 \text{分} \times 17.8 \text{分}$ になる。CCD のピクセルに X線が入射すると空乏層で光電吸収が起こり、その結果電子・正孔対を作る。この電子・正孔対の数は入射 X線のエネルギー E に比例しており、 $\sim E/W_{\text{Si}}$ 個となる。ここで W_{Si} は Si の平均電離エネルギーで $\sim 3.65 \text{eV}$ である。この生成する電荷の位置と量を測定することで入射 X線の検出位置とエネルギーを知ることができる。検出器の位置分解能はピクセルサイズ ($24 \mu\text{m}$) によって決まり、比例計数管 ($\sim 100 \mu\text{m}$) と比べて優れている。また、入射 X線はエネルギーが大きいほど透過力が大きくなってしまふ。そのため高エネ

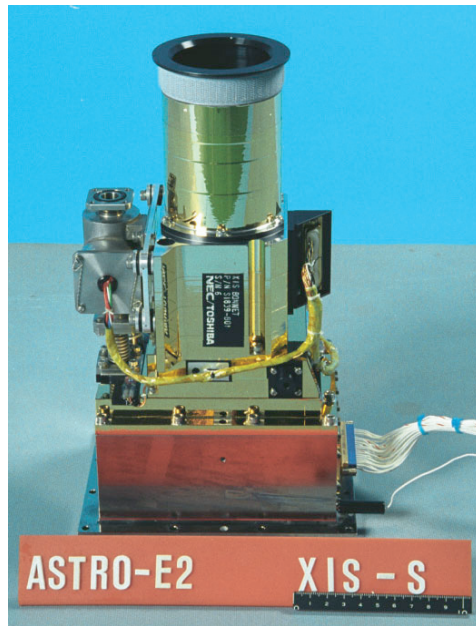


図 4.6: XIS の外観 (Koyama et al. 2007)

ルギーの X 線の検出効率を上げるには、空乏層を厚くする必要がある。

4 台の XIS のうち、3 台 (XIS0, 2, 3) は表面照射型 (front-illuminated; FI)、1 台 (XIS1) は裏面照射型 (back-illuminated; BI) である (図 4.7)。FI-CCD では X 線が電極側から入射する。一部の低エネルギーの X 線は電極や絶縁層で吸収されるため、低エネルギー側での検出効率が下がる。一方、BI-CCD では X 線が電極の逆側から入射する。そのため、BI-CCD の低エネルギーの X 線に対して FI-CCD よりも高い検出効率を得ることができる。しかし、空乏層の厚さは FI-CCD で $\sim 65 \mu\text{m}$ 、BI-CCD で $\sim 42 \mu\text{m}$ と、FI-CCD の方が厚い。そのため、高エネルギーの X 線の検出効率は FI-CCD の方が高くなる。また、XIS のエネルギー分解能は $130 \text{ eV} (@ 5.9 \text{ keV})$ で、時間分解能は 8 秒 (Normal mode) である。さらに、XIS には素子全面を使用する full window モードと一部のみを使用する window モードがある。

CCD は露光される Imaging area と、そこで生成された電荷が輸送される Frame-store region がある。Imaging area では光電吸収により生成された電荷される。この電荷は 8 秒間の露光の後、隣のピクセルにバケツリレー方式で次々と転送され、Frame-store region にあるピクセルに移動し、読み出しノード (Read-out nodes) で読み出される。CCD の受光部 (Imaging area) は 4 つのセグメント (A、B、C、D) に分かれており、それぞれに読み出しノードが存在する。1 つのセグメントは水平方向 256 ピクセル、垂直方向 1024 ピクセルの大きさを持つ。CCD は宇宙空間で宇宙線と作用することで格子欠損が生じる。この格子欠損に電荷がトラップされてしまうため、転送によって電荷が失われる。また、電荷トラップは確率過程のため電荷損失にばらつきが生じ、それ故エネルギー分解能が低下する。これを防ぐために、XIS では予め人工的に電荷 (犠牲電荷) を格子欠損に注入し埋めておくことで、電荷が損失されにくくした (Nakajima et al. 2008)。この機能を Spaced-raw Charge Injection (SCI) と呼ぶ。打ち上げから約 1 年後に SCI を施した結果、XIS のエネルギー分解能は打ち上げ当初のレベルまで回復した (Uchiyama et

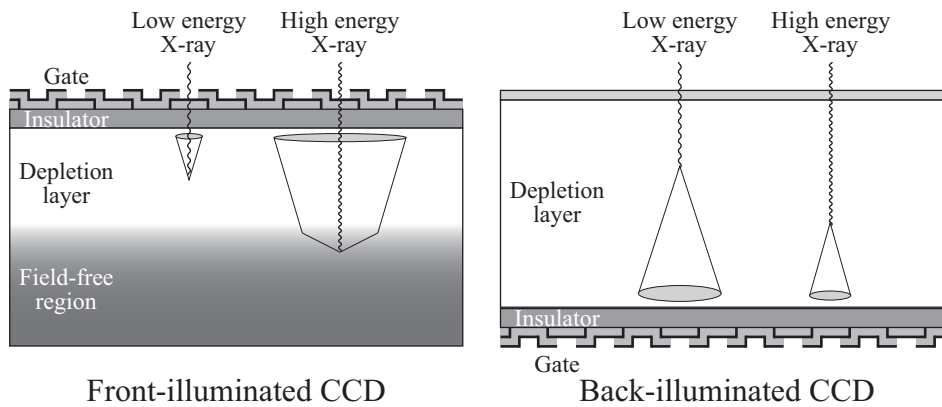


図 4.7: (左)FI、(右)BI の概略図 (鷲野 遼作 修士論文 2016)。

al. 2009)。

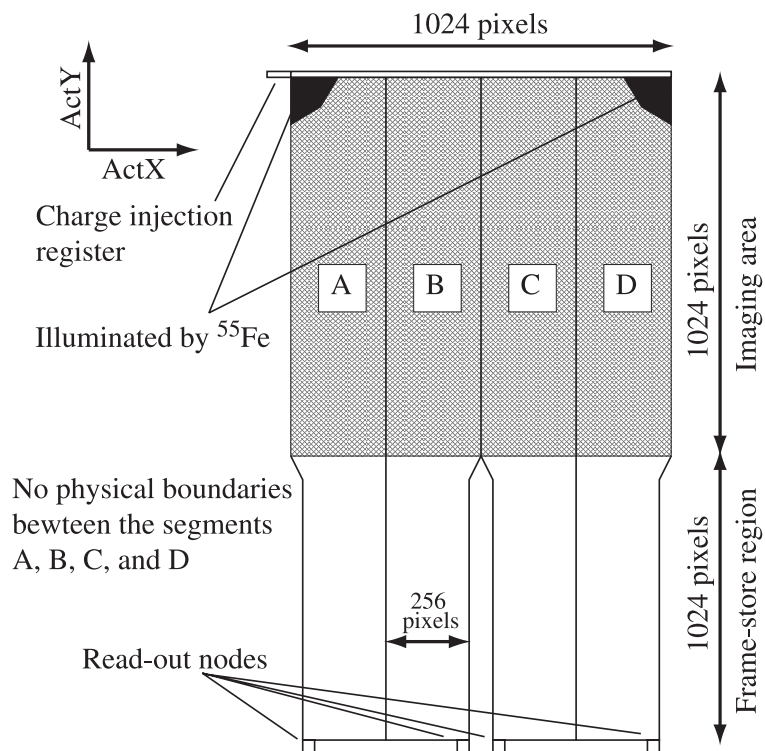


図 4.8: CCD の概略図 (Koyama et al. 2007)。

XIS で得られるデータには、バックグラウンドが含まれる。このバックグラウンドは宇宙 X 線背景放射 (CXB) と非 X 線バックグラウンド (Non X-ray Background; NXB) に大別される。NXB には宇宙線が衛星の構成物質に入射して生じる特性 X 線や、宇宙線が CCD で作るイベントがある。宇宙線の作るイベントは複数のピクセルにまたがって検出

されることが多いため、その広がりから NXB と判定して取り除くことができる (グレード判定法)。この方法でも一部の NXB は X 線イベントとして判定されてしまうので、これを除去するために太陽光に照らされていない地球 (夜地球) のデータから NXB を見積もる。図 4.9 に FI-CCD(XIS0) と BI-CCD(XIS1) の NXB スペクトルを示す。FI-CCD と BI-CCD の NXB は大きく異なることがわかる。これは BI-CCD の空乏層が FI-CCD よりも薄く宇宙線との作用が小さくなり、その結果生成される電荷が少なく X 線イベントとの区別がつきにくくなってしまっているからである。FI-CCD は全体としてカウント率が低く ($\sim 10^{-8}$ 以下)、BI-CCD では特に ~ 7 keV 以上で高くなっている。XIS1 で取得されたデータは特に高エネルギー帯 (~ 6 keV) で NXB が顕著となるため、今回の XIS1 のデータ解析では 6 keV 以上のエネルギー帯域は使用しない。

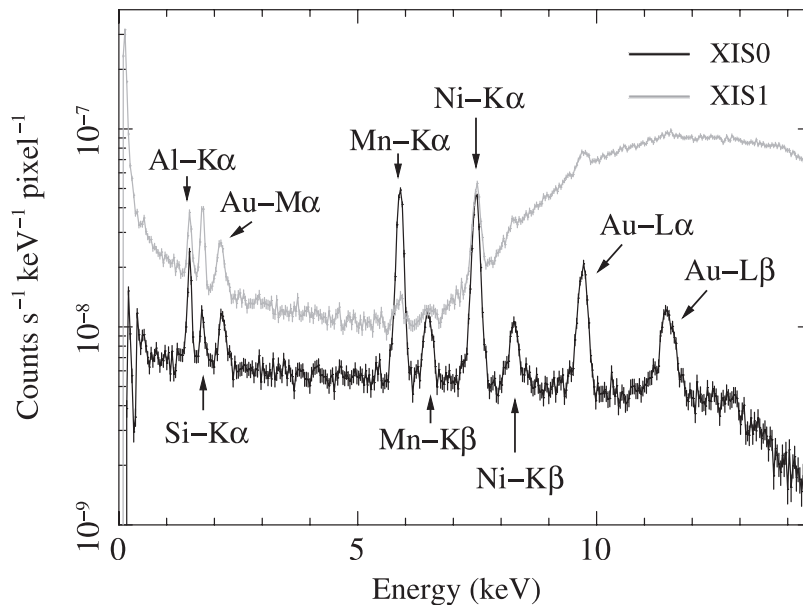


図 4.9: XIS0、XIS1 の NXB スペクトル (Tawa et al. 2008)。

すざく衛星の大きな特徴は、バックグラウンドレベルの低さである。図 4.10 に各衛星のバックグラウンドのカウント率を示す。最もバックグラウンドが低いのはあすか衛星の SIS であるが、すざく衛星の XIS もこれに匹敵するほど低いことがわかる。すざく衛星の持つこのバックグラウンドレベルと良好なエネルギー分解能 (~ 130 eV) の 2 つの特徴は、広がった天体である超新星残骸の観測には適している。そのため、本研究ではすざく衛星のデータを使用して解析を行うこととした。しかし、2006 年 11 月に XIS2 が、2009 年 6 月には XIS0 の一部が不具合により使用できなくなった (<http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2007-08.pdf>; <http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2010-01.pdf>)。

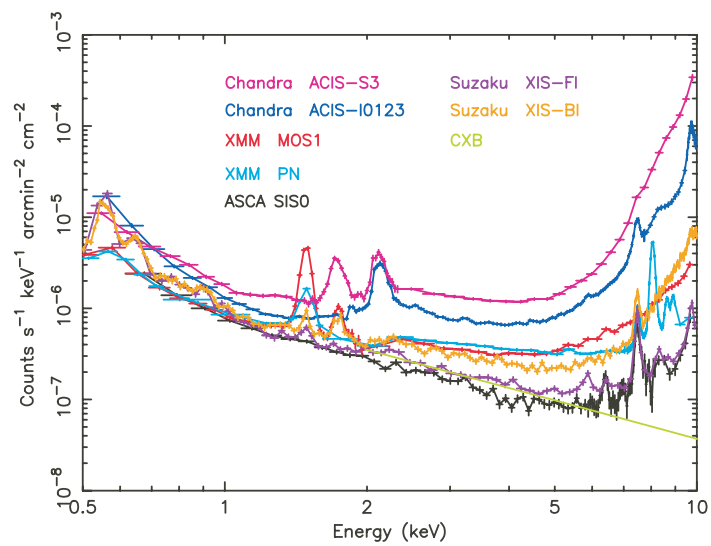


図 4.10: 各衛星の有効面積と視野で規格化したバックグラウンドのカウント率 (Mitsuda et al. 2007)。ASCA、Chandra、XMM-Newton は Katayama et al. (2004) のデータを使用している。

第 5 章

解析方法と結果

5.1 観測とデータ処理

本研究では、X 線天文衛星すざくに搭載されている XIS で取得された観測データを使用した。全ての観測は XIS 全面を使用する full window モードで行われた。今回使用した観測データの詳細を表 5.1 にまとめた。

表 5.1: 観測データ

ターゲット名	観測 ID	観測開始日時	(R.A, Dec)	観測時間
W28_CENTER	505005010	2010-04-03 07:23:22	(270°.0750, - 23°.3667)	73.0 ks
W28_EASTSHELL	505006010	2011-02-25 10:54:11	(270°.3570, - 23°.2917)	100 ks
W28WEST	506036010	2011-10-10 01:23:59	(269°.8333, - 23°.6000)	151 ks
W28_SOUTH	508006010	2014-03-22 23:51:25	(270°.2548, - 23°.5603)	40.9 ks
W28_SOUTH	508006020	2014-10-08 11:09:50	(270°.2548, - 23°.5603)	61.7 ks
HESS J1804-216	500008010	2006-04-07 11:49:16	(270°.9600, - 22°.0244)	40.7 ks

XIS は 3 台の FI-CCD(XIS0, 2, 3) と 1 台の BI-CCD(XIS1) で構成されている。しかし、2006 年 11 月に XIS2 が、2009 年 6 月には XIS0 の一部が不具合により使用できなくなった (4.3 節)。

解析ツールとして NASA が公開している HEASoft 6.27 を使用した。NXB は xis-nxbgen(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解析ソフト XSPEC version 12.12.0、SPEX version 3.06.01 を使用した。

5.2 X 線イメージ

図 5.1 は NXB を差し引き、vignetting 補正をした 0.5–4 keV(軟 X 線帯域) の X 線イメージを示す。軟 X 線帯域での分布は、中心でその輝度がピークとなり、北東方向に伸びていることがわかる。また ROSAT 衛星の観測と同様、北東領域で明るくなっていることがわかる (Rho & Borkowski 2002)。

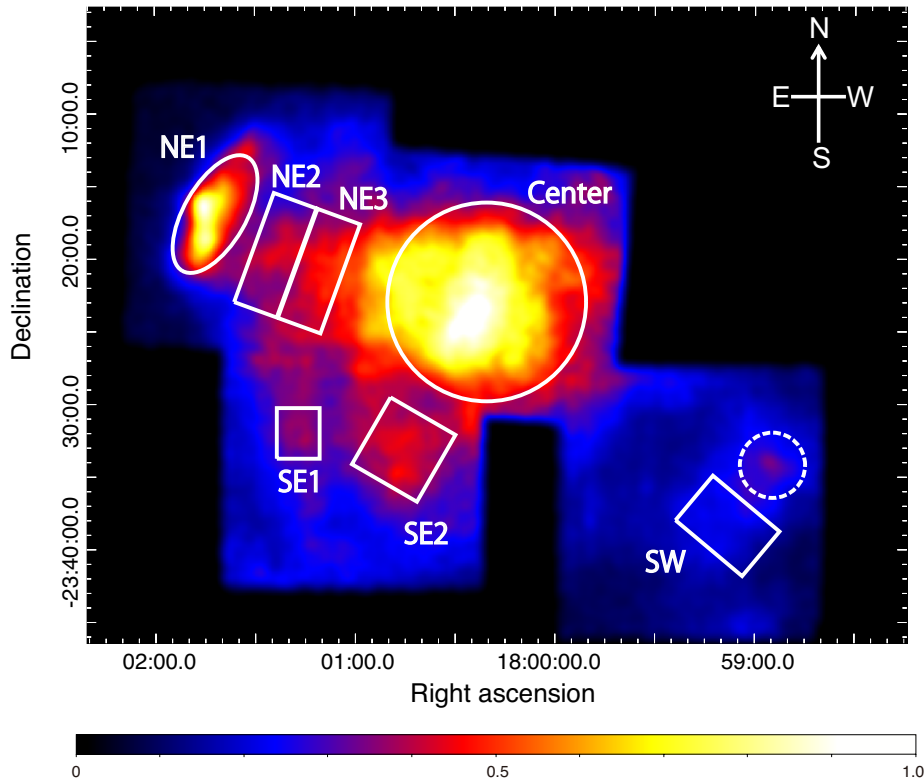


図 5.1: W28 の 0.5–4 keV イメージを示す。NXB を引き、vignetting 効果の補正もしてある。白実線は source 領域を表し、ここからスペクトルを取得した。白破線には点源が存在しているため、この領域は使用しない。

5.3 解析に使用するモデル

解析ソフト XSPEC のモデルについて説明する。

Phabs

星間物質による吸収量を表すモデル。吸収断面積は Balucinska-Church & McCammon (1992) を参照している。フリーパラメータは水素柱密度 N_{H} である。

APEC

CIE プラズマのモデルである。主なパラメータは電子温度 kT_e 、元素の存在量 (アバundance)、規格化定数 Normalization である。太陽のアバundanceを表 5.2 に示す。Normalization は以下の式で表される。

$$\text{Normalization} = \frac{10^{-14}}{4\pi D^2} \int n_e n_H dV \quad (5.1)$$

D 、 n_e 、 n_H 、 V はそれぞれ天体までの距離 (cm)、電子密度 (cm^{-3})、水素密度 (cm^{-3})、プラズマ体積 (cm^3) を表す。

Powerlaw

べき型関数モデルを表す。主なパラメータは光子指数 Γ 、規格化定数 Normalization (photons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ @1 keV) である。

Gaussian

ガウス関数モデルを表す。主なパラメータは輝線中心エネルギー E 、輝線幅 σ 、規格化定数 Normalization (photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{arcmin}^{-2}$) である。

REDGE

RRC モデルを表す。主なパラメータは電子温度 kT_e 、エッジエネルギー、Normalization (photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) である。

Bremss

熱制動放射モデルを表す。主なパラメータは電子温度 kT_e 、Normalization (photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) である。

RNEI, NEIJ

電離非平衡プラズマのモデルである。主なパラメータは電子温度 kT_e 、初期電離温度 $kT_i(z)$ 、アバundance、電離 (再結合) タイムスケール $n_e t$ 、赤方偏移 z 、規格化定数 Normalization (cm^{-5}) である。電離 (再結合) タイムスケール $n_e t$ は電子密度 n_e と経過時間 t の積で表されるパラメータで、プラズマの進化を表す。 $n_e t \sim 10^{12-13} \text{s cm}^{-3}$ になると電離平衡 (CIE) となる。 n_e が大きくなると電子とイオンの相互作用する頻度が大きくなるため、CIE になるまでの時間が短くなる。

5.4 W28 のバックグラウンドの見積もり

取得された X 線スペクトルには、天体由来 (W28) の X 線の他に他天体からの X 線が含まれている。そのバックグラウンドを見積もるために、天体以外からバックグラウンド領域を選択する必要がある。ただし天体のスペクトルからバックグラウンドスペクトルを引き算すると、誤差の伝播により統計誤差が大きくなってしまふ。そのため、本研究ではバックグラウンドに関する先行研究の結果を踏まえたモデル化を行うことで、誤差を低減させる手法を採用する。

W28 は銀河中心近くの銀河面に位置しているため、バックグラウンドは銀河リッジ X 線放射 (Galactic Ridge X-ray Emission; GRXE; Uchiyama et al. 2013) の寄与が大きい。加えて、前景放射 (Foreground Emission; FE) と宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray

表 5.2: 太陽における元素組成比

Z	元素	アバundance [‡]						
1	H	1.00	11	Na	2.14×10^{-6}	21	Sc	1.26×10^{-9}
2	He	9.77×10^{-2}	12	Mg	3.80×10^{-5}	22	Ti	9.77×10^{-8}
3	Li	1.45×10^{-11}	13	Al	2.95×10^{-6}	23	V	1.00×10^{-8}
4	Be	1.41×10^{-11}	14	Si	3.55×10^{-5}	24	Cr	4.68×10^{-7}
5	B	3.98×10^{-10}	15	P	2.82×10^{-7}	25	Mn	2.45×10^{-7}
6	C	3.63×10^{-4}	16	S	1.62×10^{-5}	26	Fe	4.68×10^{-5}
7	N	1.12×10^{-4}	17	Cl	3.16×10^{-7}	27	Co	8.32×10^{-8}
8	O	8.51×10^{-4}	18	Ar	3.63×10^{-6}	28	Ni	1.78×10^{-6}
9	F	3.63×10^{-8}	19	K	1.32×10^{-7}	29	Cu	1.62×10^{-8}
10	Ne	1.23×10^{-4}	20	Ca	2.29×10^{-6}	30	Zn	3.98×10^{-8}

‡ 水素を 1 とした場合の各元素の個数比。

Background; CXB) も W28 のバックグラウンドに寄与する。

銀河リッジ X 線放射 (GRXE)

GRXE は銀河面に沿った広がった放射である (Warwick et al. 1985; Koyama et al. 1986)。その特徴として 3 つの鉄輝線、中性鉄 (FeI K α) 輝線 (E \sim 6.4 keV)、He 状鉄 (Fe He α) 輝線 (E \sim 6.7 keV)、H 状鉄 (Fe Ly α) 輝線 (E \sim 7.0 keV) が存在する。GRXE の起源として、銀河面上に真に広がったプラズマである「プラズマ説」と分解できない暗い X 線天体の重ね合わせである「点光源説」 (Revnivtsev et al. 2009) が考えられているが、未だ議論が続いている。GRXE は $kT_e = 1.33$ keV の低温プラズマ (Low Temperature Plasma; LP)、 $kT_e = 6.64$ keV の高温プラズマ (High Temperature Plasma; HP)、FeI K 輝線を放射する冷たい物質 (Cold Matter; CM) で構成される (Uchiyama et al. 2013)。GRXE は以下のモデルで表される。

$$\begin{aligned} \text{GRXE} = & Phabs(\text{GRXE}) \times (\text{VAPEC}(\text{LP}) + \text{VAPEC}(\text{HP})) \\ & + Phabs(\text{CM}) \times (\text{Powerlaw} + \text{Gaussian}(\text{FeI K}\alpha) + \text{Gaussian}(\text{FeI K}\beta)) \end{aligned} \quad (5.2)$$

ここで Uchiyama et al. (2013) に従い、GRXE 領域に高密な分子雲が存在しないことから $N_{\text{H}(\text{CM})}$ は 0 に固定した。

前景放射 (FE)

FE は銀河面よりも手前にあるプラズマ、もしくは天体からの放射である。Uchiyama et al. (2013) によると、星間吸収 $N_{\text{H}(\text{FE})} = 5.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ で温度が 0.09 keV、0.59 keV を持つ 2 成分の CIE モデルで表される。

$$\text{FE} = N_{\text{H}(\text{FE})} \times (\text{APEC}(\text{low}) + \text{APEC}(\text{high})) \quad (5.3)$$

宇宙 X 線背景放射 (CXB)

CXB は遠方に存在する多数の活動銀河核の重ね合わせであると考えられている、一様で等方的な放射である。Kushino et al. (2002) では、CXB をべき関数モデルを用いてフィットを行い、光子指数 $\Gamma = 1.412 \pm 0.007 \pm 0.025$ 、2–10 keV での平均フラックス $(6.38 \pm 0.04 \pm 0.64) \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (それぞれ 1σ での統計誤差と系統誤差) と見積もった。

$$\text{CXB} = N_{\text{H}(\text{CXB})} \times \text{Powerlaw} \quad (5.4)$$

CXB は銀河外からの放射であることから、Uchiyama et al. (2013) に従い $N_{\text{H}(\text{CXB})}$ は $N_{\text{H}(\text{GRXE})}$ の 2 倍とした。

以上のモデルを用いて、バックグラウンドモデルを作成する。FE の各パラメータは Uchiyama et al. (2013) の値に固定し、Normalization のみフリーパラメータとした。GRXE は、 $N_{\text{H}(\text{GRXE})}$ 、LP と HP の Normalization、CM の FeI $K\alpha$ 輝線の強度をフリーパラメータとし、FeI $K\beta$ の強度は FeI $K\alpha$ の 0.125 倍にした (Kaastra & Mewe 1993)。CXB の強度は Kushino et al. (2002)、Uchiyama et al. (2013) に倣って算出した。

2つの先行研究 Sawada & Koyama (2012) と Okon et al. (2018) では選択したバックグラウンド領域が異なっていた。そこでまず、どちらの先行研究の領域が望ましいかを検討した。

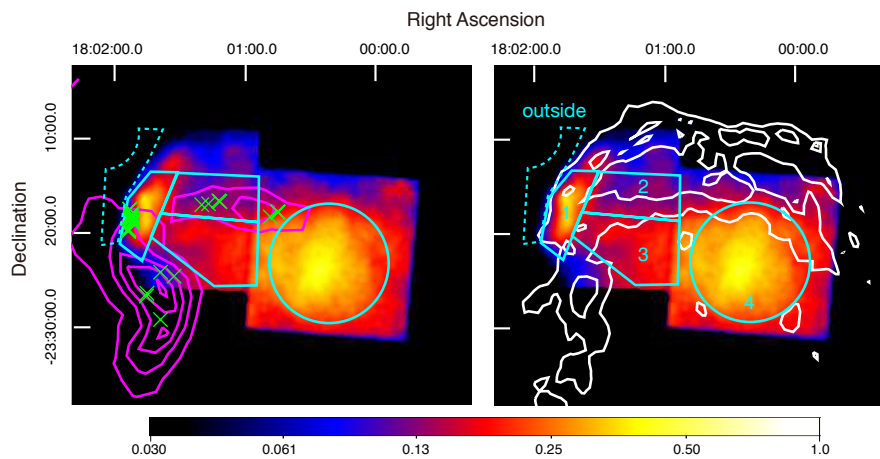


図 5.2: XIS で取得された W28 の北東、中心部分の 0.65–4.0 keV の X 線イメージ (Okon et al. 2018 より引用)。マゼンタのコントアは NANTEN2 で観測した ^{12}CO の輝線を表し、緑のバツは OH メーザー (1720 Hz) のスポットを表す (Claussen et al. 1997)。白のコントアは VLA で観測した 325 MHz の電波連続波を表す。図中破線が outside 領域である。

初めに Okon et al. (2018) に倣って、W28 の北東領域の外側である outside 領域からスペクトルを取得した (図 5.2)。図 5.3 に outside 領域のスペクトルを示す。バックグラウンドモデルでフィットした結果、 $\sim 2 \text{ keV}$ 以下においてスペクトルの超過が見られた。

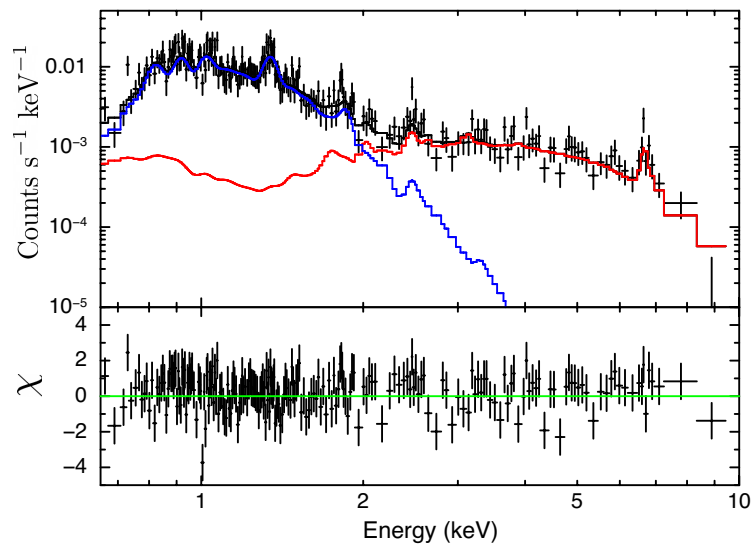


図 5.3: outside 領域から取得した 0.65–10 keV バンドの X 線スペクトル。横軸は X 線 1 個のエネルギー、縦軸は X 線のカウント数を表す。図下は、データとモデルの差である残差を表す。赤、青実線はそれぞれバックグラウンド、SNR モデルを表す。

この形状が W28 のスペクトルに類似しているため、W28 の明るい部分からの漏れ込みである可能性がある。そこで、W28 のスペクトルが outside のスペクトルの 1–2 keV を説明できるかを調べた。W28 のスペクトルモデルは Okon et al. (2018) のものを参照した。その結果、図 5.3 で示す通り、1–2 keV の構造は W28 のスペクトルモデルで説明できることが分かった。

図 5.1 に見られるように、W28 は soft バンドにおいて明るく輝いているため、 ~ 2 keV 以下のバックグラウンドレベルを正確に評価できないことは W28 のスペクトル解析に支障をきたし得る。そのため次に Sawada & Koyama (2012) で用いられた W28 の隣の視野である、HESS J1804-216 を調査した。全エネルギー帯域の X 線イメージを図 5.4 に示す。視野の上部の点源以外に明るい天体は見つからなかった。そこで、図 5.4 の円領域からスペクトルを取得した。outside のスペクトルと 1–2 keV 帯域の形状が異なり、先行研究 (Uchiyama et al. 2013) のスペクトルに良く似ている。バックグラウンドモデルでフィットした結果を図 5.5 に示す。outside 領域のスペクトルとは異なり、HESS J1802-216 のスペクトルはバックグラウンドモデルで概ね再現することができた。ベストフィット値は表 5.3 にまとめた。以降の W28 の解析では、このバックグラウンドモデルを使用する。

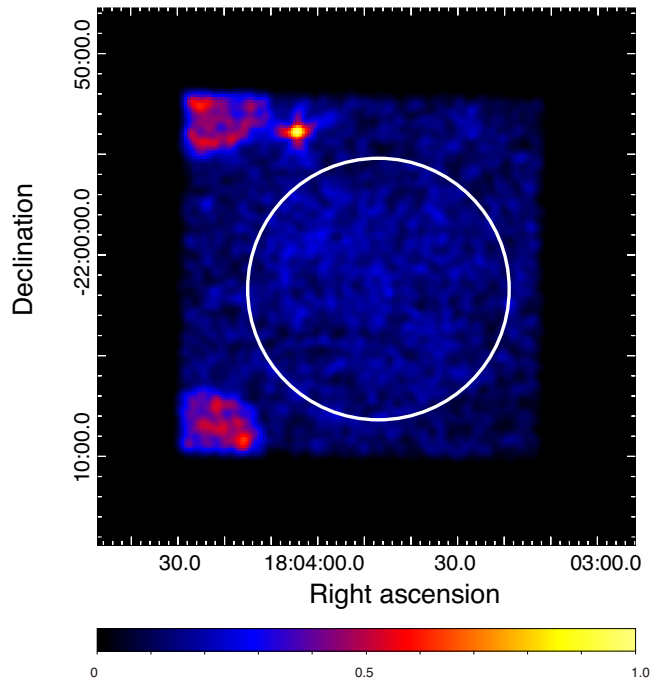


図 5.4: XIS0 で取得された HESS J1804-216 の全エネルギーバンドの X 線イメージ。図中実線円からスペクトルを取得した。左上、左下の構造は、較正用線源からの X 線が照射されているものであり、天体由来ではない (図 4.8)。

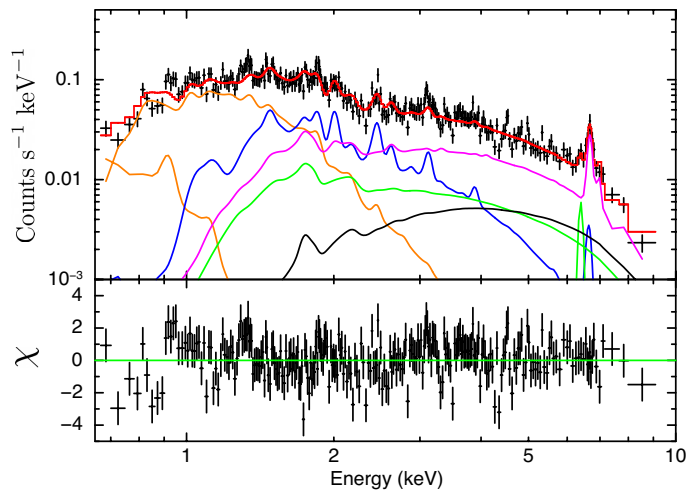


図 5.5: HESS J1804-216 の 0.65–10 keV バンドの X 線スペクトル。横軸は X 線 1 個のエネルギー、縦軸は X 線のカウント数を表す。図下はデータとモデルの差である残差を表す。オレンジ、青、マゼンタ、緑、黒の実線はそれぞれ FE、LP、HP、CM、CXB のモデル線を表す。赤実線はバックグラウンドモデルを表す。

表 5.3: バックグラウンドモデルのベストフィット値

成分	パラメータ	値
FE _{low}	kT_e (keV)	0.09 (fixed)
	Z_{all} (solar)	0.05 (fixed)
	Normalization [†]	1.4 ± 0.2
FE _{high}	kT_e (keV)	0.59 (fixed)
	Z_{all} (solar)	0.05 (fixed)
	Normalization ($\times 10^{-3}$) [†]	$5.6^{+0.3}_{-0.4}$
LP	kT_e (keV)	1.33 (fixed)
	Z_{Ar} (solar)	1.07 (fixed)
	Z_{other} (solar)	0.81 (fixed)
	Normalization ($\times 10^{-3}$) [†]	$2.7^{+0.5}_{-0.6}$
HP	kT_e (keV)	6.64 (fixed)
	Z_{Ar} (solar)	1.07 (fixed)
	Z_{other} (solar)	0.81 (fixed)
	Normalization ($\times 10^{-3}$) [†]	1.6 ± 0.2
CXB	N_{H} ($\times 10^{22}$ cm ⁻²)	4.4 (fixed)
	光子指数	1.41 (fixed)
	Normalization ($\times 10^{-4}$) [‡]	1.1 (fixed)
$\chi^2/\text{d.o.f}$		582/409=1.42

[†] Normalization = $\frac{10^{-14}}{4\pi D^2} \int n_e n_{\text{H}} dV$ 、ここで D 、 z 、 n_e 、 n_{H} 、 V はそれぞれ天体までの距離、赤方偏移、電子密度、水素密度、X線放射体積を表す。単位は photons s⁻¹ cm⁻² keV⁻¹。

[‡] 単位は 1 keV において photons s⁻¹ cm⁻² keV⁻¹。

5.5 空間分解したスペクトル解析

W28 はその視直径が ~ 48 分と大きく、北東部に分子雲が存在するなど位置によって環境が異なる。そこで図 5.1 に示すように、W28 から 7 個の領域を選択して空間分解することにした。領域の名前は北東領域でそれぞれ NE1、NE2、NE3、南東領域で SE1、SE2、中心領域で Center、南西領域で SW である。上述したように、先行研究において Center と北東領域の NE1、NE2、NE3 で RP が報告されているが、そのほかの領域では RP は確認されていない。

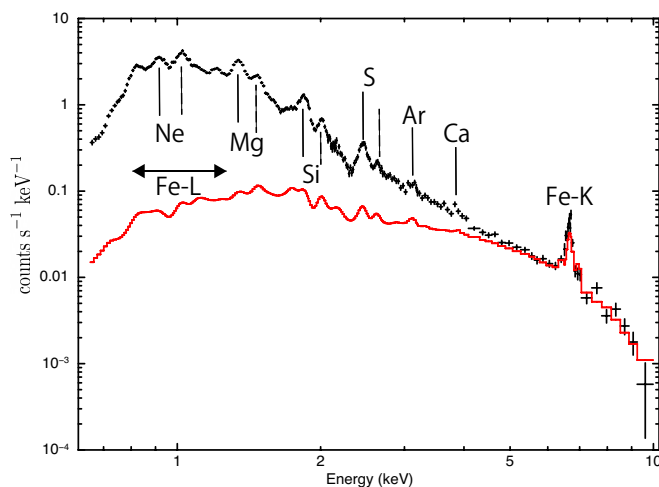


図 5.6: XIS0 と 3 で取得された Center の 0.65–10 keV における X 線スペクトル。赤実線はバックグラウンドモデルを表す。黒の実線と破線はそれぞれ各元素の He α と Ly α 輝線のエネルギー中心を表す。

5.5.1 Center のスペクトル解析

まず初めに最も明るく輝いている Center のスペクトル解析を行った。図 5.6 に NXB を差し引き、作成したバックグラウンドモデルを重ねた 0.65–10 keV 帯域の Center スペクトルを示す。特に ~ 5 keV 以下において W28 の過剰が見られる。

まず、従来の RP が CIE から進化したと仮定した、RP 初期の電離温度 (kT_i) が元素間で共通のモデル ($1-kT_i$) でスペクトルフィットを行った。主なフリーパラメータは N_H 、 kT_e 、RP 初期の電離温度 kT_i 、再結合タイムスケール $n_e t$ 、Normalization である。図 5.6 に示すように、W28 では Ne、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe の輝線が顕著に見られる。そのため、これらの元素と Ni のアバundance をフリーパラメータとし、他の元素は太陽値 (1 solar) に固定した。プラズマモデル (*APEC*、*RNET*)、および吸収モデル (*Phabs*) に用いる元素組成は表 5.2 のものを用いた (Anders & Grevesse 1989)。ISM からの X 線放射は W28 からの放射に比べて寄与が小さく、詳細な調査が困難であるため、Hirayama et al. (2019) と同様 *APEC* を用いた。また、 ~ 0.8 keV、 ~ 1.2 keV (e.g. Nakashima et al. 2013)、 ~ 6.4 keV (Okon et al. 2018, Nobukawa et al. 2018) に *Gaussian* を加えた。

～0.8、～1.2 keV は Fe-L 輝線に対応しており、現在のプラズマモデルにはこの成分が不足している。フィットの結果、大きな残差が見られスペクトルを再現できていないことがわかった ($\chi^2/\text{d.o.f.}=1602/428$)。特に ～2.5 keV、～3.2 keV に見られる残差はそれぞれ Si He 状 RRC、S He 状 RRC に対応しており、これら元素の電離状態を正しく再現できていないことを示す。このことから全ての元素の電離状態は不等で、元素ごとに電離温度が異なる可能性がある。

そこで次に、Hirayama et al. (2019) で提案された RP が CIE ではない状態からの遷移を仮定し、RP 初期において電離温度が元素間で異なる Multi- $kT_i(z)$ モデル (以降 RP1) でスペクトルフィットを行った。

$$\text{RP1} = \text{Phabs} \times (\text{VVRNEI}(\text{Ejecta}) + \text{APEC}(\text{ISM}) + \text{Gaussian}) \quad (5.5)$$

RP1 では、爆発噴出物 (Ejecta) からの X 線と星間物質 (ISM) からの X 線を考慮している。ここで VVRNEI を元素ごとに用意し、初期電離温度 $kT_i(z)$ を変えることで「RP 初期において元素間で電離状態が異なるプラズマ」を表現することにした。RP1 でフィットした結果、図 5.7 に示すように $1-kT_i$ で見られていた残差が改善されスペクトルを再現することができた ($\chi^2/\text{d.o.f.}=570/422$)。また、表 5.4 に示すように、 kT_e と各元素の $kT_i(z)$ は 90% 誤差の範囲内で不一致である。このことから、Sawada & Koyama (2012) や Okon et al. (2018) で言われたように Center が RP を持つことが確認できた。また、 $kT_i(z)$ は元素間で有意に異なることがわかる。これは RP 初期において元素間で電離状態が異なることを意味しており、RP が CIE ではないプラズマから進化した可能性があることを示唆している。しかし、～6.7 keV において大きな残差が確認でき、これは Fe He α 輝線の不足を意味する。そこで、もう 1 成分 VVRNEI (以降 RP2) を加えた。RP2 は Fe のみを考慮するため、アバundanceは Fe をフリーパラメータとし、その他の元素は 0 に固定した。 $kT_i(z)$ についても Fe のみとし、 kT_e 、 $n_{\text{e}t}$ 、Normalization は RP1 にリンクした。その結果、～6.7 keV に見られた残差が解消し、よりスペクトルを再現することができた (図 5.7)。

5.5.2 他領域のスペクトル解析

図 5.1 に示す領域から、Center と同様スペクトルを取得した。北東領域は Okon et al. (2018) において RP が報告されている。スペクトルフィットには Center 同様 RP1 を用いて行うが、Center に比べて統計量が劣るため、一部のパラメータを制限して行った。Ar と Ca の $kT_i(z)$ とアバundanceは S に、Ni のアバundanceは Fe にリンクした。ISM の温度は Center のベストフィット値 0.27 keV に固定した。また、SW のスペクトルにおいて低エネルギー側の輝線が弱く $kT_i(\text{Ne})$ が決まらないため、Mg にリンクさせることにした。スペクトルフィットの結果を図 5.8、表 5.5、5.6 に示す。SW 以外の領域のスペクトルは RP1 のみで再現できたのに対し、SW は Center 同様 ～6.7 keV に残差が残ったため RP2 を加えてフィッティングした。

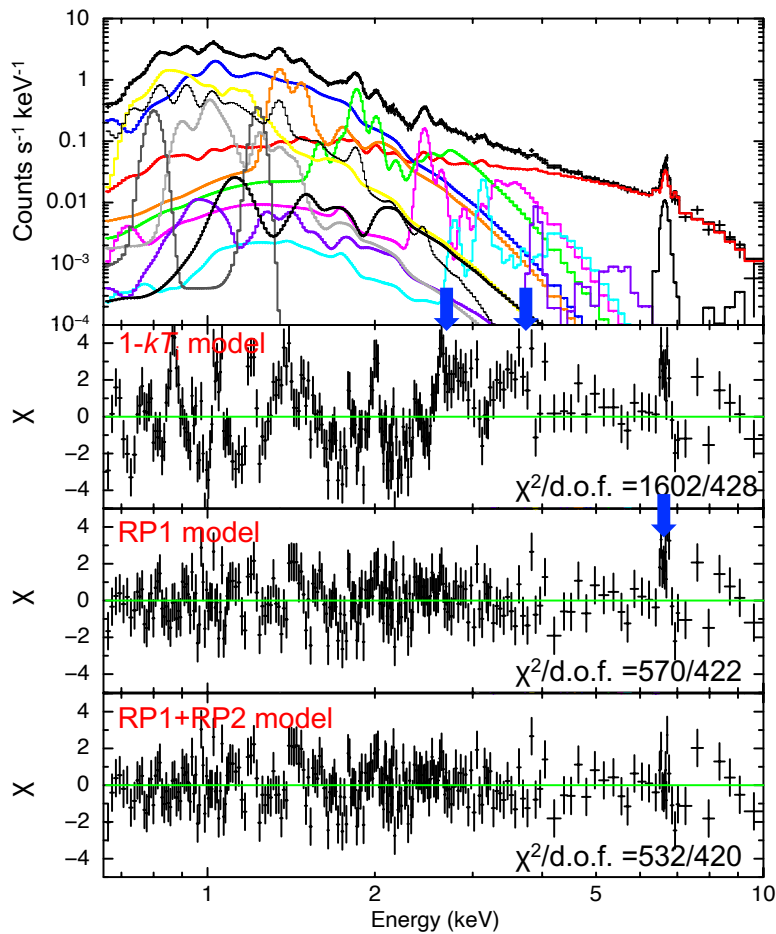


図 5.7: 上段は 0.65–10 keV における Center スペクトルの RP1+RP2 モデルでのフィット結果。見やすさのため、XIS0 と 3 で取得されたデータのみ示す。黒細線は ISM モデルを表す。赤実線はバックグラウンドモデルを表す。濃灰色のカーブはそれぞれ 0.8、1.23 keV の Fe-L 輝線と 6.4 keV の FeI $K\alpha$ 輝線における *Gaussian* を表す。青、オレンジ、緑、マゼンタ、シアン、紫、黄、薄灰色の実線はそれぞれ RP1 の Ne、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe、Ni のモデルを表す。太黒線は RP2 の Fe のモデルを表す。2、3、4 段目はそれぞれ $1-kT_i$ モデル、RP1 モデル、RP1+RP2 モデルでのモデルとデータの差を表す。

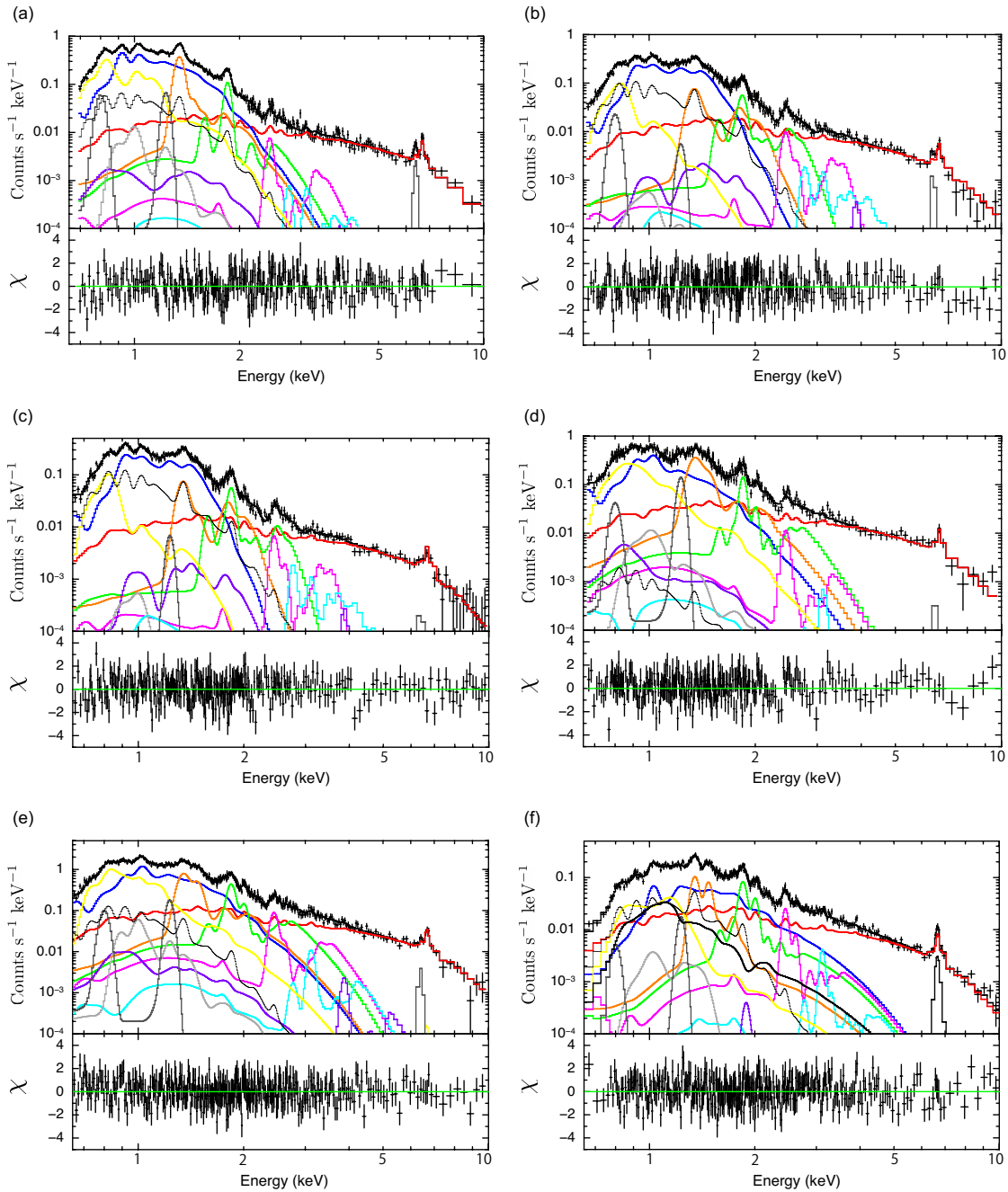


図 5.8: 0.65–10 keV バンドにおける (a)NE1、(b)NE2、(c)NE3、(d)SE1、(e)SE2、(f)SW のスペクトルフィットの結果。見やすさのため、XIS0 と 3 で取得されたデータのみを示す。黒細線は ISM モデルを表す。赤実線はバックグラウンドモデルを表す。濃灰色のカーブはそれぞれ 0.8、1.23 keV の Fe-L 輝線と 6.4 keV の FeI $K\alpha$ 輝線における *Gaussian* を表す。青、オレンジ、緑、マゼンタ、シアン、紫、黄、薄灰色の実線はそれぞれ RP1 の Ne、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe、Ni のモデルを表す。(f) の太黒線は RP2 の Fe のモデルを表す。

表 5.4: Center のベストフィットパラメータ

成分	Center	
	パラメータ	RP1 RP1+RP2
星間吸収	N_H^\ddagger	5.9 ± 0.1 6.0 ± 0.1
ISM	kT^\dagger	0.29 ± 0.01 0.27 ± 0.01
	VEM [‡]	1.0 ± 0.1 1.3 ± 0.1
VVRNEI1	kT_e^\dagger	0.38 ± 0.01 0.37 ± 0.01
	n_{et}^\S	$0.53^{+0.47}_{-0.09}$ $0.71^{+0.14}_{-0.11}$
	VEM [‡]	$5.2^{+0.5}_{-0.4}$ 5.2 ± 0.5
		$kT_i(z)^\dagger$ Ab(solar) $kT_i(z)^\dagger$ Ab(solar)
	Ne	0.47 ± 0.01 0.66 ± 0.02 0.47 ± 0.01 $0.69^{+0.03}_{-0.08}$
	Mg	0.67 ± 0.01 1.1 ± 0.1 0.67 ± 0.01 1.1 ± 0.1
	Si	0.97 ± 0.01 0.82 ± 0.02 0.96 ± 0.01 0.84 ± 0.02
	S	1.2 ± 0.1 0.61 ± 0.03 1.2 ± 0.1 $0.61^{+0.04}_{-0.03}$
	Ar	1.4 ± 0.2 $0.51^{+0.13}_{-0.11}$ $1.4^{+0.2}_{-0.4}$ $0.53^{+0.14}_{-0.13}$
	Ca	$1.8^{+0.2}_{-0.3}$ $0.29^{+0.30}_{-0.09}$ $1.7^{+0.1}_{-0.3}$ $0.36^{+0.36}_{-0.17}$
Fe	0.70 ± 0.01 0.31 ± 0.01 $0.70^{+0.03}_{-0.01}$ $0.32^{+0.02}_{-0.01}$	
Ni	(=Fe) 1.2 ± 0.1 (=Fe) $1.4^{+0.2}_{-0.1}$	
VVRNEI2	kT_e^\dagger	– (=VVRNEI1)
	n_{et}^\S	– (=VVRNEI1)
	VEM [‡]	– (=VVRNEI1)
Fe	kT_z0^\dagger Ab(solar)	$kT_i(z)^\dagger$ Ab(solar)
	–	$3.9^{+0.5}_{-0.4}$ 0.015 ± 0.004
Gaussian	Normalization _{0.8 keV} [*]	$2.3^{+0.3}_{-0.2}$ $2.3^{+0.3}_{-0.2}$
	Normalization _{1.23 keV} [*]	1.9 ± 0.2 $1.9^{+0.2}_{-0.1}$
	Normalization _{6.4 keV} [*]	< 19 < 13
$\chi^2/d.o.f$		$570/422=1.35$ $532/420=1.27$

[‡] 単位は $\times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.
[†] kT , kT_e , $kT_i(z)$ の単位は keV.
[‡] 体積放射率 (Volume emission measure) $VEM=f n_e n_H V d_2^{-2}$, ここで n_e , n_H はそれぞれ電子密度、水素密度、体積を表す。 f は体積中を占めるプラズマの割合、 d_2 は 2 kpc でスケールリングした距離を表す。単位は $\times 10^{57} \text{ cm}^{-3}$.
[§] 単位は $\times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$.
^{*} 0.8, 1.23, 6.4 keV における Normalization の単位はそれぞれ 10^{-3} , 10^{-4} , $10^{-7} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$.

表 5.5: NE1, NE2, NE3 のベスツフィットパラメータ

成分	パラメータ	NE1	NE2	NE3
吸収	N_H †	8.1 ± 0.5	7.1 ± 0.3	$6.6^{+0.3}_{-0.4}$
ISM	kT †	(=Center)	(=Center)	(=Center)
	VEM ‡	$0.24^{+0.25}_{-0.23}$	$0.31^{+0.09}_{-0.08}$	$0.34^{+0.10}_{-0.09}$
	kTe †	0.26 ± 0.02	0.15 ± 0.01	0.13 ± 0.01
VVRNEI	$n_{e,t}$ §	$7.9^{+6.4}_{-4.5}$	< 6.0	< 2.5
	VEM ‡	$2.5^{+0.5}_{-0.4}$	1.9 ± 0.2	1.8 ± 0.2
VVRNEI	Ne Mg Si S Ar Ca Fe Ni	$kT_i(z)$ †	$kT_i(z)$ †	$kT_i(z)$ †
		Ab(solar)	Ab(solar)	Ab(solar)
		$0.33^{+0.02}_{-0.01}$	$0.36^{+0.03}_{-0.02}$	$0.36^{+0.01}_{-0.02}$
		$1.1^{+0.3}_{-0.2}$	$1.4^{+0.4}_{-0.3}$	1.5 ± 0.3
		0.45 ± 0.02	0.52 ± 0.04	0.53 ± 0.04
		$1.3^{+0.3}_{-0.2}$	$0.85^{+0.25}_{-0.21}$	$0.79^{+0.25}_{-0.22}$
		$0.52^{+0.4}_{-0.5}$	$0.76^{+0.06}_{-0.08}$	$0.72^{+0.06}_{-0.07}$
		$1.1^{+0.3}_{-0.5}$	$1.3^{+0.3}_{-0.2}$	$1.4^{+0.2}_{-0.3}$
		$0.13^{+1.96}_{-0.07}$	$0.088^{+0.032}_{-0.026}$	$0.062^{+0.035}_{-0.022}$
		(=S)	(=S)	(=S)
(=S)	(=S)	(=S)		
$0.74^{+0.18}_{-0.17}$	$0.84^{+0.43}_{-0.27}$	$0.26^{+0.12}_{-0.05}$		
(=Fe)	(=Fe)	(=Fe)		
Gaussian	Normalization _{0.8 keV} *	$1.2^{+0.5}_{-0.4}$	$0.33^{+0.18}_{-0.21}$	< 0.11
	Normalization _{1.23 keV} *	$0.55^{+0.14}_{-0.13}$	< 0.16	< 0.18
	Normalization _{6.4 keV} *	14^{+8}_{-7}	$9.5^{+7.5}_{-7.1}$	< 12
$\chi^2/d.o.f$		$498/426=1.17$	$586/496=1.18$	$552/479=1.15$

† 単位は $\times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 。

‡ kT , kT_e , $kT_i(z)$ の単位は keV。

§ 体積放射率 (Volume emission measure) $VEM=f n_e n_H V d_2^{-2}$ 、ここで n_e , n_H はそれぞれ電子密度、水素密度、体積を表す。 f は体積中を占めるプラズマの割合、 d_2 は 2 kpc でスケールリングした距離を表す。単位は $\times 10^{57} \text{ cm}^{-3}$ 。

* 単位は $\times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 。

* 0.8, 1.23, 6.4 keV における Normalization の単位はそれぞれ 10^{-3} , 10^{-4} , $10^{-7} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$ 。

表 5.6: SE1、SE2、SW のベストフィットパラメータ

成分	パラメータ	SE1	SE2	SW
吸収	N_H †	$4.3^{+0.3}_{-0.4}$	RPI $6.0^{+0.3}_{-0.4}$	RPI+RP2 11 ± 1
ISM	kT †	(=Center)	(=Center)	(=Center)
	VEM †	< 0.01	< 0.057	$0.34^{+0.14}_{-0.13}$
VVRNEI1	kT_e †	$0.32^{+0.05}_{-0.04}$	$0.35^{+0.04}_{-0.05}$	$0.66^{+0.04}_{-0.02}$
	n_{et} §	< 1.2	5.0 ± 2.2	57^{+13}_{-34}
	VEM †	$0.18^{+0.04}_{-0.06}$	$0.67^{+0.19}_{-0.10}$	$0.35^{+0.03}_{-0.04}$
		$kT_i(z)$ †	$kT_i(z)$ †	$kT_i(z)$ †
		Ab(solar)	Ab(solar)	Ab(solar)
Ne		0.42 ± 0.03	$0.48^{+0.06}_{-0.04}$	(=Mg) $1.3^{+0.2}_{-0.3}$
Mg		$0.63^{+0.02}_{-0.03}$	0.70 ± 0.04	$0.66^{+0.15}_{-0.23}$
Si		0.89 ± 0.07	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1
S		$0.79^{+0.31}_{-0.47}$	$1.3^{+0.1}_{-0.2}$	$1.1^{+0.1}_{-0.2}$
Ar		(=S)	(=S)	(=S)
Ca		(=S)	(=S)	(=S)
Fe		$0.74^{+0.06}_{-0.04}$	$0.87^{+0.11}_{-0.14}$	< 8.9
Ni		(=Fe)	(=Fe)	(=Fe)
VVRNEI2	kT_e †	-	-	(=VVRNEI1)
	n_{et} §	-	-	(=VVRNEI1)
	VEM †	-	-	(=VVRNEI1)
		$kT_i(z)$ †	$kT_i(z)$ †	$kT_i(z)$ †
		Ab(solar)	Ab(solar)	Ab(solar)
Fe		-	-	> 8.9
Gaussian	Normalization _{0.8 keV} *	$0.040^{+0.035}_{-0.034}$	0.15 ± 0.10	$0.34^{+0.33}_{-0.15}$
	Normalization _{1.23 keV} *	$0.16^{+0.04}_{-0.03}$	$0.21^{+0.04}_{-0.07}$	$0.23^{+0.09}_{-0.11}$
	Normalization _{6.4 keV} *	< 6.7	< 12	< 2.7
$\chi^2/d.o.f$		389/307=1.27	581/556=1.04	648/560=1.16

† 単位は $\times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 。

‡ kT 、 kT_e 、 $kT_i(z)$ の単位は keV。

‡ 体積放射率 (Volume emission measure) $VEM = f n_e n_H V d_2^{-2}$ 、ここで n_e 、 n_H は V はそれぞれ電子密度、水素密度、体積を表す。 f は体積中を占めるプラズマの割合、 d_2 は 2 kpc でスケーリングした距離を表す。単位は $\times 10^{57} \text{ cm}^{-3}$ 。

§ 単位は $\times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 。

* 0.8、1.23、6.4 keV における Normalization の単位はそれぞれ 10^{-3} 、 10^{-4} 、 $10^{-7} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$ 。

5.6 Fe He α 分布の偏り

5.6.1 X線イメージ

図 5.9 は NXB を差し引き、vignetting 補正をした 6.6–6.8 keV の X 線イメージを示す。軟 X 線帯域の分布は中心から北東方向に伸びていたのとは対称的に (図 5.1)、Fe He α の分布は中心から南東方向に伸びていることが分かる。このような傾向は他の RP を持つ超新星残骸では確認されておらず、W28 特有の形状である可能性がある。

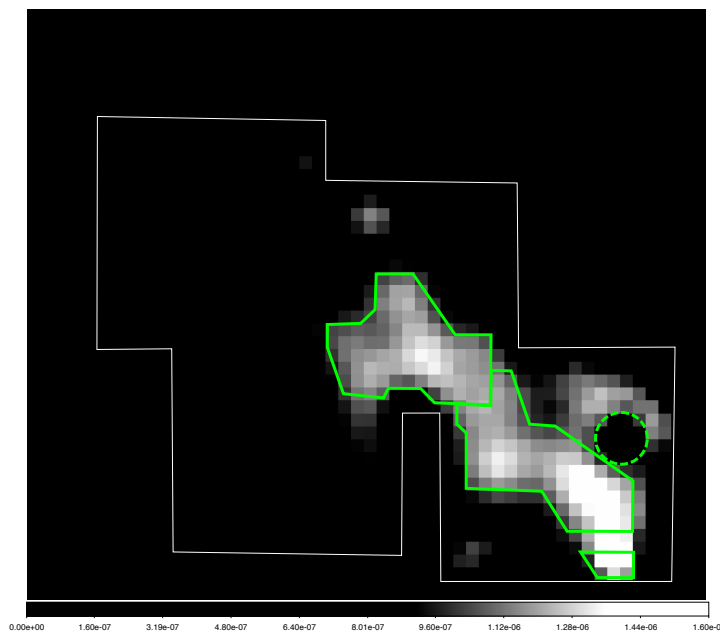


図 5.9: W28 の 6.6–6.8 keV イメージを示す。NXB を引き、vignetting 効果の補正もしてある。緑の領域からスペクトルを取得した。点線の円領域にはローカルな構造があるため、除外した。

5.6.2 XSPEC を用いたスペクトル解析

図 5.9 の緑の領域から取得し、NXB を差し引き、バックグラウンドモデルを重ねた 5–10 keV 帯域のスペクトルを図 5.10 に示す。~6.6 keV、~7.8 keV、~8.3 keV、~8.8 keV にバックグラウンドに比べて超過が確認でき、これらはそれぞれ Fe He α 輝線、Fe He β +Ni He α 輝線、Fe He γ 輝線、Fe He 状 RRC である可能性がある。

まず上述した輝線が存在するのを確認するため、現象論的モデルを用いてスペクトルフィットを行った。このモデルはスペクトルが輝線、RRC の他に連続成分である制動放射を加えた 3 つの要素から構成されていると考え、

$$\text{現象論的モデル} = Phabs \times (Bremss + Gaussian + REDGE) \quad (5.6)$$

のように作成した。Bremss、REDGE はそれぞれ制動放射、RRC のモデルを表す。主

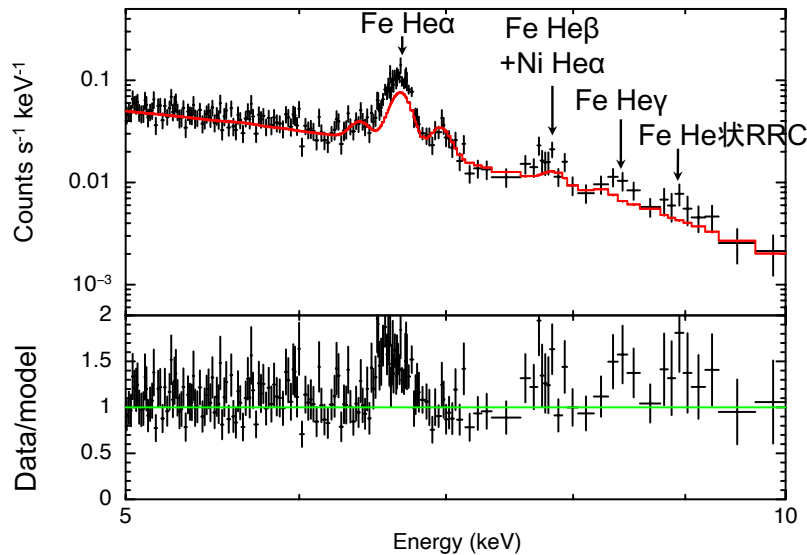


図 5.10: XIS0 と 3 で取得された 5–10 keV における X 線スペクトル。赤実線はバックグラウンドモデルを表す。下段はデータとモデルの比を表す。

なフリーパラメータは *Bremss* では kT_e 、Normalization、*Gaussian* では輝線の中心エネルギー E 、輝線幅 σ 、Normalization、*REDGE* では RRC のエッジエネルギー E_{edge} 、 kT_e 、Normalization である。スペクトルフィットの結果を図 5.11、表 5.7 を示す。輝線と RRC の有意水準はいずれも 2.5σ 以上である。また、Fe He β +Ni He α 輝線の中心エネルギーは $7.741^{+0.040}_{-0.045}$ keV、輝線幅 σ は < 0.117 keV となり、輝線幅が 0 keV も取り得ることから、これら 2 本の輝線の分解はできない。分解を可能にするためにはさらに統計を増やす必要がある。

プラズマ状態を調査するために、まず CIE モデル (*VVAPEC*) を用いてスペクトルフィットを行った。フリーパラメータは kT_e 、Fe と Ni のアバundance、Normalization である。 N_H は RP1 の SW の結果を参照して $1.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ に固定した。フィットの結果、このモデルでは ~ 8.3 keV と ~ 8.8 keV に残差が残った。特に ~ 8.8 keV の Fe He 状 RRC の不足は、プラズマの電離が CIE よりも進んでいることを表す。それぞれの輝線のエネルギーと RRC のエッジのエネルギーは Fe He α (6.654 keV)、Fe He β および Ni He α (~ 7.845 keV)、Fe He γ (8.287 keV)、Fe He 状 RRC(8.829 keV) であり、誤差の範囲で概ね一致した。次に、IP モデルでフィットを試みた。このモデルでは IP 初期において元素の電離が起こっていないことを仮定して、 $kT_i=0$ keV としている。フリーパラメータは上記モデルのものに加えて、電離タイムスケール $n_e t$ である。 t は IP 初期から現在までの経過時間を表す。このモデルでは CIE と同様の残差が見られた。このことは、この領域のプラズマが CIE、IP で再現される状態よりもさらに電離が進んでいることを意味している。

これらの結果を踏まえ、RP モデル (*VVRNEI*) を使用して解析を行った。フリーパラメータには kT_i を加えた。また、現象論的モデルの *REDGE* の kT_e が < 0.99 keV であ

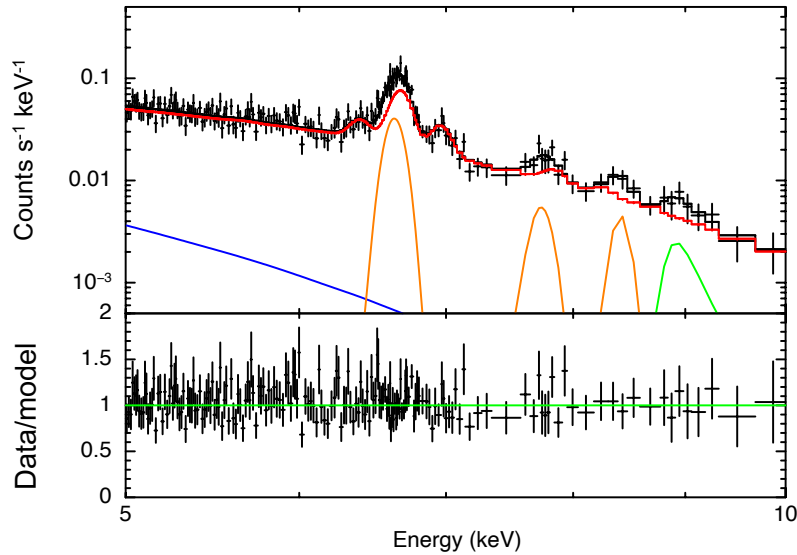


図 5.11: 現象論的モデルによるスペクトルフィット図。赤実線はバックグラウンドモデルを表す。青、橙、緑実線はそれぞれ制動放射、輝線、RRC モデルを表す

り、この結果は最も統計の良い Center の RP1 と一致している。従って、 kT_e は 0.37 keV に固定した。しかし、このモデルでも ~ 8.8 keV の Fe He 状 RRC の構造を再現することはできなかった。このことは Hirayama et al. (2019) が調査した IC443 においても報告されており、XSPEC におけるコードの不足が原因であると指摘している。

5.6.3 SPEX を用いたスペクトル解析

Hirayama et al. (2019) では Fe He 状 RRC の構造を再現するために SPEX を用いて解析を行い、スペクトルの再現に成功している。そこで我々も SPEX を用いて解析を行うことにした。SPEX には XSPEC の *VVRNEI* モデルに対応する *NEIJ* モデルがある。フリーパラメータは kT_i 、Fe と Ni のアバンダンス、 $n_e t$ 、Normalization である。 N_H と kT_e は XSPEC 同様、 $1.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ 、0.37 keV にそれぞれ固定した。図 5.13 に示すように、 ~ 8.8 keV の Fe He 状 RRC を再現することができた。

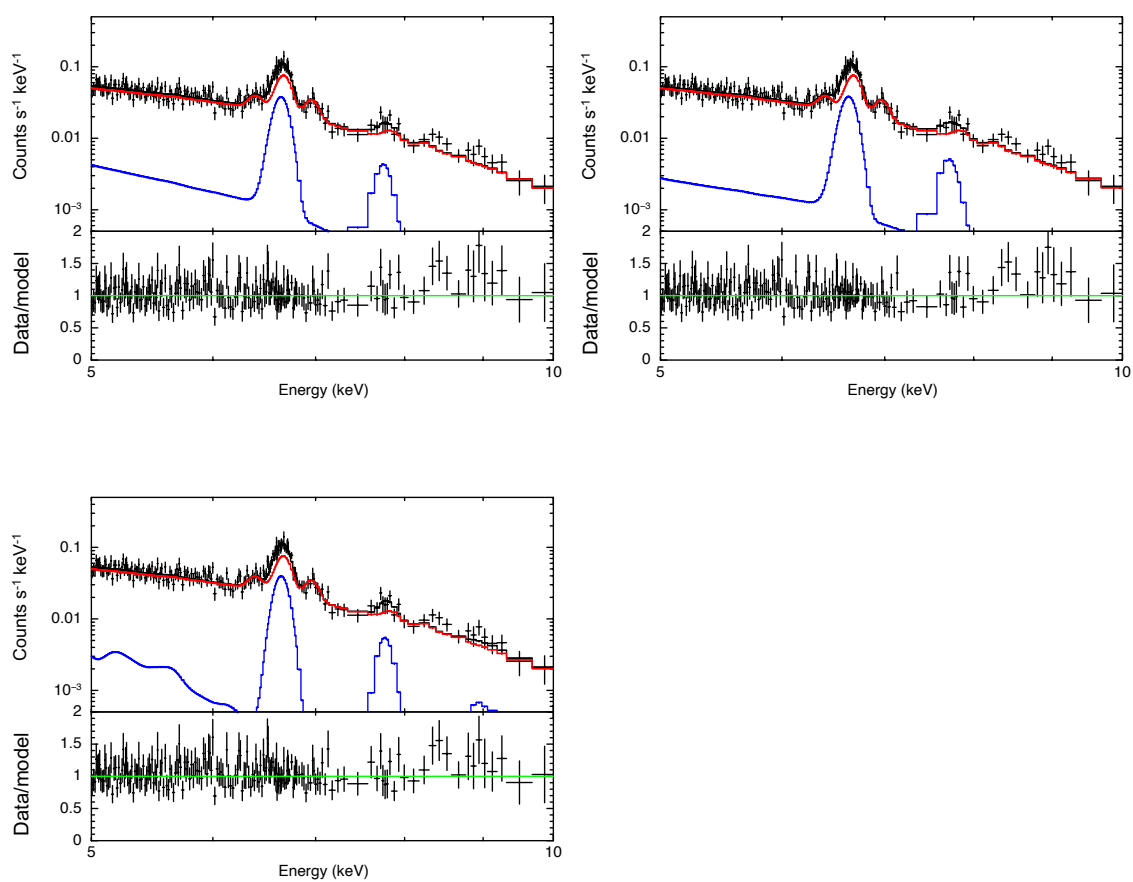


図 5.12: (左上)CIE モデル、(右上)IP モデル、(左下)RP モデルによるスペクトルフィット図。赤実線はバックグラウンドモデル、青実線はそれぞれのモデルを表す。

表 5.7: 現象論的モデルによるフィット結果

成分	パラメータ	値 [‡]
星間吸収	$N_{\text{H}} (\times 10^{22} \text{ cm}^{-2})$	1.0 (fixed)
Bremss	kT_{e} (keV)	$1.2^{+1.7}_{-0.64}$
	Normalization($\times 10^{-3}$) [*]	$1.5^{+161}_{-1.4}$
Gaussian1	E (keV) [†]	6.636 ± 0.010
	σ (keV) [‡]	0 (fixed)
	Normalization($\times 10^{-6}$) [*]	$8.7^{+0.8}_{-0.7}$
Gaussian2	E (keV) [†]	$7.741^{+0.040}_{-0.045}$
	$\sigma (\times 10^{-2} \text{ keV})$ [‡]	< 11.7
	Normalization($\times 10^{-6}$) [*]	$2.3^{+1.0}_{-0.8}$
Gaussian3	E (keV) [†]	$8.414^{+0.047}_{-0.050}$
	σ (keV) [‡]	0 (fixed)
	Normalization($\times 10^{-6}$) [*]	2.5 ± 0.9
REDGE	kT_{e} (keV)	< 0.99
	E_{edge} (keV) [§]	$8.828^{+0.185}_{-0.128}$
	Normalization($\times 10^{-6}$) [*]	3.7 ± 1.5
$\chi^2/\text{d.o.f}$		155/173=0.90

‡ 誤差は 1σ 信頼区間。

† 輝線の中心エネルギー。

‡ 輝線の幅を表す。

§RRC のエッジエネルギー。

*単位は $\text{photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$ 。

表 5.8: プラズマモデルでのスペクトルフィットの結果[†]

パラメータ	CIE モデル <i>VVAPEC</i>	IP モデル <i>VVNEI</i>	RP モデル <i>VVRNEI</i>
$N_{\text{H}} (10^{22} \text{ cm}^{-2})$		1 (fixed)	
kT_{e} (keV)	$1.5^{+0.2}_{-0.1}$	$2.5^{+2.2}_{-0.6}$	0.37 (fixed)
kT_{i} (keV)	($=kT_{\text{e}}$)	0 (fixed)	$3.1^{+2.6}_{-0.5}$
$n_{\text{et}} (\text{cm}^{-3} \text{ s})$	1.0×10^{13} (fixed)	$1.3^{+1.3}_{-0.7} \times 10^{11}$	$2.3^{+2.5}_{-0.7} \times 10^{11}$
Normalization [‡]	$1.7^{+1.3}_{-0.1} \times 10^{-4}$	$8.3^{+7.7}_{-4.7} \times 10^{-5}$	$1.6^{+2.0}_{-0.1} \times 10^{-2}$
Ab(Fe) (solar)	37^{+25}_{-21}	45^{+43}_{-27}	$1.6^{+0.6}_{-0.3}$
Ab(Ni) (solar)	> 608	> 509	90^{+312}_{-33}
$\chi^2/\text{d.o.f}$	163/180=0.91	160/179=0.89	164/179=0.92

‡ 単位は $\text{photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$ 。

† 誤差は 1σ 信頼区間。

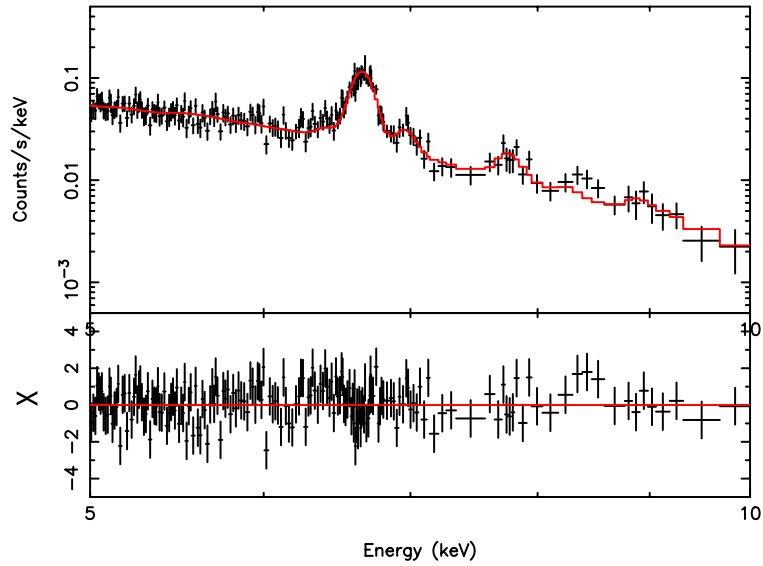


図 5.13: SPEX の NEIJ モデルでのスペクトルフィット図。赤実線はバックグラウンド + NEIJ モデルを示す。

表 5.9: SPEX でのスペクトルフィット結果

成分	RP モデル	
	パラメータ	値
星間吸収	N_{H} (10^{22} cm^{-2})	1 (fixed)
NEIJ	kT_e (keV)	0.37 (fixed)
	kT_i (keV)	5.0 (< 10)
	$n_e t$ ($\times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$)	6.4 (< 13)
	Normalization [‡]	$3.7 (< 7.4) \times 10^{-2}$
	Ab(Fe) (solar)	0.47 (< 0.94)
	Ab(Ni) (solar)	2.9 (< 5.8)
$\chi^2/\text{d.o.f.}$		169/178=0.95

[‡] 単位は $\text{photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$ 。

第6章

議論

Hirayama et al. (2019) で提案された multi- $kT_i(z)$ モデルを用いたスペクトル解析の結果、W28 全体が RP になっており、さらに元素間で RP 初期に電離状態が異なることを初めて明らかにした。各領域における、元素ごとの初期電離温度の結果を図 6.1 にまとめた。この章ではスペクトル解析で得られた結果を基に議論を進める。

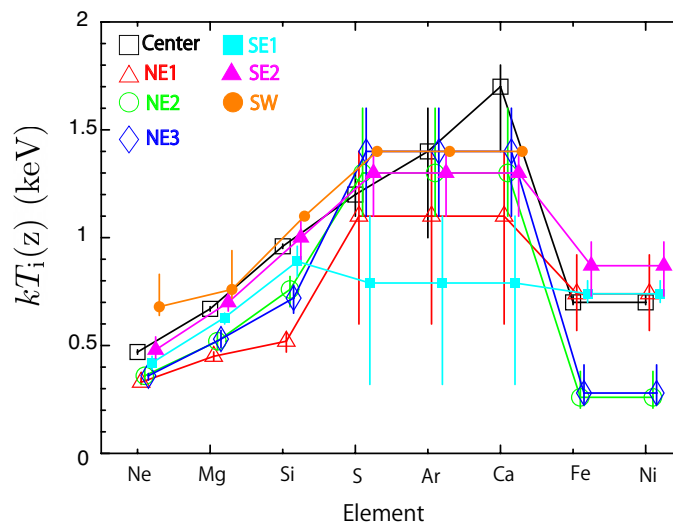


図 6.1: 各領域における元素ごとの初期電離温度の結果。各マークはベストフィット値を表す。誤差バーは 90% 信頼区間を示す。黒、赤、緑、青、シアン、マゼンタ、オレンジの実線はそれぞれ Center、NE1、NE2、NE3、SE1、SE2、SW を表す。

6.1 W28 の物理パラメータ

6.1.1 X 線放射ガスの質量推定

初めに、解析で得られたアバundanceと体積放射率 VEM を基に、W28 の X 線放射ガスの質量を見積もる。VEM は密度が一定であることを仮定すると、

$$\text{VEM} = fn_e n_H V \quad (6.1)$$

で表される。ここで n_e 、 n_H 、 V はそれぞれ電子密度、水素密度、領域の体積である。各領域の体積については、図 6.2 に示すように Center を半径 6'.8 の球状、その他の領域を円柱状と仮定してそれぞれ算出した。プラズマは領域全体を埋め尽くしているわけではないため、プラズマの充填率である filling factor f を V にかけておく。

各元素の太陽組成に対する存在比 f_X (Anders & Grevesse 1989)、各元素の電子数 N_X 、各元素のアバンドンスを A_X とする。ある元素の密度 n_X は、

$$n_X = A_X f_X n_H \quad (6.2)$$

となる。プラズマが完全電離していると仮定すると、電子密度は各原子から出る電子の総和で表すことができ、

$$n_e = n_H N_H + n_{He} N_{He} + \dots \quad (6.3)$$

となる。ここで式 (6.2) を用いると、

$$n_e = n_H (A_H f_H N_H + A_{He} f_{He} N_{He} + \dots) \quad (6.4)$$

と書き換えることができる。 $A_H f_H N_H + A_{He} f_{He} N_{He} + \dots$ について計算すると、 ~ 1.2 になることから、これ以降は

$$n_e = 1.2 n_H \quad (6.5)$$

として計算を行う。これを式 (6.1) に代入して n_H について解くと、

$$n_H = \sqrt{\frac{VEM}{1.2}} (fV)^{-1/2} \quad (6.6)$$

となる。ここで VEM はスペクトル解析で得られた値を用いる。例えば、Center においては $VEM = 5.2 \times 10^{57} \text{ cm}^{-3}$ であった。また、W28 は $\sim 2 \text{ kpc} (= 6.2 \times 10^{21} \text{ cm})$ 離れたところに位置し、 $1' \sim 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}$ である。半径 6'.8 の球の体積は $V = 7.7 \times 10^{57} \text{ cm}^3$ となり、これより $n_H \sim 7.5 \times 10^{-1} f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$ と見積られた。これを式 (6.5) に代入することで、電子密度 $n_e \sim 9.0 \times 10^{-1} f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$ が得られた。各領域の詳細なパラメータは表 6.1 にまとめた。

各元素の質量数 m_X 、個数密度 n_X 、体積 V 、陽子質量 m_p ($\sim 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$) を用いると、各元素の質量 M_X は

$$M_X = m_X m_p n_X V \quad (6.7)$$

で求めることができる。求めた各元素の質量を表 6.2–6.8 に領域ごとに示す。W28 の X 線放射ガスの総量は $\sim 14 f^{1/2} M_\odot$ と推定される。ただし図 5.1 に示すように、選択した 7 個の領域以外からも X 線は放射されているため、総量はこれよりも多くなると考えられる。この物質が主にイジェクタのものだとすれば、W28 は $M > 10 M_\odot$ の大質量星に由来する超新星残骸であると考えられる。

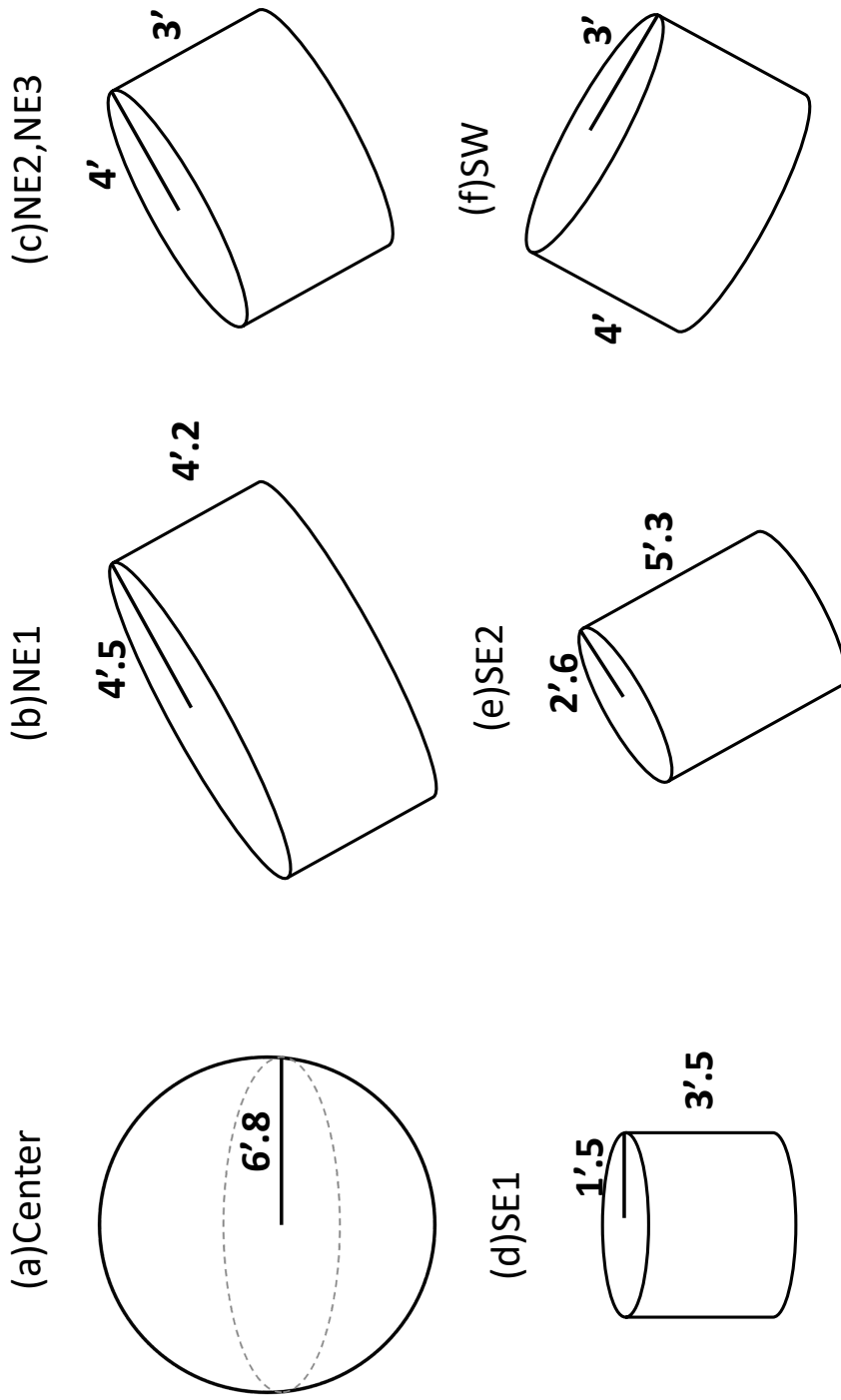


図 6.2: 仮定した各領域の形状。(a)Center は半径 6'.8 の球、(b-f) その他の領域は図中記載の長さを持つ円柱状とした。

表 6.1: 各領域の物理パラメータ

領域	体積 [#]	n_{H} [†]	n_{e} [†]
Center	77	0.75	0.90
NE1	15	1.2	1.4
NE2	9.6	1.3	1.5
NE3	9.6	1.3	1.5
SE1	1.4	0.16	0.19
SE2	6.6	0.92	1.1
SW	6.8	0.65	0.78

[#] 単位は $\times 10^{56} \text{ cm}^3$ 。

[†] 単位は $\times f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$ 。

表 6.2: Center における各元素のアバンドンス、 n_e/n_H 、個数密度、質量

元素 X	fraction f_X	質量数 m_X	電子数 N_X	アバンドンス A_X	n_e/n_H	密度 $n_X(\text{cm}^{-3})$	質量 $M_X(f^{1/2}M_\odot)^\#$
RP1							
H	1	1	1	1	1.00	7.51×10^{-1}	4.877
He	9.77×10^{-2}	4	2	1	1.95×10^{-1}	7.34×10^{-2}	1.906
C	3.63×10^{-4}	12	6	1	2.18×10^{-3}	2.73×10^{-4}	0.021
O	8.51×10^{-4}	16	8	1	6.81×10^{-3}	6.39×10^{-4}	0.066
Ne	1.23×10^{-4}	20	10	0.69	8.49×10^{-4}	6.38×10^{-5}	0.008
Mg	3.80×10^{-5}	24	12	1.1	5.02×10^{-4}	3.14×10^{-5}	0.005
Si	3.55×10^{-5}	28	14	0.84	4.17×10^{-4}	2.24×10^{-5}	0.004
S	1.62×10^{-5}	32	16	0.61	1.58×10^{-4}	7.42×10^{-6}	0.002
Ar	3.63×10^{-6}	36	18	0.53	3.46×10^{-5}	1.45×10^{-6}	0.000
Ca	2.29×10^{-6}	40	20	0.36	1.65×10^{-5}	6.19×10^{-7}	0.000
Fe	4.68×10^{-5}	56	26	0.32	3.89×10^{-4}	1.13×10^{-5}	0.004
Ni	1.78×10^{-6}	62	28	1.4	6.98×10^{-5}	1.87×10^{-6}	0.001
RP2							
Fe	4.68×10^{-5}	56	26	0.015	1.83×10^{-5}	5.29×10^{-7}	0.0002
total					1.2		~ 6.9

太陽質量 $M_\odot (= 2 \times 10^{30} \text{ kg})$ で規格化。

表 6.3: NE1 における各元素のアバundance、 n_e/n_H 、個数密度、質量

元素 X	fraction f_X	質量数 m_X	電子数 N_X	アバundance A_X	n_e/n_H	密度 n_X (cm^{-3})	質量 M_X ($f^{1/2} M_\odot$) [#]
RP1							
H	1	1	1	1	1.00	1.18	1.494
He	9.77×10^{-2}	4	2	1.95×10^{-1}	1.95×10^{-1}	1.15×10^{-1}	0.584
C	3.63×10^{-4}	12	6	2.18×10^{-3}	2.18×10^{-3}	4.29×10^{-4}	0.007
O	8.51×10^{-4}	16	8	6.81×10^{-3}	6.81×10^{-3}	1.00×10^{-3}	0.020
Ne	1.23×10^{-4}	20	10	1.35×10^{-3}	1.35×10^{-3}	1.60×10^{-4}	0.004
Mg	3.80×10^{-5}	24	12	5.93×10^{-4}	5.93×10^{-4}	5.83×10^{-5}	0.002
Si	3.55×10^{-5}	28	14	5.47×10^{-4}	5.47×10^{-4}	4.61×10^{-5}	0.002
S	1.62×10^{-5}	32	16	3.37×10^{-5}	3.37×10^{-5}	2.49×10^{-6}	0.000
Ar	3.63×10^{-6}	36	18	8.49×10^{-6}	8.49×10^{-6}	5.57×10^{-7}	0.000
Ca	2.29×10^{-6}	40	20	5.95×10^{-6}	5.95×10^{-6}	3.51×10^{-7}	0.000
Fe	4.68×10^{-5}	56	26	1.02×10^{-3}	1.02×10^{-3}	4.64×10^{-5}	0.003
Ni	1.78×10^{-6}	62	28	4.19×10^{-5}	4.19×10^{-5}	1.77×10^{-6}	0.000
total					1.2		~2.1

[#] 太陽質量 $M_\odot (= 2 \times 10^{30} \text{ kg})$ で規格化。

表 6.4: NE2 における各元素のアバンドンス、 n_e/n_H 、個数密度、質量

元素 X	fraction f_X	質量数 m_X	電子数 N_X	アバンドンス A_X	n_e/n_H	密度 n_X (cm^{-3})	質量 M_X ($f^{1/2} M_\odot$) [#]
RP1							
H	1	1	1	1	1.00	1.27	1.025
He	9.77×10^{-2}	4	2	1.95×10^{-1}	1.95×10^{-1}	1.24×10^{-1}	0.401
C	3.63×10^{-4}	12	6	2.18×10^{-3}	2.18×10^{-3}	4.59×10^{-4}	0.004
O	8.51×10^{-4}	16	8	6.81×10^{-3}	6.81×10^{-3}	1.08×10^{-3}	0.014
Ne	1.23×10^{-4}	20	10	1.72×10^{-3}	1.72×10^{-3}	2.18×10^{-4}	0.004
Mg	3.80×10^{-5}	24	12	0.85	3.88×10^{-4}	4.09×10^{-5}	0.001
Si	3.55×10^{-5}	28	14	0.33	1.64×10^{-4}	1.48×10^{-5}	0.000
S	1.62×10^{-5}	32	16	0.088	2.28×10^{-5}	1.80×10^{-6}	0.000
Ar	3.63×10^{-6}	36	18	0.088	5.75×10^{-6}	4.04×10^{-7}	0.000
Ca	2.29×10^{-6}	40	20	0.088	4.03×10^{-6}	2.55×10^{-7}	0.000
Fe	4.68×10^{-5}	56	26	1.4	1.70×10^{-3}	8.29×10^{-5}	0.004
Ni	1.78×10^{-6}	62	28	1.4	6.98×10^{-5}	3.15×10^{-6}	0.000
total					1.2		~1.5

[#] 太陽質量 $M_\odot (= 2 \times 10^{30} \text{ kg})$ で規格化。

表 6.5: NE3 における各元素のアバンドンス、 n_e/n_H 、個数密度、質量

元素 X	fraction f_X	質量数 m_X	電子数 N_X	アバンドンス A_X	n_e/n_H	密度 n_X (cm^{-3})	質量 M_X ($f^{1/2} M_\odot$) [#]
RP1							
H	1	1	1	1	1.00	1.25	1.012
He	9.77×10^{-2}	4	2	1.95×10^{-1}	1.95×10^{-1}	1.22×10^{-1}	0.395
C	3.63×10^{-4}	12	6	2.18×10^{-3}	2.18×10^{-3}	4.54×10^{-4}	0.004
O	8.51×10^{-4}	16	8	6.81×10^{-3}	6.81×10^{-3}	1.06×10^{-3}	0.014
Ne	1.23×10^{-4}	20	10	1.85×10^{-3}	1.85×10^{-3}	2.30×10^{-4}	0.004
Mg	3.80×10^{-5}	24	12	3.60×10^{-4}	3.60×10^{-4}	3.75×10^{-5}	0.001
Si	3.55×10^{-5}	28	14	1.94×10^{-4}	1.94×10^{-4}	1.73×10^{-5}	0.000
S	1.62×10^{-5}	32	16	1.61×10^{-5}	1.61×10^{-5}	1.25×10^{-6}	0.000
Ar	3.63×10^{-6}	36	18	4.05×10^{-6}	4.05×10^{-6}	2.81×10^{-7}	0.000
Ca	2.29×10^{-6}	40	20	2.84×10^{-6}	2.84×10^{-6}	1.77×10^{-7}	0.000
Fe	4.68×10^{-5}	56	26	1.83×10^{-3}	1.83×10^{-3}	8.77×10^{-5}	0.004
Ni	1.78×10^{-6}	62	28	7.48×10^{-5}	7.48×10^{-5}	3.34×10^{-6}	0.000
total					1.2		~1.4

[#] 太陽質量 $M_\odot (= 2 \times 10^{30} \text{ kg})$ で規格化。

表 6.6: SE1 における各元素のアバンドンス、 n_e/n_H 、個数密度、質量

元素 X	fraction f_X	質量数 m_X	電子数 N_X	アバンドンス A_X	n_e/n_H	密度 $n_X(\text{cm}^{-3})$	質量 $M_X(f^{1/2}M_\odot)^\#$
RP1							
H	1	1	1	1	1.00	1.61×10^{-1}	0.768
He	9.77×10^{-2}	4	2	1	1.95×10^{-1}	1.56×10^{-2}	0.300
C	3.63×10^{-4}	12	6	1	2.18×10^{-3}	5.81×10^{-5}	0.003
O	8.51×10^{-4}	16	8	1	6.81×10^{-3}	1.36×10^{-4}	0.010
Ne	1.23×10^{-4}	20	10	1.0	1.23×10^{-3}	1.97×10^{-5}	0.002
Mg	3.80×10^{-5}	24	12	3.2	1.46×10^{-3}	1.95×10^{-5}	0.002
Si	3.55×10^{-5}	28	14	1.4	6.96×10^{-4}	7.96×10^{-6}	0.001
S	1.62×10^{-5}	32	16	1.1	2.85×10^{-4}	2.85×10^{-6}	0.000
Ar	3.63×10^{-6}	36	18	1.1	7.19×10^{-5}	6.39×10^{-7}	0.000
Ca	2.29×10^{-6}	40	20	1.1	5.04×10^{-5}	4.03×10^{-7}	0.000
Fe	4.68×10^{-5}	56	26	0.37	4.50×10^{-4}	2.77×10^{-6}	0.001
Ni	1.78×10^{-6}	62	28	0.37	1.84×10^{-5}	1.05×10^{-7}	0.000
total					1.2		~ 1.1

$^\#$ 太陽質量 $M_\odot (= 2 \times 10^{30} \text{ kg})$ で規格化。

表 6.7: SE2 における各元素のアバンドンス、 n_e/n_H 、個数密度、質量

元素 X	fraction f_X	質量数 m_X	電子数 N_X	アバンドンス A_X	n_e/n_H	密度 n_X (cm $^{-3}$)	質量 M_X ($f^{1/2} M_\odot$) [#]
RP1							
H	1	1	1	1	1.00	9.15×10^{-1}	0.509
He	9.77×10^{-2}	4	2	1	1.95×10^{-1}	8.94×10^{-2}	0.199
C	3.63×10^{-4}	12	6	1	2.18×10^{-3}	3.32×10^{-4}	0.002
O	8.51×10^{-4}	16	8	1	6.81×10^{-3}	7.79×10^{-4}	0.007
Ne	1.23×10^{-4}	20	10	1.0	9.23×10^{-4}	8.44×10^{-5}	0.001
Mg	3.80×10^{-5}	24	12	3.2	6.84×10^{-4}	5.22×10^{-5}	0.001
Si	3.55×10^{-5}	28	14	1.4	4.97×10^{-4}	3.25×10^{-5}	0.001
S	1.62×10^{-5}	32	16	1.1	2.13×10^{-4}	1.22×10^{-5}	0.000
Ar	3.63×10^{-6}	36	18	1.1	5.36×10^{-5}	2.72×10^{-6}	0.000
Ca	2.29×10^{-6}	40	20	1.1	3.76×10^{-5}	1.72×10^{-6}	0.000
Fe	4.68×10^{-5}	56	26	0.37	5.11×10^{-4}	1.80×10^{-5}	0.001
Ni	1.78×10^{-6}	62	28	0.37	2.09×10^{-5}	6.84×10^{-7}	0.000
total					1.2		~ 0.72

[#] 太陽質量 M_\odot ($= 2 \times 10^{30}$ kg) で規格化。

表 6.8: SW における各元素のアバンドンス、 n_e/n_H 、個数密度、質量

元素 X	fraction f_X	質量数 m_X	電子数 N_X	アバンドンス A_X	n_e/n_H	密度 $n_X(\text{cm}^{-3})$	質量 $M_X(f^{1/2}M_\odot)^\#$
RP1							
H	1	1	1	1	1.00	6.64×10^{-1}	0.381
He	9.77×10^{-2}	4	2	1	1.95×10^{-1}	6.49×10^{-2}	0.149
C	3.63×10^{-4}	12	6	1	2.18×10^{-3}	2.41×10^{-4}	0.002
O	8.51×10^{-4}	16	8	1	6.81×10^{-3}	5.65×10^{-4}	0.005
Ne	1.23×10^{-4}	20	10	1.2	1.48×10^{-3}	9.80×10^{-5}	0.001
Mg	3.80×10^{-5}	24	12	0.88	4.01×10^{-4}	2.22×10^{-5}	0.000
Si	3.55×10^{-5}	28	14	1.0	4.97×10^{-4}	2.36×10^{-5}	0.000
S	1.62×10^{-5}	32	16	1.0	2.59×10^{-4}	1.08×10^{-5}	0.000
Ar	3.63×10^{-6}	36	18	1.0	6.53×10^{-5}	2.41×10^{-6}	0.000
Ca	2.29×10^{-6}	40	20	1.0	4.58×10^{-5}	1.52×10^{-7}	0.000
Fe	4.68×10^{-5}	56	26	0.60	7.30×10^{-4}	1.86×10^{-5}	0.001
Ni	1.78×10^{-6}	62	28	0.60	2.99×10^{-5}	7.09×10^{-7}	0.000
RP2							
Fe	4.68×10^{-5}	56	26	0.32	3.89×10^{-4}	1.07×10^{-5}	0.000
total					1.2		~ 0.54

太陽質量 $M_\odot (= 2 \times 10^{30} \text{ kg})$ で規格化。

6.1.2 RP 遷移後の経過時間

解析で得られた再結合タイムスケール $n_e t$ を用いて、各領域の RP 遷移後の経過時間を見積もった。 n_e 、 t はそれぞれ電子密度、RP 遷移後から現在までの時間を表していたので、経過時間 τ は

$$\tau = \frac{n_e t}{n_e} \quad (6.8)$$

で求まる。ここで分母の n_e は 6.1.1 節で求めた値を用いる (表 6.1)。実際は RP 遷移後も領域が拡大しているため、電子密度が変化しているはずである。ここでは時間経過に依らず電子密度は一定と仮定し、経過時間の上限を求めることにした。図 6.3 に示すように、経過時間は W28 の中心ほど短く、外側ほど長い傾向にある。しかし、北東では数 1000 年であるのに対し、南西では W28 の年齢 (~ 40000 年) に匹敵する長さである。

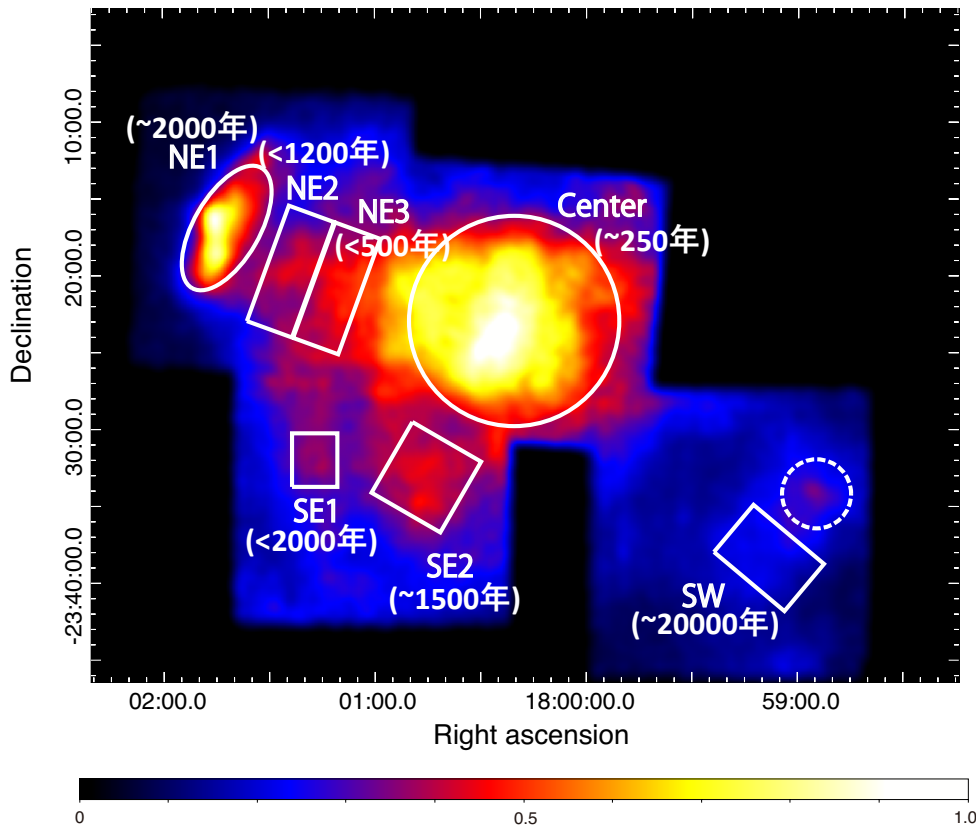


図 6.3: 各領域の RP 遷移後の経過時間の結果。

6.2 RP の起源

W28 の各領域のスペクトルは、元素間で初期電離温度を変えた $\text{Multi-}kT_i(z)$ で再現できることがわかった。図 6.1 に示すように、各領域における各元素の $kT_i(z)$ は 90% 誤差の範囲内で不一致である。このことは RP 初期において元素間で電離状態が異なることを

示唆している。さらに、領域間の $kT_i(z)$ は同じような数値・傾向を示していることがわかる。これより全ての領域は同じシナリオによって RP になった可能性を示唆するだろう。この節 (6.2) では全ての領域が同じシナリオで RP になったと仮定して、2つの先行研究 Sawada & Koyama (2012)、Okon et al. (2018) で主張された起源について議論する。

6.2.1 熱伝導

熱伝導は Kawasaki et al. (2002) により主張された起源であり、超新星残骸と近傍の冷たいガス (温度 ~ 10 K の分子雲) が相互作用することにより電子が冷却される。W28 は Wotteen (1981) で報告されているように北東部に分子雲が存在している。Okon et al. (2018) ではこの分子雲が冷却源となり、熱伝導が起こり W28 は RP になったと主張している。定性的には、分子雲の近くの領域から冷却が進み、徐々に遠方の領域へと冷却が伝わると考えられる。そのため、RP 遷移後の経過時間は分子雲に近い領域ほど長く、遠方になるほど短くなる。しかし、6.1.2 節で算出した RP 遷移後の経過時間は北東領域から中心領域まではその傾向が見られるものの、南西領域の経過時間の長さは説明ができない。

また、実際に北東部にある、NE1 に接触している分子雲が Center を冷却するのに要する時間 t_{cond} を Kawasaki et al. (2002) の式、

$$t_{\text{cond}} \sim 2 \times 10^6 \left(\frac{n_e}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{l}{17 \text{ pc}} \right)^2 \left(\frac{\Delta kT_e}{0.4 \text{ keV}} \right)^{-5/2} \text{ 年} \quad (6.9)$$

より算出した。ここで n_e 、 l 、 ΔkT_e はそれぞれ電子密度、分子雲と Center の距離 (pc)、分子雲と Center の温度差 (keV) を表している。分子雲は非常に冷たい (~ 0 keV) ので、 ΔkT_e は Center の値 ~ 0.4 keV を用いる。分子雲と Center の距離は ~ 17 pc より、 $t_{\text{cond}} \sim 200$ 万年と求められた。W28 の年齢 ~ 4 万年と比較すると、はるかに長い時間を要することがわかった。さらに実際は分子雲と Center の間には他の領域が存在し、Center には徐々に冷却が伝わる。そのため、見積もった時間よりも長くなると考えられる。以上のことから、北東部に位置する分子雲による熱伝導は困難であると考えられる。

一方、Holland-Ashford et al. (2020) の W49B の結果によれば、現在は蒸発してしまい見えない、小さい分子雲 (大きさ ~ 1 pc) による熱伝導であれば可能であると報告している。この分子雲の蒸発は MM-SNR 特有の中心集中した X 線放射の成因とも言われている (White & Long 1991)。確かに、この小さな分子雲による熱伝導の可能性は否定できない。しかし、RP になってからの経過時間は Center と他の複数の領域 (NE1, 2, 3, SE1, 2) で 400–2000 年である。つまり RP になったのは、年齢 20000–40000 年に対して、比較的最近である。小さな分子雲の蒸発がそれが広範囲で最近、ほぼ同時に起きたと考えることは難しいだろう。

6.2.2 断熱膨張

Sawada & Koyama (2012) では断熱膨張 (e.g. Itoh & Masai 1989) が好ましいと主張した。断熱膨張では衝撃波が濃い星周物質 (CSM) から希薄な星間物質 (ISM) に伝播した時に断熱膨張することで、電子温度が冷却される。Center について、CSM を抜けて RP になってから現在に至るまでの時間をポアソンの関係式 $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ より計算した。

Center が RP 初期と現在で球状であると仮定すると、ポアソンの関係式は、

$$R_0 = \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{1/2} R_1 \quad (6.10)$$

と書き換えることができる。ここで、 R 、 T はそれぞれ領域の半径、プラズマ温度を表し、添字の 0、1 はそれぞれ RP 初期と現在のパラメータであることを表している。また、比熱比 $\gamma = 5/3$ とした。現在の半径 R_1 と温度 T_1 はそれぞれ ~ 6 pc、 ~ 0.4 keV である。Center における初期電離温度の最大は Ar の 1.7 keV であることから、RP 初期での電子温度はこの値より高い必要がある。初期の温度 T_0 を 2 keV とした時、半径 R_0 は ~ 2.3 pc と算出された。Center の半径は ~ 6 pc であったことから、半分以下の大きさであることがわかる。膨張速度が一定であると仮定すると、Center は RP に遷移してから ~ 15000 – 20000 年の時間を経て現在の大きさまで広がったと考えられる。しかし、算出した経過時間は ~ 250 年であり、この値と比べて非常に短い。簡単な仮定を用いた以上の計算では断熱膨張による RP 形成は難しいと考えられる。

6.3 IP phase において初期電離温度の元素依存性は作れるか

図 6.1 に示すように、各領域の $kT_i(z)$ は誤差の範囲内で不一致であり、RP 初期で元素間で電離状態が異なることが示唆される。このことは Hirayama et al. (2019) でも主張されるように、プラズマが電離平衡状態 (CIE) からの進化ではなく、電離非平衡状態から進化した可能性がある。一般的な SNR は IP から CIE へと進化をたどると考えられるため、ここでは IP から RP へ進化したと仮定し、IP のある時点で解析結果で得られたような $kT_i(z)$ の元素依存性が再現できるのかを調査する。

シミュレーションには XSPEC の *RNEI* モデルを用いた。主なパラメータは電離温度、電子温度、電離タイムスケール $n_e t$ である。 t は IP 初期から RP 遷移前までの経過時間

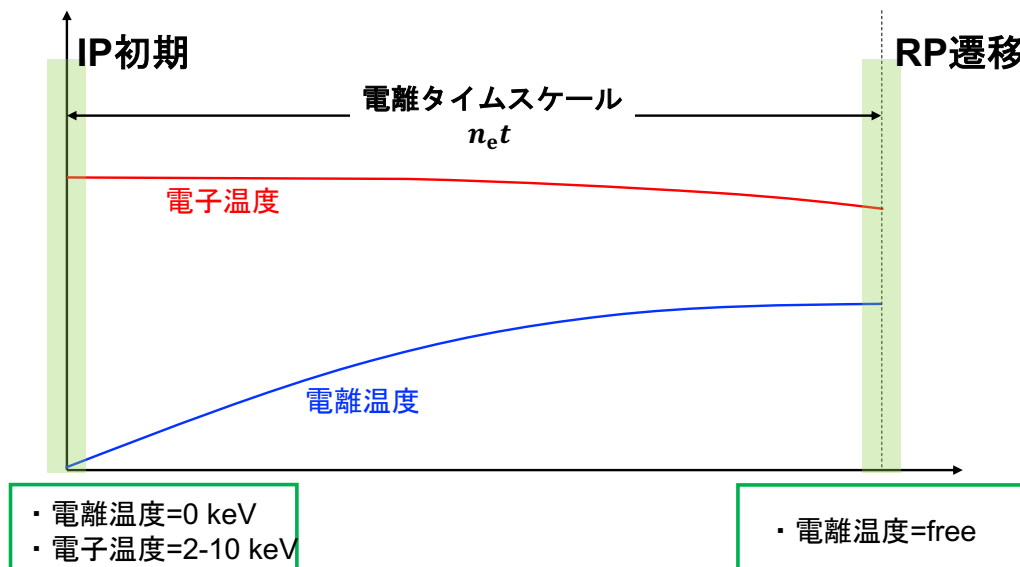


図 6.4: シミュレーションの概念図。

を表す。また、今回は Center の Ne、Mg、Si、S の 4 つの元素に着目した。シミュレーションでは以下のことを仮定した。

IP 初期

- 爆発後の IP 初期において、全ての元素の電離はまだ進んでいないとし、電離温度は 0 keV とした。
- Center の $kT_i(z)$ は最高で Ar の 1.7 keV であった。Ar をここまで電離させるためにはこの数値以上の電子温度 (kT_e) が必要であることから、 kT_e は 2 keV 以上の値に固定した。

RP 遷移時

- 電子の衝突電離により、各元素の電離が解析結果で得られた $kT_i(z)$ の値まで進んだ。

シミュレーションではまず、IP 初期におけるスペクトルを作成した。仮定の通り、電離温度は 0 keV に固定し、 kT_e の値は 2–10 keV の間で 1 keV おきに値を固定した。また、電離タイムスケール n_{et} は $1 \times 10^8 - 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ の間で固定した。作成したスペクトルの一例を図 6.5 に示す。

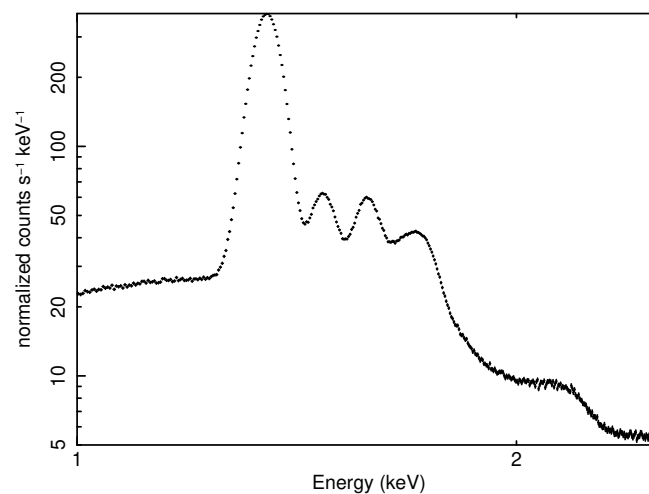


図 6.5: シミュレーションで作成した IP 初期における Mg のスペクトル。電離温度 = 0 keV、電子温度 = 5 keV、 $n_{et} = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ とした場合のもの。

次に作成したスペクトルフィットを *RNEI* モデルを用いて行った。RP 遷移時の電離温度を調べるため、電離温度はフリーパラメータとし、 n_{et} は 0 に固定した。また、 kT_e はフリーパラメータとした。まとめた結果を図 6.6 に示す。例えば Ne について、 $kT_i(\text{Ne})$ の解析結果は 0.46–0.48 keV であった。 kT_e が 2 keV の時、Ne をこの値まで電離するためには n_{et} は $\sim (3 - 3.5) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 要することがわかる。これを kT_e を変えて各元素について調べた。図 6.6 の斜線部は各元素の $kT_i(z)$ を再現する n_{et} の許容される範囲を示している。図 6.6 からわかるように、Ne–S の範囲が重なる領域がない。これは、IP の段階で同一の n_{et} で各元素の $kT_i(z)$ を説明できないことを意味している。

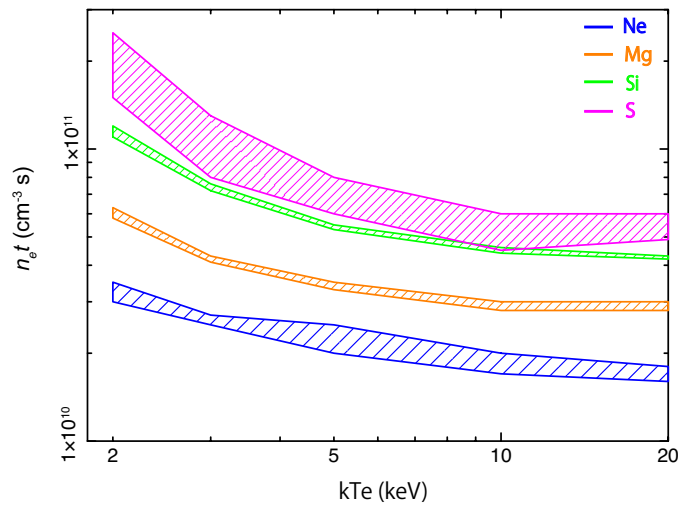


図 6.6: シミュレーションの結果。横軸は電子温度 kT_e 、縦軸は電離タイムスケール $n_e t$ をそれぞれ表す。青、オレンジ、緑、マゼンタはそれぞれ Ne、Mg、Si、S の結果を表す。

従来の電子冷却では観測結果の説明が難しいことがわかった。Hirayama et al. (2019) では IC443 の RP 成因として低エネルギー宇宙線による電離促進が提唱されている。低エネルギー宇宙線由来の中性鉄輝線放射が観測されており (Nobukawa et al. 2018; Okon et al. 2018)、その可能性は議論すべきである。しかし一方、Okon et al. (2021) では、IC443 について SNR の全運動エネルギー $\sim 10^{51}$ erg s^{-1} に対して陽子の総エネルギーが 2 桁大きくなり、宇宙線陽子による RP 起源は難しいと述べている。現在のところ、W28 の低エネルギー宇宙線の総量は分かっていない。今後新しい観測結果が出ればその検討を進められるだろう。

6.4 Fe He α 領域の温度と再結合タイムスケールの推定

XSPEC によるスペクトルフィットでは、Fe He 状 RRC 構造を再現することができなかった。この残差はプラズマの電離状態を過小評価していることを意味し、つまり正しい初期電離温度を得られていないことになる。そこで我々は、各鉄輝線の強度比からこのプラズマの再結合タイムスケールと初期電離温度を調査することにした。調査の概要はまず RP において、プラズマの再結合タイムスケールと初期電離温度を決め、スペクトルを作成して Fe He α 輝線に対する Fe He β 、Fe He γ 、Fe He 状 RRC の強度比を求めた。再結合タイムスケールと初期電離温度の値を変えて同様のことを行い、強度比マップを作成した。このシミュレーション結果と、現象論的モデルから求まる強度比を比べて、尤もらしい再結合タイムスケールと初期電離温度のセットを決定した。シミュレーションには XSPEC の *RNEI* モデルを使用し、再結合タイムスケールは $1 \times 10^8 - 1 \times 10^{12}$ s cm^{-3} の範囲で、初期電離温度は 2–10 keV の範囲で変化させた。作成した強度比マップは図 6.7 に示す。現象論的モデルで得られた強度のベストフィット値を用いて、強度比を求めると Fe He β /Fe He α ~ 0.26 、Fe He γ /Fe He α ~ 0.29 、Fe He 状 RRC/Fe He α ~ 0.43 となった。ただし、Fe He β の強度は Ni He α と重なっているため、上限を示す値になっていると考えられる。しかしこれらの値はシミュレーションで得られた値とは一致せず、シミュレー

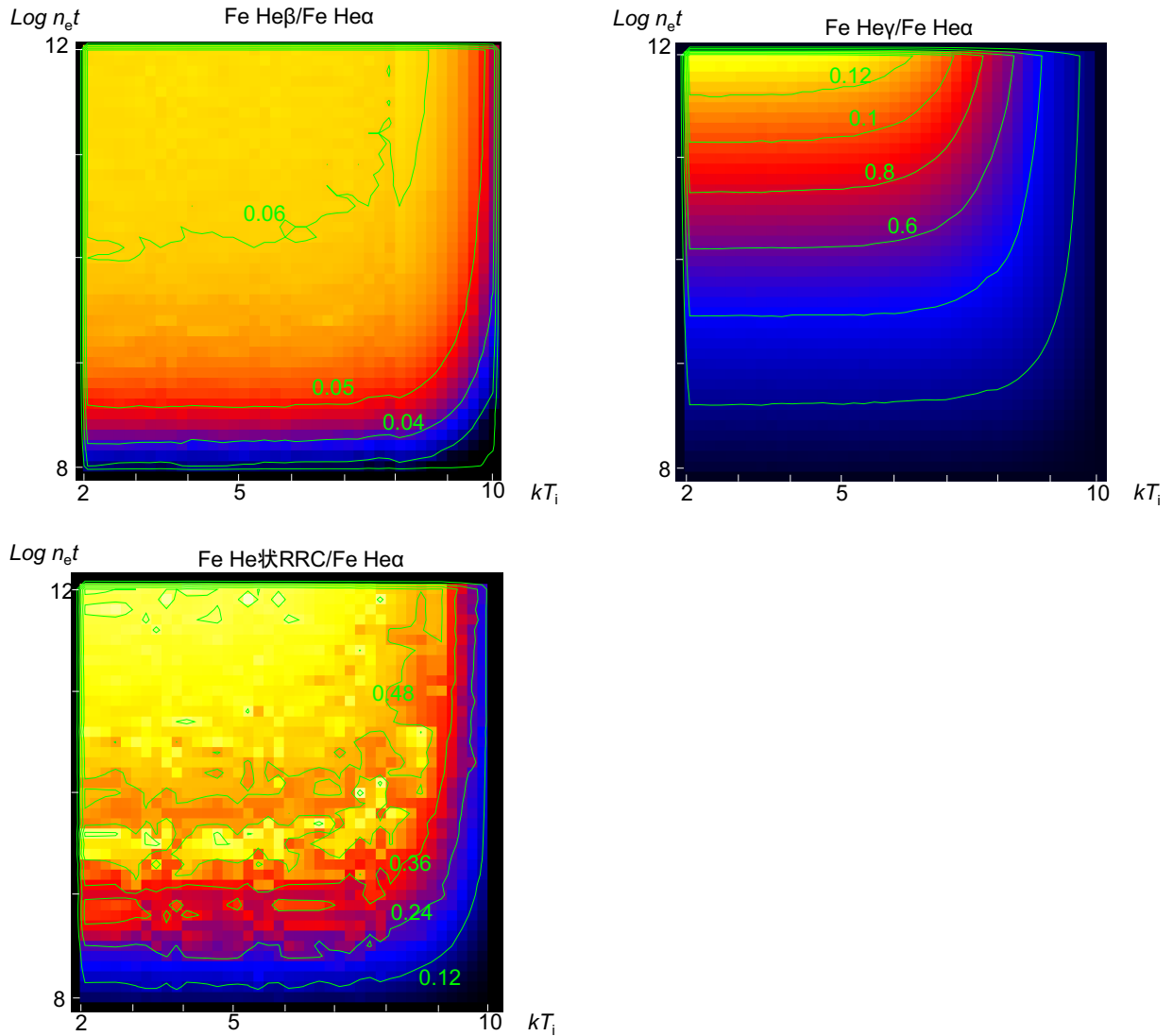


図6.7: Fe He α に対する (左上)Fe He β 、(右上)Fe He γ 、(左下)Fe He 状 RRC の強度比マップ。縦軸は再結合タイムスケール、横軸は初期電離温度を表す。緑線は等高線を示し、数値は各マップに記載してある。

ションからは再結合タイムスケールと初期電離温度を決めることはできなかった。

一方、SPEX を用いたスペクトルフィットでは Fe He 状 RRC 構造を再現でき、プラズマの電離状態を評価することができた。この領域でも kT_e よりも kT_i が高くなっており、軟 X 線帯域の領域同様 RP になっていることが明らかとなった。また、 $n_e t$ は $< 1.3 \times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$ で、 $n_e = 1 \text{ cm}^{-3}$ とすると経過時間は < 4000 年となる。このタイムスケールは北東の領域と同じオーダーであることがわかった。このことから RP 遷移が比較的最近起きたと考えられる。一方で南西領域の経過時間は約 10 倍長く初期に RP 遷移が起きたと考えられ、Fe He α 領域は南西方向に伸びているにも関わらず、南西領域とは RP が形成した時期が異なっていたことになる。よってこの分布の異方性は南西領域との関係がなく、実際は等方的、もしくは北東–南西方向に噴出した鉄が何らかの現象によ

り北東方向では低電離になった、もしくは南西方向で高電離となったことで異方的に観測された可能性がある。

6.5 XSPEC と SPEX における輝線、RRC 成分の不足

Fe He α 領域のスペクトル解析において、Fe He 状 RRC の構造が XSPEC では再現されず、一方で SPEX を用いると再現が可能であることがわかった。このことは Hirayama et al. (2019) の IC443 の解析においても報告されており (図 6.8)、XSPEC の成分の不足を指摘している。一方、XSPEC、SPEX のいずれも ~ 8.3 keV の Fe He γ 輝線を再現することができていない (図 5.12、5.13)。Fe He γ は W49B において顕著に見られる (図 6.9)。図 6.9(右) では本研究同様、XSPEC を用いた解析での Fe He γ の再現はできていない。このことから、XSPEC、SPEX には Fe He γ の成分が不足していることが考えられる。

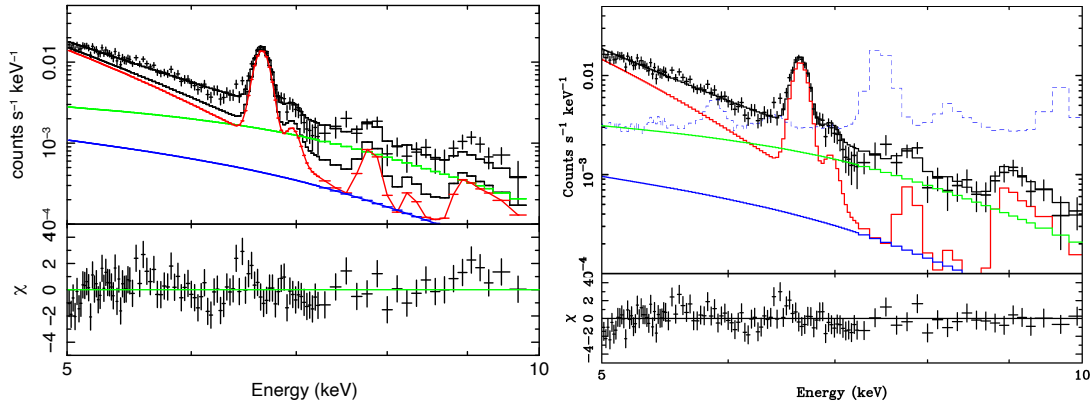


図 6.8: (左)XSPEC、(右)SPEX による 5–10keV 帯域の IC443 スペクトルフィット図 (平山修論)。青点線は NXB スペクトルを表す。赤線が過電離プラズマモデル、青線がべき型関数モデル、緑線がバックグラウンドモデルを表す。

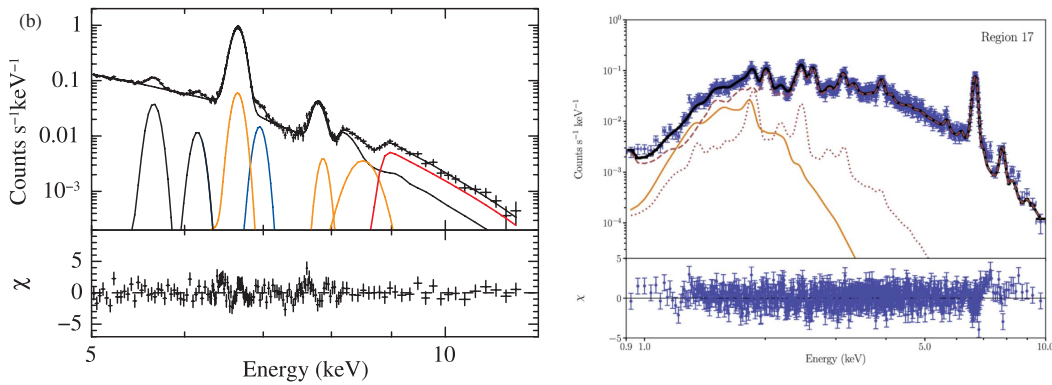


図 6.9: (左) すぎく衛星で取得した W49B のスペクトル (Ozawa et al. 2009)。黒と赤線はそれぞれ CIE モデル、Fe He 状 RRC を表す。橙線は Fe He α 輝線、Cr He α 輝線、Mn He α 輝線を、青線は Fe Ly α 輝線を表す。(右)XMM-Newton 衛星で取得した領域 17 の W49B スペクトル (Holland-Ashford et al. 2020)。黒、橙実線はベストフィットモデル、ISM モデルを表し、赤破線は低温のイジェクタモデルを表す。

第7章

結論

我々は X 線天文衛星すざくで取得された観測データを使用して、超新星残骸 W28 を 7 個の領域に空間分解し、領域ごとの詳細なスペクトル解析を行った。スペクトル解析には Hirayama et al. (2019) で提案された、RP 初期において元素間で電離状態が異なることを表現する Multi- $kT_i(z)$ モデルを用いた。まず最も明るく統計の良い中心領域 (Center) の解析を行い、 $kT_e \sim 0.4$ keV を持つ過電離プラズマ (Recombining Plasma; RP) であることが明らかとなり、先行研究の結果を支持した。また、 $kT_i(\text{Ne}) \sim 0.47$ 、 $kT_i(\text{Mg}) \sim 0.67$ 、 $kT_i(\text{Si}) \sim 0.96$ 、 $kT_i(\text{S}) \sim 1.2$ 、 $kT_i(\text{Ar}) \sim 1.4$ 、 $kT_i(\text{Ca}) \sim 1.7$ 、 $kT_i(\text{Fe}) \sim 0.70$ keV で元素間で有意に異なることが分かり、RP 初期において元素間で電離状態が異なることを初めて明らかにした。同様のモデルを他 6 領域にも適用して解析すると、全ての領域が Center 同様電離状態が元素間で異なる RP を持つことを発見した。

解析結果を用いて、まず W28 の質量を推定すると $\sim 14M_\odot$ であった。また、再結合タイムスケールより各領域の RP 遷移後からの経過時間を推定すると、中心ほど短く、外側ほど長いことがわかった。北東の経過時間が数千年のオーダーであったのに対し、南西では経過時間が W28 の年齢に匹敵する長さであった。この経過時間の傾向と Center の分子雲による冷却タイムスケールの計算より、分子雲による熱伝導では W28 の RP 形成が難しいを考えた。一方、断熱膨張による RP 形成も簡単な仮定を用いた計算結果から難しいことがわかった。

$kT_i(z)$ の元素依存性は、RP が電離非平衡状態から進化した可能性があることを意味する。そこで RP が IP から進化したと仮定し、IP において解析で得られた元素依存性が再現できるか Center についてシミュレーションを行った。その結果、IP の段階では同一のタイムスケールで各元素の $kT_i(z)$ を説明できないことがわかった。

また、W28 における Fe He α 輝線の異方性についての調査も行なった。XSPEC による解析では ~ 8.8 keV に見られる Fe He 状 RRC 構造の再現ができなかった一方で、SPEX による解析ではこの構造が再現できたことから、XSPEC の成分の不足を指摘した。このことは Hirayama et al. (2019) でも主張されていた。さらに XSPEC、SPEX のいずれも ~ 8.3 keV の Fe He γ 輝線を再現することができず、両者の成分の不足についても指摘した。この Fe He α 領域においても $kT_i \sim 5$ keV を持つ RP であることがわかった。南西方向に伸びているにも関わらず経過時間のタイムスケールが南西領域とは異なることから、この異方性は南西領域との関係なく、等方的もしくは北東-南西方向に噴出した鉄が何らかの物理現象で現在の異方的な分布になったと考える。

参考文献

- [1] George B. Rybicki, Alan P. Lightman, "Radiative Process in Astrophysics", Wiley- VCH
- [2] 福江純・和田桂一・梅村雅之、"シリーズ < 宇宙物理学の基礎 > 1 巻 宇宙流体物理の基礎"、日本評論社
- [3] 福井康雄・犬飼修一郎・大西利和・中井直正・舞原俊憲・水野亮、"シリーズ現代の天文学 6 星間物質と星形成"、日本評論社
- [4] 野本憲一・定金晃三・佐藤勝彦、"シリーズ現代の天文学 7 恒星"、日本評論社
- [5] 井上一・小山勝二・高橋忠幸・水本好彦、"シリーズ現代の天文学 17 宇宙の観測 III 高エネルギー天文学"、日本評論社
- [6] Chandra X-ray Observatory、<https://chandra.harvard.edu>
- [7] NASA's HEASARC、<https://heasarc.gsfc.nasa.gov>
- [8] 天文学事典、<https://astro-dic.jp>
- [9] 「すぎく」ホームページ、<http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/>
- [10] Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- [11] Arikawa, Y., Tatematsu, K., Sekimoto, Y., et al. 1999, *PASJ*, 51
- [12] Balucinska-Church, M. & McCammon, D. 1992, *ApJ*, 400, 699
- [13] Claussen, M. J., Frail, D. A., Goss, W. M., et al. 1997, *ApJ*, 489, 143.
- [14] Dubner, G. M., Velázquez, P. F., Goss, W. M., et al. 2000, *AJ*, 120, 1933.
- [15] Filippenko, A. V. 1997, *ARAA*, 35, 309-355
- [16] Frail, D. A., Goss, W. M., & Slysh, V. I. 1994, *ApJL*, 424
- [17] Hirayama, A., Yamauchi, S., Nobukawa, K. K., et al. 2019, *PASJ*, 71, 37
- [18] Holland-Ashford, T., Lopez, L. A., & Auchettl, K. 2020, *ApJ*, 903, 108
- [19] Ishisaki, Y., Maeda, Y., Fujimoto, R., et al. 2007, *PASJ*, 59, 113
- [20] Itoh, H. & Masai, K. 1989, *MNRAS*, 236, 885
- [21] Kaastra, J. S. & Mewe, R. 1993, *A&AS*, 97, 443
- [22] Kaspi, V. M., Lyne, A. G., Manchester, R. N., et al. 1993, *ApJL*, 409, L57
- [23] Katayama, H., Takahashi, I., Ikebe, Y., et al. 2004, *A&A*, 414, 767
- [24] Kawasaki, M. T., Ozaki, M., Nagase, F., et al. 2002, *ApJ*, 572, 897
- [25] Koyama, K., Makishima, K., Tanaka, Y., & Tsunemi, H. 1986, *PASJ*, 38, 121
- [26] Koyama, K., Tsunemi, H., Dotani, T., et al. 2007, *PASJ*, 59, 23
- [27] Kushino, A., Ishisaki, Y., Morita, U., et al. 2002, *PASJ*, 54, 327
- [28] Matsumura, H., Tanaka, T., Uchida, H., et al. 2017, *ApJ*, 851, 73
- [29] Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, *PASJ*, 59, S1
- [30] Mori, H., Iizuka, R., Shibata, R., et al. 2005, *PASJ*, 57, 245

- [31] Nakajima, H., Yamaguchi, H., Matsumoto, H., et al. 2008, PASJ, 60, S1
- [32] Nakamura, R., Bamba, A., Ishida, M., et al. 2014, PASJ, 66, 62
- [33] Nakashima, S., Nobukawa, M., Uchida, H., et al. 2013, ApJ, 773, 20
- [34] Nobukawa, K. K., Nobukawa, M., Koyama, K., et al. 2018, ApJ, 854, 87
- [35] Ohnishi, T., Koyama, K., Tsuru, T. G., et al. 2011, PASJ, 63, 527
- [36] Okon, H., Uchida, H., Tanaka, T., et al. 2018, PASJ, 70, 35
- [37] Okon, H., Tanaka, T., Uchida, H., et al. 2021, ApJ, 921, 99
- [38] Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., et al. 2009, ApJL, 706
- [39] Revnivtsev, M., Sazonov, S., Churazov, E., et al. 2009, Nature, 458, 1142
- [40] Rho, J. & Petre, R. 1998, ApJL, 503, L167
- [41] Sawada, M. & Koyama, K. 2012, PASJ, 64, 81
- [42] Serlemitsos, P. J., Soong, Y., Chan, K.-W., et al. 2007, PASJ, 59, S9
- [43] Takahashi, T., Kokubun, M., Mitsuda, K., et al. 2018, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 4, 021402.
- [44] Tanaka, T., Uchida, H., Nakajima, H., et al. 2018, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 4, 011211
- [45] Tawa, N., Hayashida, K., Nagai, M., et al. 2008, PASJ, 60, S11
- [46] Uchida, H., Koyama, K., & Yamaguchi, H. 2015, ApJ, 808, 77
- [47] Uchiyama, H., Ozawa, M., Matsumoto, H., et al. 2009, PASJ, 61, S9
- [48] Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T. G., et al. 2013, PASJ, 65, 19
- [49] Velázquez, P. F., Dubner, G. M., Goss, W. M., et al. 2002, AJ, 124, 2145
- [50] Verner, D. A., Ferland, G. J., Korista, K. T., et al. 1996, ApJ, 465, 487
- [51] Warwick, R. S., Turner, M. J. L., Watson, M. G., & Willingale, R. 1985, Nature, 317, 218
- [52] White, R. L. & Long, K. S. 1991, ApJ, 373, 543
- [53] Wootten, A. 1981, ApJ, 245, 105
- [54] Yamaguchi, H., Ozawa, M., Koyama, K., et al. 2009, ApJL, 705
- [55] Yamaguchi, H., Ozawa, M., & Ohnishi, T. 2012, Advances in Space Research, 49, 451
- [56] Yamauchi, S., Nobukawa, M., & Koyama, K. 2021, PASJ, 73, 728
- [57] Zhou, P., Safi-Harb, S., Chen, Y., et al. 2014, ApJ, 791, 87
- [58] 鷺野 遼作. 2016, 修士論文
- [59] 平山 ありさ. 2019, 修士論文