

X線天文衛星「すざく」による
超新星残骸 G350.1-0.3 と G349.7+0.2 の観測研究

八隅 真人

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27日

G350.1−0.3 と G349.7+0.2 は、天の川銀河内にある超新星残骸 (SNR) である。「Chandra」衛星や「XMM-Newton」衛星などの X 線天文衛星による観測が過去に行われており、どちらの SNR も分子雲と相互作用しており、かつ、爆発後に残る中性子星候補が見つまっていることから、重力崩壊型の SNR であることが示唆されている。しかしながら、X 線スペクトルの解析では、統計不足から爆発噴出物の元素組成を調べるだけの十分な解析が出来ていなかった。

そこで我々は、高いエネルギー分解能と低く時間的に安定したバックグラウンドという特徴を持つ「すざく」衛星を用いて、G350.1−0.3 と G349.7+0.2 の長時間観測 (それぞれ、70 ks と 160 ks) を行った。

観測した二つの SNR は、銀河面リッジ X 線放射 (GRXE) がバックグラウンドとして強く寄与するため、フィッティングの際にはその取り扱いには注意しなければならない。そこで我々は、過去に観測が行われ構築された GRXE のモデルを用いて、G350.1−0.3 と G349.7+0.2 のバックグラウンドを定量化した。その結果、どちらの SNR の X 線スペクトルからも、これまでに検出されていた Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe の K 輝線に加えて、Al と Ni の K 輝線を初めて発見した。特に Al に関しては、SNR の X 線観測全体の中でも G344.7−0.1 に次ぐ史上 2 例目の発見である。

さらに、いずれの X 線スペクトルも 1 成分のプラズマモデルでは再現する事が出来ず、低温の電離平衡プラズマモデルと、高温の電離非平衡プラズマモデルの二成分の足し合わせで再現されることが分かった。低温プラズマの重元素量は太陽組成と矛盾無く、SNR の衝撃波によって掃き集められた星間物質が由来であると解釈される。一方の高温プラズマは高い重元素量を示し、元の星の爆発噴出物が由来であることが分かった。得られた重元素量のパターンと理論モデルの比較から、2 つの SNR の親星の質量が、太陽の 15–25 倍の重力崩壊型爆発をしたことが示唆された。また、どちらの SNR に対しても Fe に対して異常に高い Ni のアバundance比 $Z_{\text{Ni}}/Z_{\text{Fe}} \sim 8$ を検出した。これだけの高いアバundance比は過去に観測された例は初めてである。この比は、対称爆発を仮定した理論モデルが予測する値 $Z_{\text{Ni}}/Z_{\text{Fe}} \sim 1 - 1.5$ では説明する事が出来ないことから、超新星の爆発が非対称であった可能性を示唆している。

さらに我々は、SNR と GRXE の星間吸収量を比較することで、G350.1−0.3 と G349.7+0.2 の距離をそれぞれ、 ~ 9 kpc、 ~ 12 kpc と算出した。導出したイジェクタの質量はどちらの SNR も、太陽の ~ 18 倍であり、重元素量のパターンから示唆される質量と、矛盾しない結果を得た。

目次

第1章	超新星爆発と超新星残骸	1
1.1	超新星にいたるまでの道筋	1
1.1.1	元素合成から見た星の進化	1
1.1.2	超新星爆発	3
1.1.3	合成された元素のアバundance	5
1.2	超新星残骸の進化	7
1.2.1	自由膨張期	7
1.2.2	断熱膨張期	8
1.2.3	放射冷却期	9
1.2.4	消滅期	10
第2章	電離過程と X 線放射	11
2.1	電離過程	11
2.2	プラズマからの X 線放射	12
2.2.1	輝線	12
2.2.2	制動放射	13
第3章	G350.1-0.3 と G349.7+0.2 の概観	15
3.1	G350.1-0.3 の先行研究	15
3.2	G349.7+0.2 の先行研究	18
3.3	すざく衛星による観測の動機	20
第4章	X 線天文衛星「すざく」	21
4.1	概観	21
4.2	X 線望遠鏡 XRT	23
4.3	X 線 CCD カメラ XIS	27
4.3.1	CCD 検出器	28
4.3.2	校正線源	28
4.3.3	SCI 機能	30
4.3.4	NXB	32
第5章	解析	35
5.1	観測とデータの処理	35
5.2	X 線イメージ	35
5.3	X 線スペクトル	36
5.4	バックグラウンドモデルの構築	36
5.4.1	銀河リッジ X 線放射	36
5.4.2	前景熱的放射	39

5.4.3	宇宙 X 線背景放射	39
5.4.4	バックグラウンドモデルでのフィッティング	39
5.5	スペクトルフィッティング	40
5.5.1	G350.1-0.3	43
5.5.2	G349.7+0.2	51
第 6 章	議論	53
6.1	プラズマの由来	53
6.2	Ni のアバンダンス	54
6.3	空間構造	55
6.4	超新星残骸までの距離と質量	55

第1章 超新星爆発と超新星残骸

1.1 超新星にいたるまでの道筋

1.1.1 元素合成から見た星の進化

恒星は、中心部で起こる原子核反応によって取り出されるエネルギーで重力を支えている。初め、水素の核融合反応によってより安定なヘリウムが合成されるが、中心の水素が消費され尽くすとエネルギー供給は止まり、星全体の重力収縮が起こる。その結果、内部温度が上昇し、ヘリウムが燃焼し初め、その後、重い元素が順に合成されていく。以下に、各元素の核融合反応について記述する。

水素燃焼

通常、陽子同士はクーロン力によって反発しているが、高密度の恒星内部ではクーロン障壁を超える事ができ、ヘリウムが合成される。水素燃焼には、おもに、太陽質量程度かそれ以下の主系列星で起こる pp チェイン反応と、大中質量主系列星でおこる CNO サイクルがある。

pp チェイン反応 pp チェインの第一段階では、2つの陽子が結合して重水素 ${}^2\text{H}$ となり、陽電子 e^+ とニュートリノ ν_e が放出される。



この反応は弱い相互作用に依存しているため、1個の陽子が重水素になるまではおよそ 10^9 年必要となり、pp チェインの進む速さはこの段階で決まっている。

その後、重水素は別の陽子と融合してヘリウムの同位体 ${}^3\text{He}$ を作る。



ここから先、ヘリウム 4 (${}^4\text{He}$) が生成される過程には温度によって3つの異なる分岐が存在し、低い温度で起こる順から、それぞれ pp1、pp2、pp3 と呼ばれている。

pp1 反応は、温度が $(0.8 - 1.4) \times 10^7$ K の低温で起こり、



上式によって、 ${}^4\text{He}$ が合成される。

pp2 反応は、温度が $(1.4 - 2.3) \times 10^7$ K の少し高い状態 (あるいは、 ${}^4\text{He}$ が周りに多い状態) で起こり、下式に従って ${}^4\text{He}$ が合成される。



さらに、 2.3×10^7 K 以上の高温では、 ${}^7\text{Be}$ の陽子捕獲が起こり、



以上の pp3 反応が起こる。

CNO サイクル あらかじめ、C、N、O などの元素が星に含まれているとすると、 1.8×10^7 K 以上の温度では、陽子捕獲と β^+ 崩壊を通じて最終的に ${}^4\text{He}$ を形成する。CNO サイクルは、重い原子核が関与するので、やや高い温度を必要とし、太陽よりも重い主系列星のエネルギー源となるとともに、巨星の水素核燃焼を担っている。

このサイクルは、



と表される。この中で最も遅い反応は、 ${}^{14}\text{N}$ の陽子捕獲反応なので、サイクルの進行はこの反応で決まる。温度が少し高いと、最後の反応から、



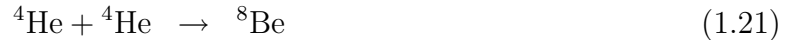
の分岐が起こりうる。この分岐比は 10^{-4} の程度でしかないが、もともと存在していた ${}^{16}\text{O}$ が ${}^{14}\text{N}$ をつくることにより、エネルギー生成率を高める効果を及ぼすという点で重要である。

ヘリウム燃焼

水素燃焼が進み水素が枯渇すると星は重力によって収縮し、内部の温度が上昇して、やがてヘリウムの核燃料が起こり始める。A=5 の安定な原子核は存在しないため、結局ヘリ

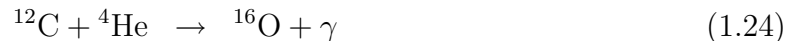
ウム同士での反応で次に進むことになるが、 $A=8$ の安定な原子核も存在しないため、三体反応で、 ^{12}C がつくられることになる。

ここでの反応は、



と書き表せ、 ^{12}C の励起状態 $^{12}\text{C}^*$ への共鳴反応を経ることになる。

^{12}C が形成された後は、ヘリウムも存在している状況では、



の反応が起こるが、 ^{16}O の共鳴状態は $^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$ のエネルギーよりわずかに低い位置にあるため、この反応の断面積には大きな不定性が有る。 ^{20}Ne には、有効な共鳴準位が存在しないので、ヘリウム燃焼は基本的に C と O までで終わる。

1.1.2 超新星爆発

太陽質量の 10 倍を超す大質量星ではヘリウム燃焼の後に、さらに順次、元素合成が行われ Fe 原子核の合成まで進む。Fe は 1 核子当たりの結合エネルギーが最大であるため、これ以上の核反応は起こらず、内部圧力は急激に下がる。その結果、重力崩壊型超新星を起こす。

一方、低質量の恒星では、上記のヘリウム燃焼後、炭素と酸素を核に持つ白色矮星となるが、連星系を形成している場合、伴星から質量をもらうことで、炭素と酸素の爆発的燃焼を起こし、核暴走型超新星 (Ia 型超新星) を起こすことがある。

大質量星の進化

ヘリウムの燃焼が終わると、星は収縮し、中心部はさらに高温高密度になる。比較的軽い星では、静かな燃焼が終了し白色矮星となるが、太陽質量の 10 倍を超す大質量星では、 6×10^8 K 程度の高温度になるので炭素燃焼により重い元素の合成



が起こる。

さらに 2×10^9 K 程度の高温度になると、酸素燃焼



および、Neの ${}^4\text{He}$ 捕獲反応



が起こる。さらに高温になると、 ${}^{24}\text{Mg}$ 、 ${}^{28}\text{Si}$ 、 ${}^{32}\text{S}$ の間の反応が進むより速く、光分解反応により、



が起こり、生じた ${}^4\text{He}$ の捕獲反応で、光子を放出しながら、 ${}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^{32}\text{S} \rightarrow {}^{36}\text{Ar} \rightarrow {}^{40}\text{Ca} \rightarrow {}^{44}\text{Ti} \rightarrow {}^{48}\text{Cr} \rightarrow {}^{52}\text{Fe} \rightarrow {}^{56}\text{Ni}$ と進む。 ${}^4\text{He}$ 捕獲以外に光分解での陽子や中性子放出とその逆反応、電子捕獲なども起こり、次第にい1核子当たりの質量欠損が最も大きい ${}^{56}\text{Fe}$ を中心に統計平衡に近づく。星の内部には、Feの中心核ができ、その周りには、順に軽い元素が層状に取り囲み、図1.1の様に玉ねぎ構造を形成する。

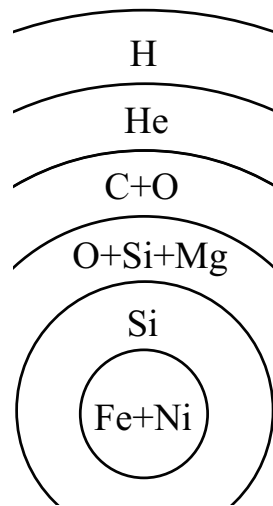
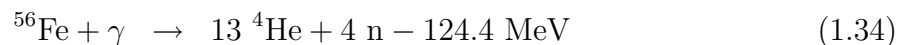


図 1.1: 大質量星の内部構造。中心に向かって重い元素が並んだ玉ねぎ構造を形成する。

Feの殻からはこれ以上熱を取り出せないため、外層の圧力により収縮し温度が上昇する。温度が $\sim 10^{10}\text{K}$ に達すると、Feは約0.1秒という短い間に光分解を起こし、以下の様にヘリウムと中性子に分解する。



この反応は、吸熱反応であるため、中心部の圧力が急激に減少し、重力崩壊を起こす。さらに中心部が高密度になると中性子の核を形成するようになり、中性子の縮退圧によって収縮は止まる。その後さらに落ち込んでくる外層が中心核表面で跳ね返され、外側に向かって強い衝撃波を生じ、ついには、外層を吹き飛ばして超新星爆発を起こす。

白色矮星の進化

大質量星より比較的軽い星は、C+Oコアの質量が炭素燃焼の起こる臨界質量 $1.07 M_{\odot}$ より小さい。そのために、炭素燃焼が起こる温度まで中心温度が上昇せず、やがて電子の

縮退圧によって星の重力を支える白色矮星を形成する。白色矮星が最終的に超新星爆発 (Ia 型超新星爆発) を引き起こすのに 2通りのメカニズムが考えられている。白色矮星が伴星と連星系を成し、伴星からのガスが降着して爆発に至る Single Degenerate 説がその一つである。ガスが降り積もることで、やがては重力を支えられるだけの限界のチャンドラセカル質量 ($\sim 1.4M_{\odot}$) を超えると、白色矮星の中心部は収縮してしまう。その過程で、中心の密度と温度が上昇して、炭素と酸素が爆発的に燃焼し、その核燃焼エネルギーが重力エネルギーを上回るために、超新星爆発を起こす。核融合反応では、約数秒という短い時間で鉄属の原子が合成される。

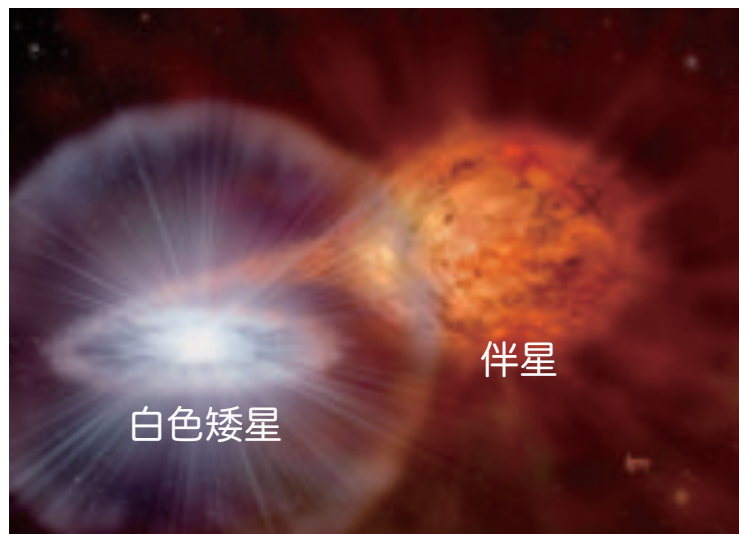


図 1.2: Single Degenerate 説のイメージ (<http://www.astronomynow.com/news/n1205/13whitedwarfsn/>の図を改変)。伴星からの物質が白色矮星に降着し超新星を起こす。

もうひとつのメカニズムが、白色矮星同士が合体して爆発を起こす、Double Degenerate 説である。連星系を成す白色矮星同士が合体し、そのときの質量がチャンドラセカル質量を超えていれば、重力を支えきれずに収縮し、中心の密度と温度が上昇して、炭素と酸素の爆発的核燃焼が起こり、Ia 型超新星を起こす。

どちらのメカニズムでも Ia 型超新星では、爆発的核燃焼によって大量の ^{56}Ni がつくられることが特徴である。その後、 ^{56}Ni は ^{56}Co に崩壊 (半減期: 6 日)、さらに、 ^{56}Co が ^{56}Fe へと壊変する (半減期: 77 日)。超新星の爆発直後を除けば光度はなだらかに減衰して行くが、その光度は ^{56}Ni から ^{56}Fe へと崩壊する崩壊熱で説明され、Ia 型超新星はその明るさから、重力崩壊型よりも、多量の ^{56}Ni を生成していることが知られている。また、Ia 型超新星は明るさが一定のため、天体までの距離を測る為の基準として取り扱われるが、近年の研究では、その明るさが一定という定説に疑問が投げかけられている。

1.1.3 合成された元素のアバンダンス

アバンダンスとは、各元素の H に対する個数比を表すものである。超新星残骸 (SNR) の解析において元素量を定量する際には、太陽系内のアバンダンスを基準にして着目する元素がその何倍存在するかを示す事が通常である。この修士論文では、太陽系内のアバン

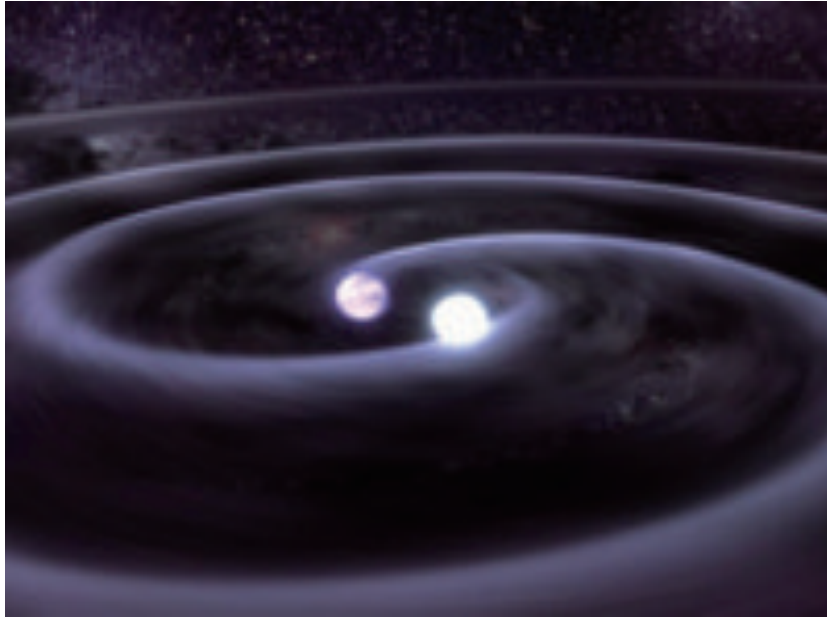


図 1.3: Double Degenerate 説のイメージ (<http://www.astronomynow.com/news/n1205/13whitedwarfsn/>から引用)。白色矮星が互いの重力で引き寄せられ、最終的に合体する。

ダンスとして Anders & Grevesse (1989) を参照する (図 1.4)。例えば、あるプラズマ内の Fe のアバンダンス (通常 Z で示す) が $Z_{\text{Fe}} = 3.5 \text{ solar}$ だった場合は、そのプラズマ内の Fe が H に対して、 $(4.68 \times 10^{-5}) \times 3.5 = 16.4 \times 10^{-5}$ 倍存在することを意味している。

元素	Hに対する 個数比
He	9.77×10^{-2}
C	3.63×10^{-4}
N	1.12×10^{-4}
O	8.51×10^{-4}
Ne	1.23×10^{-4}
Na	2.14×10^{-6}
Mg	3.80×10^{-5}
Al	2.95×10^{-6}
Si	3.55×10^{-5}
S	1.62×10^{-5}
Ar	3.63×10^{-6}
Ca	2.29×10^{-6}
Fe	4.68×10^{-5}
Ni	1.78×10^{-6}

図 1.4: 太陽組成における主な元素の H に対する個数比 (Anders & Grevesse, 1989)

1.2 超新星残骸の進化

超新星は星の外層部分を宇宙空間に噴出する。超新星の衝撃波は、中心から外側に向かって伝搬し、周囲の星間物質 (interstellar medium: ISM) をかき集めながら膨張して行く。衝撃波によって加熱された星間物質は、温度が 10^7 K にもなり、X 線を発するようになる。以下では、超新星残骸 (SNR) の進化に順を追って示す。

1.2.1 自由膨張期

超新星爆発では、元々の星の物質 (イジェクタ) が噴出し等速で広がって行く。放出された物質は衝撃波を形成し、周囲の星間物質を掃き集めて行く。やがて、掃き集めた質量が、元々のイジェクタの質量に等しくなるまで膨張し、断熱膨張期に移行する。イジェクタの膨張速度を電波観測で分かっている典型的な値 ($v = 10^4$ km s⁻¹) とすると、星間物質の密度を ρ と、断熱膨張期に移行する時間と半径は、それぞれ、

$$t = 2 \times 10^2 \left(\frac{M_{ejecta}}{M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ year} \quad (1.36)$$

$$R = 2 \left(\frac{M_{ejecta}}{M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ pc} \quad (1.37)$$

と初等的に計算することができ、約200年で断熱膨張期に入ることが分かる。

1.2.2 断熱膨張期

掃き集められた星間物質がイジェクタの質量と同程度になると、次第に衝撃波は減速し、始めの運動エネルギーは徐々に高温プラズマの熱エネルギーに変換されて行く。この時期はまだ放射による冷却が効いておらず、断熱的に膨張して行く。断熱膨張期の振る舞いは、セドフ解として知られている。超新星爆発がある一点で起こり、球対称で広がったとした場合、速度を v 、半径を r 、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、それぞれが極座標系において、

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 : \text{運動方程式} \quad (1.38)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{2\rho v}{r} = 0 : \text{連続の式} \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) + v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0 : \text{エネルギー保存の式} \quad (1.40)$$

と表現される。ここで、衝撃波面が通過する前の圧力 p_0 が、波面が通過して物質が圧縮されたあとの圧力 p_1 に対して無視できる強い衝撃波を考えると、全ての振る舞いは、始めの爆発のエネルギー E_0 と星間空間の密度 ρ_0 を用いて完全に決定される。比熱比を $\gamma = 5/3$ とすると、半径 r_s 、速度 v_s と、衝撃波面のすぐ後ろの温度 T_s は、

$$r_s = 5.0 \left(\frac{\rho_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{1/5} \left(\frac{t}{10^3 \text{ year}} \right)^{2/5} \text{ pc} \quad (1.41)$$

$$v_s = 1.9 \times 10^3 \left(\frac{\rho_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{1/5} \left(\frac{t}{10^3 \text{ year}} \right)^{-3/5} \text{ km s}^{-1} \quad (1.42)$$

$$T_s = 5.3 \times 10^7 \left(\frac{\rho_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{2/5} \left(\frac{t}{10^3 \text{ year}} \right)^{-6/5} \text{ K} \quad (1.43)$$

と表される。

上式から、衝撃波面の速度が時間とともに減少して行くことが分かる。超新星爆発後、シェルより内側のイジェクタは等速運動を続けて行くので、やがては、減速したシェルと衝突することになる。この衝突をイジェクタから見ると、内側に向かって衝撃波が走る。この衝撃波は逆行衝撃波と呼ばれ、イジェクタがX線を出すほど高温まで加熱する。シェル内で、衝撃波通過後の星間物質と、逆行衝撃波通過後のイジェクタが圧力平衡にあるとすると、イジェクタの温度 T_{ejecta} は、星間物質の密度 ρ_0 と、1.43式のシェルの温度 T_s を用いて、

$$T_{\text{ejecta}} = \frac{\rho_0}{\rho_{\text{ejecta}}} T_s \quad (1.44)$$

と書き表すことが出来る。

図1.5に、逆行衝撃波の概略図を示す。以上、見てきたように、衝撃波(順行衝撃波)で加熱された星間物質由来のプラズマと、逆行衝撃波によって加熱されたイジェクタ由来のプラズマ、この2成分からの放射が観測されるわけである。

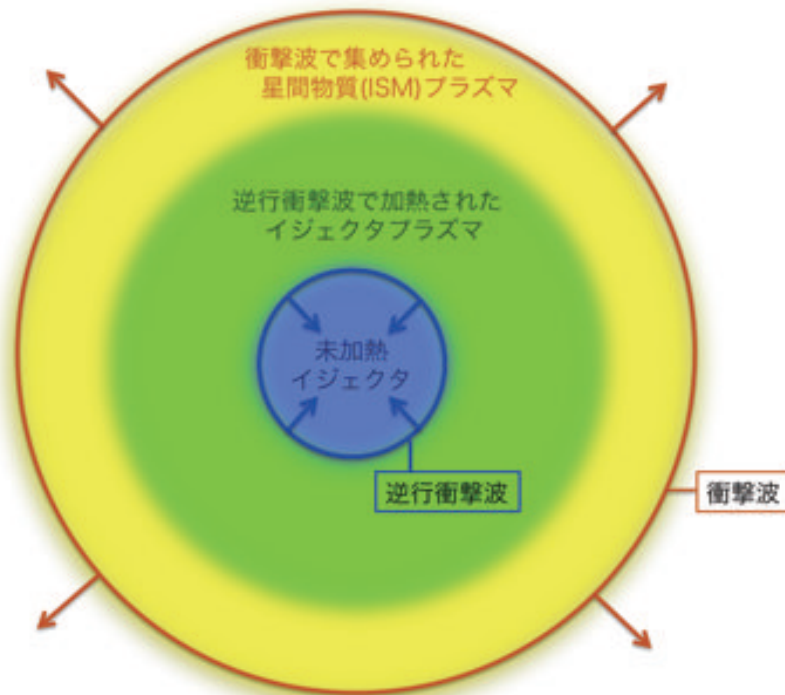


図 1.5: SNR の概略図。衝撃波 (順行衝撃波) で加熱された星間物質由来のプラズマと、逆行衝撃波によって加熱されたイジェクタ由来のプラズマの2成分からの放射が観測される。

1.2.3 放射冷却期

断熱膨張期の時間が経つと、放射による冷却が次第に効くようになる。この時期を放射冷却期と呼び、ここでは、衝撃波面の後ろに放射冷却によって冷えたシェル、それより内側になお高温で希薄なガスが存在する。エネルギー保存は成り立たず、シェル全体の運動量が保存する様に膨張は進んで行く。ガスは衝撃波のすぐ後ろのシェル内で冷却され、そこへ全て集まっていると近似する。星間ガスの密度を ρ_0 、シェルの半径を r とすると、シェルが運動量を保存して膨張する際は、

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} \rho_0 r^3 \dot{r} \right) = 0 \quad (1.45)$$

という運動方程式が成り立つ。ここで、放射冷却時に移ったときの、半径と時間をそれぞれ、 r_1 、 t_1 とすると、運動方程式の解は、

$$r = r_1 \left[1 + \frac{4r_1}{r_1} (t - t_1) \right]^{1/4} \quad (1.46)$$

と表され、時間の $\sim 1/4$ 乗に比例して、膨張していくことが分かる。

1.2.4 消滅期

さらに速度が減速し、星間物質の固有運動である $v = 10 \text{ km s}^{-1}$ 程度になると、シェルと星間物質の区別がほとんどつかなくなる。このとき、シェルより内側には密度が薄く高温のガスが残されるものの、SNRの形状は次第に消滅していく。

第2章 電離過程とX線放射

2.1 電離過程

超新星爆発が起こると、衝撃波によって周囲の電子とイオンが加熱されるが、電子より質量が重いイオンが大きなエネルギーをもつことになる。そして、イオンのバルクな運動はランダムになることで熱エネルギーに変化し、その後はクーロン相互作用によって、徐々にイオンから電子にエネルギーが分配される。このエネルギーの再分配にかかる時間は約 $100/n$ 年 (n は 1 立方 cm 当たりの物質の密度) である。

次に、エネルギーをもらったガス中の電子が、衝突によって周りのイオンを次々に高階電離して行く。例えば、電子温度が 3 keV のとき、Fe 原子は、全ての Fe 原子中で He-like のイオンの割合が最も大きくなるまで高階電離が進む。このイオンの割合がこれ以上変化しなくなった状態で電離平衡となる。電離平衡のとき、横軸を電子温度にとり、縦軸に Fe 原子の中でのそれぞれのイオンの割合 (ion fraction) を示したのが、図 2.1 の左図である。それぞれのイオンをカラーで示している。例えば、紫色で Be と書かれているのが、Be-like のイオンを示し、赤色の naked が全ての電子が電離した裸のイオン (Fe 原子核) を表す。図を見てみると、電子温度が高くなるにつれ、高階電離が進む事が分かる。

図 2.1 の中図に、Fe の各イオンが出す $K\alpha$ 輝線のエネルギー値を示した。これを見ると、高階電離すればするほど、 $K\alpha$ 輝線のエネルギーが高くなっている事が分かる。したがって、図 2.1 の右に示すように、電離平衡プラズマにおいては、電子温度が高くなるにつれ Fe $K\alpha$ の中心エネルギーは高くなるわけである。

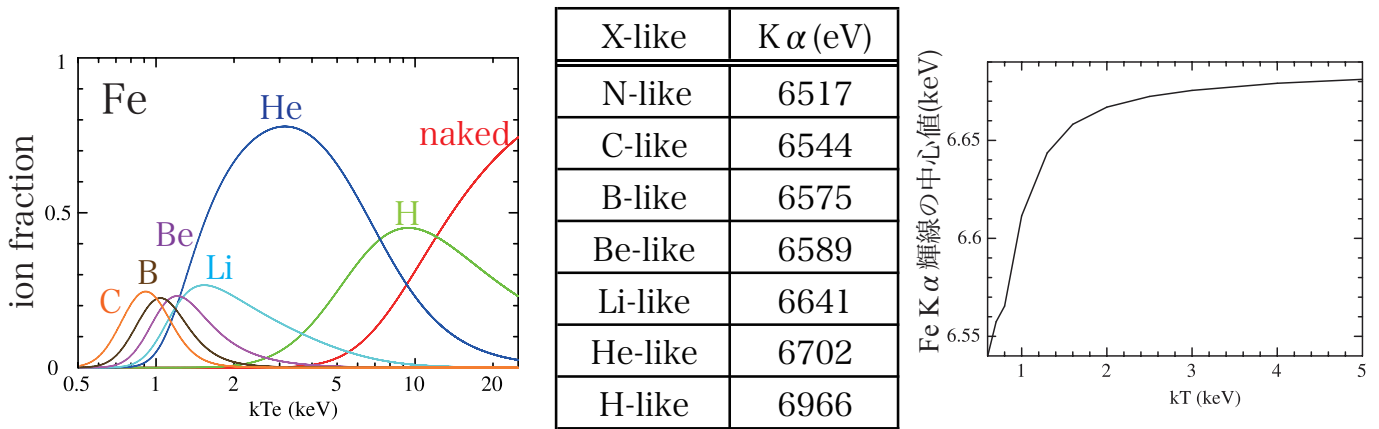


図 2.1: 左図: 電離平衡時の電子温度に対する Fe 原子の ion fraction (小澤修士論文より抜粋)。中図: 各イオン状態の Fe K α エネルギー。右図: 電離平衡時の Fe K α 輝線の中心エネルギー (小澤修士論文より抜粋)。

次に、電離平衡に達しているかどうかを判断する時間の指標となるイオン化タイムスケール $n_e t$ について書く。イオン化タイムスケール $n_e t$ は時間とプラズマの密度を掛け合わせた $s\text{ cm}^{-3}$ の単位を持つ。一般的に $n_e t = 10^{13}\text{ s cm}^{-3}$ を境に電離平衡に達しているか否かが判断される。プラズマの密度が単位の中に表われるのは、密度が高くなれば高くなるほど、それだけ、電子とイオンが衝突しやすくなり、電離が進むからである。

2.2 プラズマからの X 線放射

SNR の X 線スペクトルは、輝線と連続成分の二つに大別される。輝線は、電子の遷移によって出てくる X 線で、連続成分の主な由来は制動放射である。以下では、順に輝線と制動放射の発生機構について説明する。

2.2.1 輝線

輝線は、異なる 2 つのエネルギー準位間での bound-bound 遷移に付随する単色の放射である。水素原子の輝線エネルギーは、

$$E = R_y \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (2.1)$$

によって表される。ここで、 R_y はリュードベリ一定数、 n_1 、 n_2 は異なるエネルギー準位である。H-like な重元素は、

$$E = Z^2 R_y \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (2.2)$$

で近似される。ここで、 Z は原子番号である。H-like イオンからの輝線は、 $\text{Ly}\alpha$ ($2p \rightarrow 1s$)、 $\text{Ly}\beta$ ($3p \rightarrow 1s$) などである。

He-like イオンの輝線メカニズムを、図 2.2 に示す。He-like イオンからは共鳴線 ($1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$)、インターコンビネーションライン ($1s2p\ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$)、禁制線 ($1s2p\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$) が強く放射される。本論文では、これらの輝線を含めエネルギー順位が $n = 2 \rightarrow 1$ の遷移を $\text{K}\alpha$ 輝線、 $n = 3 \rightarrow 1$ の遷移を $\text{K}\beta$ 輝線と呼ぶ。

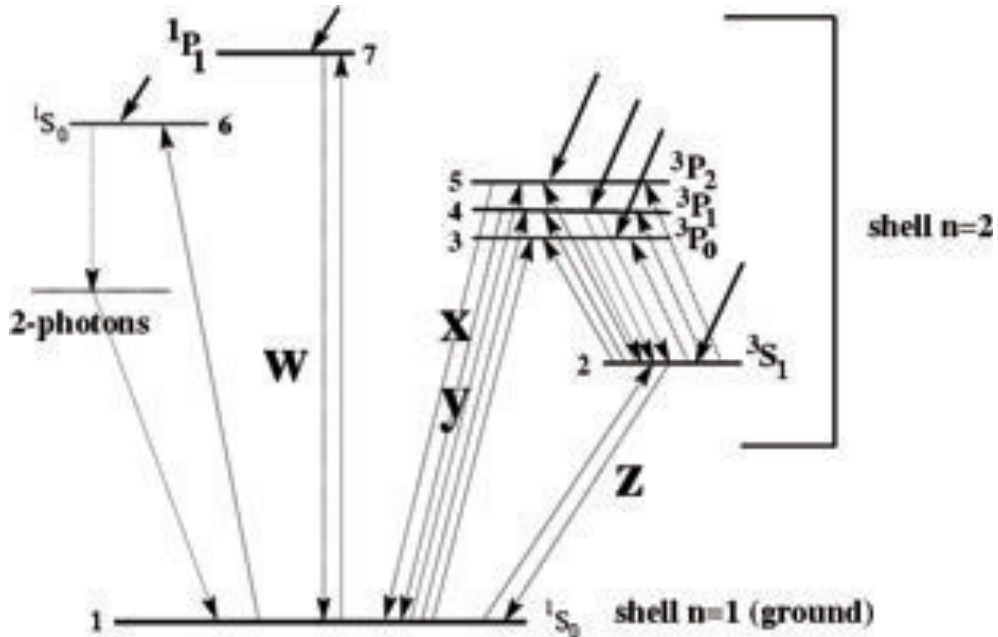


図 2.2: He-like イオンのエネルギー準位の概念図。実線は衝突励起、破線は放射遷移を示している。w は共鳴線、x、y はインターコンビネーションライン、z は禁制線を示している。(Porquet et al., 2001)

次に輝線の放射過程について述べる。まず、自由電子がイオンに衝突し束縛電子を上準位に励起する (衝突励起)、または内側のシェルに束縛されている電子を弾き飛ばす (衝突電離) ことでイオンを励起する。その後、上の準位の電子が下の準位に遷移する。電子が励起準位に再結合した際、そのエネルギーで他の電子がより上位の準位に励起される。その後、すぐさまオーグメント電子を放出して自動電離するか、あるいは励起された電子の一方が下の準位に遷移する。後者の過程を二電子再結合と呼び、輝線のエネルギーはより上位に電子が励起されているため通常の遷移よりわずかに低いエネルギーになる。このような遷移による輝線をサテライトラインと呼ぶ。自由電子が free-bound 遷移により励起準位に捕獲された際、引き続き下の準位に遷移する。このような遷移による輝線をカスケードラインと呼ぶ。カスケードラインは再結合が優勢なプラズマでは重要になる。

2.2.2 制動放射

プラズマ中の自由電子は、周りのイオンの近くを通過すると、クーロン力から加速を受ける。このときに、自由電子は制動放射をし、光子を放出する。電子がマクスウェル分布

をしているときの放射強度は、

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{32\pi e^6}{3m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3k m_e} \right)^{1/2} T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT_e} \tilde{g}_{ff} \quad (2.3)$$

$$= 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT_e} \tilde{g}_{ff} \text{ (ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}\text{)} \quad (2.4)$$

と表される。ここで、 Z は原子番号、 n_e と n_i が、それぞれ電子とイオンの密度、 T_e が電子温度である。 \tilde{g}_{ff} は、速度で平均したガウントファクターであり、X 線領域の熱的プラズマの場合、

$$\tilde{g}_{ff} = \left(\frac{3kT_e}{\pi h\nu} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

と近似される。

第3章 G350.1-0.3 と G349.7+0.2 の概観

3.1 G350.1-0.3 の先行研究

G350.1-0.3 は電波で明るい SNR である (Clark et al., 1973)。Salter et al. (1986) によって詳細な電波観測が行われ、SNR に典型的なシェルタイプではなく、広がった形態をしていることが分かった。X線帯域では、ROSAT 衛星 (Voges et al., 1999)、ASCA 衛星 (Sugizaki et al., 2001)、XMM-Newton 衛星 (Gaensler et al., 2008)、Chandra 衛星 (Lovchinsky et al., 2011) でそれぞれ観測されている。

図 3.3 に載せたのが、空間分解能に優れた Chandra 衛星による 0.5-8 keV バンドでのイメージであり、東側で特に放射が強く、また、四方に飛び散ったいびつな構造をしていることが分かる。

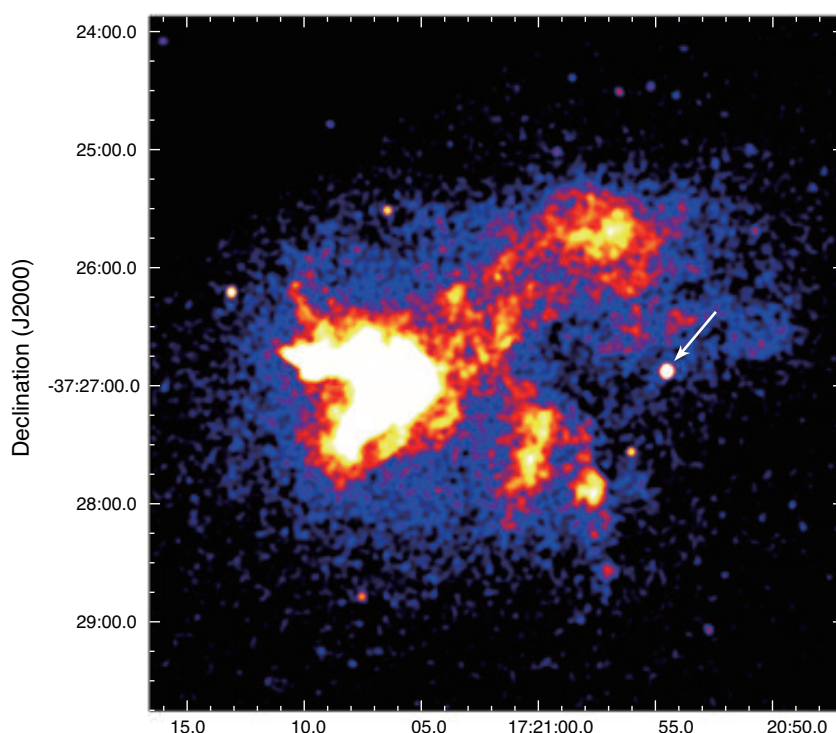


図 3.1: Chandra 衛星による G350.1-0.3 の 0.5-8 keV イメージ (Lovchinsky et al., 2011)。矢印で示したのが点源 XMMU J172054.5-372652 である。

また、XMM-Newton 衛星によって取得されたスペクトル (0.8–8keV) を図 3.2 に示した。黒のデータ点で示したのが SNR からの X 線スペクトルである。データ点の縦線の長さは、横線のエネルギー帯域に入ってきたカウント数の統計誤差を表している。この X 線スペクトルは、高温 $kT \sim 1.5$ keV の電離非平衡 (non equilibrium ionization: NEI) プラズマモデルと低温 $kT \sim 0.4$ keV の電離平衡 (collisional ionization equilibrium: CIE) プラズマモデルの 2 成分で再現された (Gaensler et al., 2008)。図中の黒の実線で示したのが、フィッティングに用いた 2 成分プラズマモデルである。

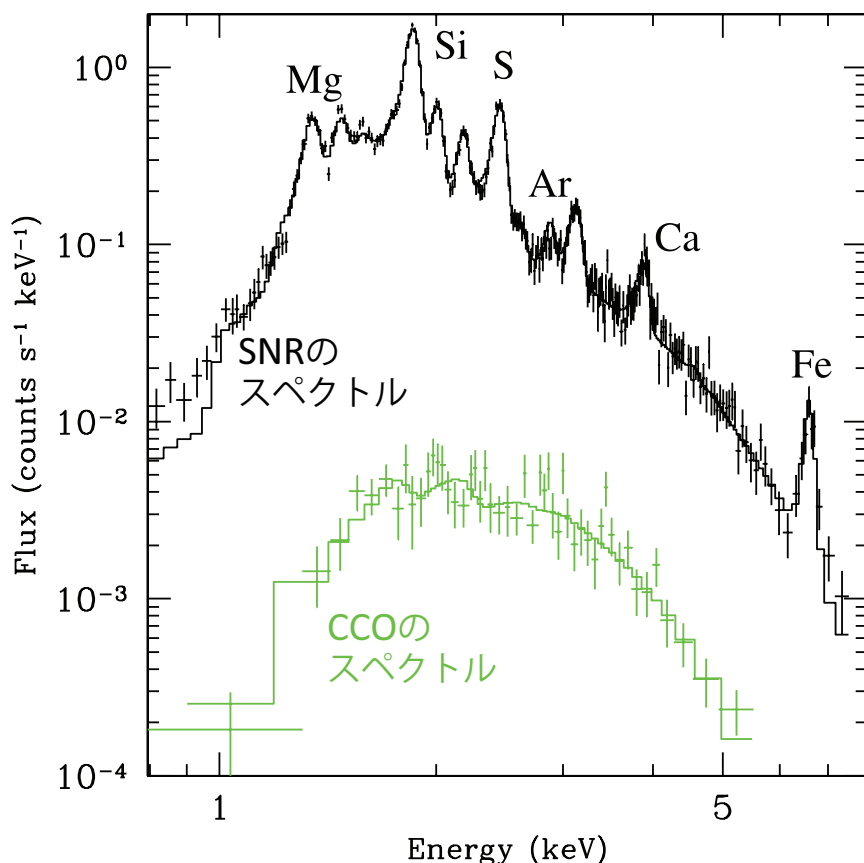


図 3.2: XMM-Newton 衛星による G350.1-0.3 のスペクトル (Gaensler et al. (2008) を改変)。緑色で示したのが CCO のスペクトルである (表示を見やすくするため X 線強度が 0.3 倍されている)。

フィッティングの結果得られた NEI プラズマのアバundanceを表 3.1 に示す。NEI プラズマは高いアバundanceを示すことから、イジェクタ成分であることが示唆されている。しかしながら、表に見るように、NEI プラズマのアバundanceはエラーが大きく精確に測られていないという問題が残っている。

一方の CIE プラズマのアバundanceは 1 solar で固定されていて、星間物質由来であるとしている。計算された CIE プラズマの密度は、数十から数百個 cm^{-3} という高い密度を示した。この高い密度と、イメージに見るいびつな構造から、濃い分子雲との相互作用が示唆されている (Gaensler et al. 2008; Lovchinsky et al. 2011)。実際、視線上には G350.1-0.3 の東側に ^{12}CO の放射が観測され、分子雲との相互作用をサポートする結果となっている (Gaensler et al., 2008)。

表 3.1: XMM-Newton 衛星の観測による NEI 成分のアバundance (Gaensler et al., 2008)。

元素	アバundance
Ne	40^{+70}_{-20}
Mg	20^{+140}_{-10}
Si	20^{+90}_{-10}
S	12^{+70}_{-5}
Ca	18^{+5}_{-7}
Fe	6^{+7}_{-3}

さらに、点源 XMMU J172054.5–372652 (図 3.3 を参照) が、G350.1–0.3 の中で最も放射が強い領域の約 3 分西に見つかっていて、爆発後に残った中性子星 (central compact object: CCO) の可能性が指摘されている。(Lovchinsky et al., 2011)。Gaensler et al. (2008) では、XMMU J172054.5–372652 からの X 線放射を、フィッティングを行うことで電子温度が $kT = 0.53$ keV、フラックス (0.5–10.0 keV) が 1.4×10^{-12} erg s⁻¹ cm⁻²、星間吸収量が $N_{\text{H}} = 2.9 \times 10^{22}$ cm⁻² の黒体放射モデルで再現した。

Gaensler et al. (2008) では、電波観測において、H1 による吸収線を調べ、その距離と年齢をそれぞれ、4.5–10.7 kpc、900 年と算出している。

Chandra 衛星による観測データを解析した Lovchinsky et al. (2011) では、放射の強い場所を空間的に分け、個々のスペクトルを NEI プラズマモデル 1 成分でフィッティングしている。図 3.3 に、放射の強い A 領域と B 領域 (左図) と、その領域から抜き出したスペクトルを載せている。フィッティングの結果から、それぞれの元素のアバundanceは ~1–9 solar と高いアバundanceを示し、イジェクタ成分であることを示唆している。しかしながら図を詳細に見ると、特に A 領域の Si と S の輝線、また B 領域の Mg と Si 輝線でモデルがデータを再現できておらず残差が残る (A 領域で $\chi^2/\text{d.o.f} = 305/157 = 1.94$ 、B 領域で $311/144 = 2.16$) という問題点が有る。

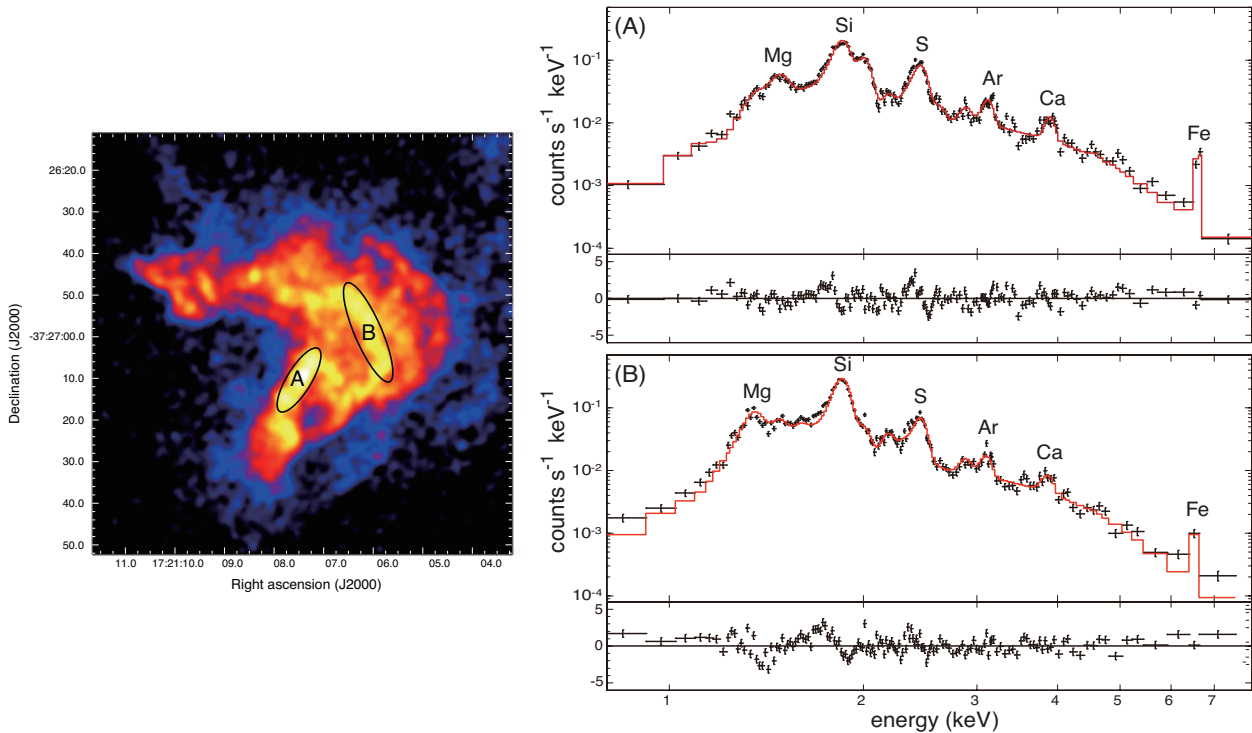


図 3.3: 左図: Chandra 衛星による G350.1-0.3 イメージ。図内の左側の強い放射部分の拡大図である。右図: 左図で楕円で囲まれた A 領域と B 領域から抜き出したスペクトル。NEI プラズマモデル 1 成分でのフィッティング結果を示している。いずれの図も Lovchinsky et al. (2011) から抜粋した。

3.2 G349.7+0.2 の先行研究

G349.7+0.2 は、G350.1-0.3 と同じく電波で明るい SNR である (Shaver et al., 1985)。OH メーザーの放射 (1720 MHz) が、G349.7+0.2 の視線上に見つかっていて、G349.7+0.2 が、濃い分子雲と相互作用していると主張されている (Frail et al., 1996)。また、この OH メーザーの速度 ($\sim +16 \text{ km s}^{-1}$) から、G349.7+0.2 の距離が、 $\sim 22.4 \text{ kpc}$ であると報告されている。

X 線領域では、ASCA 衛星 (Yamauchi et al., 1998; Slane et al., 2002) と Chandra 衛星 (Lazendic et al., 2005) による観測が行われている。角度分解能に優れた Chandra 衛星による X 線イメージ (図 3.4) では、東側が明るくいびつなシェル型構造をしていることが示された。また、HI 雲が、G349.7+0.2 の近傍で見つかっており、この SNR のいびつな形状を生み出す要因となっていると指摘されている (Lazendic et al., 2005)。さらに、点源 CXOU J171801.0-372617 (図 3.4 中の丸で囲まれた点) が、G349.7+0.2 の中心の近くで見つかっており、CCO ではないかと示唆されている (Lazendic et al., 2005)。Lazendic et al. (2005) では、CXOU J171801.0-372617 の X 線放射をフィッティングし、冪が $\Gamma = 2.5$ で吸収を含まないフラックス (0.5-10.0 keV) が $2.2 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ の power-law モデルで放射が再現されることを示した。

Chandra 衛星による G349.7+0.2 の X 線スペクトルは、高温 ($kT \sim 1.4 \text{ keV}$) の NEI プ

ラズマ ($\tau \sim 5 \times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$) と低温 ($kT \sim 0.8 \text{ keV}$) の CIE プラズマ 2 成分で再現された。CIE プラズマのアバンダンスは 1 solar で固定されていて、星間物質由来であるとしている。一方の NEI プラズマは Si が高いアバンダンスを示し、イジェクタ成分であるとしているが、Si 以外のアバンダンスは 1 solar に固定されていて十分にアバンダンスを測るまでには至っていない。さらに、図に見る通り、Fe の輝線付近で残差が残っており電離状態が精確に測られていないという問題がある。

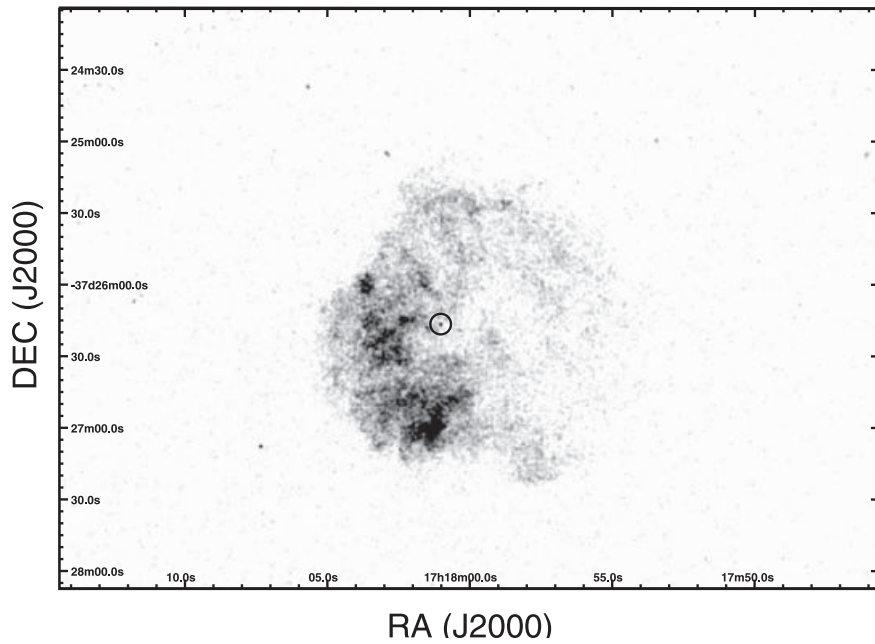


図 3.4: Chandra 衛星による G349.7+0.2 の 1–8 keV イメージ (Lazendic et al., 2005)。丸で囲まれているのが、点源 CXOU J171801.0–372617 である。

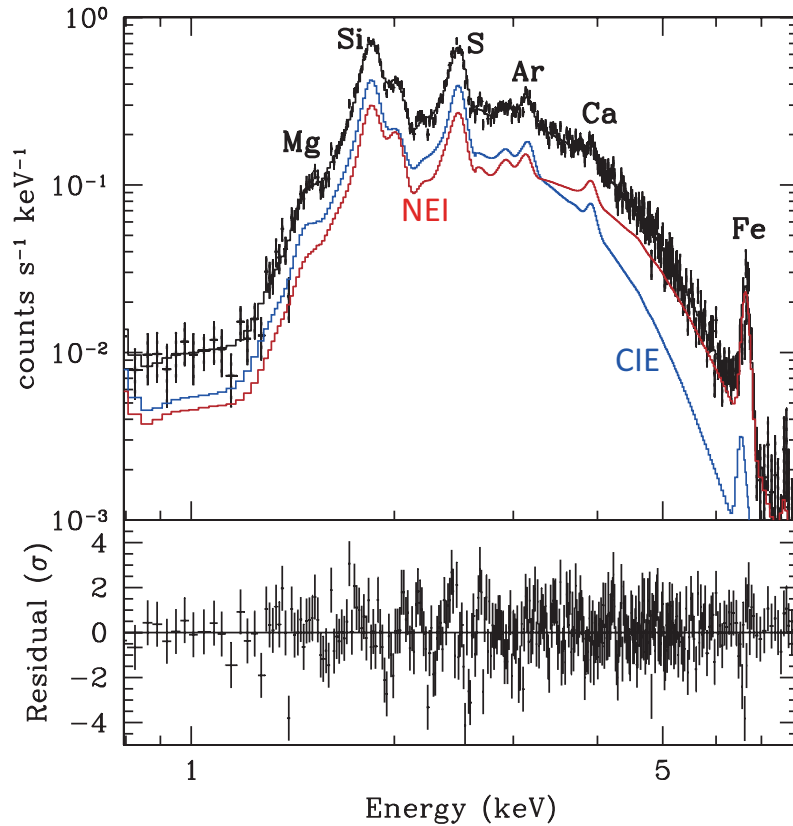


図 3.5: Chandra 衛星による G349.7+0.2 のスペクトル (Lazendic et al., 2005)。赤線と青線がそれぞれ NEI と CIE のプラズマモデルに対応し、黒の実線が、2つのプラズマモデルの足し合わせに対応する。さらに、スペクトルとフィッティングモデルとの残差を下に示している。

3.3 すごく衛星による観測の動機

CCO 候補の存在と分子雲との相互作用から、G350.1-0.3 と G349.7+0.2 は、どちらも重力崩壊型 SNR であると示唆されている。Fe と Ni は、大質量星の進化のプロセスで最終的に合成される元素であり、重力崩壊型超新星の中心領域の性質を知る上で重要である。しかしながら、過去の研究では、Fe と Ni を含むイジェクタ成分のアバンダンスを導出するだけの統計が足りないという問題点があった。そこで、我々は、高エネルギーバンド (~5-10 keV) において、広がった放射に対して最も感度が良いすごく衛星を用いて観測した。

第4章 X線天文衛星「すざく」

4.1 概観

すざく衛星 (ASTRO-E2 衛星) は「はくちょう」「てんま」「ぎんが」「あすか」に続く、日本の5番目のX線天文衛星である (図4.1)。2005年7月10日にJAXAのM-V-6号によって打ち上げられた、全長6.5 m、重量1680 kgで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。モーメントムホイールアセンブリ¹と磁気トルカ²によって、太陽電池パネルが太陽から30度以内の方向を常に向くように姿勢を制御されている。観測機器は太陽電池パネルの軸に垂直に向けられているので、観測可能な範囲は太陽から60～120度の角度範囲に限定される。

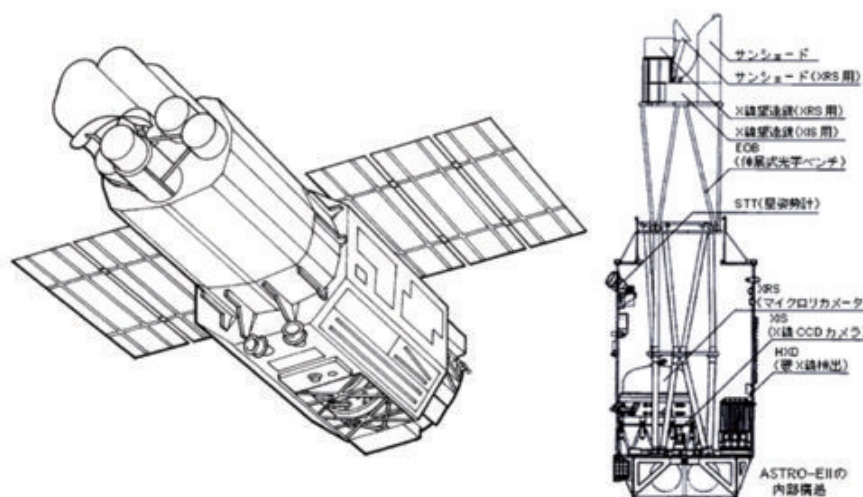


図4.1: すざく衛星概観図 (すざくファーストステップガイドより抜粋)。左: 下から見上げた鏡筒展開後のすざく衛星。右: 側面から見たすざく衛星の内部構造と各検出器の位置。

すざく衛星の軌道は高度約550km、軌道傾斜角31度、軌道周期96分の円軌道である (図4.2)。1日に地球を15周するが、地上局 (鹿児島・内之浦) と通信できるのはそのうち5回の約10分間だけであり、その10分間のうちに観測データの地上転送、コマンドの送信等が行われる。欧米のX線天文衛星ChandraやXMM-Newtonの高高度楕円軌道に比べると、すざく衛星の低高度略円軌道は、図4.3に見るようにバックグラウンドが低く、また、時間的に安定しているという利点がある。一方で、殆どの天体が軌道周期の約1/3の間地没してしまい、観測効率はあまり良くないという欠点がある。

¹回転により角運動量を蓄えた4つのホイールを移動させることにより姿勢を制御する。

²磁場を発生させ地磁気と相互作用によって姿勢を変更する。

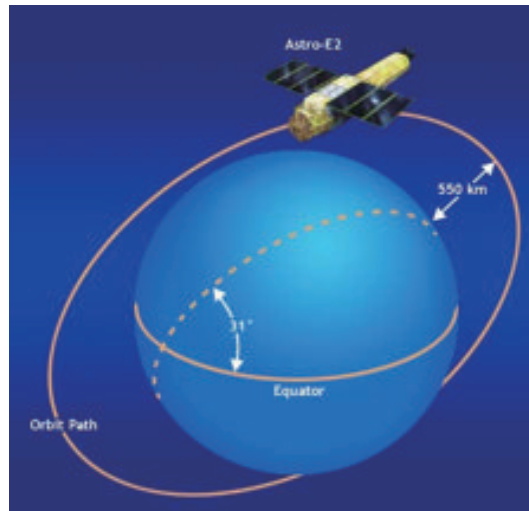


図 4.2: すざく衛星の軌道 (The Suzaku Technical Description より抜粋)。高度約 550km、軌道傾斜角 31 度、軌道周期 96 分の円軌道である。

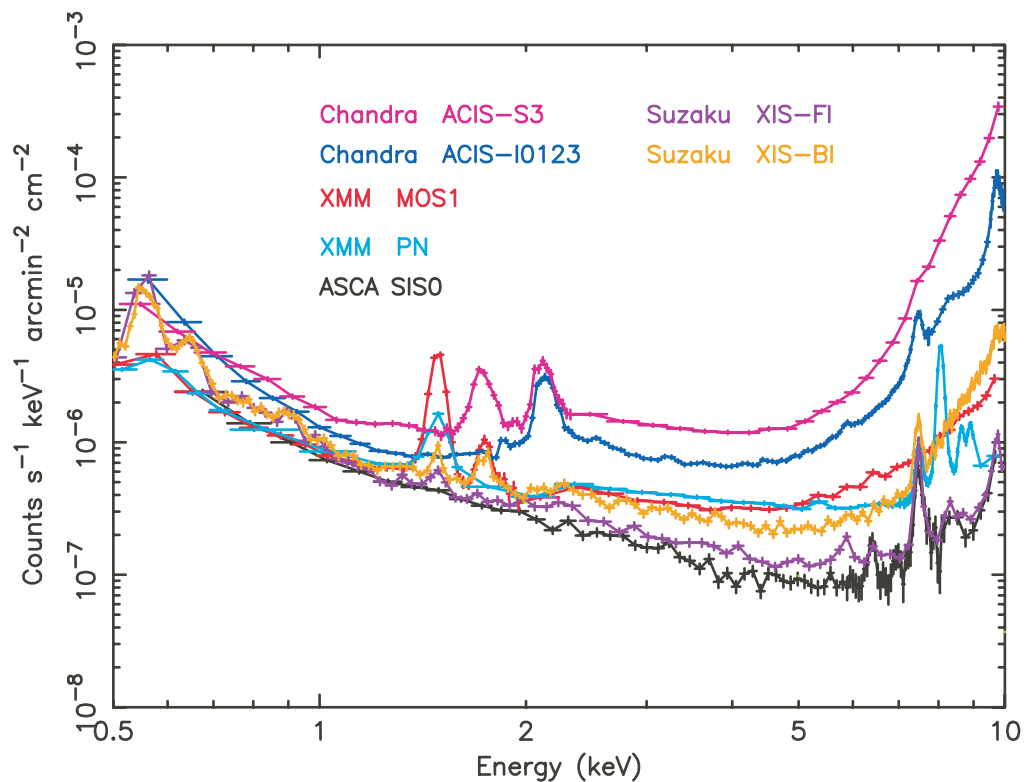


図 4.3: XIS のバックグラウンドレート (Mitsuda et al., 2007)。比較のため、ASCA 衛星、Chandra 衛星、XMM-Newton 衛星の検出器も示してある。すざく衛星に搭載の XIS は、Chandra 衛星、XMM-Newton 衛星の検出器に比べ非常に低くバックグラウンドが抑えられていることが分かる。

すざく衛星はX線反射望遠鏡(X-Ray Telescope: XRT)を5台備え、その焦点面検出器として4台のX線CCDカメラXISと1台の高精度X線分光装置XRSが置かれている。また、これらに加え、硬X線検出器HXDが1台搭載されている。すざく衛星は一つの天体をこれら6台の検出器で同時に観測し、0.2～600 keVに渡る広帯域X線スペクトルを取得することができる。しかしながら、XRSは2005年8月8日、冷媒である液体ヘリウムが全て気化してしまい、以後の観測に使用することができなくなった。以下では本論文で使用した、XRTとXISについて述べる。

4.2 X線望遠鏡 XRT

すざく衛星搭載のXRT(図4.4)は「あすか」搭載のX線望遠鏡を改良した薄板多重X線望遠鏡5台からなり、焦点にXISを置くもの(XRT-I)が4台、XRSを置くもの(XRT-S)が1台ある。

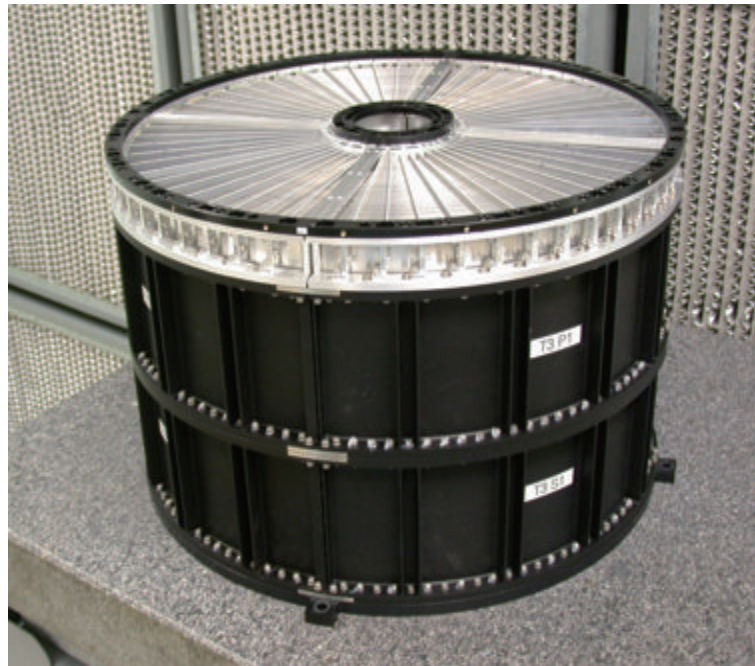


図 4.4: XRT 外観 (Serlemitsos et al., 2007)。

X線に対する物質の屈折率は、1よりも小さいために屈折レンズで集光することはできない。そこでX線望遠鏡は入射角が十分小さければ(0.5–1.0度)X線が全反射することを利用して集光を行う。XRTはアルミ薄板にレプリカ法で鏡面を形成した極薄のレプリカミラーを光軸光に対する開口効率を最大にするように多数配置した構造を持つ。光学系としては回転双曲面と回転放物面からなるWolter I型を円錐2段で近似して用いている(図4.5)。

薄板多重型X線望遠鏡は、Chandra衛星のX線望遠鏡HRMA(High Resolution Mirror Assembly)のような基板を直接研磨する方式に比べ結像性能では劣るが、小型軽量でかつ開口率が高いという特徴を持つ。XRTは特に >11 keVの硬X線領域で現行のXMM-Newton衛星やChandra衛星を凌ぐ有効面積を有する。しかし一方で4分円を組み合わせ

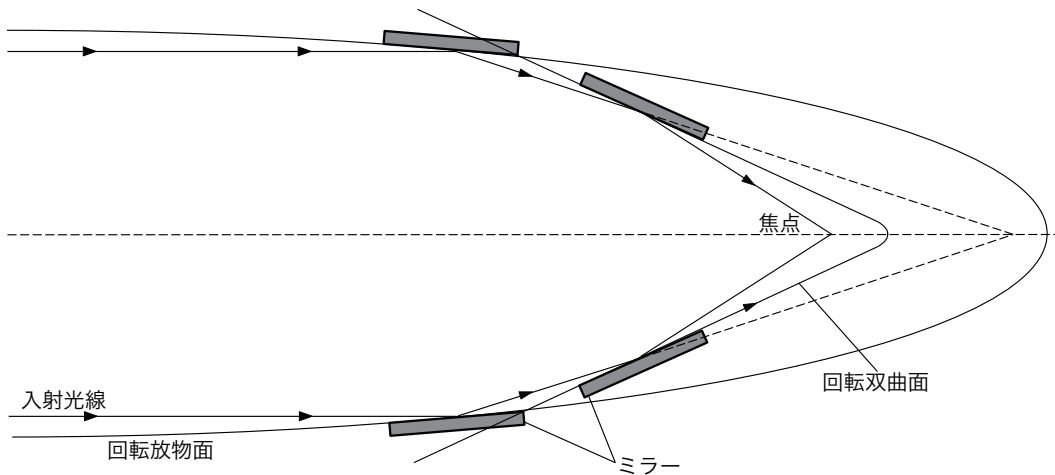


図 4.5: Wolter I 型光学系 (山下修士論文をもとに作成)。

て作られているために、像が4分円のつなぎ目で途切れてしまい、点源が蝶々型に広がって見えること、視野中心から $\sim 20 - 70'$ 離れたところに明るいX線源があると正規の反射をせずに焦点面に達する迷光が視野に入ってきてしまう(迷光; 図 4.6)などの問題点がある。

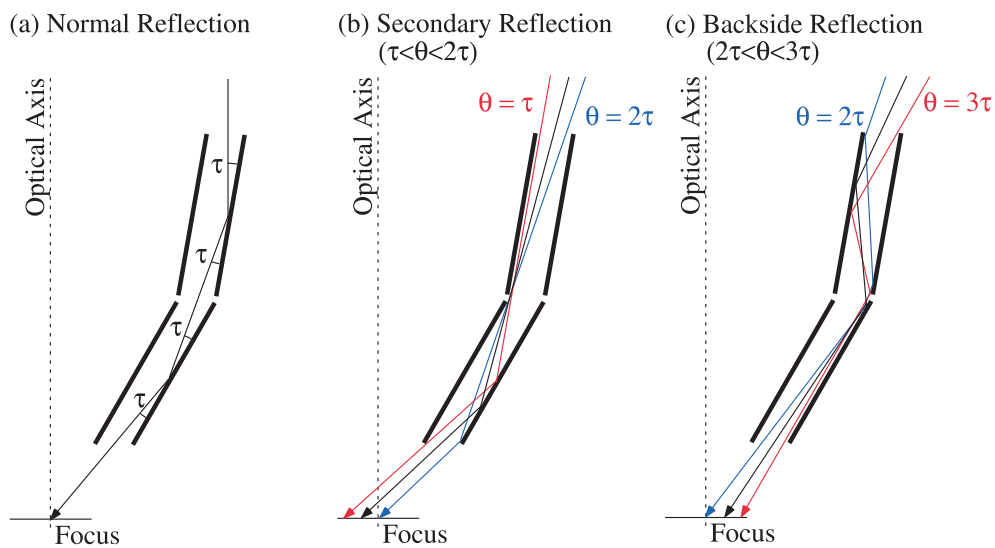


図 4.6: 正規の入射光路(左)。非正規の入射光路(中、右)。Serlemitsos et al. (2007) から抜粋。

しかしながら、XRTでは望遠鏡前にプリコリメータ(図 4.7)を搭載することで多重薄板型X線望遠鏡の問題であった迷光を約1桁減少させた(図 4.8)。

また、滑らかなガラス面を写し取るレプリカ法の導入により鏡面形状精度が向上し、「あすか」に比べ約2倍優れた角分解能(HPD ~ 2 分)を達成した。HPD(Half Power Diameter)とは点状光源の光量の50%が含まれるような円の直径であり、結像性能を表す標準的な指標である。XRTの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(Point Spread Function: PSF)、および、PSFを積分し点源を中心とする円の内部に含まれる光

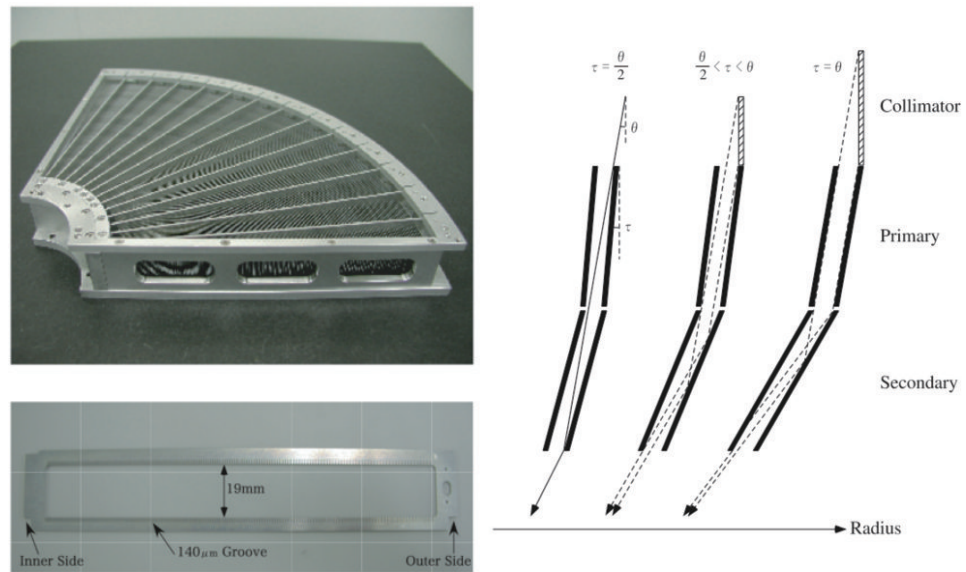


図 4.7: プリコリメータ外観 (左)。プリコリメータによって非正規の入射を低減できる (右)。Mori et al. (2005) から抜粋。

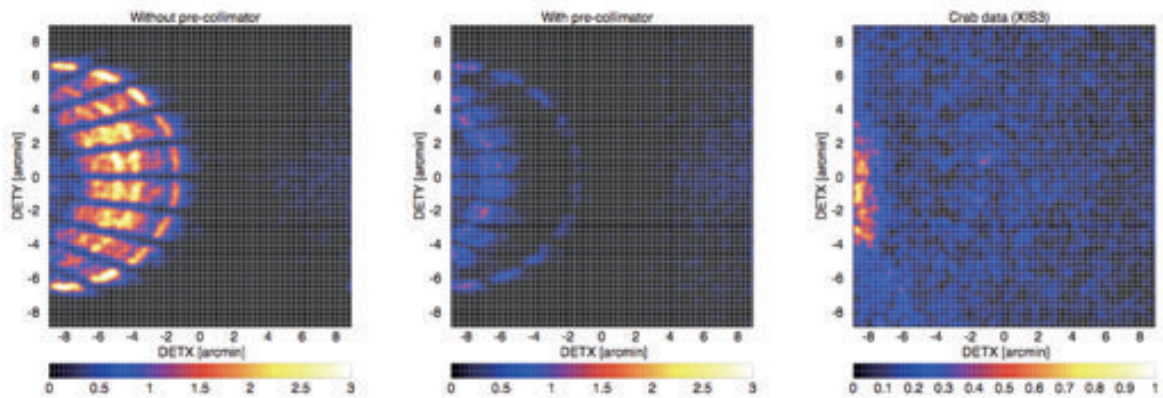


図 4.8: シミュレーションによる視野中心から 20 分離れた点源の迷光イメージ (左:プリコリメータ無し 中:プリコリメータ有)。および視野中心から 20 分離れたカニ星雲の「すぎく」による実測イメージ (右)。プレコリメータの実装により、迷光が減少している事が分かる。Serlemitsos et al. (2007) から抜粋。

量の割合を半径の関数で表したもの (Enclosed Energy Function: EEF) を図 4.9 に示す。

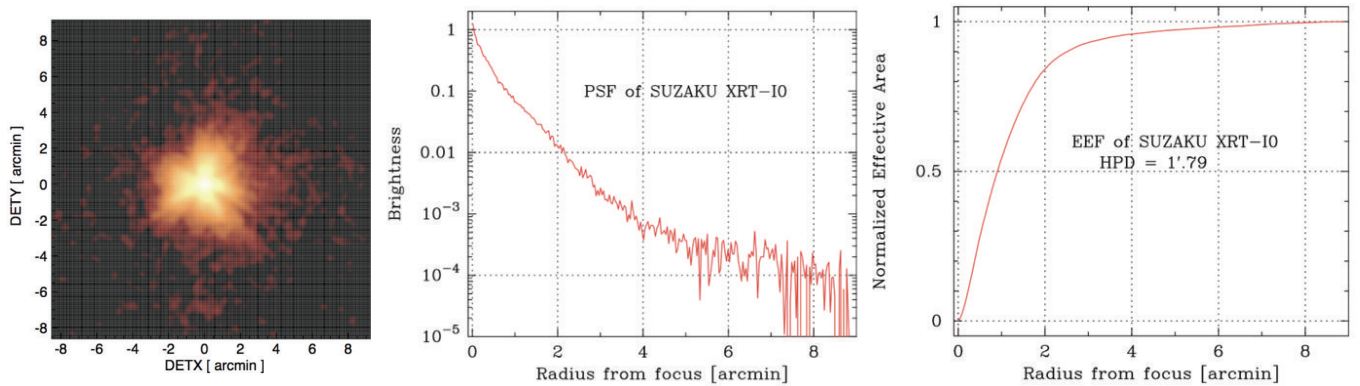


図 4.9: 「すざく」で観測した点源 (SS Cyg) のイメージ (左)。Point spread function(中)。Enclosed energy function(右)。XIS0 のデータを載せている。Serlemitsos et al. (2007) から抜粋。

X線源が視野中心からずれるに従って XRT の有効面積は低くなる。視野中心からずれた位置から入射された X線は入射角が大きいためである。この効果のことをビグネッティング (vignetting) と呼ぶ。図 4.10 に XRT の vignetting 曲線を示す。

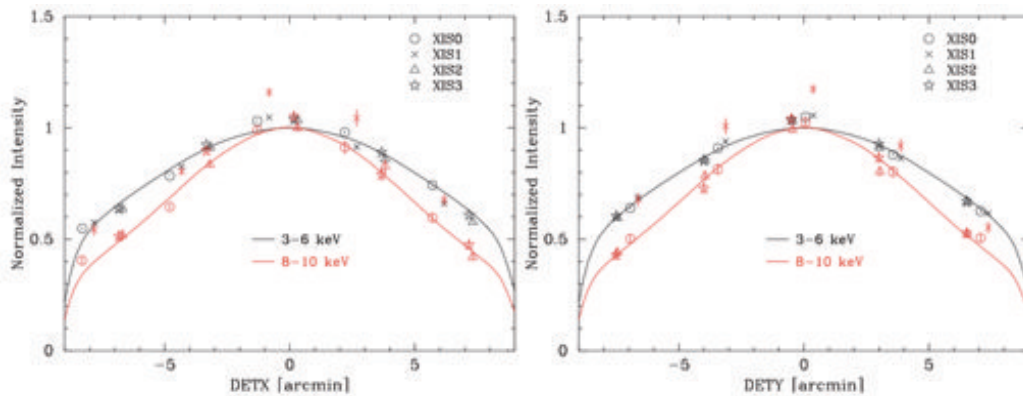


図 4.10: カニ星雲を用いて実測した XRT の vignetting 曲線。検出器の 2 方向 (左、右)、および、3-6keV(黒) と 8-10keV(赤) について示してある。Serlemitsos et al. (2007) から抜粋。

最後に、XRT の性能を表 4.1 に示す。

表 4.1: すざく衛星 XRT の性能

台数	4
反射材	Au
直径	399mm
鏡面数 †	1400
焦点面距離	4.75m
重量 †	19.5 kg
入射角	0.18-0.60°
視野@1keV/7keV	19'/19'
有効面積 †@1.5keV/7keV	450cm ² /250cm ²
角度分解能 (HPD)	2.0'

†: 1 台当たり

4.3 X線 CCD カメラ XIS

「すざく」は4台のX線 CCD カメラ (X-ray Imaging Spectrometer: XIS) を搭載している (図 4.11 ; Koyama et al. 2007a)。

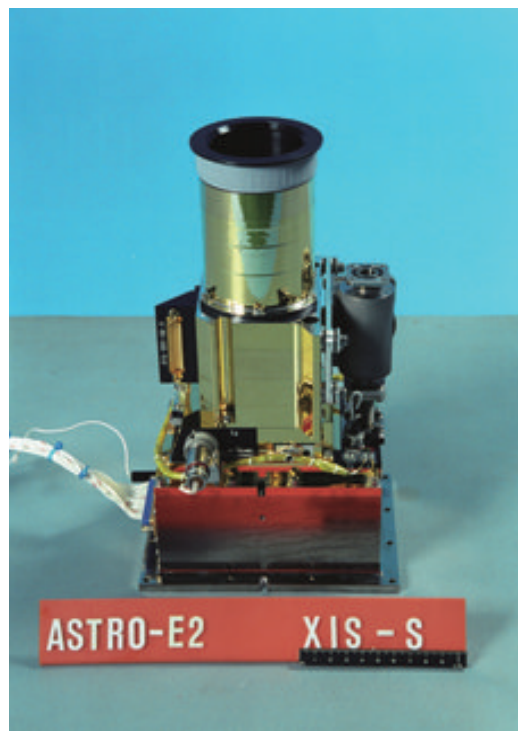


図 4.11: XIS 概観 (Koyama et al., 2007a)。

4.3.1 CCD 検出器

X線 CCD に X 線光子が入射すると、空乏層で光電吸収され、X線のエネルギーに比例した数の電子が生成する。この電子を電極部に集め電子数に相当する電気信号として計測し、入射 X 線のエネルギーを決めることができる。また、可視光に比べて X 線光子数は少ないため、どの画素にいつ X 線が到達したかという入射位置と到達時間も決めることができる。各 CCD カメラはそれぞれ 1024×1024 画素からなり、同一の $18' \times 18'$ の視野を持っている。4 台の CCD カメラのうち、XIS 1 だけ裏面照射型 (Back-Illuminated: BI) であり、残りの 3 台は表面照射型 (Front-Illuminated: FI) である (図 4.12)。BI は FI とは逆側 (電極がない方) から X 線を入射させるタイプで、電極による吸収がないため低エネルギー側で検出効率が高いが、空乏層が薄いため高エネルギー (> 4 keV) 側では検出効率が FI より劣る。すざく衛星の BI は FI とエネルギー分解能がほぼ等しく、これまで Chandra や XMM-Newton に搭載された BI 型 CCD よりエネルギー分解能がよい。あすか衛星の CCD カメラ SIS (Solid-state Imaging Spectrometer) に比べ以下のような改良点が加えられており、性能が飛躍的に向上している。

- 空乏層厚が $30 \mu\text{m}$ から $70 \mu\text{m}$ に増加したため、高エネルギー側 (≥ 7 keV) での検出効率が約 2 倍向上した。
- 動作温度を -60°C から -90°C に下げることにより暗電流を大幅に押えるとともに、電荷転送非効率 (Charge Transfer Inefficiency: CTI) を減少させた。
- あすか衛星の SIS で問題になった打ち上げ後の放射線損傷による性能劣化に対応するための対策として、軌道上較正線源 (^{55}Fe) を設ける (Segment A と D の上隅に照射されている)、また電荷注入端子を備えていて、人工的に電荷を注入することでコラム毎の CTI をモニタするといった対策がなされた。
- SIS ではメモリー制限のため、ダークフレームメモリーを画素毎に持つことが出来なかった。そこで XIS では十分なメモリーを持ちダークアップデートロジックの改良を行い、光洩れなどによる予想外のダークレベルの変動に対処できるようにした。
- SIS では 4 枚の素子を合わせて 1 センサーにしたため、すき間ができてしまい観測上の不都合が生じていた。XIS は 1 センサー 1 素子で構成されるのでこのようなすき間は存在しない (図 4.14)。

4.3.2 較正線源

XIS のカメラボンネットの内部には、 ^{55}Fe 較正線源 (半減期 2.7 年) が 2 個装着されている。それぞれの較正線源にはコリメータがついており、XIS の CCD のセグメント A と D の読み出し口に遠い側のコーナーに X 線が照射される。これにより、Mn-K α (5895 eV) と Mn-K β (6492 eV) の特性 X 線によるエネルギーの絶対較正 (キャリブレーション) を軌道上で行っている。

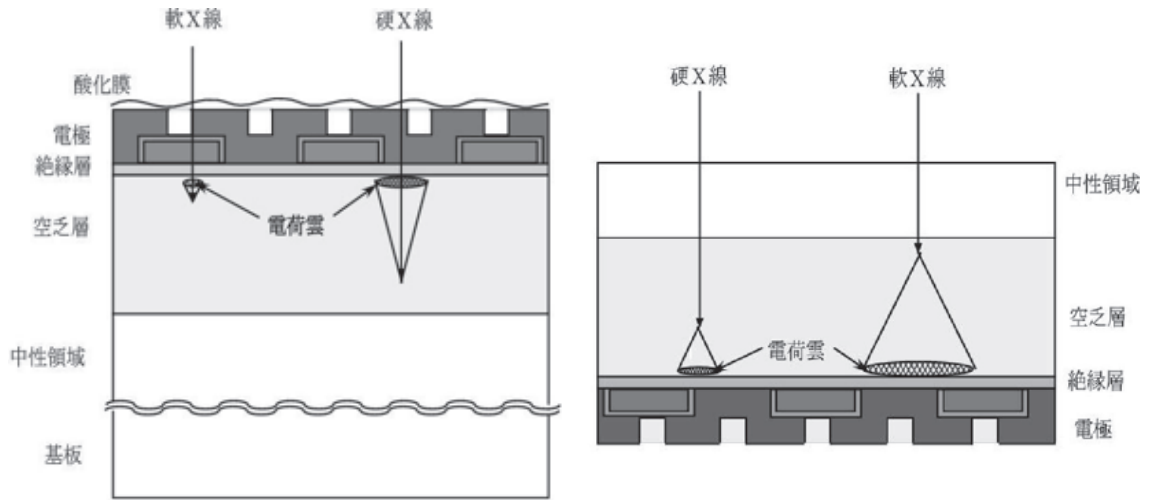


図 4.12: CCD の断面図。東海林雅之 修士論文より抜粋。左がFI型 CCD で右がBI型 CCD である。

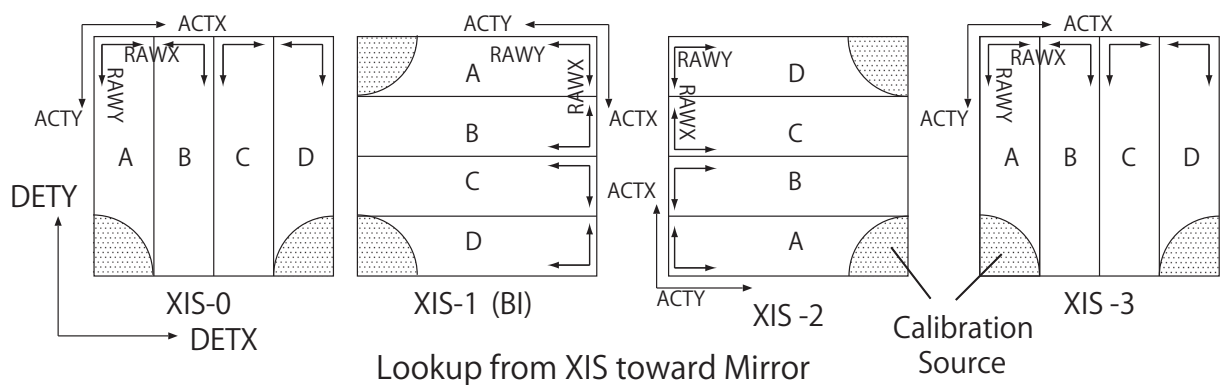


図 4.13: それぞれの CCD のセグメントの位置。Astro-E2 XIS Science FITS 確認書より抜粋。灰色で示されている扇型の場所が、キャリブレーション用の線源からの X 線が当たるところである。

4.3.3 SCI 機能

XIS は宇宙線による放射線損傷で打ち上げ直後から徐々に性能が劣化する。劣化のタイムスケールはおよそ数ヶ月である。中でも電荷転送効率 (Charge Transfer Efficiency: CTE) の悪化がもっとも影響が大きい。CCD のあるピクセルで生じた電荷は読みだし口まで順次となりのピクセルに電荷を転送する (クロック)。しかし、一般にこの転送は完全ではなく 1 回転送するたびに少しずつ電荷を失う。1 回転送するたびに失う電荷の割合を電荷転送非効率 (Charge Transfer Inefficiency: CTI) と呼ぶ。ここで、 $CTI = 1 - CTE$ である。転送回数が多いほどこぼれる電荷が多いので読みだし口から遠ざかるほど輝線の中心エネルギーはみかけ上、低くなる。これは CTE が分かれば補正することができる。

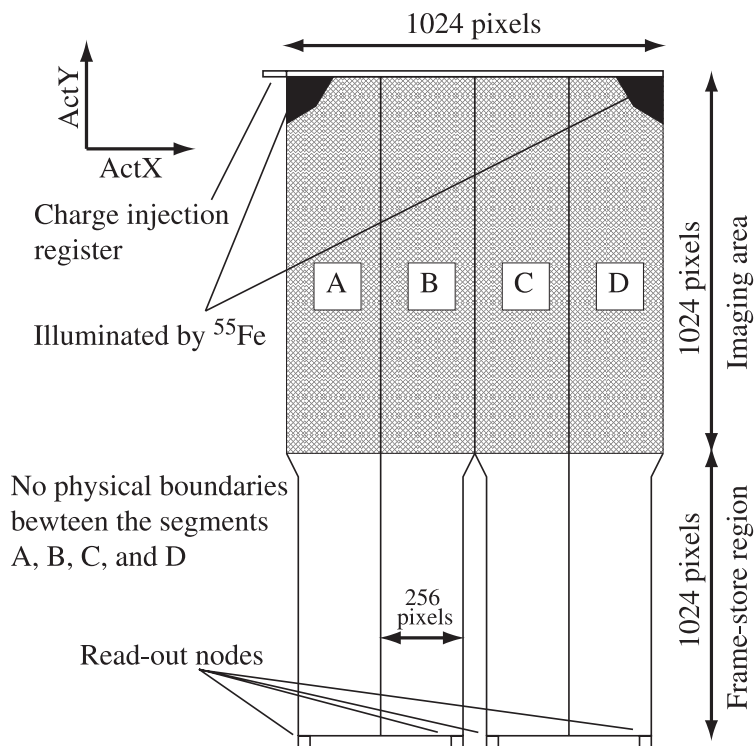


図 4.14: XIS の読みだしシステム (Koyama et al., 2007a)。

しかし、電荷がこぼれ落ちるのは確率過程なので、転送回数に従ってラインが太くなる (エネルギー分解能が悪化する) ことは補正できない。事実、観測開始から 1 年間でエネルギー分解能が 140 eV から 200 eV に劣化していることが確認されている。CTI は宇宙線によって CCD の結晶に格子欠陥が生じ、電荷トラップができることに起因する。それに対応するため、XIS には撮像領域上部に人工的に電荷を注入できる機能 (Charge Injection: CI) がある。CI 機能を用いて「犠牲電荷」を注入してあらかじめトラップを埋めておけば、X 線イベントによって生じた電荷は失われることなく転送することができる。この機能を Spaced-row Charge Injection (SCI) と呼ぶ (図 4.15)。「すざく」は 2006 年 8 月に SCI の機上試験を行い、9 月から実際に観測を開始している。その結果、200 eV まで劣化したエネルギー分解能 (図 4.16 左) を打ち上げ当初の 150 eV にまで回復している (図 4.16 右)。

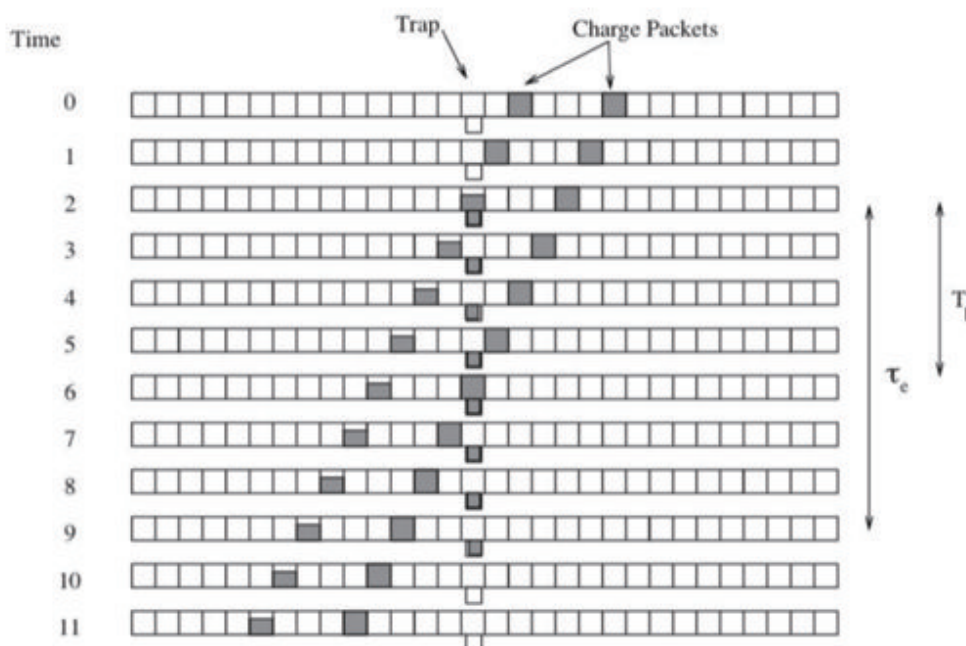


図 4.15: SCI (Spaced-row Charge Injection) 機能の概念図。電荷は右から左に転送される。先に転送されている電荷はトラップにより一部を失うが、後の電荷はトラップが埋まっているために損失がない。

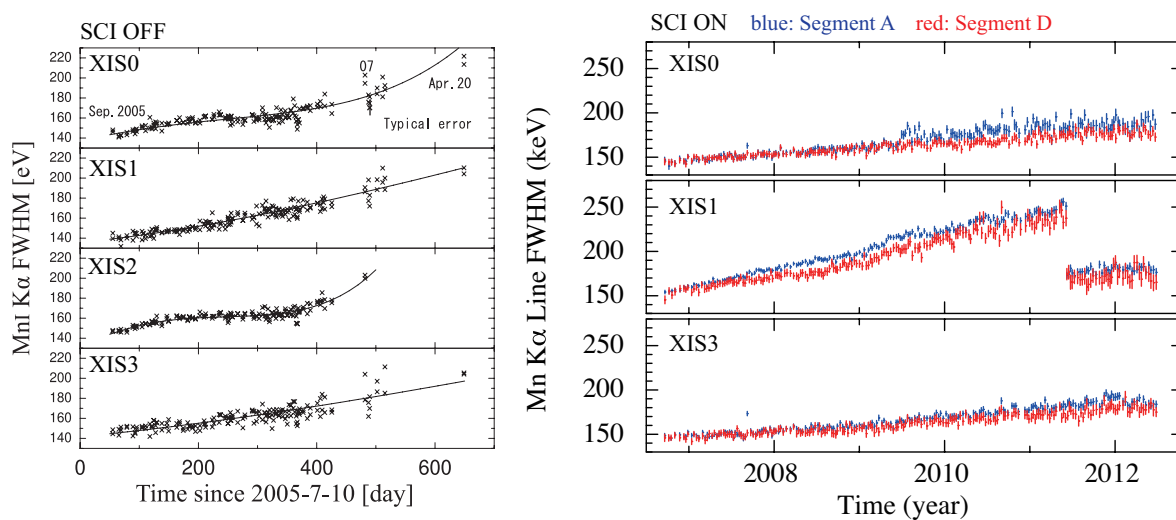


図 4.16: ^{55}Fe 較正線源の Mn I $K\alpha$ 輝線 (5895 eV) の分解能の変化。左図: SCI 無しの場合 (Ozawa et al., 2009a より抜粋)。右図: SCI 有りの場合 (中島真也氏による提供)。XIS1 は 2011 年の 5 月に電荷注入の量を増やしたので分解能が改善している。

ここで XIS の性能を表 4.2 に示す。

表 4.2: XIS の性能

視野	17.8 分四方
有感エネルギー帯域	0.2–12 keV
撮像ピクセル数	1024×1024
ピクセルサイズ	24 μm 四方
エネルギー分解能 (FWHM)	~ 150 eV @ 6 keV (SCI-on 時)
有効面積	340 cm^2 (FI), 390 cm^2 (BI) @ 1.5 keV 150 cm^2 (FI), 100 cm^2 (BI) @ 8 keV
時間分解能	8 s

4.3.4 NXB

XIS には、天体からの X 線放射とは別に、バックグラウンドとして非 X 線バックグラウンド (The non X-ray Background: NXB) が入ってきてしまう。NXB とは、荷電粒子やガンマ線などの宇宙線が衛星を構成する物質に入射した際に生じる、制動放射や特性 X 線のことである。NXB のデータは、衛星が太陽光に照らされていない地球 (夜地球) を向いているときに取得される。図 4.17 に XIS0(FI) と XIS1(BI) の NXB と校正線源 (^{55}Fe) スペクトルを示した。校正線源からは、Mn-K α と Mn-K β 輝線が観測されその他のスペクトルが NXB によるものである。BI において約 7 keV 以上のエネルギー帯で NXB のフラックスが高くなっているが、これは高いエネルギー (~100 keV から数 MeV) の宇宙線が直接 CCD に入ってきたためにできる構造である。しかし、FI にはこのような構造は見られない。これは、CCD 内では空乏層の厚みに比例して多くの電荷が発生するため、空乏層が BI より厚い FI では、図に示すエネルギー帯域 (0–15 keV) より高いエネルギーでピークを作るからである。

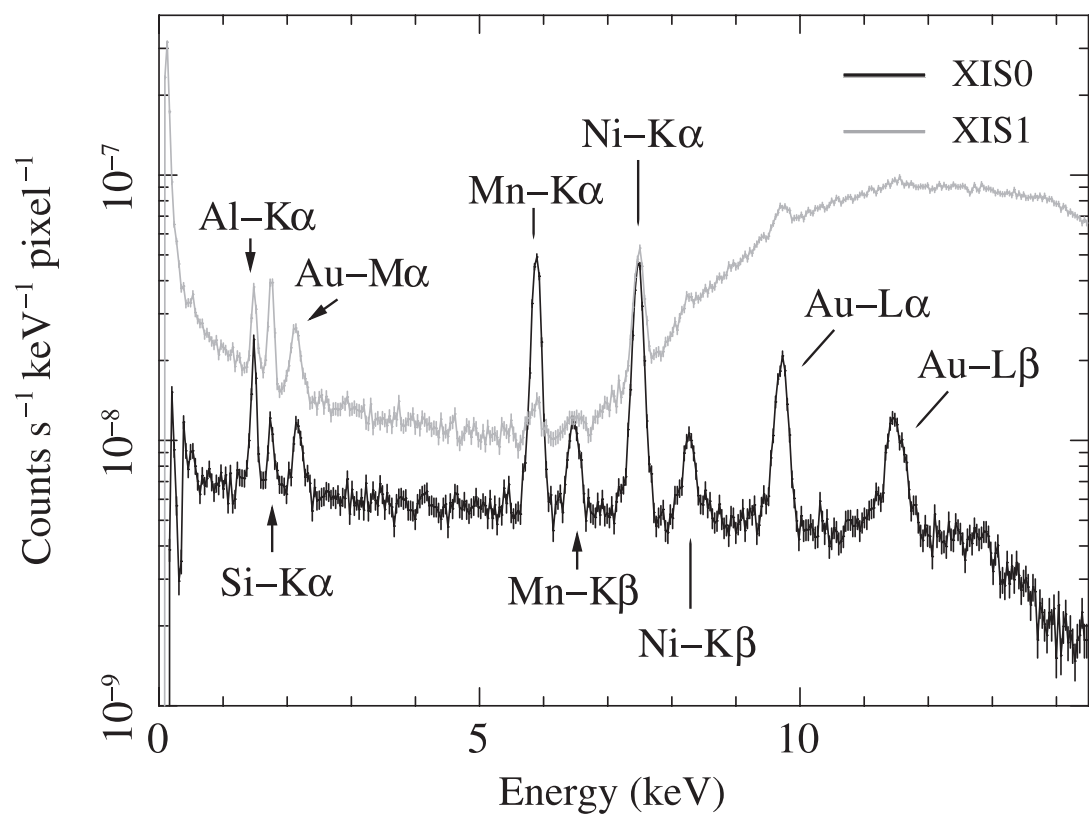


図 4.17: NXB と較正線源のスペクトル。Tawa et al. (2008) より抜粋。

第5章 解析

5.1 観測とデータの処理

我々は、すざく衛星に搭載されている XIS を用いて G350.1−0.3 と G349.7+0.2 の長時間観測 (それぞれ、70 ks、160 ks) を行った。本論文で用いるデータの概要を表 5.1 に示す。

表 5.1: 観測データの概要。

SNR	観測 ID	観測開始日	(R.A., Dec.) J_{2000}	観測時間
G350.1−0.3	506065010	2011 年 9 月 17 日	(260°.2697, -37°.4549)	70.1 ks
G349.7+0.2	506064010	2011 年 9 月 29 日	(259°.4954, -37°.4452)	160.4 ks

XIS は前述したように 4 つの CCD で構成されているが、XIS 2 は、2006 年 11 月に不具合が生じて以降使われていない¹。また、XIS 0 の 4 つあるセグメントの内、セグメント A が、2009 年 6 月以降不具合のため使われていない²。さらに、1.70–1.76 keV は、Si の K 輝線のエッジに対応し、キャリブレーションの不定性があるため、以下の解析からは除外した。以下の解析では、すざくチームから提供されている標準的な解析ツール HEAsoft (version 6.11) を用いた。また、HEAsoft に付属されているフィッティングのソフトとして XSPEC の version 12.7.0 (Arnaud, 1996) を使用した。フィッティングでは、BI のデータと XIS 0 と XIS 3 のデータを足し上げた FI のデータ二つを同時にフィッティングしているが、フィッティングの図では、見やすくするために FI のデータだけを表示させている。なお、パラメータのエラーは 90% の信頼区間を用いている。

5.2 X 線イメージ

始めに我々は、以下の手順で天体の X 線イメージを作成した。

上述したように、生のイメージには、天体由来の X 線とは別に、非 X 線バックグラウンド (NXB) が入るためそれを除去しなければならない。そこで、観測中の NXB データを計算するソフトウェア `xisnxbgen` (Tawa et al., 2008) を用いて、生のイメージから NXB を差し引いた。また、生のイメージは、前述したように vignetting 効果を受けている。そこで我々は、ソフトウェア `xissim` (Ishisaki et al., 2007) を用いて、天空の広い領域から一様なフラックス (Flat Field) で X 線が降ってくる場合に XIS がどのように X 線を受けられるかをシミュレートすることで Flat Field イメージを作成した。そして、NXB を差し引いたイメージを作成した Flat Field イメージで割り算することで vignetting の効果を補正した。

¹<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2007-08.pdf>

²<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2010-01.pdf>

以上のプロセスをもって作成した 1.0–10.0 keV バンドの X 線イメージを図 5.1 に示す。図では、XIS0、XIS1、XIS3 の全てのセンサーのイメージを足し上げている。

イメージでは、全てのセンサー (XIS 0、1、3) のデータを足し上げている。カラースケールは、1 ピクセル (8.3 秒平方) のカウント数を表している。G350.1–0.3 と G349.7+0.2 の CCO 候補 XMMU J172054.5–372652 (Gaensler et al., 2008) と CXOU J171801.0–372617 (Lazendic et al., 2005) を黒の十字印で示した。上述した XRT の PSF の影響で、角度分解能に優れた Chandra 衛星のイメージ (図 3.3) より放射の広がり大きいのが、G350.1–0.3 の放射は、東側に半径が約 1.5 分の最も明るい部分があり、西側に広がった放射が伸びていることが分かる。G349.7+0.2 も PSF の影響で、Chandra 衛星のイメージ (図 3.4) より放射の広がり大きいのが、放射の強いところが半径が約 2 分の円状に集中していることが分かる。

5.3 X 線スペクトル

NXB を引いたスペクトルを図 5.2 に表示した。FI の CCD (XIS 0 と 3) のデータを足し上げ、表示させている。黒色で示したのがソース領域から抜き出したスペクトルで、赤色で示したのがバックグラウンド領域から抜き出したスペクトルである。ソース領域は、図 5.1 中の白の実線で囲んだ領域あり、G350.1–0.3 が、長軸 2.8 分と短軸 2.0 分の楕円であり、G349.7+0.2 が、半径 2.3 分の円である。バックグラウンド領域は、SNR からの漏れ込みがないように、PSF を考慮してソース領域から 2.5 分離れた領域 (図 5.1 中の白の点線で囲む領域) を設定した。

以下の解析で用いる、応答関数と有効面積は、それぞれソフトウェア `xisrmfgen` と `xissimarfgen` (Ishisaki et al., 2007) によって作成した。

5.4 バックグラウンドモデルの構築

図 5.2 において、バックグラウンドスペクトルは、6 keV 以上の Fe K 輝線で、ソーススペクトルよりも、大きな統計エラーを持っていることが分かる。それゆえ、ソースのスペクトルからバックグラウンドのスペクトルを単純に引くと、誤差の伝播により大きな統計エラーをもたらすことになる。そこで、我々は以下に示すようにバックグラウンドスペクトルを物理的描像に基づいてフィッティングした上で、バックグラウンドモデルを構築し、フィッティングの際にそのモデルを用いることにした。なお、以下では、G350.1–0.3 と G349.7+0.2 は地球から見た方向が近いところにあるため、両方のバックグラウンドスペクトルを同時にフィッティングする。

5.4.1 銀河リッジ X 線放射

G350.1–0.3 と G349.7+0.2 は、どちらも、銀河面上に位置しているため、そのバックグラウンドは、銀河リッジ X 線放射 (the Galactic ridge X-ray emission: GRXE) (Uchiyama et al. 2013 など参照) を含んでいる。実際に、図 5.2 中のバックグラウンドスペクトルには、高エネルギーバンドでの連続成分に加え、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe の輝線が含まれ、GRXE の特徴を確認することが出来る。

Uchiyama et al. (2013) は、2 成分 CIE プラズマモデル (XSPEC の `apec` モデル) と、中性鉄の二つの輝線 (6.40 keV と 7.06 keV) を付随する冪が $\Gamma \sim 2$ の power-law モデルで

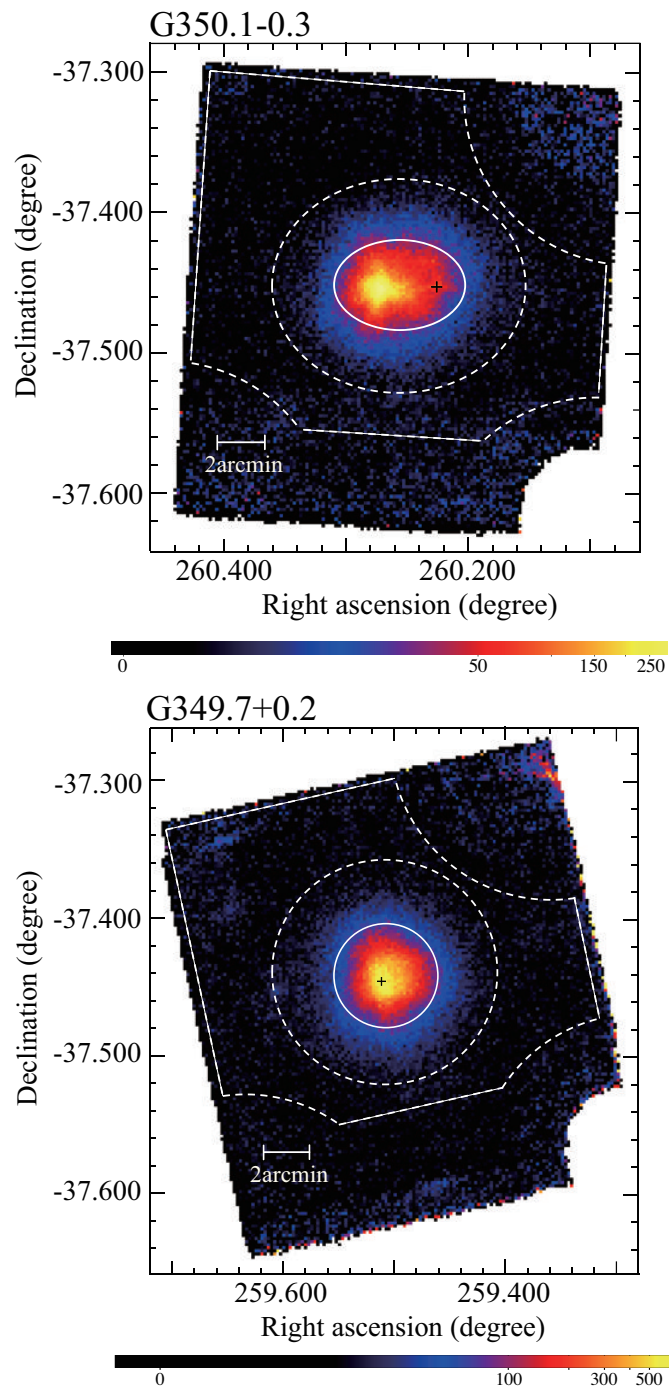


図 5.1: すざく衛星による G350.1-0.3(上) と G349.7+0.2(下) の 1.0-10.0 keV イメージ。全てのセンサーのイメージを足し上げている。カラーのスケールは、8.3 秒角平方の光子のカウント数に対応する。実線の白円に囲われた領域がソース領域で、白の点線で囲われた領域がバックグラウンド領域である。また、G350.1-0.3 と G349.7+0.2 の CCO 候補 XMMU J172054.5-372652 と CXOU J171801.0-372617 の場所を、それぞれ黒の十字印で示している。

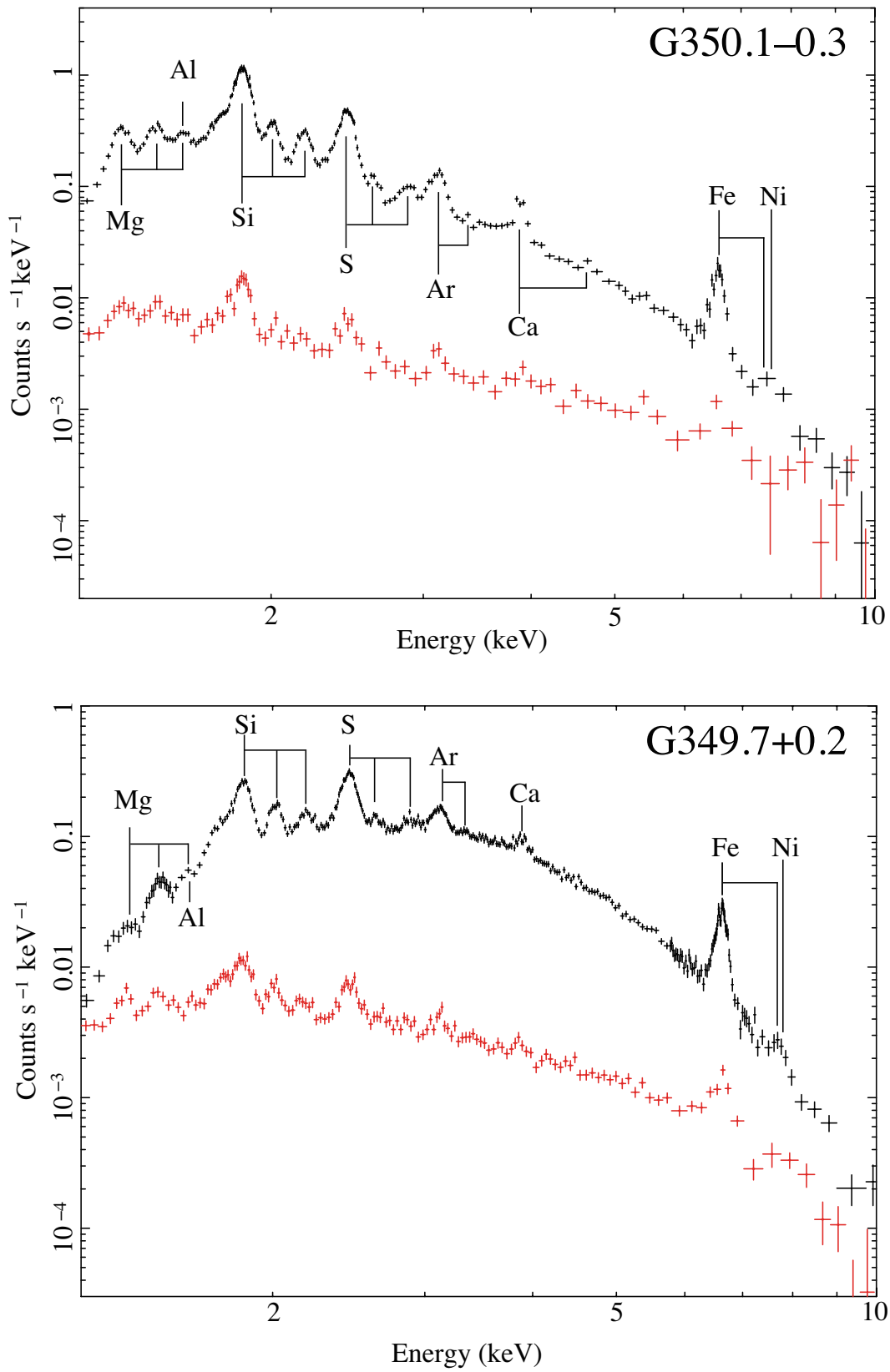


図 5.2: G350.1-0.3 と G349.7+0.2 の NXB を引いたスペクトル (黒)。バックグラウンドスペクトルを赤色で示している。

GRXE スペクトルが再現できることを示した。前者の CIE プラズマは、 $kT \sim 1$ keV の低温プラズマ (low temperature plasma: LP) と $kT \sim 7$ keV の高温プラズマ (high temperature plasma: HP) で表現される。後者の power-law モデルは、冷たいガス (Cold matter: CM) によるものだと考えられている (Uchiyama et al., 2013)。GRXE は、星間吸収 (N_{H} ; phabs モデル) を受けるので、そのモデルは、以下のように表現される。

$$\text{GRXE} = N_{\text{H}(\text{GRXE})} \times (\text{LP} + \text{HP} + \text{CM}) \quad (5.1)$$

フィッティングでは、星間吸収の密度 $N_{\text{H}(\text{GRXE})}$ と、LP、HP と CM のフラックス (emission measure: EM) をフリーパラメータとする。また、CIE プラズマの温度 (kT_{LP} and kT_{HP}) をアバンダンスを、G350.1–0.3 と G349.7+0.2 で共通にした上でフリーパラメータとする。

5.4.2 前景熱的放射

銀河面上の放射には、GRXE よりも手前にある前景熱的放射 (foreground thermal emissions: FE) (Ryu et al. 2009; Uchiyama et al. 2013) も考慮しなくてはならない。Uchiyama et al. (2013) では、FE は星間吸収の密度が $N_{\text{H}(\text{FE})} = 5.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 、温度が 0.09 keV と 0.59 keV の 2 成分 CIE プラズマで表現されることを示した。また、0.09 keV プラズマと 0.59 keV プラズマそれぞれのフラックスは、0.5–1.2 keV バンドでそれぞれ、 $1.1 \times 10^{-6} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$ と $9.7 \times 10^{-7} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$ である。

5.4.3 宇宙 X 線背景放射

最後に、宇宙 X 線背景放射 (the cosmic X-ray background: CXB) をバックグラウンドモデルの中に含める。CXB の由来は、遠方にある活動銀河核 (Active Galactic Nuclei) からの放射の重ね合わせだと考えられている。また CXB は、冪が $\Gamma = 1.41$ であり、フラックスが $6.38 \times 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ である power-law モデルで表現される (Kushino et al., 2002)。なお、Uchiyama et al. (2013) に基づき、CXB の由来が銀河外から来るものであるから、CXB の星間吸収量は GRXE の吸収量の 2 倍 ($N_{\text{H}(\text{CXB})} = 2 \times N_{\text{H}(\text{GRXE})}$) とする。

5.4.4 バックグラウンドモデルでのフィッティング

以上より、最終的なバックグラウンドモデル (the background model: BGD) は、以下のように与えられる。

$$\text{BGD} = \text{GRXE} + \text{FE} + \text{CXB} \quad (5.2)$$

我々は、このモデルを用いて、バックグラウンドスペクトルをフィッティングした。フィッティングの図と得られたフィッティングパラメータを、それぞれ図 5.3 と表 5.2 に示す。また、図 5.4 に G350.1–0.3 と G349.7+0.2 のバックグラウンドに含まれる GRXE の 5–8 keV のフラックスを示した。

表 5.2 において、結果を Uchiyama et al. (2013) と比較すると、星間吸収量と LP と HP の温度が小さい値を示している事が分かる。これは以下のように考察する事が出来る。Uchiyama et al. (2013) において GRXE の解析では、銀緯が 2 度以上のデータ (図 5.4 の黒点) を足し合わせたスペクトルをフィッティングしている。図 5.4 より、GRXE のデー

タは約2度付近に集中していることと、銀緯が高くなるほどフラックスが減少し足し合わせたスペクトルへの寄与が小さい事を考慮すると、Uchiyama et al. (2013)の結果は、約2度付近のGRXEの性質を反映していると考えられる。

一方で、銀河中心に近くなるほど星間吸収量は大きな値を持つと考えられる。従って、約10度の銀緯を持つG350.1-0.3とG349.7+0.2の視線上のGRXEは、Uchiyama et al. (2013)の結果より小さい星間吸収量を持っていると考察できる。

また、温度については、場所毎によって異なる値を持つ事が示唆される。このような温度の場所依存性を示す研究報告はなされていないが、今後の研究課題の一つといえるだろう。

表 5.2: バックグラウンドフィットの結果^a

Component	Parameter	for G350.1-0.3	for G349.7+0.2	Uchiyama et al. (2013)
星間吸収	$N_{\text{H(GRXE)}} (\times 10^{22} \text{ cm}^{-2})$	3.0 ± 0.1	3.9 ± 0.1	$4.22^{+0.34}_{-0.16}$
LP	kT (keV)	0.82 ± 0.03		$1.33^{+0.11}_{-0.08}$
	Abundance (solar)	0.73 ± 0.10		$0.81^{+0.15}_{-0.09}$
	$EM^b (\times 10^{12} \text{ cm}^{-5})$	0.63 ± 0.07	1.6 ± 0.3	—
HP	kT (keV)	5.1 ± 0.6		$6.64^{+0.40}_{-0.42}$
	Abundance (solar)	(=LP)		(=LP)
	$EM^b (\times 10^{11} \text{ cm}^{-5})$	0.78 ± 0.10	1.2 ± 0.1	—
CM	Γ	2.13 (fixed)		$2.13^{+0.09}_{-0.10}$
	$EW_{6.40}$ (eV)	457 (fixed)		457 ± 29
	Flux ^c ($\times 10^{-5} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)	< 4.0	8.0 ± 2.4	—
$\chi^2/\text{d.o.f.}$		1051/769 = 1.37		

^a エラーは90%レベルである。

^b emission measure. 単位は $n_e n_H V / 4\pi d^2$. n_e と n_H がそれぞれ電子と水素イオンの密度であり、 V が放射体積、 d が放射体までの距離である。

^c 1.0-10.0 keV のフラックスである。

5.5 スペクトルフィッティング

図5.2中のG350.1-0.3とG349.7+0.2のソーススペクトルからは、Mg、Si、S、Ar、Ca、Feの強いK α 輝線を確認することが出来る。また、両方のSNRの7.7 keVに見られる輝線状構造は、過去には観測されなかった初めての発見である。この構造は、Fe K β 輝線とNi K α 輝線のエネルギーに相当するものである。また、1.6 keV付近の輝線状構造は、Mg K β 輝線とAl K α 輝線のエネルギーに相当するものである。

以下のフィッティング(1.2-10.0 keV)では、パラメータを表5.2の値で固定したバックグラウンドモデルを、SNRのモデルの中に足して解析をする。

すなわち、ソーススペクトルとバックグラウンドモデルの差分をSNRからの放射として、プラズマモデルを用いてフィッティングしていく。フィッティングに用いるプラズマモデルとして、vapecモデル(CIEプラズマモデル)とvpshockモデル(NEIプラズマモデル)を用いる。

我々は、G350.1-0.3とG349.7+0.2のスペクトルを別々に解析した。先に、G350.1-0.3の解析から報告する。

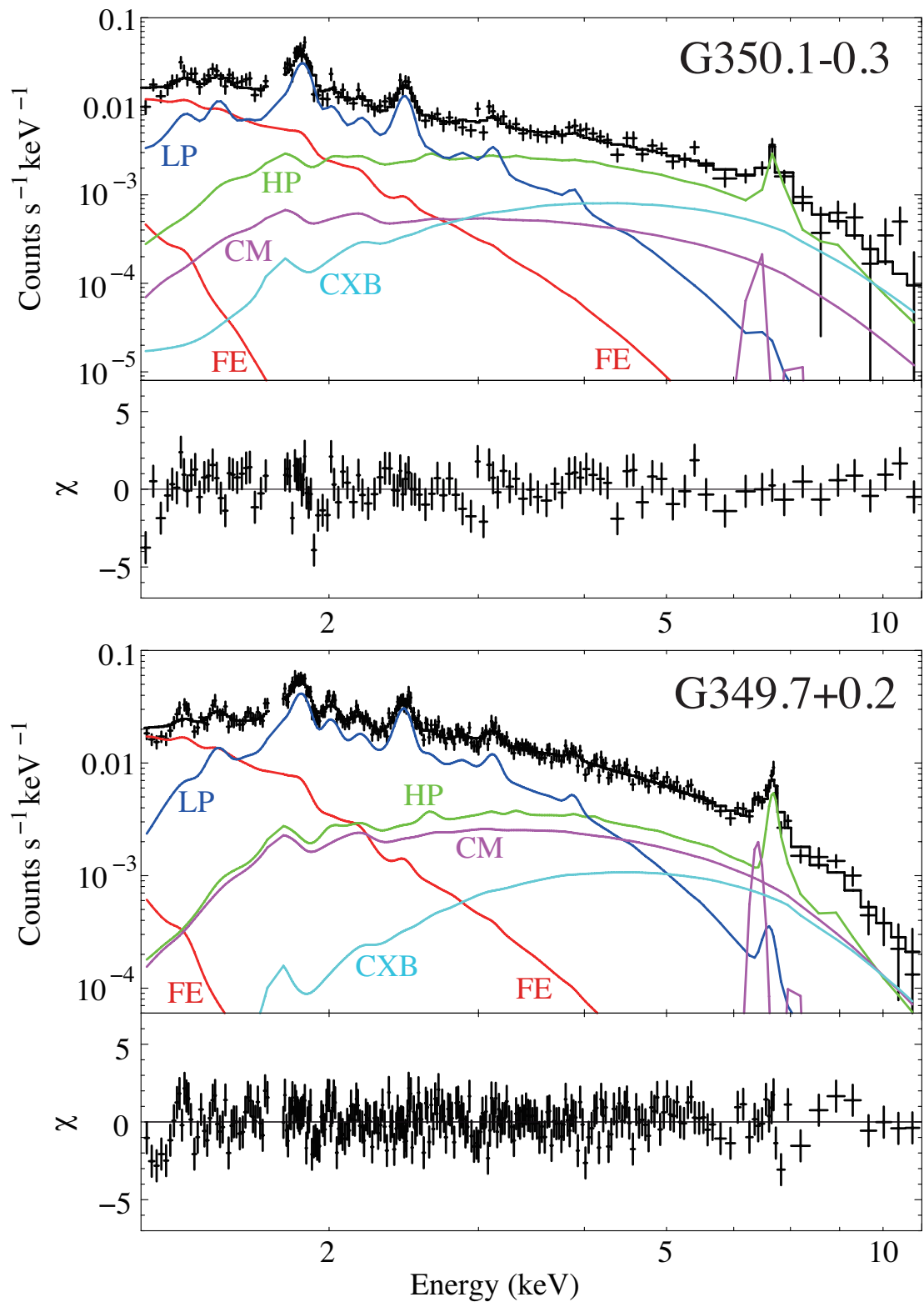


図 5.3: G350.1-0.3 と G349.7+0.2 の BG スペクトル。各成分をカラーで示している。黒の実線が全ての成分の重ね合わせに対応し、その黒実線とデータ (黒十字) との差を下のパネルに表示している。

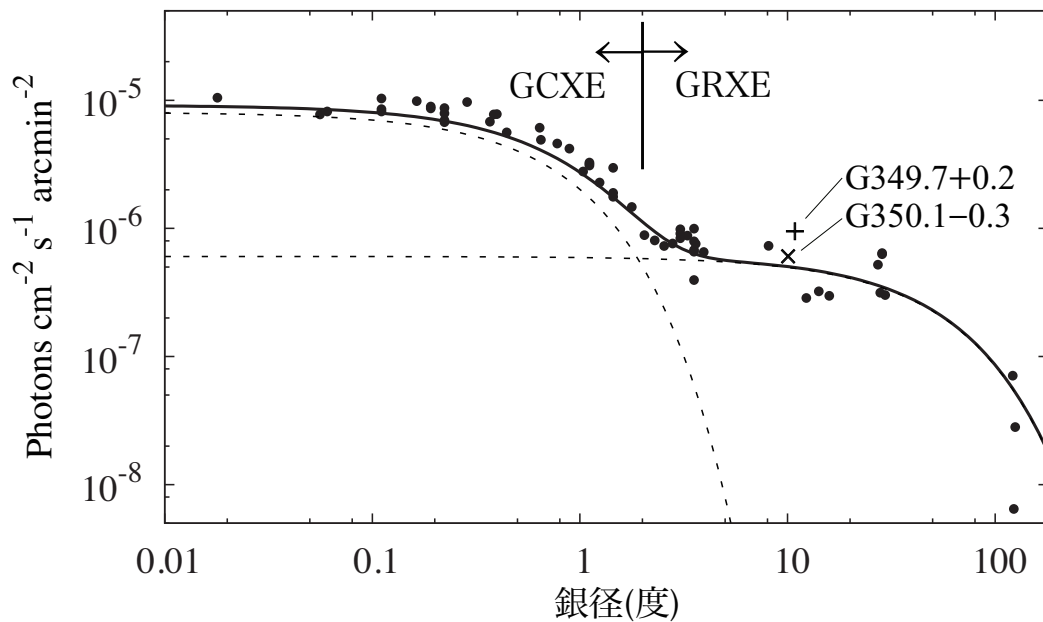


図 5.4: G350.1-0.3 と G349.7+0.2 のバックグラウンドに含まれる GRXE の 5-8 keV のフラックス (Uchiyama et al. 2013 の図を改変)。黒丸で示しているのが Uchiyama et al. (2013) で用いられたデータ点で、実線で示されているのがそのデータから求められたフラックスのモデルである。銀径が ~ 2 度以上の実線が GRXE のモデルで、それ以下の実線が銀河中心 X 線放射 (the Galactic Center X-ray emission: GCXE) のモデルである。

5.5.1 G350.1–0.3

G350.1–0.3のスペクトルを、まず、NEIモデル1成分でフィッティングした。フリーパラメータは温度 (kT)、電離プロセスの時間の指標となるイオン化タイムスケール ($n_e t$)、emission measure (EM) と、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe、Niのアバンダンスである。他の元素のアバンダンスは1 solar に固定した。

G350.1–0.3のソース領域には、前述したようにCCO候補のXMMU J172054.5–372652が含まれているため、その放射をモデルで入れる必要がある。そこでGaensler et al. (2008)に基づき、電子温度が $kT = 0.53$ keV、0.5–10.0 keVのフラックスが 1.4×10^{-12} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ 、星間吸収量が $N_H = 2.9 \times 10^{22}$ cm $^{-2}$ の黒体放射モデルを追加した。

すなわち、ソーススペクトルのフィッティングモデルとして、NEIモデル(SNRからの放射) + 黒体放射モデル(XMMU J172054.5–372652の放射) + バックグラウンドモデルを用いる。以下のソーススペクトルの解析では、後者の、黒体放射モデル + バックグラウンドモデルは常にフィッティングモデルの中を含めることにする。

さて、NEI1成分のフィッティングは、統計的にacceptableな結果を得なかった($\chi^2/\text{d.o.f.} = 1279/663 = 1.92$)。このときのフィットの結果を図5.5に載せている。上のパネルにデータ(黒十字)とフィッティングのモデルを示し、下のパネルにデータとモデルとの残差を示している。図から、 ~ 1.35 keVと ~ 1.45 keV付近に大きな残差が残っていることが分かる。これらのエネルギーはそれぞれ、He-likeとH-likeのMg K α 輝線に相当し、NEIモデル1成分では、少なくともMgの電離状態を再現できていない、すなわち、もう一つのプラズマが必要であることを示している。

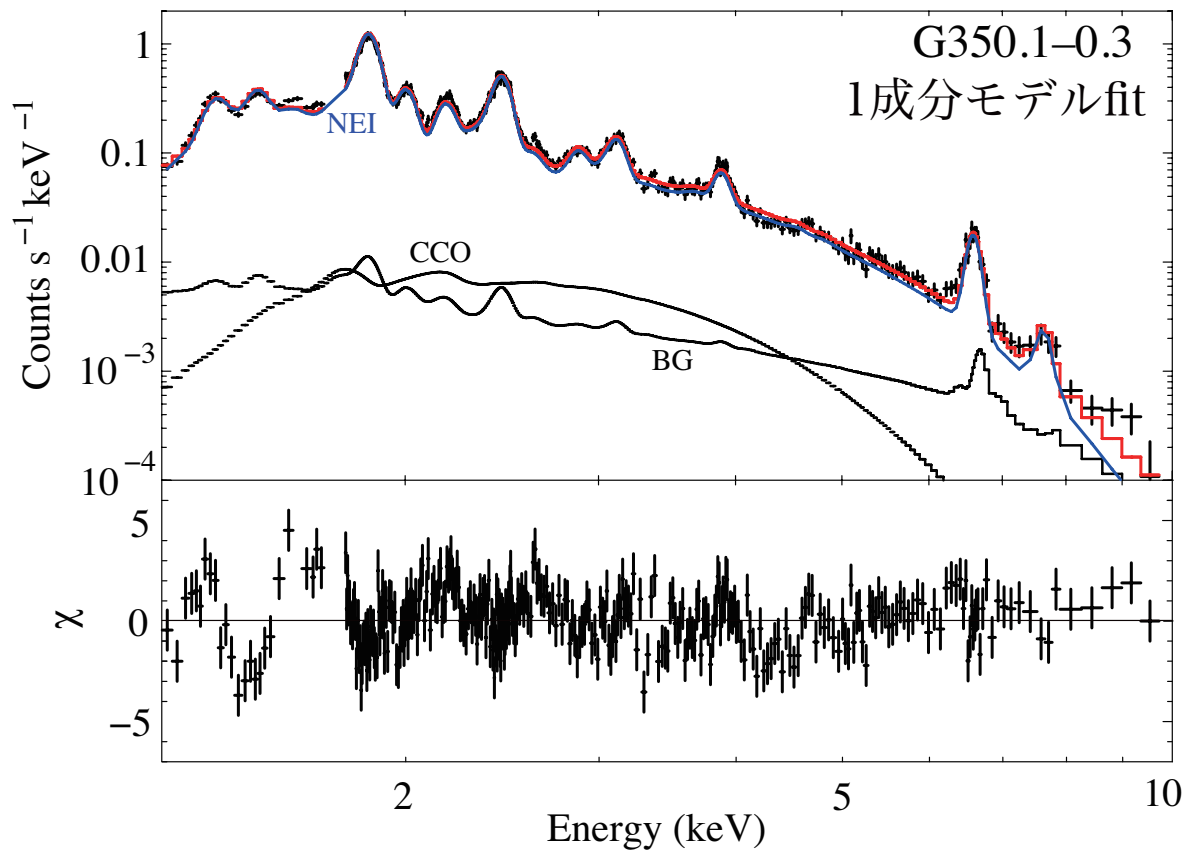


図 5.5: G350.1–0.3 の NEI モデル 1 成分でのフィッティング結果。FI(XIS0 と 3) のスペクトルを足し上げて表示させている。青線が NEI モデルに対応し、黒線が、バックグラウンド、CCO のモデルに対応する。赤線は、全てのモデルを足し上げたものである。下のパネルは赤のモデルとデータ (黒十字) との残差を表す。

そこで我々は、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe、Ni のアバundance をフリーパラメータとした CIE 成分を NEI 成分に足して再度フィッティングを行った。CIE 成分の他の元素のアバundance は 1 に固定した。NEI モデルのアバundance は、前と同じく Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe、Ni のアバundance をフリーパラメータとしている。

この 2 成分モデル (CIE モデル + NEI モデル) によって、フィッティングは改善した ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 868/658 = 1.32$)。このときのフィッティング結果を図 5.6 に示す。図 5.5 のときと比べて Mg の輝線付近の残差が解消されていることが分かる。また、電子温度は $kT \sim 0.5 \text{ keV}$ (CIE モデル)、 $\sim 1.6 \text{ keV}$ (NEI モデル) となった。

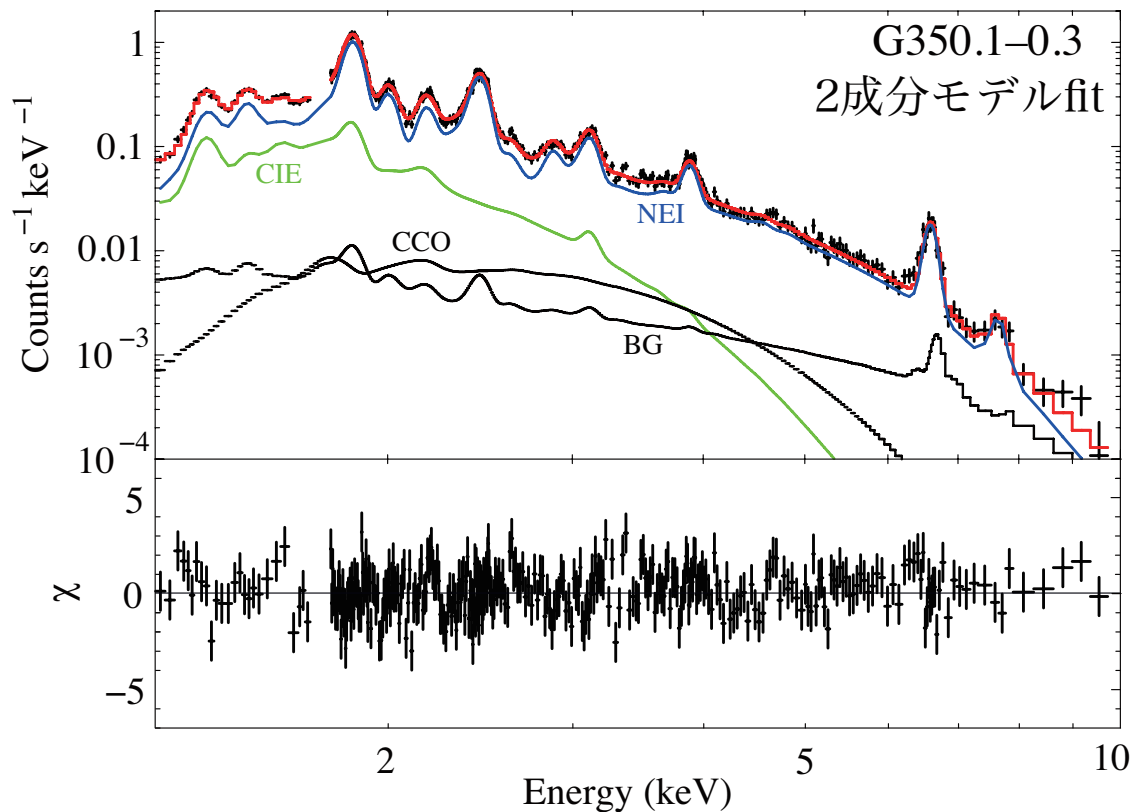


図 5.6: G350.1-0.3 の 2 成分モデルによるフィッティング図。FI(XIS0 と 3) のスペクトルを足し上げて表示させている。青線が NEI モデル、緑線が CIE モデルに対応し、黒線がバックグラウンドと CCO のモデルに対応する。赤線は、全てのモデルを足し上げたものである。下のパネルは赤のモデルとデータ (黒十字) との残差を表す。

得られた CIE 成分のアバundanceは、Mg と Si が ~ 1 solar であり、その他の S、Ar、Ca、Fe、Ni は決まらなかった。S、Ar、Ca、Fe、Ni のアバundanceが決まらなかったのは、図 5.6 から分かるように、CIE 成分は ~ 2 keV 以上のフラックスが NEI 成分に比べて非常に小さくなるために、CIE 成分のこれらのアバundanceを大きくしても輝線が NEI 成分に比べて効かないからである。

以上から、CIE 成分のアバundanceを全て 1 solar に固定して再度フィッティングを行った。このときの 2 成分フィッティングの結果を図 5.7 に示す。 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 888/661 = 1.34$ を得たが、1.6 keV 付近に残差を残す結果となった。

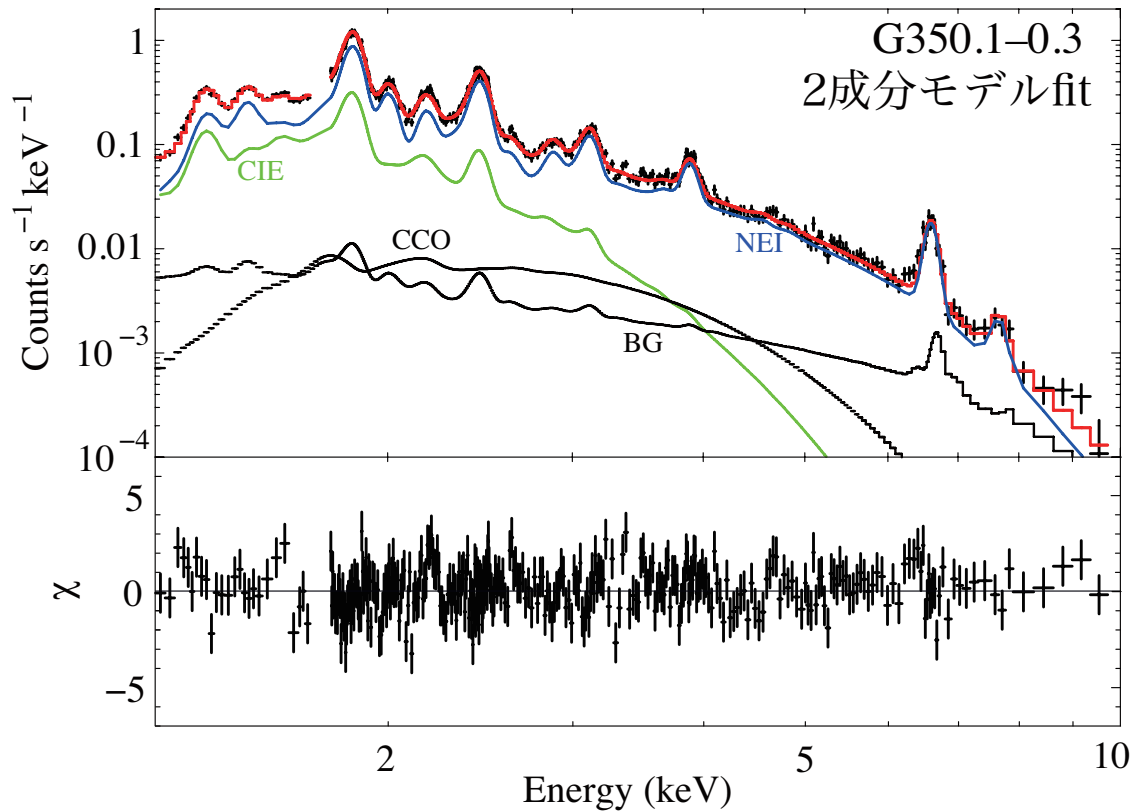


図 5.7: G350.1–0.3 の 2 成分モデルでのフィッティング結果。FI(XIS0 と 3) のスペクトルを足し上げて表示させている。青線が NEI モデル、緑線が CIE モデルに対応し、黒線がバックグラウンドと CCO のモデルに対応する。赤線は、全てのモデルを足し上げたものである。下のパネルは赤のモデルとデータ (黒十字) との残差を表す。

そこで我々は、さらに、残差が残る 1.6 keV 付近に Gaussian モデルを追加して、3 成分モデル (CIE モデル+NEI モデル+Gaussian モデル) でのフィッティングを行い、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 873/659 = 1.32$ を得た。このときのフィッティングを図 5.8 に、パラメータを表 5.3 に示す。図から、2 成分モデルの際に残った 1.6 keV 付近の残差が改善していることが分かる。

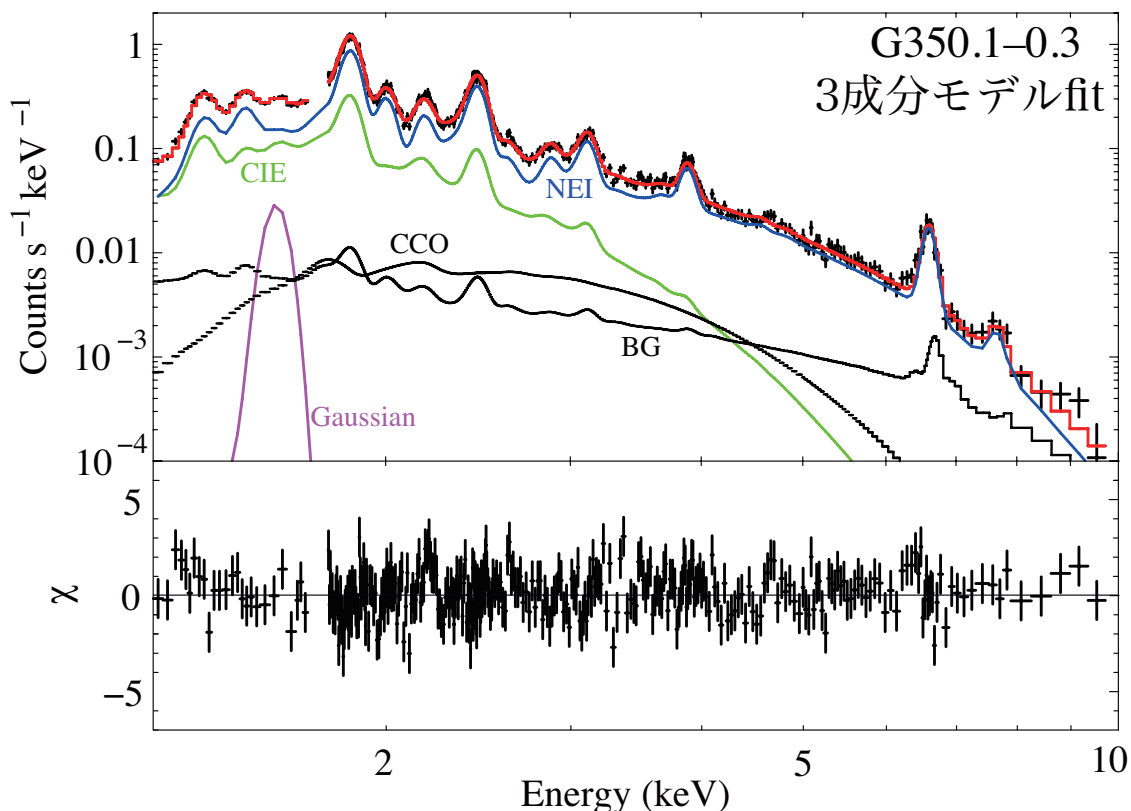


図 5.8: G350.1-0.3 の 3 成分モデルのときのフィッティング図。FI(XIS0 と 3) のスペクトルを足し上げて表示させている。青線が NEI モデル、緑線が CIE モデル、紫線が Gaussian モデルに対応し、黒線がバックグラウンドと CCO のモデルに対応する。赤線は、全てのモデルを足し上げたものである。下のパネルは赤のモデルとデータ (黒十字) との残差を表す。

しかし、一方で図 5.8 の Fe $K\alpha$ 輝線の左肩に残差が残る事が分かる。図では、前述したように XIS0 と XIS3 のデータを足したものだけを示しているが、このときのフィッティングを各検出器ごとに示したのが、図 5.9 である。図 5.9 から、XIS0 のデータの Fe $K\alpha$ 輝線の左肩が他の検出器のデータより広がっている。他の XIS1 と XIS3 にはそのような兆候は見られないため、結局、図 5.8 の Fe $K\alpha$ の残差は、XIS0 のデータに起因するものであることが分かった。データを精査すると、Fe $K\alpha$ 輝線の中心値 (eV) と幅 σ (eV) は、XIS0 が $(6575 \pm 23 \text{ eV}, 93 \pm 26 \text{ eV})$ 、XIS1 が $(6593 \pm 16 \text{ eV}, < 58 \text{ eV})$ 、XIS 3 が $(6593 \pm 12 \text{ eV}, 54 \pm 22 \text{ eV})$ となっていて、XIS0 のデータが輝線の中心値が低く、幅が広がっていることが分かった。これは、XIS0 の Fe 輝線に起こったキャリブレーションのエラーだと考えられる。しかしながら、XIS0 のデータを使わず、XIS1 と XIS3 のデータだけで 3 成分モデルでのフィッティングを行うと残差は消え、得られたパラメータは全検出器のデータを使って求めた表 5.3 のものと変化は見られなかった。従って、図 5.8 に残った Fe の残差は、全体のパラメータに影響がないと言える。

また、3 成分モデルでの $\chi^2/\text{d.o.f.}$ の値 $(873/659=1.32)$ は統計的に acceptable な値ではない。上記で示した Fe $K\alpha$ 輝線の残差を除いて、目立つ残差は 1.5-3 keV のものであろう。このエネルギー帯域は較正線源がないため、エネルギー分解能の評価が難しいことが知ら

れている(すごく XIS チームより)。従って、キャリブレーションの不定性を考慮すれば、棄却できないモデルであると考えられる。

さて、表 5.3 にある通り、追加した Gaussian モデルの中心エネルギーは、 1.58 ± 0.02 keV であった。これは、He-like の Mg K β 輝線と Al K α 輝線のエネルギーに相当する。Mg K β 輝線は、CIE と NEI モデルの両方に含まれる。しかし、Al K α 輝線は CIE モデルには含まれているが、NEI モデルでは計算コードで欠落していることが分かった。従って、Gaussian の放射は、NEI プラズマから生じた Al K α 輝線であると推論できる。

次に以下の方法で、NEI 成分の Al のアバundanceを求めた。表 5.3 に示す NEI プラズマの状態での、He-like の Al K α の emissivity を AtomDB³ を参照して計算すると $\varepsilon_{kT_e, n_{et}} = 2.4 \times 10^{-11}$ cm³ s⁻¹ になった。Gaussian のフラックス $F_{\text{He-like}}$ と emissivity $\varepsilon_{kT_e, n_{et}}$ との間は

$$F_{\text{He-like}} = \varepsilon_{kT_e, n_{et}} \times Z_{\text{Al}} \times (n_{\text{Al}}/n_{\text{H}})_{\odot} \times EM \quad (5.3)$$

の関係がある。ここで、 Z_{Al} は Al のアバundance、 $(n_{\text{Al}}/n_{\text{H}})_{\odot}$ が太陽組成の Al の H に対する個数比(図 1.4 より 2.95×10^{-6})であり、 EM は NEI プラズマの emission measure である。この式を用いて、G350.1-0.3 の NEI プラズマの Al のアバundanceを 1.4 ± 0.5 solar と求めた。この結果は、表 5.3 にも追加している。

また、表 5.3 から、NEI 成分の Ni のアバundance (14 ± 7 solar) が Fe などのアバundance に比べて極めて大きいことが分かる。過去の SNR の X 線観測では Ni の輝線は数例しか検出されていない。具体的には、Sagittarius A East (Koyama et al., 2007b) と W49B (Ozawa et al., 2009b)、Kepler (Park et al., 2013)、Tycho (Yamaguchi et al., 2014) で検出され、Cassiopeia A (Maeda et al., 2009) では Ni K α line の上限値が出されているのみで、いずれの SNR でも、Ni の Fe に対する大きなアバundanceは報告がない。

我々は、この Ni の大きなアバundanceに注目し、これが確かに主張できるものであるのかどうか、モデルを精査する事にした。ここで、注意しなければならない点は、Ni のアバundanceは、7.7 keV のスペクトルの輝線のフラックスから算出されるが、Fe K β 輝線もこのエネルギーにあたることである。表 5.3 にある NEI プラズマの best-fit の状態 ($kT = 1.51$ keV, $n_{et} = 3.5 \times 10^{11}$ s cm⁻³) では、Fe イオンの中で順に B-like、C-like、Be-like の状態が割合を最も多く占める。しかしながら、現在の NEI モデルを精査してみると、H-like と He-like 以外の Fe K β 輝線が含まれていないことが分かった。すなわち、不足している Li-like 以下の Fe K β 輝線を人為的に NEI モデルに足さなければならない。

ここで、我々は、“Flexible Atomic Code” (Yamaguchi et al. 2014 を参照) を用いて、それぞれの状態の Fe イオンについて、Fe K β のエネルギー値と Fe K β /Fe K α の強度比を算出した。結果、NEI プラズマの best-fit の状態での Fe K β /Fe K α の強度比は、全体で 2.9% と計算され、現在の Fe K β 輝線が不足している NEI モデルが出す強度比 (0.2%) より確かに高くなることが確認できた。また、Li-like 以下の Fe K β のエネルギーの平均値は、7.64 keV と計算された。

以上から、我々は、NEI モデルに含まれていない Fe K β 輝線を補うために、輝線中心値が 7.64 keV で、フラックスが 5.5×10^{-7} photons s⁻¹ cm⁻² (Fe K α フラックスの 2.7%) である Gaussian モデルを最終的に含めて (CIE モデル+Gaussian(Al) モデル+NEI モデル+Gaussian(Fe-K β) モデル) 再度フィッティングを行った。

フィッティングの結果、Ni の値は 14 ± 7 solar から 12 ± 7 solar と補正されたが、尚もって高いアバundanceを示すことが分かった。追加した Gaussian(Fe-K β) モデルと補正された Ni のアバundanceは、表 5.3 に付け加えた。なお、Ni のアバundance以外のパラメータは、Gaussian(Fe-K β) を入れる前後で変化は見られなかった。

³<http://www.atomdb.org/>

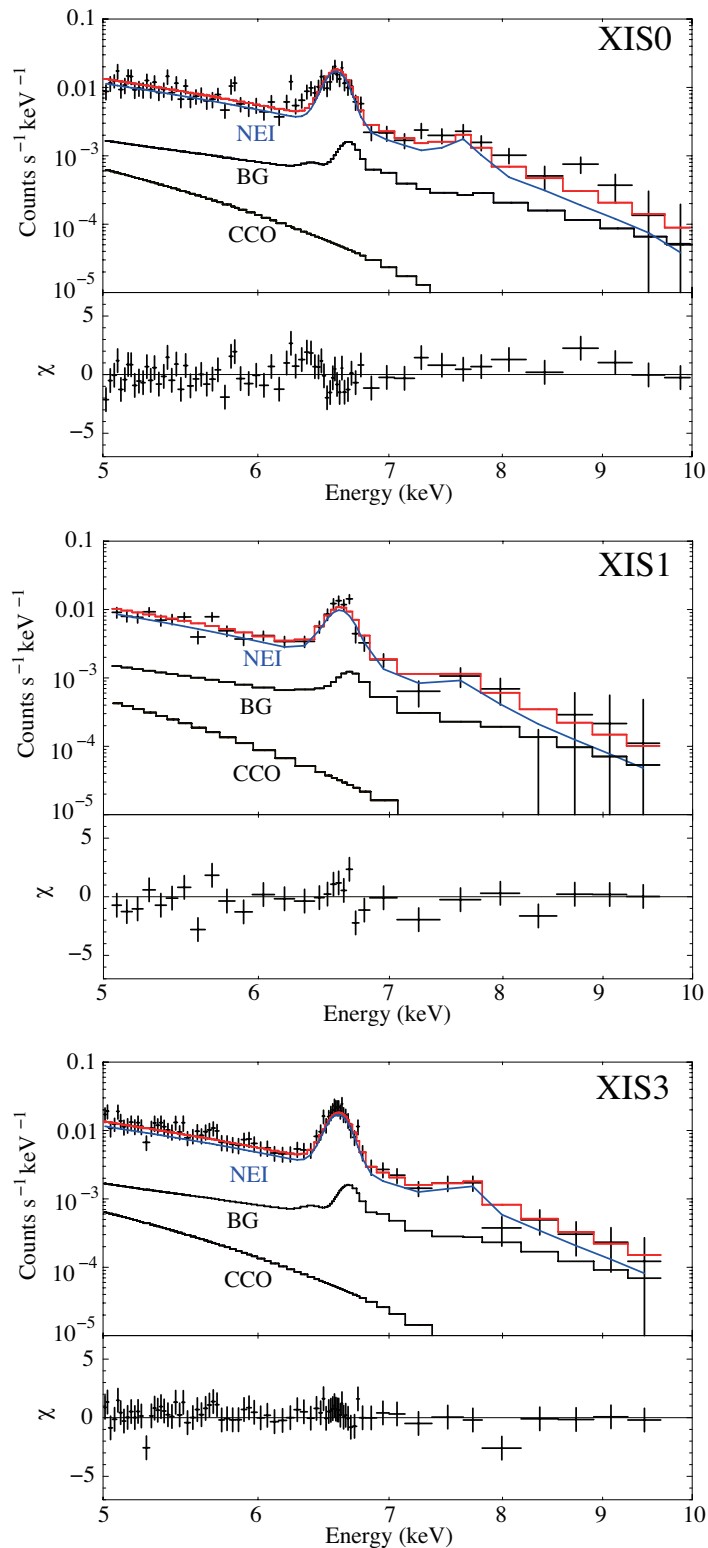


図 5.9: G350.1-0.3 の各検出器の 5-10 keV のスペクトル。図 5.8 のフィッティングを各検出ごとに示している。青線が NEI モデル、黒線がバックグラウンドと CCO のモデルに対応する。赤線は、全てのモデルを足し上げたものである。下のパネルは赤のモデルとデータ (黒十字) との残差を表す。

表 5.3: ソーススペクトルの best-fit パラメータ ^a

成分	パラメータ	G350.1-0.3	G349.7+0.2
星間吸収	N_{H} ($\times 10^{22}$ cm ⁻²)	3.3 ± 0.1	6.4 ± 0.2
CIE モデル	kT (keV)	0.48 ± 0.04	0.60 ± 0.04
	アバンダンス (solar)	1 (fixed)	1 (fixed)
NEI モデル	EM^b ($\times 10^{13}$ cm ⁻⁵)	1.3 ± 0.3	1.3 ± 0.3
	kT (keV)	1.51 ± 0.09	1.24 ± 0.03
	アバンダンス (solar)	Mg 3.7 ± 0.5	3.6 ± 1.1
		Al ^c 1.4 ± 0.5	0.6 ± 0.4
	Si 4.0 ± 0.3	1.10 ± 0.14	
	S 2.8 ± 0.2	0.72 ± 0.04	
	Ar 2.7 ± 0.3	0.71 ± 0.07	
	Ca 3.7 ± 0.4	0.67 ± 0.10	
	Fe 1.4 ± 0.2	0.63 ± 0.05	
	Ni 14 ± 7	7.0 ± 2.2	
	Ni ^d 12 ± 7	5.3 ± 2.0	
	$n_e t$ (10^{11} s cm ⁻³)	3.5 ± 0.4	20 ± 3
	EM^b ($\times 10^{12}$ cm ⁻⁵)	2.1 ± 0.3	9.1 ± 0.9
Gaussian (Al K α)	エネルギー (keV)	1.58 ± 0.02	1.58 (fixed)
	flux ($\times 10^{-4}$ photons s ⁻¹ cm ⁻²)	2.0 ± 0.7	3.3 ± 2.3
Gaussian (Fe K β) ^e	エネルギー (keV)	7.64 (fixed)	7.69 (fixed)
	flux ($\times 10^{-7}$ photons s ⁻¹ cm ⁻²)	5.5 (fixed)	8.8 (fixed)
$\chi^2/\text{d.o.f.}^e$		$873/659 = 1.32$	$664/587 = 1.13$

^a エラーは 90% レベルである。

^b emission measure. 単位は $n_e n_{\text{H}} V / 4\pi d^2$. n_e と n_{H} がそれぞれ電子と水素イオンの密度であり、 V が放射体積、 d が放射体までの距離である。

^c Al K α の Gaussian から算出。

^d 3 成分改訂モデルでの値。

^e 3 成分改訂モデルでの Gaussian。

5.5.2 G349.7+0.2

図 5.2 から分かるように、G349.7+0.2 のスペクトルは G350.1-0.3 のものとよく似ているため、我々は、G350.1-0.3 と同じフィッティングプロセスを踏むことにした。まず、G349.7+0.2 のソース領域には、CCO 候補である CXOU J171801.0-372617 が含まれているため、その寄与をモデルの中に含ませる必要が有る。我々は Lazendic et al. (2005) に基づき、そのモデルとして、冪が $\Gamma = 2.5$ で吸収を含まないフラックス ($0.5-10.0$ keV) が 2.2×10^{-13} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ である power-law モデルをフィッティングモデルの中に追加した。すなわち、G350.1-0.3 の解析と同じように、フィッティングの際は、SNR の放射モデル+CCO モデル+バックグラウンドモデルをソーススペクトルに適用する。

さて、SNR の放射モデルとして、NEI 1成分のフィッティングを行った。このときのフィッティング結果 (図 5.10) から、6.5 keV 付近の Fe K α 輝線と 2 keV 以下の低エネルギーバンドで残差が大きいことが分かる。特に、Fe K α 輝線に関しては、モデルの輝線中心値がデータのものより低いことが残差の原因だと分かる。一方で、2.5 keV 付近の S K α 輝線や 3.2 keV 付近の Ar K α 輝線に関しては、モデルの輝線中心値がデータと一致している事が分かる。以上から、一種類のプラズマの電離状態では、G349.7+0.2 のスペクトルを再現できず、少なくとも、もう一成分のプラズマモデルが必要であることが分かった。

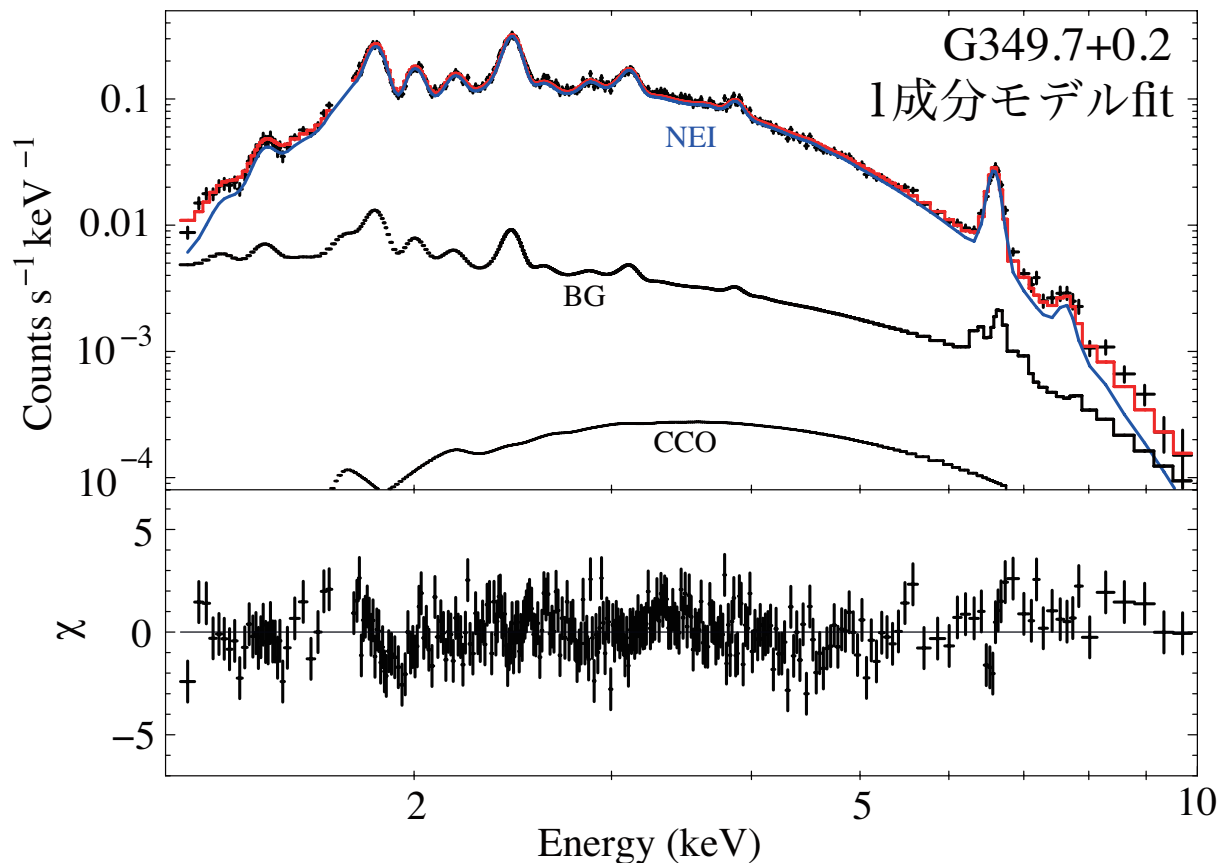


図 5.10: G349.7+0.2 の NEI モデルでのフィッティング結果。FI(XIS 0 と 3) のスペクトルを足し上げて表示させている。青線が NEI モデルに対応し、黒線がバックグラウンドと CCO のモデルに対応する。赤線は、全てのモデルを足し上げたものである。下のパネルは赤のモデルとデータ (黒十字) との残差を表す。

そこで、我々は、G350.1-0.3と同様に、付け足すモデルとしてアバンダンスを1 solarに固定したCIEモデルを加えた。さらに、NEIモデルに不足しているAl輝線を Gaussianで代用した。以上から、CIEモデル+NEIモデル+Gaussian(Al)の3成分モデルでのフィッティングを行った結果、acceptableな解を得ることが出来た ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 664/587 = 1.13$)。このときのフィッティングの図とパラメータを、それぞれ図5.11と表5.3に示す。図5.11から、1成分モデルでフィッティングしたとき(図5.10)の低温側とFe K輝線の残差が解消している事が分かる。

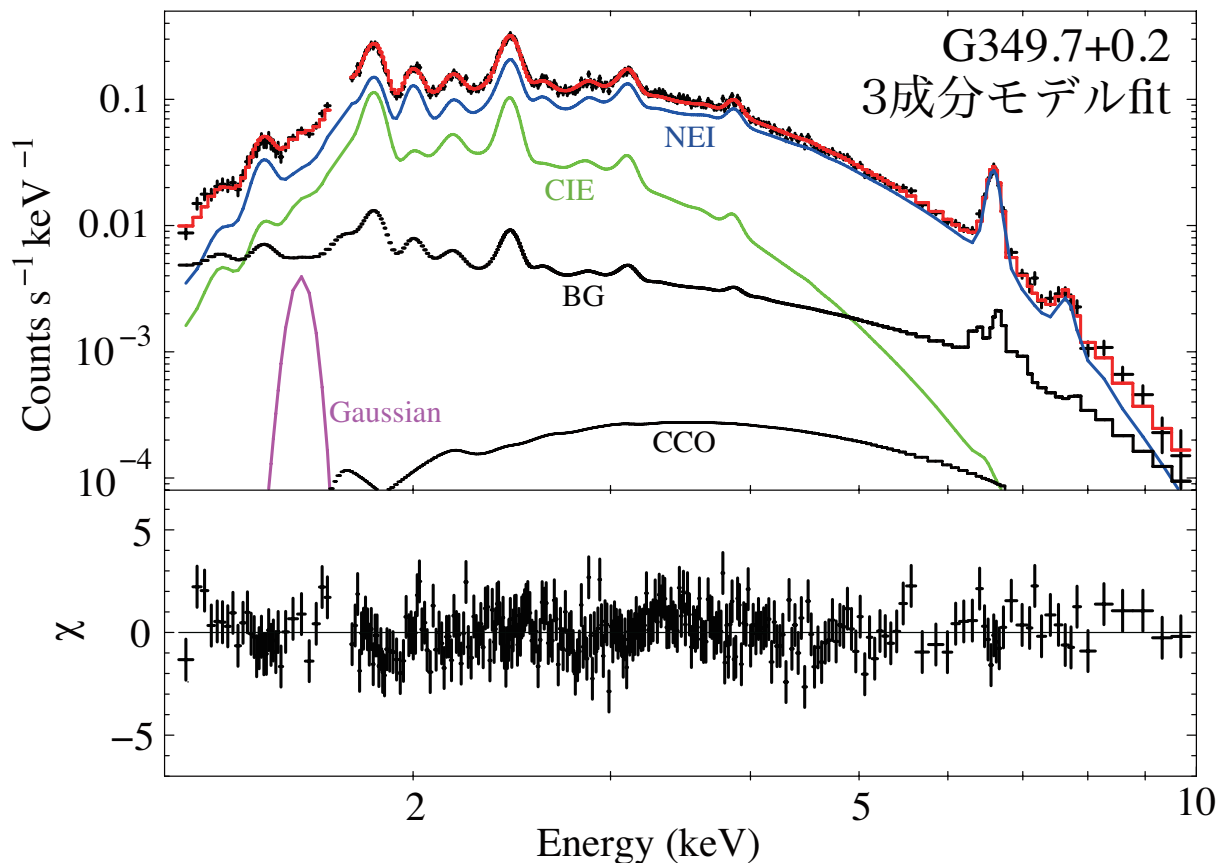


図 5.11: G349.7+0.2 の 3 成分モデルのときのフィッティング結果。FI(XIS0 と 3) のスペクトルを足し上げて表示させている。青線が NEI モデル、緑線が CIE モデル、紫線が Gaussian モデルに対応し、黒線がバックグラウンドと CCO のモデルに対応する。赤線は、全てのモデルを足し上げたものである。下のパネルは赤のモデルとデータ (黒十字) との残差を表す。

また、我々は G350.1-0.3 と同様に G349.7+0.2 の best fit の状態 ($kT = 1.24$ keV、 $n_{e,t} = 2.0 \times 10^{12}$ s cm $^{-3}$) における Al の He like 輝線の emissivity $\varepsilon_{kT_e, n_{e,t}} = 2.1 \times 10^{-11}$ cm を計算し、Gaussian のフラックスから、NEI 成分の Al のアバンダンス (0.6 ± 0.4 solar) を算出した。この結果は、表 5.3 にも載せている。

さらに、我々は、G349.7+0.2 の best-fit の NEI モデルに不足している Fe K β 輝線の強度と中心エネルギーを G350.1-0.3 の場合と同様の手法でそれぞれ、 8.8×10^{-7} photons s $^{-1}$ cm $^{-2}$ 、7.69 keV と計算した。これらの数値を持つ Gaussian で代用することで、正しく Ni のアバンダンス (5.3 ± 2.0 solar) を見積もった。

第6章 議論

以上に見たように、2つのSNRのX線スペクトルは、高温のNEIプラズマと低温のCIEプラズマの足し合わせで表現することができ、どちらのSNRも重元素のアバンダンスを詳細に求めることに初めて成功した。特に、モデルを精査して不足しているAlとFeの輝線をGaussianで代用し、AlとNiを2つのSNRの両方から初検出することができた。Alの発見は、他のSNR全体においても、G344.7-0.1(Yamaguchi et al., 2012)に次ぐ史上2例目の発見である。これらの発見は、エネルギー分解能が良く、バックグラウンドが低く抑えられたすぎく衛星だからこそ成し得たものである。Yamaguchi et al. (2012)で記述されている通り、XMM-Newton衛星はAlのK α 輝線(図4.3参照)のところでバックグラウンドのフラックスが大きくなり、また、Chandra衛星では、XMM-Newton衛星ほどAl輝線周辺のバックグラウンドのフラックスは大きくはないが、エネルギー分解能がすぎく衛星に劣り、望遠鏡の有効面積もすぎくに比べて半分程度しかないので、いずれの衛星でも、Alの検出が困難であったと考えられる。

6.1 プラズマの由来

どちらのSNRも低温のCIE成分は、アバンダンスが1 solarであるので、これらの由来は衝撃波によって加熱された星間物質(interstellar medium:ISM)であると解釈できる。一方の高温のNEIプラズマは、G350.1-0.3の場合は、高いアバンダンス(1.4-12 solar)を示し、逆行衝撃波によって加熱されたイジェクタ由来であろう。G349.7+0.2の場合も、MgとNiのアバンダンスは1 solarよりも高いアバンダンスを示し、イジェクタ由来と解釈できる。

図6.1に、イジェクタ成分の各元素のSiに対するアバンダンス比を示した。点線で示したのが、親星の質量が、15、20、25 M_{\odot} であるときの重力崩壊型のモデル(Woosley & Weaver, 1995)である。観測から得られたアバンダンスのパターンがこれらと類似していることから、親星の質量が15-25 M_{\odot} であるときの重力崩壊型であることが示唆される。

我々は、正確を期すため、Ia型超新星爆発のモデルとも比較を行った。Ia型と重力崩壊型のアバンダンスパターンの最大の違いは、Siに対するMgのアバンダンス比である。Ia型では $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}}=16.76(\text{W7})$ 、 $33.0(\text{CDD1})$ となる(Iwamoto et al., 1999)。ここで、W7とCDD1とは、それぞれがIa型の代表的なモデルの名前である。Ia型は、OとNeとMgの層から爆発的核燃焼から大量の重金属が作られるため、高い $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}}$ となっている。対して、重力崩壊型のモデル(Woosley & Weaver, 1995)では、 $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}} \sim 2-5$ となる。重力崩壊型もOとNeとMgの層から重金属が合成されるが、中心核に近い元素は中性子星やブラックホールに取り込まれ、すなわち、SiはMgより取り込まれやすいため $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}}$ 比が抑えられる。さて、G350.1-0.3とG349.7+0.2の $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}}$ 比はそれぞれ、 1.1 ± 0.2 と 0.3 ± 0.1 である。これらの値は、Ia型のような高い $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}}$ には及ばず、Ia型の可能性は棄却することができる。

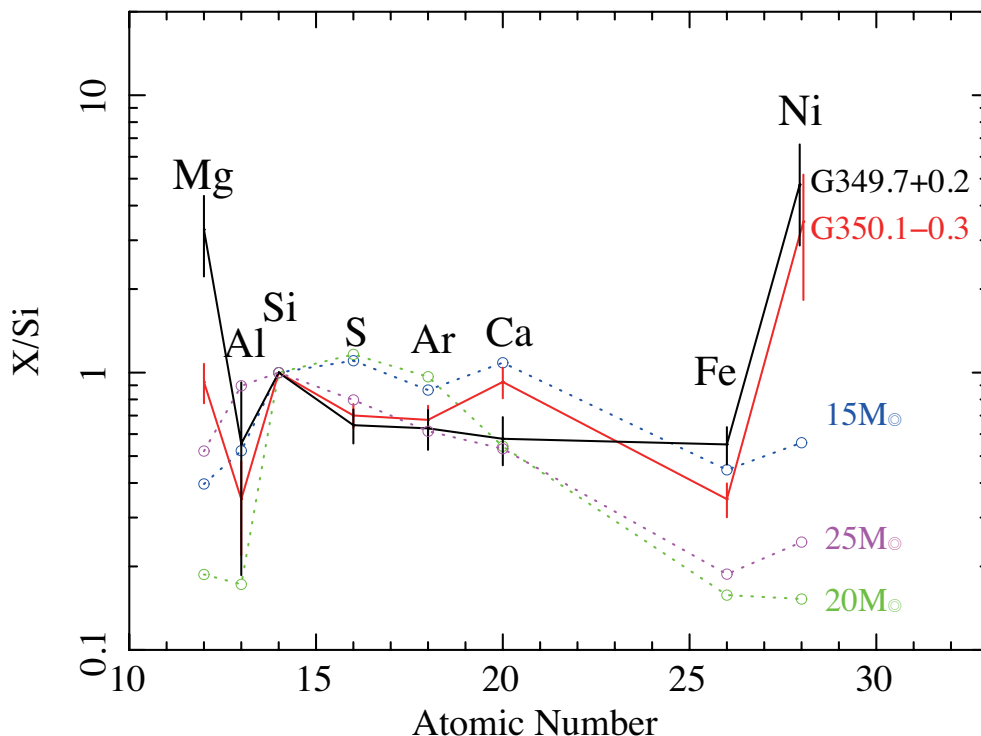


図 6.1: G350.1-0.3 と G349.7+0.2 における NEI 成分の各元素の Si に対するアバundance 比。点線は親星の質量が 15、20、25 M_{\odot} であるときの重力崩壊型のモデルを表す (Woosley & Weaver, 1995)。

6.2 Ni のアバundance

観測から求められた Ni のアバundance は、どちらの SNR でも、Fe と比べて非常に高いアバundance ($Z_{\text{Ni}}/Z_{\text{Fe}} \sim 8$) を示した。Ni $K\alpha$ は観測自体が少なく、用いたモデルの計算に不定性がある可能性がある。そこで、我々は他の計算コードを用いて、同様の検討を行った。用いたモデルはオランダ宇宙研究機関 (Netherlands Institute for Space Research; SRON) が提供している SPEX (Kaastra et al., 1996) である。結果 SPEX では、XSPEC で計算された $Z_{\text{Ni}}/Z_{\text{Fe}}$ 比より、G350.1-0.3 で 20% 高く、G349.7+0.2 ではほぼ同じ値を出した。以上より、モデルによる不定性は約 20% であり、高いアバundance 比 $Z_{\text{Ni}}/Z_{\text{Fe}}$ はより確かに主張できるものであると言えるだろう。

さて、図 6.1 から分かる通り、対称爆発を仮定した理論モデル (Woosley & Weaver, 1995) が予測する値 $Z_{\text{Ni}}/Z_{\text{Fe}} \sim 1 - 1.5$ では観測値の高い比を説明する事は出来ない。理論モデルは、イジェクタ成分の全てが加熱されたときの値であるため、観測された高い $Z_{\text{Ni}}/Z_{\text{Fe}}$ 比を作り出すには、少なくとも、逆行衝撃波によって全ての Fe が加熱される前のある程度の Ni が加熱されて X 線を出す必要がある。Ni は Fe よりも中心で生成されるので、対称爆発をしたのでは、Ni の加熱は Fe より遅れそのようなシナリオの実現は難しくなる。よって、対称爆発でなく Ni が中心領域から飛び出すような非対称爆発が起こったと

すると、高い $Z_{\text{Ni}}/Z_{\text{Fe}}$ を説明することができる。このような推論をサポートする例として、Maeda et al. (2007) では、超新星 2006aj が非対称爆発のゆえに、大量の Ni が中心領域から外へ噴出したと報告されている。先行研究では、周囲を取り囲んでいる分子ガスが、G350.1−0.3 と G349.7+0.2 の非対称な形状を生み出したと主張されている (Gaensler et al., 2008; Lazendic et al., 2005) が、我々の研究から、そもそも爆発が非対称であったことが要因であろうと推測される。

6.3 空間構造

我々は、さらに SNR の空間構造を見るために、次のような追加解析を行った。まず、ソース領域を図 6.2 のように、最も明るい部分 (region1 とする) とその周り (region2 とする) の二つに分けた。region1 と region2 の境界を、G350.1−0.3 では半径 0.8 分の円、G349.7+0.2 では半径 1.0 分の円とした。そして、region1 と region2 からスペクトルを抽出し、それぞれのスペクトルに、表 5.3 にある CIE+NEI+Gaussian(AI) の 3 成分モデルフィッティングを試した。その際、CIE モデルと NEI モデルの emission measure、並びに、Gaussian のフラックスをフリーパラメータとし、他のパラメータを全て表 5.3 の値で固定した。

フィッティングの結果を、図 6.3 と図 6.4 に示す。G350.1−0.3 は region2 に、G349.7+0.2 は region1 に CCO 候補があるので、そのモデルをそれぞれの領域のフィッティングモデルに追加している。また、バックグラウンドモデルに関しては、各領域の大きさに応じたフラックスを代入している。フィッティングの結果、G350.1−0.3 では、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 789/671 = 1.17$ (region1)、 $882/671 = 1.31$ (region2) となった。また、G349.7+0.2 では、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 613/598 = 1.02$ (region1)、 $659/598 = 1.10$ (region2) となった。

NEI モデルと CIE モデルの emission measure の比 ($EM_{\text{NEI}}/EM_{\text{CIE}}$) は、G350.1−0.3 が $24 \pm 2\%$ (region1) と $13 \pm 1\%$ (region2)、G349.7+0.2 が $73 \pm 3\%$ (region1) と $58 \pm 2\%$ (region2) となり、どちらの SNR においても region1 の比が高いことが分かった。この結果は、イジェクタ成分は最も明るい部分に集中しているということを示唆する。

6.4 超新星残骸までの距離と質量

表 5.2 と表 5.3 から分かる通り、G350.1−0.3 までの吸収量は、 $N_{\text{H}} = (3.3 \pm 0.1) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ で、GRXE までの吸収量 $N_{\text{H}} = (3.0 \pm 0.1) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ と近い値を示す。GRXE までの吸収量は、銀河リッジの中心までの距離すなわち 8.5 kpc に対応するので、G350.1−0.3 は、約 8.5 kpc に位置することが分かる。一方で、G349.7+0.2 の吸収量 $N_{\text{H}} = (6.4 \pm 0.2) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ は、GRXE までの吸収量の 1.6 倍と大きく、G349.7+0.2 の位置が、地球から 8.5 kpc よりも遠いことを意味している。ここで、以下のような手法で、精確に距離を算出した。まず、星間ガスの密度が、銀河面上の星の密度 (Kent et al., 1991) に比例すると仮定する。Kent et al. (1991) では、銀河中心を基準にして、 r を銀河面上における距離 (pc)、 z を銀河面上からの高さ (pc) とし、任意の場所での星の密度 $D(r, z)$ を

$$D(r, z) = \alpha \times \exp\left(-\frac{r}{2700 \text{ pc}}\right) \times \exp\left(-\frac{z}{200 \text{ pc}}\right) \quad (6.1)$$

とモデル化している。ここで、 α は、銀河中心 ($r = 0, z = 0$) での密度を表す。上の仮定の下で、GRXE(8.5 kpc) までの視線上のガスの密度の積算する。求めた積算値と、SNR と

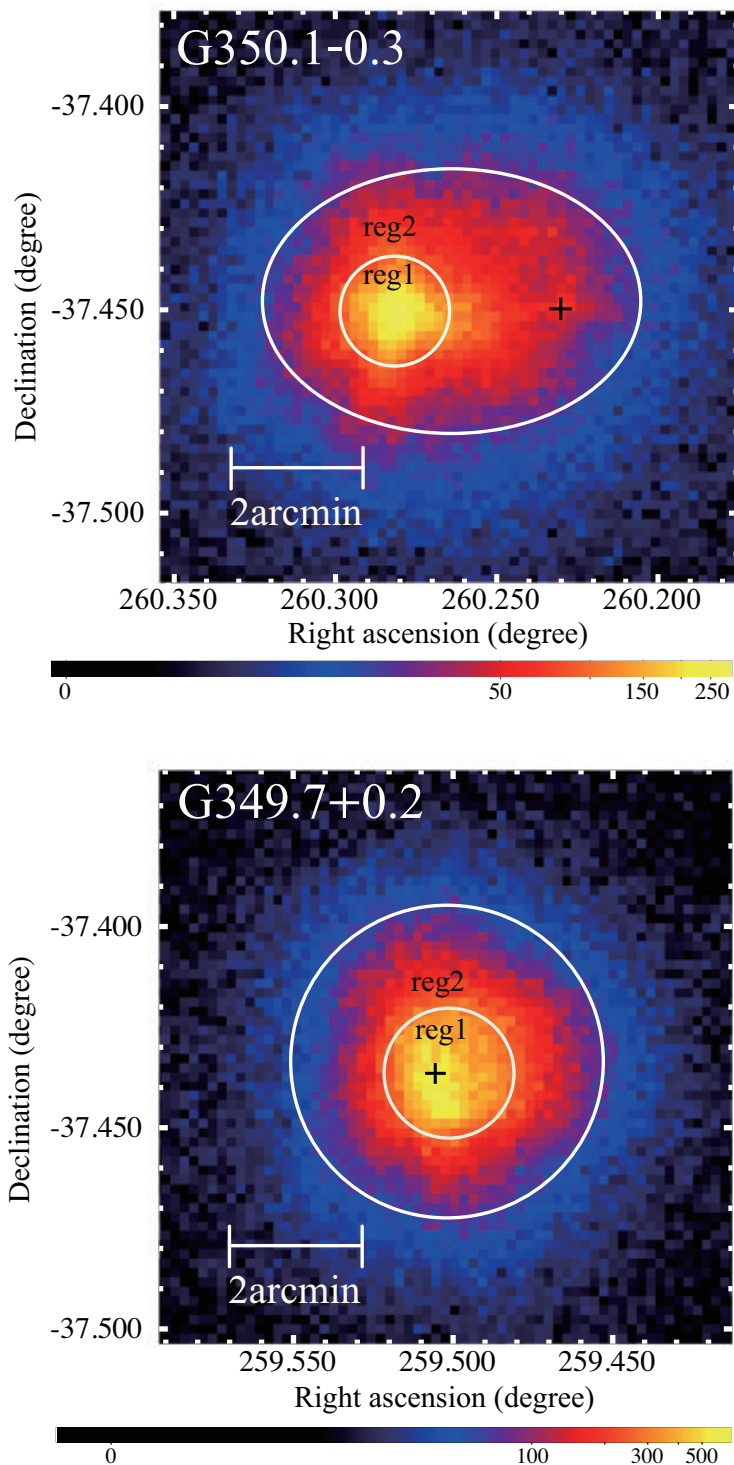


図 6.2: G350.1-0.3 と G349.7+0.2 のソース領域のイメージ (1.0-10.0 keV)。全てのセンサー (XIS0、XIS1、XIS3) のイメージを足し上げている。中心円の中のソース領域を region1、その外側のソース領域を region2 としている。カラースケールはイメージの1ピクセル (8.3 秒角四方) のカウント数を表す。また、G350.1-0.3 と G349.7+0.2 の CCO 候補 XMMU J172054.5-372652 と CXOU J171801.0-372617 の場所を、それぞれ黒の十字印で示している。

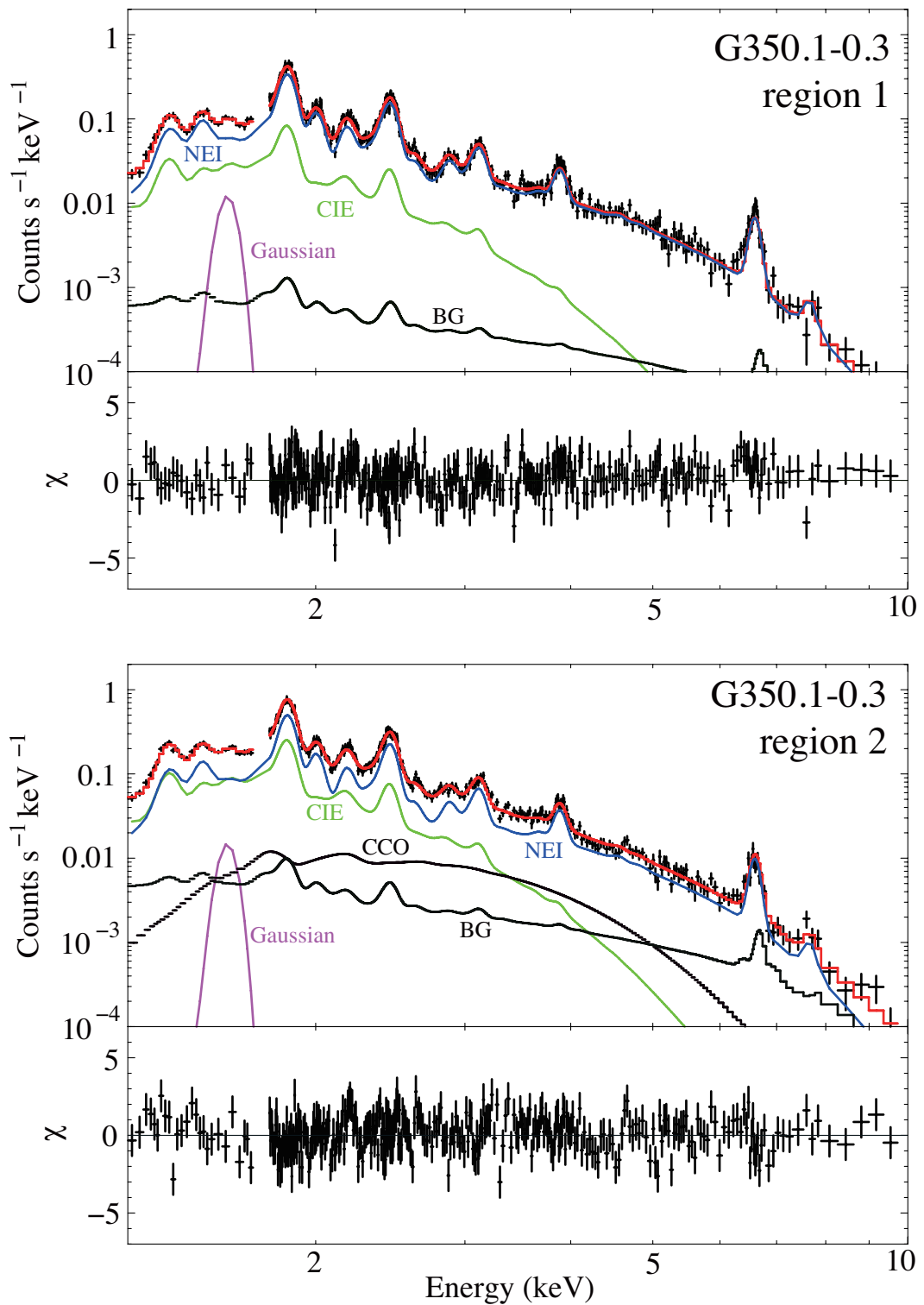


図 6.3: G350.1-0.3 の region1 領域と region2 領域のスペクトルのフィッティング結果。FI(XIS0 と 3) のスペクトルを足し上げて表示させている。青線が NEI モデル、緑線が CIE モデル、紫線が Gaussian モデルに対応し、黒線がバックグラウンドと CCO のモデルに対応する。赤線は、全てのモデルを足し上げたものである。下のパネルは赤のモデルとデータ (黒十字) との残差を表す。

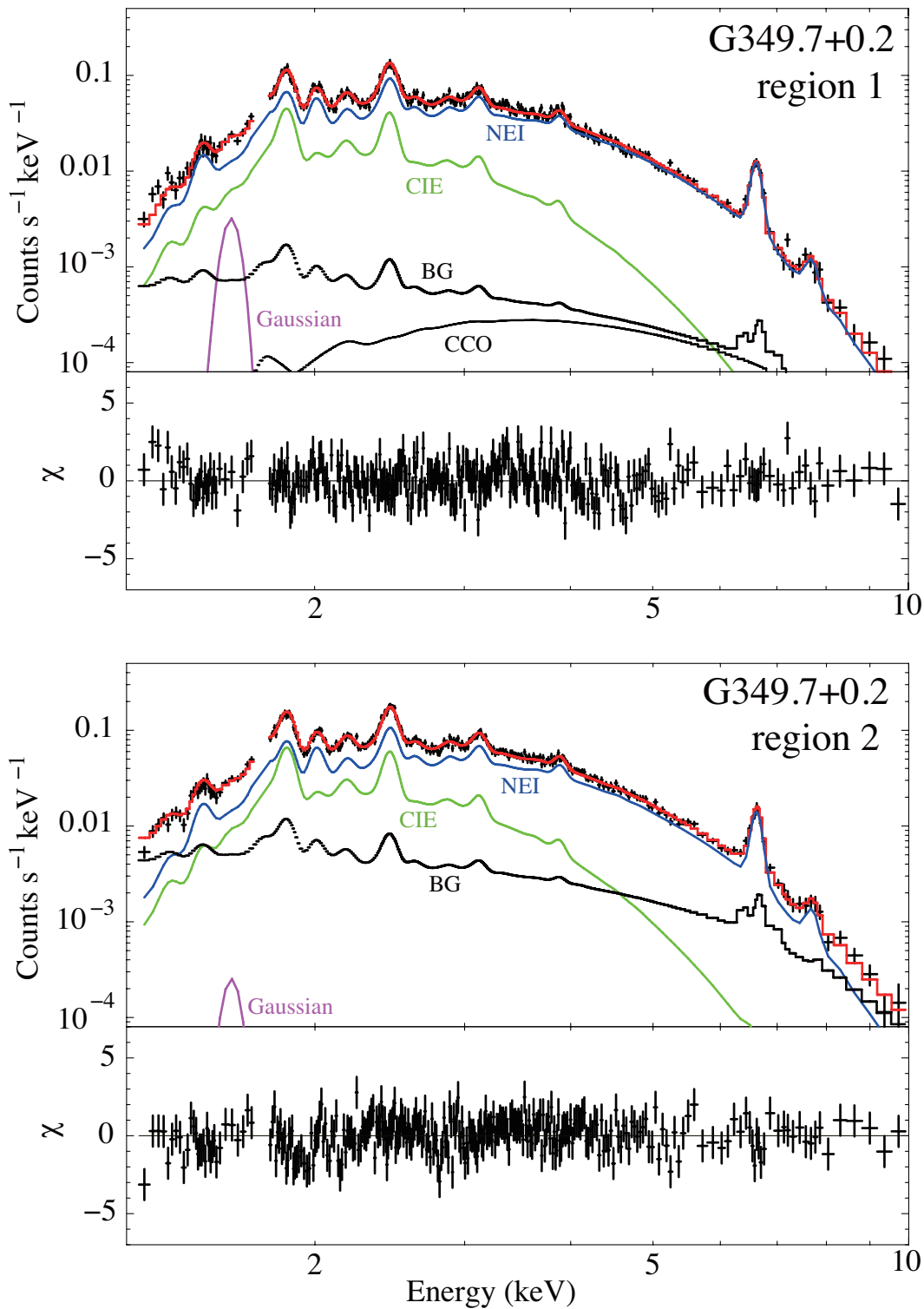


図 6.4: G349.7+0.2 の region1 領域と region2 領域のスペクトルのフィッティング結果。FI(XIS0 と 3) のスペクトルを足し上げて表示させている。青線が NEI モデル、緑線が CIE モデル、紫線が Gaussian モデルに対応し、黒線がバックグラウンドと CCO のモデルに対応する。赤線は、全てのモデルを足し上げたものである。下のパネルは赤のモデルとデータ (黒十字) との残差を表す。

GRXEの吸収量の比 $N_{\text{H}_{\text{SNR}}}/N_{\text{H}_{\text{GRXE}}}$ を掛け合わせた密度を持つような場所がSNRの場所に相当する。この場所を求めると、9 kpc(G350.1−0.3)と12 kpc(G349.7+0.2)となった。

最後に我々は、以下の方法でイジェクタの質量を導出した。

イジェクタの質量は、emission measureから算出する事が出来る。我々が求めたイジェクタ成分のemission measure(表5.3)は、HeからNeまでのアバンダンスを1 solarに固定して算出したものである。解析で扱ったエネルギーバンド(1.2–10.0 keV)では、HeからNeの輝線は見えずそれらの元素のアバンダンスを求めることは出来なかったため、1 solarに固定していたが、一般にイジェクタのアバンダンスはHeからNeを含め各元素で1 solarより高い(Woosley & Weaver, 1995などを参照)。よって我々は、より現実的なemission measureを求めるため、イジェクタ成分のHeからNeまでのアバンダンスを、 $20 M_{\odot}$ の親星が重力崩壊を起こしたときのアバンダンス(表6.1)と同じ値に固定して、再度、X線スペクトルを3成分モデルでフィッティングし、 $\chi^2/\text{d.o.f.}$ の値 $877/659 = 1.33(\text{G350.1-0.3})$ と $669/587 = 1.14(\text{G349.7+0.2})$ を得た。結果として、イジェクタ成分のMgからNiのSiに対するアバンダンスパターンに変化はなかったが、emission measureが約1/4になった(G350.1−0.3が $(5.4 \pm 0.5) \times 10^{11} \text{ cm}^{-5}$ で、G349.7+0.2が $(2.0 \pm 0.2) \times 10^{12} \text{ cm}^{-5}$)。G350.1−0.3の半径を6.5 pc (2.5分)、G349.7+0.2の半径を3.5 pc (1.0分)と仮定すると、emission measureからイジェクタの質量が、どちらのSNRも $\sim 18 M_{\odot}$ と計算することが出来た。この計算には、プラズマのアバンダンスが、 $20 M_{\odot}$ の親星が重力崩壊したときの値(表6.1)であるときの電子と水素原子の個数比 $n_e/n_H = 1.6$ と、水素原子に対する全核子の個数比2.1を用いている。以上より、導出されたイジェクタの質量は、アバンダンスパターンから算出した親星の質量15～25 M_{\odot} とおおまかに一致する結果となった。

表6.1: $20 M_{\odot}$ の親星が重力崩壊を起こしたときのHeからNeまでのアバンダンス(Woosley & Weaver, 1995)。NEIモデルの中に欠落しているLi、Be、B、Fのアバンダンスは載せていない。

元素	アバンダンス
He	2.08
C	5.93
N	4.62
O	17.29
Ne	5.18

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方にお世話になりました。この場を借りて心から御礼を申し上げます。

まず、本研究の機会を与えて下さった鶴剛教授、小山勝二名誉教授、並びにすぎく衛星関係者の方々に感謝したいと思います。

鶴教授には、解析の初歩から研究の指針にいたるまで、2年間懇切丁寧な指導を頂きました。投稿論文の執筆の際には、個別にミーティングを開いて具体的なアドバイスを頂くなど大変お世話になりました。また、本論文を作成するにあたって丁寧なアドバイスをして下さり有り難うございました。

また、小山勝二名誉教授には毎週のミーティングの発表で厳しく指導をして頂きました。はじめは漠然とした解析に終始していた私を戒め、新しい発見をするんだという気概を強く持つことと、逐一結果が何を示しているのか様々な視点から考え抜くことの大切さを教えて頂きました。小山先生の「Defaultの解析をしていては、だめなんだ」という言葉は強く心に残っています。また、投稿論文や本論文、学会の発表資料など、研究で作成した文書全てに細やかなチェックもして頂き、心から感謝しております。

さらに、学部の卒業研究のときから2年半もの間、私を支え続けてくれた助教の信川さんに最大限の感謝をしたいと思います。修士課程に入ってから同じ居室で、解析が進まなかったときには励まして頂き、また、重要な研究指針を与えて続けて下さいました。そして、投稿論文を執筆する際には、特別に毎朝打ち合わせを開いてもらい数えきれないほどの助言を頂きました。本論文を作成するにあたって全体の構成を一緒に考えて頂き、並びに文章の丁寧なチェックをして頂きました。本研究は信川さんがいなければ、完成しなかったものです。本当に有り難うございました。

田中助教にも大変お世話になりました。ミーティングの発表や学会の発表練習の場で、自分では気づかなかった論理の不備を常に冷静な視点から指摘して頂き感謝しております。

同じく助教の内田さんには、いつも快く研究の相談に受けて頂きました。どのような質問に対しても、すぐに分かりやすく答えて頂き、内田さんの測りかねる知識の裾野の広さにはいつも圧倒されていました。また、内田さんと解析の結果から仮説を立てていくプロセスは、研究の中でも楽しいひとときでした。

また、D3の中島さんには、ときに私がする的外れな質問にも辛抱強く答えて頂き感謝しております。特に解析のツールに関して分からなかったときは、いつも頼りにさせて頂いていました。

D3の大西さんとD1の河島さんにも、いろいろと研究生活で助けて頂き有り難うございました。大西さんには、卒業研究で面倒を見て下さり、修士に入ってから解析ソフトの扱い方を丁寧に教えて頂きました。河島さんには、研究の進み具合を気にかけて頂いたり、投稿論文の読み合わせをして頂きました。

さらに、同期の菅原君にもお世話になりました。研究の大変さが分かる間柄、励まし合ったり相談し合ったりして研究をしていく上で大きな力となりました。天文学会で行った大分で、地元の人に教えてもらったお店で食べたイカはおいしかったですね。いい思い出です。

また、宇宙物理学教室の前田准教授には、理論の理解が不十分であった私に、何度も丁寧に解説をして頂き感謝しております。そして、研究室 OB である、NASA の山口研究員、静岡大の内山研究員、青山学院大の澤田助教にも、解析に必要なデータを送って頂いたり、研究を進める上で重要なアドバイスをして頂き有り難うございました。特に山口研究員には、何度も研究のやりとりをさせて頂き、結果を主張するにはどのような裏付けが必要となるか丁寧なアドバイスを頂きました。

長くなりましたが、最後に、どんなときも私を支えてくれた家族、並びに良き友人に感謝をしたいと思います。

皆さん、どうも有り難うございました。

関連図書

- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Arnaud, K. A. 1996, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 101, 17
- Caswell, J. L., Murray, J. D., Roger, R. S., Cole, D. J., & Cooke, D. J. 1975, *A&A*, 45, 239
- Clark, D. H., Caswell, J. L., & Green, A. J. 1973, *Nature*, 246, 28
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
- Frail, D. A., Goss, W. M., Reynoso, E. M., Giacani, E. B., Green, A. J., & Otrupcek, R. 1996, *AJ*, 111, 1651
- Gaensler, B. M., et al. 2008, *ApJ*, 680, L37
- 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
- Kaastra, J. S., Mewe, R., & Nieuwenhuijzen, H. 1996, *UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas*, 411
- Kent, S. M., Dame, T. M., & Fazio, G. 1991, *ApJ*, 378, 131
- Koyama, K., Maeda, Y., Sonobe, T., Takeshima, T., Tanaka, Y., & Yamauchi, S. 1996, *PASJ*, 48, 249
- Koyama, K., et al. 2007, *PASJ*, 59, 23
- Koyama, K., Uchiyama, H., Hyodo, Y., Matsumoto, H., Tsuru, T. G., Ozaki, M., Maeda, Y., Murakami, H., 2007, *PASJ*, 59, 237
- Kushino, A., et al. 2002, *PASJ*, 54, 327
- Lazendic, J. S., Slane, P. O., Hughes, J. P., Chen, Y., & Dame, T. M. 2005, *ApJ*, 618, 733
- Lovchinsky, I., Slane, P., Gaensler, B. M., Hughes, J. P., Ng, C.-Y., Lazendic, J. S., Gelfand, J. D., & Brogan, C. L. 2011, *ApJ*, 731, 70
- Maeda, K., et al. 2007, *ApJ*, 658, L5

- Maeda, Y., et al. 2009, PASJ, 61, 1217
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., Green, A. J., Haverkorn, M., & Strasser, S. 2005, ApJS, 158, 178
- Mitsuda, K., et al. 2007, PASJ, 59, 1
- Mori, H., et al. 2005, PASJ, 57, 245
- Ozawa, M., et al. 2009, PASJ, 61, 1
- Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., Masai, K., & Tamagawa, T. 2009, ApJ, 706, L71
- 小澤 碧. 京都大学 博士論文 (2009)
- Park, S., et al. 2013, ApJ, 767, L10
- Porquet, D., Mewe, R., Dubau, J., Raassen, A. J. J., & Kaastra, J. S. 2001, A&A, 376, 1113
- Reid, M. J., & Brunthaler, A. 2004, ApJ, 616, 872
- Ryu, S. G., Koyama, K., Nobukawa, M., Fukuoka, R., & Tsuru, T. G. 2009, PASJ, 61, 751
- Salter, C. J., Patnaik, A. R., Shaver, P. A., & Hunt, G. C. 1986, A&A, 162, 217
- Serlemitsos, P. J., et al. 2007, PASJ, 59, 9
- Shaver, P. A., Salter, C. J., Patnaik, A. R., van Gorkom, J. H., & Hunt, G. C. 1985, Nature, 313, 113
- 東海林雅之. 大阪大学 修士論文 (2005)
- Slane, P., Chen, Y., Lazendic, J. S., & Hughes, J. P. 2002, ApJ, 580, 904
- Sugizaki, M., Mitsuda, K., Kaneda, H., Matsuzaki, K., Yamauchi, S., & Koyama, K. 2001, ApJS, 134, 77
- The Suzaku Technical Description Version: September, 2013
- 「すぎく」ファーストステップガイド第 4.0.3 版 (Process Version 2.1-2.3)
- Tawa, N., et al. 2008, PASJ, 60, 11
- Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T. G., & Koyama, K. 2013, PASJ, 65, 19
- Voges, W., et al. 1999, A&A, 349, 389
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, ApJS, 101, 181
- Yamaguchi, H., et al. 2006, Proc. SPIE, 6266,

Yamaguchi, H., Tanaka, M., Maeda, K., Slane, P. O., Foster, A., Smith, R. K., Katsuda, S., & Yoshii, R. 2012, *ApJ*, 749, 137

Yamaguchi, H., et al. 2014, *ApJ*, 780, 136

山下 朗子. 東京大学 修士論文 (1995)

Yamauchi, S., Kawada, M., Koyama, K., Kunieda, H., & Tawara, Y. 1990, *ApJ*, 365, 532

Yamauchi, S., Koyama, K., Kinugasa, K., Torii, K., Nishiuchi, M., Kosuga, T., Kamata, Y., ASCA Galactic Plane SURVEY Team. 1998, *Astronomische Nachrichten*, 319, 111

Yasumi, M., et al. 2013, *PASJ*, submitted.