

修士論文 2021年度（令和3年度）

**X線精密分光解析で明らかにする  
超新星残骸J0453.6–6829の  
特異な強度の禁制線とその放射過程**

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

小柴 鷹介

[koshiba.yosuke.b25@kyoto-u.jp](mailto:koshiba.yosuke.b25@kyoto-u.jp)

2022年1月26日



## 概要

超新星残骸 (SNR) の X 線スペクトルから元素組成比やプラズマの温度、電離状態などを正確に測定するためには放射過程を明らかにする必要がある。近年の X 線精密分光観測によって、高い He 様イオン  $K\alpha$  線の共鳴線に対する禁制線の強度比 ( $f/r$  比) が複数の SNR から報告されており、これらは典型的な SNR の熱的プラズマモデルでは説明できない。この異常に高い  $f/r$  比の原因は、電荷交換 (CX) や共鳴散乱 (RS) の影響である可能性が示唆されている。しかし、どのような SNR (周辺環境、年齢、親星の爆発タイプ、形態など) で CX や RS が起きるのかは明らかになっていない。我々は、He 様酸素  $K\alpha$  線に着目し、禁制線や共鳴線を分光できるエネルギー分解能を持つ XMM-Newton 衛星搭載の反射型回折格子 (RGS) を用いて、SNR J0453.6–6829 の解析を行った。SNR J0453.6–6829 の先行研究では、熱的プラズマのみのモデルフィットにおいて禁制線に大きな残差を示した。我々は SNR J0453.6–6829 の RGS スペクトル解析を行い、得られた  $f/r = 1.06^{+0.09}_{-0.10}$  は多温度の熱的プラズマだけでは説明がつかないことを示した。そこで我々はまず、高い  $f/r$  比の原因として RS の検証を行った。RS の場合、振動子強度の大きい共鳴線が散乱されることで共鳴線の強度が小さくなり、それゆえ  $f/r$  比が大きくなる。また、RS の効果は SNR の形態が非対称のときに限りスペクトルに現れる。SNR J0453.6–6829 は比較的対称な形態をしていることから RS の可能性は低いと考えられる。次に我々は、 $f/r$  比を説明する物理過程として CX を検証した。CX の場合、プラズマ中のイオンが中性物質の電子と再結合することによって禁制線の強度が大きくなる。そのため SNR における典型的なプラズマの熱的放射に比べて、 $f/r$  比が大きくなる。熱的プラズマに CX の効果を加えたモデルでフィットをしたところ、RGS スペクトルをよく再現した。前述のようにプラズマと周囲の中性物質との相互作用で CX が期待されるため、SNR J0453.6–6829 の周辺環境について ATCA & Parkes の電波データを用いて解析したところ、SNR J0453.6–6829 が HI 雲と衝突していることがわかった。よって、SNR J0453.6–6829 における異常に高い  $f/r$  比は、密度が大きい周辺環境に存在する HI 雲中の中性物質と SNR のプラズマ中のイオンとの相互作用で生じる CX で説明できることがわかった。我々の結果は周辺密度が高い環境にある SNR で CX が検出される可能性が高いことを示唆している。



# 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
1.2	超新星残骸	3
1.2.1	超新星残骸の進化	3
1.2.2	超新星残骸の形態	6
1.2.3	超新星残骸のプラズマの電離状態	8
<b>第 2 章</b>	<b>超新星残骸で観測される X 線</b>	<b>11</b>
2.1	連続放射	11
2.2	輝線放射	12
2.3	電荷交換	15
2.4	共鳴散乱	16
<b>第 3 章</b>	<b>超新星残骸 J0453.6–6829 の観測の動機と特徴</b>	<b>21</b>
<b>第 4 章</b>	<b>XMM-Newton 衛星</b>	<b>23</b>
4.1	概観	23
4.2	X 線望遠鏡	24
4.3	検出器	25
4.3.1	EPIC	26
4.3.2	反射型 X 線回折分光器 RGS	28
<b>第 5 章</b>	<b>超新星残骸 J0453.6–6829 の X 線解析</b>	<b>35</b>
5.1	観測とデータ処理	35
5.2	解析と結果	35
5.2.1	2 温度プラズマモデルでの解析	36
5.2.2	O VII He $\alpha$ 輝線によるプラズマ診断	38
5.2.3	電荷交換モデルでの解析	40
5.2.4	共鳴散乱モデルでの解析	42
<b>第 6 章</b>	<b>議論</b>	<b>47</b>

6.1 共鳴散乱 . . . . .	48
6.2 電荷交換 . . . . .	49
<b>第7章 まとめと今後の展望</b>	<b>53</b>
<b>謝辞</b>	<b>55</b>
<b>参考文献</b>	<b>56</b>

## 目次

1.1	SNの可視光による分類 . . . . .	2
1.2	Ia型SNとCC型SNの構成元素の組成比 . . . . .	3
1.3	Tycho's SNRのX線イメージ . . . . .	4
1.4	SNRの概略図 . . . . .	4
1.5	順行・逆行衝撃波の経過時間に関するそれぞれの位置 . . . . .	6
1.6	SNRの形態分類 . . . . .	7
1.7	X線によるSNRの形態分類 . . . . .	7
1.8	N132の爆発等方性と周辺環境 . . . . .	8
1.9	CIE,IP,RPに対する鉄のイオン存在比 . . . . .	10
2.1	鉄の $K\alpha$ 輝線の中心エネルギー . . . . .	13
2.2	He様イオンのエネルギー準位 . . . . .	14
2.3	中性水素からイオンに受け渡される電子の概略図とHe様イオンのグロトリアン図 . . . . .	15
2.4	SNRにおける衝撃波とCXの位置関係 . . . . .	16
2.5	SNRにおけるCXの寄与とCXの描像 . . . . .	17
2.6	SNRにおけるRS . . . . .	19
3.1	SNR J0453.6-6829のスペクトルフィット結果 . . . . .	22
3.2	SNR J0453.6-6829の電波・X線イメージ . . . . .	22
4.1	XMM-Newton衛星のイメージ . . . . .	23
4.2	XMM-Newton衛星の軌道とXMM-Newton衛星の内部構成図 . . . . .	24
4.3	XMM-Newton衛星のX線望遠鏡での光路 . . . . .	24
4.4	MOSとRGSの有効面積 . . . . .	25
4.5	MOS1のPSFとEEF . . . . .	26
4.6	MOSの写真とX線望遠鏡に対するMOSの配置 . . . . .	27
4.7	pnの写真とX線望遠鏡に対するpnの配置 . . . . .	28
4.8	EPICとRGSに入射するX線の光路 . . . . .	29
4.9	RGAの写真と構造図 . . . . .	30
4.10	RFCにおけるCCDの配置 . . . . .	31

4.11 RFC のバナナプロット . . . . .	32
4.12 RGS の応答関数 . . . . .	33
5.1 MOS で取得した SNR J0453.6–6829 の 3 色イメージ . . . . .	37
5.2 2-NEI モデルでのフィット結果 . . . . .	38
5.3 電子温度に対する $f/r$ 比と酸素のイオン存在比 . . . . .	39
5.4 RP を仮定したときのフィット結果 . . . . .	41
5.5 RP における電子温度に対する $f/r$ 比 . . . . .	41
5.6 2NEI+CX モデルでのフィット結果 . . . . .	43
5.7 2NEI–Gaus モデルでのフィット結果 . . . . .	44
6.1 各輝線の透過率 . . . . .	49
6.2 ATCA & Parkes の HI チャンネルマップ . . . . .	50
6.3 HI 強度マップと位置速度図 . . . . .	51
6.4 O VII He $\alpha$ (r) と O VII He $\alpha$ (f) の強度分布 . . . . .	52

## 表 目 次

2.1	O VII He $\alpha$ の各輝線の振動子強度と中心エネルギー . . . . .	18
5.1	負のガウシアンを挿入した各輝線の中心エネルギー . . . . .	44
5.2	ベストフィットパラメーター一覧 . . . . .	45
6.1	SNR における $f/r$ 比と G-ratio . . . . .	47



# 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) 爆発とは、恒星が一生の最期に爆発する高エネルギー現象である。超新星爆発は、周囲の宇宙空間にエネルギーや元素を供給し、宇宙線の加速源とも言われている。超新星爆発によって解放されるエネルギーは  $\sim 10^{51}$  erg にも及び、光度は銀河 1 個分の明るさに相当する。また、超新星爆発は銀河において 100 年のうちに 2-3 回の頻度で起こるとされている。

現在では、SN は電波から可視光、X 線、 $\gamma$  線などのさまざまなエネルギー帯域において研究対象となっている。最初に可視光のスペクトルから SN を分類したのは Minkowski (1941) であり、水素の吸収線がない SN を Type I とし、ある SN を Type II とした。現在ではスペクトルに基づいて図 1.1 のようにさらに細分化され SN の分類がなされている。I 型の中で SiII の吸収線が見られるものを Ia 型、SiII の吸収線が無いものの中で HeI の吸収線があるものが Ib 型、無いものが Ic 型に分類される。II 型については光度曲線などから IIL 型、IIP 型とされる。また、爆発機構の違いから SN は熱核暴走 (Ia) 型と重力崩壊 (core collapse: CC) 型に二分される。以下では Ia 型と CC 型について詳しくみる。

#### Ia 型超新星爆発

親星の質量が  $< 8M_{\odot}$  のとき、中心核では C,O が生成された後はそれ以上元素合成が進まない。その後、外層を周囲に掃き出して、白色矮星と呼ばれる C,O から構成される中心核だけが残った状態になる。白色矮星は連星系を成していることがあり、伴星からの質量降着で白色矮星の質量が増加していく場合もある。白色矮星の質量が増加するといずれチャンドラセカール質量  $M_{\text{ch}} \sim 1.4M_{\odot}$  と呼ばれる限界質量に達し、電子の縮退圧で支えることができずに収縮していく。その後、星内部の密度と温度が上昇し、爆発的に核融合が進み Ia 型の爆発は起こると考えられている。白色矮星がどのように限界質量に達するかは未だ論争が続いているが、大きく次の 2 つのシナリオが考えられている。2 つの白色矮星同士の合体によって  $M_{\text{ch}}$  を超える

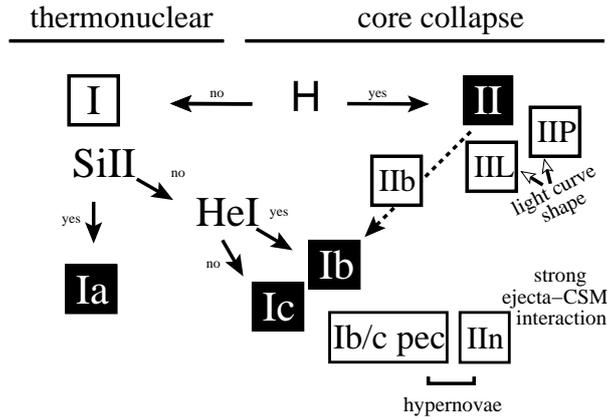


図 1.1: SN の可視光による分類 (Turatto, 2003).

シナリオ (Webbink, 1984) と、伴星からの質量降着によって  $M_{\text{ch}}$  を超えるシナリオ (Whelan & Iben, 1973) である。Ia 型の超新星爆発はどれも  $M_{\text{ch}}$  を超えて爆発するため最大光度がほぼ同じになり、標準光源として距離はしごに用いられる。また、Ia 型は爆発によって親星が破壊されるため中心にコンパクト天体を残さない。

### CC 型超新星爆発

親星の質量が  $> 10M_{\odot}$  のときに CC 型超新星爆発を起こすと考えられている。星の内部で次々に元素合成が進み、中心付近が Fe で形成されると、Fe は元素の中で原子核の束縛エネルギーが非常に強く安定なためそれ以上の元素合成が進まない。重力崩壊型の爆発のメカニズムは以下の通りである。中心に Fe コアが形成された後にさらに重力収縮することで高温になり、式 (1.1) のように Fe が He に変わる光分解が始まる。さらにその He が式 (1.2) のように陽子と中性子に変化する。



これらの反応は吸熱反応であるため、コアの圧力が急激に低下することで外層が一気に中心に向かって落ち込む。落ち込んできた物質がコアの表面で反跳し、衝撃波を形成し外層を吹き飛ばす。爆発エネルギーは  $\sim 10^{53}$  erg であり、そのほとんど  $\sim 99\%$  がニュートリノが持ち去っていくため、CC 型で解放されるエネルギーは  $\sim 10^{51}$  erg である。また、CC 型は爆発後に中心に中性子星もしくはブラックホールといったコンパクト天体を残す。

以上の Ia 型と CC 型の主な違いとして元素の組成比が異なることが挙げられる。Ia 型は C,O からなる白色矮星の核燃焼によって爆発するため Fe などの比較的重い元素の組成比が大きい傾向があり、CC 型は Fe などの元素がコンパクト星に取り込まれることと外層に He などの元素が多く存在するため、比較的軽い元素の組成比が大きい (図 1.2)。

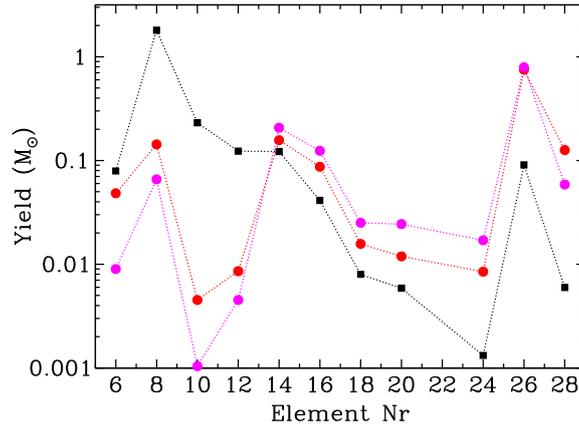


図 1.2: Ia 型 SN と CC 型 SN の構成元素の組成比 (Vink, 2012). 黒い四角が CC 型で, 赤とマゼンタの丸点が Ia 型を示す.

## 1.2 超新星残骸

超新星残骸 (Supernova Remnant: SNR) は SN の爆発後に残骸として存在する星雲状の天体である. 図 1.3 に 1572 年に爆発が確認された Tycho's SNR の X 線イメージを示す. SNR は親星からの噴出物 (イジェクタ) と爆発時に形成される衝撃波によって掃き集められた周囲の星間物質 (Interstellar Medium: ISM) からなる. 衝撃波による加熱によって数千万 K の高温プラズマ状態となり, 何万年ものあいだ可視光や電波, X 線などで輝く. 現在, 銀河系内において 295 個の SNR が確認されている (Green, 2019). また, 我々の銀河の伴銀河である大マゼラン星雲 (Large Magellanic Cloud: LMC) には 62 個の SNR が確認されており, さらに SNR の候補天体は 30 個存在する (Yew et al., 2021). この章では SNR の進化やプラズマ状態について概観する.

### 1.2.1 超新星残骸の進化

SNR においては, 超新星爆発によって噴出したイジェクタが ISM 中を音速を超える速度で膨張することで, 衝撃波が形成される. この外向きの衝撃波を順行衝撃波と呼ぶ. 順行衝撃波は ISM を掃き集めながら膨張していき, これによって ISM は加熱され時間をかけて電離していき, 球殻上のシェルを形成する. 順行衝撃が徐々に速度を落としていくなかで, 速度をもった内側のイジェクタが衝突することで内向きの衝撃波が形成される. これを逆行衝撃波と呼び, イジェクタを加熱する. また, 加熱された ISM とイジェクタの境界面のことを接触不連続面と呼ぶ. いま述べた SNR の衝撃波の概略図を図 1.4 に示す. SNR が膨張していく過程は, イジェクタの質量  $M_{ej}$  と掃き集めた ISM の質量  $M_{ISM}$  の関係をもとに以下のように 4 つの段階を経る.

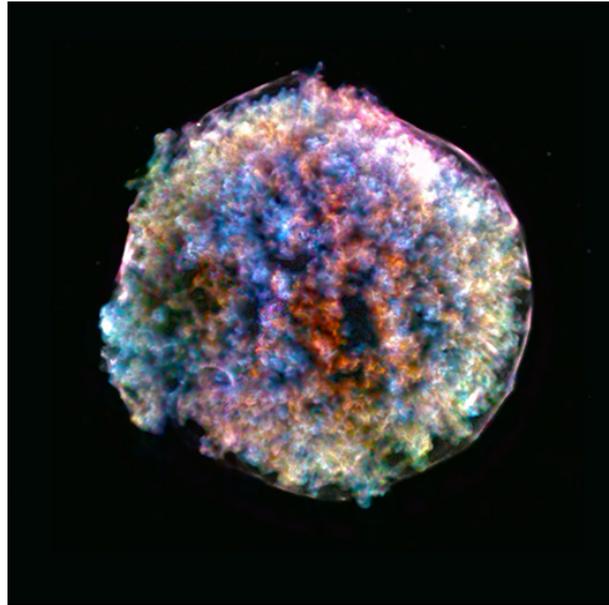


図 1.3: Tycho's SNR の X 線イメージ (Sato et al., 2019). 各色のエネルギー帯域は 0.3–1.2 keV (赤), 1.2–1.6 keV (黄), 1.6–2.26 keV (シアン), 2.2–4.1 keV (紺), 4.4–6.1 keV (紫) である.

1. 自由膨張期 ( $M_{\text{ISM}} < M_{\text{ej}}$ )

膨張の初期段階では  $M_{\text{ISM}}$  は  $M_{\text{ej}}$  に比べて無視できるため、イジェクタは自由膨張をする。爆発エネルギー  $E \sim 10^{51}$  erg は全てイジェクタの運動エネルギーに使われるため、衝撃波の速度  $v_s$  と半径  $R_s$  は次式で表すことができる。

$$v_s = \sqrt{\frac{2E}{M_{\text{ej}}}} = 8.5 \times 10^8 \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left( \frac{M_{\text{ej}}}{1.4M_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ cm s}^{-1}, \quad (1.3)$$

$$R_s = v_s t. \quad (1.4)$$

ここで、 $t$  は爆発後の経過時間である。このとき、衝撃波によって掃き集められた ISM の質量  $M_{\text{ISM}}$  は、ISM における平均分子量  $\mu$ 、水素原子の質量  $m_{\text{H}}$ 、水素の個数

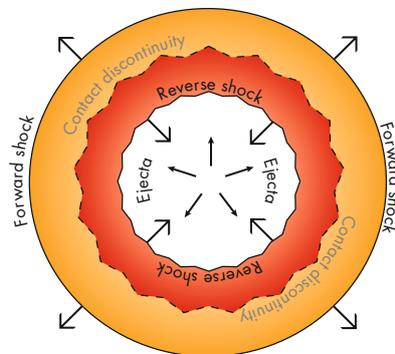


図 1.4: SNR の概略図 (Vink, 2020).

密度  $n_0$  を用いて

$$M_{\text{ISM}} = \frac{4}{3}\pi R_s^3 \mu m_{\text{H}} n_0, \quad (1.5)$$

と表される。自由膨張期は  $M_{\text{ISM}} \sim M_{\text{ej}}$  となるまで続くため、そのタイムスケールは以上の式を用いると、

$$t \sim 2.5 \times 10^2 \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left( \frac{M_{\text{ej}}}{1.4 M_{\odot}} \right)^{5/6} \left( \frac{\mu}{1.4} \right)^{-1/3} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ yr}, \quad (1.6)$$

と表され、典型的には数 100 年間ほど自由膨張期が続く。

## 2. 断熱膨張期 ( $M_{\text{ISM}} \geq M_{\text{ej}}$ )

$M_{\text{ISM}}$  が大きくなることで、衝撃波の速度は徐々に小さくなる。この段階ではまだ放射によるエネルギー損失は無視できるため、爆発エネルギーは熱的プラズマの内部エネルギーと運動エネルギーに換算され、断熱的に膨張する。断熱膨張期における SNR の進化は Sedov-Taylor 解 (Sedov, 1959; Taylor, 1950) と呼ばれる一様物質中での点源爆発に近似した自己相似解で得られるためセドフ期とも呼ばれる。それによると、衝撃波の半径  $R_s$  と速度  $v_s$ 、衝撃波面を通った後の温度  $T_s$  は、

$$R_s = 4 \times 10^{19} \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{2/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ cm}, \quad (1.7)$$

$$v_s = \frac{dR_s}{dt} = 5 \times 10^7 \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-3/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ cm s}^{-1}, \quad (1.8)$$

$$T_s = 3 \times 10^6 \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-6/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{2/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \text{ K}, \quad (1.9)$$

で与えられる。自由膨張期から断熱膨張期にかけて順行・逆行衝撃波の経過時間に対する位置関係を図 1.5 に示す。順行衝撃波が徐々に減速を受ける様子と、逆行衝撃波が内向きに走る様子がわかる。この断熱膨張期は数万年続き、爆発エネルギーの約 70% が熱エネルギーに変換される (Chevalier, 1974)。

## 3. 放射冷却期

この段階は圧力駆動雪かき段階とも呼ばれる。放射による冷却が効き始め、エネルギー保存が成り立たなくなり、代わりに衝撃波の運動量保存則が成り立つ。放射により密度の大きいシェルは早く冷却されるが、密度の小さい内部は温度が高く圧力も高い。内部の圧力によって SNR は膨張していき、単原子気体を仮定すると衝撃波の半径  $R_s$  は、

$$R_s \propto t^{2/7}, \quad (1.10)$$

で与えられる。さらに放射冷却が進み、内部の圧力も無視できるほど小さくなると、衝撃波は運動量保存を満たして膨張する。このとき、衝撃波の半径  $R_s$  は、

$$R_s \propto t^{1/4}, \quad (1.11)$$

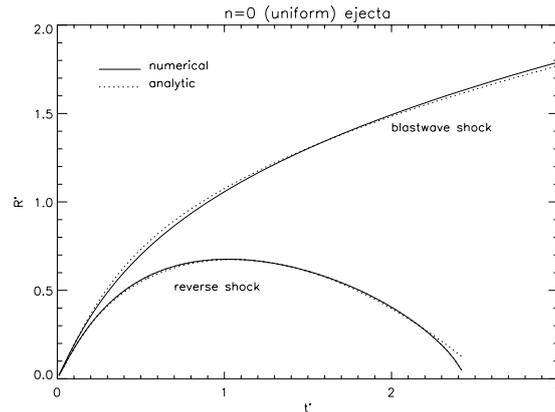


図 1.5: 順行衝撃波と逆行衝撃波の経過時間に関するそれぞれの位置 (Truelove & McKee, 1999).

で与えられる.

#### 4. 消滅期

衝撃波の速度がアルフヴェン速度に近づき、衝撃波は徐々に消えていく. シェルは亜音速で広がるようになり, SNR は終焉を迎える.

### 1.2.2 超新星残骸の形態

SNR は, その形態から以下の4種類に分類される. 球殻状に明るいシェル型, 中心からのコンパクト天体由来の放射がみえるプレリオン型, シェルからの放射とコンパクト天体由来の放射のどちらもみえる複合型, 電波シェルと中心からの X 線放射がみえている mixed-morphology (MM) 型である (図 1.6). 銀河系内 SNR295 個においてはそれぞれ 80% (シェル型), 3% (プレリオン型), 13% (複合型と MM 型) の割合を占め, 残りの SNR は未だはっきりと分類されていない (Green, 2019). 図 1.7 に銀河系内と LMC に位置する 24 個の SNR の軟 X 線イメージとそれらの SNR の形態を特徴づけるパラメータによってプロットしたものを示す (Lopez et al., 2011). 値が大きいほど表面輝度が楕円形の形態を示すパラメータ  $P_2/P_0$  と, 値が大きほど非対称を示すパラメータ  $P_3/P_0$  を用いたプロットにより, SNR の形態は Ia 型と CC 型で大きく形態が異なる傾向があり, Ia 型は CC 型に比べて対称的な形態をしている. これは Ia 型と CC 型の爆発機構上, CC 型の方が周辺環境の密度が大きく, 膨張時に周囲からの影響を受けて形態が変化しやすいからである. 図 1.8 に周辺環境の密度が非一様で, 形態に影響が出ている N132D を示す (Sano et al., 2015). 密度が大きい領域において SNR の膨張が邪魔されて爆発等方向性が失われ, 形態が歪められていることがわかる.

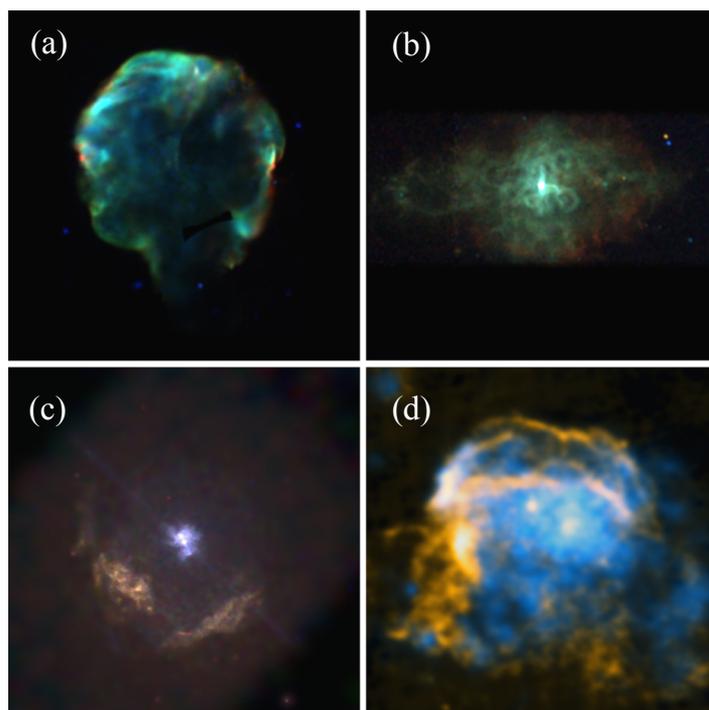


図 1.6: SNR の様々な形態 (Vink, 2012). (a) シェル型 SNR の Cygnus Loop. 0.1–0.4 keV (赤), 0.5–1.2 keV (緑), 1.2–2.2 keV (青). (b) 中心にパルサー風星雲が見えているプレリオン型 SNR 3C58. (c) 複合型 SNR の Kes75. 1–1.7 keV (赤), 1.7–2.5 keV (緑), 2.5–5 keV (青). (d) MM 型 SNR の W28. X線 (青), 電波 (赤).

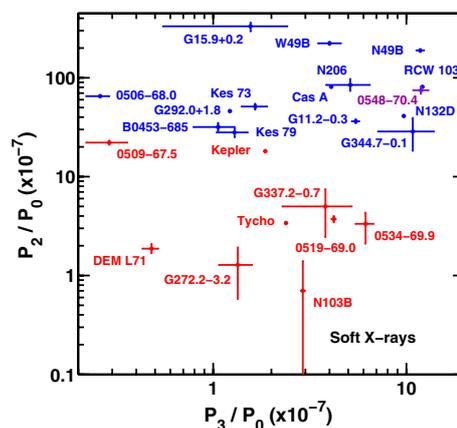
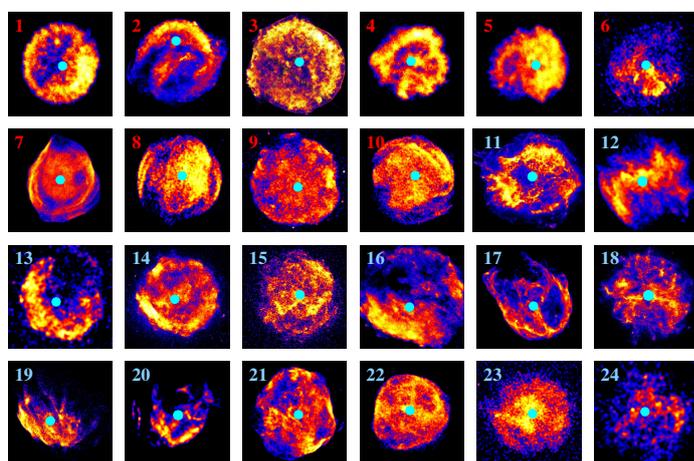


図 1.7: 系内と LMC に位置する SNR の様々な形態 (Lopez et al., 2011). 左図: Chandra 衛星による軟 X 線帯域 (0.5–2.1 keV) における 24 個の SNR のイメージ. 青点はそれぞれの SNR の中心. 右図: 左図のイメージから形態をプロットしたもの. 横軸  $P_3/P_0$  は, 値が大きほど非対称を示すパラメータであり, 縦軸  $P_2/P_0$  は値が大きほど表面輝度が楕円形の形態を示すパラメータである. 青が CC 型 SNR で, 赤が Ia 型 SNR, 紫は型が不明な SNR である.

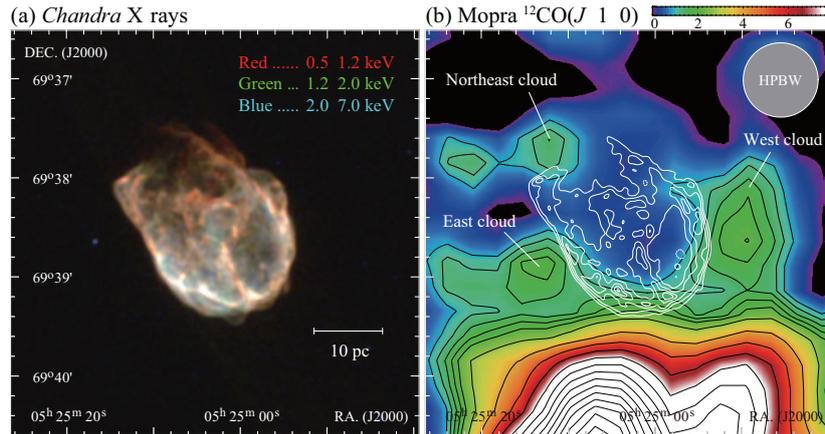


図 1.8: (a) Chandra 衛星による N132 の X 線イメージ. (b)  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の強度マップに 0.5–7.0 keV の X 線コントアを重ねたもの (Sano et al., 2015).

### 1.2.3 超新星残骸のプラズマの電離状態

SNR は衝撃波によって加熱されプラズマ状態になり、時間とともに電離状態が変化する。プラズマの電離に関する素過程は、主に電子とイオンの衝突電離と再結合である。プラズマ中の同一元素の異なる電離状態にあるイオンの電離反応と再結合反応が全イオン間で釣り合っている場合を電離平衡プラズマ (Collisional Ionization Equilibrium: CIE), そうでない場合を電離非平衡プラズマ (Non-Equilibrium Ionization: NEI) と呼ぶ。NEI はさらに電離反応と再結合反応のどちらが優勢であるかによって電離が優勢な電離優勢プラズマ (Ionizing Plasma: IP) と、再結合が優勢な再結合優勢プラズマ (Recombining Plasma: RP) に分けられる。図 1.9 上段は、CIE に対する鉄のイオン存在比である。CIE においては  $kT_e$  に対してイオン存在比は一意に定まる。電子温度が大きいほど、イオンは高階電離する。閉殻構造を持ちイオンとして安定している He-like ( $\text{Fe}^{2+}$ ) や Ne-like ( $\text{Fe}^{16+}$ ) などのイオンは他のイオンに対して存在できる範囲が大きい。図 1.9 中段と下段はそれぞれ IP と RP に対する鉄のイオン存在比である。IP は低電離の状態から時間が経つにつれて電離していく一方で、RP は高階電離の状態から時間が経つにつれて低電離の状態に変化していく。ここで、プラズマの電子密度  $n_e$  と加熱されてからの経過時間  $t$  の積はイオン化タイムスケール  $n_e t$  と呼ばれ、プラズマの電離状態を示す指標となる。RP の場合、 $t$  は冷却されてからの経過時間である (後述)。一般に NEI は、 $n_e t \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  で CIE となる (Masai, 1994)。IP と RP に関してはこの  $n_e t$  と  $kT_e$  をそれぞれ定めるとイオン存在比が決定される。CIE と同様に閉殻構造を持つイオンが存在できる範囲は大きい。また、RP については Ne-like のイオンと Bare のイオンが共存できることが特徴として挙げられる。

通常の SNR プラズマは、衝撃波によって電子温度が高くなり、加熱された直後の低電離状態の IP から CIE へと変化していく。実際に、CasA や Tycho など、多くの SNR では

IP が観測される (e.g., [Tsunemi et al., 1986](#)). しかし近年, SNR の X 線 CCD の観測から, IP から想定されるより高い  $\text{Ly}\alpha/\text{He}\alpha$  比 ([Kawasaki et al., 2002](#)) や, RP の場合に顕著になる再結合連続放射 (後述) と呼ばれる連続成分が検出され (e.g., [Yamaguchi et al., 2009](#)), SNR において RP の存在が明らかになった. RP の成因は, 主に二つの説が提唱されている. 一つは, 断熱的に急膨張することによる急冷却 ([Itoh & Masai, 1989](#)) で, もう一つは, 周辺の濃いガスとの熱伝導による冷却 ([Kawasaki et al., 2002](#)) である. いずれも急冷却されることが RP の成因になる.

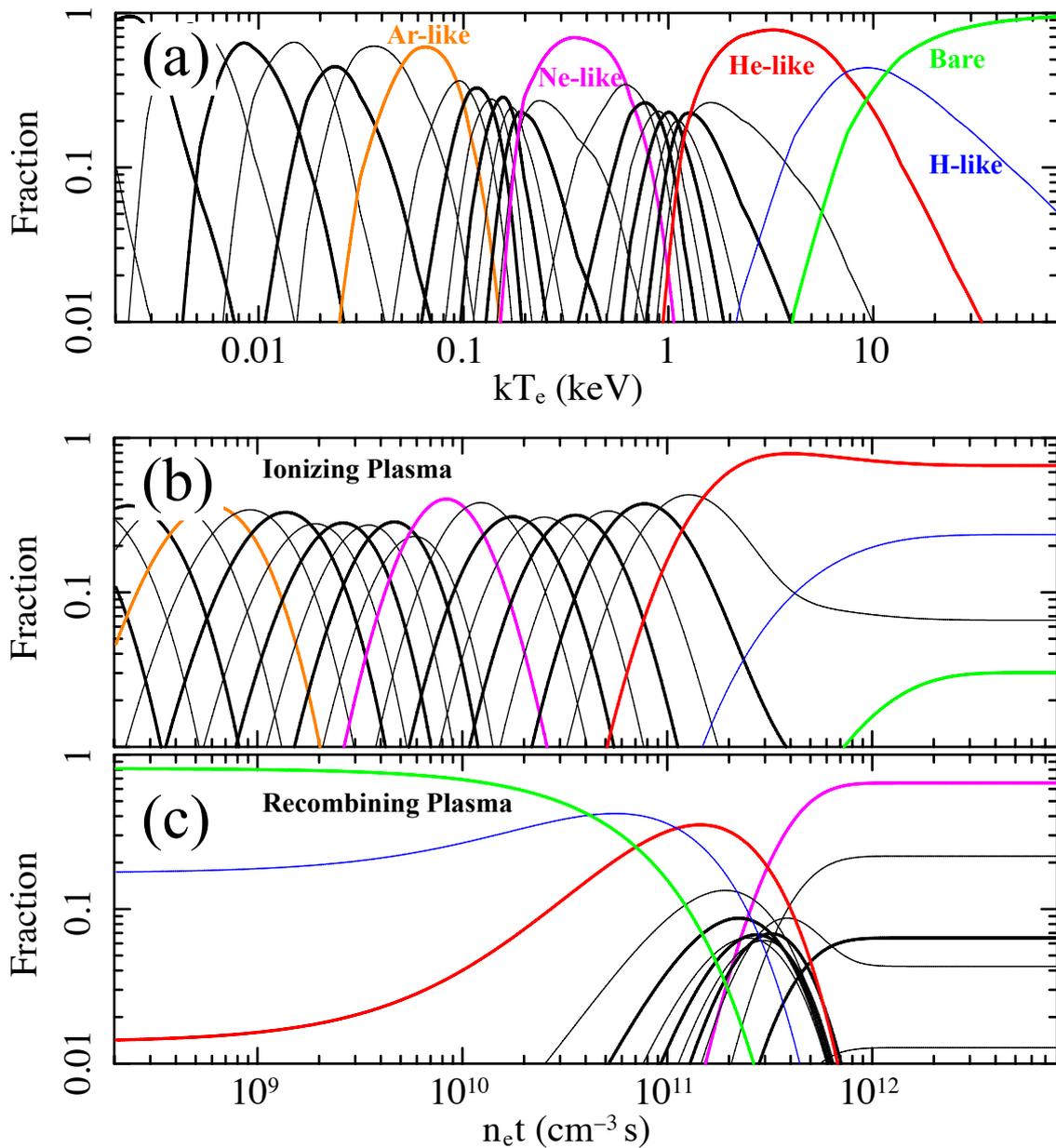


図 1.9: CIE,IP,RP に対する鉄のイオン存在比 (Smith et al., 2014). (a) CIE における電子温度  $kT_e$  に対するイオン存在比. (b) IP における  $kT_e = 5$  keV での  $n_e t$  に対するイオン存在比. (c) RP における初期状態  $kT_e = 30$  keV で終状態  $kT_e = 0.3$  keV での  $n_e t$  に対するイオン存在比.

## 第 2 章

# 超新星残骸で観測される X 線

SNR は、超新星爆発による衝撃波に加熱された周囲の ISM とイジェクタから成る高温プラズマである。そのプラズマの電子温度は  $10^6\text{--}10^7$  K 程度となり、プラズマ中の電子とイオンの相互作用により X 線を放射する。また、SNR の高温プラズマと周囲の ISM との衝突反応やプラズマ中における X 線とイオンの反応による X 線放射も存在する。以下では、SNR におけるプラズマからの X 線放射過程について述べる。

### 2.1 連続放射

#### 熱制動放射

光学的に薄い SNR プラズマにおいて、X 線帯域における重要な連続放射の一つに熱的制動放射が挙げられる。制動放射とは、荷電粒子が他の荷電粒子のクーロン場によって加速を受けることで放射される電磁波である。まず熱的制動放射を考えるにあたって、ある単一速度を持った電子からの制動放射を考える。電子密度  $n_e$ 、イオン密度  $n_i$  のプラズマからの単位時間、単位体積、単位周波数あたりの放射強度は

$$\frac{dW}{dt dV dv} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3} c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}, \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで  $g_{ff}$  は量子力学的効果を補正するパラメータであり、gaunt 因子と呼ばれる。SNR プラズマ中の電子の速度分布は式 (2.2) のようにマクスウェル・ボルツマン分布に従う。

$$dP(v) \propto v^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T_e}\right) dv. \quad (2.2)$$

このときの放射強度は式 (2.1) を速度分布で重みづけをして積分すればよく、

$$\frac{dW}{dt dV dv} \propto T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/k_B T_e} g_{ff}, \quad (2.3)$$

で表される。このとき、gaunt 因子に関しても速度について平均をとる。X 線帯域での一般的な熱的プラズマにおいては

$$\overline{g_{ff}} = \left( \frac{3 k_B T_e}{\pi h\nu} \right)^{1/2}, \quad (2.4)$$

となる。熱制動放射の放射強度は  $n_e n_i V$  に比例し、 $n_e n_i V$  は emission measure (EM) と呼ばれる熱制動放射を特徴づけるパラメータとなる。イオン組成と密度が一様であるとき、 $n_e \approx 1.2 n_H$  を用いて単に  $EM = n_e^2 V$  で近似されることがある。熱的制動放射は  $h\nu \sim kT_e$  でカットオフを持つ連続スペクトルになるため、カットオフの位置から電子温度の測定が可能である。

## 再結合連続放射

再結合連続放射 (Radiative Recombination Continuum: RRC) は、プラズマ中の自由電子がイオンに捕獲された時に放射される。放射されるエネルギーは、自由電子の運動エネルギーと電子の束縛エネルギーの合計である。式 (2.2) のマクスウェル・ボルツマン分布に従う電子の RRC の放射強度は、単位時間、単位体積、単位周波数あたり

$$\frac{dW}{dt dV d\nu} \propto \begin{cases} \exp\left(-\frac{E - E_{\text{edge}}}{kT_e}\right) & (E \geq E_{\text{edge}}) \\ 0 & (E < E_{\text{edge}}) \end{cases} \quad (2.5)$$

で与えられる。ここで、 $E_{\text{edge}}$  は電子の束縛エネルギーである。RRC のスペクトルは  $E_{\text{edge}}$  にエッジをもち、電子の熱的な分布を反映した連続成分となる。再結合が優勢である RP において、RRC は卓越する。

## 2.2 輝線放射

SNR における輝線放射は、プラズマ中のイオンに束縛された電子が脱励起する際に起き、遷移前後のエネルギー準位差に相当するエネルギーを持った光子が放射される。この輝線エネルギーは元素種やイオンの電離状態に依存する。水素様イオンにおける輝線エネルギーは、Bohr の原子模型で求めることができ、主量子数  $n' \rightarrow n$  の遷移のとき

$$E \sim Z^2 R_y \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right), \quad (2.6)$$

で与えられる。ここで、 $Z$  は原子番号、 $R_y$  はリュードベリ定数である。図 2.1 に示すように、同元素種からの輝線においては電離度が高くなるほど輝線エネルギーが高い。

多電子原子の場合では、上記のように簡単な表式ではかけないが、1 電子原子の場合と同様に原子核の中心ポテンシャルに束縛された電子の軌道のエネルギー準位を独立粒子

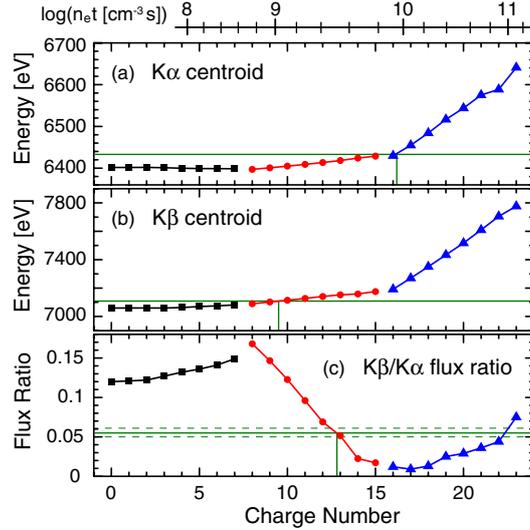


図 2.1: (a) Fe  $K\alpha$  の電離度に応じた輝線エネルギー. (b) Fe  $K\beta$  の電離度に応じた輝線エネルギー. (c)  $K\beta/K\alpha$  の輝線強度比 (Yamaguchi et al., 2014).

近似によって主量子数  $n$ , 軌道量子数  $l$ , 全角運動量  $j$  で考えることができる. 1 電子原子の場合と異なるのは電子-電子間のクーロン相互作用を考慮しなければならないことである. そのため電子のスピン  $s$  と軌道角運動量  $l$  を合成した全角運動量  $J$  が保存するようなエネルギー準位を考える必要がある. 以降, 全電子の軌道角運動量  $l$  を合成した  $L$ , スピン角運動量  $s$  を合成した  $S$ , 全角運動量  $J = L + S$  を用いて,

$$^{2S+1}L_J \quad (2.7)$$

で表されるエネルギー準位を用いる. 以下では, 特に He 様イオンからの放射を詳しくみていく.

図 2.2 に He 様イオンの  $n = 1, 2$  のエネルギー準位とその準位間での遷移を示す. これらの準位間の電気双極子に関する選択則は,

$$\Delta S = 0, \quad (2.8)$$

$$\Delta L = 0, \pm 1, \quad (2.9)$$

$$\Delta J = 0, \pm 1. \quad (2.10)$$

で与えられる. 従って図中の  $w$  の遷移は許容遷移であり,  $x, y, z$  と 2-photons とラベルされている遷移は禁制遷移である.  $x, y, z$  の遷移は電気多重極子放射もしくは磁気双極子放射であり,  $1s2s^1S_0-1s^2^1S_0$  は 2 光子崩壊で遷移する. 2 光子崩壊では, 2 光子のエネルギーの和は  $1s2s^1S_0-1s^2^1S_0$  のエネルギー準位差に等しいが, 一つ一つのエネルギーは定まらないため連続放射となる.  $w$  の遷移  $1s^2^1S_0-1s2p^1P_1$  は共鳴線 (resonance line:  $r$ ),  $x, y$  の遷移  $1s^2^1S_0-1s2p^3P_{2,1}$  を異重項間遷移線 (intercombination line:  $i$ ),  $z$  の遷移  $1s^2^1S_0-1s2s^3S_1$

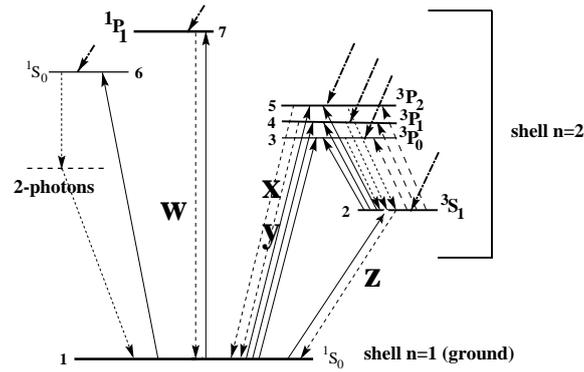


図 2.2: He 様イオンのエネルギー準位 (Porquet et al., 2001). 実線と破線の矢印はそれぞれ衝突励起と放射を伴った遷移を示す.  $w, z$  の遷移による輝線はそれぞれ  $r, f$  であり,  $x, y$  の遷移による輝線はまとめて  $i$  である. また, 一点鎖線の矢印は再結合とカスケードの過程である.

を禁制線 (forbidden line:  $f$ ) と呼ぶ. SNR のプラズマのような衝突励起が支配的な場合は  $r$  の輝線強度が  $f$  や  $i$  に比べて大きくなる.

He 様イオンの各輝線強度からプラズマの密度や電子温度などの情報を得ることが可能である. He 様イオンの各輝線強度は, 同じイオンからの輝線を対象とするためイオンの組成比に依存しない. まず, プラズマの電子温度に依存する G-ratio と呼ばれるものを紹介する. G-ratio は以下の式で表される.

$$G(T_e) = \frac{f + i}{r}. \quad (2.11)$$

G-ratio がプラズマの電子温度に依存する理由は, SNR のプラズマでは衝突励起が支配的であり, 電子温度が高いほど  $r$  の遷移元である, エネルギー準位がより高い準位  $1s2p \ ^1P_1$  に励起されやすくなるためである. また, G-ratio に代わって, 共鳴線に対する禁制線の強度比である  $f/r$  比を用いてプラズマの電子温度の診断をすることも可能である. よって G-ratio または  $f/r$  比はプラズマの電子温度の良いプローブとなる.

次に, プラズマの密度に依存する R-ratio と呼ばれるものを紹介する.

$$R(n_e) = \frac{f}{i}. \quad (2.12)$$

R-ratio がプラズマの密度に依存する理由は以下の通りである. まず低密度の場合,  $n = 2$  の全てのエネルギー準位にある電子は衝突励起で上のエネルギー準位に上げられる前に基底状態に遷移して輝線を放射する. 密度が大きくなると,  $3s_1$  のエネルギー準位にある電子が衝突励起によってエネルギー準位が大きい  $3p_{2,1}$  に遷移するため  $f$  が小さくなって  $i$  が大きくなり, その結果 R-ratio が小さくなる. よって R-ratio はプラズマの密度の良いプローブとなり得る.

## 2.3 電荷交換

電荷交換 (CX) による X 線放射はプラズマ中の高階電離イオンと中性物質が衝突した際に生じる。以下の式のように中性物質からイオンに電子が受け渡されて、その電子が脱励起するとき X 線が放射される (図 2.3 左)。



これまでに彗星などで太陽風との相互作用による CX が観測されている (e.g., Lisse et al., 1996; Cravens, 2002; Fujimoto et al., 2007). SNR においては, CX による X 線放射の寄与は衝突電離プラズマによる X 線放射のフラックス全体に比べて 10% 程にも満たない (Wise & Sarazin, 1989) ため, 従来 CX は考慮されてこなかった。しかし, 近年の X 線精密分光スペクトルの解析によって, O VII He $\alpha$  (f) のモデルとデータの不一致から SNR における CX を無視できない結果が得られている (Katsuda et al., 2011; Uchida et al., 2019). SNR において CX を考慮しないと元素の組成比を大きく見積もってしまう可能性が指摘されており (Katsuda et al., 2011), 正確な元素組成比の測定にはスペクトル解析の際に CX の効果を含めないとならない。以下では, SNR において現在考えられている CX の描像を述べる。

図 2.3 左は中性物質から高階電離イオンに電子が受け渡され, その電子が脱励起して X 線を放射する様子を示している。図 2.3 右は He 様イオンにおける電子のエネルギー準位である。水素原子における電子の束縛エネルギー 13.6 eV は酸素の He 様イオン ( $\text{O}^{6+}$ ) を考えたとき,  $n = 6$  の準位に相当し, 図 2.3 右における  $n = 6$  の準位に遷移しやすい。受

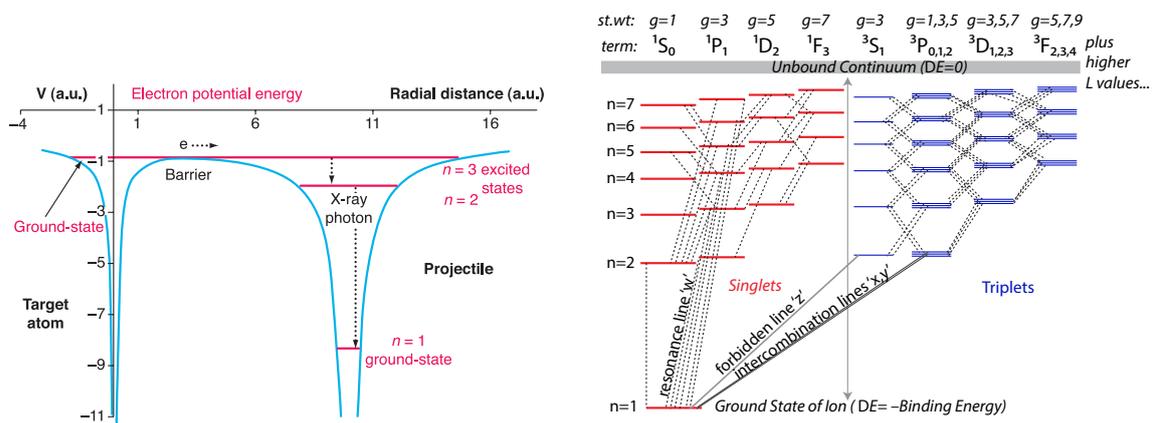


図 2.3: 左図: 中性水素と高解電離イオンのエネルギー準位と中性水素から高階電離イオンに受け渡された電子の遷移 (Cravens, 2002)。右図: He 様イオンのグロトリアン図 (Smith et al., 2014)。

け渡された電子は,  $n = 6$  のエネルギー準位から 2.2 章で述べたような遷移則に従って他のエネルギー準位に遷移する。CX によって受け渡された電子のうち, 最初にスピン一重

項に移った電子は  $n > 2$  のスピン一重項の準位からは直接  $n = 1$  に遷移することができる。一方で、最初にスピン三重項に移った電子は  $n > 2$  のスピン三重項の準位からは必ず  $n = 2$  のスピン三重項の準位を経由してから  $n = 1$  の準位に遷移するため、相対的に禁制線の強度が大きくなる。よって CX が起きている場合、2.2 章で述べた G-ratio や  $f/r$  比が大きくなり電子温度診断のみならず CX が起きているプローブともなり得る。

Lallement (2004) は、SNR DEM L71 を例にとって CX の寄与を詳細に計算した。周囲の一樣密度の冷たい ISM と球対称の衝撃波の相互作用で CX が起き、衝撃波の下流で CX が生じているジオメトリーを考える (図 2.4)。DEM L71 は、衝撃波の外側の半径  $r \approx 8$  pc、衝撃波速度  $v = 1000$  km s<sup>-1</sup>、熱的プラズマの温度  $T = 4 \times 10^6$  K、ISM の密度  $n \simeq 0.5$  cm<sup>-3</sup> である。このとき、中性水素の反応断面積や密度、反応が起こる体積などから熱的プラズマからの放射率と CX の放射率を算出して CX の寄与を示したのが図 2.5 左である。インパクトパラメータ  $p = r/r_{\text{衝撃波半径}}$  (図 2.5 右を参照) に対して  $p \sim 0.99$  で熱的プラズマからの放射に比べて CX の放射が支配的になっていることがわかる。これより SNR における CX は衝撃波の際において非常に薄い層 (衝撃波半径の数%) で生じていることになる。

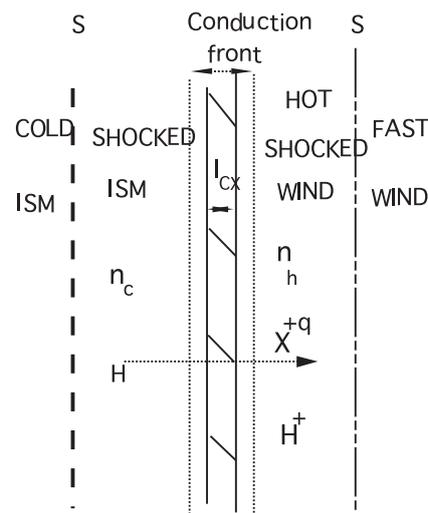


図 2.4: 周囲の ISM と衝撃波が相互作用して CX が衝撃波の下流で生じる模式図 (Lallement, 2004).

## 2.4 共鳴散乱

共鳴散乱 (RS) とは輝線光子がイオンに吸収されて励起された電子が吸収したエネルギーと同じエネルギー準位を遷移することで輝線を放射することによる散乱反応である。

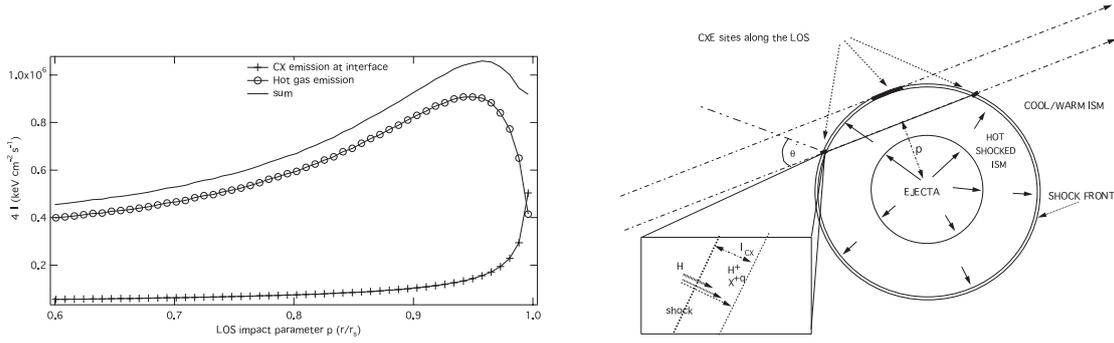


図 2.5: 左図: インパクトパラメータ  $p$  に対する熱的プラズマと CX の寄与 (Lallement, 2004). 図中では SNR の熱的プラズマからの放射と CX による放射とその合計がプロットされている.  $p$  が大きくなるにつれて球殻状のシェルからの熱的放射が大きくなり CX に対して支配的であるが,  $p \sim 0.99$  で CX の放射が熱的放射の強度を上回る. 右図: SNR の外層で CX が生じている模式図. 衝撃波によって周囲の中性物質が衝撃波下流に取り込まれた後に CX が起きる.

いままでは銀河団などの光学的に厚いプラズマにおいて RS の影響が出ると考えられており, 実際にペルセウス銀河団で RS の検出があった (Hitomi Collaboration et al., 2018). SNR のプラズマは密度が小さく ( $\lesssim 10 \text{ cm}^{-3}$ ) 光学的に薄いことが知られているので, 従来の SNR の描像では RS は考えられてこなかった. しかし, 実際には X 線放射する領域は数 pc に渡り, 柱密度に換算すると  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  にも及ぶ. SNR における RS は Kaastra & Mewe (1995) によって最初に可能性が示唆された. さらに, RS の効果を考慮しないと元素組成比を酸素の場合でファクター 2 程度小さく見積もってしまう可能性が指摘されており (Kaastra & Mewe, 1995), RS は正確な元素組成比測定には重要な物理過程である. 以下に, SNR において現在考えられている RS の描像を述べる.

まず, SNR のプラズマ中のあるイオンからの輝線の光学的厚み  $\tau$  は以下の式で表される.

$$\tau = n_z \sigma L = \left( \frac{n_z}{n_H} \right) \left( \frac{n_z}{n_H} \right) n_H \sigma L. \quad (2.14)$$

ここで,  $n_z$  はイオン密度,  $\sigma$  は散乱断面積,  $L$  はプラズマの深さ,  $n_z$  は元素の密度,  $n_H$  は水素密度,  $n_e$  は電子密度である. また,  $n_z/n_H$  はイオン存在比,  $n_z/n_H$  は元素存在比にあたる. ある輝線の輝線中心における散乱断面積は次の式で与えられる.

$$\sigma = \frac{\sqrt{\pi} e^2 f}{mc} \frac{f}{\nu} \left( \frac{v}{c} \right)^{-1}. \quad (2.15)$$

ここで,  $\nu$  は振動数,  $f$  は振動子強度,  $N_{24}$  は水素柱密度 ( $10^{24} \text{ cm}^{-2}$ ),  $n_i$  はイオンの個数密度,  $n_z$  は元素の個数密度,  $n_H$  は水素の個数密度である. さらに root-mean-square kinetic 速度  $v$  は以下の式で与えられる.

$$v^2 = \left( \frac{2kT_i}{m_i} \right) + \xi^2. \quad (2.16)$$

ここで,  $T_i$  はイオン温度,  $m_i$  はイオンの質量,  $\xi$  は乱流速度である. 改めて式 (2.14), (2.15), (2.16) から光学的厚み  $\tau$  を表すと

$$\tau = 4.24 \times 10^6 \frac{f N_{24} \left( \frac{n_i}{n_Z} \right) \left( \frac{n_Z}{n_H} \right) \left( \frac{M}{T_i} \right)^{1/2}}{E_{\text{eV}} \left\{ 1 + \frac{0.0522 M \xi_{100}^2}{T_{\text{keV}}} \right\}}, \quad (2.17)$$

となる. ここで,  $N_{24}$  は水素柱密度 ( $10^{24} \text{ cm}^{-2}$ ),  $n_i$  はイオンの個数密度,  $n_Z$  は元素の個数密度,  $n_H$  は水素の個数密度,  $M$  は元素の質量数,  $E_{\text{eV}}$  は輝線の中心エネルギー (eV),  $\xi_{100}$  は乱流速度 ( $100 \text{ km s}^{-1}$ ) である. 以上より, 輝線の光学的厚みは振動子強度に比例することがわかる. 振動子強度は以下の式で表され, アインシュタインの B 係数と同等である.

$$f_{lu} = \frac{m_e c}{4\pi^2 e^2} h \nu_{ul} B_{lu}. \quad (2.18)$$

ここで,  $\nu_{ul}$  は振動数,  $B_{lu}$  はエネルギー準位  $l$  から  $u$  への遷移についてのアインシュタインの B 係数である. 表 2.1 に O VII He $\alpha$  輝線の各輝線の振動子強度を示す. 共鳴線は禁制

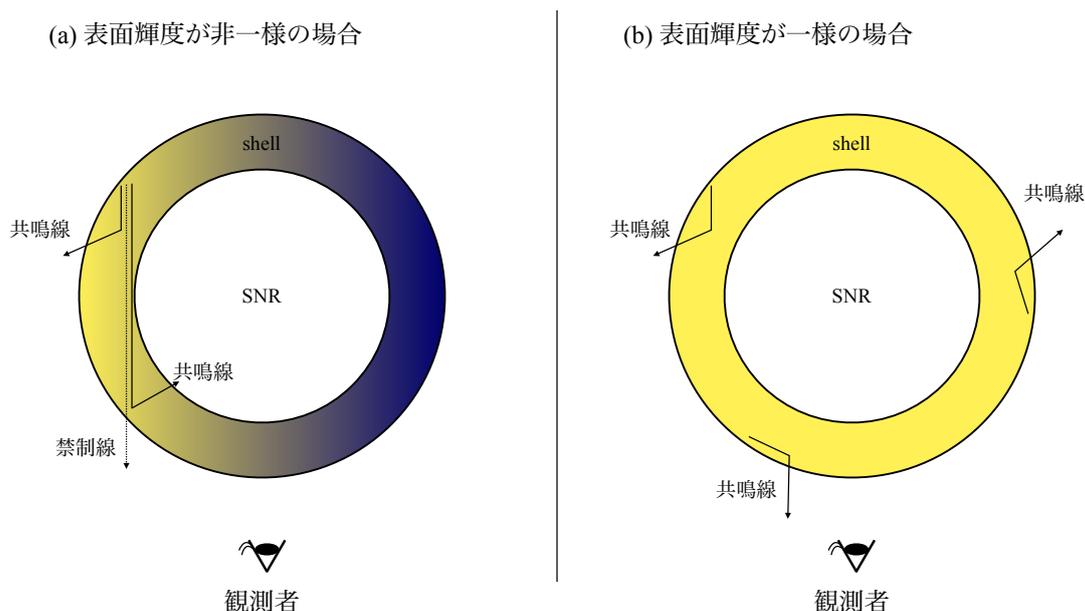
表 2.1: O VII He $\alpha$  の各輝線の振動子強度.

輝線	振動子強度	中心エネルギー (Å)
共鳴線	$7.2 \times 10^{-1}$	21.6
異重項間遷移線 ( $^3P_2 \rightarrow ^1S_0$ )	$1.1 \times 10^{-7}$	21.8
異重項間遷移線 ( $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ )	$8.2 \times 10^{-5}$	21.8
禁制線	$2.0 \times 10^{-10}$	22.1

線や異重項間遷移線に比べて振動子強度が桁違いに大きい. つまり共鳴線は他の遷移線に比べて RS の影響を受けやすい. RS の影響が観測されるのは SNR のジオメトリに依存する. SNR の表面輝度が非一様で偏っている場合は視線方向に水素柱密度が大きくなり RS の効果が現れるが, 表面輝度が一様の場合は SNR 全体で RS の効果が打ち消されるためスペクトルには現れない (図 2.6). SNR の形態が偏っている場合に限り, 観測者に届くはずの共鳴線が RS によって届かなくなる. そのため, 観測される共鳴線の強度が小さくなり, G-ratio や  $f/r$  が大きくなる. よって G-ratio や  $f/r$  は RS が起きていることのプローブとなり得る. また, スペクトル上では共鳴線以外の Ly $\alpha$  輝線などの振動子強度の大きい輝線も RS の影響で輝線強度が小さくなるのが特徴である.

SNR における RS は, 星間空間での RS は考えずに SNR プラズマによる RS を考える. 特に SNR のリムで視線方向に光学的に厚くなるような仮定をもとに透過率  $p$  は以下の式で表される (Kaastra & Mewe, 1995).

$$p = \frac{1}{1 + 0.43\tau}. \quad (2.19)$$



**図 2.6:** SNR における共鳴散乱の模式図. この図は球対称のジオメトリを表している. (a) 表面輝度が非一様の場合. 図のように表面輝度が偏っている場合, 視線方向にプラズマが深くなり  $O\text{VII He}\alpha$  ( $r$ ) などの共鳴散乱が起きやすい輝線は散乱されて観測者に届かなくなる. 一方で, 反応が起きにくい輝線は散乱を受けずに観測者に届く. (b) 表面輝度が一様の場合. SNR 全体で共鳴散乱の影響が打ち消される.

SNR における RS の観測例には, Cygnus Loop (Miyata et al., 2008) や N49 (Amano et al., 2020) がある. N49 は RGS スペクトルにおいて典型的な SNR プラズマでは説明できないほど高い  $f/r$  比を示す (Amano et al., 2020). また, N49 は南東部に分子雲が存在しており (Banas et al., 1997), SNR と分子雲との相互作用で南東部において X 線で明るく輝いており, 表面輝度が偏っている. Amano et al. (2020) では透過率を理論的手法と観測的手法の 2 通りから求めて比較することで, RS が起きているプラズマの深さを  $10\text{--}34 \times (\text{cm}^{-3}/n_{\text{H}})$  pc と求めた. これが N49 の直径  $\sim 20$  pc とおおよそ一致していることから RS と結論づけている. また, N132D においても同様の手法で RS の可能性が指摘されている (Suzuki et al., 2020).



---

## 第 3 章

# 超新星残骸 J0453.6–6829 の 観測の動機と特徴

超新星残骸 (SNR) の X 線スペクトルから元素組成比やプラズマの電子温度などを正確に測定するためには放射過程を明らかにする必要がある。近年の X 線精密分光観測によって、高い  $f/r$  比が複数の SNR から報告されており (e.g., Cygnus Loop: Uchida et al. (2019), N49: Amano et al. (2020)), これらの  $f/r$  比は典型的な SNR の熱的プラズマモデルでは説明できない。この異常に高い  $f/r$  比の原因については、いずれも周辺環境との相互作用の議論がされており、電荷交換 (CX) や共鳴散乱 (RS) の影響である可能性が示唆されている (e.g., Uchida et al., 2019; Amano et al., 2020)。しかし、どのような SNR (周辺環境, 年齢, 親星の爆発タイプ, 形態など) で CX や RS が起きるのかは完全には明らかになっていない。SNR J0453.6–6829 は, Haberl et al. (2012) による熱的プラズマのみのモデルフィットにおいて O VII He $\alpha$  (f) に大きな残差を示した (図 3.1)。さらに SNR J0453.6–6829 は、高い  $f/r$  比が報告されている N132D (Suzuki et al., 2020) や N23 (Broersen et al., 2011) などと比べて周辺環境のダスト密度が大きいことが報告されている (Williams et al., 2006)。我々は、SNR J0453.6–6829 における O VII He $\alpha$  の  $f/r$  比について議論を行うため、禁制線や共鳴線を分光できるエネルギー分解能を持つ XMM-Newton 衛星搭載の反射型回折格子を用いて解析を行った。また、ATCA & Parkes の電波データを用いて SNR J0453.6–6829 の周辺環境について解析を行い、 $f/r$  比と周辺環境の関係について議論を行った。以下では SNR J0453.6–6829 の詳細について述べる。

SNR J0453.6–6829 は LMC に位置する CC 型の SNR である (Lopez et al., 2009; McEntaffer et al., 2012)。年齢は約 1.3 万年で内部にパルサー風星雲 (PWN) が存在する (Gaensler et al., 2003)。図 3.2 の電波イメージと X 線イメージが示すように SNR J0453.6–6829 からの X 線放射は、中心の点源からの放射と広がった放射が存在する (Gaensler et al., 2003)。Chandra 衛星の CCD スペクトルのモデルフィットの結果、中心からの放射はべき関数で表され、光子指数  $\Gamma = 2.0$  は PWN の典型的な値であることから PWN からのシンクロ

トロン放射であり、広がった放射は元素組成比が LMC の値と一致していることから、イジェクタではなく衝撃波によって加熱された ISM からの熱的放射であることがわかっている (McEntaffer et al., 2012). さらに, CCD スペクトルは 2 温度の ISM 由来の NEI で表される. Haberl et al. (2012) は SNR J0453.6–6829 の多波長解析を行い, 電波データの解析から SNR J0453.6–6829 は PWN を中心にもち, さらに X 線スペクトル解析の結果から, 熱的放射は ISM からの放射であるという McEntaffer et al. (2012) と同様の結果を得ている.

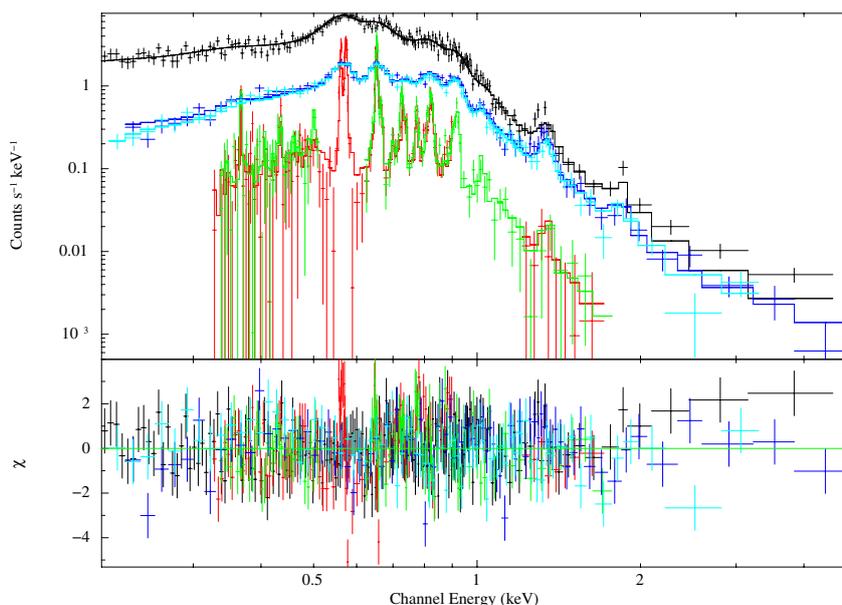


図 3.1: SNR J0453.6–6829 の EPIC と RGS スペクトルフィットの結果 (Haberl et al., 2012). 各色に対する検出器は, pn (黒), MOS1 (青), MOS2 (シアン), RGS1 (赤), RGS2 (緑) である. 下段は残差を示す.

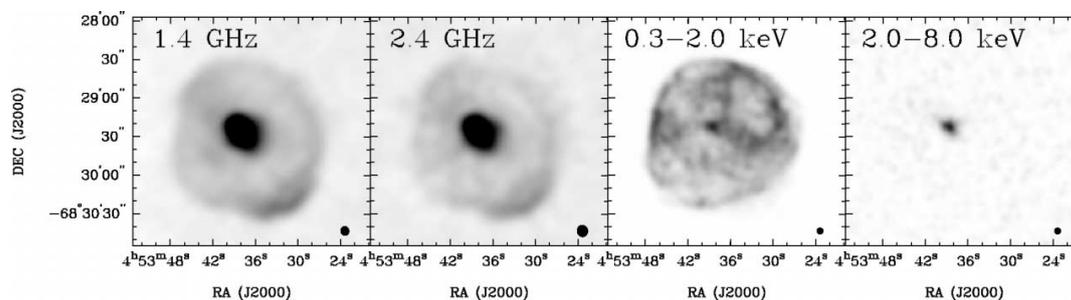


図 3.2: ATCA & Parkes による SNR J0453.6–6829 の 1.4 GHz と 2.4 GHz の電波イメージと Chandra による 0.3–2.0 keV と 2.0–8.0 keV の X 線イメージ (Gaensler et al., 2003).

## 第 4 章

# XMM-Newton 衛星

### 4.1 概観

XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission - Newton) 衛星 (Jansen et al., 2001) は 1999 年 12 月に欧州宇宙機関 (ESA: European Space Agency) によって打ち上げられた X 線天文衛星であり現在も運用されている (図 4.1). XMM-Newton 衛星は重さ 4 t, 高さは 10 m に渡る大型衛星で, 軌道傾斜角 40 度で近地点 5,000 km, 遠地点 115,000 km の楕円軌道を周期 48 時間で周回する (図 4.2 左). 図 4.2 右に示すように XMM-Newton 衛星には 3 台の X 線反射型望遠鏡と 1 台の可視光/紫外線望遠鏡の計 2 種類の望遠鏡が搭載されている. X 線望遠鏡の焦点面には 1 台の X 線 CCD (Charge Coupled Device) 検出器と, 反射型回折格子による分光器を備えた 2 台の X 線 CCD 検出器が置かれている. XMM-Newton 衛星の大きな特徴は反射型回折格子の高い分光性能によりエネルギー分解能 4 eV@1 keV を達成していることである. 現在でも軟 X 線帯域において最もエネルギー分解能が良い X 線検出器のうちの一つであり, これによって X 線精密分光観測を可能にしている. また, XMM-Newton 衛星は X 線望遠鏡 3 台合わせて 4650 cm<sup>2</sup>@1 keV という打ち上げ当時最大の有効面積を誇り, 角度分解能は ~15 秒角@1.5 keV であり, エネルギー感度は 0.1–15 keV である. 以下では XMM-Newton 衛星について詳しく見ていく.



図 4.1: XMM-Newton 衛星のイメージ ([https://www.esa.int/Science\\_Exploration/Space\\_Science/XMM-Newton\\_overview](https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/XMM-Newton_overview)).

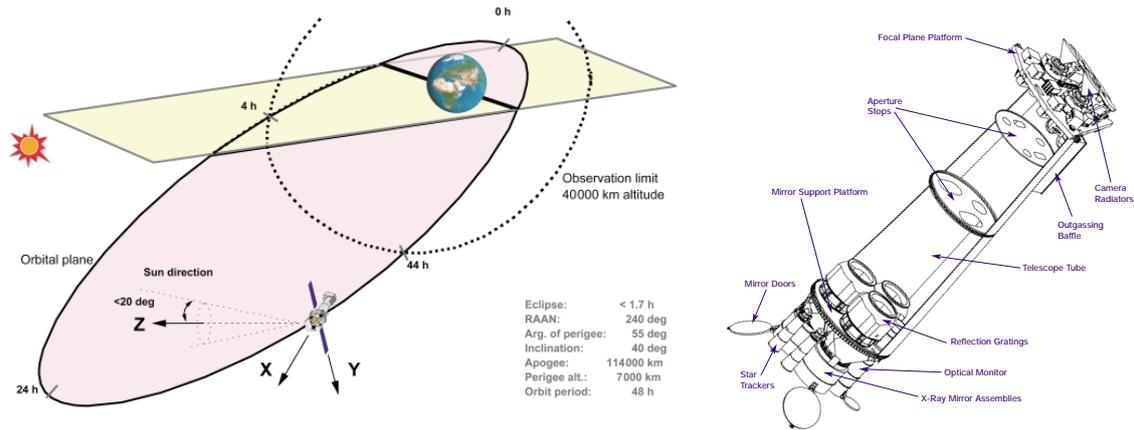


図 4.2: 左図: XMM-Newton 衛星の軌道. 右図: XMM-Newton 衛星の内部構成図 (Barré et al., 1999). 3 台の X 線望遠鏡が搭載されている.

## 4.2 X 線望遠鏡

XMM-Newton 衛星に搭載されている X 線望遠鏡は全反射を利用した Wolter-I 式望遠鏡である. Wolter-I 型光学系は回転双曲面と回転放物面における 2 回の全反射により集光し, 光軸外での像の収差を小さくする (図 4.3). X 線は屈折率が 1 に近く, 物質透過力が高いため, 可視光の集光に用いられるような屈折レンズや, 面にほぼ垂直に入射する構造の反射鏡では集光することができず, X 線の集光には全反射や回折が用いられる. Wolter-I 型光学系には, ニッケル基板の表面を金でコーティングした 58 枚のを重ね合わせたものが使用されており, 口径 70 cm, 焦点距離 7.5 m の多重薄板型望遠鏡である.

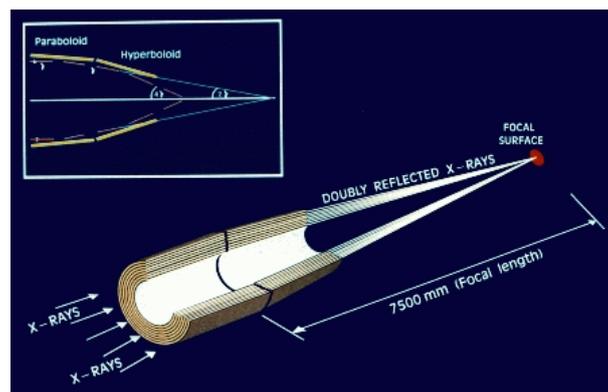


図 4.3: XMM-Newton 衛星の X 線望遠鏡の光路 (XMM-Newton Science Operations Centre, 2021). 回転放物面と回転双曲面の 2 つの反射鏡で X 線を集光する.

望遠鏡の基本的な性能は主に有効面積と結像性能の 2 つで決定される. 有効面積とは, 光子の入る部分の面積に鏡の反射率をかけたものである. 有効面積の値が大きいくほどより

多くの光子を集めることができる。また、光軸からずれて入射したX線は反射できる鏡の枚数や領域が減り、有効面積は相対的に落ちていく。これを vignetting 効果と呼び、入射X線のエネルギーに依存するため、エネルギーが高いほどこの効果が顕著に現れる。図4.4にXMM-Newton衛星に搭載されている検出器のそれぞれの有効面積を示す。CCD1台あたり $\sim 1500\text{cm}^2@1\text{keV}$ で合計 $4650\text{cm}^2@1\text{keV}$ の有効面積は打ち上げ当時X線望遠鏡としては最大であった。一方、結像性能とは Point Spread Function (PSF) と呼ばれる点源を観測したときの輝度分布によって評価される。PSF中心から半径方向に積分した光量の総光量に対する割合を Encircled Energy Function (EEF) と呼ぶ。特に、EEFが0.5となる円の直径、すなわち総光量の半分が含まれる円の直径は Half Power Diameter (HPD) といい、結合性能を定量的に評価する基準として用いられる。図4.5にXMM-Newton衛星に搭載されている CCD の PSF と EEF を示す。XMM-Newton衛星搭載の CCD の角度分解能は $\sim 15$ 秒角@ $1.5\text{keV}$  (HPD) である。

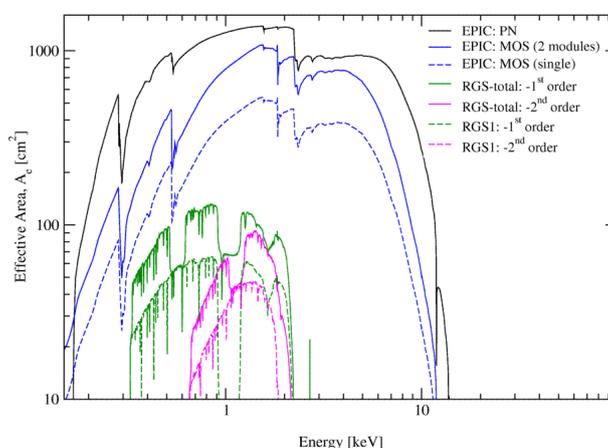


図 4.4: XMM-Newton衛星に搭載されている CCD の MOS(後述) と分光器の RGS(後述) の有効面積 (XMM-Newton Science Operations Centre, 2021).

### 4.3 検出器

XMM-Newton衛星には先に述べたようにX線望遠鏡の焦点面に1台のX線 CCD 検出器 European Photon Imaging Camera (EPIC) と反射型X線回折分光器を備えた2台のX線 CCD 検出器、そして可視光/紫外線望遠鏡の焦点面にグリズム分散器を備えた1台の CCD 検出器 Optical Monitor(Mason et al., 2001) が搭載されている。以下では EPIC と反射型X線回折分光器について述べる。

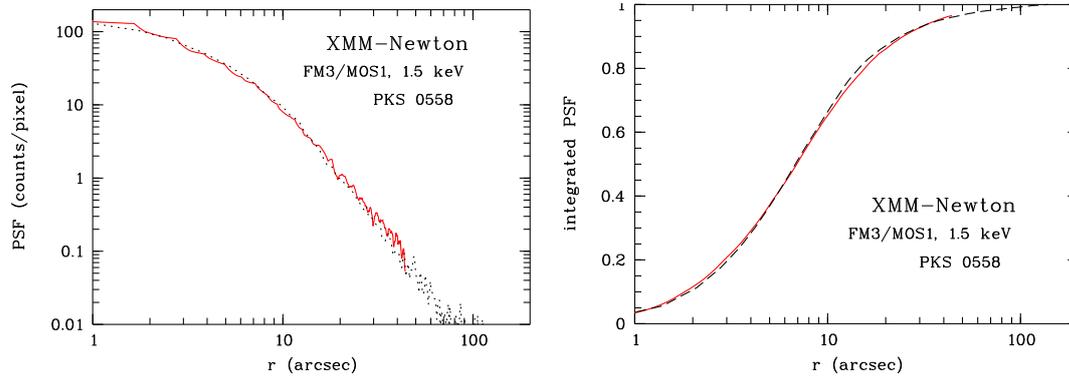


図 4.5: MOS1(後述) の PSF (左図) と EEF (右図) (Aschenbach, 2002).

### 4.3.1 EPIC

EPIC とは、X 線望遠鏡の焦点面に搭載されている X 線 CCD である。EPIC は 2 台の MOS (Metal Oxide Semi-conductor) 検出器 (Turner et al., 2001) と 1 台の pn 検出器 (Strüder et al., 2001) の計 3 台の CCD で構成される。CCD は、2 次元に配列されたピクセルで構成されるイメージセンサーである。CCD は優れた撮像性能とエネルギー分解能をもち、フォトンカウンティング型 X 線 CCD は 1993 年に打ち上げられた日本の X 線天文衛星「ASCA」に搭載されて以来、X 線望遠鏡の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。CCD の各ピクセルに入射した光子は空乏層で光電吸収され、入射光子のエネルギーに比例した数の電荷が発生する。1 ピクセルに入射する X 線光子の数は、一般的な X 線天体を観測した場合、1 回の露光につき多くとも 1 個である。これにより、各ピクセルで発生した電荷量を測定することで、入射 X 線の位置とエネルギーを測定することができる。X 線天文学で使用される CCD は、X 線の入射する方向から表面照射型 (Front-Illuminated: FI) と裏面照射型 (Back-Illuminated: BI) の 2 種類に分類される。FI は電極のある側から X 線が入射するため、一部の光子が電極で吸収されてしまう。このため、一般的に FI は低エネルギー側で検出効率が落ちるという欠点をもつ。また、FI は電極側がデブリや微小隕石にさらされてしまうため、素子が破損しやすい。一方で BI はこうした点においては FI よりも優れているが、裏面近くで発生した電荷を電極に集める影響で電荷が広がりやすいためエネルギー分解能が FI よりも悪くなる傾向がある。また、BI には製造や組み立てが難しいという欠点がある。以下では MOS と pn をそれぞれ詳しくみる。

## MOS

MOSは撮像領域が2.5 cm四方のFI型 CCDである。XMM-Newton 衛星には2台搭載されていて、それぞれMOS1,MOS2と呼ばれる。図4.6に実際のMOSの写真とMOSの視野30分角に対するMOSの7枚のCCDの配置を示す。MOSがカバーするエネルギー帯域は0.15–12 keVで、エネルギー分解能は $\sim 70$  eV@1 keVである。また、角度分解能(HPD)は14秒角@1.5 keVである。図4.4にXMM-Newton 衛星に搭載されている各検出器の有効面積を示したように、MOSの光軸上における有効面積は1台あたり $1500$  cm<sup>2</sup>@1 keVである。

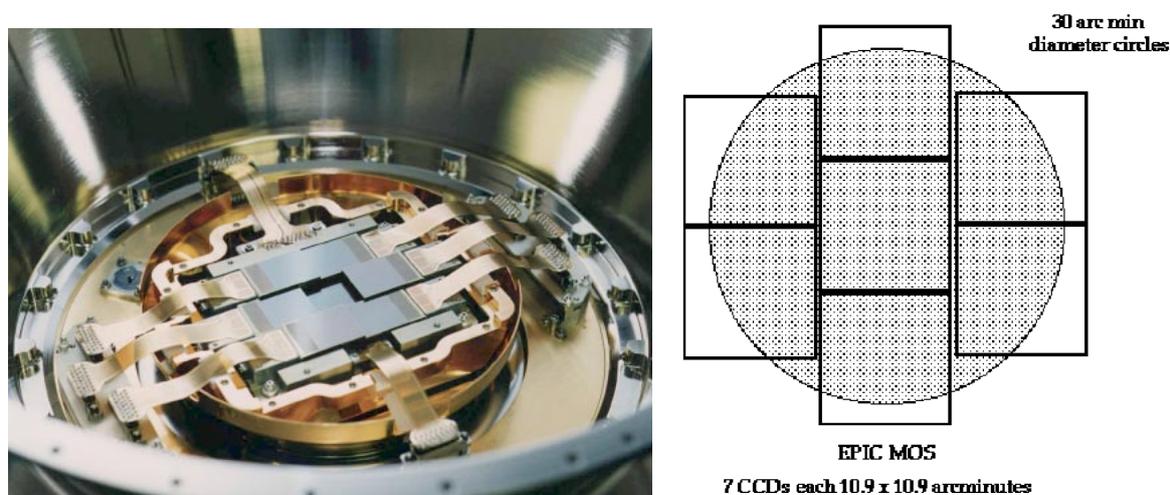


図 4.6: 実際のMOSの写真 (Turner et al., 2001) とX線望遠鏡に対するMOSの7枚のCCDの配置 (XMM-Newton Science Operations Centre, 2021).

天体観測におけるX線帯域のバックグラウンドは主に宇宙X線背景放射 (Cosmic X-ray Background; CXB) と非X線バックグラウンド (Non X-ray Background; NXB) の2つである。NXBは主に宇宙線そのものと宇宙線と検出器の相互作用によるものがある。MOSのNXBは以下の2つに分けられる。低エネルギー (< 0.3 keV) で重要となる検出器ノイズ成分と高エネルギー (> 数 keV) で重要となる筐体や検出器自身と宇宙線との相互作用に起因する成分である。さらに後者は、ソフトプロトンのフレアによって急激な変動をみせる成分と時間変動しない成分からなる。時間変動をする成分は望遠鏡によって集光されたソフトプロトン (< 数 100 keV) によるもので、安定な成分は高エネルギー粒子 (> 数 100 keV) によるものである。

## pn

pn は撮像領域が 6 cm 四方の BI 型 CCD である。図 4.7 に実際の pn の写真と pn の視野 30 分角に対する pn の 12 枚の CCD の配置を示す。pn がカバーするエネルギー帯域は MOS 同様 0.15–12 keV で、エネルギー分解能は  $\sim 80$  eV@1 keV である。また、角度分解能 (HPD) は 15 秒角@1.5 keV である。図 4.4 に示したように、pn の光軸上における有効面積は  $1500 \text{ cm}^2$ @1 keV である。pn の NXB は MOS と同様である。

MOS と pn の相違点は、MOS が FI であるのに対し pn が BI であることや、読み出し速度が pn の方が比較的大きいことである。

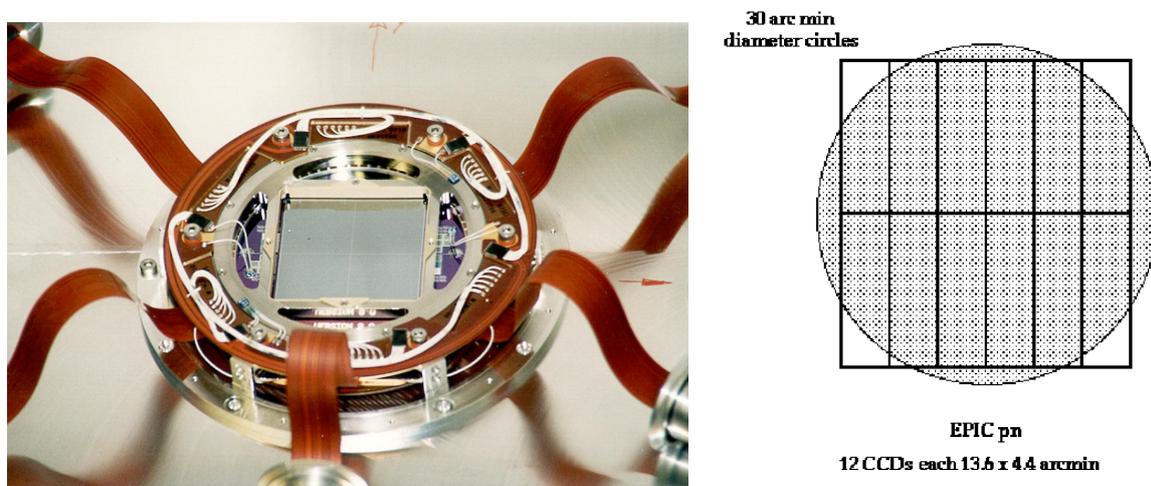


図 4.7: 実際の pn の写真と X 線望遠鏡に対する pn の 12 枚の CCD の配置 (XMM-Newton Science Operations Centre, 2021).

### 4.3.2 反射型 X 線回折分光器 RGS

Reflection Grating Spectrometer (RGS) とは、反射型回折格子を用いた分散型の X 線分光器 (den Herder et al., 2001) であり、軟 X 線帯域における精密分光観測を可能にする。RGS は、Reflection Grating Assemblies (RGA) と呼ばれる反射型 X 線回折格子と RGS Forcal Cameras (RFC) と呼ばれる分散した光子を検出する 9 つの CCD の配列からなる。カバーするエネルギー帯域は  $5\text{--}38 \text{ \AA}$  (0.35–2.5 keV) で、エネルギー分解能は点源の場合 1 keV の X 線に対して 2.0 eV (FWHM) である。これは CCD よりも 1 桁優れたエネルギー分解能で、C, N, O, Ne, Mg の He-like triplet を含む K 殻遷移輝線や Fe の L 殻遷移輝線などの分光が可能である。図 4.8 に示したように 2 台の RGA は望遠鏡と MOS1,2 を結ぶ光路上に配置され、集光された光子のうち約 44% が MOS に入射し、約 40% が RGA に分散した

後 RFC に入射し、残りは回折格子に吸収される。以下に、RGA と RFC の仕様を述べる。

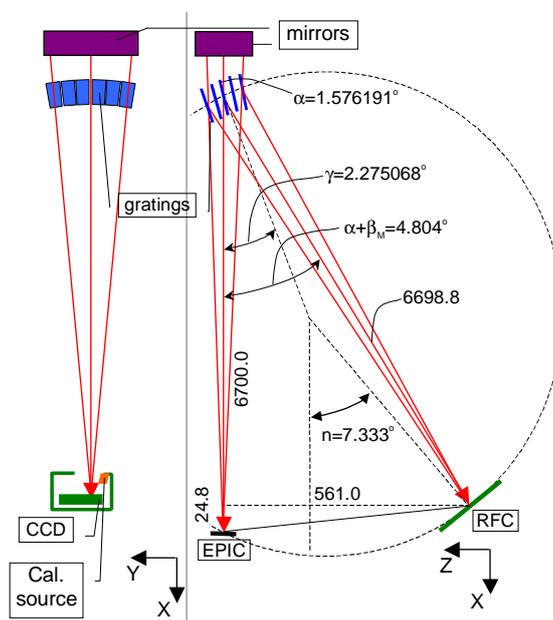


図 4.8: EPIC と RGS に入射する X 線の光路 (den Herder et al., 2001). X 線望遠鏡を通ってきた X 線は EPIC に入射するもしくは図中の青色で示された RGA で分散されて RFC に入射する。

- **RGA**

RGA は 182 個の反射型ブレード回折格子から構成される。図 4.9 左に実際の RGA の写真を示す。図 4.9 右のようにブレード回折格子は、溝の断面形状が鋸歯状である。この形状により、入射角 ( $\alpha$ ) とブレード角を調整することで鏡面反射光の射出角度を一致させ、特定の波長・特定の次数の回折光を干渉させることができる。平面の回折格子は 0 次光の強度が最大となるが、ブレード回折格子はこの構造により任意の次数の回折光強度を最大にすることができる。RGA の場合、 $15 \text{ \AA}$  の光子の 1 次光で回折効率が最大となるようにブレード角と入射角 ( $\alpha$ ) が設定されており、1 次光に対して高い回折効率が得られる設計となっている。各回折格子は大きさ約  $10 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  の SiC 基板を厚み  $2000 \text{ \AA}$  の金でコーティングしたものである。溝の密度は RFC 上での収差を補正するために場所によって 10% 程度変化するが、中心で  $646 \text{ mm}^{-1}$  程度である。

- **RFC**

RFC は 9 つの BI 型の CCD で構成され、CCD はそれぞれ、長波長側から順に CCD1-9 と番号がふられている (図 4.10 上)。また、RFC は図 4.10 下のようにローランド円上に沿うように高低差がつけられて配列されている。RFC の場合、CCD は低エネ

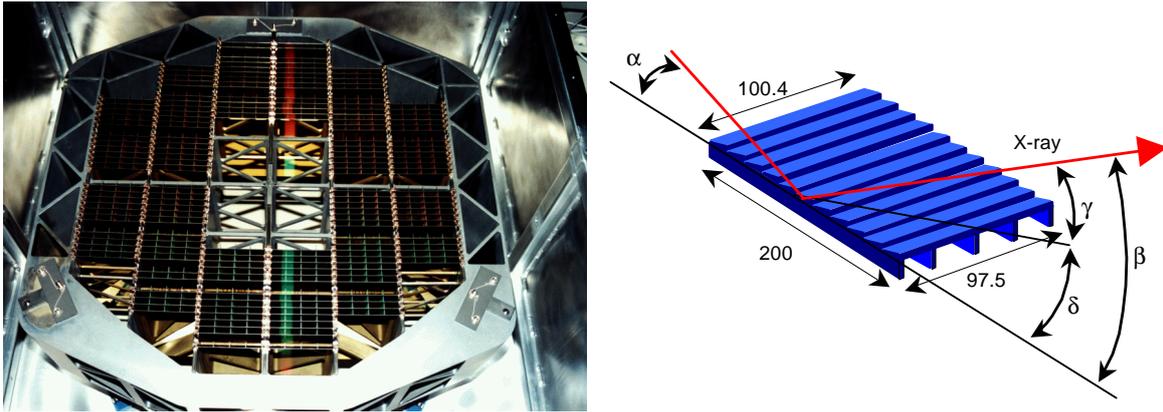


図 4.9: RGA の実際の写真 ([https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/xmmhp\\_gal\\_hard\\_photo\\_rgs.html](https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/xmmhp_gal_hard_photo_rgs.html)) と構造図 (den Herder et al., 2001).

ルギーの X 線の検出効率を上げるために、約  $30 \mu\text{m}$  厚の裏面照射型の CCD を採用し、CCD の X 線受光面には可視光、UV 遮光用の Al コーティングが施されている。CCD9 枚を配列した RFC の大きさは分散軸方向は 1 次光で  $6\text{--}38 \text{ \AA}$  の波長範囲に対応し、分散軸垂直方向に視野 5 分角に相当する。

入射した X 線は以下の式に従って RGS によって分光される。

$$m\lambda = d(\cos \beta - \cos \alpha). \quad (4.1)$$

ここで、 $m(= -1, -2, \dots)$  は回折光の次数、 $\lambda$  は X 線の波長、 $d$  は溝の間隔、 $\alpha, \beta$  はそれぞれ図 4.10 右に示す X 線の入射角、回折角である。分散角は入射してきた X 線のエネルギー依存性があり、波長が長いほど分散角は大きくなり CCD1 に近いところに入射する。また、次数  $m$  にも依存し、高次数になるほど分散角は大きくなり CCD1 に近いところに入射する。RGA によって回折された X 線の 1 次、2 次、およびそれより高次の回折光は RFC 上で検出され、入射するイベントのエネルギーに対して CCD の信号電荷量と CCD への入射位置の 2 つの情報が得られる。これら 2 つを用いて、CCD の波高値から求まるエネルギーと検出位置から求まる波長が一致する場所を抽出することができる。図 4.11 上に RFC によって取得されたイメージを示す。また、図 4.11 下に RFC で得られたイメージから、横軸を分散角、縦軸を CCD の波高値に変換したプロットを示す。図 4.11 下はバナナプロットと呼ばれ、エネルギーを 2 通りの方法で出すことで、イベントの領域を制限することができ、その領域を抽出することで回折光の次数の分解が行える。RFC の CCD は  $2 \text{ keV}$  の X 線に対して、FWHM で  $160 \text{ eV}$  という回折光の次数の分解に必要なエネルギー分解能を持つ。また、RGA, RFC, MOS の配置を回折光の結像するローランド円上にすることで、回折格子を配列したことで生じる収差を解消している。

RGS の観測データには MOS と同様に高エネルギーの荷電粒子によるバックグラウンドが存在し、これらは大きく以下の 3 つに分けられる。(1) 望遠鏡の視野外から入射する

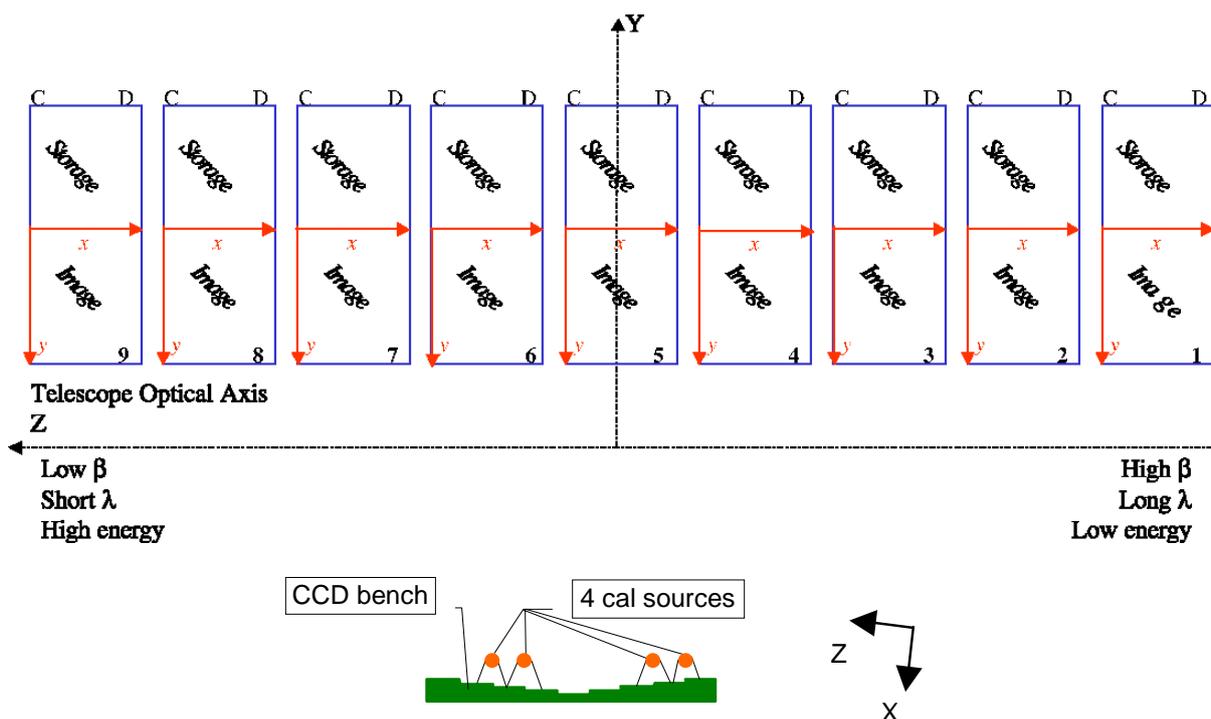


図 4.10: 上図: RFC 上における CCD9 枚の配置 (XMM-Newton Science Operations Centre, 2021). 長波長側から順に 1-9 と番号がつけられている. 電荷転送の方式がフレーム読み出しのため図中の Image (撮像領域)に加えて Storage (蓄積領域)をもつ. 下図: RFC の配置 (den Herder et al., 2001). ローランド円上に沿うように高低差をつけて設置されている.

高エネルギー荷電粒子 (minimum ionizing particles と陽子, イオン) と, (2) これらの荷電粒子と検出器の相互作用による蛍光 X 線, (3) 望遠鏡を通して入射する soft proton である. (1) の視野外から入射する荷電粒子によるバックグラウンドは, RFC 上にランダムで入射してくるため荷電粒子が検出される位置はエネルギーに依存しない. 図 4.11 下図のバナナプロットに示すように, RGS のイベントデータは検出位置から求まる回折光のエネルギーと CCD の波高値に相当するエネルギーが一致する領域からイベントを抽出するため, (1) のバックグラウンドはほとんど除去できる. (2) の蛍光 X 線のバックグラウンドは検出器のハウジングの構成物質である Al の  $K\alpha$  輝線と, これを遮断するための Au コーティングによる Au の M 殻輝線である. これらの蛍光 X 線のバックグラウンドの強度は非常に低い ( $< 10^{-3}$  counts  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ) ことがわかっている. (3) の soft proton によるバックグラウンドは望遠鏡を通して RGA で反射し, RFC 上に入射し, 0 次光の位置にピークを持つ. そのため一般に CCD9 や CCD8 にてバックグラウンドが高くなる.

図 4.4 に MOS と RGS の有効面積を示す. RGS の有効面積が 0.5–0.6 keV と 0.9–1.2 keV のところで小さくなっているのは, それぞれの波長帯域に対応する RGS1 の CCD7 と RGS2 の CCD4 が破損していることによるものである. 有効面積が串状に小さくなっていると

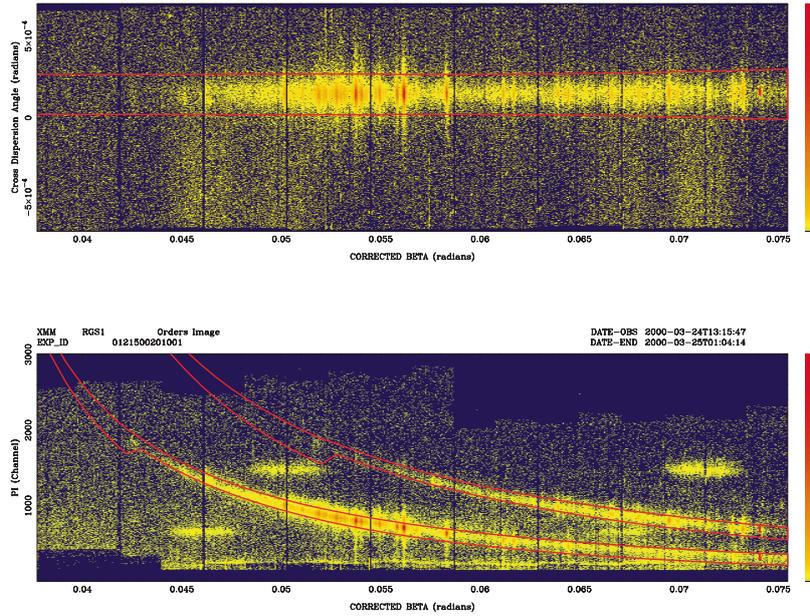


図 4.11: 上: RFC 上で得られたイメージ. 下: 上図を, 縦軸を CCD の波高値になおしたプロット. 2次光までみえており, 下の赤線で囲まれた領域が1次光にあたり, 上の赤線で囲まれた領域が2次光にあたる. この図はバナナプロットと呼ばれる (den Herder et al., 2001).

ころは, CCD に使用できない行があるもしくは CCD ギャップがあることに起因する構造である.

RGS の点源に対する応答関数は上述した有効面積に加え, Line Spread Function (LSF) を含む. LSF とは光軸から単色 X 線が入射した際に観測される, 分散軸方向の輝度分布のことである. RGS の LSF は, X 線望遠鏡と RGA の応答関数と, それに続く RFC の応答関数の畳み込みである. 望遠鏡の応答は入射した光子の波長を中心としたローレンツ分布で近似できる. RGA の応答は回折格子の配置や溝密度の精度, RGA の表面の粗さに依存する. RGA の表面の粗さは RGA 表面での X 線の散乱を引き起こし, これにより RGA の応答は入射した光子の波長を中心としたガウス分布を持つ成分と幅の広いローレンツ分布からなる. 幅の広いローレンツ分布の成分は図 4.11 の下図における赤線で囲まれた領域のように, RFC 上で領域を指定してイベントを抽出することで減らすことができる. 図 4.12 において, RFC の応答関数を畳み込んだ後も低エネルギー側 (長波長側) に伸びる成分が落とさきれていないのは, RFC の単色 X 線に対する応答にも低エネルギー側に伸びる成分があるためである. RGS の広がった天体に対しては, スリットを装備をしていないためスペクトルに天体の空間的な広がりが畳み込まれる. RFC 上において, 入射する光子の光軸からのズレ  $\theta$  は以下の式で表される.

$$\Delta\lambda = 0.138 \text{ m}^{-1}(\theta/\text{arcmin})\text{\AA}. \quad (4.2)$$

ここで  $m$  は回折光の次数である. RGS で広がった天体を解析する際は, 応答関数は点源に

対する応答関数に天体の分散軸方向の輝度分布を畳み込んだものを使用する必要がある。

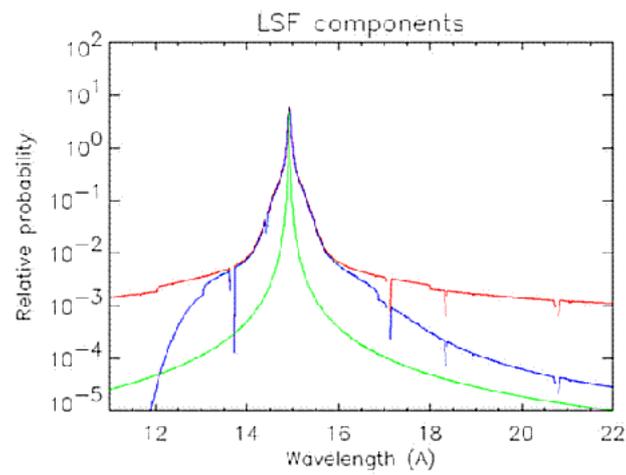


図 4.12: RGS の応答関数 (XMM-Newton Science Operations Centre, 2021). 3つのコンポーネントはそれぞれ X 線望遠鏡 (緑), RGA (赤), 検出器 (青) の応答関数である。



---

## 第 5 章

# 超新星残骸 J0453.6–6829 の X 線解析

### 5.1 観測とデータ処理

本研究では, XMM-Newton 衛星によって 2001 年 3 月 29 日に観測された SNR J0453.6–6829 のデータ (観測 ID:0062340101) を用いた. RGS のデータに加え, より広いエネルギー帯域をカバーする MOS のデータを用いてスペクトル解析を行った. XMM 提供の Science Analysis Ssoftware (SAS) version 18.0.0 を用いて, RGS と MOS のデータリダクション, 再プロセスを行った. 校正データベースは 2020 年 6 月時点で公開されている最新のものをを用いた. スペクトル解析にはオランダ宇宙研究所 (Netherlands Institute for Space Research: SRON) が提供している解析ツールである SPEX (ver. 3.06.01) を使用した. また, 本解析では RGS の 2 次光は統計が十分ではないため使用しなかった.

SNR J0453.6–6829 は 2.5 分角程度の広がりを持つため表面輝度を畳み込んだ応答関数を用意する. 本研究では, MOS のイメージから天体のプロファイルをプラズマモデルに畳み込むモデルである SPEX の Lpro モデルを用いた. 本解析では, MOS1 の 0.5–10 keV の SNR J0453.6–6829 のイメージを元に Lpro を使用した.

### 5.2 解析と結果

図 5.1 に MOS と pn から取得した SNR J0453.6–6829 の X 線イメージを示す. 0.3–2.0 keV のエネルギー帯域では SNR 全体からの放射が, 2.0–8.0 keV のエネルギー帯域では SNR の中心からの放射が卓越している. SNR 全体に広がった放射は ISM 由来の放射で, 中心からの放射は PWN からの放射である (McEntaffer et al., 2012; Haberl et al., 2012). 我々はまず, McEntaffer et al. (2012) を参考に, SNR J0453.6–6829 からの X 線放射は 2 温度の熱的プラズマからの放射と PWN からの放射であると仮定してモデルフィットを行った. この際, SNR J0453.6–6829 までの距離を 50kpc に, W 統計 (Wachter et al., 1979) を

用いてスペクトル解析を行った．なお今後の文中の誤差及び図表中の誤差表記は全て  $1\sigma$  としている．以下に，今回フィッティングに用いた放射モデルの詳細を述べる．

- **Neij: non-equilibrium ionisation jump model**

熱的プラズマからの放射モデル． $n_{et}$  の値を変えることで IP, CIE, RP のいずれも再現できる．主なパラメータは  $EM = n_e n_H V$  (2.1 章を参照)，初期状態と終状態の電子温度 ( $kT_{\text{init}}, kT_e$ )， $n_{et}$ ，元素の組成比 (太陽組成に対する比率) である． $kT_{\text{init}} \sim 0$  の場合に IP を， $kT_{\text{init}} > kT_e$  の場合に RP を再現する．また， $n_{et} > 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  の場合に CIE となる．

- **Hot: collisional ionisation equilibrium absorption model**

プラズマの吸収モデル．上記の neij モデルにかけることで星間吸収を再現する．主なパラメータは水素柱密度 ( $N_H$ )，吸収体の電子温度 ( $kT_e$ )，元素の組成比 (太陽組成に対する比率) である．

- **Pow: power law model**

単純なべき関数で表される放射モデル．本解析では，PWN からの非熱的放射を pow モデルで再現する．主なパラメータは，規格化定数 ( $\text{photons s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ ) と光子指数  $\Gamma$  である．

本研究では，これらのモデルを用いて RGS1, 2 の 1 次光を足し合わせたスペクトルと MOS1, 2 のスペクトルを同時にフィットを行った．以降，スペクトルの見やすさの観点から RGS スペクトルと MOS1 のみのスペクトルを載せる．

### 5.2.1 2 温度プラズマモデルでの解析

図 5.2 に MOS と RGS で得られた SNR J0453.6–6829 のスペクトルを示す．4 章で述べたように，RGS は MOS より一桁程度エネルギー分解能が良いので MOS で分光できない輝線が RGS では検出されている．短波長側から主要輝線は Ne IX He $\alpha$ ，Fe XVII L(3d-2p)，O VIII Ly $\beta$ ，Fe XVIII L(3s-2p)，Fe XVII L(3s-2p)，O VII He $\gamma$ ，O VII He $\beta$ ，O VIII Ly $\alpha$ ，O VII He $\alpha$  (r)，O VII He $\alpha$  (r) が検出された． $\sim 16 \text{ \AA}$  付近の O VIII Ly $\beta$  と Fe XVIII L(3s-2p) の 2 つの輝線は中心エネルギーが近く，スペクトル上で重なりあっている．

まず最初に，McEntaffer et al. (2012) にならって 2 温度の熱的プラズマ放射を再現する neij モデルと PWN からの放射を再現する pow モデルを用いてフィットを行った．これらの放射に，星間吸収を再現するモデル hot をかけた以下のモデルで解析を行う．

$$\text{星間吸収} \times (\text{高温度 ISM} + \text{低温度 ISM} + \text{PWN}). \quad (5.1)$$

以降，このモデルを「2NEI モデル」と呼ぶ．ここで，LMC の星間吸収モデル hot の水素柱密度 ( $N_H$ )，EM をフリーパラメータにした．ISM プラズマに関してはそれぞれ EM と  $n_{et}$ ，

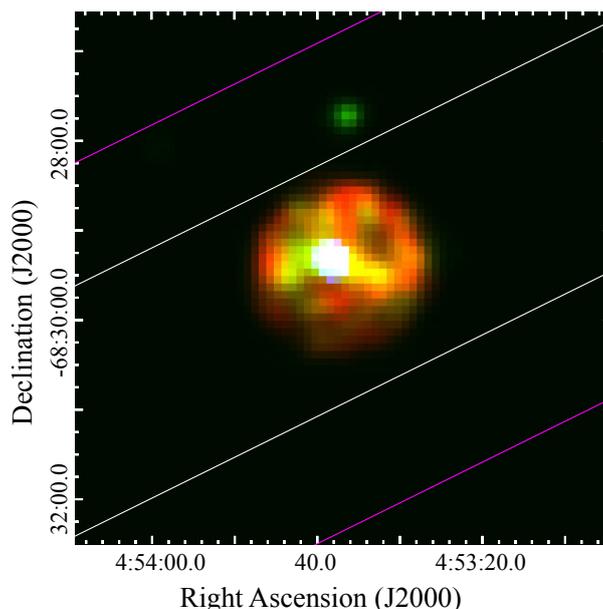


図 5.1: MOS で取得した 3 色イメージ. 各エネルギー帯域は 0.3–1.2 keV (赤), 1.2–2.0 keV (緑), 2.0–8.0 keV (青) である. マゼンタと白の線はそれぞれ RGS の 5 分角の視野とスペクトルの抽出領域を示す.

電子温度 ( $kT_e$ ), 輝線が検出されている各元素 (C, N, O, Mg, Ne, Fe) をフリーパラメータにした. pow モデルに関しては  $\Gamma = 2.0$  とし, 規格化定数を  $3.5 \times 10^{43} \text{ photons s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$  に固定した (McEntaffer et al., 2012).

2NEI モデルで得られたベストフィットの結果を図 5.2 に, パラメータを表 5.2 に示す. McEntaffer et al. (2012) の結果同様, 2NEI モデルは MOS スペクトルをよく再現した. また, 各元素の組成比が LMC の組成比とおおよそ一致したことから, 熱的プラズマの放射は ISM からの放射であることがわかった. すなわち SNR J0453.6–6829 からの X 線放射は, ISM プラズマと PWN からの放射である. 一方で, RGS スペクトルに着目すると, 2NEI モデルでスペクトル全体はおおよそ説明されるが, Haberl et al. (2012) の結果と同様に O VII He $\alpha$  (f) に大きな残差が見られた. また, O VIII Ly $\beta$  にもデータとモデルの不一致が発見された.

先に述べたように O VIII Ly $\beta$  は Fe-L 輝線である Fe XVIII L(3s-2p) と重なり合っている. Fe-L 輝線は複雑で輝線強度を解析的に解くのが難しいため, 輝線強度などのアトミックデータに不定性がある (Gu et al., 2019). SNR のみならず銀河などの RGS スペクトル解析において, O VIII Ly $\beta$  の輝線がモデルと合わないことはたびたび報告されており, データとモデルの不一致は Fe-L 輝線によるものである可能性が指摘されている (e.g., de Plaa et al., 2012; Amano et al., 2020). 2NEI モデルでのフィット結果における O VIII Ly $\beta$  の残差は Fe-L 輝線の不定性の影響である可能性がある.

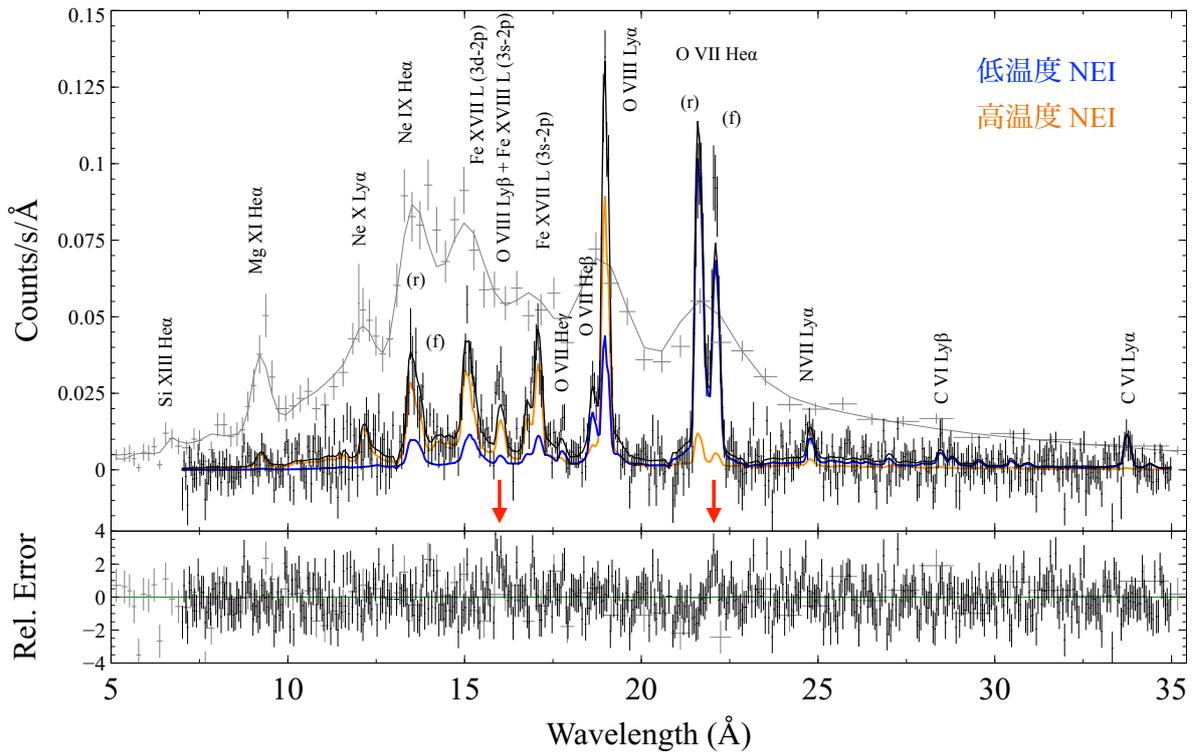


図 5.2: MOS1 (灰色) と RGS (黒色) スペクトルの 2NEI モデルによるフィッティング結果とそれぞれの成分の寄与. 青色が低温の ISM 成分とオレンジが高温の ISM 成分を表す. 下枠に残差を示す.  $\sim 16 \text{ \AA}$  と  $\sim 22 \text{ \AA}$  の赤い矢印はデータとモデルに不一致がある箇所, それぞれ O VIII Ly $\beta$  + Fe XVIII L(3s-2p) と O VII He $\alpha$  (f) の輝線である.

### 5.2.2 O VII He $\alpha$ 輝線によるプラズマ診断

2NEI モデルで大きな残差を示した O VII He $\alpha$  (f) に着目して議論を進める. O VII He $\alpha$  (f) は酸素の He-like イオンからの放射である. He-like イオンの輝線強度比からはプラズマの電子温度や電子密度がわかる (2 章参照). 今回得られた RGS スペクトルでは, He-like イオンからの放射である O VII He $\alpha$  (r) と O VII He $\alpha$  (f) が分光できているため,  $f/r$  比を用いて電子温度との関係を調べた. 図 5.3 (a) にプラズマの電子温度に対する  $f/r$  比を示す. 図中の曲線は, SPEX の neij モデルから計算される  $n_e t = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  における  $f/r$  比である.  $n_e t$  を変化させてもモデル曲線はほとんど変わらないため,  $n_e t = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  のみの結果を示している. さらに, 2NEI モデルでのベストフィット結果から得られた電子温度と, RGS スペクトルから測定した  $f/r$  比をプロットした. このとき, RGS スペクトルから得られた  $f/r$  比を説明するためには, 電子温度  $\sim 0.02 \text{ keV}$  が要求される.

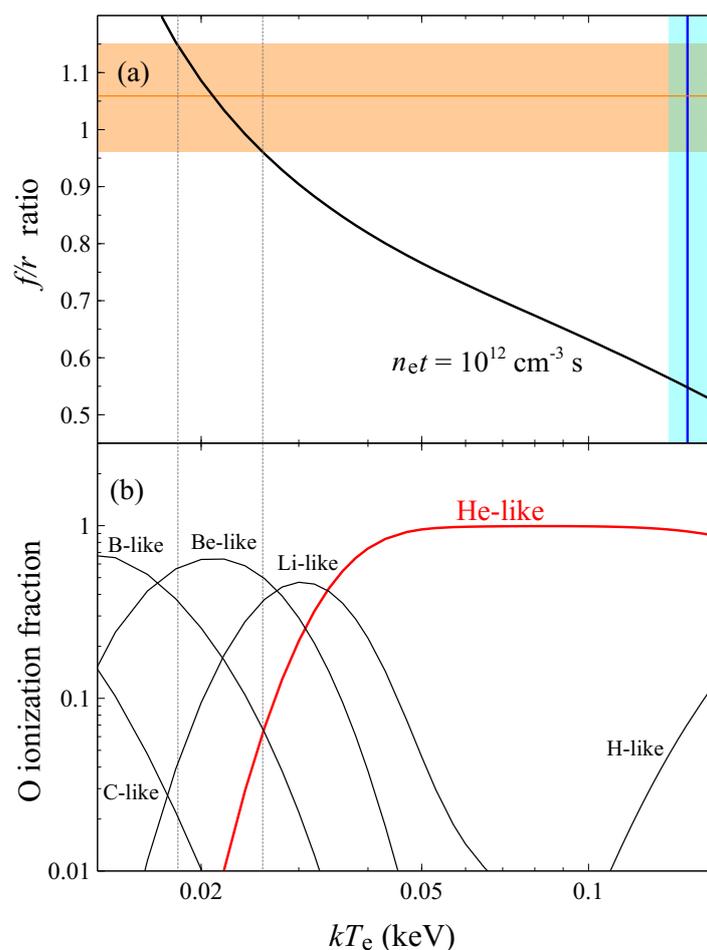


図 5.3: (a) 電子温度に対する  $f/r$  比. オレンジと青の領域はそれぞれ RGS スペクトルから測定した  $f/r$  比と 2NEI モデルでのベストフィットの低温 NEI の電子温度である. 曲線は, neij モデルから計算される  $n_{et} = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  における  $f/r$  比を示す. (b)  $n_{et} = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  のプラズマにおける, 電子温度に対する酸素のイオン存在比 (O ionization fraction). 赤線は, O VII He $\alpha$  (r) や O VII He $\alpha$  (f) を放射する He-like イオンである.

$kT_e \sim 0.02$  keV は典型的な SNR プラズマの電子温度に比べると低い値である. イオンの電離状態は電子温度に依存するため, O VII He $\alpha$  (f) を放射する He-like のイオンまで電離するためには電子温度が高い必要がある. 図 5.3 (b) には  $n_{et} = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  のプラズマ中での, 電子温度に対する酸素のイオン存在比を示す. 得られた  $f/r$  比が要求する電子温度  $\sim 0.02$  keV のとき, 酸素は低電離の Be-like のイオンが最も多く, He-like はほとんど存在しないことがわかる. このとき, 観測された RGS スペクトルの O VII 輝線強度を説明するためには, 非常に大きなイオン存在比でなければならない. しかし, その場合, O VII He $\alpha$  (f) や O VII He $\alpha$  (r) のデータとモデルが一致しても, Be-like からの輝線が卓越し, RGS スペクトル全体を説明することができない.

これまでは電離が優勢なプラズマである IP (2章参照) を考えてきたが, ここでは再結

合が優勢なプラズマである RP を仮定することで  $f/r$  を説明可能かどうかを検証した。2章で述べたように、RP では再結合が優勢であるため  $f/r$  比が大きくなる。以下では、RP からの熱的放射と PWN からの放射を考え、以下のモデルでフィットを行った。

$$\text{星間吸収} \times (\text{RP} + \text{PWN}). \quad (5.2)$$

ここで、RP を再現する neij モデルの、EM と  $n_e t$ ,  $kT_e$ , 輝線が検出されている各元素 (C, N, O, Mg, Ne, Fe) をフリーパラメータにした。また、 $kT_{\text{init}} = 11$  keV に固定した。このモデルでのフィット結果を図 5.4 に示す。2NEI モデルと同様に O VII He $\alpha$  (f) と O VIII Ly $\beta$  に大きな残差を示した。続いて、IP における電子温度に対する  $f/r$  比の議論と同様に、RP における電子温度に対する  $f/r$  比を図 5.5 に示す。IP と異なり、RP においては  $n_e t$  を変化させることで  $f/r$  比が大きく変化したため、 $n_e t = 10^{10}$ ,  $10^{11}$ ,  $10^{12}$  cm $^{-3}$  s における  $f/r$  比を示した。RP の場合、低温度で高い  $n_e t$  から高温度で低い  $n_e t$  に至るまで、多くのプラズマ状態で、得られた  $f/r$  比を説明できる可能性がある。そこで、 $f/r$  比を説明することができる  $n_e t$  と電子温度 (例えば  $n_e t = 10^{11}$  cm $^{-3}$  s かつ  $kT_e = 0.2$  keV) で、スペクトルの O VII He $\alpha$  (r) と O VII He $\alpha$  (f) の輝線強度を再現することを試みた。しかし、いずれの場合も O VIII Ly $\alpha$  と O VII He $\alpha$  の強度比が合わない、もしくは、連続成分の RRC が卓越し、スペクトルの広い範囲でデータとモデルに食い違いが見られた。O VIII Ly $\alpha$ /O VII He $\alpha$  比が合わない理由は以下の通りである。RP は再結合が優勢であるから、O VII He $\alpha$  の輝線は H-like イオンから放射される。このとき、H-like イオンは衝突励起によって O VIII Ly $\alpha$  も放射をする。RP によって、O VII He $\alpha$  の放射強度が説明される場合、H-like のイオン存在比が大きくなり、それに伴って O VIII Ly $\alpha$  の輝線強度も大きくなる。したがって、O VIII Ly $\alpha$  のモデルがデータを超過し、強度比が合わない。以上より、RP ではスペクトル全体を説明できないことがわかり、RP の可能性を棄却した。

以上より、 $f/r$  比に着目すると、SNR J0453.6–6829 の RGS スペクトルは熱的プラズマのみでは再現できず、他の放射過程を考える必要がある。そこで我々は、 $f/r$  比を説明する物理過程として CX と RS の可能性をそれぞれ検証した。

### 5.2.3 電荷交換モデルでの解析

まず SNR J0453.6–6829 における CX を検討する。2章で述べたように、SNR における CX は衝撃波で加熱されたプラズマ中のイオンと周囲に存在する中性物質の電子による再結合反応である。CX による放射は、SPEX の CX モデル (Gu et al., 2016) で再現する。CX モデルの詳細は以下の通りである。

- **CX: model for charge exchange**

熱的プラズマと冷たい中性物質の相互作用による CX の放射モデル。単一電子の再結合反応から放射強度が計算される。主なパラメータは、 $\text{EM}_{\text{CX}} = n_{\text{H}} n_{\text{nh}} V_{\text{CX}}$ , 中

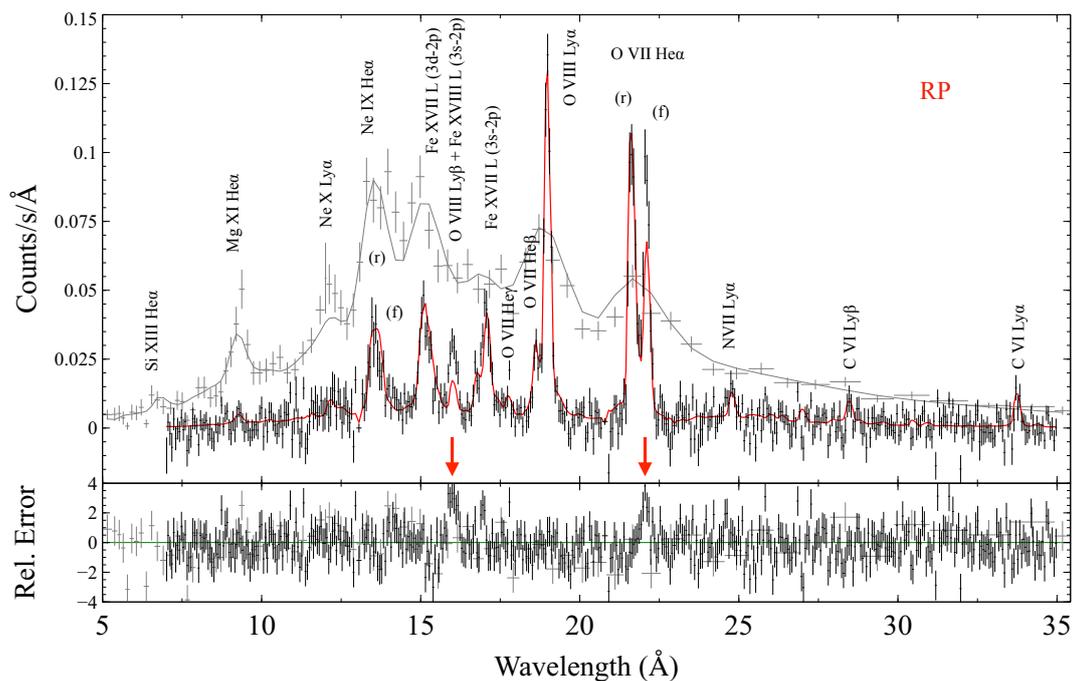


図 5.4: RP を仮定したときのフィット結果. 赤い実線は  $kT_{\text{init}} = 11$  keV,  $kT_e = 0.17$  keV,  $n_e t = 1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  のときの nej モデル (RP) を表す.

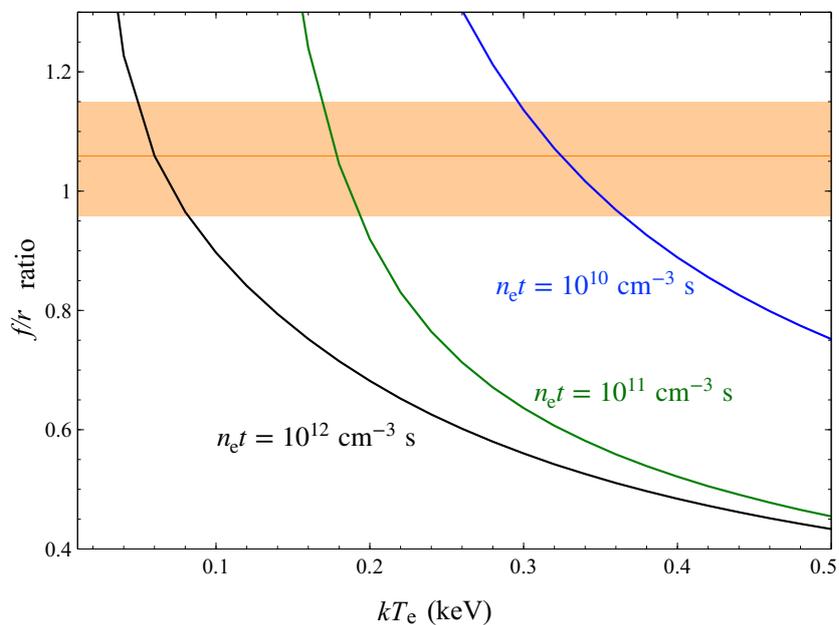


図 5.5: RP における電子温度に対する  $f/r$  比. 黒, 緑, 青の実線はそれぞれ,  $n_e t = 10^{10}$ ,  $10^{11}$ ,  $10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  における  $f/r$  比を表す. オレンジの領域は RGS スペクトルから得られた  $f/r$  比を示す.

性物質とイオンの衝突速度 ( $v_{\text{col}}$ ), プラズマの電子温度 ( $kT_e$ ), プラズマの元素の組成比 (太陽組成に対する比率) である. ここで,  $n_{\text{H}}$  はプラズマの水素個数密度,  $n_{\text{nh}}$  は中性物質の水素個数密度,  $V_{\text{CX}}$  はプラズマと中性物質が相互作用する有効体積である.

我々は, 2NEI モデルに CX モデルを加えた以下のモデルでフィットを行った.

$$\text{星間吸収} \times (\text{高温度 ISM} + \text{低温度 ISM} + \text{PWN} + \text{CX}). \quad (5.3)$$

以降, このモデルを「2NEI+CX モデル」と呼ぶ. ここで CX のフリーパラメータは  $EM_{\text{CX}}$  と  $v_{\text{col}}$  である. CX モデルの, プラズマの元素組成は neij モデルの元素組成比に固定した. また, 他のコンポーネントのフリーパラメータは 2NEI モデルと同様にした.

2NEI+CX モデルで得られたベストフィットの結果を図 5.6 に, パラメータを表 5.2 に示す. 2NEI モデルと 2NEI+CX モデルでの残差も同時に示す. 2NEI モデルでのベストフィット同様, MOS のスペクトルは 2NEI + CX モデルでよく再現した. RGS スペクトルでは, 2NEI モデルで大きい残差があった O VII He $\alpha$  (f) の残差が大きく改善された. CX モデルが O VII He $\alpha$  (f) に大きく寄与していることがわかる. また, O VIII Ly $\beta$  輝線の残差は大きいままであるが, 重ね合っている Fe-L 輝線のモデルの不定性によるものである可能性がある (5.2.2 章参照).

#### 5.2.4 共鳴散乱モデルでの解析

次に SNR J0453.6–6829 における RS を検討する. 2 章で述べたように, RS は O VII He $\alpha$  (r) などの振動子強度が大きい輝線が散乱されることによって, 観測される輝線強度に影響が出る可能性がある. 我々は, RS が期待される振動子強度の大きい 5 つの輝線 (Ne IX He $\alpha$  (r), Fe XVII L(3d-2p), Fe XVII L(3s-2p), O VIII Ly $\alpha$ , O VII He $\alpha$  (r)) を選んだ. その 5 つの輝線に負のガウシアンを挿入することで, RS によって視線方向から外れた X 線の強度を再現した. すなわち全体のモデルは以下の通り, 2NEI モデルに 5 つのガウシアンを引いたモデルである.

$$\text{星間吸収} \times (\text{高温度 ISM} + \text{低温度 ISM} + \text{PWN} - \text{ガウシアン (RS)}). \quad (5.4)$$

以降, このモデルを「2NEI-Gaus モデル」と呼ぶ. ガウシアンの主なパラメータは規格化定数 (photons s $^{-1}$ ) と中心エネルギーである. 本解析では, ガウシアンのフリーパラメータは規格化定数とした. 中心エネルギーは各輝線でそれぞれ表 5.1 のように固定した. 他のコンポーネントのフリーパラメータは 2NEI モデルと同様である.

2NEI-Gaus モデルで得られたベストフィットの結果を図 5.7 に, パラメータを表 5.2 に示す. 2NEI モデルと 2NEI-Gaus モデルでの残差も同時に示す. 2NEI モデルでのベスト

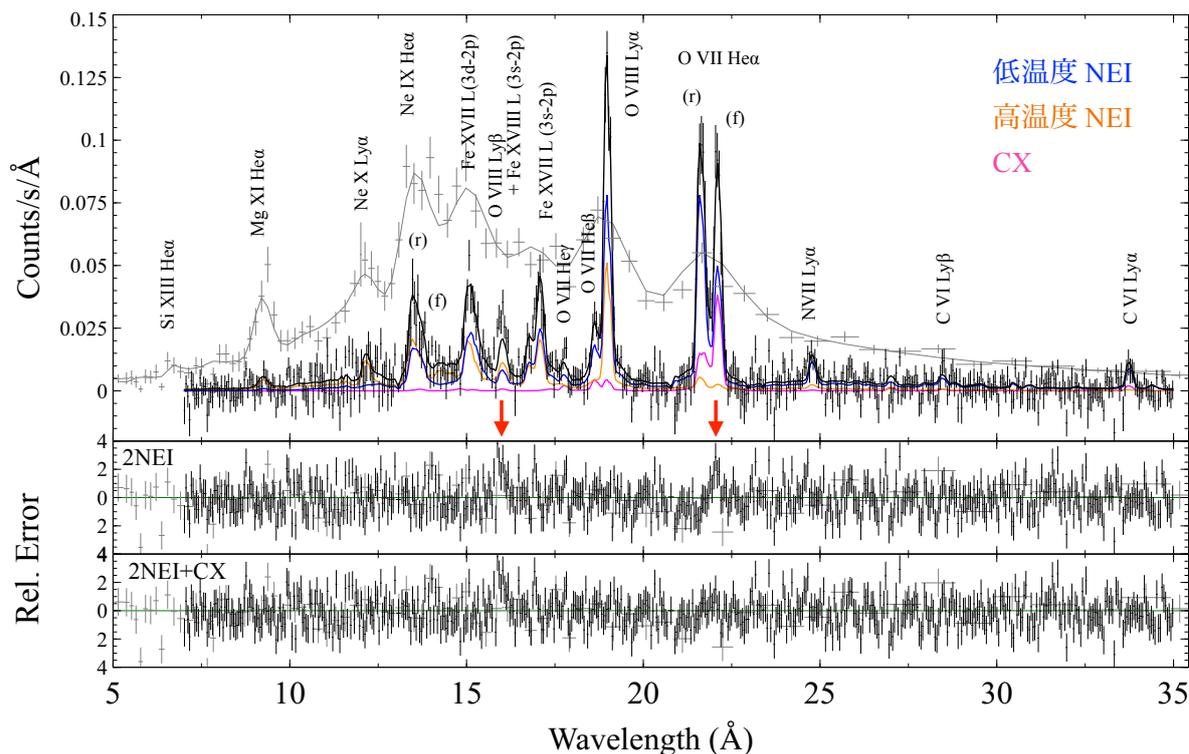


図 5.6: 2NEI+CX モデルでのフィット結果. 低温度 NEI (青) と高温度 NEI (オレンジ), CX (マゼンタ) の寄与を示した. 中段と下段は 2NEI モデルと 2NEI+CX モデルによる残差を示す.

フィット同様, MOS のスペクトルをよく再現した. 2NEI-Gaus モデルによるフィットでは, 2NEI モデルにて大きな残差があった O VII He $\alpha$  (f) に関して残差が改善された. また, 2NEI モデルと 2NEI+CX モデルの両方で大きい残差を示した O VIII Ly $\beta$  は, データとモデルが合うようになった. RS モデルでは, O VIII Ly $\beta$  で RS を考えなかったが, 残差が改善された理由は以下の通りである. ベストフィットの結果 (図 5.7) を見ると, O VIII Ly $\alpha$  が RS の効果を大きく受けている. 輝線が RS の効果を受けると, その輝線の強度が大きくなる. すなわち, その輝線を放射するイオン存在比が大きくなる. その結果, RS の影響を受けている O VIII Ly $\alpha$  を放射する H-like イオンの存在比が大きくなり, それにつれて同じく H-like イオンからの放射である O VIII Ly $\beta$  の放射強度も大きくなる. そのため残差が大きく改善された.

表 5.1: 各輝線の中心エネルギー.

輝線	中心エネルギー ( $\text{\AA}$ )
Ne IX He $\alpha$ (r)	13.4
Fe XVII L(3d-2p)	15.0
Fe XVII L(3s-2p)	17.0
O VIII Ly $\alpha$	18.9
O VII He $\alpha$ (r)	21.6

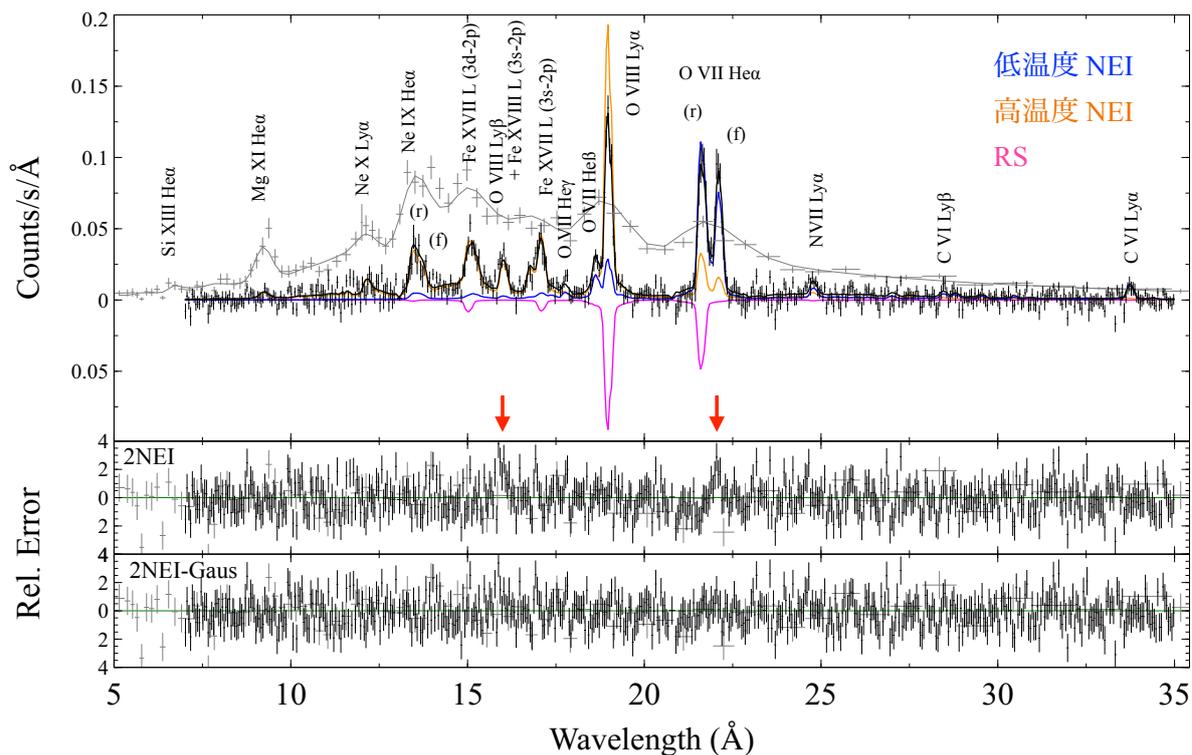


図 5.7: 2NEI-Gaus モデルでのフィット結果. 低温度 NEI (青) と高温度 NEI (オレンジ), RS (マゼンタ) の寄与を示した. 中段と下段は 2NEI モデルと 2NEI-Gaus モデルによる残差を示す.

表 5.2: ベストフィットパラメータ一覧

Component	Parameters (unit)	2NEI	2NEI+CX	2NEI+Gaus (RS)
Absorption	$N_{\text{H}}(\text{Galactic}) (10^{20} \text{ cm}^{-2})$	6.0 (fixed)	6.0 (fixed)	6.0 (fixed)
	$N_{\text{H}}(\text{LMC}) (10^{20} \text{ cm}^{-2})$	$8.7^{+2.8}_{-2.7}$	$7.2^{+2.3}_{-2.4}$	$6.9^{+5.2}_{-3.5}$
Power law (PWN)	Normalization ( $10^{44} \text{ photons s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ )	0.35 (fixed)	0.35 (fixed)	0.35 (fixed)
	$\Gamma$	2.0 (fixed)	2.0 (fixed)	2.0 (fixed)
低温度 NEI	EM ( $10^{58} \text{ cm}^{-3}$ )	$81^{+28}_{-20}$	$60^{+13}_{-13}$	$43^{+55}_{-25}$
	$kT_e$ (keV)	$0.15^{+0.01}_{-0.01}$	$0.18^{+0.01}_{-0.02}$	$0.15^{+0.05}_{-0.03}$
	$n_{\text{e}t}$ ( $10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ )	$> 10$	$> 10$	$> 10$
	C	$0.34^{+0.13}_{-0.10}$	$0.40^{+0.15}_{-0.11}$	$0.44^{+0.47}_{-0.17}$
	N	$0.12^{+0.05}_{-0.04}$	$0.15^{+0.07}_{-0.04}$	$0.18^{+0.18}_{-0.06}$
	O	$0.26^{+0.05}_{-0.04}$	$0.23^{+0.05}_{-0.03}$	$0.53^{+0.39}_{-0.10}$
高温 NEI	Ne	$0.34^{+0.07}_{-0.05}$	$0.33^{+0.08}_{-0.06}$	$0.38^{+0.31}_{-0.07}$
	Mg	$0.42^{+0.07}_{-0.07}$	$0.41^{+0.13}_{-0.08}$	$0.51^{+0.27}_{-0.09}$
	Si	$0.22^{+0.09}_{-0.08}$	$0.19^{+0.11}_{-0.07}$	$0.32^{+0.20}_{-0.11}$
	Fe	$0.25^{+0.04}_{-0.03}$	$0.22^{+0.06}_{-0.03}$	$0.25^{+0.06}_{-0.04}$
CX	EM ( $10^{58} \text{ cm}^{-3}$ )	$12^{+5}_{-4}$	$7.9^{+7.9}_{-3.5}$	$17^{+10}_{-16}$
	$kT_e$ (keV)	$0.42^{+0.05}_{-0.03}$	$0.48^{+0.09}_{-0.08}$	$0.35^{+0.33}_{-0.08}$
	$n_{\text{e}t}$ ( $10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ )	$1.6^{+0.5}_{-0.3}$	$1.4^{+0.5}_{-0.3}$	$> 2.2$
	EMCX ( $10^{58} \text{ cm}^{-3}$ )	...	$18^{+100}_{-9}$	...
Negative Gaussian* Ne IX He $\alpha$ ( $r$ )	$v_{\text{col}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	...	$< 286$	...
	Normalization ( $10^{44} \text{ photons s}^{-1}$ )	...	...	$< 8.8 \times 10^{-2}$
	Fe XVII L(3d-2p)	...	...	$0.14 \pm 0.09$
	Fe XVII L(3s-2p)	...	...	$< 0.31$
	O VIII Ly $\alpha$	...	...	$2.3^{+1.2}_{-0.6}$
O VII He $\alpha$ ( $r$ )	...	...	$1.9^{+0.6}_{-0.4}$	
W-statistic/d.o.f.		4124/3627	4107/3625	4085/3622

\* 負のガウシアンを挿入した輝線 Ne IX He $\alpha$  ( $r$ ), Fe XVII L(3d-2p), Fe XVII L(3s-2p), O VIII Ly $\alpha$ , O VII He $\alpha$  ( $r$ ) の中心エネルギーは、それぞれ 13.4 Å, 15.0 Å, 17.0 Å, 18.9 Å, 21.6 Å である。



## 第 6 章

### 議論

5章では, SNR J0453.6–6829 のスペクトルから典型的な SNR の熱的プラズマでは説明できないほど大きい  $f/r$  比が得られた. 高い  $f/r$  比は, スペクトルフィットにおいて, CX もしくは RS を考慮した場合に説明できる. 表 6.1 に LMC/SMC に位置する SNR のうち, RGS スペクトルによって  $f/r$  比または G-ratio が報告されているものを列挙する. これらの  $f/r$  比はスペクトル上では CX や RS で説明できる可能性が示唆されている. 以下では, この表を参考に SNR J0453.6–6829 における CX や RS の可能性を議論する.

表 6.1: SNR における  $f/r$  比と G-ratio

天体名	爆発タイプ	年齢 (年)	$f/r$ 比もしくは G-ratio	周辺環境
1E0102–7219	Ib/c or IIL/b <sup>a, b</sup>	1000 <sup>c</sup>	0.55 <sup>‡</sup> ±0.03 <sup>d</sup>	データなし
N132D	Ib <sup>a</sup>	2500 <sup>e</sup>	0.68 <sup>†</sup> ±0.02 <sup>f</sup>	CO and HI 雲 <sup>g, h, i</sup>
DEM L71	Ia <sup>j</sup>	4400 <sup>k</sup>	0.65 <sup>†l</sup>	データなし
N23 (0506–68.0)	II <sup>m</sup>	4600 <sup>m</sup>	0.99 <sup>‡</sup> ±0.06 <sup>n</sup>	星形成領域 <sup>o</sup>
N49	II <sup>p</sup>	6600 <sup>q</sup>	1.23 <sup>‡</sup> ±0.12 <sup>r</sup>	CO and HI 雲 <sup>g, h, s</sup>
J0453.6–6829	II <sup>t</sup>	13000 <sup>u</sup>	1.06 <sup>†+0.09v</sup> <sub>-0.10</sub>	HI 雲 <sup>v</sup>

参考文献. (a) Blair et al. (2000); (b) Chevalier (2005); (c) Hughes et al. (2000); (d) Rasmussen et al. (2001); (e) Vogt & Dopita (2011); (f) Suzuki et al. (2020); (g) Banas et al. (1997); (h) Sano et al. (2017); (i) Sano et al. (2020); (j) Hughes et al. (1998); (k) Ghavamian et al. (2003); (l) van der Heyden et al. (2003); (m) Hughes et al. (2006); (n) Broersen et al. (2011); (o) Chu & Kennicutt (1988); (p) Park et al. (2012); (q) Park et al. (2003); (r) Amano et al. (2020); (s) Yamane et al. (2018); (t) Lopez et al. (2009); (u) Gaensler et al. (2003); (v) Koshiba et al. (submitted).

<sup>†</sup>  $f/r$  比.

<sup>‡</sup> G-ratio.

## 6.1 共鳴散乱

RSはプラズマ中のイオンによる光子の散乱である(2.4節参照). ここでは, RSによる各輝線の散乱度合いを透過率  $p$  で定量化する. RGSスペクトルから測定した観測的手法による  $p$  と, 2.4節で述べた Kaastra & Mewe (1995) の理論的手法による  $p$  を比較する.

まず, 理論的手法では, SNRのプラズマ自身によるRSを仮定して導出された式(2.19)によって  $p$  を算出した. このとき,  $f$  と  $E_{eV}$  はアトミックデータベースである atomDB に記載されている各輝線ごとの振動子強度と輝線の中心エネルギーの値,  $n_i/n_Z$  はそれぞれのイオンの組成比,  $n_Z/n_H$  は元素の太陽組成比,  $T_{keV}$  はイオンと電子が熱平衡にあると仮定したプラズマの電子温度とし,  $v_{100}$  は0と仮定した. 水素柱密度  $N_{24}$  は  $N_H = 0-1.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  の間で値を変化させた.

次に, 観測的手法では輝線強度から  $p$  を求める. RSの影響がない場合に本来観測されるべき輝線強度  $I_{\text{real}}$  から, RSによって散乱された輝線強度  $\Delta I$  を引いたものは, 実際に観測される輝線強度  $I_{\text{obs}}$  に  $p$  をかけたものである. すなわち,

$$\begin{aligned} I_{\text{real}} - \Delta I &= p I_{\text{real}} \\ &= I_{\text{obs}}, \end{aligned} \quad (6.1)$$

と表される. よって,

$$p = \frac{I_{\text{obs}}}{I_{\text{obs}} + \Delta I}. \quad (6.2)$$

となり,  $p$  は検出された輝線強度  $I_{\text{obs}}$  とRSによって散乱された輝線強度  $\Delta I$  から求まる.  $I_{\text{obs}}$  はRGSスペクトルにおける輝線強度である. 2NEI-Gausモデルのベストフィットにおいて, 各輝線に対してモデルから輝線を取り除いた後, 挿入したガウシアン強度を  $I_{\text{obs}}$  に対応させる.  $\Delta I$  は, 2NEI-Gausモデルのベストフィットにおける負のガウシアンの強度に対応する.

図6.1に, 上で述べた2つの方法から求めた各輝線に対する透過率  $p$  を示す. Ne IX He $\alpha$  (r) 以外の4つの輝線 Fe XVII L(3d-2p), Fe XVII L(3s-2p), O VIII Ly $\alpha$ , O VII He $\alpha$  (r) はおよそ  $N_H = 1.0-5.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  で説明される.  $N_H = 1.0-5.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  は  $n_H = 1.1 \text{ cm}^{-3}$  (Williams et al., 2006) を用いると, 3-18 pcのプラズマの視線方向の深さに相当する. RSが起きているプラズマの深さは, SNR J0453.6-6829の直径が $\sim 36$  pcの10-50%に相当する. これはSNR J0453.6-6829のプラズマ自身によるRSという仮定と矛盾しない結果となった. ここで, 球対称ではRSの効果打ち消されてしまうため(2.4節参照), RSが検出されるためにはSNR J0453.6-6829の形態が歪んで, 表面輝度が片側に偏っている必要がある. 高い  $f/r$  比が報告されているSNR(表6.1)のうち, N23やN132DにおいてRSが示唆されており (Broersen et al., 2011; Suzuki et al., 2020), それらはそれぞれ楕円形, 非一様の形態をしている (Lopez et al., 2011). また, 同様にRSの示唆があるN49は, 表面輝度が歪められており, 南東部で非常に明るい形態をしている. SNR J0453.6-6829

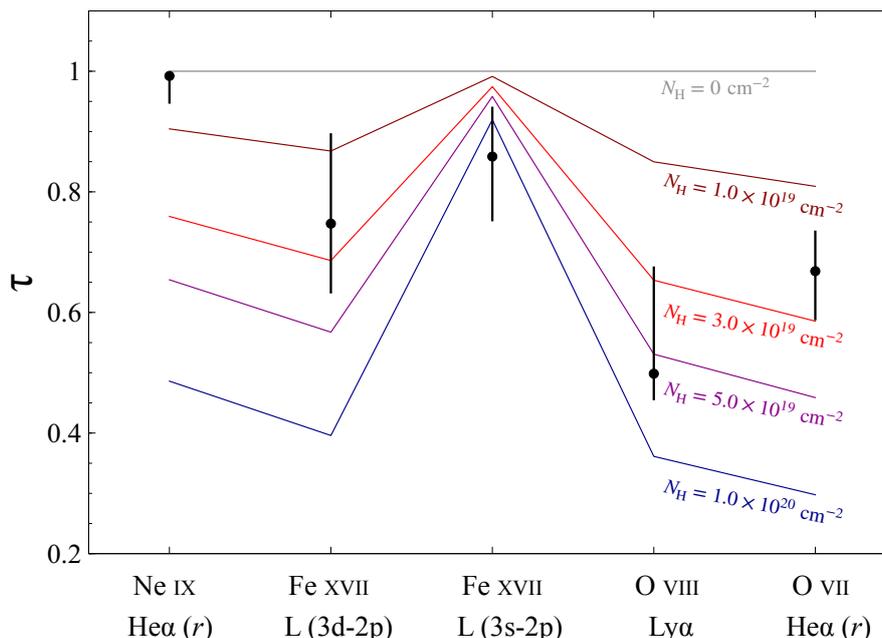


図 6.1: 各輝線の透過率  $p$ . 横軸に各輝線を, 縦軸に  $p$  を示す. 黒点が観測的手法から求めた  $p$  を, 折れ線が理論的手法から求めた  $N_{\text{H}}$  ごとの  $p$  を示す.

は軟 X 線帯域でのイメージ解析から, N23 や N132D に比べ, 対称的な形態である (Lopez et al., 2011). この SNR J0453.6–6829 の対称的な形態から, RS の効果がスペクトルに現れる可能性は低いと考えられる.

## 6.2 電荷交換

CX はプラズマ中のイオンと周囲の中性物質の電子との再結合反応である. まず, SNR J0453.6–6829 の周辺環境に基づいて CX の可能性を議論する. SNR J0453.6–6829 の近傍には, 濃いガスが存在している可能性が指摘されているが (McEntaffer et al., 2012), 周辺環境について詳細はわかっていない. そこで我々は SNR J0453.6–6829 の周辺環境を調べるため, ATCA & Parkes (Kim et al., 2003) の電波のデータを用いて HI マップを解析した (図 6.2). 速度帯ごとの HI チャンネルマップから, SNR J0453.6–6829 の南西部に HI 雲が存在していることがわかった. チャンネルマップに示している全ての速度帯を積分した HI 強度マップを図 6.3 (a) に示す. SNR J0453.6–6829 の北東部から南西部にかけて HI の強度が大きくなっており, やはり南西部に HI 雲がみられる. また, 横軸を HI 強度マップと同じ赤経にとり, 縦軸に視線方向の速度をとった位置速度図を図 6.3 (b) に示す. HI の位置速度図は, SNR と周辺環境との相互作用がなければ周囲の中性水素に速度差が生じることはなく, 速度の軸に垂直な構造をする. SNR と周辺環境との相互作用が

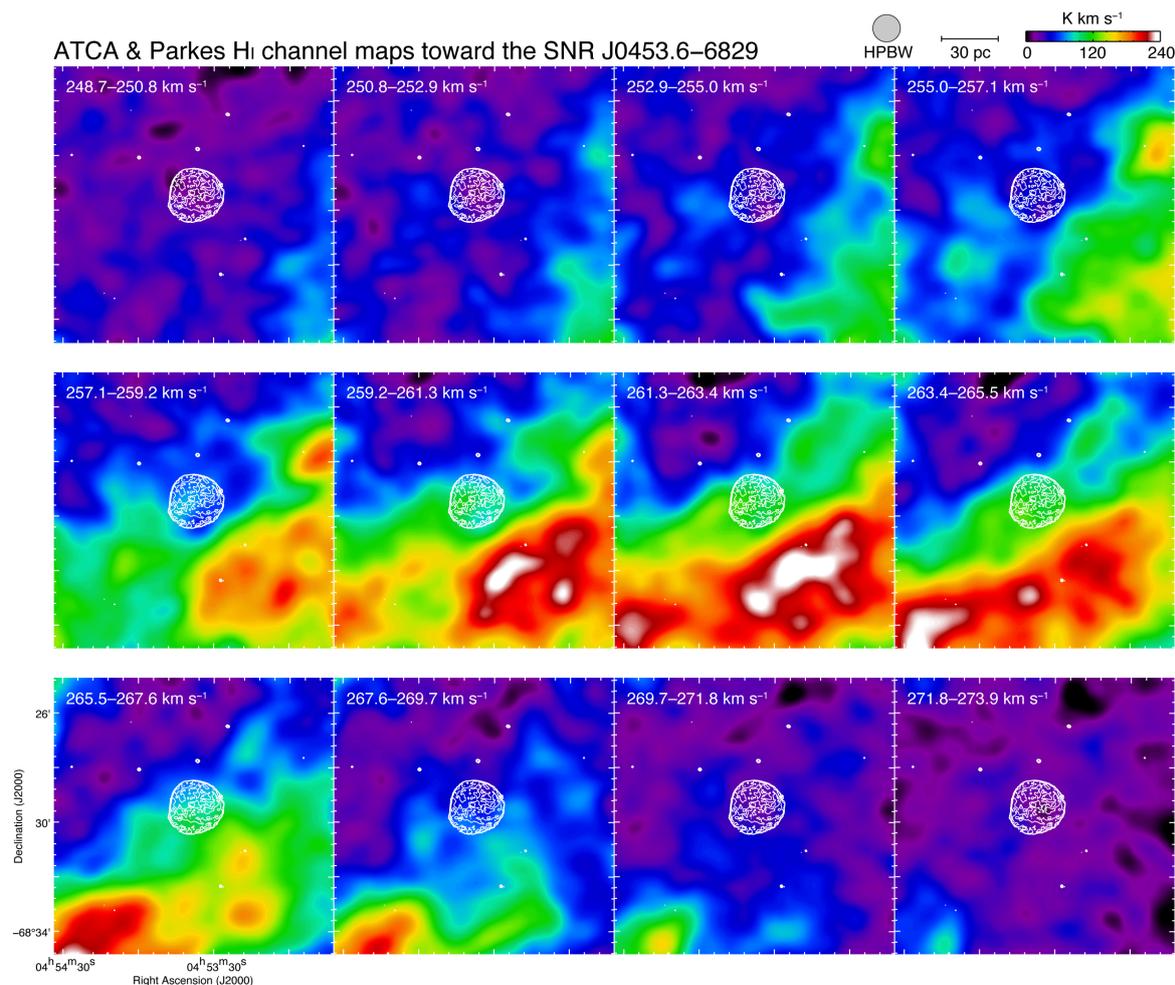


図 6.2: ATCA & Parkes の HI チャンネルマップ. 白のコントアは Chandra 衛星による X 線強度を示す. それぞれのパネルは左上から右下にかけて,  $248.7\text{--}273.9\text{ km s}^{-1}$  の速度帯を  $2.1\text{ km s}^{-1}$  毎に積分したものである.

あるとき, 衝撃波によって周囲に存在する中性水素の視線方向の速度に差が生じる. そのため, SNR の片側で周囲の中性水素と衝突している場合は半円に, 両側で衝突している場合は円形になる. 図 6.3 (b) では, SNR J0453.6-6829 の位置で北側に半円の構造をしていることがわかった. これは, SNR J0453.6-6829 が周辺の HI 雲に衝突していることを示唆している. よって, プラズマが中性水素と衝突している南西部において CX が期待される. もし CX が起きている場合は, 南西部で禁制線の強度が大きくなっているはずである.

SNR J0453.6-6829 における O VII He $\alpha$  の共鳴線と禁制線のそれぞれの分布を調べるために RGS 単色イメージ解析を行った. RGS からイメージを作成する際には, van der Heyden et al. (2003) で用いられている手法と同様に RGS の各イベントの波高値と分散角から単色イメージを構成した. 図 6.4 に MOS と pn から得られたイメージと RGS で得ら

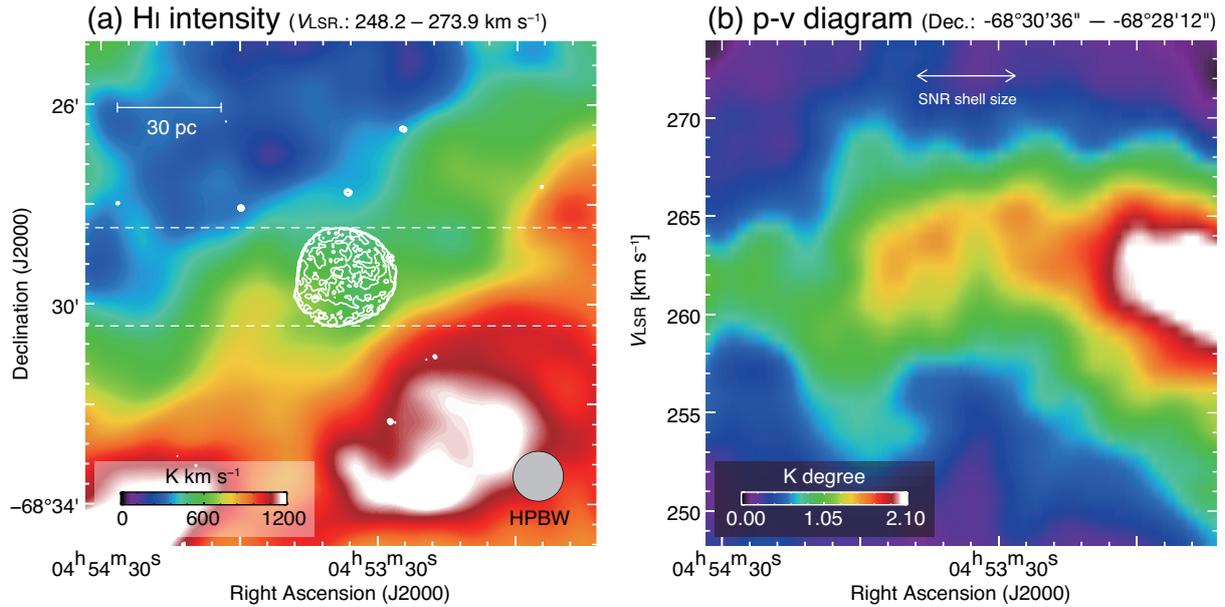


図 6.3: (a) ATCA & Parkes HI マップ.  $248.2\text{--}273.9\text{ km s}^{-1}$  の速度帯を積分したもの. (b) HI イメージの位置速度図. 横軸は赤経で, 縦軸が視線方向の速度である. 積分範囲は  $-68^{\circ}30'36''$  から  $-68^{\circ}28'12''$  (Dec.) である. また, 白矢印は SNR J0453.6–6829 の位置を示す.

れた O VII He $\alpha$  (r) と O VII He $\alpha$  (f) の分布を示す. O VII He $\alpha$  (f) の分布が西に偏っており, 先に述べた南西部で HI 雲と接触し CX が起きているという描像におおよそ一致する. また, 図 6.4 (a) に示したように, SNR J0453.6–6829 の X 線イメージでは, リング状に明るい構造が見られる. このリング状の構造は O VII He $\alpha$  (f) が明るい場所とほぼ一致している. これは視線方向に明るいシェルで CX が起きることによって, O VII He $\alpha$  (f) の強度が大きくなっていることを示す.

我々はさらに, CX が起きている体積を見積もった. Lallement (2004) のモデル計算によると, CX は SNR の半径の 1% 程度で起きるとされている (2.3 節参照). CX が起きている体積を計算するにあたって, 2NEI+CX モデルでのベストフィットにおける, CX コンポーネントの  $EM_{CX} = n_H n_{nh} V_{CX} = 1.8 \times 10^{59}\text{ cm}^{-3}$  を用いる (表 5.2).  $n_H = 1.1\text{ cm}^{-3}$  (Williams et al., 2006) であり, 典型的な HI 雲の水素個数密度は  $n_{nh} = 10\text{ cm}^{-3}$  であるから,  $V_{CX} = 2 \times 10^{58}\text{ cm}^3$  となる. また, SNR J0453.6–6829 の直径が  $\sim 36\text{ pc}$  であるから, SNR J0453.6–6829 が占める体積は  $\sim 10^{60}\text{ cm}^3$  となる. よって CX が起きている体積は SNR J0453.6–6829 の半径の  $\sim 0.4\%$  となり, Lallement (2004) のモデル計算とよく一致した. したがって, SNR J0453.6–6829 で CX が起きていることは尤もらしいと言える.

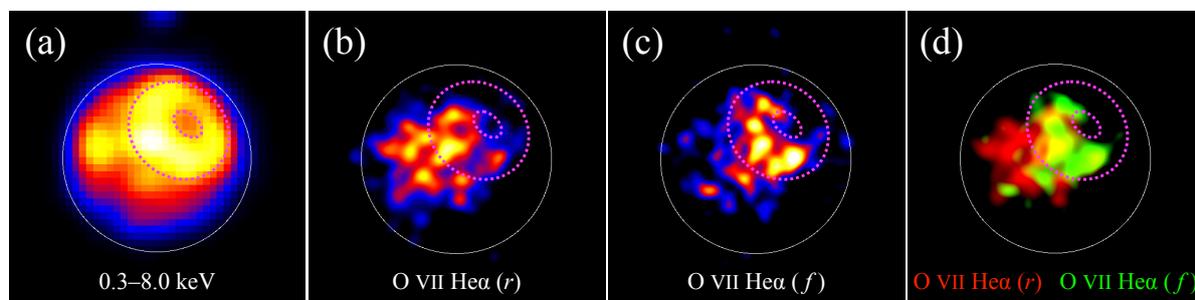


図 6.4: (a) MOS と pn で得られた 0.3–8.0 keV の X 線イメージ. 白と紫の円はそれぞれシェルのおおまかな位置とリング状の明るい構造を示す. (b) O VII He $\alpha$  (r) の RGS イメージ. (c) O VII He $\alpha$  (f) の RGS イメージ. (d) O VII He $\alpha$  (r) (赤) と O VII He $\alpha$  (f) (緑) の 2 色イメージ.

---

## 第 7 章

### まとめと今後の展望

本論文では、SNR J0453.6–6829 における強度の大きい O VII He $\alpha$  (f) の放射過程に迫るため、O VII He $\alpha$  (r) と O VII He $\alpha$  (f) を分光できるエネルギー分解能を有する XMM-Newton 衛星搭載の RGS を用いて X 線精密分光解析を行った。その結果、 $f/r$  比の大きさは、典型的な SNR の熱的プラズマからの放射では説明できないことがわかった。また、大きい  $f/r$  比の原因は、周囲に存在する HI 雲中の中性水素とプラズマ中のイオンの相互作用による CX であることが尤もらしいことを示した。

近年の X 線精密分光解析によって異常に高い  $f/r$  比を示す SNR が多く報告されている。SNR J0453.6–6829 においても、 $f/r = 1.06^{+0.09}_{-0.10}$  は多温度の熱的プラズマでは説明できないほど大きい値を示した。これらの異常に高い  $f/r$  比は、CX や RS で説明できる可能性があり、本論文ではその 2 つの可能性をそれぞれ検証した。RS を仮定した場合には、RGS スペクトルのモデルフィットは全体を良く再現した。ベストフィットパラメータから見積もった、RS が想定されるプラズマの深さは 3–18 pc 相当である。これは、SNR J0453.6–6829 の直径  $\sim 36$  pc の 10–50% にあたる。RS の効果は、表面輝度が非一様な SNR において視線方向にプラズマが深い場合に限りスペクトルに現れるが、SNR J0453.6–6829 は CC 型の SNR の中では比較的中心対称な形態をしている (Lopez et al., 2011) ことから、RS の可能性は低い。一方、CX の場合、モデルフィットでは、モデル不定性がある O VII Ly $\beta$  を除き、RGS スペクトルを良く再現した。SNR J0453.6–6829 の周辺環境を HI マップで解析したところ、SNR J0453.6–6829 の南西部で HI 雲と衝突している可能性がある。また、RGS を用いて O VII He $\alpha$ (f) の単色イメージを解析した結果、南西部に強い放射があった。この結果は、HI 雲中の中性物質と SNR J0453.6–6829 のプラズマ中のイオンとの相互作用による CX を支持する結果となった。また、CX が起きている体積は、SNR の半径の  $\sim 0.4\%$  となった。これは、CX が起きるのは SNR の半径の  $< 1\%$  と計算した Lallement (2004) の結果と一致する。以上のことから SNR J0453.6–6829 で CX が起きていることは妥当といえる。SNR J0453.6–6829 における CX のより確かな証拠を得るには、CX によって中性物質からイオンに受け渡された電子が脱励起する際に He $\beta$  や He $\gamma$  などの高階

電離輝線を放射するため、それらを検出することができれば良い。これは、高階電離輝線を分光可能なエネルギー分解能を持つ検出器で可能となる。例えば、現行のRGSで、観測時間を長くして高統計スペクトルを得ることでより確かなCXの証拠が得られる。

---

## 謝辞

修士論文執筆にあたり多くの方々に助けられて無事書き終えることができました。お世話になった方々に感謝の言葉を述べたいと思います。宇宙線研究室のドンである鶴さんには、普段のミーティングから学会発表、論文執筆にかけて全てにおいて学ぶことが多かったです。特に修論終盤での議論では大変お世話になりました。声の圧にたびたび圧倒されることがありましたが、鶴さん部屋から漏れ出てくる笑い声につられて、つつい笑ってしまうことがありました。内田さんには研究内容が近いこともあり、解析のことでよくお世話になりました。また、プロのスピード感には見習うべきところが多くあり、気が引き締まりました。夏学の招待講演やリレー講義におけるストーリー構成力には非常に勉強になりました。僕がM1からM2になるタイミングで突如として甲南大学に転勤された田中さんには、お話をする機会が多く、よく助言を頂きました。京大を去る最後の日に学生何人かで整列してお辞儀で田中さんの車を送ったことは忘れません。尾近さんは僕がCRに入った当初X線グループの唯一のD3で、なんでも知っていてよくX線観測の知識を授けてくださいました。天野さんは僕にとって頼れる兄貴分でした。ミーティング前夜によく部屋で話したのは良い思い出です。佳山さんは、SS433の非常に議論の難しい研究をやっていて、日々疲れることなく研究室にいるのを見て、僕も元気をもらいました。松田くんは僕に先んじて一年早く先輩になってしまいましたが、松田くんからの鋭い指摘に助けられたことも多かったです。なんやかんや優しいところが出てるのがとても良いと思います。就職していった児玉くんにも僕に先んじて一年早く先輩になっていましたが、実験室で聞いた検出器の構造の話はとても面白く、勉強になりました。成田くんは良き後輩で、研究のことなどを気にかけてくれたり差し入れをするなどの先輩思いのところがああり、修論執筆中には大変助けられました。田中ちゃんはRGSの解析で似た研究をしていて、凄まじいスピードで研究が進んでいくところに僕はいつも刺激を受けていました。ガンマ線グループの皆さんにも日々研究室での何気ない会話で助けられた部分は大変大きかったです。同期のみんながいなければ修論は完成しなかったと思います。これからも各々の道で頑張っていこう。



---

## 参考文献

- Amano, Y., Uchida, H., Tanaka, T. et al. (2020) “Evidence for Resonance Scattering in the X-Ray Grating Spectrum of the Supernova Remnant N49,” *ApJ*, 897, 1, 12. doi: [10.3847/1538-4357/ab90fc](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab90fc).
- Aschenbach, B. (2002) “In-orbit performance of the XMM-Newton x-ray telescopes: images and spectra,” in Gorenstein, P. & Hoover, R. B. eds. *X-Ray Optics for Astronomy: Telescopes, Multilayers, Spectrometers, and Missions*, 4496 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 8–22. doi: [10.1117/12.454367](https://doi.org/10.1117/12.454367).
- Banas, K. R., Hughes, J. P., Bronfman, L., & Nyman, L. Å. (1997) “Supernova Remnants Associated with Molecular Clouds in the Large Magellanic Cloud,” *ApJ*, 480, 2, 607–617. doi: [10.1086/303989](https://doi.org/10.1086/303989).
- Barré, H., Nye, H., & Janin, G. (1999) “An overview of the XMM observatory system.,” *ESA Bulletin*, 100, 15–20.
- Blair, W. P., Morse, J. A., Raymond, J. C. et al. (2000) “Hubble Space Telescope Observations of Oxygen-rich Supernova Remnants in the Magellanic Clouds. II. Elemental Abundances in N132D and 1E 0102.2-7219,” *ApJ*, 537, 2, 667–689. doi: [10.1086/309077](https://doi.org/10.1086/309077).
- Broersen, S., Vink, J., Kaastra, J., & Raymond, J. (2011) “The high resolution X-ray spectrum of SNR 0506-68 using XMM-Newton,” *A&A*, 535, A11. doi: [10.1051/0004-6361/201117390](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117390).
- Chevalier, R. A. (1974) “The Evolution of Supernova Remnants. Spherically Symmetric Models,” *ApJ*, 188, 501–516. doi: [10.1086/152740](https://doi.org/10.1086/152740).
- (2005) “Young Core-Collapse Supernova Remnants and Their Supernovae,” *ApJ*, 619, 2, 839–855. doi: [10.1086/426584](https://doi.org/10.1086/426584).
- Chu, Y.-H. & Kennicutt, J., Robert C. (1988) “Environments and Populations of Supernova Remnants in the Large Magellanic Cloud,” *AJ*, 96, 1874. doi: [10.1086/114934](https://doi.org/10.1086/114934).
- Cravens, T. E. (2002) “X-ray Emission from Comets,” *Science*, 296, 5570, 1042–1046. doi: [10.1126/science.1070001](https://doi.org/10.1126/science.1070001).
- de Plaa, J., Zhuravleva, I., Werner, N. et al. (2012) “Estimating turbulent velocities in the elliptical galaxies NGC 5044 and NGC 5813,” *A&A*, 539, A34. doi: [10.1051/0004-6361/201118404](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118404).
- den Herder, J. W., Brinkman, A. C., Kahn, S. M. et al. (2001) “The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton,” *A&A*, 365, L7–L17. doi: [10.1051/0004-6361:20000058](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000058).
- Fujimoto, R., Mitsuda, K., Mccammon, D. et al. (2007) “Evidence for Solar-Wind Charge-Exchange X-Ray Emission from the Earth’s Magnetosheath,” *PASJ*, 59, 133–140. doi: [10.1093/pasj/59.sp1.S133](https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp1.S133).
- Gaensler, B. M., Hendrick, S. P., Reynolds, S. P., & Borkowski, K. J. (2003) “Discovery of a New Pulsar Wind Nebula in the Large Magellanic Cloud,” *ApJL*, 594, 2, L111–L114. doi: [10.1086/378687](https://doi.org/10.1086/378687).

- Ghavamian, P., Rakowski, C. E., Hughes, J. P., & Williams, T. B. (2003) “The Physics of Supernova Blast Waves. I. Kinematics of DEM L71 in the Large Magellanic Cloud,” *ApJ*, 590, 2, 833–845. doi: [10.1086/375161](https://doi.org/10.1086/375161).
- Green, D. A. (2019) “A revised catalogue of 294 Galactic supernova remnants,” *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 40, 4, 36. doi: [10.1007/s12036-019-9601-6](https://doi.org/10.1007/s12036-019-9601-6).
- Gu, L., Kaastra, J., & Raassen, A. J. J. (2016) “Plasma code for astrophysical charge exchange emission at X-ray wavelengths,” *A&A*, 588, A52. doi: [10.1051/0004-6361/201527615](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527615).
- Gu, L., Raassen, A. J. J., Mao, J. et al. (2019) “X-ray spectra of the Fe-L complex,” *A&A*, 627, A51. doi: [10.1051/0004-6361/201833860](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833860).
- Haberl, F., Filipović, M. D., Bozzetto, L. M. et al. (2012) “Multi-frequency observations of SNR J0453-6829 in the LMC. A composite supernova remnant with a pulsar wind nebula,” *A&A*, 543, A154. doi: [10.1051/0004-6361/201218971](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201218971).
- Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H. et al. (2018) “Measurements of resonant scattering in the Perseus Cluster core with Hitomi SXS,” *PASJ*, 70, 2, 10. doi: [10.1093/pasj/psx127](https://doi.org/10.1093/pasj/psx127).
- Hughes, J. P., Hayashi, I., & Koyama, K. (1998) “ASCA X-Ray Spectroscopy of Large Magellanic Cloud Supernova Remnants and the Metal Abundances of the Large Magellanic Cloud,” *ApJ*, 505, 2, 732–748. doi: [10.1086/306202](https://doi.org/10.1086/306202).
- Hughes, J. P., Rakowski, C. E., & Decourchelle, A. (2000) “Electron Heating and Cosmic Rays at a Supernova Shock from Chandra X-Ray Observations of 1E 0102.2-7219,” *ApJL*, 543, 1, L61–L65. doi: [10.1086/312945](https://doi.org/10.1086/312945).
- Hughes, J. P., Rafelski, M., Warren, J. S. et al. (2006) “The Chandra View of the Supernova Remnant 0506-68.0 in the Large Magellanic Cloud,” *ApJL*, 645, 2, L117–L120. doi: [10.1086/506323](https://doi.org/10.1086/506323).
- Itoh, H. & Masai, K. (1989) “The effect of a circumstellar medium on the X-ray emission of young remnants of type II supernovae,” *MNRAS*, 236, 885–899. doi: [10.1093/mnras/236.4.885](https://doi.org/10.1093/mnras/236.4.885).
- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B. et al. (2001) “XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations,” *A&A*, 365, L1–L6. doi: [10.1051/0004-6361:20000036](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000036).
- Kaastra, J. S. & Mewe, R. (1995) “Optical depth effects in the X-ray emission from supernova remnants,” *A&A*, 302, L13.
- Katsuda, S., Tsunemi, H., Mori, K. et al. (2011) “Possible Charge-exchange X-ray Emission in the Cygnus Loop Detected with Suzaku,” *ApJ*, 730, 1, 24. doi: [10.1088/0004-637X/730/1/24](https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/1/24).
- Kawasaki, M. T., Ozaki, M., Nagase, F. et al. (2002) “ASCA Observations of the Supernova Remnant IC 443: Thermal Structure and Detection of Overionized Plasma,” *ApJ*, 572, 2, 897–905. doi: [10.1086/340383](https://doi.org/10.1086/340383).
- Kim, S., Staveley-Smith, L., Dopita, M. A. et al. (2003) “A Neutral Hydrogen Survey of the Large Magellanic Cloud: Aperture Synthesis and Multibeam Data Combined,” *ApJS*, 148, 2, 473–486. doi: [10.1086/376980](https://doi.org/10.1086/376980).
- Koshiba, Y., Uchida, H., Tanaka, T. et al. (submitted) “High resolution X-ray study of supernova remnant J0453.6–6829 with unusually high forbidden-to-resonance ratio,” *PASJ*.

- Lallement, R. (2004) “On the contribution of charge-exchange induced X-ray emission in the ISM and ICM,” *A&A*, 422, 391–400. doi: [10.1051/0004-6361:20035625](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20035625).
- Lisse, C. M., Dennerl, K., Englhauser, J. et al. (1996) “Discovery of X-ray and Extreme Ultraviolet Emission from Comet C/Hyakutake 1996 B2,” *Science*, 274, 5285, 205–209. doi: [10.1126/science.274.5285.205](https://doi.org/10.1126/science.274.5285.205).
- Lopez, L. A., Ramirez-Ruiz, E., Badenes, C. et al. (2009) “Typing Supernova Remnants Using X-Ray Line Emission Morphologies,” *ApJL*, 706, 1, L106–L109. doi: [10.1088/0004-637X/706/1/L106](https://doi.org/10.1088/0004-637X/706/1/L106).
- Lopez, L. A., Ramirez-Ruiz, E., Huppenkothen, D. et al. (2011) “Using the X-ray Morphology of Young Supernova Remnants to Constrain Explosion Type, Ejecta Distribution, and Chemical Mixing,” *ApJ*, 732, 2, 114. doi: [10.1088/0004-637X/732/2/114](https://doi.org/10.1088/0004-637X/732/2/114).
- Masai, K. (1994) “Nonequilibria in Thermal Emission from Supernova Remnants,” *ApJ*, 437, 770. doi: [10.1086/175037](https://doi.org/10.1086/175037).
- Mason, K. O., Breeveld, A., Much, R. et al. (2001) “The XMM-Newton optical/UV monitor telescope,” *A&A*, 365, L36–L44. doi: [10.1051/0004-6361:20000044](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000044).
- McEntaffer, R. L., Brantseg, T., & Presley, M. (2012) “SNR 0453-68.5: An Asymmetric Remnant and its Plerion in the Large Magellanic Cloud,” *ApJ*, 756, 1, 17. doi: [10.1088/0004-637X/756/1/17](https://doi.org/10.1088/0004-637X/756/1/17).
- Minkowski, R. (1941) “Spectra of Supernovae,” *PASP*, 53, 314, 224. doi: [10.1086/125315](https://doi.org/10.1086/125315).
- Miyata, E., Masai, K., & Hughes, J. P. (2008) “Evidence for Resonance Line Scattering in the Suzaku X-Ray Spectrum of the Cygnus Loop,” *PASJ*, 60, 521. doi: [10.1093/pasj/60.3.521](https://doi.org/10.1093/pasj/60.3.521).
- Park, S., Burrows, D. N., Garmire, G. P. et al. (2003) “X-Ray Emission from Multiphase Shock in the Large Magellanic Cloud Supernova Remnant N49,” *ApJ*, 586, 1, 210–223. doi: [10.1086/367619](https://doi.org/10.1086/367619).
- Park, S., Hughes, J. P., Slane, P. O. et al. (2012) “An X-Ray Study of Supernova Remnant N49 and Soft Gamma-Ray Repeater 0526-66 in the Large Magellanic Cloud,” *ApJ*, 748, 2, 117. doi: [10.1088/0004-637X/748/2/117](https://doi.org/10.1088/0004-637X/748/2/117).
- Porquet, D., Mewe, R., Dubau, J. et al. (2001) “Line ratios for helium-like ions: Applications to collision-dominated plasmas,” *A&A*, 376, 1113–1122. doi: [10.1051/0004-6361:20010959](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010959).
- Rasmussen, A. P., Behar, E., Kahn, S. M. et al. (2001) “The X-ray spectrum of the supernova remnant  $\text{j}1\text{E} 0102.2-7219\text{j}/\text{ASTROBJ}_i$ ,” *A&A*, 365, L231–L236. doi: [10.1051/0004-6361:20000231](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000231).
- Sano, H., Fukui, Y., Yoshiike, S. et al. (2015) “Revealing the Large-Scale Structures of Interstellar Gas Associated with the Magellanic SNR N132D,” in Iono, D., Tatematsu, K., Wootten, A., & Testi, L. eds. *Revolution in Astronomy with ALMA: The Third Year*, 499 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 257.
- Sano, H., Plucinsky, P. P., Bamba, A. et al. (2020) “ALMA CO Observations of Gamma-Ray Supernova Remnant N132D in the Large Magellanic Cloud: Possible Evidence for Shocked Molecular Clouds Illuminated by Cosmic-Ray Protons,” *ApJ*, 902, 1, 53. doi: [10.3847/1538-4357/abb469](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abb469).
- Sano, H., Fujii, K., Yamane, Y. et al. (2017) “Interstellar gas toward the Magellanic supernova remnants,” in *6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, 1792 of American Institute of Physics Conference Series, 040038. doi: [10.1063/1.4968942](https://doi.org/10.1063/1.4968942).

- Sato, T., Hughes, J. P., Williams, B. J., & Morii, M. (2019) “Genus Statistic Applied to the X-Ray Remnant of SN 1572: Clues to the Clumpy Ejecta Structure of Type Ia Supernovae,” *ApJ*, 879, 2, 64. doi: [10.3847/1538-4357/ab24db](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab24db).
- Sedov, L. I. (1959) *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*.
- Smith, R. K., Odaka, H., Audard, M. et al. (2014) “ASTRO-H White Paper - New Spectral Features,” arXiv e-prints, arXiv:1412.1172.
- Strüder, L., Briel, U., Dennerl, K. et al. (2001) “The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera,” *A&A*, 365, L18–L26. doi: [10.1051/0004-6361:20000066](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000066).
- Suzuki, H., Yamaguchi, H., Ishida, M. et al. (2020) “Plasma Diagnostics of the Supernova Remnant N132D using Deep XMM-Newton Observations with the Reflection Grating Spectrometer,” *ApJ*, 900, 1, 39. doi: [10.3847/1538-4357/aba524](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba524).
- Taylor, G. (1950) “The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion,” *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 201, 1065, 159–174. doi: [10.1098/rspa.1950.0049](https://doi.org/10.1098/rspa.1950.0049).
- Truelove, J. K. & McKee, C. F. (1999) “Evolution of Nonradiative Supernova Remnants,” *ApJS*, 120, 2, 299–326. doi: [10.1086/313176](https://doi.org/10.1086/313176).
- Tsunemi, H., Yamashita, K., Masai, K. et al. (1986) “X-Ray Spectra of the Cassiopeia A and TYCHO Supernova Remnants and Their Element Abundances,” *ApJ*, 306, 248. doi: [10.1086/164337](https://doi.org/10.1086/164337).
- Turatto, M. (2003) *Classification of Supernovae*, 598, 21–36. doi: [10.1007/3-540-45863-8\\_3](https://doi.org/10.1007/3-540-45863-8_3).
- Turner, M. J. L., Abbey, A., Arnaud, M. et al. (2001) “The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The MOS cameras,” *A&A*, 365, L27–L35. doi: [10.1051/0004-6361:20000087](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000087).
- Uchida, H., Katsuda, S., Tsunemi, H. et al. (2019) “High Forbidden-to-resonance Line Ratio of O VII Discovered from the Cygnus Loop,” *ApJ*, 871, 2, 234. doi: [10.3847/1538-4357/aaf8a6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf8a6).
- van der Heyden, K. J., Bleeker, J. A. M., Kaastra, J. S., & Vink, J. (2003) “High resolution spectroscopy and emission line imaging of DEM L 71 with XMM-Newton,” *A&A*, 406, 141–148. doi: [10.1051/0004-6361:20030658](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030658).
- Vink, J. (2012) “Supernova remnants: the X-ray perspective,” *A&A Rev.*, 20, 49. doi: [10.1007/s00159-011-0049-1](https://doi.org/10.1007/s00159-011-0049-1).
- (2020) *Physics and Evolution of Supernova Remnants*. doi: [10.1007/978-3-030-55231-2](https://doi.org/10.1007/978-3-030-55231-2).
- Vogt, F. & Dopita, M. A. (2011) “The 3D structure of N132D in the LMC: a late-stage young supernova remnant,” *Ap&SS*, 331, 2, 521–535. doi: [10.1007/s10509-010-0479-7](https://doi.org/10.1007/s10509-010-0479-7).
- Wachter, K., Leach, R., & Kellogg, E. (1979) “Parameter estimation in X-ray astronomy using maximum likelihood,” *ApJ*, 230, 274–287. doi: [10.1086/157084](https://doi.org/10.1086/157084).
- Webbink, R. F. (1984) “Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae,” *ApJ*, 277, 355–360. doi: [10.1086/161701](https://doi.org/10.1086/161701).
- Whelan, J. & Iben, J., Icko (1973) “Binaries and Supernovae of Type I,” *ApJ*, 186, 1007–1014. doi: [10.1086/152565](https://doi.org/10.1086/152565).

- Williams, B. J., Borkowski, K. J., Reynolds, S. P. et al. (2006) “Dust Destruction in Fast Shocks of Core-Collapse Supernova Remnants in the Large Magellanic Cloud,” *ApJL*, 652, 1, L33–L36. doi: [10.1086/509876](https://doi.org/10.1086/509876).
- Wise, M. W. & Sarazin, C. L. (1989) “Charge Transfer and X-Ray Emission from Supernova Remnants,” *ApJ*, 345, 384. doi: [10.1086/167913](https://doi.org/10.1086/167913).
- XMM-Newton Science Operations Centre (2021) “XMM-Newton Users Handbook,” [https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm\\_user\\_support/documentation/uhb/](https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/).
- Yamaguchi, H., Ozawa, M., Koyama, K. et al. (2009) “Discovery of Strong Radiative Recombination Continua from the Supernova Remnant IC 443 with Suzaku,” *ApJL*, 705, 1, L6–L9. doi: [10.1088/0004-637X/705/1/L6](https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/1/L6).
- Yamaguchi, H., Eriksen, K. A., Badenes, C. et al. (2014) “New Evidence for Efficient Collisionless Heating of Electrons at the Reverse Shock of a Young Supernova Remnant,” *ApJ*, 780, 2, 136. doi: [10.1088/0004-637X/780/2/136](https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/2/136).
- Yamane, Y., Sano, H., van Loon, J. T. et al. (2018) “ALMA Observations of Supernova Remnant N49 in the LMC. I. Discovery of CO Clumps Associated with X-Ray and Radio Continuum Shells,” *ApJ*, 863, 1, 55. doi: [10.3847/1538-4357/aacfff](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aacfff).
- Yew, M., Filipović, M. D., Stupar, M. et al. (2021) “New optically identified supernova remnants in the Large Magellanic Cloud,” *MNRAS*, 500, 2, 2336–2358. doi: [10.1093/mnras/staa3382](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3382).