

X線天文衛星「Suzaku」による超新星残骸3C 397 の観測研究

菅原隆介

京都大学大学院 理学研究科 物理学第二教室 宇宙線研究室

2014年1月31日

恒星内部で合成された元素は超新星爆発によって宇宙空間にばらまかれ、宇宙の化学進化に大きな影響を及ぼす。恒星内では Fe、Ni までの重元素が合成されるが、その存在量の少なから Fe を除いた鉄周辺元素 (Cr、Mn、Ni など) 存在量が少なく、研究が進んでいなかった。そこで我々は非常に強い鉄輝線をもち、Cr と Mn の存在も既に報告されている超新星残骸 3C 397 に注目した。使用したデータは X 線天文衛星 Suzaku によるものである。Suzaku 衛星に搭載された X 線 CCD カメラ XIS は 5-10 keV の鉄周辺のエネルギーバンドで高い感度を有しているため、観測に非常に適している。

われわれは Suzaku 衛星による 100 ks の 3C 397 の観測提案をし、今まで観測されていた 69ks のデータも加え、Fe 周辺では今までに無い高い統計のスペクトルを得ることができた。その結果、今まで検出されていた Mg、Si、S、Ar、Ca、Cr、Mn、Fe に加えて新しく Ni の K 輝線を発見した。3C397 からの Ni の検出はこれが初めてである。

フィッティング解析の結果、Si や S などの輝線に比べて Fe 輝線は有意に広がっている ($\sim 80\text{eV}$) ことがわかった。この広がりを説明するには、少なくとも二つの ejecta 由来の NEI プラズマが必要であった。3C397 のスペクトルはこの二つの NEI プラズマに加え、ISM 由来の CIE プラズマの計三成分で再現できることがわかった。温度と電離状態から Ejecta の組成を推定すると、Si に対する Fe アバundance は $\text{Fe/Si} \sim 7$ と高いことがわかった。また、Fe に対して $\text{Cr/Fe} \sim 5$ 、 $\text{Mn/Fe} \sim 8$ 、 $\text{Ni/Fe} \sim 8$ と非常に高い Fe-peak 元素アバundance をもつことも判明した。二つの ejecta 成分の空間的な分布を調べるため、SNR を東西南北の領域に分けた解析も行った。しかし、Fe 輝線のエネルギーはどの領域でもほぼ一定であり、空間的な電離状態の偏りはほとんどなかった。また、この領域別解析において、SNR の南側で新しく Ti の輝線を $\sim 3\sigma$ の有意度で検出した。SNR における Ti の検出はこれが初めてである。この領域における Ti のアバundance は Cr とほぼ同等と推定された。南側では、Ti だけでなく Cr、Mn、Fe、Ni の等価幅も他の領域に比べて大きく、爆発の際に親星の中心付近で合成された元素が南に偏って放出されたことが示唆される。

目次

第 1 章	超新星爆発と元素合成	1
1.1	超新星概観	1
1.2	大質量星での元素合成	2
1.2.1	水素燃焼	2
1.2.2	ヘリウム燃焼	2
1.2.3	重元素燃焼	3
1.3	重力崩壊型超新星	4
1.4	Ia 型超新星	5
第 2 章	超新星残骸	7
2.1	超新星残骸の進化	7
2.2	セドフ解	8
2.2.1	電離過程	9
2.3	超新星残骸の分類	9
2.4	超新星残骸からの熱的放射	11
2.4.1	連続放射	12
2.4.2	輝線放射	13
第 3 章	超新星残骸 3C 397	17
3.1	電波観測	17
3.2	X 線観測	17
3.3	観測目的	21
第 4 章	X 線天文衛星 Suzaku	23
4.1	X 線天文衛星 Suzaku	23
4.2	XRT	24
4.3	X 線 CCD カメラ XIS	28
4.3.1	CCD 検出器	28
4.3.2	SCI	30
4.3.3	バックグラウンド	31
第 5 章	Suzaku 衛星による超新星残骸 3C 397 の観測	33
5.1	観測データと解析ツール	33
5.2	イメージ	33
5.3	スペクトル解析	33
5.3.1	現象論フィット	36
5.3.2	3 keV 以上での解析	38
5.3.3	Full-band フィット	42

5.4	Cr Mn アバundance	46
5.5	空間分布	47
第 6 章	議論	55
6.1	物理パラメータ	55
6.1.1	距離	55
6.1.2	密度と質量	56
6.1.3	年齢	56
6.2	空間分布	56
6.3	アバundanceパターン	57
6.4	Ni/Fe 比	57
付 録 A	Ni L 輝線モデル	61

第1章 超新星爆発と元素合成

1.1 超新星概観

超新星爆発は星の最後に起こる大規模な爆発現象である。その典型的なエネルギーは 10^{51} erg にも達し、宇宙最大の高エネルギー現象である。

超新星爆発は、観測的には水素の輝線が見えないI型と見えるII型に分類される。Ia型はさらにケイ素の輝線が見えるものがIa型、ケイ素は見えないがヘリウムの輝線が見えるものがIb型、ケイ素もヘリウムの輝線も見えないものがIc型と分類される。II型は水素輝線の形やライトカーブによってさらにIIIn、IIP、IIL型などに分類される。また、最初は水素輝線が見えるが、後に見えなくなるIIb型と呼ばれる種族も見つかっている。

超新星爆発の観測的な分類を図1.1に示す。

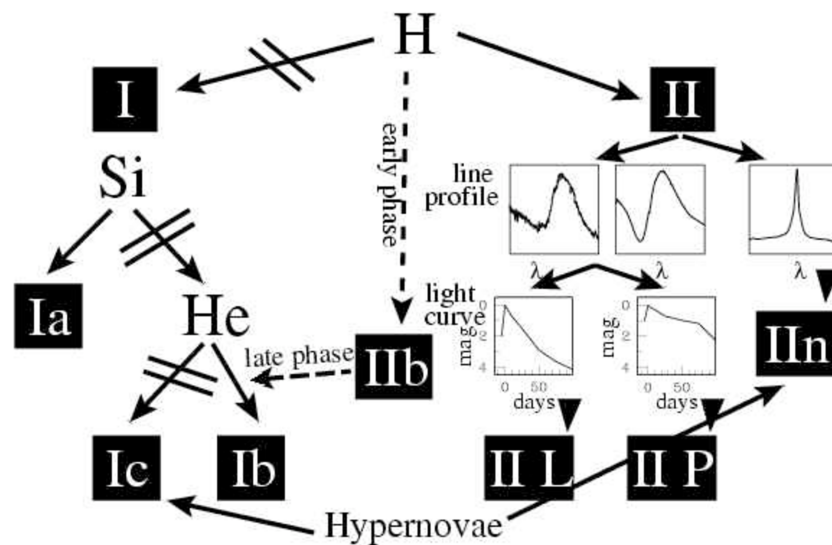


図 1.1: 超新星爆発の観測的な分類。

超新星爆発は、爆発メカニズムによっては核暴走型 (Ia型) と重力崩壊型 (Core-Collapse(CC); Ib、Ic、II型) の二つに分類される。Ia型超新星は、白色矮星に質量が降着しチャンドラセカール質量 ($\sim 1.4M_{\odot}$) に達したときに、電子の縮退圧で自らの重力を支えきれなくなることで起こる。一方、II型超新星は大質量星の、IbとIcはそれぞれ水素とヘリウムの外層を失ったウォルフ-ライエ星の重力崩壊によって爆発すると考えられている。重力崩壊型とされるもののうち、Ic型とIIIn型は通常の超新星よりも明るい極超新星であり、 γ 線バーストとの関連が指摘されている。

核暴走型と重力崩壊型では放出する元素に違いがあり、前者は鉄などの重い元素、後者は炭素や酸素などの軽い元素が主である。

1.2 大質量星での元素合成

星の中心部では水素やヘリウムを燃料とした核融合反応が起きており、それによって得られたエネルギーで主系列星は輝いている。水素を元にヘリウムが合成され、炭素、酸素、ネオン、マグネシウム、ケイ素などの重元素が次々と合成されていき、最終的に最も安定な鉄 56 の原子核を作り反応はストップする。恒星内部で合成された元素は超新星爆発時に宇宙空間へ飛び散り、宇宙の化学進化に大きな影響を及ぼす。

1.2.1 水素燃焼

水素燃焼は主系列星の主要なエネルギー源である。水素 (=陽子) 4 つを原料に、ヘリウム原子核 1 つと電子ニュートリノ 2 つと陽電子 2 を作る反応である。水素燃焼はそのメカニズムから pp-chain と CNO-cycle の二つに分類される。

pp-chain は太陽質量程度かそれ以下の星において最も重要な反応である。恒星内部の高温高圧状態では水素原子同士がクーロン障壁を乗り越えて衝突することができる。その結果下式のように水素原子 2 つから重水素 (^2H) が 1 つ作られる。



ここで作られた ^2H は他の水素原子と融合してヘリウム 3 (^3He) をつくる。



このようにしてできた ^3He 二つから、次はヘリウム 4 (^4He) が合成される。



以上の 3 つの式を合わせると



となる。(1.1) の反応は弱い相互作用に依存するものなので、反応のタイムスケールは 10^9 年と非常に長く、ゆっくりとした反応である。この一連のサイクルのエネルギー生成率は中心温度の 4 乗程度に依存する。

CNO-cycle は太陽よりも質量が大きい星において主要な核反応である。炭素、窒素、酸素が触媒としてはたらくためにこの名前がつけられた。トータル反応は式 1.4 と同じである。図 1.2 に一連の反応を示す。CNO-cycle のエネルギー生成率は中心温度の 15 乗と非常に大きな温度依存性をもつ。

1.2.2 ヘリウム燃焼

水素燃焼により ^4He が合成された後はヘリウム燃焼が起こる。ヘリウム原子が 2 つ衝突するとベリリウム 8 (^8Be) が作られるが、不安定核であるために 10^{-16} 秒でまた ^4He 二つに分裂し、なかなか反応が進まなくなる。



水素燃焼が終わると自己重力で中心核が収縮し、これによって中心温度が 10^8K よりも高くなる。すると式 (1.5) の反応が平衡に達するようになり、 ^8Be が僅かに存在できるようになる。この状態で ^4He が ^8Be に捕獲されると炭素 12 (^{12}C) がつくられる。このように ^4He から ^{12}C が作られる反応をトリプル 反応と呼ぶ。

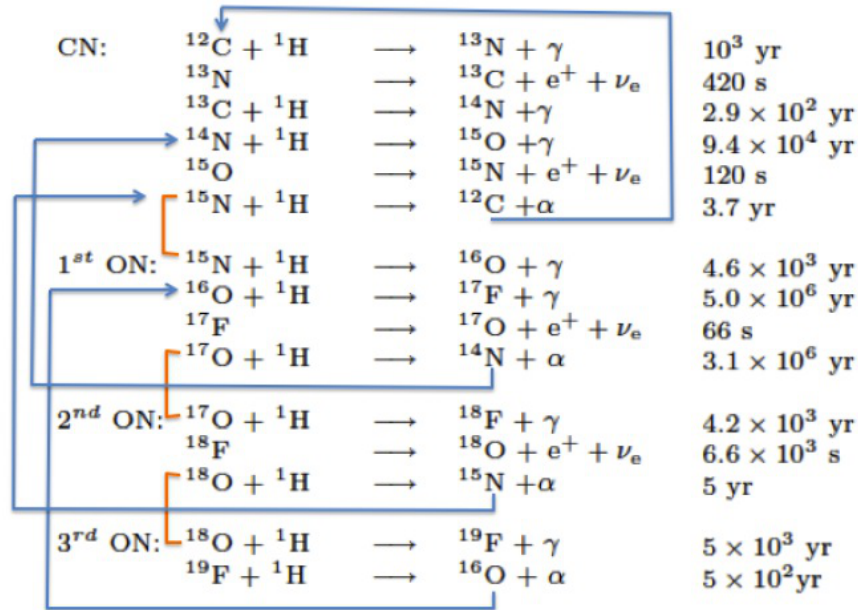


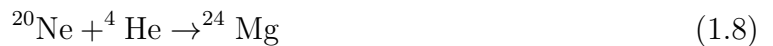
図 1.2: CNO サイクルの流れ。

1.2.3 重元素燃焼

ヘリウム燃焼が終了すると内側からの支持力が低下して核が収縮して中心温度がまた上昇する。4 太陽質量以下の軽い星は炭素に火がつかずに白色矮星となるが、十分質量のある星は中心温度が 10^{10} K を越えて炭素が燃焼し、ネオンが生成される。



炭素の燃焼が終わるとさらに核が収縮し高温高压状態になり、今度は酸素燃焼が始まる。この段階からは黒体 γ 線による光分解も無視できなくなる。



酸素とマグネシウムのコアの燃焼によりケイ素が作られた後には、光分解による ^4He の放出とアルファ反応と呼ばれる ^4He の捕獲が頻繁に起こるようになり、次々と重い元素が作られていく。



この一連の反応で ^{56}Ni までのアルファ粒子が作られるが、この次のアルファ粒子である ^{60}Zn は ^{56}Ni よりも不安定であるため、これ以上反応が進まなくなる。これらの反応で作られた元素は重いものほど内側に溜まっていき、最終的には図 1.3 のような玉ねぎ構造を形成する。

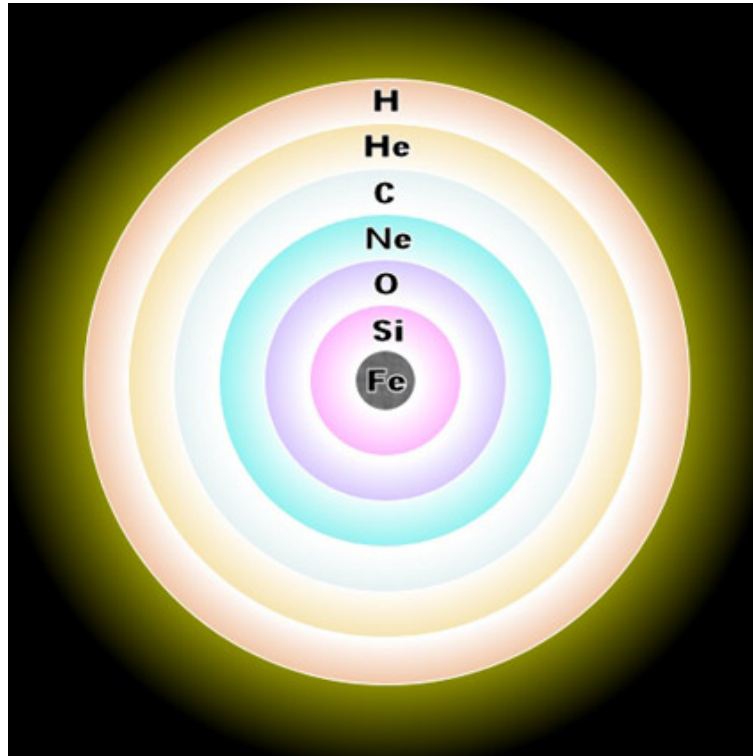


図 1.3: 恒星内部の玉ねぎ構造。

1.3 重力崩壊型超新星

アルファ反応によって合成された ^{56}Ni は不安定原子核であるため、電子捕獲によって ^{56}Co に崩壊し (半減期 6 日)、さらに ^{56}Fe へと崩壊する (半減期 77 日)。



このとき中心核の温度は $>10^9$ (K) の高温となっており、黒体の γ 線を放出する。この γ 線により ^{56}Fe は光分解を起こし、ヘリウムと中性子へ崩壊する。



この反応は吸熱反応であるため、中心での圧力が急激に下がる。その結果、星を支えることができなくなり、星は重力崩壊をはじめます。重力崩壊で中心が高密度になると、今度は中性子の縮退圧で支えられた固いコアが形成される。次々と落ち込んでくる物質が固いコアの表面で反跳すると、そこで衝撃波が立ち外層を一気に吹き飛ばす。これが重力崩壊型超新星である。この場合、中心で合成された鉄やニッケルは大部分が中心核に取り込まれ、代わりに外層に含まれていた酸素やネオンなどの軽い元素が多く観測される。

表 1.1: 超新星爆発における元素の組成量

元素	Ia	$15M_{\odot}$	$20M_{\odot}$
O	1.43×10^{-1}	6.84×10^{-1}	1.94×10^{-0}
Ne	4.51×10^{-3}	1.18×10^{-1}	1.28×10^{-1}
Mg	8.50×10^{-3}	2.98×10^{-2}	4.95×10^{-2}
Si	1.55×10^{-1}	1.20×10^{-1}	2.40×10^{-1}
S	8.70×10^{-2}	6.56×10^{-2}	1.75×10^{-1}
Ar	1.57×10^{-2}	1.46×10^{-2}	3.66×10^{-2}
Ca	1.19×10^{-2}	1.10×10^{-2}	1.48×10^{-2}
Cr	8.48×10^{-3}	1.89×10^{-3}	3.38×10^{-3}
Mn	8.87×10^{-3}	1.01×10^{-3}	1.56×10^{-3}
Fe	7.49×10^{-1}	1.43×10^{-1}	1.22×10^{-1}
Ni	1.25×10^{-1}	9.23×10^{-3}	5.86×10^{-3}

*単位は太陽質量

1.4 Ia型超新星

白色矮星の質量がチャンドラセカール質量 ($\sim 1.4 M_{\odot}$) を超えると、白色矮星の中心核で核反応が始まる。白色矮星は縮退した電子で支えられた理想的なフェルミ気体であるため、核反応でエネルギーが発生しても膨張してエネルギーを外に逃がすことができなくなる。すると核融合の熱がどんどん内部に溜まっていき、急激に温度が上昇して核暴走がはじまる。ここでは恒星内と同じ核融合反応によって炭素燃焼から ^{56}Ni の合成まで一気に進む。核融合の伝わる速度が音速を超えるとその波は爆轟波となり衝撃波を形成し、一気に星を吹き飛ばす。これが Ia 型超新星である。

Ia型には赤色巨星などの伴星から白色矮星に質量が降着するシナリオ (Single Degenerate, SD : Whelan & Iben, 1973) と、白色矮星同士の合体によって起こるシナリオ (Double Degenerate, DD : Webbink, 1984) の二つが考えられている。SD シナリオを支持する根拠としては、超新星 PTF 11kx の親星が白色矮星と赤色巨星の連星系であったという報告や、DD シナリオがシミュレーションで爆発しなかったことなどが挙げられる。一方、 ^{56}Ni の合成量が通常の二倍近い Suerper-Chandrasekhar SN が発見されたり、SN 1006 などでは伴星に対応する赤色巨星が見つからないなど、DD シナリオを支持する根拠も多く存在する。どちらが Ia 型の正体であるかの決着は未だついていないが、近年ではどちらも起こりうるという考えも多くなってきている。

Ia 型の親星である白色矮星の主な構成元素である炭素やネオンは、核融合で消費されてほとんど残らない。そのかわり、重力崩壊型と違い中心天体を残さないために鉄周辺元素が多く観測される。Ia 型 (Iwamoto et al., 1999) と重力崩壊型 (Woosley & Weaver, 1995; Maeda & Nomoto, 2003) における元素の合成量とアバundanceパターンを表 1.1 と図 1.4、1.5 にそれぞれ示す。

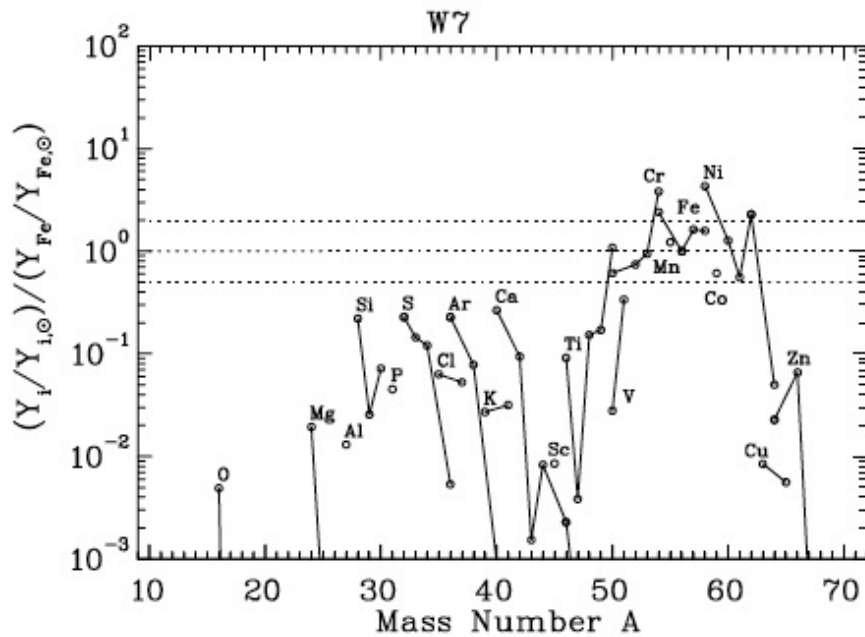


図 1.4: Ia 型超新星の W7 モデルにおけるアバundanceパターン (Iwamoto et al., 1999)。 ^{56}Fe が 1 solar になるように規格化している。

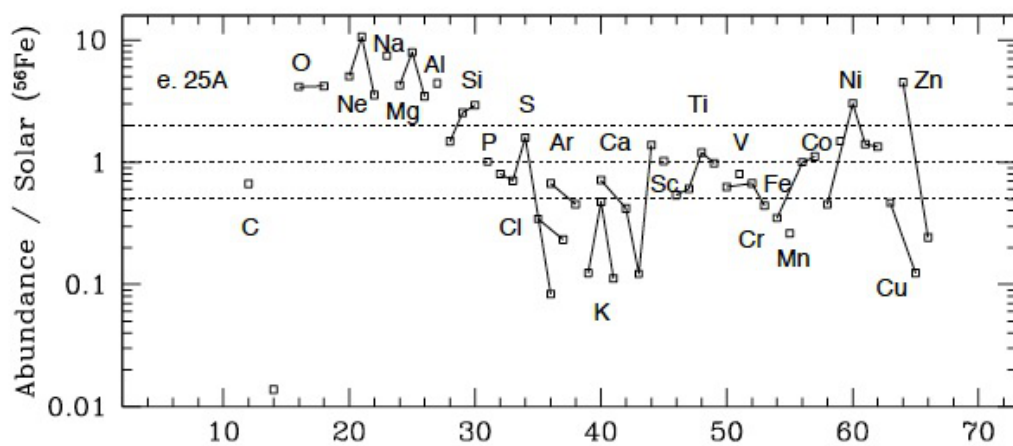


図 1.5: $25 M_{\odot}$ の星の重力崩壊型超新星におけるアバundanceパターン (Maeda & Nomoto, 2003)。 ^{56}Fe が 1 solar になるように規格化している。

第2章 超新星残骸

超新星残骸 (Supernova remnant : SNR) は超新星爆発の後に残った星雲状の天体であり、主に超新星爆発の衝撃波で掃き集められた星間物質 (Interstellar medium : ISM)、爆発噴出物 (ejecta)、爆発後に残ったコンパクト星 (Central compact object : CCO) により構成される。現在、Green による電波サーベイでは銀河系内で 274 個の超新星残骸が発見されている (Green, 2009)。

超新星爆発によって発生した衝撃波は星間ガスを掃き集めながら周囲の空間を外向きに伝搬する。若い超新星残骸ではその衝撃波速度は数千 km/s におよぶとされる。最初に形成された外向きの衝撃波 (Forward Shock) は周囲の星間物質を掃き集め高温のプラズマを形成する。また、衝撃波が星間物質に衝突すると逆向きの衝撃波 (Reverse Shock) が発生し、これが内側にある ejecta を加熱すると考えられている。

2.1 超新星残骸の進化

SNR の進化は以下の段階を経て進化すると考えられている。

1) 自由膨張段階、2) Sedov 段階、3) 放射冷却段階、4) 消滅段階

1) 自由膨張段階

爆発によって吹き飛ばされた ejecta 質量 M_{ejecta} が掃き集められた ISM 質量 M_{ISM} よりも十分大きい段階。この段階では ejecta は ISM の抵抗を受けずに自由に膨張する。周辺密度 n_0 で爆発した超新星残骸が次の Sedov 段階に入る時間を t_F 、半径を R_F とすると

$$t_F = 2 \times 10^2 \left(\frac{M_{ejecta}}{M_\odot} \right)^{1/3} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ yr} \quad (2.1)$$

$$R_F = 2 \left(\frac{M_{ejecta}}{M_\odot} \right)^{1/3} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ pc} \quad (2.2)$$

となる。銀河系内の典型的な密度は $n_0 \sim 1 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ なので、数百年で Sedov 段階へ移る。

2) Sedov 段階

ISM 質量が ejecta 質量を上回る段階。爆発による運動エネルギーよりもシェルのもつ熱エネルギーが多くなる。シェルの X 線放射による冷却よりもシェルの断熱膨張による冷却が効いている。この状態は $\sim 10^4 \text{ year}$ 続く。Sedov 段階における SNR の進化は球対称の仮定の下で厳密に解くことができる (2.2 参照)。

3) 放射冷却段階

断熱膨張による冷却よりも、X 線の放射による冷却が効いてくる段階。放射冷却により断熱状態はくずれており、シェルの運動量が保存するように膨張が進んでいくシェルの運

動量が保存された状態で膨張する際は、シェルの半径を r とすると

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} \rho_0 r^3 \dot{r} \right) = 0 \quad (2.3)$$

という方程式が成り立つ。ここで、 ρ_0 は星間ガス密度である。この方程式を解くと

$$r = r_1 \left[1 + \frac{4\dot{r}_1}{r_1} (t - t_1) \right]^{1/4} \quad (2.4)$$

となる。 r_1 、 t_1 はそれぞれ放射冷却段階に移ったときの半径と時間である。この段階では SNR は時間の $1/4$ 乗に比例して膨張することがわかる。

4) 消滅段階

膨張速度が ISM の固有運動である ~ 10 km/s に近づくと、シェルは周囲の物質とほとんど区別がつかなくなる。内側にはまだ低密度で高温のガスが残されているが、SNR の形状は次第に消滅していく。

超新星爆発によって生じた衝撃波のエネルギーは、Sedov 段階には半分以上が熱的なエネルギーに変換されている。したがって、Sedov 段階にある年齢数千年から数万年の SNR は ISM や ejecta からの熱的な放射が主要となる。

2.2 セドフ解

セドフ解とは球対称な衝撃波により超新星残骸を記述するモデルである。超新星爆発がある一点で起こり球対称に広がる場合、速度を v 、圧力を p 、密度を ρ 、比熱比を γ とすると、運動方程式、連続の式、エネルギー保存の式を考えるとそれぞれ

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{2\rho v}{r} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) + v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (2.7)$$

となる。この三つの式と、全エネルギーが保存されるという条件と理想気体 ($\gamma = 5/3$) という仮定から SNR の半径 R 、衝撃波速度 V_s 、温度 T などを知ることができる。

超新星残骸の爆発エネルギー E 、ISM 密度 n_0 、年齢 t を与えるとそれぞれ

$$R(t) = 12.5 \left(\frac{t}{10^4 \text{yr}} \right)^{2/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ergs}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/5} [\text{pc}] \quad (2.8)$$

$$V_s(t) = 490 \left(\frac{t}{10^4 \text{yr}} \right)^{-3/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ergs}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/5} [\text{km sec}^{-1}] \quad (2.9)$$

$$T(R, t) = 3.34 \times 10^6 \left(\frac{t}{10^4 \text{yr}} \right)^{-6/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ergs}} \right)^{2/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-2/5} [\text{K}] \quad (2.10)$$

となる。強い衝撃波であるときは、衝撃波面の後ろの物質密度 n_1 は n_0 の 4 倍である。セドフ解には断熱的という仮定が入るため、放射による冷却が効いてくるセドフ段階以降においては適用できない。

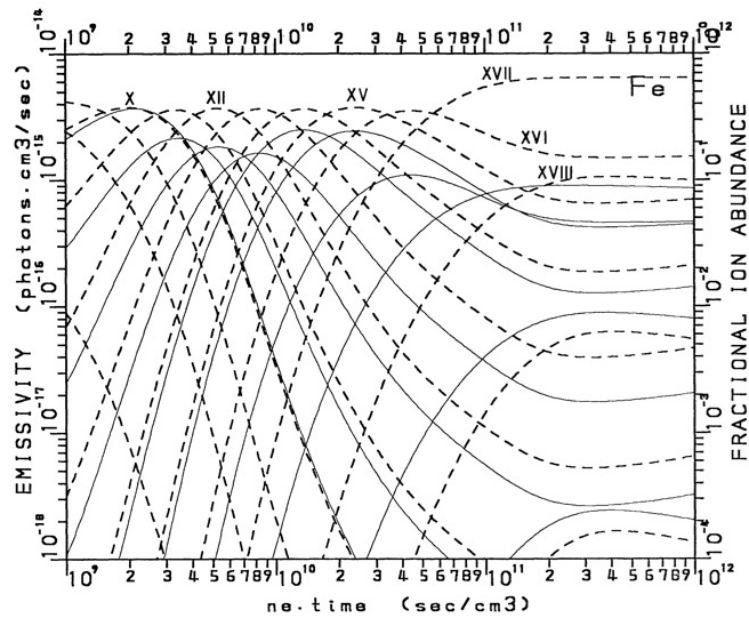


図 2.1: 電子温度 kT_e を 50 eV から 289.6 eV に変化させたときの Fe の電離状態の変化 (Masai, 1984)。

2.2.1 電離過程

超新星爆発の衝撃波では、最初に電子よりも質量の大きい陽子にエネルギーの大部分が与えられる。その次にクーロン相互作用によって陽子から電子にもエネルギーが分配され、最終的には電子温度 $kT_e \sim$ 数 keV の高温プラズマを形成する。このようなプラズマ中の電子は周囲にある原子またはイオンを次々と電離していく。この電離のタイムスケールは、加熱が始まってからの経過時間 t とプラズマ中の電子密度 n_e を用いて $\tau = n_e t$ と表される。図 2.1 に Fe についての $n_e t$ とイオン分布の関係性を示す (Masai, 1984)。

一般的には $n_e t = 10^{12} \sim 10^{13}$ s/cm³ に達すると衝突による電離と再結合が釣り合う。このような状態は衝突電離平衡 (Collisional ionization equilibrium : CIE) と呼ばれる。

CIE 状態における最終的なイオンの割合は電子温度 kT_e によって決まり、図の場合は Fe XVII、つまり電子を 10 個もつ Ne-like イオンが最も多くなる。若い超新星残骸に典型的な $kT_e \sim$ 数 keV の CIE プラズマでは多くのイオンが電子を 2 つもつ He-like イオンとなる (図 2.2)。これは He-like イオンが $n=1$ の軌道にスピンの上向き下向きの電子が一つずつ入っている状態で安定だからである。

典型的な銀河系内の水素密度を 1 個/cm³ とすると、電離平衡には 3 ~ 30 万年かかるため、年齢が一万年以下の若い SNR では未電離状態 (Non-equilibrium ionization : NEI) にあると考えられる。

2.3 超新星残骸の分類

超新星残骸はその形状から Shell-like、Crab-like、Composite、Mixed-Morphology の四種類に分類される。これら四種類について代表的な SNR を図 2.3 に示す。

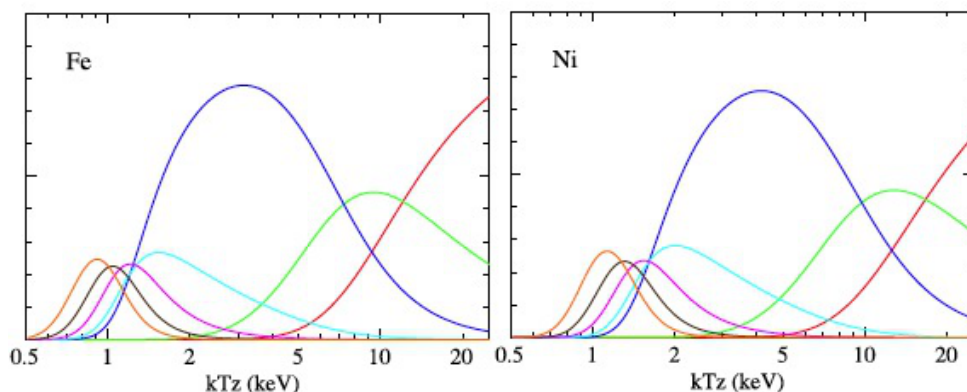


図 2.2: CIE 状態におけるイオンの分布。赤、緑、青、水、紫、茶、橙の線はそれぞれ完全電離、H-like、He-like、Li-like、Be-like、B-like、C-like のイオンの割合を表す (Ozawa D thesis, 2009)。

- Shell-like

Shell-like SNR は X 線でも電波でもシェル型に明るい超新星残骸である。Shell-like における X 線放射は熱的と非熱的の二種類に分類される。

熱的放射は衝撃波で加熱された ISM および ejecta によって形成されたプラズマからの放射である。このような SNR の代表例として Tycho、Cassiopeia A などが挙げられる。

一方、非熱的放射は TeV オーダーに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り、代表例として RXJ 1713.7- 3946、SN 1006 などが挙げられる。電波放射の起源はどちらの場合も GeV オーダーの電子からのシンクロトロン放射である。

- Crab-like

Crab-like(もしくは Plerion) SNR は X 線でも電波でも中心集中した構造をもつ。X 線と電波はいずれも中心にある中性子星からのシンクロトロン放射が起源である。このタイプの SNR の例としてはカニ星雲、3C 58 などが挙げられる。

- Composite

Composite SNR は X 線でも電波でもシェル状の構造をもち、なおかつ中心集中した X 線の放射も持つ。シェル状の放射は Shell-like と同じく ISM からの熱的放射とシンクロトロン放射の両方があり、一方中心集中した放射は Crab-like と同じく中性子星に由来するものである。このような SNR の例として Vela SNR、CTB 109、G 11.2-0.3 などが挙げられる。

- Mixed-Morphology

Mixed-Morphology (MM) SNR は電波ではシェル型をしているが X 線では中心集中した放射をもつ。中心集中した X 線の放射起源は Crab-like や Composite とは異なり、熱的なプラズマからの放射である。MM-SNR は Shell-like に比べて ISM よりも ejecta からの放射が卓越する傾向がある。

多くの MM-SNR は分子雲と相互作用していることが指摘されており、1720 MHz の OH メーザーや GeV/TeV γ 線の放射なども多く報告されている。また、一部の MM-SNR では過電離プラズマが報告されるなど、他のタイプには無い特徴をいくつか持つ。W49B、IC443、W44 などが典型的な MM-SNR の例である。

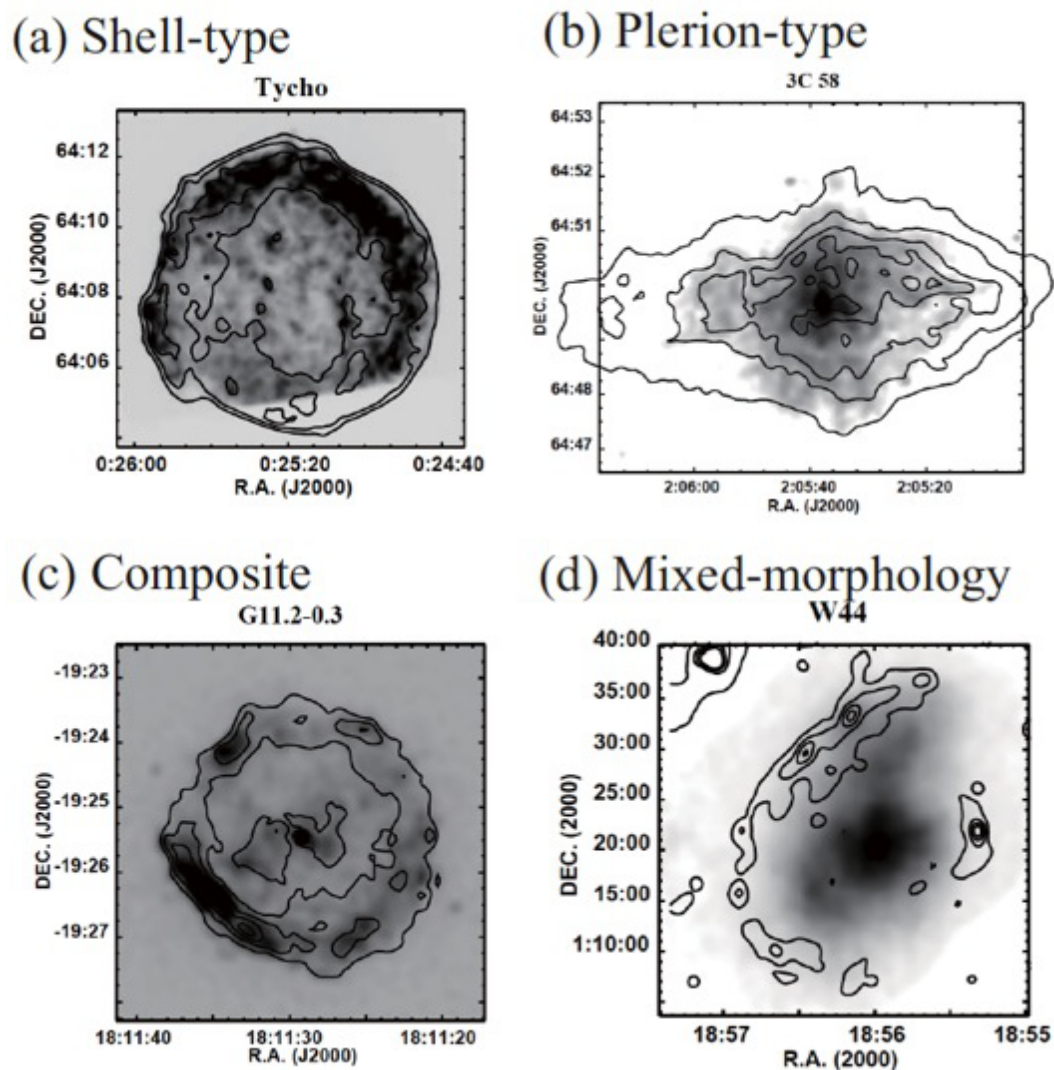


図 2.3: 代表的な超新星残骸の例。左上、右上、左下、右下はそれぞれ Tycho(Shell-like)、3C 58(Crab-like)、G 11.2-0.3(Composite)、W44(Mixed-Morphology) である (Ozawa D thesis, 2009)。

2.4 超新星残骸からの熱的放射

超新星残骸では、衝撃波により光学的に薄い熱的なプラズマが形成され、X線を放射する。ここでいうプラズマとは

- 電子が熱的分布 (マクスウェル分布) をしている。

- 密度の薄い極限 (コロナ極限) にあり、衝突励起されたイオンは次の衝突が起こる前に輝線を放射する。
- 光学的に十分薄く、光電離は無視できる。
- 外部の電磁場は無視できる。

を満たすものとする。プラズマからの X 線放射は大きく連続放射と輝線放射の二つに分類される。

2.4.1 連続放射

連続放射は放射前後の電子の束縛状態の違いによって制動放射、再結合連続放射、二光子崩壊に分類される。標準的な超新星残骸の熱的プラズマ (~ 1 keV) では制動放射が支配的となる。制動放射 (bremsstrahlung) は、プラズマ中の自由電子がイオンの電場から加速度を受けるときに放出されるものであり、放射強度は

$$\epsilon_{\nu}^{ff} = \frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{32\pi e^6}{3m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3km_e} \right)^{1/2} T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT_e} \tilde{g}_{ff} \quad (2.11)$$

$$= 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T_e^{-1/2} e^{-h\nu/kT_e} \tilde{g}_{ff} \text{ (ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}) \quad (2.12)$$

と書ける。ここで、 m_e は電子質量、 c は光速、 k はボルツマン定数、 T_e は電子温度、 Z は原子番号、 n_e は電子密度、 n_i はイオン密度、 h はプランク定数である。 \tilde{g}_{ff} は Velocity Averaged Gaunt Factor と呼ばれ、熱的なプラズマにおいては

$$\tilde{g}_{ff} = \left(\frac{3kT_e}{\pi h\nu} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

である。

これを全周波数について積分すると、単位時間当たりのエネルギー放射量が求められ

$$\epsilon^{ff} = \frac{dW}{dt dV} = \left(\frac{2\pi kT_e}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{2^5 \pi e^6 Z^2 n_e n_i}{3hm_e c^3} \quad (2.14)$$

$$= 1.4 \times 10^{-27} T_e^{1/2} Z^2 n_e n_i \text{ (ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-3}) \quad (2.15)$$

となる。プラズマの組成がほとんど水素で占められているとすると、放射量は $n^2 \sqrt{T}$ に比例する。

実際の高温プラズマにおけるエネルギー損失は $kT_e > 3 \times 10^7$ (K) で制動放射によるものが支配的となり、 $kT_e < 3 \times 10^7$ (K) では輝線放射によるものが支配的となる。式 (2.15) を見ると、X 線のエネルギーが温度よりも十分低い領域 ($h\nu \ll kT_e$) ではフラットなスペクトルであり、 $h\nu \geq kT_e$ の領域では指数関数的に落ちるスペクトルである。したがって、 $h\nu \sim kT_e$ の領域のスペクトルの形から、プラズマの温度を測定することができる。

2.4.2 輝線放射

輝線はイオン中の電子が異なる準位に遷移するときに放射される単色光である。例えば水素原子の輝線のエネルギーは

$$E = R_y \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2.16)$$

のように表される。ここで、 R_y はリュードベリ定数、 n' 、 n はそれぞれ遷移前後の電子の主量子数である。電子が一つだけ付いているイオンは H-like イオンと呼ばれ、このときの輝線のエネルギーは

$$E \sim Z^2 R_y \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2.17)$$

である。ここで Z はイオンの原子番号である。電子を二つ持つイオンは He-like イオンと呼ばれ、主に共鳴線 ($1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1P_0$)、インターコンビネーション輝線 ($1s2p \ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$)、禁制線 ($1s2p \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$) が強く放射される。He-like イオンからの放射メカニズムを図 2.4 に、He-like Fe K 輝線のスペクトルを図 2.5 に示す。

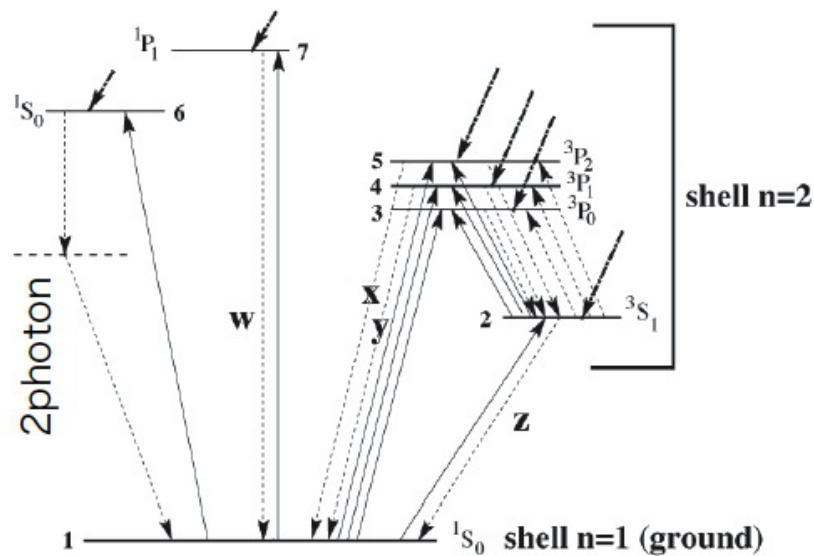


図 2.4: He-like イオンからの放射の模式図。w が共鳴線、x と y がインターコンビネーション輝線、z が禁制線を表す。

電子の数が 3 個、4 個、5 個...のイオンはそれぞれ Li-like、Be-like、B-like...と呼ばれる。終状態の主量子数が $n = 2, 3, 4$ の遷移を総称してそれぞれ L 輝線、M 輝線、N 輝線とよび、また、始状態と終状態の主量子数の差が $\Delta n = 1, 2, 3$ の遷移をそれぞれ α, β, γ 輝線と呼ぶ。例えば $n = 4 \rightarrow 2$ の場合は $L\beta$ 輝線である。H-like 輝線においては、 $K\alpha, K\beta$ を特別に $Ly\alpha, Ly\beta$ などと呼ぶことがある。

輝線のエネルギーや $K\alpha/K\beta$ フラックス比はイオンの電離状態によって大きく変化する。例として、Fe の $K\alpha$ の中心エネルギー、 $K\beta$ の中心エネルギー、 $K\beta/K\alpha$ フラックス比と電離状態の関係を図 2.6 に示す。

図 2.6 を見ると、 $K\alpha, K\beta$ 輝線ともに Ne-like から H-like にかけて中心エネルギーが大きく変化している。また、フラックス比は Ar-like で極大となり、Ne-like で極小となって

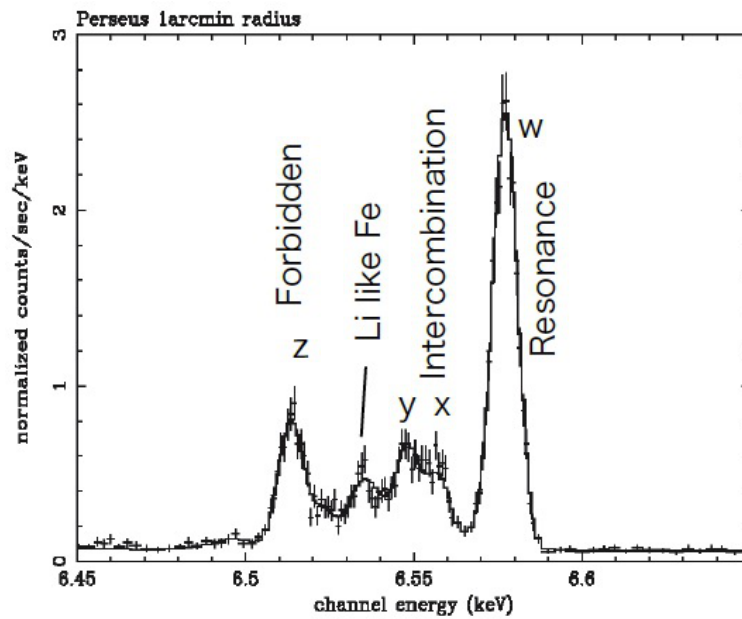


図 2.5: ペルセウス銀河団における He-like Fe K 輝線のシミュレーションスペクトル。w が共鳴線、x と y がインターコンビネーション輝線、z が禁制線を表す。

いる。これは Ar-like イオンでは $n=3$ に電子が多く存在するため、 $K\beta$ 輝線強度が強くなるからである。一方、Ne-like イオンは $n=3$ に電子がなく、逆に $n=2$ に多くの電子が存在するために $K\alpha$ 輝線が強くなっている。Ne-like から He-like にかけて $K\beta/K\alpha$ 比が大きくなっているのは、 $n=2$ の電子も少なくなり相対的に $K\alpha$ フラックスが小さくなるためである。

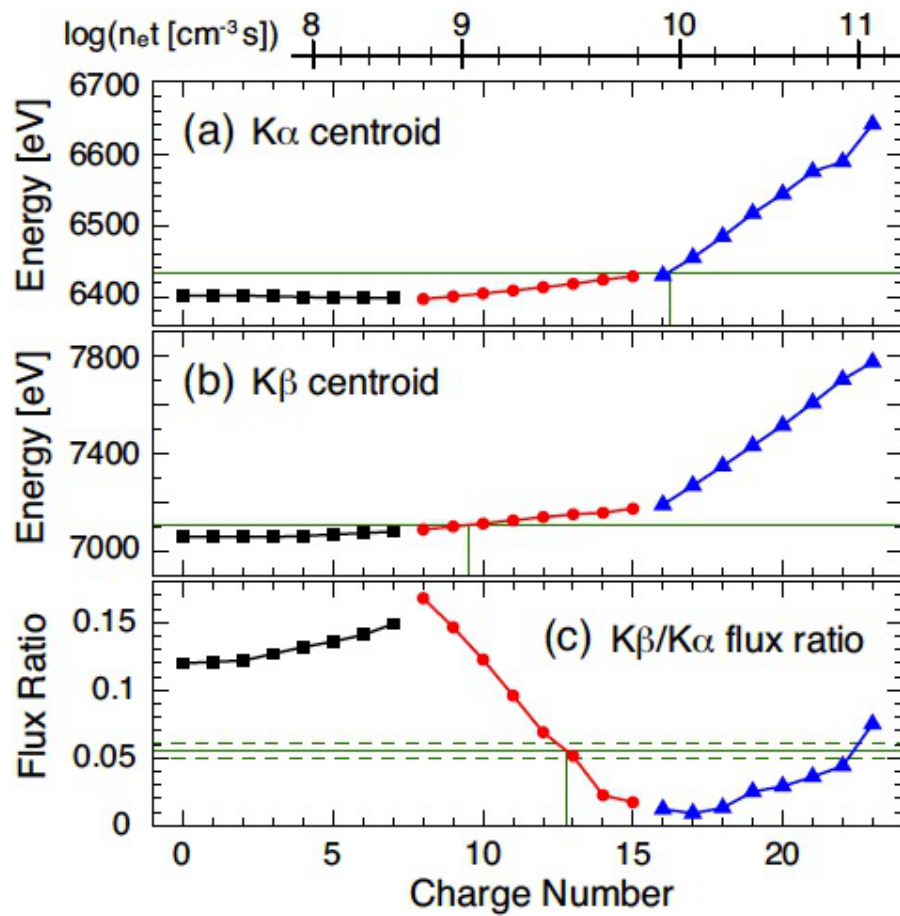


図 2.6: 5 keV のプラズマにおける Fe $K\alpha$ 輝線中心 (a)、Fe $K\beta$ 輝線中心 (b)、 $K\beta/K\alpha$ フラックス比 (c) の電離状態依存性 (Yamaguchi et al., 2014)。

第3章 超新星残骸 3C 397

3C 397(G 41.1-0.3) は銀河面上に位置する超新星残骸である。電波と X 線で明るく輝き、その構造から Mixed-Morphology SNR に分類される。

3.1 電波観測

3C 397 は 1959 年に 159MHz の電波観測で初めて発見された超新星残骸である (Edge et al., 1959)。中国の Purple Mountain Observatory で ^{12}CO ($J = 1-0$, $2-1$) による観測が行われており、Jiang et al. (2010) によると 3C 397 は南西の端で $V_{LSR} = 32$ km/s の CO 輝線が広がった構造をしていることがわかった。1720 MHz の OH メーザーは検出されていないものの、分子雲と相互作用していると考えられている。このような分子雲との相互作用は MM-SNR によく見られる特徴である。

分子雲の速度と銀河の回転曲線から 3C 397 までの距離を推定すると $d \sim 10.3$ kpc である。また、SNR 近傍では周囲に比べ H_2 分子柱密度が $(0.3 \sim 1.0) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 小さくなっていることがわかった。この H_2 分子密度の減少が 3C 397 の親星の星風によってできたと考えるならば、3C 397 の親星は大質量星であり、重力崩壊型起源である可能性がある。

3.2 X 線観測

3C 397 の X 線観測は Einstein 衛星によってはじめて行われ、IPC (Imaging Proportional Counter ; エネルギー帯域 0.4–4.0 keV)、HRI (High Resolution Imaging camera ; 0.15–3.0 keV)、MPC (Monitor Proportional Counter ; 1.0–10 keV) 検出器を用いて観測が行われた (Becker et al., 1985)。IPC での 800 ks の観測から、シェル型ではなく東と西にピークを持つ変わった構造をもつことが明らかになった。

その後 ROSAT、ASCA、RXTE 衛星などによる分光観測が行われた (Safi-Harb et al., 2000)。そのスペクトルは熱的プラズマからの放射が卓越し、Mg、Si、S、Ar に加え、強い Fe の K 輝線が観測されている。そのスペクトルは単純な 1 成分プラズマで表すことができず、少なくとも低温で高電離 ($kT_e \sim 0.2$ keV, $n_{et} \sim 6 \times 10^{12} \text{ s/cm}^3$) なプラズマと高温で低電離なプラズマ ($kT_e \sim 1.6$ keV, $n_{et} \sim 6 \times 10^{10} \text{ s/cm}^3$) の二成分が必要であることがわかった。しかし、統計が不十分であり各プラズマ成分に対するアバンダンスが計れなかったために、どちらがイジェクタ由来の成分が判別できず、3C 397 の爆発の型ははっきりしなかった。また、SNR の中心付近に X 線強度の強いホットスポットが発見され、これは 3C 397 由来の中心コンパクト天体 (Central Compact Object ; CCO) の可能性が示唆されたが、空間分解能の問題で詳しい性質について調べることはできなかった。

後に Chandra 衛星による観測が行われ、CCO 探索と空間分解したスペクトル解析が行わ

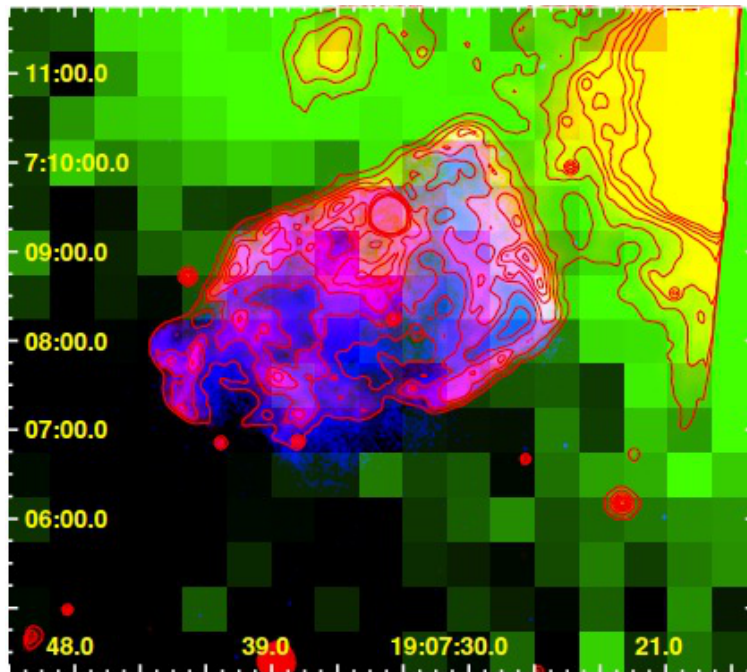


図 3.1: $V_{LSR} = 27\sim 34$ km/s $^{12}\text{CO}^{12}$ の積分強度マップ (緑)。Chandra による X 線 (青)、Spitzer による $24\ \mu\text{m}$ 中間赤外 (赤、コントア) のイメージを重ねてある。右上の黄色は手前にある H_{II} 領域 G40.096–0.213 ($V_{LSR} = \sim 59$ km/s) である (Jiang et al., 2010)。

れた (Safi-Harb et al., 2005)。ASCA で発見された X 線のホットスポットは Chandra 衛星で見ると広がった放射をしており、点源ではなく、SNR 全体と似た熱的なスペクトルをもつことが分かった。また、この観測で SNR の北東と南東にも新しい点源が発見されたが、星間吸収や赤方偏移からいずれも 3C 397 に関連した天体ではないとがわかっている。3C 397 と関連したコンパクト天体は未だ発見されていない。

次に、Chandra のデータを東西に領域を分けて解析を行った結果を図 3.3、表 3.1 に示す。モデルは星間吸収のかかった NEI プラズマ二成分であり、それぞれ ISM 由来で低温高電離のプラズマと ejecta 由来で高温低電離のプラズマである、この結果、西側では星間吸収が大きく、また高温低電離プラズマの電離度が東よりも高いことが判明した。したがって、この SNR は西側で密度の濃い環境にいることが考えられる。このことは西側で濃い分子雲と衝突しているという電波観測の結果とも一致する。

星間吸収から SNR までの距離を推定すると $d = 5.2\text{--}7.8$ kpc であった。これは H_{I} 吸収による値 (Caswell et al., 1975) と矛盾しないが、 ^{12}CO 分子観測から求めた値 (Jiang et al., 2010) よりも小さい。距離を 10 kpc として、プラズマ密度とイオン化タイムスケールから SNR の年齢を求めると ~ 5300 year である。

3C 397 の空間構造に関する研究は Chandra だけでなく、XMM-newton でもおこなわれている。Jiang et al. (2010) は Chandra と XMM-Newton のデータを用いて Mg、Si、S、Fe 輝線の等価幅を調べている。その結果、Si の等価幅 (Equivalent Width : EW) は南北に双極的なピークを持つものに対して、Fe は SNR を東西に走るように EW の高い領域が見られている。このことから Jiang et al. (2010) は 3C 397 が非対称な爆発をしていた可能性を指摘している。

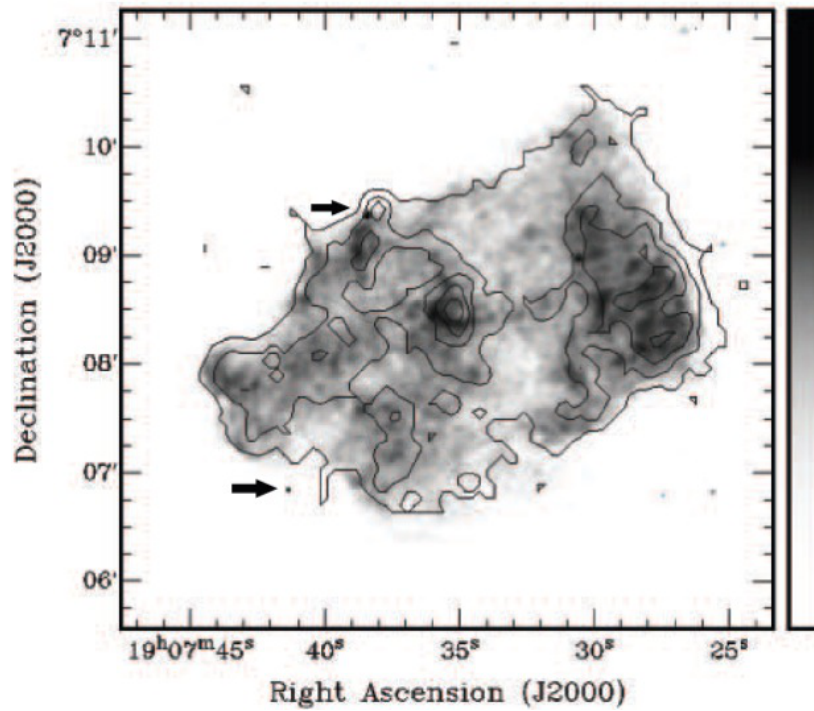


図 3.2: Chandra 衛星による 0.3–10.0 keV バンドの 3C 397 のイメージ (Safi-Harb et al., 2005)。コントアは VLA での L バンドの強度を表す。発見された点源を矢印で示してある。

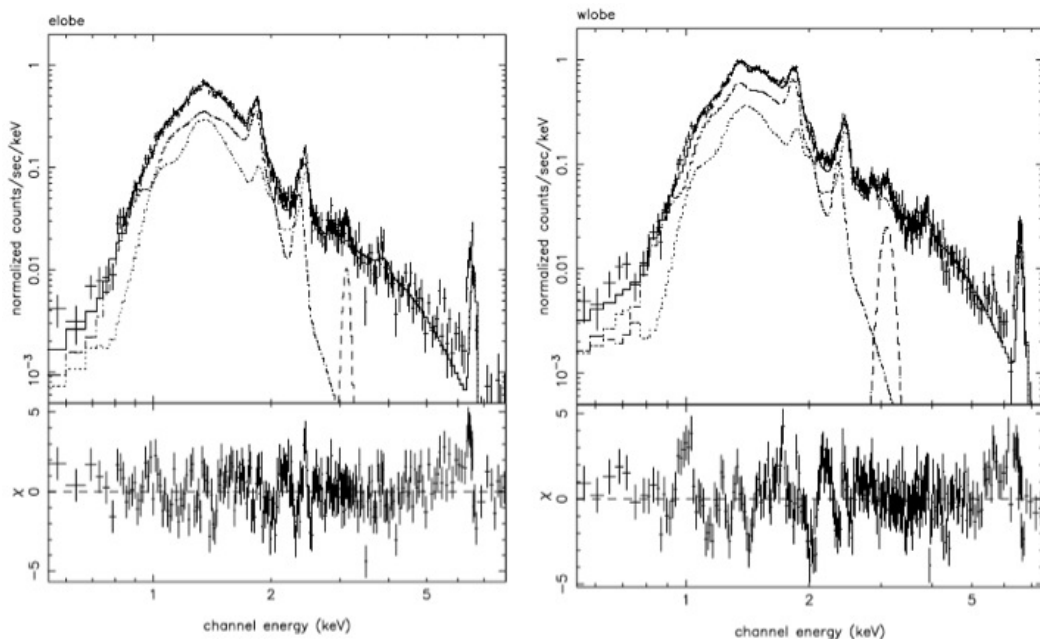


図 3.3: Chandra 衛星による 0.5–10.0 keV バンドのスペクトルフィッティング (Safi-Harb et al., 2005)。点線はベストフィットの 2 温度プラズマモデルを示し、下パネルはデータとモデルのずれを示している。使用したプラズマモデルには Ar 輝線が入っていないため、Gaussian で代用している。

表 3.1: Chandra のデータでのフィット結果 (Safi-Harb et al., 2005)。

パラメータ	East	West
N_H (10^{22} / cm^2)	2.85 (2.7–2.9)	3.27 (3.1–3.5)
kT_s (keV)	0.20 (0.195–0.215)	0.215 (0.20–0.23)
τ_s (10^{11} s/ cm^3)	1.6 (1.3–2.1)	1.2 (0.75–1.9)
*Norm _s	4.0 (3.0–5.4)	3.3 (2.0–5.5)
kT_h (keV)	1.6 (1.5–2.2)	1.4 (1.3–1.6)
τ_h (10^{11} s/ cm^3)	1.4 (1.0–2.0)	2.7 (1.9–4.0)
*Norm _h	$2.7 (2.3–3.1) \times 10^{-3}$	$4.9 (4.0–6.0) \times 10^{-3}$
O (solar)	1.5 (1.1–1.7)	7.4 (4.5–11.5)
Ne (solar)	0.38 (≤ 0.5)	1.1 (0.4–2.2)
Mg (solar)	0.1 (≤ 0.2)	0.46 (0.30–0.65)
Si (solar)	0.5 (0.45–0.65)	1.0 (0.8–1.3)
S (solar)	1.9 (1.7–2.2)	3.3 (2.8–4.0)
Ca (solar)	1.4 (≤ 4.0)	3.1 (1.0–6.0)
Fe (solar)	12 (9–14)	15 (12–20)
$\chi^2/d.o.f$	2.10	2.25

* 単位は $10^{-14}/4\pi D^2 \int n_e n_H dV \text{ cm}^{-5}$

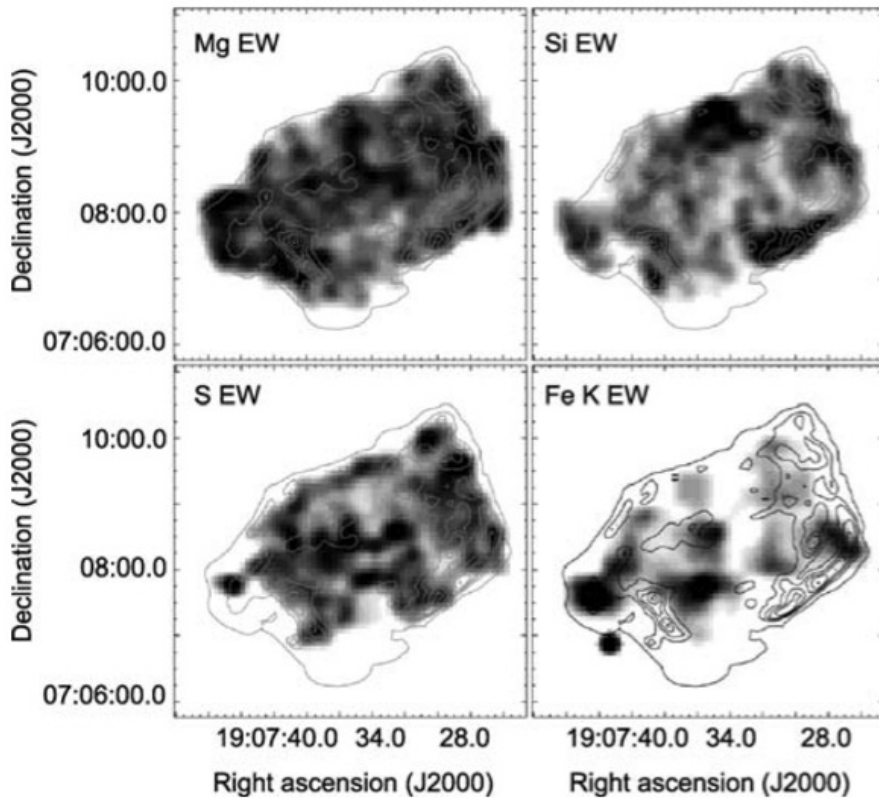


図 3.4: XMM-newton による 3C 397 の輝線の等価幅マップ (Jiang et al., 2010)。

近年、Suzaku 衛星による観測も行われ、Yang et al. (2013) が Cr と Mn の輝線を 3C 397 からはじめて発見した。Cr、Mn、Fe の輝線中心はそれぞれ 5.61、6.08、6.56 keV であり、いずれも He-like よりも低電離で B-like に近いことがわかった。このことから、これらの元素は空間的にほぼ同じところに位置し、同時期に加熱され始めたと考えられる。また、Fe に対する Cr の等価幅 (equivalent width : EW) はおよそ 4% であり、この値は Cr が検出されているどの SNR よりも高い値である。超新星での元素合成モデル Nomoto et al. (1984); Woosley & Weaver (1995) によると、Fe に対する高い Cr 質量比 ($> 2\%$) は Ia 型の特徴であり、これから Yang らは 3C 397 が Ia 型超新星の起源であると主張している。

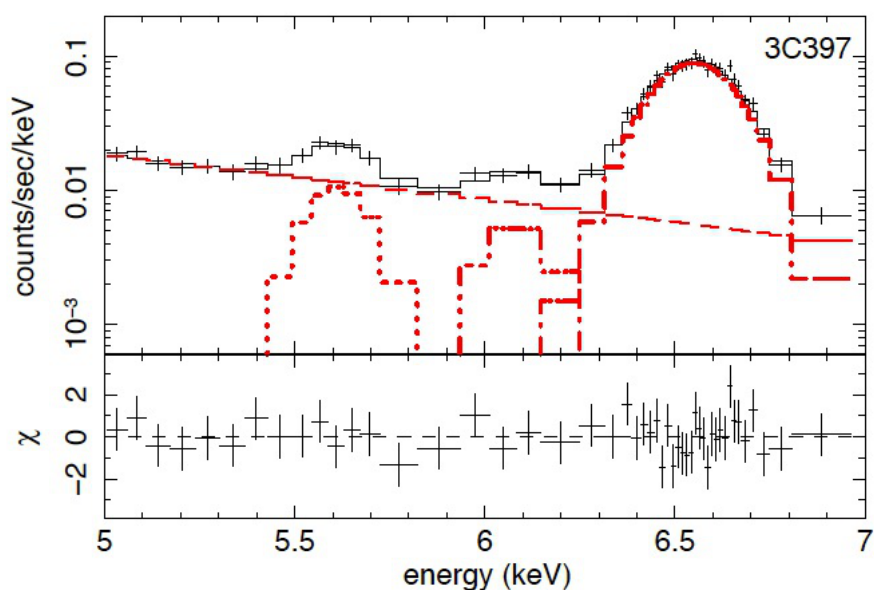


図 3.5: Suzaku XIS による 5.0-7.0 keV スペクトル (Yang et al., 2013)。左から Cr $K\alpha$ 、Mn $K\alpha$ 、Fe $K\alpha$ 輝線である。

3.3 観測目的

3C 397 は中心天体が未発見であることや、強い Fe 輝線をもつことから Ia 型を起源とする SNR が示唆される。一方で、周囲に Cavity が形成されていること、分子雲と相互作用していることなどは重力崩壊型の特徴であり、3C 397 の親星が何であったかは未だに不明である。爆発の起源を調べるためには Ne や Mg のような軽い元素から Cr や Fe のような重い元素までのアバダンスを調べる必要がある。そのためには低エネルギーバンドだけでなく Fe 付近のバンドでも高い感度を持つ Suzaku 衛星での観測が必要である。我々は今までに観測されていた 69 ks に加えて Suzaku 衛星で新たに 105 ks の観測提案をし、今まで以上の高い統計での解析をおこなった。

第4章 X線天文衛星 Suzaku

4.1 X線天文衛星 Suzaku

Suzaku 衛星 (Astro-E2) は、Hakucho、Tenma、Ginga、ASCA に続く日本で5番目のX線天文衛星であり、2002年2月に軌道投入に失敗した Astro-E 衛星の後継機である (Mitsuda et al., 2007)。

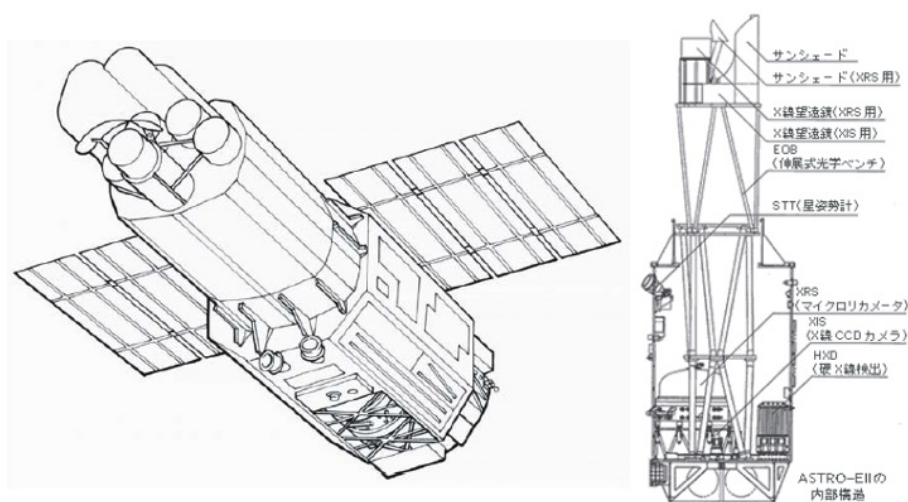


図 4.1: Suzaku 衛星概観

2005年7月10に鹿児島県の内之浦宇宙空間観測所から JAXA の MV ロケットによって軌道周期に投入された。衛星は直径 2.1m、全長 6.5m の八角柱の形状で、太陽電池パネルを展開したときの幅は 5.4m である。衛星の総重量は 1680 kg におよび、日本の科学衛星としてはこれまでにない大型衛星である。衛星は高度 550 m、軌道傾斜角 31° 、軌道周期 96 分の略円軌道に投入された。姿勢はモーメントホイールと磁気トルカによって制御され、太陽電池パネルが太陽から 30° 以内の角度になるようにされている。観測機器は太陽電池に対して垂直に配置されており、そのため観測可能な範囲は太陽から 60° から 120° に限定される。

Chandra や XMM-Newton 衛星などに比べて低高度の軌道であるために、地磁気によって高エネルギー宇宙線がシールドされて、バックグラウンドが少なくほぼ定常という利点をもつ。そのかわり、軌道周期の $1/3$ ほどは地没してしまうので、観測効率は XMM-Newton の約 43% とそれほど高くない。

Suzaku 衛星は 5 台の X 線反射望遠鏡 XRT (X-ray Telescope; Serlemitsos et al., 2007) を搭載し、その焦点面には 4 台の X 線 CCD カメラ XIS (X-ray Imaging Spectrometer; Koyama et al., 2007) と 1 台の高精度 X 線分光装置 XRS (X-ray Spectrometer; Kelley et

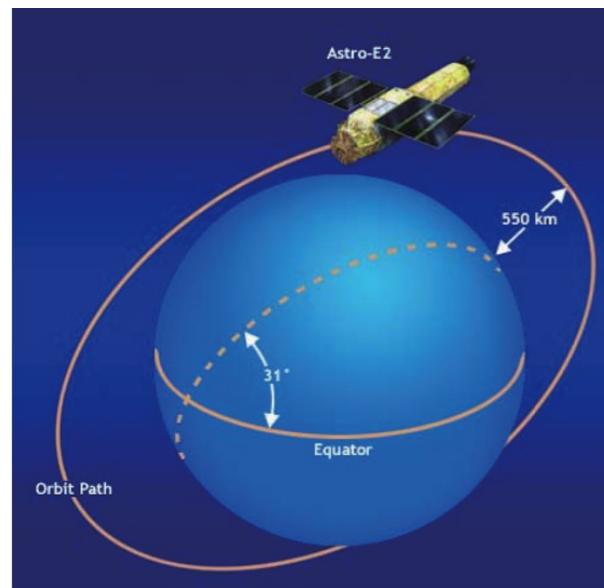


図 4.2: Suzaku 衛星軌道 (Suzaku technical description より)。

al., 2007) が置かれている。これらに加え、硬 X 線検出器 HXD (Hard X-ray Detector; Takahashi et al., 2007) が 1 台搭載されており、これらの X 線検出器で 1 つの天体を 0.2–700 keV の広帯域で同時に観測することができる。これら観測器のうち XRS は打ち上げ直後の 2005 年 8 月 8 日に冷媒である液体ヘリウムが消失してしまい、使用することができない。また、4 台の XIS のうち XIS 2 は 2006 年 11 に電荷漏れとみられる異常事態が発生したため、現在は稼働を停止している。

以下、XRT、XIS について述べる。

4.2 XRT

Suzaku 衛星に搭載された XRT は口径 40 cm の多重薄板型 X 線望遠鏡 5 台からなり、焦点に XIS を置くもの (XRT-I) 4 台と XRS を置くもの (XRT-S) 1 台で構成される。XRT-I の性能を表 4.1 に示す。

X 線は物質中で激しく吸収され屈折率が 1 よりも小さいため、屈折レンズを作ることができない。そのため、入射角が十分小さい (0.5° – 1.0°) ときに X 線が全反射することを用いた全反射鏡が用いられる。厚さ $178\ \mu\text{m}$ の薄膜型反射望遠鏡を同心円状に並べ、回転双曲面と回転放物面からなる WolterI 型光学系を円錐 2 段階で近似している。

多重薄板型 X 線望遠鏡は Chandra 衛星の X 線望遠鏡 HRMA のような基盤を直接研磨する方式に比べると結像性能は劣るが、小型軽量で開口率が高いという特徴を持つ。XRT の場合、11 keV の硬 X 線領域では Chandra や XMM-Newton を凌ぐ有効面積をもつ。

しかし、4 分円を組み合わせて作られているため、点源を観測すると像が 4 分円のつなぎ目で途切れて蝶々の形にみえてしまう欠点がある。その他にも、視野中心から約 $20'$ – $70'$ 離れたところに明るい X 線源があると、正規の 2 回反射をせずに非正規のルートで焦点へ達する迷光が入ってしまう。Suzaku の XRT は望遠鏡の前面にプリコリメーターを搭載することで多重薄板型 X 線望遠鏡の欠点であった迷光を一桁小さく抑えている。

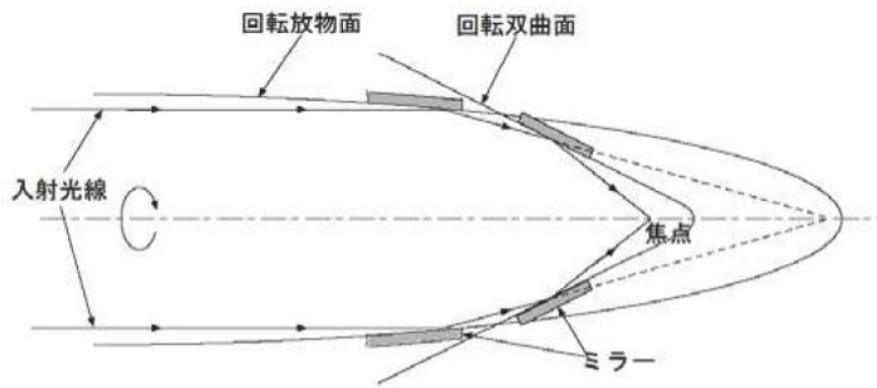


図 4.3: Wolter I 型 X 線反射鏡概念図。

表 4.1: Suzaku と ASCA の X 線望遠鏡性能の比較

	Suzaku	ASCA
台数	4 台	4 台
焦点面距離	4.75 m	3.5 m
直径	399 mm	345 mm
重量	19.5 kg	9.8 kg
反射鏡面	Au	Au
枚数	1400	960
入射角	0.18°–0.60°	0.24°–0.70
角分解能	2.0'	3.5'

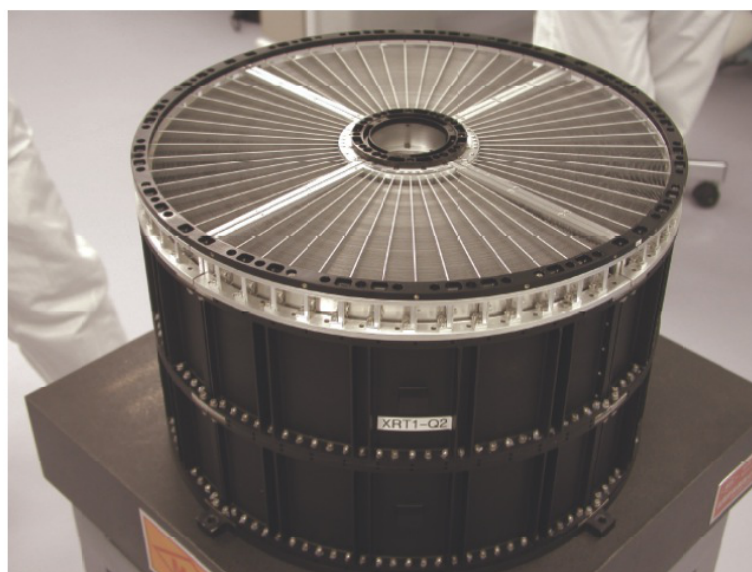


図 4.4: Suzaku XRT 概観。

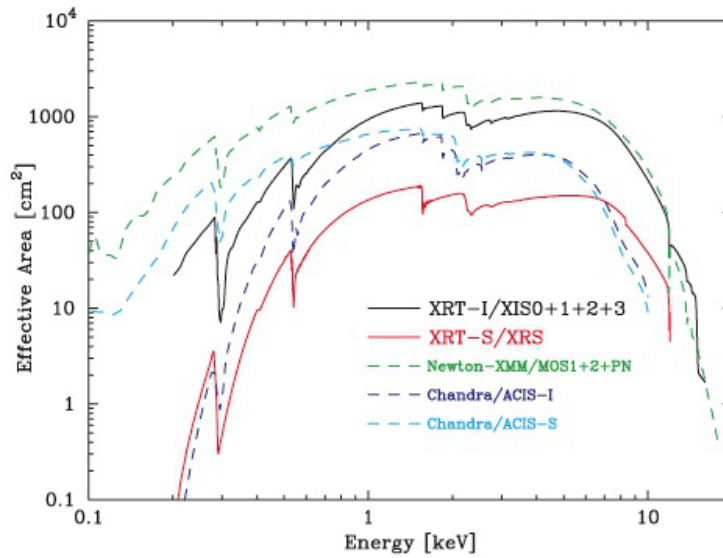


図 4.5: Chandra、XMM-Newton、Suzaku 衛星に搭載されている望遠鏡の有効面積。検出器の有効面積等を含んでいる (Serlemitsos et al., 2007)。

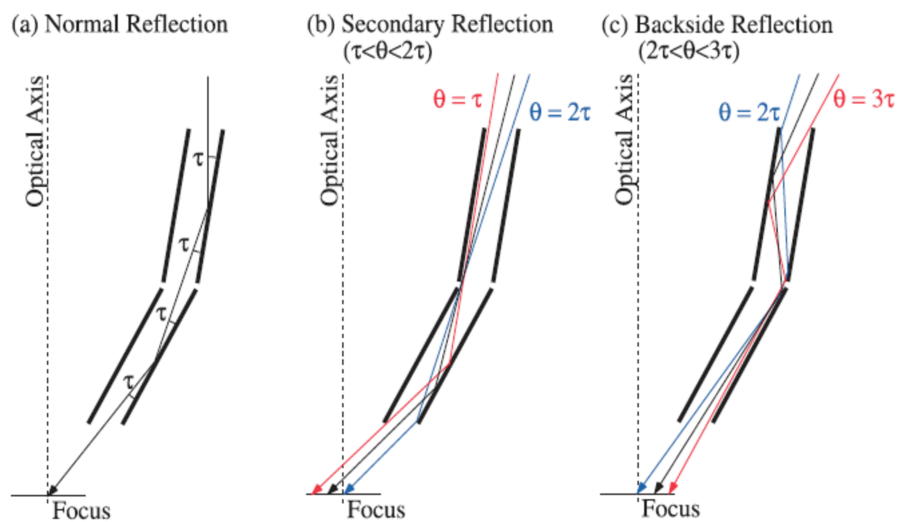


図 4.6: 正規の X 線入射経路 (左) と非正規の入射経路 (中、右)。中が Secondary Reflection、右が Backside Reflection である (Serlemitsos et al., 2007)。

望遠鏡の結像性能の指標として、PSF(Point Spread Function)が挙げられる。これは点源に対する輝度分布を中心からの半径の関数で表したものである。同様な指標としてEEF(Encircled-energy function)もあり、これは点源を観測したときにある半径の円にどれだけの割合の光子が入ったかを示すものである。図4.7と4.8にXRTのPSFとEEFを示す。

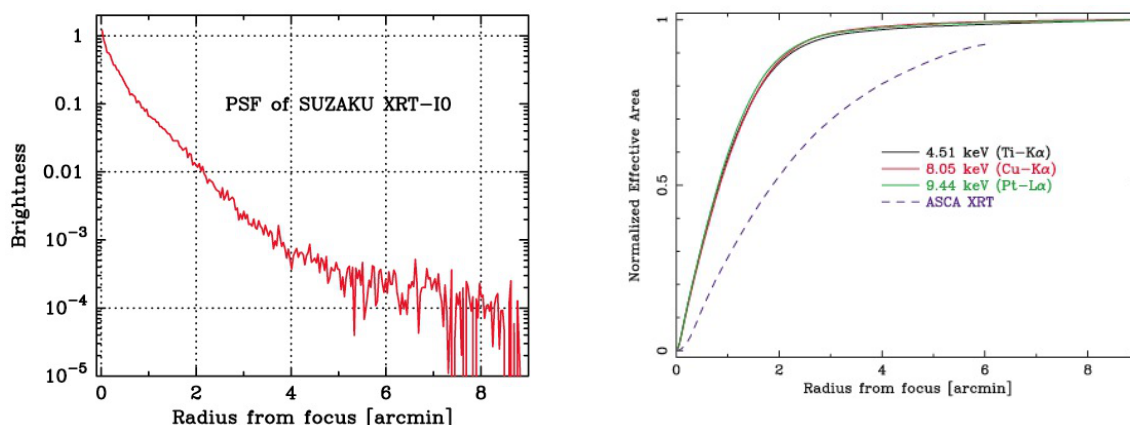


図 4.7: XRT の PSF(Serlemitsos et al., 2007)。比較として ASCA SIS のものも示してある。

図 4.8: XRT の EEF(Serlemitsos et al., 2007)。比較として ASCA SIS のものも示してある。

X線源が視野中心からずれるにしたがってXRTの有効面積は小さくなる。これは vignetting 効果と呼ばれ、視野中心よりずれた位置から入射したX線は入射角が大きいことが原因である。図4.9にXRTの vignetting 曲線を示す。

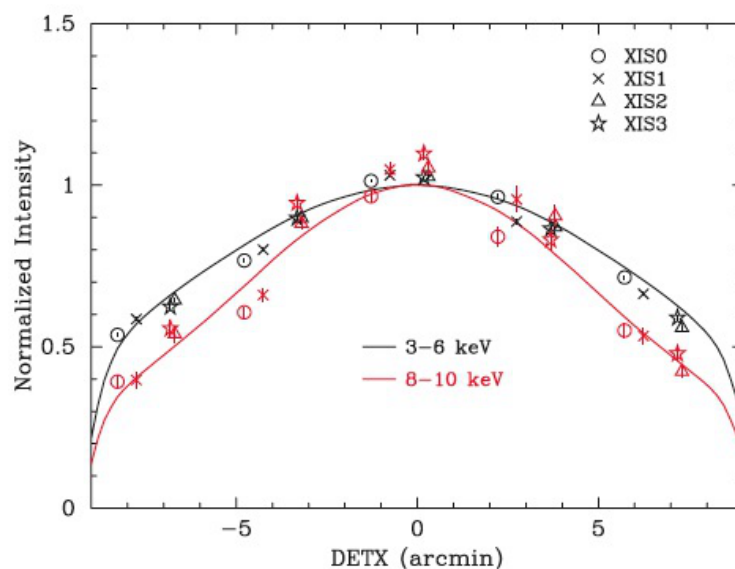


図 4.9: XRT の vignetting 曲線 (Serlemitsos et al., 2007)。

表 4.2: Suzaku XIS 基本性能

視野	17.8' × 17.8'
エネルギー帯域	0.2-12.0 keV
有効ピクセル数	1024 × 1024
ピクセルサイズ	24 μ m × 24 μ m
エネルギー分解能	~ 150 eV (@ 6 keV)
有効面積 (XRT-I を含む)	340 cm ² (FI) 390 cm ² (BI) @ 1.5 keV 350 cm ² (FI) 100 cm ² (BI) @ 8 keV
時間分解能	8 sec

4.3 X線 CCD カメラ XIS

Suzaku 衛星は 4 台の X 線 CCD カメラ XIS を搭載している。4 台のうち、3 台 (XIS 0, 2, 3) は表面照射型 (Front-illuminated : FI) であり、残り (XIS 1) が裏面照射型 (Back-illuminated : BI) である。このうち XIS 2 は 2006 年 11 に起きた電荷漏れと見られる現象によりそれ以降の観測を中止している。また XIS 0 の Segment A の一部にも同様の現象がみられ、こちらも現在はその部分でデータをとることができない。XIS の基本性能を 4.2 に示す。



図 4.10: Suzaku XIS の外観

Suzaku 衛星の低高度軌道により、XIS のバックグラウンドレベルは Chandra ACIS や XMM-Newton MOS に比べて小さく押さえられている。特に 5 keV 以上の高エネルギーバンドでは大きな差があり、Fe K 輝線のバンドでの感度は非常に高い。

4.3.1 CCD 検出器

X 線 CCD 検出器は X 線の撮像分光観測に使われる主要な検出器であり、Si 半導体をアレイ状に並べたものである。Si 半導体に X 線が入射すると光電吸収が起き、その結果入

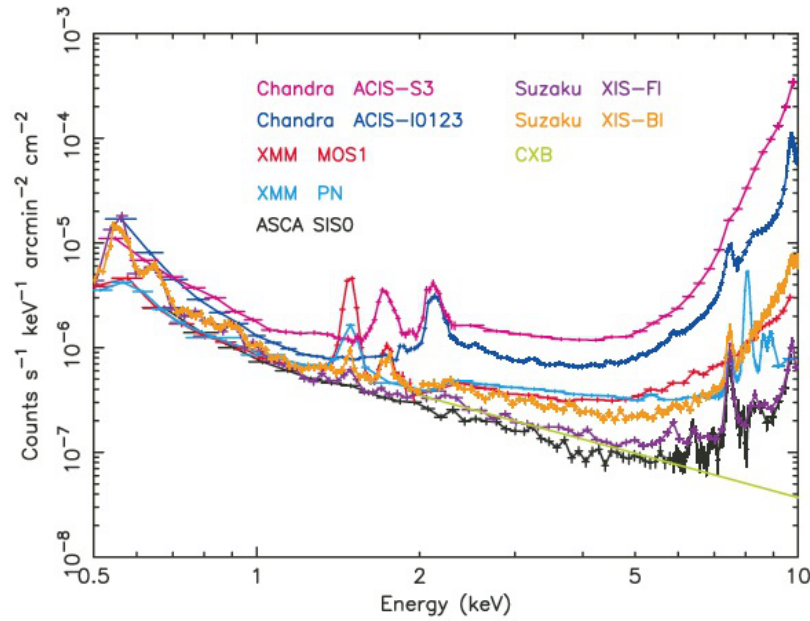


図 4.11: Suzaku XIS のバックグラウンドレベル (Mitsuda et al., 2007)。Chandra、XMM-Newton、ASCA 衛星の CCD 検出器との比較も載せてある。

射 X 線のエネルギーに比例した数の電子・正孔対をつくる。E を入射 X 線のエネルギー、 W_{Si} を Si の平均電離エネルギー (~ 3.65 eV) とすると生じる電子の数は (W/W_{Si}) 個となる。こうして発生した電子はバケツリレー方式で次々と隣の電極へ運ばれた後に読み出される。このため電荷の読み出しに時間がかかり、XIS の時間分解能は 8 秒である。

XIS のうち 3 つは表面照射型 (FI)、1 つが裏面照射型 (BI) である。FI-CCD は X 線を電極のある面から入射させるため、エネルギーの低い X 線がそこで遮断されてしまい、低エネルギー側で検出効率が悪くなる。それに対し、BI-CCD は電極の逆側から入射させるため、低エネルギーで高い検出効率をもつ。一方、FI-CCD は空乏層が $70 \mu\text{m}$ と BI-CCD の $40 \mu\text{m}$ に比べて厚いため、高エネルギー X 線に対してより高い感度をもつ。図 4.13 に FI-CCD と BI-CCD の量子効率を示す。

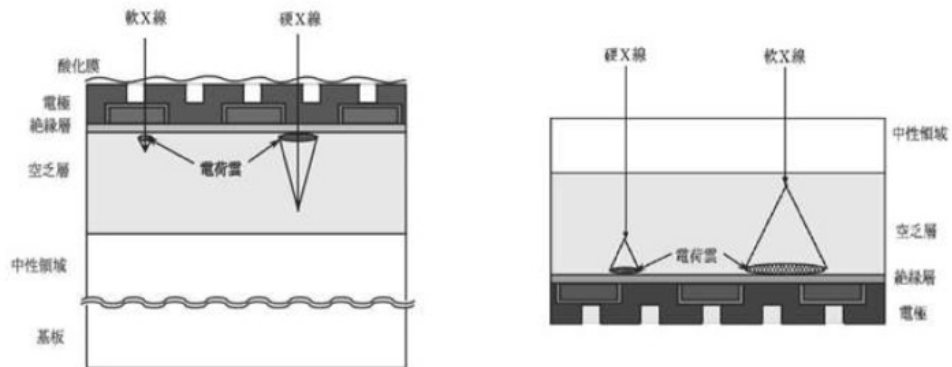


図 4.12: FI-CCD(左) と BI-CCD(右) の概念図 (Shoji D thesis, 2005)。

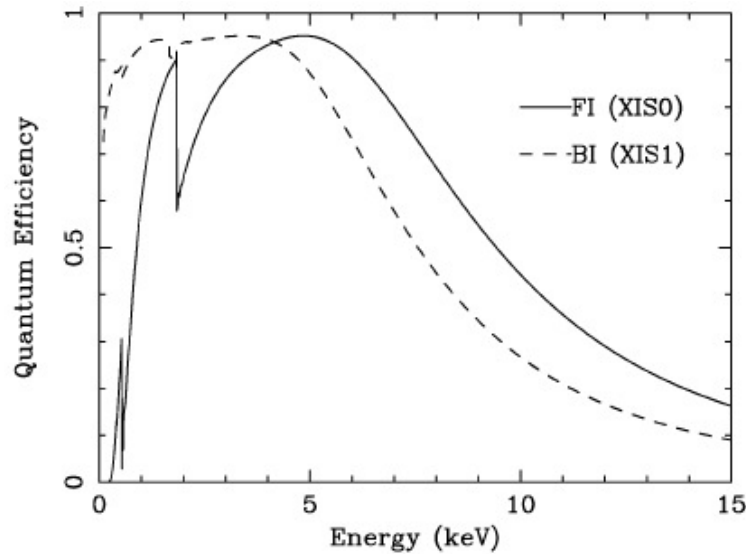


図 4.13: FI と BI-CCD の量子効率の比較 (Koyama et al., 2007)。

Suzaku XIS は同様の CCD 検出器 ASCA SIS (Solid-state Imaging Spectrometer) に比べて以下のような改良が加えられている。

- FI CCD の空乏層厚を $30 \mu\text{m}$ から $70 \mu\text{m}$ に増加し、 7 keV 以上の検出効率が約 2 倍に向上した。
- CCD の動作温度を $-60 \text{ }^\circ\text{C}$ から $-90 \text{ }^\circ\text{C}$ に下げることで暗電流を抑え、電荷転送効率 (Charge Transfer Efficiency : CTE) を向上させた。
- 放射線損傷による性能劣化に備え、CCD の Segment A と D の隅に ^{55}Fe の較正線源を取り付けた。
- 格子欠陥による CTE 減少の対策のため、人工的な電荷注入 (Charge Injection : CI) を行いエネルギー分解能の劣化を防いでいる。

4.3.2 SCI

CCD は宇宙線陽子による放射線損傷で性能が劣化する。特に格子欠陥による電荷トラップはエネルギー分解能に大きな影響を及ぼす。

CCD のあるピクセルで生じた電荷は順次隣のピクセルに転送されて読み出し口まで運ばれる。しかし、その途中のピクセルに宇宙線によって生じた格子欠陥があると、電荷はそこでトラップされてしまい電荷転送非効率 (Charge Transfer Inefficiency : CTI) が大きくなる。CTI とは一回の転送によって失われる電荷の割合を示したもので、 $\text{CTI} = 1 - \text{CTE}$ である。したがって、読み出し口に遠いピクセルに入射した X 線のエネルギーは低く見積もられ、結果エネルギー分解能が悪くなってしまふ。実際、XIS の分解能は打ち上げ当初は $\sim 140 \text{ eV}$ だったものが、一年後には $\sim 200 \text{ eV}$ ほどに悪化している。

その対策として XIS には CI (Charge Injection) 機構が搭載され、これにより犠牲電荷を注入してあらかじめトラップを埋めて CTI を下げることができる。この機能を Spaced

-row Charge Injection (SCI : Uchiyama et al., 2009) と呼ぶ。Suzaku 衛星では打ち上げ一年後の 2006 年 8 月に SCI の機上試験が行われ、翌 9 月から実際に SCI を使用した観測が開始された。この結果、一旦 200 eV まで低下したエネルギー分解能は 150 eV にまで回復している。

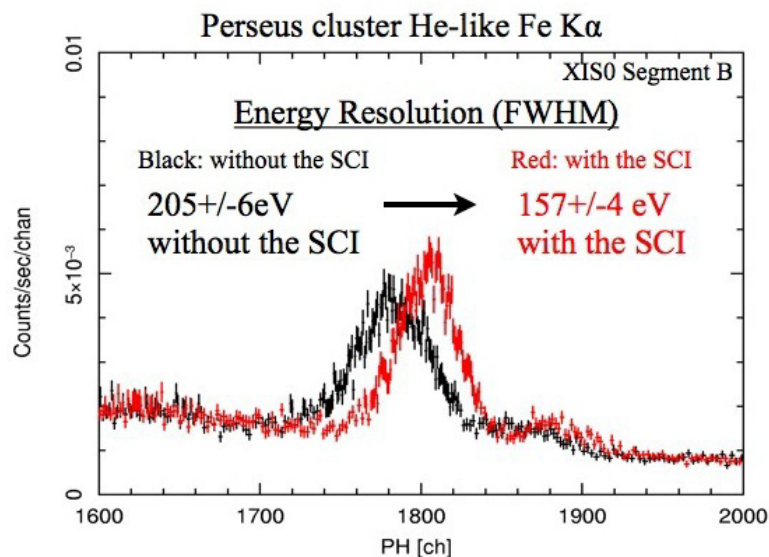


図 4.14: 電荷注入前 (黒) と電荷注入後 (赤) のペルセウス銀河団の鉄輝線の比較。

4.3.3 バックグラウンド

XIS のバックグラウンドは、全天に広く分布する活動銀河核由来の宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background : CXB) と、検出器由来の非 X 線バックグラウンド (Non X-ray background : NXB) の二つがある。

CXB は遠方にある AGN からの放射の重ね合わせであると考えられており、そのスペクトルや表面輝度は天球面上でほぼ一様である (Kushino et al., 2002)。

NXB は宇宙線陽子が衛星の筐体と相互作用して作った電子が直接 CCD 検出器と相互作用したり、衛星を構成する物質と相互作用して生じる特性 X 線に起因する。広いエネルギー範囲にあるコンスタント成分はガンマ線が素子内でコンプトン散乱を起こすことで生じるものである。BI-CCD に見られる 8 keV 以上の連続成分は電子に由来するものである。FI でこの構造が見られないのは空乏層が厚いために電子の落とすエネルギーのピークが 15 keV 周辺にくるためである。NXB のスペクトルは太陽に照らされていないときの地球 (夜地球) を観測することで得られる。図 4.15 に XIS の NXB スペクトルを示す。NXB スペクトル中の輝線はエネルギーの低いほうからそれぞれ Al $K\alpha$ 、Si $K\alpha$ 、Au M lines、Mn $K\alpha$ 、Mn $K\beta$ 、Ni $K\alpha$ 、Ni $K\beta$ 、Au $L\alpha$ 、Au $L\beta$ 輝線である。

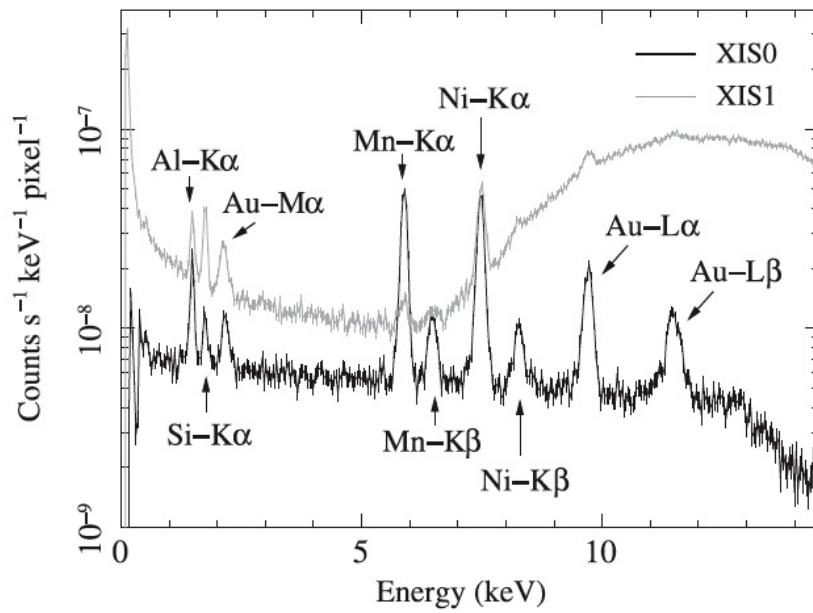


図 4.15: FI と BI-CCD の NXB スペクトル (Tawa et al., 2008)。

第5章 Suzaku 衛星による超新星残骸 3C 397 の観測

5.1 観測データと解析ツール

超新星残骸 3C 397 の最初の観測は 2010 年 10 月 24 日から 26 日にかけて行い、有効観測時間は 69 ks であった (Observation ID : 505008010)。さらにその後、2013 年 10 月 30 日から 11 月 01 日にかけて 105 ks の追加観測を行い (Observation ID : 508001010)、合計の観測時間は 174 ks となった。本論文ではこの二回分の観測データを用いる。

本研究では 10 keV 以下の熱的放射に注目するために XIS の観測データのみを用いた。前述のとおり電荷漏れの異常により XIS 2 は稼働を停止していたので、用いたデータは XIS 0、3(FI) と XIS 1(BI) である。それぞれのデータ処理やスクリーニングには processing version 2.5.16.28、CTI やゲインの補正を行う xispi には version 2009-12-02、XIS の較正データベース (CALDB) には version 2010-01-23 を用いて行った。

解析用ソフトウェアには HEASoft version 6.11 を用いた。有効面積は *xissimarfgen* ソフトウェア (Ishisaki et al., 2007) を用いて計算し、応答関数は *xisrmfgen*、Non X-ray Background (NXB) は *xisnxbgen* ソフトウェア (Tawa et al., 2008) を用いて作成した。この章では特に断りのない限りエラーは信頼水準 90% である。

5.2 イメージ

生データには検出器由来のバックグラウンド (NXB) が含まれており、また XRT の vignetting 効果を受けているため、そのままでは使うことができない。そこでまず *xisnxbgen* で作成した NXB を生データから引いた。次に X 線が天空の広い領域から一様に降っている場合のイメージ (フラットイメージ) をシミュレーションで作成した。NXB を引いたデータをフラットイメージで割り算すると、vignetting の効果が補正された正しいイメージが得られる。図 5.1 は 0.5–10.0 keV バンドでの XIS 0,1,3 を足したイメージである。

SNR は東西に放射のピークをもつ長方形に近い形をしており、ASCA や Chandra 衛星で得られたイメージと同様であった。

また、同様の手法で Fe K バンド (6.4–6.7 keV) のイメージを作成したところ、東西へ走る Jet 状のピークが見られた (図 5.2)。これも XMM-Newton の結果と矛盾しない。

5.3 スペクトル解析

まずは SNR 全体のスペクトルを調べるために、図 5.1 に示した (R.A = 19:07:34, Dec = 7:08:30) を中心とした $3.0' \times 2.0'$ の白い楕円形の領域からスペクトルを抽出した。

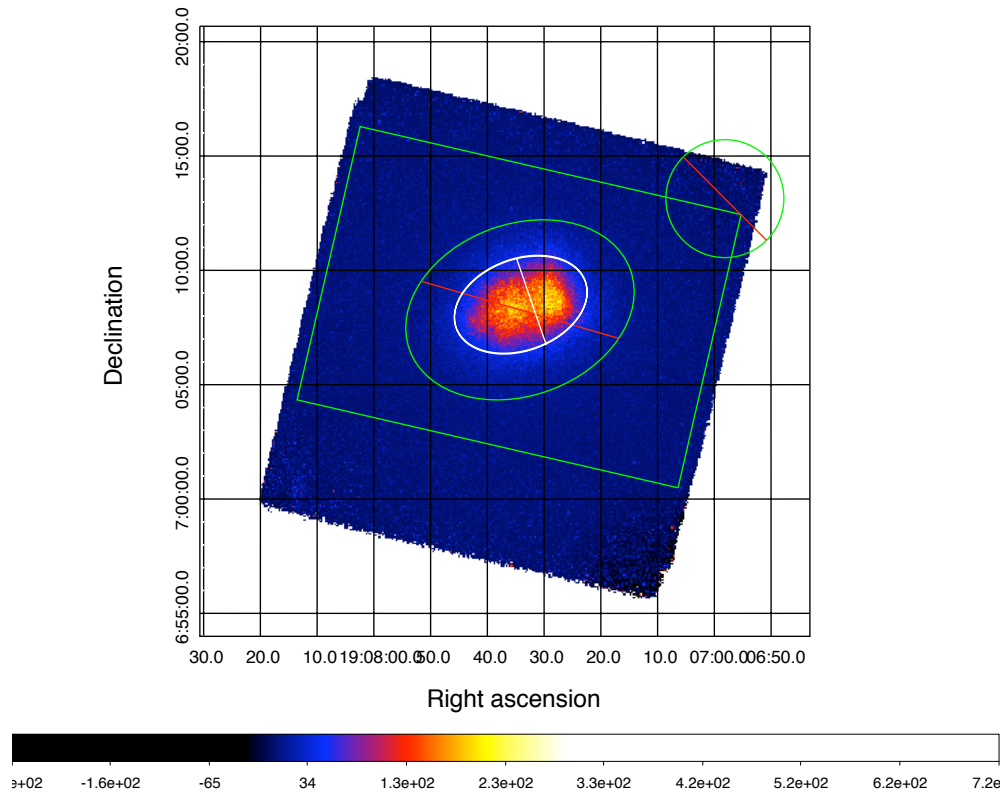


図 5.1: Suzaku 衛星による 0.5–10.0 keV のイメージ (XIS 0+1+3)。ソース領域を白、バックグラウンド領域を緑で示す。赤斜線の入った緑の領域は、バックグラウンド領域から除外した領域を示す。カラーバーのスケールは 1pixel 内に入った光子のカウント数を示す。

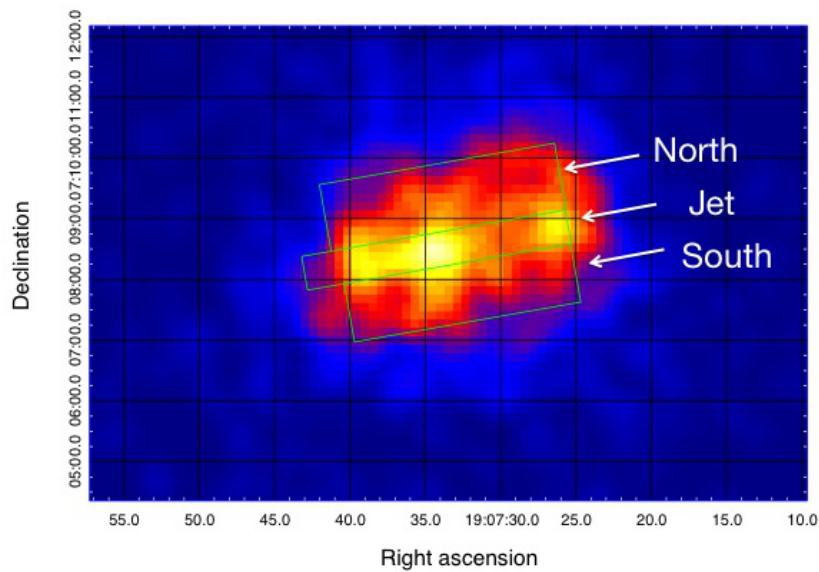


図 5.2: Suzaku 衛星による 6.4–6.7 keV のイメージ (XIS 0+1+3)。

3C 397 は銀河面に近いところに位置しているため ($l = 41.1$, $b = -0.3$)、バックグラウンドは Cosmic X-ray Background (CXB) に加え Galactic Ridge X-ray emission (GRXE) が主である。バックグラウンドスペクトルは図 5.1 に示してある緑色の長方形のうち、緑の円/楕円に赤色の斜線がかかっている部分を除いた領域から抽出した。円と楕円の領域はそれぞれキャリブレーション用の ^{55}Fe 線源とソース領域であり、バックグラウンドにそれぞれのスペクトルが入り込まないようにしている。

ソース領域とバックグラウンド領域の生データからそれぞれ同じ領域における NXB データを引いた。その次にソースから vignetting 効果の補正をしたバックグラウンドのスペクトルを引くことでソースの真のスペクトルを得る。このとき、バックグラウンド領域はソース領域よりも CCD の視野中心から外れた位置にあるため、vignetting 効果を受けてフラックスが少なく見積もられる。そのため、バックグラウンドスペクトルを引く際は vignetting の分のフラックス補正を施してある。

図 5.3 に 0.8–10.0 keV の NXB とバックグラウンドを引いた後のソースのスペクトルを示す。

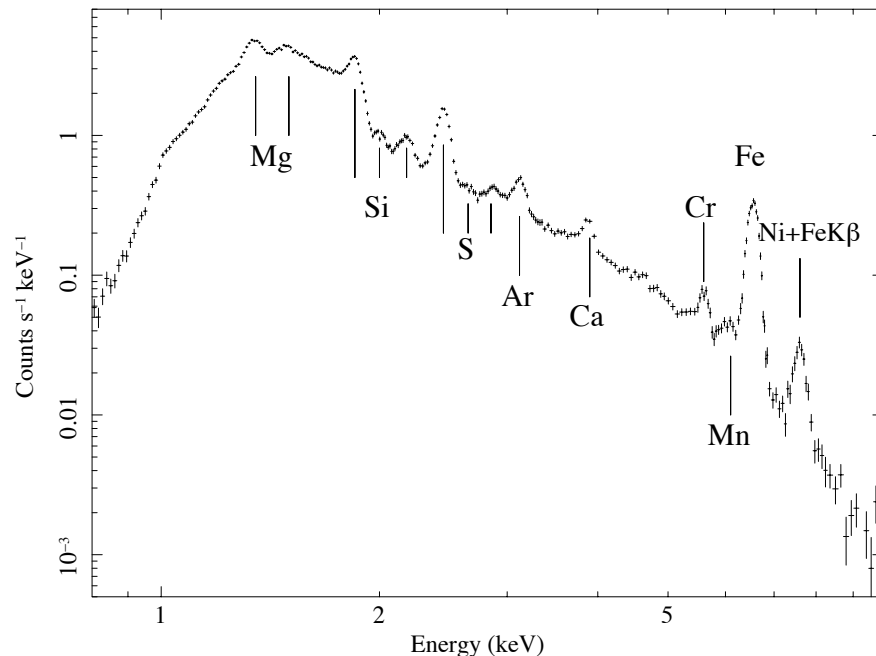


図 5.3: Suzaku 衛星による 3C 397 のソーススペクトル。FI CCD (XIS 0+XIS 3) のみを表示している。NXB および GRXE は引いてある。

FI である XIS 0 と 3 は応答関数がほぼ同じであるため、以降の解析では微弱な輝線の検出感度を上げるためにこれら二つのスペクトルは足し合わせている。特に断りがない場合、これ以降の図には XIS 0 と 3 を足したスペクトルのみを表示する。0.8 keV 以下では天体由来の有意な X 線放射を検出できず、また 10.0 keV 以上は統計不足でエラーが大きいいため、解析には 0.8–10.0 keV のバンドを用いる。XIS のキャリブレーションにおいては Si 吸収端付近で不定性があることが報告されており、したがってスペクトル解析では 1.76–1.86 keV のバンドを使わないようにしている。

図 5.3 を見ると、今まで報告されていた Mg、Si、S、Ar、Ca、Cr、Mn、Fe の輝線に加え、7.6 keV 付近に強い輝線を発見した。エネルギーから考えると、この輝線は Ni K α か

Fe $K\beta$ 輝線、もしくはその二つの重ね合わせであると考えられる。

5.3.1 現象論フィット

新しく発見した 7.6 keV とその他の輝線の性質を調べるために、まずは連続 X 線を表す熱制動放射と輝線を表す Gaussian による現象論的なフィットをおこなった。ライマン輝線は幅を 0 に固定し、その他の輝線はエネルギー、幅、フラックスをフリーパラメータとした。全体のスペクトルは連続成分が二つ ($kT_e \sim 0.22$ keV、1.63 keV) と 19 本の Gaussian で合わせることができた。図 5.4 と表 5.1 に結果を示す。

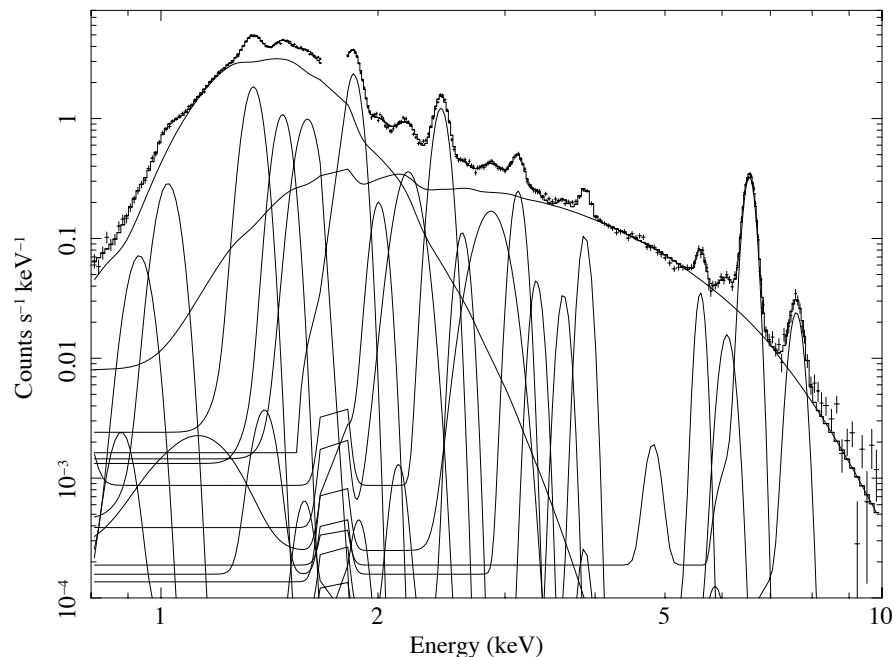


図 5.4: スペクトルを 2 つの制動放射 ($kT_e \sim 0.22$ keV、1.63 keV) と Gaussian 19 本でフィットした結果。

表 5.1 を見ると、Ca 以下の元素の $K\alpha$ 輝線のエネルギーは He 状 $K\alpha$ 輝線のものとほぼ同じである ($E(\text{He-like Mg } K\alpha) = 1.344$ keV、 $E(\text{He-like Si } K\alpha) = 1.856$ keV、 $E(\text{He-like S } K\alpha) = 2.451$ keV、 $E(\text{He-like Ar } K\alpha) = 3.129$ keV、 $E(\text{He-like Ca } K\alpha) = 3.892$ keV)。それに対して Cr から Ni の輝線中心値は He 状よりも有意に低い ($E(\text{He-like Cr } K\alpha) = 5.67$ keV、 $E(\text{He-like Mn } K\alpha) = 6.17$ keV、 $E(\text{He-like Fe } K\alpha) = 6.692$ keV、 $E(\text{He-like Ni } K\alpha) = 7.78$ keV)。

$kT_e = 1.63$ keV の電離平衡プラズマでは Ca 以下の元素はほとんど He-like 以上に電離し、Fe も He-like および Li-like 輝線 ($E = 6.66$ keV) が主であるため、Ca 以下の軽い元素は衝突電離平衡 (Collisional Ionization Equilibrium : CIE) 状態に近いと考えられる。一方、Cr より重い元素は電離非平衡 (Non Equilibrium Ionization : NEI) 状態にあると考えられる。

次に、7.61 keV 輝線の起源について考える。図 2.6 によると、ベストフィットの Fe $K\alpha$ 中心エネルギー 6.56 keV は B-like、C-like Fe イオンからの放射に相当する。この電離状態

表 5.1: 現象論的フィットにおけるベストフィットパラメータ。

Line	E (keV)	σ (eV)	Observed Flux ($\times 10^{-5}$ photons s $^{-1}$ cm $^{-2}$)
Gaussian			
Ne K α	0.931 $^{+0.006}_{-0.005}$	21 (< 82)	11600 $^{+34400}_{-1900}$
Ne Ly α	1.022 $^{+0.002}_{-0.002}$	0 (fix)	6320 $^{+1280}_{-1500}$
Mg K α	1.347 $^{+0.002}_{-0.002}$	0 (< 66)	621 $^{+75}_{-34}$
Mg Ly α	1.485 $^{+0.007}_{-0.013}$	0 (fix)	1220 $^{+60}_{-40}$
Mg K β	1.606 $^{+0.003}_{-0.006}$	0 (< 13)	323 $^{+24}_{-16}$
Si K α	1.833 $^{+0.004}_{-0.003}$	24 (23–27)	545 $^{+10}_{-24}$
Si Ly α	2.001 $^{+0.018}_{-0.009}$	0 (fix)	24.6 $^{+3.0}_{-4.9}$
Si K β	2.207 $^{+0.005}_{-0.006}$	0 (< 8)	59.6 $^{+4.3}_{-3.1}$
S K α	2.450 $^{+0.002}_{-0.001}$	23 (19–25)	137 $^{+3}_{-2}$
S Ly α	2.650 $^{+0.016}_{-0.012}$	0 (fix)	9.5 $^{+1.4}_{-1.2}$
S K β	2.896 $^{+0.017}_{-0.012}$	54 (42–67)	30.7 $^{+2.2}_{-1.5}$
Ar K α	3.12 $^{+0.01}_{-0.01}$	33 (24–40)	17.6 $^{+0.9}_{-1.1}$
Ar Ly α	3.32 $^{+0.01}_{-0.01}$	0 (fix)	5.2 $^{+0.9}_{-0.9}$
Ar K β	3.62 $^{+0.01}_{-0.01}$	0 (< 11)	3.7 $^{+0.8}_{-0.7}$
Ca K α	3.89 $^{+0.01}_{-0.01}$	0 (< 23)	5.9 $^{+0.4}_{-0.5}$
Cr K α	5.60 $^{+0.02}_{-0.01}$	56 (22–73)	2.0 $^{+0.2}_{-0.3}$
Mn K α	6.09 $^{+0.03}_{-0.03}$	77 (15–136)	1.5 $^{+0.3}_{-0.2}$
Fe K α	6.557 $^{+0.004}_{-0.003}$	80 (74–83)	29.4 $^{+0.5}_{-0.6}$
Ni K α or Fe β	7.61 $^{+0.07}_{-0.1}$	173 (< 202)	4.2 $^{+0.3}_{-0.4}$
N_{H} ($\times 10^{22}$ cm $^{-2}$)			2.56 $^{+0.04}_{-0.04}$

では Fe $K\beta$ のエネルギーは 7.40 ~ 7.50 keV となり、新しく発見した輝線とは一致しない。また、B-like や C-like における Fe $K\beta/K\alpha$ フラックス比の理論値は 5% 以下であり、観測された Fe $K\alpha$ に対する比 ~14% を説明することができない。したがって、7.61 keV の輝線に対しての Fe $K\beta$ の寄与は小さく、ほとんどが Ni に由来するものと考えられる。3C 397 における Ni の検出はこれが初めてである。

5.3.2 3 keV 以上での解析

表 5.1 を見ると、Cr 以上の輝線の幅は Ca 以下の元素に比べて大きい傾向が見える。通常、プラズマからの輝線の幅は 0 ではなく、図 2.5 のように微細構造により広がっている。また、図 2.6 に示すようにイオンの電離状態によって輝線のエネルギーは少しずつ異なるため、これによっても輝線は広がって見える。

そこで、我々はまず単純な一温度のプラズマモデルのみでこの輝線の広がりが見えるか調べるために、NEI プラズマモデルを用いたフィッティングをおこなった。星間吸収は現象論的モデルのベストフィットと同じ値 ($N_H 2.56 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) に固定し、温度 (kT_e) とイオン化タイムスケール ($n_e t$)、Norm はフリーパラメータとした。Ar、Ca、Fe、Ni のアバンダンスはフリーパラメータとしたが、Cr と Mn 輝線は現行の NEI プラズマモデルに含まれていないため、Gaussian で代用した。その結果を図 5.5 と表 5.2 に示す。アバンダンスは Anders et al. (1989) による太陽組成のテーブルを元としている。

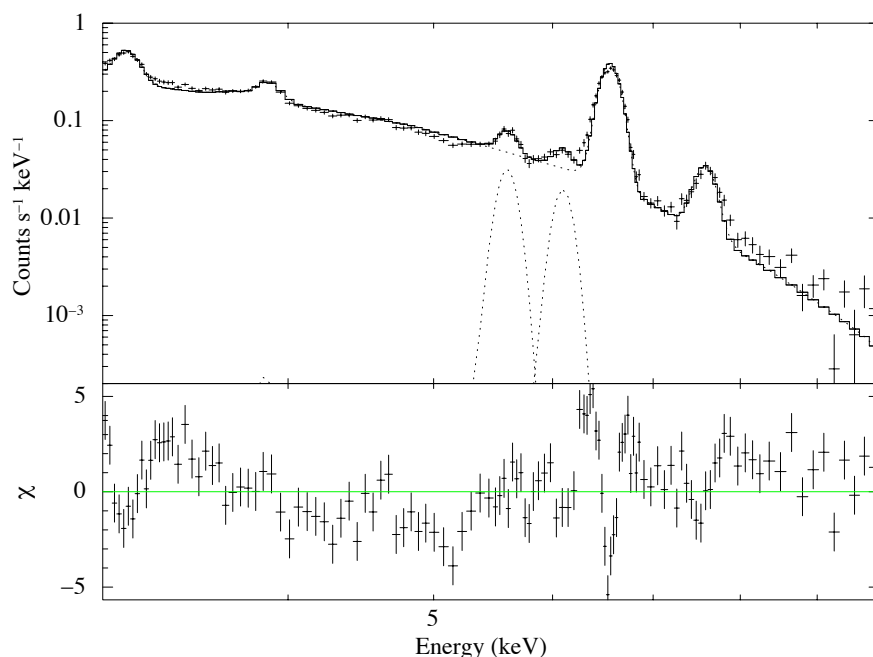


図 5.5: 1 成分 NEI モデルによる 3 keV 以上バンドのフィット。下パネルはデータ点とモデルとの残差を示す。

このフィットは Fe 輝線の周辺に大きく残差が残り、また $\chi^2/d.o.f$ も $717/242 = 2.96$ と非常に大きいため棄却される。Fe 輝線の広がりは一成分のプラズマでは説明できず、少なくとも二成分以上の異なるプラズマの重ね合わせが必要であることがわかった。

表 5.2: 1 成分 NEI モデルにおけるベストフィットパラメータ。

モデル	パラメータ	値
星間吸収	N_{H} (10^{22} / cm^2)	2.56 (fix)
NEI プラズマ	kT_e (keV)	$1.80^{+0.02}_{-0.02}$
	$n_e t$ (10^{10} s/ cm^3)	$6.4^{+0.2}_{-0.2}$
	Ar (solar)	$3.99^{+0.23}_{-0.23}$
	Ca (solar)	$3.48^{+0.28}_{-0.28}$
	Fe (solar)	$18.5^{+1.4}_{-1.4}$
	Ni (solar)	$167.8^{+17.6}_{-17.6}$
	*Norm	$5.14^{+0.2}_{-0.2}$
$\chi^2/d.o.f$		717/242 = 2.96

* 単位は $10^{-14}/4\pi D^2 \int n_e n_{\text{H}} dV$ (cm^{-5})。

表 5.3: Doppler モデルフィットにおけるベストフィットパラメータ。

	red-shift	blue-shift
N_{H} (10^{22} / cm^2)	2.56 (fix)	
kT_e (keV)	$1.60^{+0.2}_{-0.3}$	
$n_e t$ ($\times 10^{10}$ s/ cm^3)	$7.1^{+0.6}_{-0.5}$	
Ar (solar)	$9.30^{+3.93}_{-3.93}$	
Ca (solar)	$6.77^{+4.67}_{-4.67}$	
Fe (solar)	$58.3^{+28.9}_{-28.9}$	
Ni (solar)	643^{+324}_{-324}	
Doppler velocity (km/s)	- 2670 $^{+90}_{-90}$	+ 2670 $^{+90}_{-90}$
*norm	$1.16^{+0.55}_{-0.48}$ e-2	$1.16^{+0.40}_{-0.40}$ e-2
$\chi^2/d.o.f. = 383/228 = 1.68$		

* 単位は $10^{-14}/4\pi D^2 \int n_e n_{\text{H}} dV$ (cm^{-5})。

このような輝線の広がりの原因の一つとして考えられるのはドップラー効果である。超新星爆発の衝撃波により、ejecta は四方八方に高速で飛び散る。このとき手前方向に飛んでいる ejecta から発せられた X 線は blue-shift し、奥側へ飛んでいる ejecta からは red-shift した X 線が放射される。このような ejecta の運動によるドップラー効果での輝線の広がりには Tycho (Hayato et al., 2010) などで見受けられ、Tycho の場合は秒速約 4000 km/s で ejecta が膨張していると推定される。このシナリオの評価のため、実際にプラズマモデルを用いたフィッティングを行った。このモデルでは二つの NEI プラズマを用い、それぞれ kT_e と $n_e t$ を共通にし、絶対値が同じで符号が逆のドップラー速度を持たせた。Cr と Mn は red-shift 成分と blue-shift 成分を合わせて幅の広い Gaussian で表現している。星間吸収は $N_{\text{H}} = 2.56 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ に固定している。これは、衝撃波によって同じ物理状態をもつプラズマが手前方向と奥行き方向へ動いていることを想定している。このフィットの結果を図 5.6 と表 5.3 に示す。

このフィットでは $\chi^2/d.o.f. = 383/228 = 1.68$ であった。残差を見ると、モデルでは Ar Ly α がでておらず、また Ca 輝線のモデルがデータよりも低いエネルギーにきている

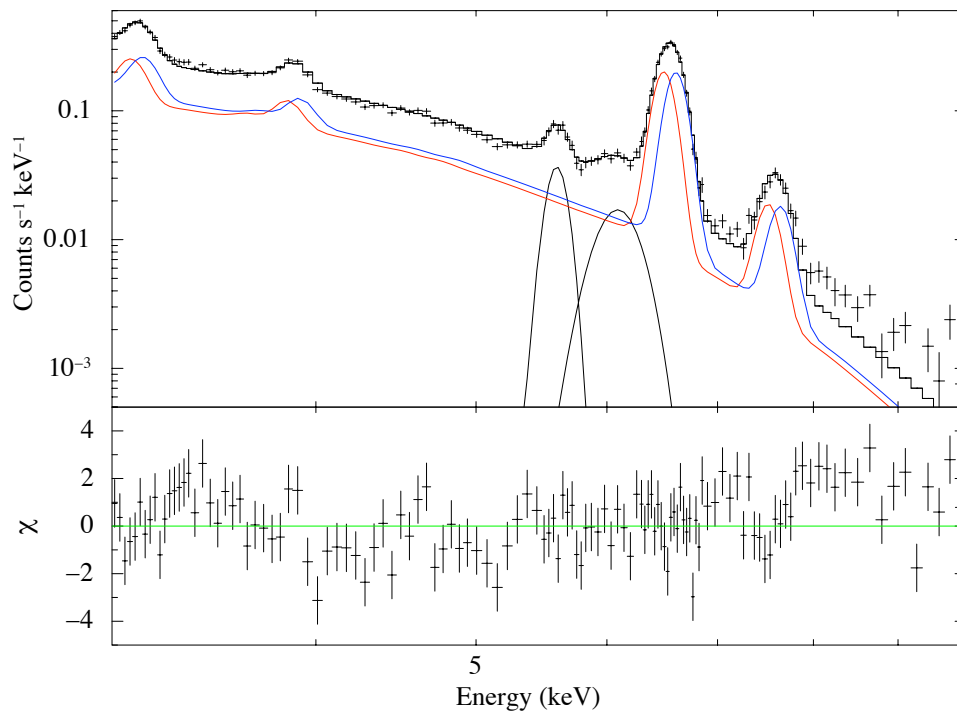


図 5.6: ドップラー効果モデルのフィット結果。赤が red-shift しているプラズマ、青が blue-shift しているプラズマを示す。下パネルはモデルとデータの残差を示す。

ことがわかる。つまり、このモデルでは Fe 輝線中心で決めたプラズマの電離状態と Ar と Ca の電離状態が一致していないことがわかる。

他に輝線の広がり原因として考えられるのは、異なる電離状態のプラズマからの輝線の重ね合わせである。SNR においては、加熱時間や密度の違いによりプラズマの電離状態に差が生まれ、輝線が広がって見えることがある。例えば SN 1006 などでは低電離 ($n_{et} \sim 10^9 \text{ s/cm}^3$) な ejecta と高電離 ($n_{et} \sim 10^{10} \text{ s/cm}^3$) な ejecta の重ね合わせで Si や S の輝線が広がって見えている (Yamaguchi et al., 2008)。

このシナリオの定量的な評価のために、NEI プラズマモデル 2 成分によるフィッティングを行った。このモデルでは星間吸収を $N_{\text{H}} = 2.56 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ に固定し、二つのプラズマ成分の kT_e 、 n_{et} をフリーパラメータとした。また、各プラズマのアバundanceは互いに独立としている。この結果を図 5.7 と表 5.4 に示す。

このモデルではスペクトルは高電離で低温なプラズマと低電離で高温なプラズマの重ね合わせで記述することができた。こちらのフィットは $\chi^2/d.o.f. = 248/240 = 1.035$ で、ドップラー効果のモデルよりも acceptable である。しかしながら、このモデルでは高温低電離なプラズマの Ar、Ca アバundanceを決めることができず、大きなエラーを持っていた。ここでは、エラーが太陽組成の値 (= 1 solar) も含んでいたため、どちらのアバundanceも太陽組成に固定した。その結果の $\chi^2/d.o.f.$ は $248/238 = 1.044$ であり、こちらも許容範囲である。以降高電離な NEI プラズマ ($n_{et} \sim 1 \times 10^{11} \text{ s/cm}^3$) を NEI 1、低電離な NEI プラズマ ($n_{et} \sim 2 \times 10^{10} \text{ s/cm}^3$) を NEI 2 と呼ぶこととする。

いずれの NEI プラズマも非常に高い Fe アバundance Ni アバundance ($\sim 100 \text{ solar}$) をもっている。これは、NEI モデルの Fe K β の不完全さに起因する可能性があり、実際に? は現行のプラズマモデルには Li-like 以下の電離状態の Fe K β 輝線が含まれていないこと

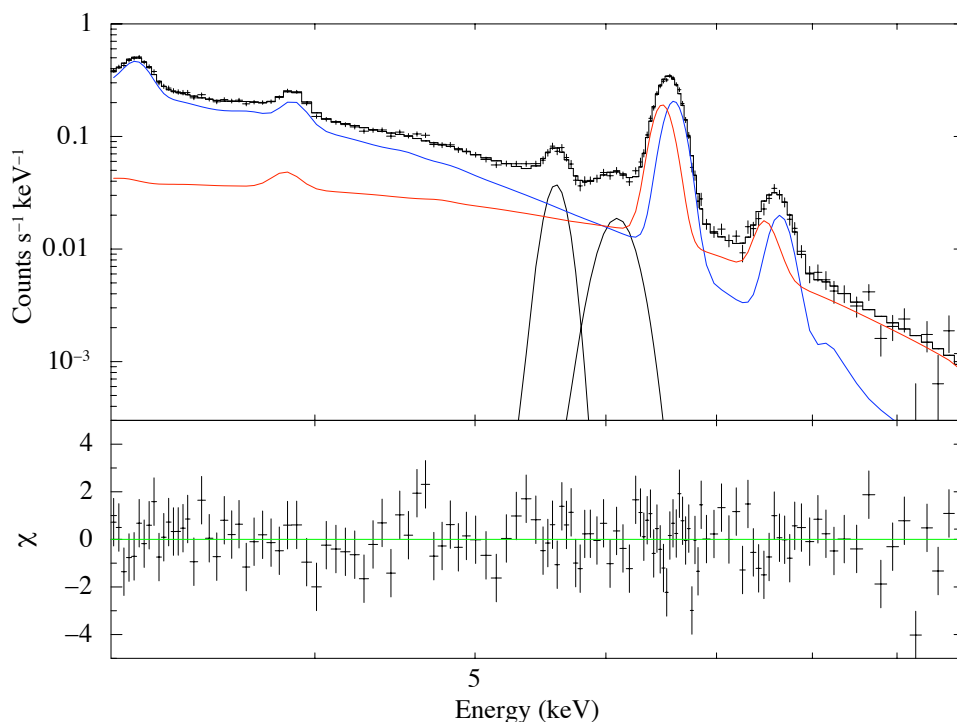


図 5.7: 2-NEI プラズマモデルのフィット結果。赤が高温低電離、青が低温高電離のプラズマを示す。下パネルはモデルとデータの残差を示す。

表 5.4: 2-NEI プラズマモデルにおけるベストフィットパラメータ。

	NEI 1	NEI 2
N_{H} (10^{22} / cm^2)	2.56 (fix)	
kT_e (keV)	$1.17^{+0.8}_{-0.3}$	$5.70^{+4.47}_{-0.95}$
$n_e t$ ($\times 10^{10}$ s/ cm^3)	$44.6^{+5.2}_{-4.3}$	$1.82^{+0.8}_{-0.9}$
Ar	$3.59^{+0.61}_{-0.47}$	1 (fix)
Ca	$3.80^{+0.72}_{-0.56}$	1 (fix)
Fe	$11.8^{+2.2}_{-1.7}$	$14.1^{+0.9}_{-0.9}$
Ni	187^{+54}_{-41}	77^{+15}_{-15}
*norm	$74.3^{+9.5}_{-9.7}$	$6.84^{+0.32}_{-0.32}$
$\chi^2/d.o.f$	248/238 = 1.044	

* 単位は $10^{-14}/4\pi D^2 \int n_e n_{\text{H}} dV$ (cm^{-5})。

を指摘している。

そこで、我々はプラズマの温度と電離状態から Fe $K\beta$ のエネルギーとフラックスを推定し、Gaussian 成分として図 5.10 のフィットに加えて Ni アバンダンスを調べ直す。そのためには Li-like 以下の電離状態のイオンの割合を知る必要がある。表 5.8 のベストフィットパラメータにおける Fe イオンの割合を NEI 1 と 2 についてそれぞれ示す (表 5.3.2)。

Ion	NEI 1	NEI 2
He-like	0.012	-
Li-like	0.091	-
Be-like	0.260	-
B-like	0.318	-
C-like	0.215	0.043
N-like	0.086	0.160
O-like	0.015	0.312
F-like	-	0.322
Ne-like	-	0.154

表 5.5: NEI 1 と NEI 2 における Fe の電離状態の存在割合。存在量が 1% 以上のイオンのみを示している。

表 5.3.2 を見ると、NEI 1、2 共に Li-like 以下の電離状態のイオンが大半を占めており、したがって Fe $K\beta$ 輝線はほとんどモデルでは考慮されていないことが判明した。

Yamaguchi et al. (2014) を用いると、ベストフィットパラメータと各イオンの割合から、低電離の Fe $K\beta$ は ($E = 7.2$ keV, $F(K\beta)/F(K\alpha) = 0.02$)、高電離のものは ($E = 7.5$ keV, $F(K\beta)/F(K\alpha) = 0.04$) と推定できた。そこで、スペクトルモデルに上記のエネルギーとフラックスをもつ Gaussian を入れて、Ni アバンダンスがどの程度減少するか調べた。

再フィットして Ni アバンダンスを求めると、NEI 1 は (187 solar \rightarrow 90 solar)、高電離成分は (77 solar \rightarrow 40 solar) となった。Ni アバンダンスは確かに減少したが、それでも Fe と比べると高い値となっており、やはり Ni が過剰に存在していることがわかった。

5.3.3 Full-band フィット

3C 397 の 3 keV 以上のスペクトルは NEI プラズマ 2 成分で記述できることが分かった。このモデルのフィット範囲を 0.8–10.0 keV の全バンドに広げ再フィットし、全体のスペクトルを再現できるか試した。その結果を図 5.8 に示す。

このモデルでは 2.5 keV 以下のバンドで多くの残差が残り、 $\chi^2/d.o.f. = 4894/599 = 8.112$ で棄却された。これは NEI 二つに加え、さらに低温な成分が必要なことを示している。実際に、現象論なフィットでも高温 ($kT_e \sim 1.8$ keV) の連続成分に加えて低温 ($kT_e \sim 0.25$ keV) の成分が必要であった。

そこで新たに低温の成分 (NEI) を加えてフィットを行った。パラメータは $kT_e \sim 0.5$ keV、 $\tau \sim 1.0 \times 10^{-12}$ s cm^{-3} 、 $Z \sim 1.0$ solar を得たが、図 5.8(下) に示すように残差は依然として残った ($\chi/d.o.f. = 3.75$)。さらに NEI モデルを加えてフィットを試みたが、残差は改善しなかった。

図 5.9(下) で示す 1.2–1.8 keV の間の残差はいくつかの輝線状構造に見える。そこで現象論的に 3 成分モデルに対して Gaussian を加えてフィットを試みた。その結果、 $E =$

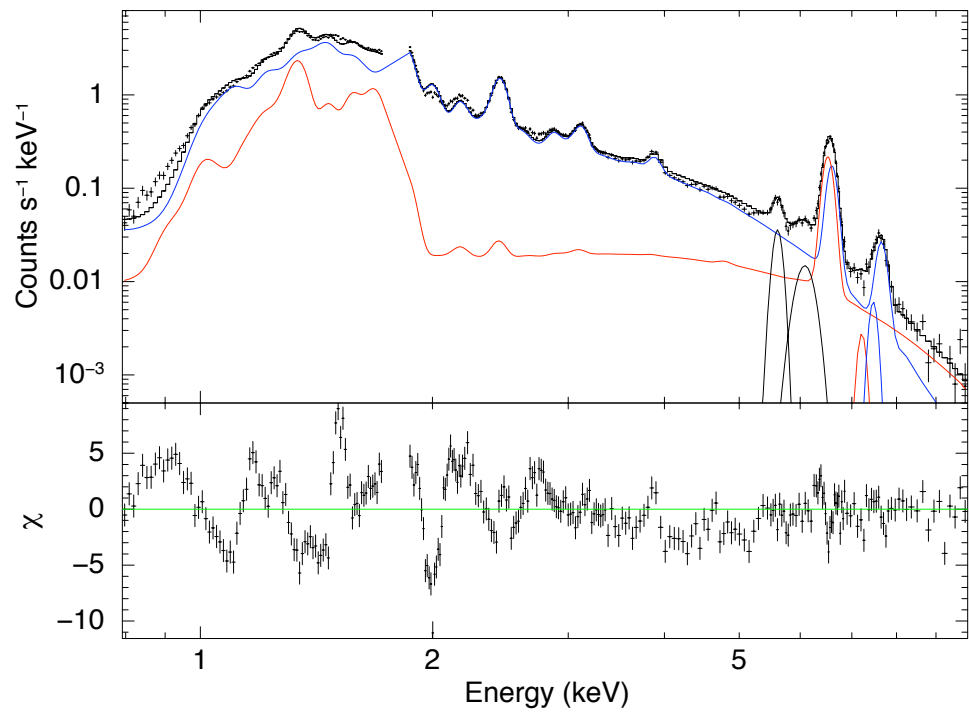


図 5.8: 2-NEI プラズマモデルでの 0.8-10.0 keV バンドのフィット結果。下パネルはモデルとデータの残差を示す。

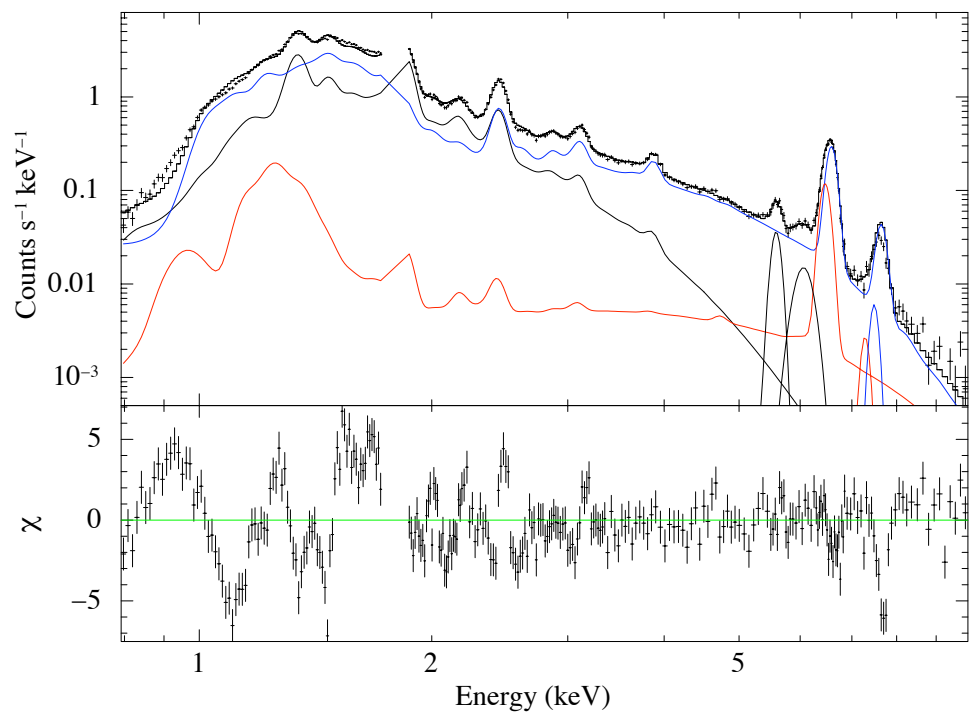


図 5.9: 2-NEI + 1-CIE プラズマモデルのフィット結果。下パネルはモデルとデータの残差を示す。輝線状の残差がいくつか見える。

表 5.6: 1.1keV から 1.8keV の間に存在する K 輝線の一覧。

Element	Line	Energy (keV)
Na	He-like $K\alpha$	1.128
	$Ly\alpha$	1.237
Mg	He-like $K\alpha$	1.353
	$Ly\alpha$	1.472
Al	He-like $K\alpha$	1.600
	$Ly\alpha$	1.728

1.15 ± 0.01、1.34 ± 0.01、1.54 ± 0.02、1.67 ± 0.02 keV の 4 本の Gaussian で残差は解消し、 $\chi^2 = 1.49$ という値を得た。これらのエネルギーに相当する輝線は表 5.6 に示す通りである。

$E = 1.34$ keV の輝線は Mg $K\alpha$ (He-like) に相当する。NEI 3 の Mg アバンドンスのみをフリーパラメータにしたところ残差は改善したが、 $Z_{\text{Mg}} = 1.5$ solar と高い値を示した。一方で、それ以外の 3 つの輝線については誤差の範囲内で一致する He-like $K\alpha$ 、H-like $Ly\alpha$ 輝線は存在しない。従って、少なくともこれら 3 つの輝線状の残差は K-shell 輝線によるものではないことが考えられる。

使用している NEI プラズマモデルには Fe L 輝線について不足があることが指摘されている (Brickhouse et al., 2000)。しかし、その不足輝線のエネルギーは $E = 0.9$ 、1.2 keV であり、我々の示す残差のエネルギーとは一致しない。これまで本研究で得られたこの天体の特徴として Ni のアバンドンスが非常に高いことが挙げられる。この結果は強い Ni $K\alpha$ 輝線から得られたものであるが、同様に Ni L 輝線も強いことが考えられる。従って、プラズマモデルについて Ni L 輝線の不足はこれまで報告されていないが、もしそうであるならば、このモデルフィットでは問題になるだろう。実際、4 つの輝線状残差のエネルギー帯域 1.2–1.8 keV は低電離の Ni L 殻輝線のエネルギーと一致する。

そこで、我々は NEI モデルの検証をおこなった。表 5.7 は NEI モデルと CIE モデルに含まれる Ni L 輝線の本数をリスト化したものである。実際に全体のスペクトルに寄与をしてくれる $kTe = 1.72$ keV での emissivity が 10^{-18} (photons cm^3/s) 以上のものの数のみを表示している。CIE モデルでは $kTe = 1.72$ keV における Ion fraction を考慮している emissivity であるが、NEI についてはそれを考慮していない emissivity であることに注意する。

CIE モデルでは Li-like から Ne-like にかけて L 輝線が出ているが、NEI モデルでは C-like の輝線は含まれていないことが分かった。すなわち、少なくとも NEI モデルには C-like の欠落があることが分かった。

CIE モデルに比べて不足している輝線のエネルギーは $E = 1.154$ 、1.510、1.669 keV であった。これは 3C 397 のスペクトルフィットで残差として表現した輝線のエネルギーと統計誤差の範囲内で一致する。また、その強度も NEI モデルに不足している輝線であると考えて説明できる (これら Ni L 輝線についての詳細は appendix で述べる)。

したがって、3C 397 の全体のスペクトルは星間吸収を受けた熱的プラズマ 3 つで再現できた。このとき、最後に加えた低温の NEI モデルはイオン化タイムスケールが $\tau \sim 1.0 \times 10^{-13}$ s cm^{-3} と大きく、ほとんど CIE 状態であった。この 2-NEI + 1-CIE モデルのベストフィットパラメータを図 5.8 に示す。これ以降、高電離な NEI プラズマを NEI 1、低電離な NEI プラズマを NEI 2 と呼ぶこととする。

表 5.7: NEI モデルと CIE モデルに含まれる Ni L 輝線の数。

Ion	NEI	CIE
He-like	0	0
Li-like	10	4
Be-like	10	4
B-like	29	12
C-like	0	17
N-like	53	17
O-like	53	13
F-like	31	6
Ne-like	14	1

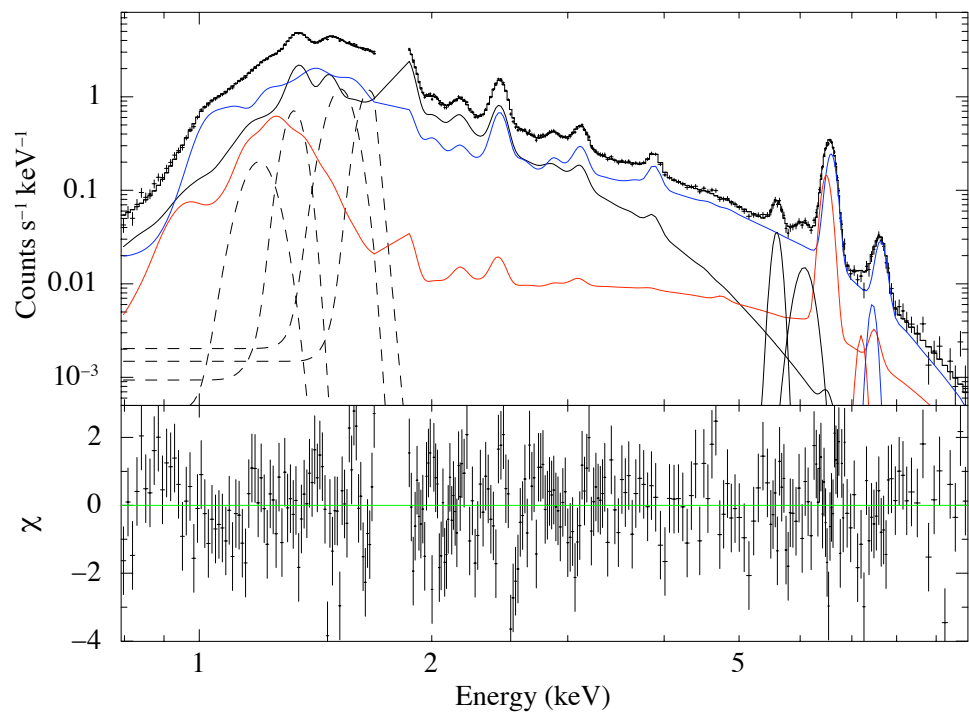


図 5.10: 2-NEI + 1-CIE プラズマモデルのフィット結果。赤が高温低電離、青が低温高電離のプラズマを示す。4本の点線の Gaussian はフィット残差を改善させるために現象論的に入れたものである。

表 5.8: 2-NEI + 1-CIE プラズマモデルにおけるベストフィットパラメータ

	NEI 1	NEI 2	CIE
$N_H (\times 10^{22} \text{cm}^{-2})$		$2.37^{+0.03}_{-0.03}$	
kT_e (keV)	$1.86^{+0.08}_{-0.12}$	$4.85^{+0.18}_{-0.22}$	$0.53^{+0.2}_{-0.3}$
$n_e t$ (10^{10}s/cm^{-3})	$10.5^{+1.1}_{-0.2}$	$1.69^{+0.16}_{-0.07}$	–
Ne (solar)	$2.84^{+3.32}_{-2.46}$	1 (fix)	1 (fix)
Mg (solar)	$5.07^{+1.00}_{-0.77}$	1 (fix)	1 (fix)
Si (solar)	$0.85^{+0.18}_{-0.16}$	1 (fix)	1 (fix)
S (solar)	$1.69^{+0.18}_{-0.19}$	1 (fix)	1 (fix)
Ar (solar)	$1.89^{+0.30}_{-0.37}$	1 (fix)	1 (fix)
Ca (solar)	$2.61^{+0.66}_{-0.41}$	1 (fix)	1 (fix)
Fe (solar)	$5.69^{+1.55}_{-0.94}$	$48.4^{+27.7}_{-13.1}$	1 (fix)
Ni (solar)	$56.4^{+5.3}_{-7.8}$	$73.1^{+6.7}_{-5.3}$	1 (fix)
norm	$1.66^{+0.40}_{-0.74} \times 10^{-2}$	$8.10^{+9.4}_{-4.6} \times 10^{-4}$	$0.121^{+0.015}_{-0.013}$
	E (keV)	σ (eV)	*Flux
Gaussian 1	$1.145^{+0.013}_{-0.013}$	40^{+17}_{-11}	70^{+8}_{-8}
Gaussian 2	$1.340^{+0.006}_{-0.012}$	11 (<28)	28^{+5}_{-6}
Gaussian 3	$1.543^{+0.014}_{-0.017}$	13 (<31)	25^{+3}_{-3}
Gaussian 4	$1.674^{+0.021}_{-0.014}$	0 (<24)	$6.0^{+0.6}_{-0.6}$
χ^2/dof	850/572 = 1.49		

*単位は $\times 10^{-3} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$

5.4 Cr Mn アバundance

モデルフィッティングによって Mg から Fe までの元素のアバundanceを求めることができたが、Cr と Mn はプラズマモデルに含まれていないため個別に計算する必要がある。そこで我々は現行のプラズマモデルにおける Ar、Ca、Fe、Ni の $K\alpha$ 輝線の emissivity ϵ を計算し、そこから Cr、Mn の ϵ の値を推定した。図??に NEI 1 における Fe に対する相対 emissivity ϵ と原子番号のプロットを示す。

このように、Ar から Ni までは ϵ を原子番号 Z に対する指数関数で近似できることがわかる。このプロットを $\epsilon(Z) = a e^{bZ}$ でフィッティングしたところ、二つのプラズマ成分においてどちらも $\epsilon \propto 0.83^Z$ の関係を満たすことがわかった。

この ϵ の Z 依存性と表 5.8 における各輝線フラックスから、SNR 全体における Fe に対する Cr と Mn の相対アバundanceを求めると、 $Z_{\text{Cr}}/Z_{\text{Fe}} = 4.7(4.0-5.2)$ 、 $Z_{\text{Mn}}/Z_{\text{Fe}} = 8.1(7.0-9.7)$ となった。

ベストフィットモデルにおける二つの NEI プラズマは非常に高い Cr、Mn、Ni アバundanceをもち、このことから ejecta 由来のプラズマであると考えられる。一方、CIE プラズマは全ての元素アバundanceが 1 solar で説明できることから、ISM 由来のプラズマであろう。

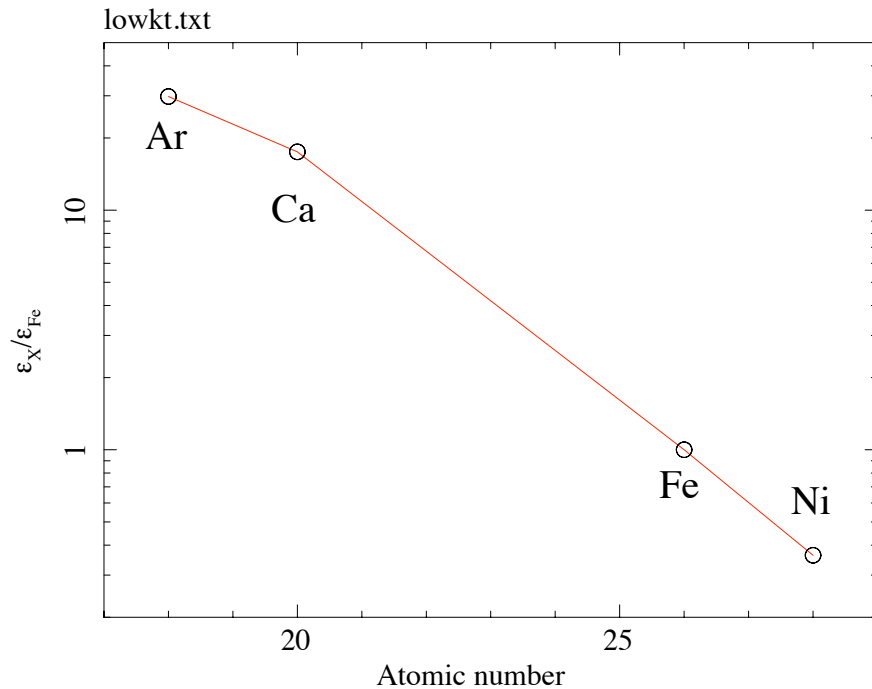


図 5.11: NEI1 プラズマにおける原子番号と emissivity ϵ の関係。各元素の ϵ は Fe に対する相対値。

5.5 空間分布

3C 397 のスペクトルは二つの電離度の異なる ejecta 由来の NEI プラズマを必要としていた。このような電離度の違う 2 成分 ejecta のモデルは SN 1006 (Uchida et al., 2013)、Tycho (Yamaguchi et al., 2014) などで確認されている。SN 1006 と Tycho はどちらもきれいなシェル型をしており、反跳衝撃波の到達時間の違いにより SNR の内側で低電離になっていることが知られている。

一方 3C 397 の場合は、きれいなシェル型ではなく東西に明るい不規則な形をしているため、図 5.1 のように領域を East と West に分けて電離状態の傾向を調べることにする。これらのスペクトルを図 5.12、5.13 にそれぞれ示す。

また、Fe のバンドを見ると SNR を東西に走る Jet 状の構造も見える。そこで、この領域を Jet とし、その上下を South と North 領域として南北方向への傾向も調べる (5.2)。これらの Jet、North、South のスペクトルを図 5.14、5.15、5.16 にそれぞれ示す。

これらの領域のスペクトルを見ると、South でのみ明らかに ~ 4.7 keV に構造があることがわかる。East 領域にも同じエネルギーに構造があるようにも見え、その他 Jet、North、West では構造があるかははっきりしない。

このエネルギー範囲にある輝線としては Ca $K\beta$ や Ti $K\alpha$ が候補として挙げられる。新しく発見した輝線の起源を調べるためには 4.7 keV 輝線のエネルギーとフラックス、および Ca の電離状態を知る必要がある。そこで我々は 4.3 章で用いたような現象論的なモデルを用いて各領域のスペクトルのフィットを行った。フィッティングは ejecta 成分が主である 3.0–10.0 keV のバンドで行った。その結果、South 領域での輝線のエネルギーは $E = 4.68$ keV であり、有意度は $\sim 3.2\sigma$ であることがわかった (図 5.17)。South 以外の領域では輝線がはっきりとはわからないため、中心エネルギーを South と同じ 4.68 keV に固定してフラックスの上限を見積もった。そのフィッティング結果を表 5.9 と 5.10 に示す。

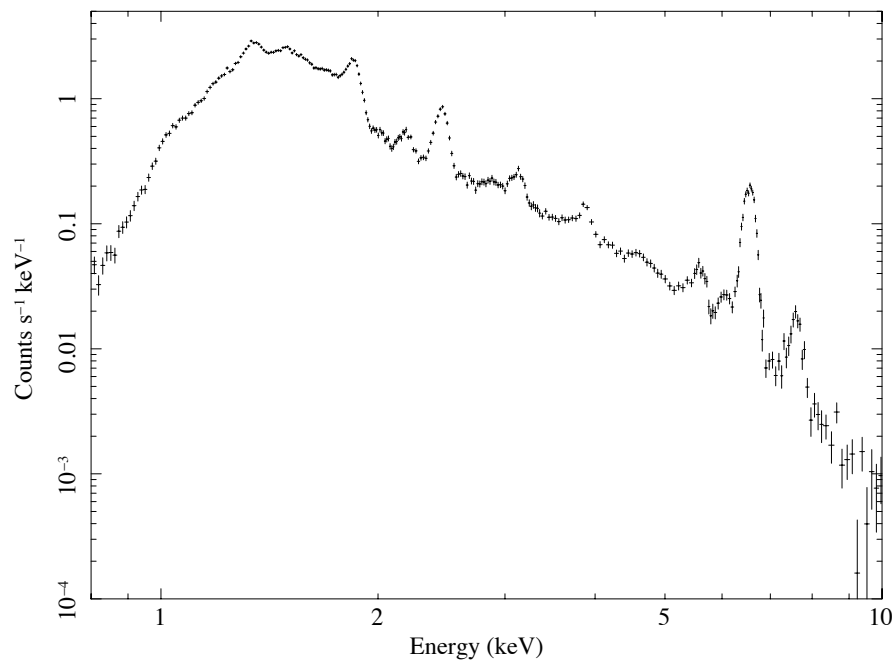


図 5.12: East 領域のスペクトル。

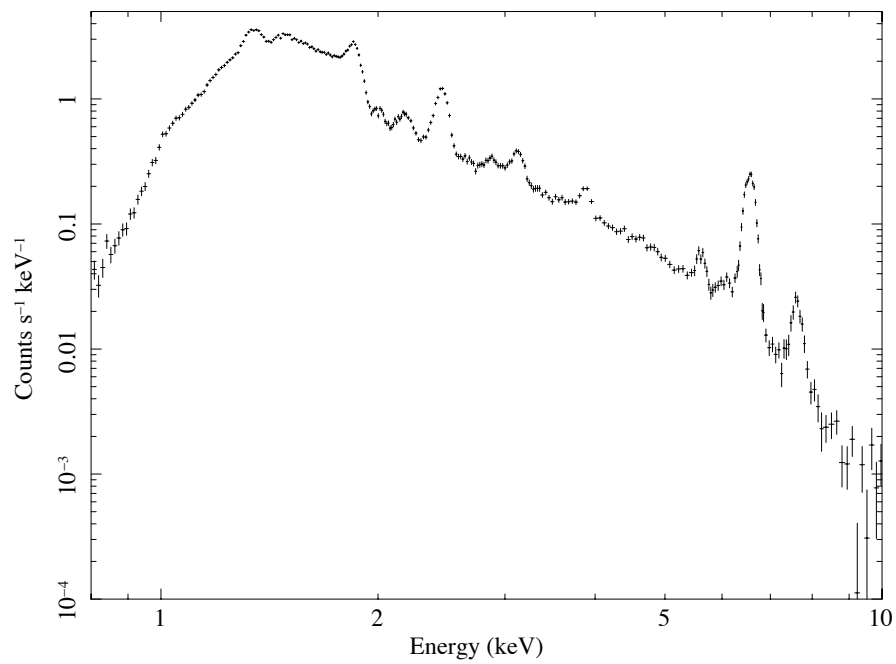


図 5.13: West 領域スペクトル。

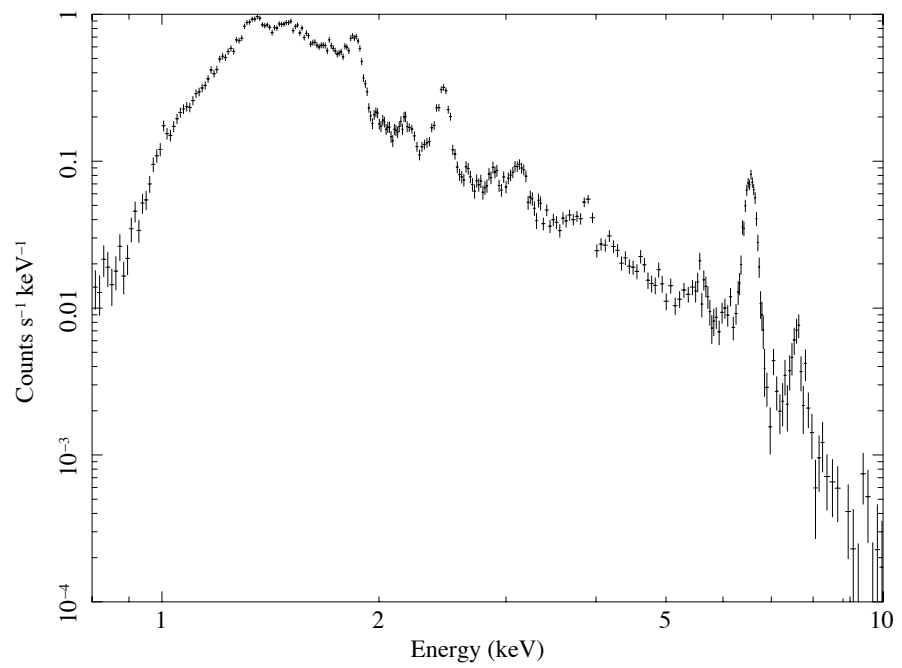


図 5.14: Jet 領域のスペクトル。

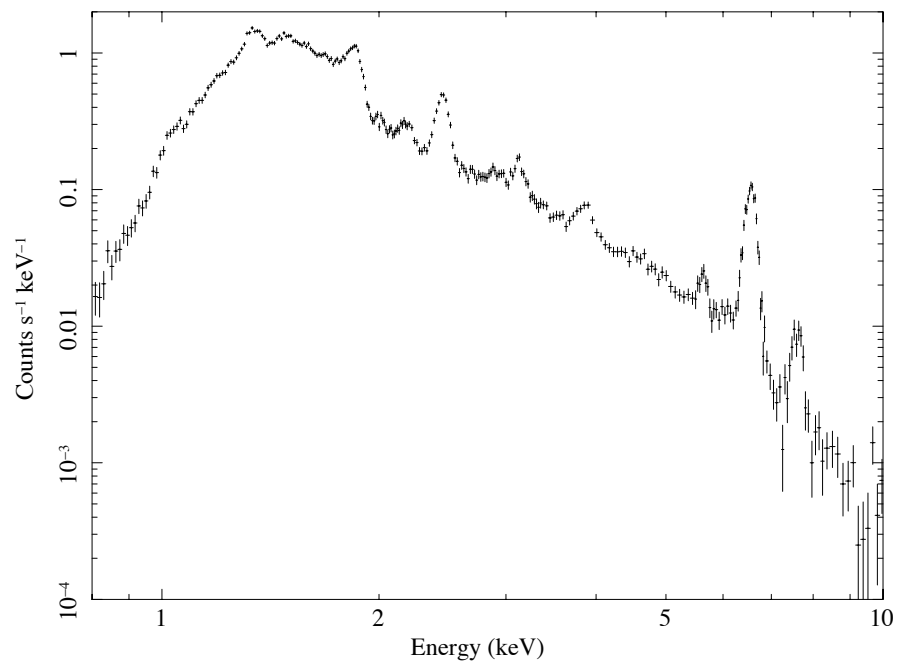


図 5.15: North 領域のスペクトル。

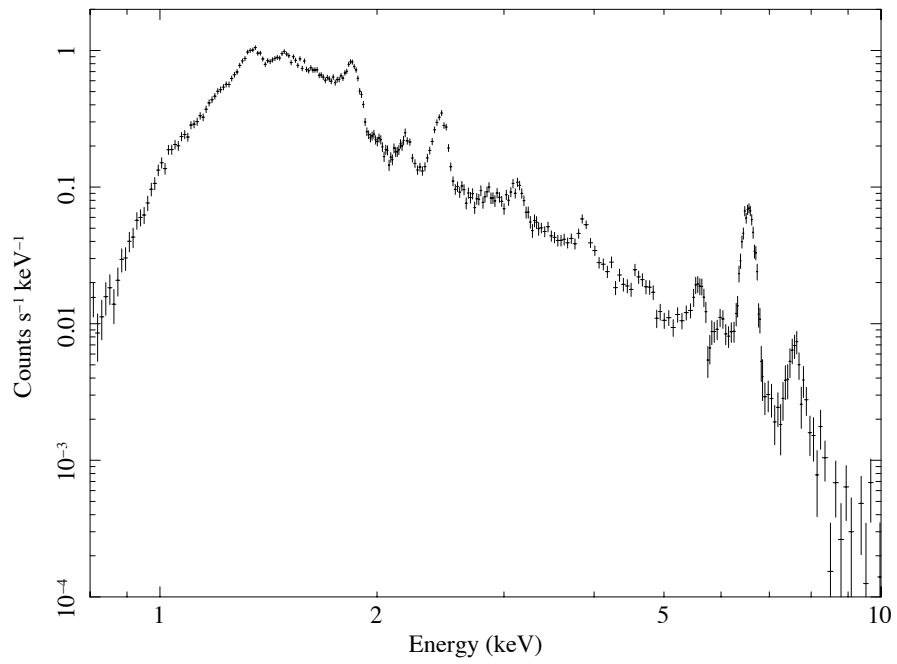


図 5.16: South 領域のスペクトル。

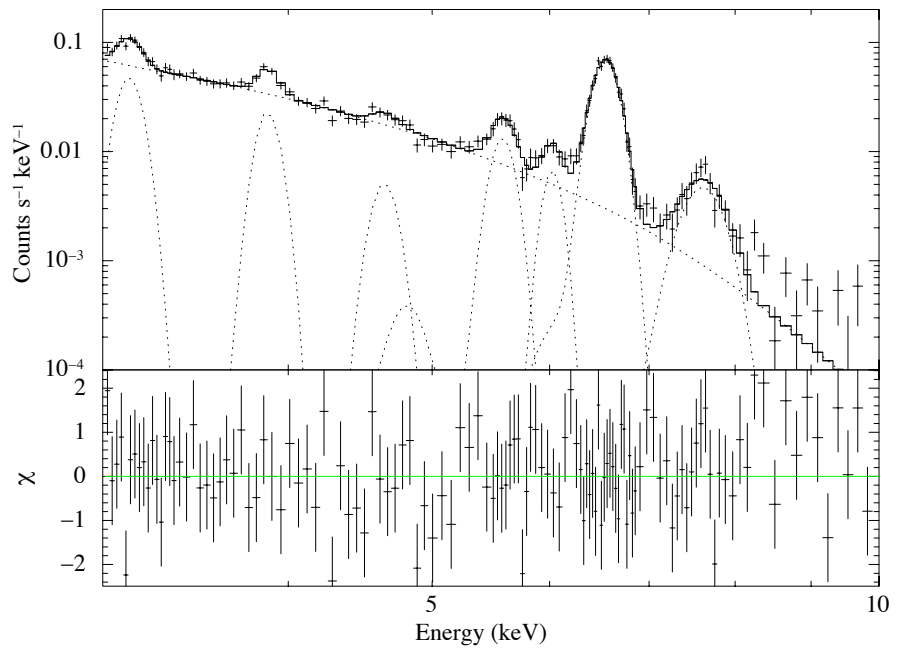


図 5.17: South 領域での現象論的フィット結果。

表 5.9: Jet、North、South 領域における各輝線のパラメータ。

	Jet	North	South
Ar $K\alpha$ E (keV)	$3.11^{+0.02}_{-0.02}$	$3.13^{+0.01}_{-0.01}$	$3.14^{+0.01}_{-0.02}$
EW (keV)	$0.17^{+0.05}_{-0.03}$	$0.21^{+0.04}_{-0.03}$	$0.16^{+0.04}_{-0.06}$
Ca $K\alpha$ E (keV)	$3.89^{+0.02}_{-0.01}$	$3.87^{+0.02}_{-0.02}$	$3.89^{+0.01}_{-0.02}$
EW (keV)	$0.11^{+0.02}_{-0.03}$	$0.08^{+0.02}_{-0.02}$	$0.12^{+0.02}_{-0.03}$
Cr $K\alpha$ E (keV)	$5.58^{+0.05}_{-0.05}$	$5.62^{+0.03}_{-0.03}$	$5.54^{+0.03}_{-0.03}$
EW (keV)	$0.25^{+0.11}_{-0.08}$	$0.18^{+0.06}_{-0.04}$	$0.46^{+0.19}_{-0.13}$
Mn $K\alpha$ E (keV)	$6.11^{+0.13}_{-0.06}$	$6.10^{+0.05}_{-0.04}$	$6.04^{+0.04}_{-0.05}$
EW (keV)	$0.12^{+0.10}_{-0.06}$	$0.15^{+0.08}_{-0.05}$	$0.34^{+0.15}_{-0.07}$
Fe $K\alpha$ E (keV)	$6.558^{+0.007}_{-0.007}$	$6.564^{+0.007}_{-0.005}$	$6.554^{+0.007}_{-0.007}$
EW (keV)	$5.783^{+0.308}_{-0.342}$	$5.296^{+0.266}_{-0.233}$	$8.174^{+0.524}_{-0.458}$
Ni $K\alpha$ E (keV)	$7.62^{+0.03}_{-0.03}$	$7.62^{+0.04}_{-0.03}$	$7.55^{+0.05}_{-0.06}$
EW (keV)	$1.50^{+0.37}_{-0.36}$	$1.18^{+0.30}_{-0.28}$	$3.43^{+1.38}_{-0.77}$
New identified line			
E (keV)	4.68 (fix)	4.68 (fix)	$4.68^{+0.06}_{-0.05}$
EW (keV)	(<0.037)	(<0.026)	$0.08^{+0.04}_{-0.04}$

表 5.10: East、West 領域における各輝線のパラメータ。

	East	West
Ar $K\alpha$ E (keV)	$3.12^{+0.01}_{-0.02}$	$3.13^{+0.01}_{-0.01}$
EW (keV)	$0.19^{+0.03}_{-0.04}$	$0.18^{+0.02}_{-0.02}$
Ca $K\alpha$ E (keV)	$3.87^{+0.02}_{-0.01}$	$3.88^{+0.01}_{-0.01}$
EW (keV)	$0.09^{+0.02}_{-0.01}$	$0.09^{+0.01}_{-0.01}$
Cr $K\alpha$ E (keV)	$5.57^{+0.03}_{-0.02}$	$5.60^{+0.02}_{-0.02}$
EW (keV)	$0.20^{+0.05}_{-0.04}$	$0.18^{+0.03}_{-0.03}$
Mn $K\alpha$ E (keV)	$6.08^{+0.07}_{-0.04}$	$6.08^{+0.04}_{-0.03}$
EW (keV)	$0.17^{+0.09}_{-0.06}$	$0.18^{+0.06}_{-0.04}$
Fe $K\alpha$ E (keV)	$6.550^{+0.005}_{-0.004}$	$6.557^{+0.004}_{-0.003}$
EW (keV)	$5.679^{+0.221}_{-0.193}$	$5.329^{+0.157}_{-0.140}$
Ni $K\alpha$ E (keV)	$7.62^{+0.04}_{-0.03}$	$7.62^{+0.03}_{-0.02}$
EW (keV)	$1.85^{+0.34}_{-0.32}$	$1.79^{+0.21}_{-0.22}$
New identified line		
E (keV)	4.68 (fix)	4.68 (fix)
EW (keV)	(<0.031)	(<0.022)

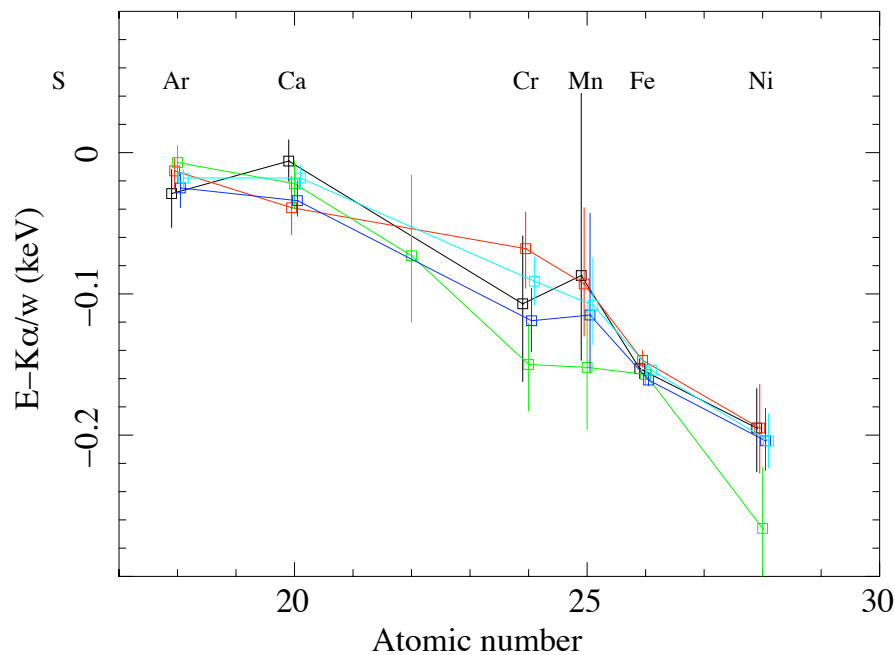


図 5.18: 各領域における $K\alpha$ 輝線中心の He-like 共鳴輝線からのずれ。黒が Jet、赤が North、緑が South、青が East、水色が West 領域を表す。

各領域に関して Ar、Ca、Cr、Mn、Fe、Ni 輝線中心の He-like $K\alpha$ の共鳴輝線からのエネルギーの差および等価幅をプロットしたものを図 5.18、図 5.19 に示す。

図 5.19 を見ると、Ar と Ca の等価幅はいずれの領域でもエラーの範囲で一致しているのに対し、Cr、Mn、Fe、Ni は South 領域で明らかに大きいことがわかる。図 5.18 では Cr、Mn、Ni の輝線中心が South では少し低い傾向にあるが、エラーの範囲で重なっている。最も統計の高い Fe においては 10 eV 以下のエラー範囲でエネルギーが一致しており、Chandra で報告されたような空間的な大きな電離状態の違い ($\Delta E(\text{Fe}) \sim 50 \text{ eV}$) は見られない。

4.7 keV の輝線については、前に述べたように Ca $K\beta$ 、 $K\gamma$ 、もしくは Ti $K\alpha$ が候補として挙げられる。South 領域における Ca $K\alpha$ 輝線のエネルギーは 3.89 eV であり He-like Ca $K\alpha$ のエネルギーと一致している。したがって、He-like Ca $K\beta$ や $K\gamma$ 輝線が 4.68 keV の候補として挙げられる。しかし、AtomDB によると He-like Ca $K\beta$ は 4.58 keV、He-like Ca $K\gamma$ は 4.82 keV であり、新しく発見された輝線とエネルギーが一致しない。

また、Ca $K\alpha$ に対する 4.68 keV 輝線のフラックス比は South 領域において ~ 26 (14–39)% と非常に大きい。NEI プラズマコードを用いてベストフィットの温度での Ca $K\beta/K\alpha$ フラックス比を計算したところ、これは約 6% であり、 $K\gamma$ 以降の輝線のフラックスを足し合わせても 8% にしかならないことがわかった。したがって、この輝線は Ca $K\beta$ や $K\gamma$ ではなく、Ti $K\alpha$ からの放射が主であることがわかった。中性の Ti $K\alpha$ エネルギーは 4.51 keV、He-like の Ti $K\alpha$ は 4.74 keV であるため、この Ti は電離度の低いイオンからの放射であり、したがって ejecta に由来するものと考えられる。Ti 輝線は今までどの SNR でも検出されておらず、我々は初めて SNR の ejecta からの Ti 輝線の兆候を得た。

Ti の原子番号は 22 であり、Cr、Mn と同様の方法で Fe に対する相対アバundanceを求

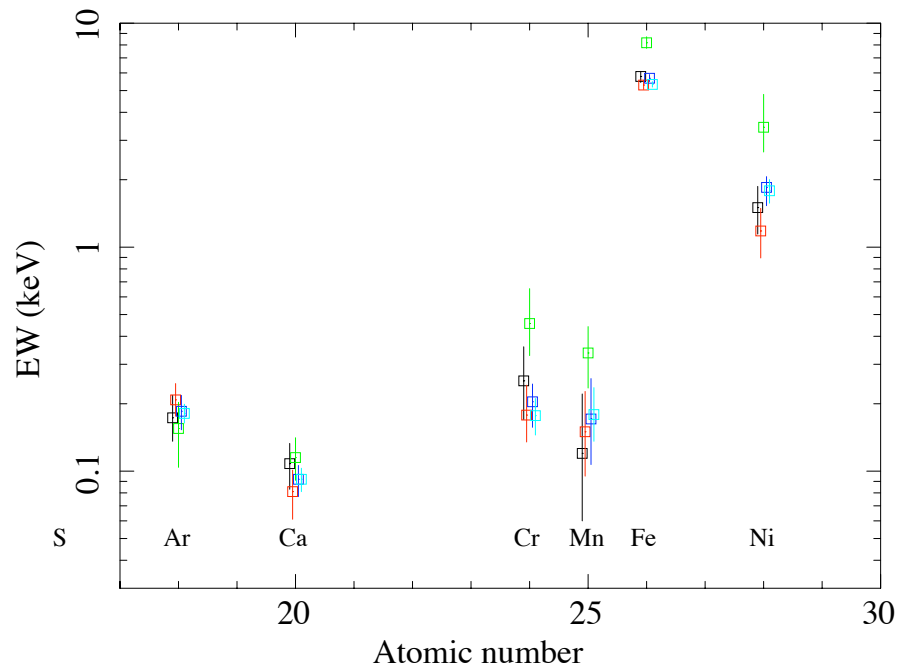


図 5.19: 各領域における $K\alpha$ 輝線等価幅。黒が Jet、赤が North、緑が South、青が East、水色が West 領域を表す。

めることができる。Ar、Ca、Fe、Ni の内挿から emissivity を推定したところ、Ti 輝線の見えている South 領域においては、 $Z_{\text{Ti south}}/Z_{\text{Fe south}} = 6.6$ (3.3–9.9) であることがわかった。これはあくまで South 領域におけるアバンダンスであり、ここから SNR 全体における Ti アバンダンスの下限を推定する。

South 領域の形は厚み $0.975'$ 、半径 $1.88'$ の円盤形を仮定してあり、ここから SNR 全体の 27.5% の体積を占めていると推定される。Ti は South 領域にのみ存在し、SNR の表面輝度は一様であるという仮定のもと考えると、Fe に対する相対アバンダンスは $Z_{\text{Ti}}/Z_{\text{Fe}} \geq 3.3 \times 0.275 = 0.91$ と推定できる。

Ti のシグナルは微弱であるが、それでも Fe と同程度かそれ以上のアバンダンスで、太陽組成よりも大きい値であると考えられる。

第6章 議論

6.1 物理パラメータ

前章のフィッティングで得られたパラメータから 3C 397 の各物理パラメータを推定する。

6.1.1 距離

SNR までの距離は星間吸収から求めることができる。水素の柱密度 N_{H} と赤外線 Ks バンドの減光量 A_{K_s} には

$$N_{\text{H}} = 1.64 \times 10^{22} \times A_{K_s} \quad (6.1)$$

という関係式が成り立つ (Allen's astrophysical quantities, 2000)。Marshall et al. (2006) による三次元的な減光と距離の研究によると、3C 397 に近い観測点 ($l = 41.25$, $b = -0.1$) における A_{K_s} と距離の関係は図 6.1 のように表される。

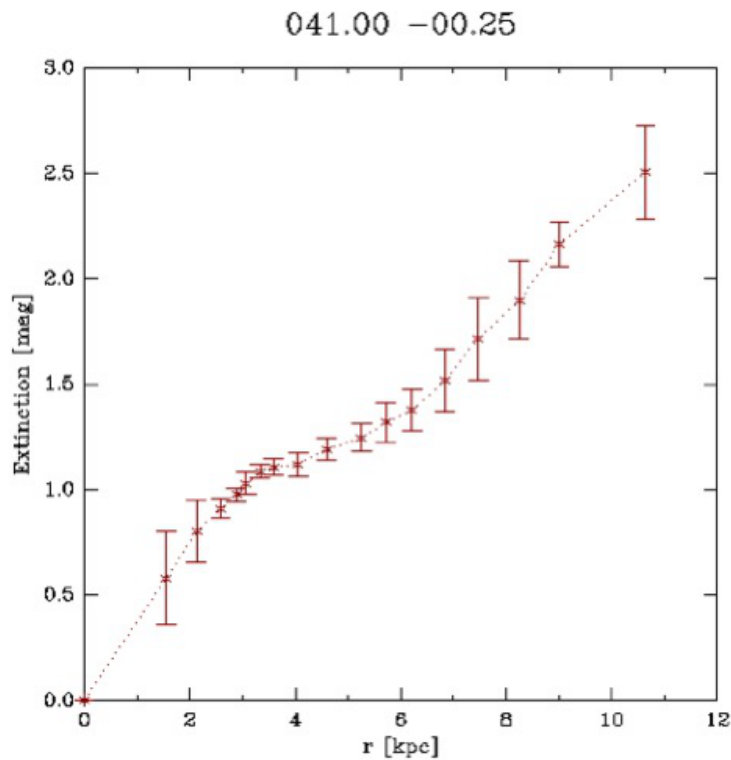


図 6.1: ($l = 41.25$, $b = -0.1$) における A_{K_s} と距離の関係 (Marshall et al., 2006)。

全バンドフィットで得られた 3C 397 の吸収から A_{Ks} を推定すると $A_{Ks} = 1.56$ であるため、ここから、3C 397 までの距離は ~ 7 kpc と推定される。

これは相互作用している分子雲の速度から求めた値 (10.1–10.5 kpc : Jiang et al., 2010) よりも小さいが、 H_I 吸収による値 (6.4–12.8 kpc : Caswell et al., 1975) とはコンシステントである。以降、SNR までの距離を $d = 7.0 \times d_7$ kpc とスケールする。

6.1.2 密度と質量

プラズマにおける水素の個数密度 n_H は norm、体積 V 、距離 d を用いて

$$n_H = 10^7 \left(\frac{4\pi d^2 \text{norm}}{R_e V} \right)^{0.5} \quad (6.2)$$

と書き表せる。ここで、 R_e は水素に対する電子の個数比であるが、太陽組成のプラズマにおいてはおよそ $R_e \sim 1.2$ である。

本来、 V は実際のプラズマの体積であるべきだが、イメージングからは見かけの体積しか求まらない。そこで、体積充填率 f ($0 < f < 1$) を用いて体積を $V \rightarrow fV$ と書き換える。 f は各プラズマ成分に対して定義されており、三つのプラズマの体積充填率の和は 1 を越えない ($0 < f_1 + f_2 + f_{CIE} < 1$)。3C397 の見かけの体積を短軸 1.5、長軸 2.5 のラグビーボール型と仮定すると、密度は ejecta 1、2 のプラズマに対して、それぞれ $n_1 = 0.38/\sqrt{d_7 f_1}$ 、 $n_2 = 0.094/\sqrt{d_7 f_2}$ となる。これに体積 Vf と水素の質量 m_p をかけると質量を求められ、 $M_1 = 1.78\sqrt{d_7^3 f_1} M_\odot$ 、 $M_2 = 0.35\sqrt{d_7^3 f_2} M_\odot$ となる。この結果は距離と体積の不定性が大きく、また質量も ejecta 全体の質量ではなく光っている部分の質量であるため、親星の正確な質量を求めることは難しい。仮に距離の不定性を 1.5 倍程度とし、体積充填率は $0.1 < f_1, f_2 < 0.5$ と考えると、ejecta 由来のプラズマ質量は $0.25 \sim 4.14 M_\odot$ となる。したがって、比較的低質量の星 ($\leq 10 M_\odot$) の重力崩壊型か、Ia 型超新星であった可能性がある。

6.1.3 年齢

球対称な SNR のモデルである Sedov 解を使うと、SNR の半径と温度から年齢を求めることができる。3C 397 はシェル型ではなく歪な形をしているが、半径を 5 pc と仮定して Sedov 解を適用する。前章で求めた ISM 温度 0.53 keV を用いて式 (2.4)、(2.5)、(2.6) を解くと、 $t = 3000$ yr となることがわかった。

これ以外にも、イオン化タイムスケールをプラズマ密度で割ることで SNR の年齢をおおよそ推定することもできる。この方法を使えば、ejecta1 に対して $t_1 \sim 8700\sqrt{d_7 f_1}$ yr、ejecta2 に対して $t_2 \sim 6400\sqrt{d_7 f_2}$ yr と求められる。ただし、この方法で求められるのは爆発からの時間ではなくプラズマが加熱され始めてからの経過時間であることに注意する。

どちらの計算方法でも、3C 397 は年齢 10000 yr 以下の若い超新星残骸であると示唆される。

6.2 空間分布

3C 397 を東西南北に分割した解析によると、Fe 周辺の元素輝線の等価幅は南側で大きくなっていることがわかった。一方、Fe の電離状態はどの領域でも大きな差がないこと

も判明した。このことから、等価幅の違いは空間的なプラズマの電離状態の違いに起因するものではなく、単純に南側に元素が偏っているものとかんがえられる。このことから、やはり 3C 397 では非対称な爆発が起こり、中心元素が南方に偏ったものと考えられる。しかしながら、これは Jiang et al. (2010) の Fe 等価幅は東西に伸びた領域で大きいという主張と矛盾する。

この違いは連続成分の見積もりかたの違いによるものと考えられる。Jiang et al. (2010) は連続成分の見積もりに 6.00–6.25 keV と 6.95–7.20 keV バンドのフラックスを使用している。このため、Mn 輝線の分連続成分のレベルを見誤った可能性がある。一方我々は 3.0–10.0 keV の広いバンドを用い、Cr、Mn、Ni の輝線を考慮して連続成分のレベルを見積もったため、より正確な等価幅を調べることができたと考えられる。

SNR におけるこのような空間的な元素の偏りは SN 1006(Ia) などでも見られている (Uchida et al., 2013)。こちらでは O や Ne などの軽い元素は SNR 中に様に分布しているのに対し、Si や Ar、Fe などの重い元素は南に偏っていることが分かっている。これは超新星の非対称な爆発によるものだと考えられている。一方 3C 397 の場合は Ar、Ca までは一様な分布をしているものの、Fe や Ni などより中心部で合成される元素のみで非一様性が見えている。もしも 3C 397 が Ia 型起源であるならば、標準光源であるはずの Ia 型超新星も ejecta の偏り方の度合いにばらつきがあることが示唆される。

6.3 アバundanceパターン

SNR のアバundanceパターンは親星での元素組成や爆発のタイプを反映する非常に重要なファクターである。我々は前章において、二つの ejecta 由来の NEI プラズマのアバundanceを求めたが、この二つのアバundanceを足すことで親星全体での元素の組成を導き出すことができる。アバundanceを足す際、以下の二つの条件を仮定としておいた。

- 1) 二つのプラズマの体積は同じとする。
- 2) 低電離なプラズマの Ne–Ca アバundanceは 1 とする。

この仮定のもとに Ne から Ni までの元素のアバundanceパターンをプロットしたものが図 6.2 である。比較として、Ia 型での元素合成モデル (Iwamoto et al., 1999) と $15M_{\odot}$ 、 $30M_{\odot}$ の重力崩壊型でのモデル (Woosley & Weaver, 1995) も同様にプロットしている。

3C 397 は非常に高い Fe-peak 元素アバundanceをもち、これは一般的に Ia 型の特徴とされる。しかし、図 6.2 を見ると Si に対する Fe-peak 元素は Ia 型の理論モデルよりもはるかに大きいことがわかる。また、Mg のアバundanceは Si よりも大きく、この部分も Ia 型の予測と一致しない。

3C 397 のアバundanceパターンは既存の Ia 型、重力崩壊型のモデルとも一致せず、ここから 3C 397 の爆発のタイプを制限するのは難しいと思われる。

6.4 Ni/Fe 比

3C 397 における Ni/Fe アバundance比は ~ 5 倍と非常に大きい。この値を Ni が見つかった他の SNR と比較する。Ni 輝線が見つかった SNR には Kepler(Ia)、Tycho(Ia)、Cassiopeia A(CC)、W49B(CC) などがあり、この中で実際にアバundanceや質量が調べられているのは Kepler(Park et al., 2013) と W49B(Ozawa et al., 2009) のみである。3C 397 とこの二つの SNR における Fe/Ni 質量比を太陽組成比較したものを図 6.3 に示す。

3C 397 の Ni/Fe 質量比は Ni の発見された SNR の中でも特に大きいことがわかる。

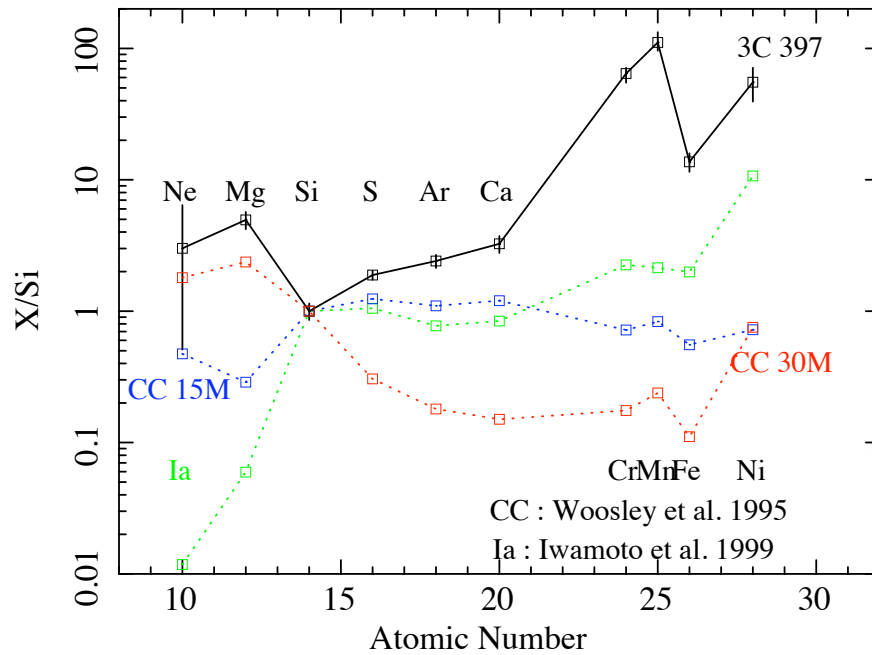


図 6.2: Ejecta 成分の Si に対する相対アバンドンス (黒)。Ia 型のモデル (緑点線) と $15 M_{\odot}$ (青点線) と $30 M_{\odot}$ (赤点線) の重力崩壊型のモデルも共に示す。

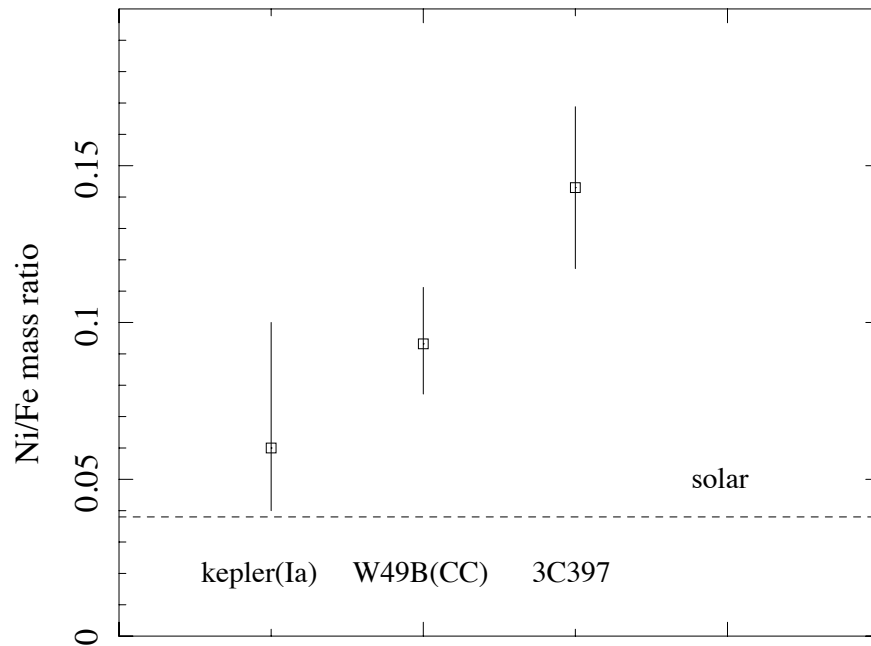


図 6.3: Kepler、W49B、3C 397 における Ni/Fe 質量比の比較。

Ia 型超新星では、爆発モデルの違いによって Ni/Fe 比が変わることが考えられている。Ia 型の代表的な元素合成モデルの一つに W7 モデル (Nomoto et al., 1984) がある。W7 は、中心での爆発的核融合の起こっている領域が音速以上の速さで伝わり、それが衝撃波となり親星を吹き飛ばす描像であった。このモデルは超新星における Fe 以下の元素組成をうまく説明できたが、衝撃波の立っている時間が長く、Ni/Fe 比が太陽組成よりも大きくなってしまふという問題点があった。この問題点を解決するために、最初は音速以下の速度で核融合が広がるが、後に音速以上を越える Delayed Detonation Transition (DDT : Khokhlov, 1991) モデルが提唱されるようになった。このモデルは太陽組成の Ni/Fe 比をうまく説明できるため、次第に W7 モデルに変わり主流となった。実際に、Ia 型超新星起源である Kepler (Park et al., 2013) の Ni/Fe 質量比 (= 0.06) も DDT モデルの予想 ($M_{\text{Ni/Fe}} = 0.04 \sim 0.1$ solar) に近い値となっている。

しかし、3C 397 の Ni/Fe 比は DDT モデルの予想よりも遥かに大きく、むしろ W7 モデルの予想 ($M_{\text{Ni/Fe}} = 0.15 \sim 0.2$) に近い。もしも 3C 397 が Ia 型起源であるならば、DDT モデルだけでなく W7 モデルのような爆発も起こりうる可能性があり、標準光源と考えられた Ia 型超新星にも爆発モデルによる多様性があることが示唆される。

次に、重力崩壊型超新星において Ni が多くなる理由を考える。重力崩壊型において、Ni は玉ねぎ構造により Fe よりも内側で合成されると考えられている。そのため、完全に球対称な爆発を考えると中心にできるコンパクト天体に Ni が多く取り込まれてしまい、観測される Ni/Fe は大きくなる。したがって、重力崩壊型超新星で Ni/Fe を大きくするためには、非対称な運動により中心部でできた Ni を外側へ運び出す必要がある。

3C 397 が重力崩壊型であるならば、爆発時にこのような非対称的な運動が起こっていたことが考えられる。実際に、3C 397 では南側で鉄族元素の等価幅が大きく、非対称な爆発が起こった兆候が見られている。

3C 397 は CCO が未発見であり、質量やアバダンスパターンからも爆発のタイプに制限をかけることは難しい。しかしながら、そのアバダンスは今までに見つかっているや理論予測とも一致せず、3C 397 は今までにないタイプの超新星残骸である可能性がある。

付録A Ni L輝線モデル

4章の解析において、Mg周辺のバンドでいくつか輝線状の残差が見つかった。ベストフィットのモデルではNiのアバundanceが非常に大きいため、残差はNiのL輝線に起因する可能性がある。その検証のため、CIEモデルとNEIモデルにおけるNiのL輝線の比較をおこなった。その結果を図A.1に示す。ここではいずれのモデルもプラズマ温度 $kT_e = 1.35$ keV にしている。これはベストフィットモデルのNEI 1プラズマと同様にB-like、C-like、N-likeイオンの比率を大きくするためである。また、NEIモデルのイオン化タイムスケールは、CIEモデルとの比較のために $n_e t = 1 \times 10^{13}$ s/cm³ にしている。星間吸収はベストフィットモデルと同様に $N_H = 2.37 \times 10^{22}$ /cm² とした。

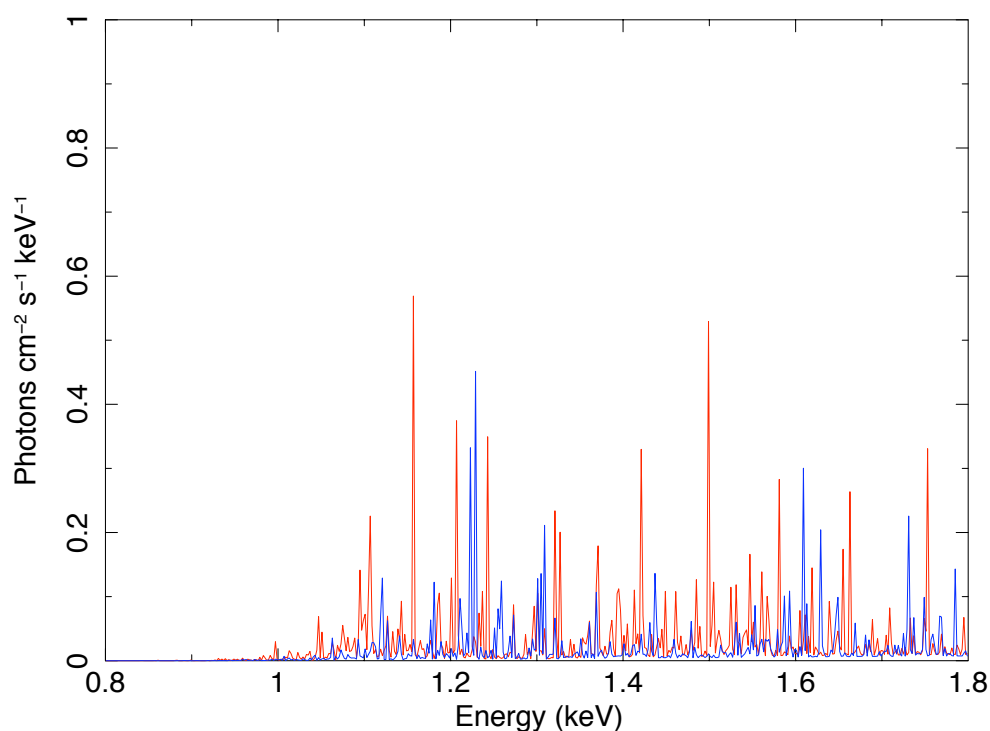


図 A.1: $kT_e=1.35$ keV のときの CIE モデル (赤) と NEI モデル (青) の Ni L 輝線の比較。

この図を見ると、明らかにNEIモデル(青)には複数の輝線が足りていないことがわかる。例えばCIEモデルの1.15 keV、1.5 keVの強い輝線がNEIモデルでは出ておらず、1.32 keV、1.66 keV、1.75 keVにも違いが見られる。(解析時にはSi-edge周辺(1.76-1.86 keV)は除いているため、1.75 keVの残差は解析には影響を与えない。)

このCIEモデルとNEIの違いの原因を探るため、我々はNEIモデルのコードの中身を調べた。図A.1、A.2にそれぞれのモデルで主要なNi L輝線をリストアップしている。このリストはNe-likeからHe-likeまでのNi L輝線のうち、Emissivityが大きいもの ($\geq 1 \times 10^{-18}$

cm³/s)のみを載せている。遷移の upper level と lower level は Atomic Database を参照する (<http://www.atomdb.org/index.php>)。

これらの図を見ると、NEI モデルには C-like ($z=22$) の輝線だけが全く含まれていないことが判明した。一方、その他のイオン (B-like、N-like など) は NEI モデルにも多数の輝線が含まれているのがわかる。

表 A.2: NEI モデルにおける Ni の代表的な輝線。

z	Energy (keV)	*Emissivity (photons cm ³ /s)	Upper level	Lower level	z	Energy (keV)	*Emissivity (photons cm ³ /s)	Upper level	Lower level
18	1.134	1.49E-18	39	1	21	1.022	1.03E-18	18	2
18	1.186	3.37E-17	71	1	21	1.122	1.62E-17	60	1
18	1.173	2.97E-17	59	1	21	1.121	2.51E-18	59	1
18	1.307	3.25E-18	131	1	21	1.142	2.40E-18	75	1
18	1.292	9.51E-18	118	1	21	1.438	2.45E-18	309	1
18	1.278	1.31E-17	93	1	21	1.038	3.61E-18	17	1
18	1.424	1.18E-18	245	1	21	1.098	1.70E-18	39	1
18	1.349	3.66E-18	181	1	21	1.077	1.59E-18	39	2
18	1.335	6.71E-18	155	1	21	1.108	2.88E-18	45	1
18	1.384	2.19E-18	231	1	21	1.121	3.96E-17	58	1
18	1.369	4.44E-18	205	1	21	1.093	1.96E-18	50	2
18	1.039	3.33E-18	31	1	21	1.141	4.99E-18	72	1
18	1.044	2.53E-17	33	1	21	1.438	4.27E-18	306	1
18	1.097	2.61E-18	37	1	21	1.586	1.15E-18	592	1
19	1.002	6.08E-18	58	2	21	1.094	1.67E-18	58	3
19	1.007	1.75E-17	52	1	21	1.044	7.64E-18	19	1
19	1.017	1.39E-18	58	1	21	1.107	3.16E-18	63	2
19	1.080	2.09E-18	73	1	21	1.110	1.21E-17	48	1
19	1.268	2.85E-18	176	1	21	1.101	9.16E-18	42	1
19	1.001	9.78E-18	57	2	21	1.081	2.07E-18	42	2
19	1.256	1.47E-18	181	2	21	1.114	1.01E-17	51	1
19	1.254	1.23E-18	178	2	21	1.093	5.78E-18	51	2
19	1.016	3.16E-18	57	1	21	1.119	3.29E-17	56	1
19	1.012	4.73E-17	55	1	21	1.141	6.51E-18	73	1
19	1.078	3.21E-18	72	1	21	1.121	1.04E-18	73	2
19	1.072	2.63E-18	69	1	21	1.224	2.09E-18	159	1
19	1.246	4.66E-18	137	1	21	1.431	2.84E-18	300	1
19	1.269	4.73E-18	178	1	21	1.437	2.54E-18	305	1
19	1.365	1.95E-18	231	1	21	1.421	1.88E-18	286	1
19	1.388	1.22E-18	326	1	21	1.479	1.17E-18	364	1
19	1.013	8.71E-17	56	1	21	1.018	1.94E-18	19	3
19	1.008	7.77E-18	53	1	21	1.088	1.06E-18	51	3
19	1.029	5.33E-18	59	1	21	1.093	5.77E-18	56	3
19	1.068	2.71E-18	67	1	21	1.061	1.78E-18	110	8
19	1.080	3.79E-18	74	1	21	1.069	1.18E-18	116	8
19	1.074	5.11E-18	70	1	21	1.060	1.74E-18	109	8

19	1.122	1.76E-18	90	1	21	1.072	1.62E-18	116	7
19	1.258	9.30E-18	164	1	21	1.063	2.30E-18	109	7
19	1.269	5.75E-18	180	1	21	1.003	4.34E-18	49	6
19	1.247	9.08E-18	138	1	21	1.007	1.17E-17	54	6
19	1.361	1.20E-18	221	1	21	1.081	1.03E-18	116	6
19	1.376	2.79E-18	276	1	21	1.063	4.07E-18	107	7
19	1.388	1.26E-18	328	1	21	1.140	1.77E-18	194	7
19	1.365	3.82E-18	232	1	21	1.073	2.68E-18	107	6
19	1.015	1.04E-18	108	3	21	1.074	9.16E-18	111	6
20	1.044	1.41E-18	61	2	21	1.151	1.43E-18	196	6
20	1.051	1.01E-18	67	2	21	1.105	2.85E-18	196	10
20	1.031	1.00E-18	52	2	21	1.385	1.21E-18	376	6
20	1.052	1.80E-18	72	3	21	1.082	1.85E-18	46	3
20	1.067	1.66E-17	74	1	21	1.105	2.16E-18	66	3
20	1.043	4.81E-18	74	4	23	1.174	1.15E-18	16	1
20	1.061	1.43E-18	67	1	23	1.255	4.77E-18	30	1
20	1.036	1.17E-18	67	4	23	1.157	2.34E-18	16	2
20	1.111	2.15E-18	104	1	23	1.076	3.20E-18	17	8
20	1.353	2.13E-18	292	1	23	1.110	5.92E-18	23	8
20	1.052	3.86E-18	71	3	23	1.093	4.05E-18	17	6
20	1.025	2.89E-18	50	3	23	1.128	1.49E-17	23	6
20	1.063	2.02E-18	79	3	23	1.157	2.69E-18	45	8
20	1.047	8.10E-18	65	3	23	1.176	1.12E-18	55	8
20	1.031	2.37E-18	43	1	23	1.174	1.56E-18	45	6
20	1.051	2.81E-18	56	1	23	1.094	1.30E-18	18	7
20	1.064	2.93E-17	71	1	23	1.229	4.07E-17	21	1
20	1.038	4.25E-18	50	1	23	1.251	2.15E-18	28	1
20	1.051	1.32E-18	79	4	23	1.259	8.80E-18	32	1
20	1.060	4.10E-18	65	1	23	1.610	4.42E-18	72	1
20	1.041	2.79E-18	73	4	23	1.649	1.21E-18	86	1
20	1.112	3.82E-18	106	1	23	1.785	1.27E-18	151	1
20	1.351	5.05E-18	288	1	23	1.212	7.55E-18	21	2
20	1.484	1.45E-18	532	1	23	1.251	1.09E-18	37	2
20	1.031	3.31E-18	44	1	23	1.213	4.26E-18	22	2
20	1.054	2.24E-18	59	1	23	1.204	1.10E-18	38	4
20	1.029	1.18E-18	59	4	23	1.220	3.32E-18	49	4
20	1.053	1.00E-17	57	1	23	1.178	6.92E-18	49	6
20	1.063	6.45E-17	68	1	23	1.211	2.53E-18	41	4
20	1.039	1.23E-18	68	4	23	1.190	1.42E-18	66	10
20	1.042	2.53E-17	53	1	23	1.188	2.04E-18	54	6
20	1.071	7.31E-18	76	1	23	1.553	1.26E-18	99	6
20	1.046	1.00E-17	76	4	23	1.185	1.97E-18	54	7
20	1.084	2.84E-18	87	1	23	1.201	1.23E-18	39	5
20	1.104	6.21E-18	97	1	24	1.181	1.85E-17	12	5
20	1.111	4.59E-18	105	1	24	1.613	1.34E-18	48	5

20	1.176	1.58E-18	159	1	24	1.213	1.01E-18	11	4
20	1.345	2.71E-18	276	1	24	1.305	9.36E-18	13	1
20	1.351	4.84E-18	286	1	24	1.310	1.42E-17	15	1
20	1.328	8.65E-18	243	1	24	1.209	1.40E-18	46	10
20	1.478	1.04E-18	491	1	24	1.732	2.50E-18	52	1
20	1.459	3.58E-18	432	1	24	1.269	1.81E-18	18	3
20	1.483	1.08E-18	529	1	24	1.223	3.24E-17	20	5
20	1.014	1.41E-18	147	7	24	1.629	2.78E-18	56	5
20	1.023	1.15E-18	147	6	24	1.256	3.10E-18	19	4
20	1.015	1.36E-18	148	7	25	1.296	3.05E-18	4	2
20	1.005	1.86E-18	117	6	25	1.274	6.59E-18	4	3
20	1.024	2.88E-18	148	6	25	1.362	4.14E-18	5	1
20	1.022	3.70E-18	145	6	25	1.369	7.67E-18	6	1
20	1.020	1.52E-18	143	6	25	1.321	6.82E-18	7	2
20	1.030	1.54E-18	152	6	25	1.299	1.34E-18	7	3
20	1.016	1.19E-18	131	6	25	1.301	1.22E-17	8	3
20	1.080	1.88E-18	189	6	25	1.737	1.15E-18	9	3
21	1.084	1.89E-18	60	4	25	1.818	1.60E-18	11	1
21	1.083	2.64E-18	59	4	25	1.749	1.71E-18	13	3
21	1.028	2.85E-18	16	1					

* $kT_e = 1.72$ keV のときの値。

二つのモデルを比較すると、同じ遷移の輝線でもエネルギーが異なっていることがわかる。例えば $z = 24$ 、upper level = 13、lower level = 1 の輝線を比較すると、CIE モデルでは 1.321 keV、NEI モデルでは 1.305 keV と 16 eV の違いがある。一方 emissivity はどの輝線も ~ 数% 程度の違いしかない。そこで、すざく衛星でのエネルギー分解能 (~100 eV)、観測時間 (174 ks) においてこの二つのモデルの違いがどの程度フィッティングに影響を及ぼすかを検討する。

そこでまず、C-like 輝線が二つの NEI プラズマのうちどちらに起因しているかを調べるために、表 5.8 のベストフィットパラメータにおけるイオン分布を SPEX software (Kaastra et al., 1996) を用いて調べた。結果を表 A に示す。

表を見ると C-like イオンは NEI 1 プラズマでは 30% 以上を占めるが、NEI 2 では 1.7% しかない。そのため、Ni L 輝線はほとんど高電離なプラズマから出ているものと考えられる。

次に、NEI モデルで欠けている C-like Ni L のエネルギーとフラックスを推定する。そのためにまず Ni 以外の元素を含まない CIE モデルのシミュレーションスペクトルを作る。このとき CIE モデルの温度、アバundance、norm はそれぞれ 1CIE+2NEI モデルにおける NEI 1 プラズマのベストフィットの値である $kT_e = 1.86$ keV、 $Z(\text{Ni}) = 50$ solar、 $\text{norm} = 0.0166 \text{ cm}^{-5}$ とした。そのスペクトルを同じ温度、アバundance、norm の NEI モデルでフィットし、そのときの残差を Gaussian でフィットして、欠けている輝線のパラメータを求める。C-like Ni L 輝線には多数の輝線が存在するが、NEI と CIE モデルの差は現象論的には 4 本の Gaussian で再現できることがわかった。そのときのフィット結果と Gaussian のパラメータを図 A.2、表 A.4 に示す。

$kT_e = 1.8$ keV、 $n_e t = 1.05 \times 10^{11} \text{ s/cm}^3$ の NEI プラズマにおける C-like イオンの割合は 31.7% であるが、1.8 keV の CIE プラズマでは 1.05% しかない。そこで、イオンの割合の補正のためにフラックスを $31.7/1.05 = 30$ 倍にした値を計算した (表 A.4)。すると、べ

表 A.1: CIE モデルにおける Ni の代表的な輝線。

z	Energy (keV)	*Emissivity (photons cm ³ /s)	Upper level	Lower level	z	Energy (keV)	*Emissivity (photons cm ³ /s)	Upper level	Lower level
18	1.243	3.388E-17	71	1	22	1.1566	7.793E-17	40	1
19	1.044	1.775E-17	52	1	22	1.1856	6.785E-18	58	1
19	1.022	1.213E-17	40	1	22	1.4997	9.322E-18	248	1
19	1.047	4.806E-17	55	1	22	1.6622	2.681E-18	460	1
19	1.037	3.444E-17	49	1	22	1.1430	1.402E-17	40	2
19	1.048	8.851E-17	56	1	22	1.1764	2.773E-18	60	2
19	1.024	2.587E-17	41	1	22	1.0698	3.582E-18	22	3
20	1.102	1.707E-17	74	1	22	1.1403	3.034E-18	37	2
20	1.077	8.312E-18	65	3	22	1.0137	1.359E-17	28	7
20	1.010	7.910E-18	13	1	22	1.0442	2.886E-18	39	7
20	1.098	3.017E-17	71	1	22	1.0517	1.691E-17	42	7
20	1.395	5.160E-18	288	1	22	1.0615	2.401E-18	82	13
20	1.016	1.886E-17	15	1	22	1.1654	2.316E-18	144	7
20	1.087	1.031E-17	57	1	22	1.1079	1.030E-17	83	7
20	1.096	6.652E-17	68	1	22	1.1249	3.249E-18	149	13
20	1.075	2.606E-17	53	1	22	1.4482	2.354E-18	296	7
20	1.103	7.530E-18	76	1	22	1.1331	3.874E-18	36	3
20	1.077	1.030E-17	76	4	23	1.2325	4.777E-18	30	1
20	1.139	6.366E-18	97	1	23	1.0598	3.266E-18	17	8
20	1.371	8.847E-18	243	1	23	1.0939	5.923E-18	23	8
21	1.016	3.469E-18	16	1	23	1.0737	4.134E-18	17	6
21	1.109	1.664E-17	60	1	23	1.1077	1.488E-17	23	6
21	1.026	3.715E-18	17	1	23	1.2066	4.086E-17	21	1
21	1.108	4.066E-17	58	1	23	1.2367	8.814E-18	32	1
21	1.128	5.129E-18	72	1	23	1.5806	4.490E-18	72	1
21	1.422	4.397E-18	306	1	23	1.1862	7.583E-18	21	2
21	1.032	7.863E-18	19	1	23	1.1876	4.497E-18	22	2
21	1.095	3.253E-18	63	2	23	1.1944	3.329E-18	49	4
21	1.097	1.240E-17	48	1	23	1.1569	6.929E-18	49	6
21	1.088	9.664E-18	42	1	24	1.2014	1.903E-17	12	5
21	1.101	1.041E-17	51	1	24	1.3206	9.711E-18	13	1
21	1.081	5.938E-18	51	2	24	1.3276	1.463E-17	15	1
21	1.106	3.378E-17	56	1	24	1.2437	3.341E-17	20	5
21	1.128	6.692E-18	73	1	25	1.2724	5.472E-18	4	3
21	1.080	5.924E-18	56	3	25	1.3686	7.297E-18	6	1
21	1.050	4.186E-18	107	7	25	1.3212	5.722E-18	7	2
21	1.063	9.412E-18	111	6	25	1.3013	1.028E-17	8	3

* $kT_e = 1.72$ keV のときの値。

Ion	NEI 1	NEI 2
He-like	-	-
Li-like	0.021	-
Be-like	0.113	-
B-like	0.263	-
C-like	0.317	0.017
N-like	0.206	0.081
O-like	0.067	0.228
F-like	0.011	0.363
Ne-like	-	0.283

表 A.3: NEI 1 と NEI 2 における Ni の電離状態の存在割合。存在量が 1% 以上のイオンのみを示している。

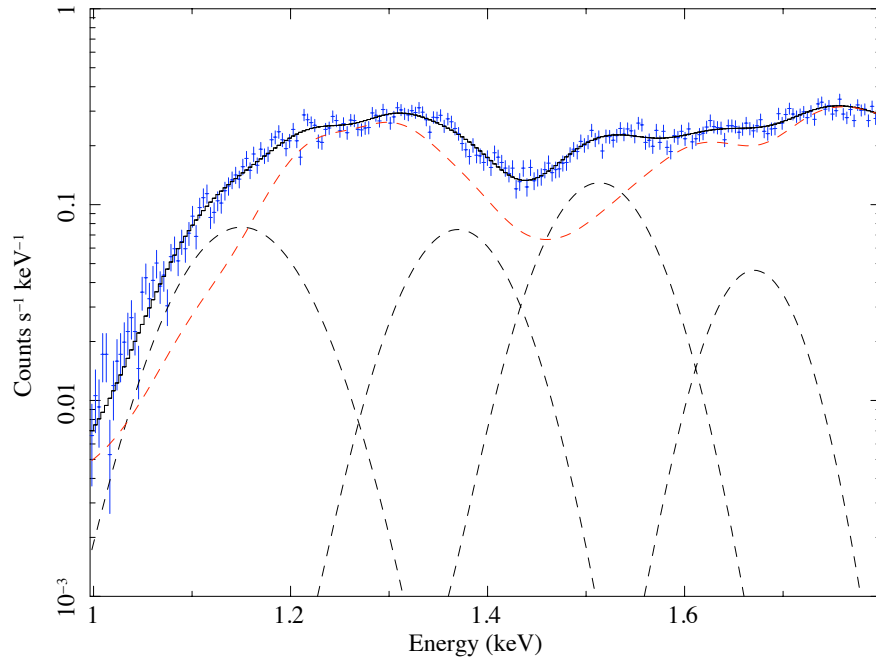


図 A.2: CIE プラズマ (青点) と NEI (赤点線) の Ni L 輝線の違い。NEI モデルに欠けている Ni L 輝線は Gaussian で埋め合わせている。

表 A.4: 残差をフィットした Gaussian のパラメータ。

	E (keV)	σ (eV)	*Flux	*Flux ($\times 30$)
Gaussian 1	1.154	20	4.70	141
Gaussian 2	1.361	36	1.03	31.0
Gaussian 3	1.510	27	0.72	21.6
Gaussian 4	1.669	0	0.14	4.2

* 単位は 10^{-3} photons s^{-1} cm^{-2}

ストフィットモデルに加えた Gaussian のフラックス (表 5.8) と同程度となった。

NEI モデルと CIE モデルにおけるスペクトルの違いはほとんどが C-like イオンの欠落によるものであり、エネルギーと emissivity による違いは衛星の分解能によりほとんど見えていないと考えられる。

謝辞

本論文を作成するにあたり、数々の人達にお世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げます。

鶴教授には学生生活全般に関してお世話になりました。「理論の正しさを検証するよりも、今までの理論に当てはまらないことを見つけるほうが面白い」とおっしゃっていたことは非常に心に残っています。教室主任という忙しい立場ながら多くのコメントをいただき、非常に感謝しています。

小山名誉教授には、かなり手厳しいコメントばかりいただいてばかりでした。「論文を書くことを意識して解析しろ」とは口酸っぱく言われ、自分もそのように意識していたつもりでしたが、至らない部分が多々あり申し訳ありませんでした。解析部分では一番アドバイスを

信川特定助教は研究の最初から最後まで面倒を見ていただきました。解析のしかたから、学会発表、論文の書き方までいろいろな方面で多くのアドバイスをいただきました。研究のスケジュールリングなども僕以上に熱心に考えていただきました。信川さんがいなければ、絶対にこの論文は書き上がらなかったと思っています。

田中助教には学会発表の練習の際に非常にお世話になり、発表に望む態度や内容構成についてアドバイスをいただきました。限られた時間の中で自分のやったことを最大限伝える方法は、研究だけでなく社会生活でも役に立つ技術だと思えます。

内田助教からはSNRに関する基礎知識をいろいろ教えていただきました。SNRに関する多くの論文はサイエンス的にも論文の書き方という面でも多いに参考にさせていただきました。

同期の八隅くんには精神面で非常に支えられました。周囲に厳しいコメントをもらっても、彼の明るい性格で気持ちを持ち直すことが多かったと思えます。一緒に昼食を食べたり、学会に行ったり、楽しい思い出も多く、どちらも欠けることなく卒業できてよかったです。

宇宙物理学教室の前田准教授には研究結果についてのコメントや物理的解釈をいただき、参考になりました。また、超新星および超新星残骸に関する特別講義はレビューを書く際に非常に勉強になりました。

本研究室のOBである静岡大の内山秀樹氏にも解析ミーティングや学会などでコメントをいただきました。

最後になりますが、私を支えてくれた家族、友人、知人にも感謝を申し上げます。ありがとうございました。

関連図書

- Anders, E. and Grevesse, N., 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197-214
- Arnaud, K. ,A. 1996, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 101, 17
- Becker, R. H. and Markert, T. and Donahue, M., 1985, *ApJ*, 296, 461-468
- Brickhouse, N. S. and Dupree, A. K. and Edgar, R. J. and Liedahl, D. A. and Drake, S. A. and White, N. E. and Singh, K. P., 2000, *ApJ*, 530, 387-402
- Caswell, J. L., Murray, J. D., Roger, R. S., Cole, D. J., & Cooke, D. J. 1975, *A&A*, 45, 239
- Edge, D. O. and Shakeshaft, J. R. and McAdam, W. B. and Baldwin, J. E. and Archer, S., 1959, *MmRAS*, 68, 37-60
- Green, D. A., 2009, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 37, 45-61
- Hayato, A., et al., 2010, *ApJ*, 725, 894-903
- Ishisaki, Y., et al., 2007, *PASJ*, 59, 113
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., Kishimoto, N., Umeda, H., Hix, W. R., Thielemann, F., 1999, *ApJS*, 125, 439
- Jiang, B. and Chen, Y. and Wang, J. and Su, Y. and Zhou, X. and Safi-Harb, S. and DeLaney, T., 2010, *ApJ*, 712, 1147-1156
- Jiang, B. and Chen, Y. 2010, *Science in China*, 53, 267-270
- Kaastra, J. S., Mewe, R., & Nieuwenhuijzen, H. 1996, *UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas*, 411
- Kelley, R et al., 2007 *PASJ*, 59, 77-112
- Khokhlov, A. M, 1991, *A&A*, 245, 114-128
- Koyama, K., et al. 2007, *PASJ*, 59, 23
- Kushino, A. and Ishisaki, Y. and Morita, U. and Yamasaki, N. Y. and Ishida, M. and Ohashi, T. and Ueda, Y., 2002, *PASJ*, 54, 327-352
- Maeda, K. and Nomoto, K., 2003, *ApJ*, 598, 1163-1200

- Marshall, D. J. and Robin, A. C. and Reyle, C. and Schultheis, M. and Picaud, S., 2006, *A&A*, 453, 635-651
- Masai, K., 1984, *Ap&SS98*, 367-395
- Mitsuda, K., et al. 2007, *PASJ*, 59, 1
- Nomoto, K. and Thielemann, F.-K. and Yokoi, K., 1984 *ApJ*, 286, 644-658
- Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., Masai, K., & Tamagawa, T. 2009, *ApJ*, 706, L71
- Park, S., et al. 2013, *ApJ*, 767, L10
- Safi-Harb, S. and Petre, R. and Arnaud, K. A. and Keohane, J. W. and Borkowski, K. J. and Dyer, K. K. and Reynolds, S. P. and Hughes, J. P., 2000, *ApJ*, 545, 922-938
- Safi-Harb, S. and Dubner, G. and Petre, R. and Holt, S. S. and Durouchoux, P., 2005, *ApJ*, 618, 321-338
- Serlemitsos, P. J., et al. 2007, *PASJ*, 59, 9
- Takahashi, K et al., 2007, *PASJ*, 59, 35-51
- Tawa, N. et al., 2008, *PASJ60*, 11
- Uchida, H. and Yamaguchi, H. and Koyama, K., 2013, *ApJ*, 771, 56,
- Uchiyama, H et al., 2009, *PASJ*, 61, 9
- Webbink, R. F., 1984 *ApJ*, 277, 355-360
- Whelan, J. and Iben, Jr., I., 1973, *ApJ*, 186, 1007-1014
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- Yamaguchi, H. and Koyama, K. and Katsuda, S. and Nakajima, H. and Hughes, J. P. and Bamba, A. and Hiraga, J. S. and Mori, K. and Ozaki, M. and Tsuru, T. G., 2008, *PASJ*, 60, 141
- Yamaguchi, H., et al. 2014, *ApJ*, 780, 136
- Yamaguchi, H., Tanaka, M., Maeda, K., Slane, P. O., Foster, A., Smith, R. K., Katsuda, S., & Yoshii, R. 2012, *ApJ*, 749, 137
- Yang, X. J. and Tsunemi, H. and Lu, F. J. and Li, A. and Xiang, F. Y. and Xiao, H. P. and Zhong, J. X., 2013, *ApJ*, 766, 44
- 小澤 碧. 京都大学 博士論文 (2009)
- 東海林雅之. 大阪大学 修士論文 (2005)
- 山下 朗子. 東京大学 修士論文 (1995)

「すざく」ファーストステップガイド第 4.0.3 版 (Process Version 2.1-2.3)

Allen, C. Clabon Walter. Allen's astrophysical quantities. Ed. Arthur N. Cox. Springer, 2000.