

令和元年度修了

XMM-Newton/RGS を用いた
IIⁿ 型超新星 SN 1978K の化学組成比の初測定、
及びそれに基づいた親星の推定

埼玉大学大学院 理工学研究科
物理機能系専攻 物理学コース
宇宙物理学実験研究室

博士前期課程 2 年
学籍番号 18MP113

千葉 友樹

2020 年 2 月 4 日

概要

大質量星が恒星進化の最終段階に引き起こす爆発現象のことを超新星爆発という。この天文現象は宇宙の化学的および力学的進化に大きく関係しており、現代天文学における諸問題の理解にあたって必要不可欠な存在である。しかしながら、超新星にはさまざまな未解決問題が残っており、そのうちのひとつがどのような星がどういった進化段階で爆発に至るのかという超新星の起源、すなわち親星についての問題である。特に II_n 型に分類される超新星は、最近の研究で親星が高輝度青色変光星 (Luminous Blue Variable star: LBV, mass > 35 M_⊙) だと示唆されている一方、SN 1998S のように親星が赤色超巨星 (red supergiant star: RSG, mass ~ 10–25 M_⊙) だと示唆する研究もあり、よく分かっていないのが現状である。これを調べる上では、そもそも親星自体が検出されるケースは極めて稀であるため、爆発前の親星の質量放出で形成される星周物質が貴重な手がかりとなる。具体的には、星周物質の化学組成比や質量損失率といった物理量が親星推定において重要になる。II_n 型超新星は、可視光スペクトルの特徴から特に高密度な星周物質の存在が示唆されているため、星周物質に基づく親星の推定には、まさにうってつけの研究対象である。本研究では、II_n 型超新星 SN 1978K に着目する。この超新星は、爆発から 40 年以上経つ現在でも高い X 線光度を保っており、これは親星が爆発前の長期間にわたって大きな質量損失率を持続したためと考えられている。ただし、X 線で明るいにもかかわらず、X 線を用いた詳細な組成比測定はいまだ行われていない。また、可視光分光による先行研究では、星周ネビュラの化学組成比測定から、親星が LBV 期にあるときこの星周ネビュラが噴出されたと示唆されている。しかしながら、星周ネビュラは LBV 期の数万年前に当たる RSG 期に噴出されたものと考えられるため、SN 1978K の爆発直前の親星に関する情報は得られない。よって本論文では、SN 1978K の化学組成比の測定および親星の推定を目的とし、XMM-Newton 衛星に搭載された Reflection Grating Spectrometer (RGS) を用いて II_n 型超新星 SN 1978K の X 線精密分光測定を行った。測定に当たっては、観測された全 10 観測分の SN 1978K のスペクトルデータをすべて足し合わせることで、合計約 720 ksec におよぶ高統計スペクトルを作成した。解析の結果、RGS のスペクトルは N Ly α , O Ly α , O Ly β , Fe XVII, Fe XVIII, Ne He α および Ne Ly α を含む多数の元素輝線をはっきりと分離し、化学組成比を明確に測定することに成功した。スペクトルは温度が $kT \sim 0.6$ keV および 2.7 keV の 2 温度熱プラズマモデルで表され、各元素の化学組成比はそれぞれ $N/H = 2.36^{+0.88}_{-0.80}$ (N/H)_⊙, $O/H = 0.20 \pm 0.05$ (O/H)_⊙, $Ne/Ne = 0.47 \pm 0.12$ (Ne/H)_⊙, $Fe/H = 0.15^{+0.01}_{-0.02}$ (Fe/H)_⊙ であった。N 以外の元素の化学組成比が小さいことは、熱プラズマが星周物質から発生していることを示唆している。また、N と O の化学組成比は、LBV 表面で期待される CNO 平衡組成比 (C:N:O = 1:120:10) とは大きく異なり、むしろ星質量が 10–25 M_⊙ 程度の RSG の H-rich 外層組成に似ているとわかった。この結果と、500–1000 km s⁻¹ という低い膨張速度かつ他の II_n 型超新星に似たスペクトルがみられるといった SN 1978K の特異な特性も踏まえると、SN 1978K の親星について三つのモデルが推定される。一つ目は、超漸近赤色分枝星からの電子捕獲型超新星である。二つ目は、低質量 (~10 M_⊙) な RSG の弱い鉄核崩壊型超新星である。三つ目は、高質量 (~20–25 M_⊙) な RSG の弱い鉄核崩壊型超新星である。しかし、3 モデルとも、1000 年以上にわたって $\dot{M} \sim 10^{-3}$ M_⊙ yr⁻¹ もの高い質量損失率が維持されることを自然に説明することはできないため、この点でさらなる理論追求が必要である。

目次

第 1 章	超新星	1
1.1	超新星の分類	1
1.2	重力崩壊による超新星爆発にいたるまでの主系列星の進化	3
1.2.1	水素燃焼	4
1.2.2	ヘリウム燃焼	4
1.2.3	炭素・ネオン・酸素・シリコン燃焼	5
1.2.4	鉄核の重力崩壊と超新星爆発	6
1.3	II _n 型超新星	7
1.4	超新星からの X 線放射過程	9
1.4.1	熱的制動放射	10
1.4.2	元素輝線	11
1.4.3	素過程を反映したスペクトルモデル	12
第 2 章	観測天体と本研究の目的	14
2.1	SN 1978K について	14
2.2	親星推定のレビュー	14
2.3	X 線スペクトルとライトカーブについての先行研究	16
2.4	本研究の目的	19
第 3 章	X 線天文衛星 <i>XMM-Newton</i>	20
3.1	<i>XMM-Newton</i> 衛星の概要	20
3.2	<i>XMM-Newton</i> 衛星の X 線望遠鏡について	21
3.2.1	X 線反射の仕組み	21
3.2.2	有効面積	22
3.3	X 線 CCD カメラ	22
3.3.1	EPIC	24
	MOS	25
	pn	25
3.3.2	RGS	26
3.4	陽子フレアバックグラウンド	28
第 4 章	観測とデータリダクション	29

4.1	データ処理に用いるソフトウェア	29
4.2	<i>XMM-Newton</i> 衛星による観測	29
4.3	データリダクション	30
4.3.1	陽子フレアバックグラウンドの除去	31
4.3.2	スペクトル抽出	32
4.3.3	スペクトルの足し合わせ	32
第 5 章	解析と結果	34
5.1	スペクトル解析結果	34
5.2	フラックスの時間変化	37
第 6 章	議論	38
6.1	母銀河 NGC 1313 の金属量との比較	38
6.2	SN 1978K の親星推定	39
6.2.1	推定された質量損失率からの親星推定	39
6.2.2	測定された星周物質の組成比からの推定	39
6.3	親星モデルの検討	40
6.3.1	超漸近赤色分枝星からの電子捕獲型超新星モデル	40
6.3.2	低質量 ($\sim 10 M_{\odot}$) な RSG の弱い鉄核崩壊型超新星モデル	41
6.3.3	高質量 ($\sim 20\text{--}25 M_{\odot}$) な RSG の弱い鉄核崩壊型超新星モデル	41
6.4	超新星ではない可能性の議論	42
第 7 章	結論	43
付録		44
A	全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた RGS および MOS の光度曲線 のようす	44
謝辞		48

図目次

1.1	可視光観測による超新星の分類	2
1.2	超新星の型ごとの極大期スペクトル (Filippenko et al. 1997)	2
1.3	II 型超新星と IIn 型超新星のスペクトルの違い (守屋 堯 2014)	3
1.4	超新星の型ごとのライトカーブ (Filippenko et al. 1997)	3
1.5	近傍超新星の観測による重力崩壊型超新星の型ごとの相対頻度 (Smith et al. 2011)	4
1.6	CNO サイクルの反応過程 (野本 憲一 et al. 2009)	5
1.7	星の進化と終末 (野本 憲一 et al. 2009)	6
1.8	Hubbule Space Telescope によって取得された IIn 型超新星 SN 2005gl の超新星爆発前 後の撮像画像 (Gal-Yam et al. 2009)	8
1.9	SN 1998S および SN 1980K の $H\alpha$ ライトカーブ (Mauerhan et al. 2012)	8
1.10	複数タイプの星と IIn 型超新星の星風速度に対する質量損失率のプロット (Smith et al. 2017)	9
1.11	IIn 型超新星の場合で考えられる超新星の内部描像 (Smith et al. 2017)	10
1.12		13
2.1	NGC 1313 の (a) 可視光と (b) X 線で撮像された画像	15
2.2	NGC 1313 の (a) HII サーベイと (b) 電波サーベイを目的として撮像された画像 (Ryder et al. 1993)	15
2.3	超新星爆発の前後での SN 1978K の Blue band ライトカーブ (Ryder et al. 1993)	16
2.4	可視光分光測定によって Chu et al. (1999) で観測されたスペクトル	16
2.5	(a) ROSAT 衛星で観測されたスペクトル (Ryder et al. 1993)、(b) ASCA 衛星で観測 されたスペクトル (Petre et al. 1994)	17
2.6	(a) 2002 年に観測された Chandra のスペクトル。(b) 2000 年に観測された XMM- Newton のスペクトル (Schlegel et al. 2004)	17
2.7	2003 年に Chandra (データ上) と XMM-Newton (データ下) で観測されたスペクトル (Lenz & Schlegel 2007)	18
2.8	2000 年から 2006 までに XMM-Newton で観測されたスペクトル (Smith et al. 2007)	18
2.9	X 線観測によるライトカーブ (Zhao et al. 2017)	19
3.1	XMM-Newton 衛星の内部構造 (XMM-Newton Users Handbook 2019)	20
3.2	XMM-Newton 衛星に搭載されている X 線望遠鏡 (XMM-Newton Users Handbook 2019)	22

3.3	MOS と X 線望遠鏡の間に RGA が置かれている場合の X 線の光路 (XMM-Newton Users Handbook 2019)	23
3.4	検出効率を考慮した各焦点面検出器の有効面積 (XMM-Newton Users Handbook 2019)	23
3.5	X 線 CCD カメラの模式図 (井上 一 et al. 2008; 片山 晴善 2003)	24
3.6	表面照射型 CCD (左) と裏面照射型 CCD (右) の断面図 (白庄司 貴之 2004)	24
3.7	MOS と 1MOS2 のレイアウト (XMM-Newton Users Handbook 2019)	25
3.8	pn のレイアウト (XMM-Newton Users Handbook 2019)	26
3.9	RGA での分散の模式図 (XMM-Newton Users Handbook 2019)	27
3.10	RFC の CCD チップの配列図 (XMM-Newton Users Handbook 2019)	27
3.11	陽子フレアの影響を受けた光度曲線 (XMM-Newton Users Handbook 2019)	28
4.1	(左) Observation ID 0742590301 の観測データ。SN 1978K の分散方向に ULX-1 が映ってしまっている。(右) Observation ID 0803990101 の観測データ。RGS の視野内に SN 1978K が完全に映っておらず見切れてしまっている。	30
4.2	Observation ID 0205230401 の RGS データにみられた陽子フレアバックグラウンド	31
4.3	Observation ID 0742490101 の光度曲線	31
4.4	Observation ID 0742490101 の観測データに対する RGS と MOS のスペクトル抽出範囲	32
4.5	各観測データでの RGS のスペクトル抽出範囲	33
5.1	RGS および MOS1、MOS2 のスペクトル	35
5.2	N 組成比 vs. O 組成比のコンフィデンスコントア	36
5.3	1978 年 5 月 22 日の爆発からの N 組成比の時間変化 (横軸は日数)	36
5.4	0.5–2 keV での X 線フラックス	37
6.1	NGC 1313 の H II 領域の観測に基づく O / H 組成比の分布図 (Walsh et al. 1997; Molla & Roy 1999)。SN 1978K のデータ点は星マークで示されている。	38
A.1	全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた MOS1 の光度曲線	44
A.2	全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた MOS2 の光度曲線	45
A.3	全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた RGS1 の光度曲線	46
A.4	全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた RGS2 の光度曲線	47

表目次

1.1	太陽組成における H に対する主な元素の個数比 (Anders & Grevesse 1989)	12
3.1	<i>XMM-Newton</i> 衛星に搭載されている検出器主の主な性能諸元 (<i>XMM-Newton Users Handbook</i> 2019)	21
3.2	一次光での RFC のチップで測定されるエネルギーと波長帯域 (<i>XMM-Newton Users Handbook</i> 2019)	28
4.1	本研究に用いた <i>XMM-Newton</i> の観測データ	30
5.1	ベストフィットスペクトルのパラメータ *	35

第 1 章

超新星

超新星とは、大質量星が恒星進化の最後に引き起こす宇宙最大の爆発のことである。その爆発のエネルギーは 10^{51} erg に及ぶ。また、最大光度時の明るさは $L \sim 10^{10} L_{\odot}$ であり、これは銀河全体の光度に匹敵する明るさである。超新星は、このような高エネルギーを周囲の星間空間に与えるだけでなく、中性子星やブラックホールといった高エネルギー天体の形成、および星内部で合成された元素の星間空間への放出など、宇宙の力学的および化学的進化において大きな役割を担っている。したがって、超新星は現代天文学における諸問題の理解にあたって必要不可欠な存在だといえる。しかし、これほど重要な存在でありながらも、超新星はさまざまな問題を未解決のまま残している。そのうちの 하나가、そもそものような星がどういった進化段階で爆発に至るのかという超新星の起源、すなわち超新星の親星についての問題である。この問題を解くに当たって、最も有力な手段の一つは詳細な情報を引き出せる近傍超新星の観測である。近年、大望遠鏡による活発な探査のおかげで超新星はその発見数を飛躍的に増やしているが、残念なことに我々のいる銀河系では観測された例が非常に少なく、前回の観測例は 300–400 年も前 (1604 年のケプラー星、1680 年の Cas A) に遡る。したがって、超新星の観測的研究はおもに銀河系外の近傍銀河に現れるものを観測することで進められている。

このため、近傍超新星のそもそもの親星自体が検出されるケースは極めて稀である。そこで、代わりに爆発前の親星に由来するもの、すなわち爆発前の親星の質量放出で形成される星周物質が貴重な手がかりとなる。具体的には、星周物質の化学組成比や質量損失率といった物理量が親星推定において重要になってくる。この点において、IIⁿ 型と呼ばれる超新星は、可視光スペクトルの特徴から特に高密度な星周物質の存在が示唆されているため、星周物質に基づく親星の推定の対象としてうってつけである。この章では、まず超新星の分類について説明する。次に主系列星が超新星爆発にいたるまでの進化についてと IIⁿ 型超新星で考えられている親星について説明する。最後に、超新星からの X 線放射過程について説明する。

1.1 超新星の分類

超新星は極大期付近に観測される可視光スペクトルの特徴やライトカーブの形をもとにいくつかの型に分類される (図 1.1)。まず始めに、スペクトルに水素の吸収線がみられるかどうかで分けられ、みられないものは I 型、みられるものは II 型に分類される (図 1.2 参照)。I 型のうち、シリコンの吸収線が強くみられるものは Ia 型、シリコン吸収線が弱くみられるがヘリウムの吸収線はみられるものは Ib 型、ヘリウム吸収線もみられないものは Ic 型に分類される。一方、II 型のうち爆発直後は水素の幅広い輝線がみられるが極大前後から水素輝線がみえなくなり、Ib 型に似たスペクトルがみられるものがある。このタイプは

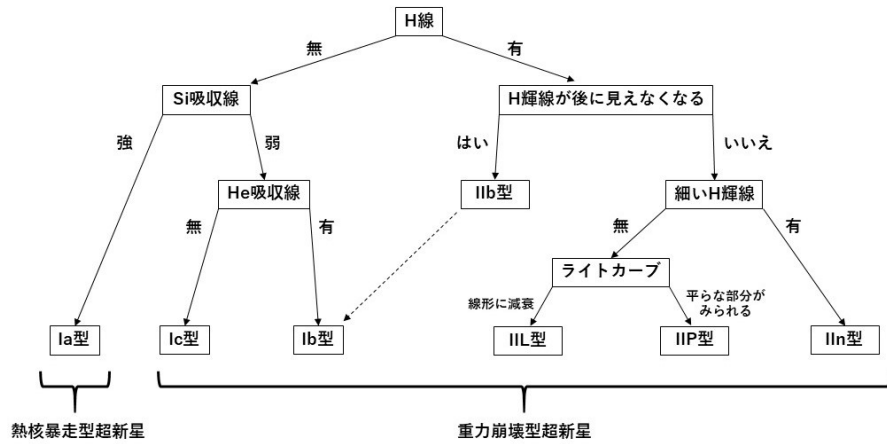


図 1.1 可視光観測による超新星の分類

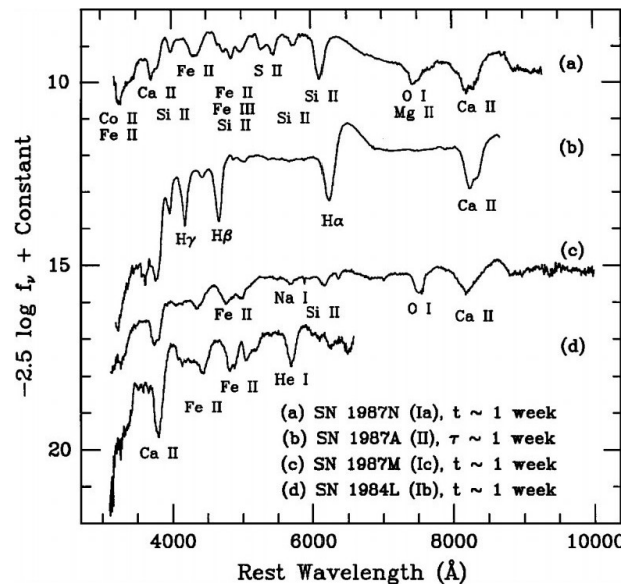


図 1.2 超新星の型ごとの極大期スペクトル (Filippenko et al. 1997)

IIb 型に分類され、質量放出によって H-rich 外層が非常に少量になった超新星だと考えられている。対して、スペクトルに強く狭い (narrow) 水素輝線がみられるものは IIc 型に分類される (図 1.3 参照)。このタイプは高密度な星周物質と相互作用している超新星だと考えられている。本研究で観測した超新星もこの IIc 型と考えられているため、次節で詳しく説明する。ここまで分類されなかった II 型のうち、日数に対する光度の変化、すなわちライトカーブが直線的 (linear) に落ちるものは IIL 型、極大後百日ほど光度一定の平らな状態 (plateau) を維持するものは IIP 型に分類される (図 1.4 参照)。Ia 型は白色矮星の質量増加によって起こる熱核暴走型超新星であるが、ほかのタイプはすべて重力崩壊型超新星である。重力崩壊型のうち、IIP 型が観測される頻度が最も高い (図 1.5)。比べて IIc 型は IIP 型のおよそ 1/6 ほどしかなく、観測的希少価値の高いタイプの超新星であるといえる。

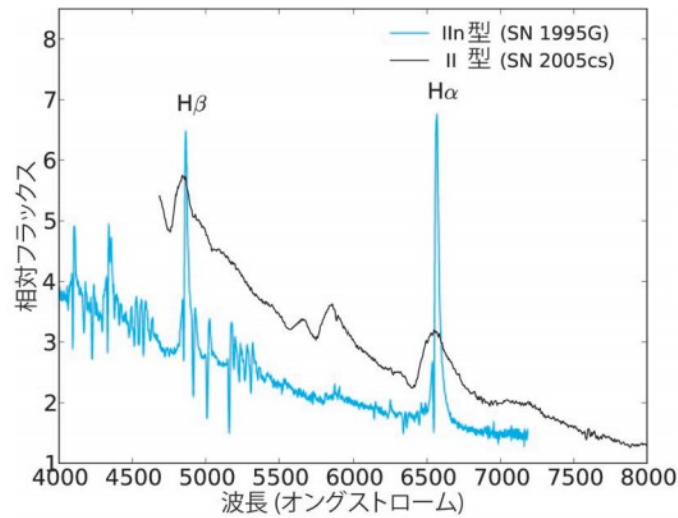


図 1.3 II 型超新星と IIn 型超新星のスペクトルの違い。画像は守屋 亮 (2014)より転載。

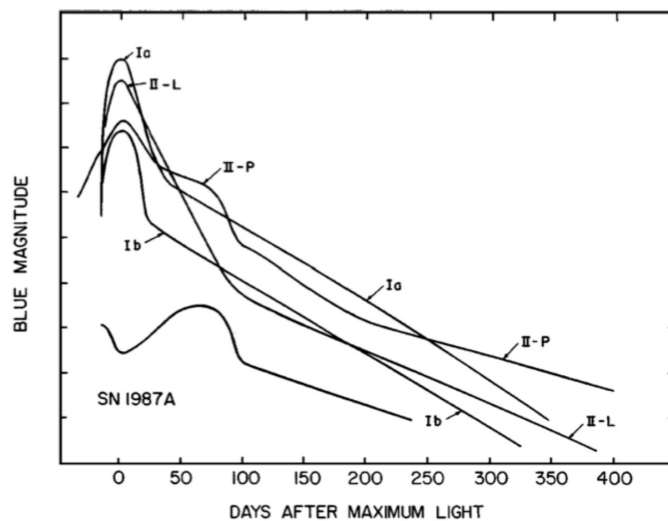


図 1.4 超新星の型ごとのライトカーブ (Filippenko et al. 1997)

1.2 重力崩壊による超新星爆発にいたるまでの主系列星の進化

恒星は星中心部で核融合反応を起こしており、それにより得られるエネルギーで温度を維持し、自己重力を支えるだけの圧力を生み出している。はじめは水素の核反応が起き、より安定なヘリウムが合成される。しかし、中心の水素が全て消費されるとエネルギーの供給が止まり、星全体の重力収縮が起こる。その結果、内部温度が上昇し今度はヘリウムが燃焼を開始する。その後、最も安定な鉄 (^{56}Fe) が合成されるまで重い元素が順々に合成されていき、最後に超新星爆発を起こす。以下では、その過程について説明していく。

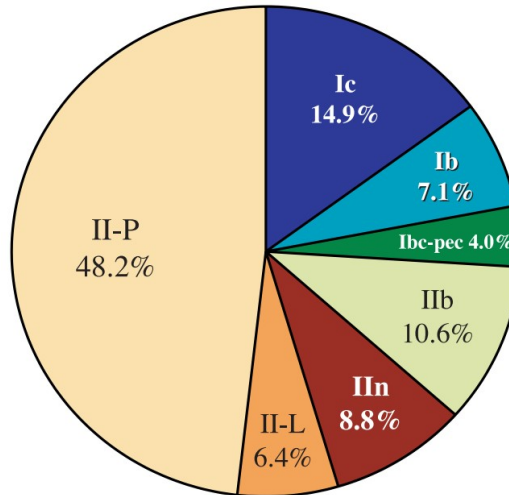


図 1.5 近傍超新星の観測による重力崩壊型超新星の型ごとの相対頻度 (Smith et al. 2011)

1.2.1 水素燃焼

水素燃焼は、四個の水素原子核 (=陽子) から一個のヘリウム原子核が合成される核反応である。水素燃焼には、主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。中心の温度が $\sim 10^7$ K を超えると pp チェイン反応による水素の燃焼が起こり、その後中心温度が $\sim 1.8 \times 10^7$ K を超えると CNO サイクルによる水素の燃焼が進む。

図 1.6 に CNO サイクルの反応過程を示す。CNO サイクルは、炭素、窒素、酸素 (CNO) の原子核が水素原子核を次々に捕獲しヘリウム原子核が生成する反応である。この反応の特徴は、一サイクルの反応で CNO 個々の元素の組成比は変化するが、CNO 原子核全体の量は変化せず、CNO 原子核が触媒のようなはたらきをする点である。主に炭素と窒素がかかわる CN サイクルと、炭素と酸素がかかわる CO サイクルで成り立っている。この二つのサイクルは $^{15}\text{N} + ^1\text{H}$ の反応で $^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ が生成されるのに分岐して、およそ 10^{-4} 程度の割合で $^{16}\text{O} + \gamma$ が生成されることによりつながっている。また、このサイクル中の $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$ の反応が最も遅いため、CNO サイクルによる水素燃焼はこの反応で決まり、サイクルが平衡状態に達すると CNO 元素のほとんどが ^{14}N になる。このため、巨星の表面では、一般的に $^{14}\text{N}/^{12}\text{C}$ 、 $^{14}\text{N}/^{16}\text{O}$ などの比の値が主系列星のそれと大きく異なっており、これは過去に CNO サイクルが起こっていた箇所の物質が対流層に取り込まれたことを示している。このように、CNO サイクルでは重い原子核がかかわるため、エネルギー発生率の温度依存性が pp 反応よりも大きく、よって比較的中心温度の高い大中質量星で重要な反応となっている。

1.2.2 ヘリウム燃焼

ヘリウム燃焼は、三個のヘリウム原子核 (α 粒子) が核融合して炭素原子核を生成する反応 (トリプルアルファ反応) である。水素燃焼が進み星中心部の水素が枯渇すると、ヘリウム中心核の重力収縮が進み星内部の密度と温度が上昇する。中心部の温度が $\sim 10^8$ K に上昇すると以下の (1.1 式) で示された二段階

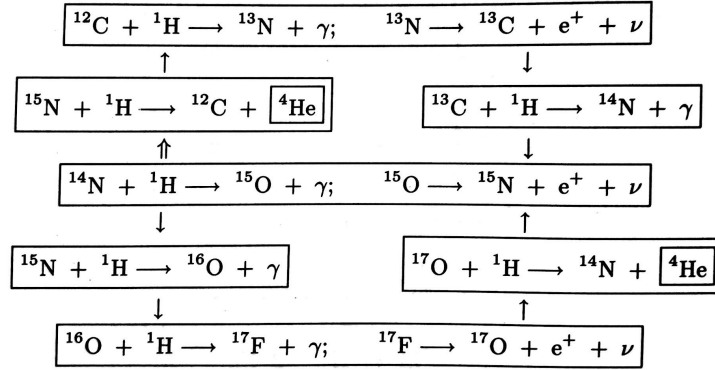
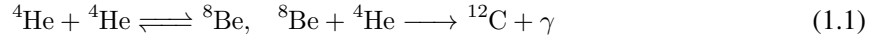


図 1.6 CNO サイクルの反応過程 (野本 憲一 et al. 2009)

の反応が起こる。この重力収縮により水素外層がエネルギーを吸収して膨張するため、表面温度が下がって主系列星は赤色巨星に進化していく。



このうち ^8Be は不安定核であるため、 10^{-16} 秒でもとの二つのヘリウム原子核に崩壊してしまう。これにより、 ^4He と ^8Be との間の反応は平衡状態に達する。すると、 ^8Be がわずかに存在できるようになり、このわずかな量の ^8Be に ^4He が核融合することで ^{12}C が生成される。この生成された ^{12}C の一部はさらに ^4He と反応して ^{16}O を生成するので、よってヘリウム燃焼による主な生成元素は炭素 (^{12}C) と酸素 (^{16}O) である。比較的軽い質量の星 ($M \leq 8 M_{\odot}$) はこのヘリウム燃焼の後、電子の縮退圧だけでコアを支えることができるようになるため、それ以上の反応は進まず漸近赤色分枝 (Asymptotic Giant Branch; AGB) 星に進化し、炭素と酸素を核に持つ白色矮星となって一生を終える (図 1.7)。一方、 $8 M_{\odot}$ を超える質量の星では、より中心温度が高くなるため生成された炭素と酸素の燃焼が引き続いて起こり、さらなる重元素が生成される。以下ではその核反応について説明する。

1.2.3 炭素・ネオン・酸素・シリコン燃焼

ヘリウム燃焼後、中心の温度が $6-7 \times 10^8 \text{ K}$ になると炭素燃焼が起こり、炭素原子核が核融合して主に酸素 ^{16}O 、ネオン ^{20}Ne 、マグネシウム ^{24}Mg が生成される。したがって、ヘリウム燃焼によってできた炭素・酸素 ($\text{C} + \text{O}$) 中心核は、炭素燃焼によって酸素・ネオン・マグネシウム ($\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$) 中心核になる。また、ネオンが生成される反応では α 粒子が放出される。一部のこの α 粒子は中性子過剰核である ^{22}Ne や ^{18}O に吸収され、中性子を放出する反応が起きる。この放出された中性子がほかの元素に吸収され、また新しい中性子過剰核ナトリウム ^{23}Na とアルミニウム ^{27}Al を生成する。炭素燃焼は ^{23}Na と ^{27}Al の生成において重要な反応であるといえる。

$8-10 M_{\odot}$ の質量の星では、この $\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$ 中心核の質量が次に起こるネオン燃焼の臨界質量よりも小さいため、ネオン燃焼が起こる温度まで上昇せずネオン燃焼が起こらない。こうなると、中心核の電子は縮退してしまい、星は AGB 星よりも明るい超漸近赤色分枝 (Super AGB; SAGB) 星となる。SAGB 星となった星は、 $\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$ 白色矮星になるか、電子捕獲による重力崩壊をするかのどちらの運命をた

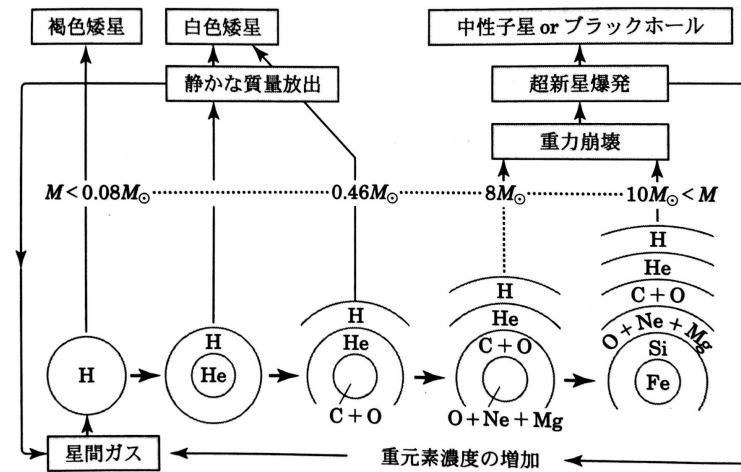


図 1.7 星の進化と終末 (野本 憲一 et al. 2009)

どる。

一方、 $10 M_{\odot}$ を超える大質量星では、炭素燃焼後の温度が $1.5 \times 10^9 \text{ K}$ 以上になりネオン燃焼が起こる。ネオン燃焼では、まず高エネルギー光子による ^{20}Ne の光分解反応が起き、 ^{16}O と α 粒子が生成される。その後、この α 粒子が ^{20}Ne に捕獲され ^{24}Mg が生成される。

温度が $\sim 3 \times 10^9 \text{ K}$ になると酸素燃焼が起き、酸素原子核が核融合して多量のシリコン ^{28}Si や硫黄 ^{32}S が生成される。 ^{28}Si が生成される反応では α 粒子が放出され、この α 粒子が ^{28}Si に捕獲されて ^{32}S 、アルゴン ^{36}Ar 、カルシウム ^{40}Ca が生成される。

さらに温度が高くなり、 $\sim 4 \times 10^9 \text{ K}$ になるとシリコン燃焼が起きる。シリコン燃焼では、光分解反応による α 粒子の放出と、 α 粒子の捕獲反応が頻繁に起こり、 $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{32}\text{S} \rightarrow ^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{48}\text{Cr} \rightarrow ^{52}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$ と次々に重い元素が生成される。この次の ^{60}Zn は ^{56}Ni よりも不安定なため、これ以上反応は進まない。生成された ^{56}Ni は不安定原子核であるため、 β 崩壊により最終的に $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ と原子核の中でエネルギーが最も低い結合状態にある ^{56}Fe へ崩壊する。こうして超新星爆発直前の星の内部では、中心に鉄核ができ、その外側を順番に軽い元素の層が取り囲むという「たまねぎ構造」が形成される (図 1.7 参照)。質量が $10 M_{\odot}$ 以上の星は赤色超巨星 (Red Super Giant: RSG) へと進化するが、 $25 M_{\odot}$ よりも重い星は超巨星の段階を経た後、強い恒星風により水素に富んだ (H-rich) 外層をすべて放出し、さらに内側のヘリウム層なども激しく放出し続け、ウォルフ-ライエ (Wolf-Rayet: WR) 星と呼ばれる星に進化していく。その中でも $35 M_{\odot}$ よりも重い星は、超巨星を経て高輝度青色変光星 (Luminous Blue Variables: LBVs) へと進化した後、WR 星になると考えられている。

1.2.4 鉄核の重力崩壊と超新星爆発

^{56}Fe の核からはそれ以上エネルギーを取り出せないため、星を支えるには鉄核が重力収縮せざるをえなくなる。これにより中心部の温度がさらに上昇し、 $\sim 10^{10} \text{ K}$ に達すると ^{56}Fe は約 0.1 秒という短時間に光分解を起こし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する。その結果、ついには星を支えることができなくなり、核は「爆縮」と呼ばれる激しい落下を起こ

し始める。これが重力崩壊である。重力崩壊によって中心部がさらに高密度になると、今度は中性子でできた固い核が形成され、その中性子の縮退圧により収縮は止まる。その後、落ち込んでくる外層が固い中心核の表面で跳ね返されると、外側に向かって強い衝撃波が生じ、外層を吹き飛ばして爆発を起こす。この現象が超新星爆発であり、重力崩壊による超新星爆発を重力崩壊型超新星爆発と呼ぶ。超新星爆発では、中心部に中性子星やブラックホールといったコンパクト天体が残ることが知られている。

1.3 IIn 型超新星

IIn 型超新星は可視光スペクトルに強く狭い水素輝線がみられるという特徴がある (図 1.3)。この輝線の速度成分は 100 km s^{-1} 程度と遅く、また輝線が強いことから、IIn 型超新星は密度の高い星周物質中で大質量星が爆発を起こした超新星だと示唆されている。この星周物質は爆発前の親星から吹かれる恒星風による質量損失によって形成されるので、つまり IIn 型超新星の親星は高い質量損失率をもつと考えられる。親星を推定するに当たっては、この質量損失率が重要な物理量になる。また、星周物質の組成比も重要な物理量である。特に C、N、O 元素の相対組成比は星表面での CNO 平衡状態の度合いを反映しているため、この相対組成比の測定によって親星の進化段階を探ることができる。以下では、IIn 型の親星として考えられている候補について観測例も交えながら説明する。

IIn 型の親星としてまず考えられているのが、高輝度青色変光星 (Luminous Blue Variables: LBVs) である。LBV は、初期質量 $35 M_{\odot}$ 以上の非常に重い主系列星から進化すると考えられている星で、極めて明るい光度を示す。いくつかの LBV では物質を大量に噴出する現象が観測されており、りゅうこつ座イータ星 (η Carinae) がその典型的な例である。LBV の質量損失率は $\dot{M} \gtrsim 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Katsuda et al. 2014) あるいは $\dot{M} \sim 10^{-4} - 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Kiewe et al. 2012) と推定されており、これは典型的な巨星の親星で推定される質量損失率 $\dot{M} \sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Maeda et al. 2014) のおよそ数百倍から数万倍以上も高い。また、LBV 表面で期待される CNO 平衡組成比は (C:N:O = 1:120:10) と推定されている。実際に、IIn 型超新星 SN 2005gl では爆発前の画像に LBV 段階にあると考えられる親星が観測されており (図 1.8)、ほかにも IIn 型超新星の親星を LBV と関連づける研究は数多くある (e.g., Smith et al. 2011; Kiewe et al. 2012; Taddia et al. 2013)。しかし、LBV は標準的な恒星進化理論の位置づけでは大質量星が WR 星に進化する直前に質量を失う段階であり、それ自体は爆発しないと考えられている。これについては、いまだ議論が続けられている。

一方、IIn 型超新星 SN 1998S のように、RSG が IIn 型の親星だと示唆する研究もある。典型的な RSG は初期質量が $10 - 25 M_{\odot}$ 程度の星で、質量損失率は $\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Kiewe et al. 2012) である。Mauerhan et al. (2012) は SN 1998S の $H\alpha$ ライトカーブが RSG で予測されるライトカーブモデルに一致することを示し、SN 1998S の親星が VY CMa のような、爆発の数千年前に大量の質量損失期を過ごすと考えられている extreme RSG に近いことを示唆した。最近では、この SN 1998S ライトカーブと、別の IIn 型超新星 SN 1988Z のライトカーブの振る舞いの違いから、ある IIn 型のライトカーブが SN 1998S-like なのか SN 1988Z-like なのかどうかでその親星を判別しようとする研究も進んでいる (Smith et al. 2017)。

また、前述した $8 - 10 M_{\odot}$ の質量の星が進化した SAGB 星も大きな質量損失を伴う星であり、IIn 型超新星の親星の候補である。SAGB 星外層では水素とヘリウムの殻燃焼が起き、それによってコアの質量が徐々に大きくなっていく。その一方で、ヘリウム殻が熱的不安定性により急に活発になり、放射だけではエネルギーを運びきれなくなるため、対流が発生してエネルギー発生率の急激な増加が起こる。これを熱

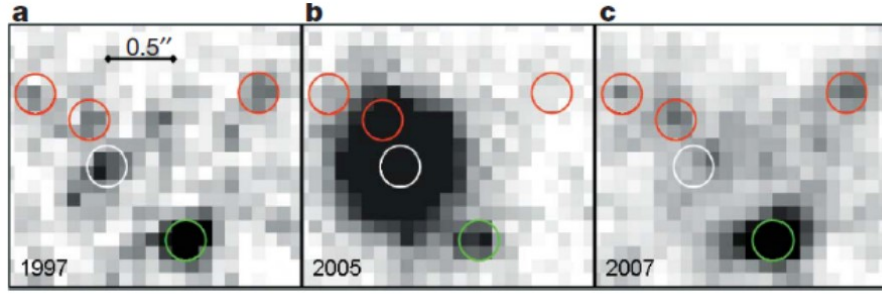


図 1.8 Hubble Space Telescope によって取得された IIIn 型超新星 SN 2005gl の超新星爆発前後の撮像画像 (Gal-Yam et al. 2009)。(a) は爆発前に取得された画像であり、白丸は親星の位置を表している。(b) は爆発時の画像である。(c) は爆発後の画像で、もとの親星より暗くなっていることがわかる。

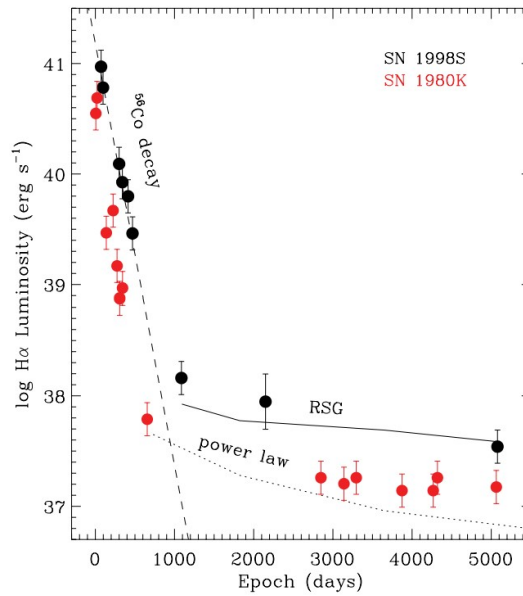


図 1.9 SN 1998S および SN 1980K の $H\alpha$ ライトカーブ (Mauerhan et al. 2012)。SN 1980K は典型的な III 型超新星と考えられている。1093 日以降の SN 1998S の減衰のようすは ^{56}Co の崩壊ライン (破線) を上回るため星周物質との相互作用が必要なることを示唆している。また、後期の SN 1998S のようすは RSG で予測されるライトカーブモデルに一致している。

パルス（ヘリウム殻燃焼フラッシュ）といい、SAGB 星はこの熱パルスにより外層を星間空間に放出するため高い質量損失率をもつ。もし、SAGB 星が外層をすべて放出すれば $\text{O}+\text{Ne}+\text{Mg}$ 白色矮星が残ることになる。外層を失わなければ、 $\text{O}+\text{Ne}+\text{Mg}$ 核の質量が増加し続け、中心密度が高くなっていく。密度が高くなると、縮退した電子のフェルミエネルギーが高くなるため、電子を ^{24}Mg が捕獲して ^{24}Na になった方が原子核として安定になる。密度が高くなるにつれてこの電子捕獲反応が次々に起こり、その結果として電子数が減って電子の縮退圧も減少する。よって密度を上げるために重力収縮が進み、最終的に重力崩壊し超新星爆発を起こす。例として、赤外線観測で親星が発見された IIIn 型超新星 SN 2008S を挙げる (Botticella et al. 2009 参照)。観測により SN 2008S は濃いダストに囲われていることが示唆されている。

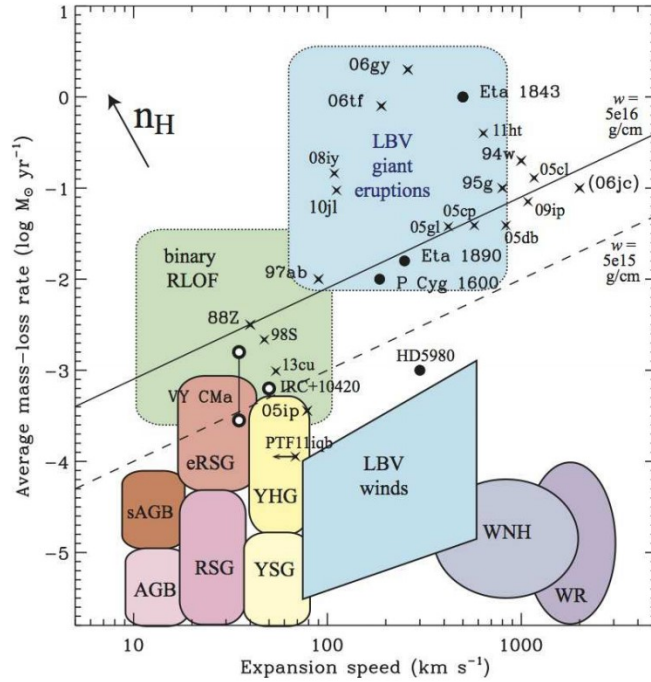


図 1.10 複数タイプの星と II In 型超新星の星風速度に対する質量損失率のプロット (Smith et al. 2017)。YSG と YHG はそれぞれ Yellow Super Giants と Yellow Hyper Giants の意で、RLOF は Roche-lobe overflow の意である。非常に高い質量損失率が推定された星 (VY CMa, IRC+10420, HD5980, η Car's eruptions, P Cyg's eruption) については丸で示されている。また、観測から星風速度と質量損失率が推定された II In 型 (1 つは Ibn 型) 超新星はバツで示されている。実線と破線で示された $w (= \dot{M}/V_{\text{CSM}})$ は速度密度パラメータと呼ばれ、 $w = 5 \times 10^{15} \text{ g cm}^{-1}$ は II 型超新星を形成するのに最低限必要な値だと考えられている。

これは熱パルスによって生成されたグラファイトダストが激しく噴出され、星がダストの多くて濃い星周物質で覆われたと考えられ、結果 II In 型として観測された可能性が示唆されている。

ここまでの、II In 型超新星の親星について三つの候補を観測例とともに説明してきた。図 1.10 では、これら候補を含む複数タイプの星の推定質量損失率に加えて、観測から実際に質量損失率が推定された II In 型超新星についてもプロットされている。質量損失率だけみれば LBV が II In 型超新星の親星の良い候補と考えられるが、II In 型は観測頻度も少ないことも相まって (図 1.5 参照)、あまりよく分かっていないというのが現状である。

1.4 超新星からの X 線放射過程

超新星爆発が起きているときの描像として、単純には四つの領域が考えられる (図 1.11)。すなわち、超新星の外側から順に、①前方衝撃波が星周物質と衝突していない領域、②前方衝撃波が星周物質に衝突している領域、③後方衝撃波が爆発由来の噴出物に衝突している領域、④後方衝撃波が爆発噴出物と衝突しておらず、外側に向かって広がる領域、の四つである。このうち、②と③の領域では星周物質および爆発噴出物が衝撃波によって掃かれることで加熱され、高温になったプラズマから X 線が放射されると一般的に

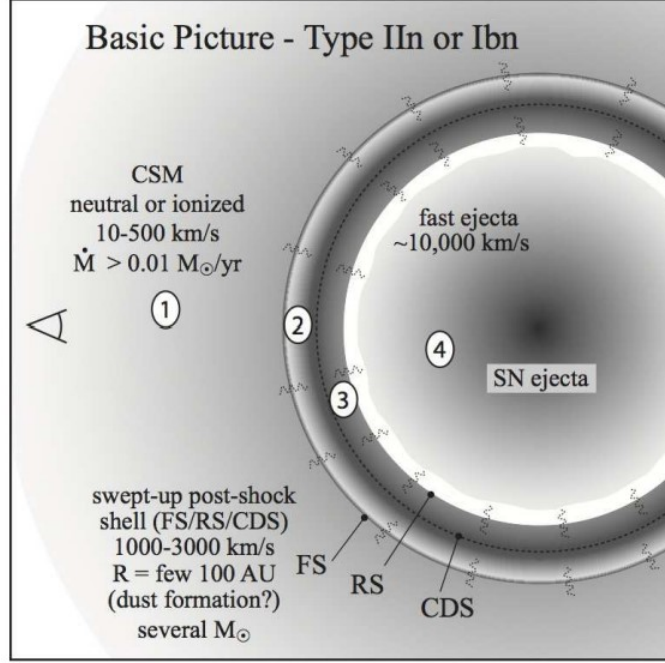


図 1.11 IIIn 型超新星の場合に考えられる超新星の内部描像 (Smith et al. 2017)。FS は Forward Shock (前方衝撃波)、RS は Reverse Shock (広報衝撃波) の意である。また、CDS は cold dense shell の意で、衝撃波加熱による放射冷却の効果により②と③の領域で衝突が起き、混合されることで生じる薄い環状の高密度領域と考えられている。

考えられている。このような超新星からの X 線放射は過去 20 年間で数多く観測されている (Dwarkadas & Gruzko 2012; Chandra 2018)。高温プラズマからの X 線放射として、主に熱制動放射と元素輝線成分の二つが考えられており、以下ではこれらについて説明する。

1.4.1 熱的制動放射

制動放射は、荷電粒子がクーロン場の相互作用によって加速されたときに生じる放射であり、特に荷電粒子が熱平衡速度分布 (マクスウェル-ボルツマン分布) をもつ場合を熱制動放射という。プラズマ中では、熱平衡速度分布に従う自由電子がイオンのクーロン場によって加速されたときこの放射が生じる。放射の前後で電子が自由状態にあることから、熱制動放射は free-free 放射とも呼ばれる。このような放射は高温プラズマでの主要な連続成分となり、単位時間、単位体積、単位周波数あたりの放射強度は

$$\begin{aligned} \epsilon_{\nu}^{ff} &= \frac{dW}{dt dV d\nu} = \frac{32\pi e^6}{3m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3k_B m_e} \right)^{1/2} T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) g_{ff} \\ &= 6.8 \times 10^{-38} T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) g_{ff} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}] \end{aligned} \quad (1.2)$$

と与えられる (Rybicki & Lightman 1979)。ここで、 e は電荷素量、 m_e は電子質量、 c は光速、 k_B はボルツマン定数、 T_e は電子温度、 Z はイオンの原子番号、 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。 g_{ff} は速度で平均したガウント因子（Gaunt factor）と呼ばれ、X線を放射する典型的な高温プラズマの場合

$$g_{ff} = \left(\frac{3k_B T_e}{\pi h \nu} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

である。(1.2) 式を全周波数について積分すると、単位体積あたりのエネルギー放射率は

$$\begin{aligned} \epsilon_{ff} &= \frac{dW}{dt dV} = \left(\frac{2\pi k_B T_e}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{32\pi e^6 Z^2 n_e n_i}{3hm_e c^3} \tilde{g}_B \\ &= 1.4 \times 10^{-27} T_e^{1/2} Z^2 n_e n_i \tilde{g}_B \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}] \end{aligned} \quad (1.4)$$

と求まる。ここで、 $\tilde{g}_B$ は g_{ff} の周波数平均で $\tilde{g}_B \sim 1.2$ である。また、プラズマは電磁力が非常に強いいため、電荷中性が破れるとただちに復元して電荷分布の中性を保とうとする性質がある。よって、 $n_e = n_i$ がよい近似で成立しているはずであり、そうすると放射強度は $n_e^2 T_e^{1/2}$ に比例すると考えられる。スペクトルの形は、(1.2) 式から X 線のエネルギーが温度よりも十分低い場合 ($h\nu \ll k_B T_e$) では平らであるが、エネルギーが温度よりも高くなる ($h\nu \geq k_B T_e$) と指数関数的に減少するとわかる。したがって、連続成分のスペクトルが指数関数的に減少し始めるエネルギーを測定することでプラズマ中の電子温度を測定することができ、そのスペクトルの強度から電子密度を求めることができる。

1.4.2 元素輝線

輝線は、高温プラズマ中の自由電子がイオンに衝突し、原子核に束縛された電子を上準位に励起する（衝突励起）、または内殻の束縛電子を弾き飛ばす（衝突電離）ことによってイオンを励起した後、より低いエネルギー準位へと束縛電子が遷移する（脱励起）ことで放射される。その放射のエネルギーは、電子が遷移したエネルギー準位の差に相当し、元素の種類とイオンの電離状態に依存する。電離して電子が一つ、二つ、・・・となった状態のイオンはそれぞれ H-like、He-like、・・・イオンと呼ばれる。また、主量子数 1、2、・・・、すなわち K 殻、L 殻、・・・への電子の遷移による輝線をそれぞれ K 輝線、L 輝線と呼び、遷移前と後の主量子数の差が 1、2、3 の遷移による輝線を α 輝線、 β 輝線、 γ 輝線と呼ぶ。H-like 輝線においては、 $K\alpha$ 輝線、 $K\beta$ 輝線を特別に $Ly\alpha$ 輝線、 $Ly\beta$ 輝線と呼ぶことがある。

輝線放射の確率は自由電子とイオンの衝突の確率で決定される。よって、あるイオンからの輝線強度は、電子とイオンの数すなわち電子密度とイオン密度の積 $n_e n_i$ に比例する。また、連続成分は陽子（水素イオン）の寄与が支配的であると考えれば、その強度は $n_e n_H$ に比例する。これより、連続成分に対する輝線の強度比（等価幅）を測定することによって水素に対する各元素の個数比、すなわち元素量（アバundanceとも呼ばれる）を得ることができる。X 線天文学では、元素量を定量するときは基準として太陽組成比がよく用いられ、ある元素 X の元素量が太陽組成の何倍か、つまり $Z_X = (n_X/n_H)/(n_X/n_H)_\odot$ という形で示される。本論文では、太陽組成比として [Anders & Grevesse \(1989\)](#) を参照した（表 1.1）。この表 1.1 から、例えばあるプラズマの N 元素量が $Z_N = 2.5$ だった場合、そのプラズマ内の N が H に対して $2.5 \times 1.12 \times 10^{-4} = 2.8 \times 10^{-4}$ 倍存在することを表している。

表 1.1 太陽組成における H に対する主な元素の個数比 (Anders & Grevesse 1989)

元素	H に対する個数比
H	1.00
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}
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}

1.4.3 素過程を反映したスペクトルモデル

一般に、高温希薄プラズマの X 線スペクトルは図 1.12 のように示すことができる。ここで、高温希薄プラズマのスペクトルモデルとしては APEC モデルを採用しており、図 1.12 は太陽組成かつ 2 keV のプラズマの理論的なスペクトルを再現している。なだらかに伸びている部分が前述した熱制動放射による連続成分であり、無数に立っている線が元素輝線である。一方、特に 1 keV 以下でみられるスペクトルの沈みは、星間ガスによる X 線の光電吸収を再現している。X 線では、H、He の X 線に対する吸収断面積が小さいため、主に C、N、O、Ne、Si、S、Fe の K、L、M 殻電子による光電吸収が支配的となる。特に 1 keV 以下の低エネルギー側に大きな影響を及ぼし、また吸収断面積は吸収端で跳ね上がるため、その影響が 0.5–0.6 keV でみられるようなエッジ構造として現れる。

図 1.12 は理論モデルであるため輝線が一本の線のようにみえるが、実際に観測される輝線は熱的な広がりや乱流運動による広がりによって決まる幅をもっている。これは輝線幅と呼ばれ、熱的な広がりのみで決まると仮定した場合

$$\sigma = E_0 \left(\frac{2k_B T_i}{m_i c^2} \right)^{1/2} \quad (1.5)$$

と表せる。ここで、 E_0 は輝線エネルギー、 T_i はイオンの温度、 m_i はイオンの質量である。よって、観測されたスペクトルから輝線幅を求めれば、(1.5) 式よりその元素のイオン温度を測定することができる。今、このイオン温度が衝撃波加熱によるものだと考えると、衝撃波加熱は流体の運動エネルギーが熱、すなわち内部エネルギーに変換される過程であるので、加熱後の温度 $k_B T_i$ は衝撃波速度 V に依存し、

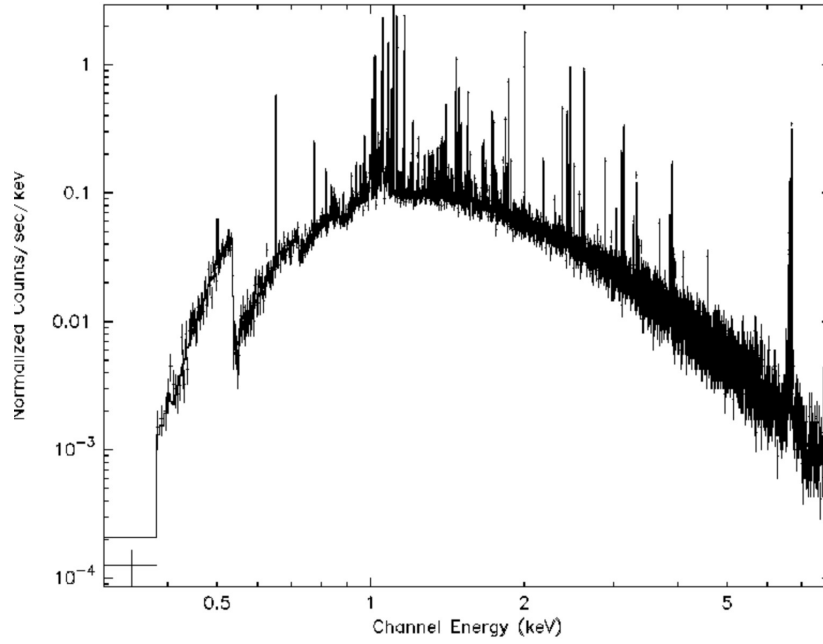


図 1.12 星間吸収を考慮した高温希薄プラズマの理論的な X 線スペクトルモデル。画像は <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/webspec/webspec.html> で作成した。

$$k_B T_i = \frac{3}{16} m_i V^2 \quad (1.6)$$

と表される。超新星残骸で考えられるような無衝突衝撃波を仮定した場合、電子-イオン間のクーロン相互作用がほとんど起こらないので原理的には (1.6) 式が各元素イオン種ごとに成立する。したがって、輝線幅から求めたイオン温度と (1.6) 式から、衝撃波速度を求めることができる。ただし、実際には使用される検出器の分光能力（エネルギー分解能）に限りがあるため、観測されるスペクトルは弱い輝線が連続成分に埋もれて見えなくなったり、エネルギーの近い輝線が互いに混ざったりしてなまされたスペクトルとなることが多い。このことから、イオン温度の測定はなかなか困難であるが、本研究で用いる分散分光器で得られたスペクトルならば輝線の一本一本を分離できるため、イオン温度の測定や元素量の正確な測定が可能となる。

第 2 章

観測天体と本研究の目的

2.1 SN 1978K について

SN 1978K は X 線で非常に明るい超新星であり、近傍銀河 NGC 1313 (距離 4.61 Mpc: [Qing et al. 2015](#)) の端に位置している (図 2.1)。NGC 1313 には SN 1978K のほかに 2 つの X 線ソース天体があり、それぞれ ULX-1、ULX-2 と呼ばれる。超新星爆発が起こった日付はおおよそ 1978 年 5 月 22 日であることが分かっている ([Montes et al. 1997](#))。観測の歴史をさかのぼると、SN 1978K は 1990 年、近傍銀河を対象に行われた HII サーベイで強力な $H\alpha$ 源として発見された (図 2.2(a))。ただし、このとき SN 1978K は超新星ではなく「新星」と分類された ([Dopita & Ryder 1990](#))。その後、Ryder らが行った NGC 1313 の電波サーベイにより、SN 1978K は強力な電波源でもあることがわかった (図 2.2(b))。Ryder らは電波のほか、可視光と X 線アーカイブデータの解析を行い、[Ryder et al. \(1993\)](#) にて SN 1978K が新星ではなく II 型の超新星であると示した。[Schlegel et al. \(1999\)](#) はその後、X 線と電波のデータから SN 1978K は典型的な IIn 型の超新星であると主張した。以下では、SN 1978K の過去の先行研究で行われた親星推定および先行研究の測定値から推定される親星についてのレビューを行う。

2.2 親星推定のレビュー

[Chu et al. \(1999\)](#) では SN 1978K の星周ネビュラの化学組成測定から親星の推定が行われた。可視光分光測定により $H\alpha$ と [N II] の狭い輝線が発見され (図 2.4)、この [N II] / $H\alpha$ 比は 0.8–1.3 と星間の HII 領域で期待される値よりも高いことから、[Chu et al. \(1999\)](#) は輝線の起源を衝撃波と相互作用する前の星周ネビュラからの放射であると主張した。N 組成比が高いことは LBV や WR 星から噴出されたネビュラの特徴である。さらに、[Chu et al. \(1999\)](#) は電子密度、Emission measure、速度幅の測定値から WR 星よりも LBV らしいことを示した。その後、[N II] / $H\alpha$ 比が高いことは [Gruendl et al. \(2002\)](#) でも証明され、星周ネビュラのサイズが上限およそ 2.2 pc と推定された。このネビュラのサイズは LBV から噴出されると期待されるネビュラのそれと同等であるため、[Chu et al. \(1999\)](#) を支持する結果となった。

また、SN 1978K では親星の質量損失率は電波、可視光、近赤外、そして X 線の観測から調べられており、その範囲は $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ から $10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ の間と推定されている。 (e.g., [Ryder et al. 1993](#); [Chugai et al. 1995](#); [Schlegel et al. 1999](#); [Tanaka et al. 2012](#); [Kuncarayakti et al. 2016](#))。このような高い質量損失率は、親星が LBV だということを示唆している。一方で、爆発前の親星の可能性がある天体を捉えた撮像データ ([Ryder et al. 1993](#)) によれば、1974 年から 1975 年にかけての B-band での明るさは

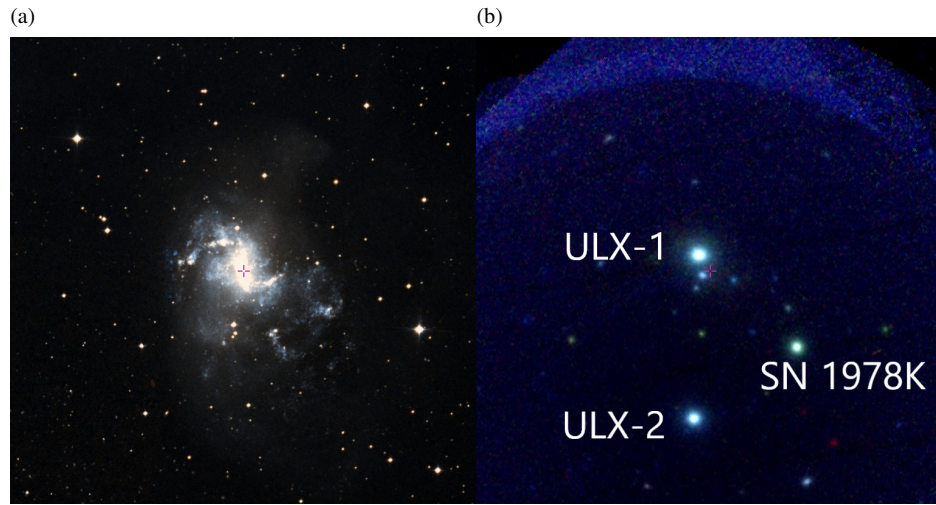


図 2.1 NGC 1313 の撮像画像。(a) は Digitized Sky Survey ミッションのため撮像された可視光画像で、(b) は *XMM-Newton* 衛星で撮像された X 線画像である。中央のピンクの十字は NGC 1313 の銀河中心を示す。画像は ESASky 3.3.1 (<https://sky.esa.int>) で作成した。縮尺は (a)、(b) で同じにしてある。

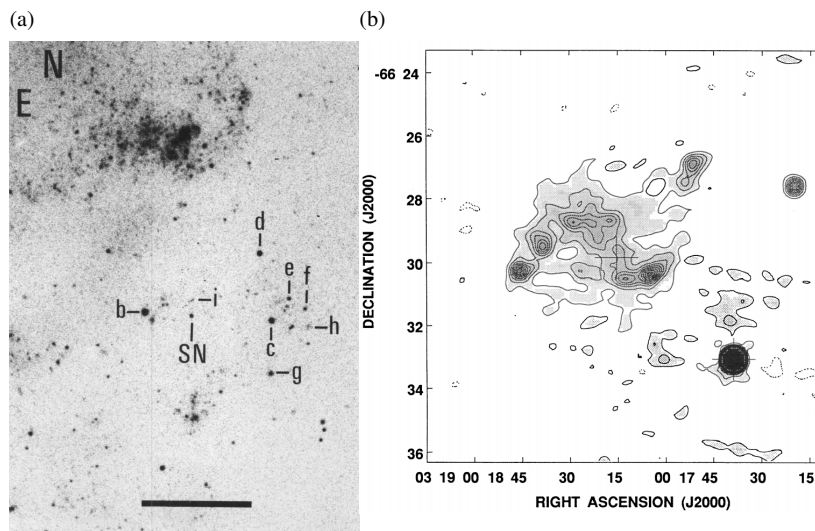


図 2.2 NGC 1313 の (a) HII サーベイ、(b) 電波サーベイを目的として撮像された画像 (Ryder et al. 1993)。(a) は NGC 1313 の銀河中心から南西方向をサーベイした結果を示し、図の「SN」マークは SN 1978K を表している。スケールバーの大きさは $1''$ である。(b) は電波サーベイの結果をグレースケールコントアで示している。図中央とそこから南西方向の十字マークはそれぞれ NGC 1313 の銀河中心と SN 1978K の座標を示している。

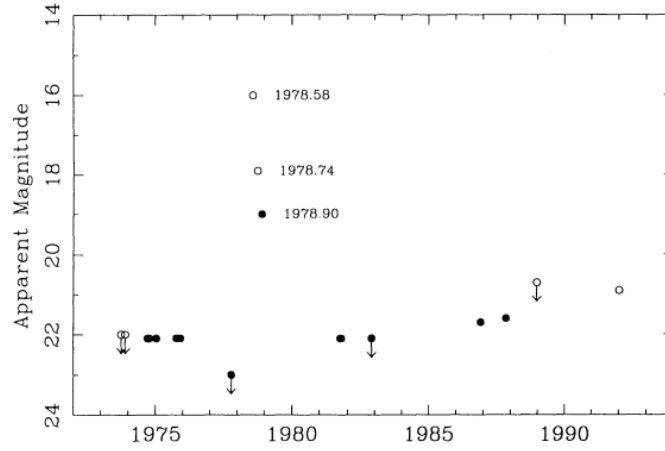


図 2.3 超新星爆発の前後での SN 1978K の Blue band ライトカーブ (Ryder et al. 1993)。白丸と黒丸はそれぞれ B-band と B_J での magnitude を示す。1978 年のアウトバースト発生時の 3 データ点にはそれぞれ日にちのラベルが示されている。

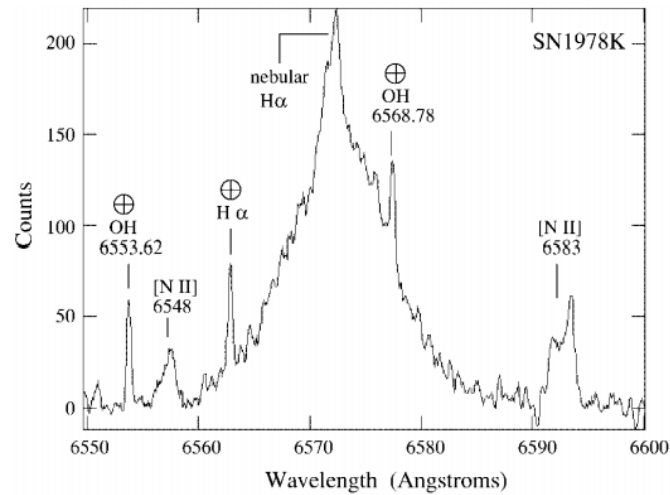


図 2.4 可視光分光測定によって Chu et al. (1999) で観測されたスペクトル。丸十字が記された輝線は telluric 輝線であることを表している。

$B_J = 22.1$ mag であった (図 2.3)。これは、星間減光を考慮しない場合、絶対等級に換算すると -6 mag に相当する。この明るさは LBV (mass $> 35 M_{\odot}$) としては暗く、典型的な巨星 (mass $\sim 10\text{--}25 M_{\odot}$) の明るさである。このことに加え、最近の研究で行われた SN 1978K 周りの恒星の年代測定から、親星の質量は $8.8 \pm 0.2 M_{\odot}$ と比較的小さいことが示唆されている (Williams et al. 2018)。

2.3 X 線スペクトルとライトカーブについての先行研究

SN 1978K は爆発から 40 年が経過した現在も X 線で明るく (e.g., Lenz & Schlegel 2007; Zhao et al. 2017)、そのため長期間のモニタリング観測が行われている天体である。SN 1978K からの X 線放射

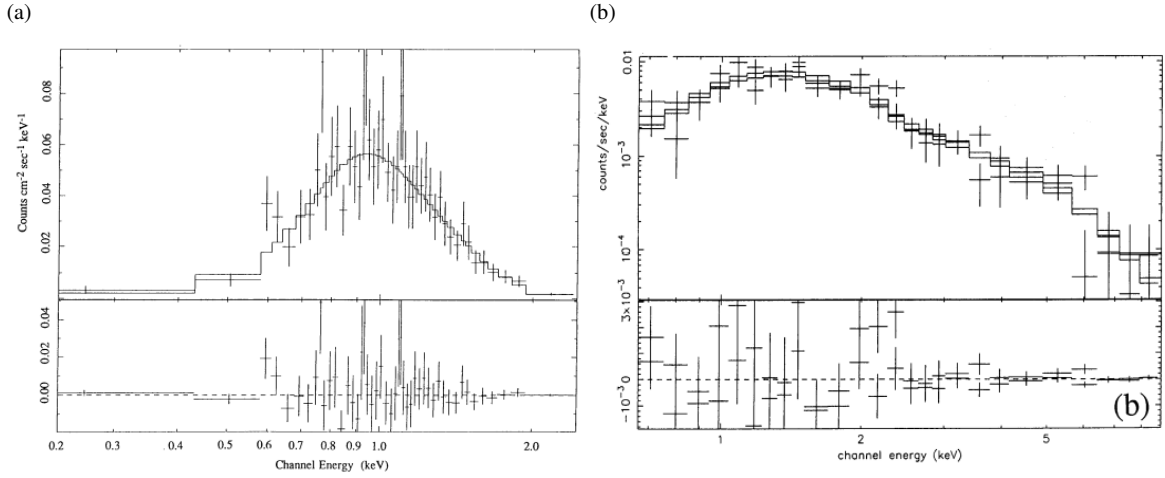


図 2.5 (a) *ROSAT* 衛星で観測されたスペクトル (Ryder et al. 1993)。 (b) *ASCA* 衛星で観測されたスペクトル (Petre et al. 1994)。

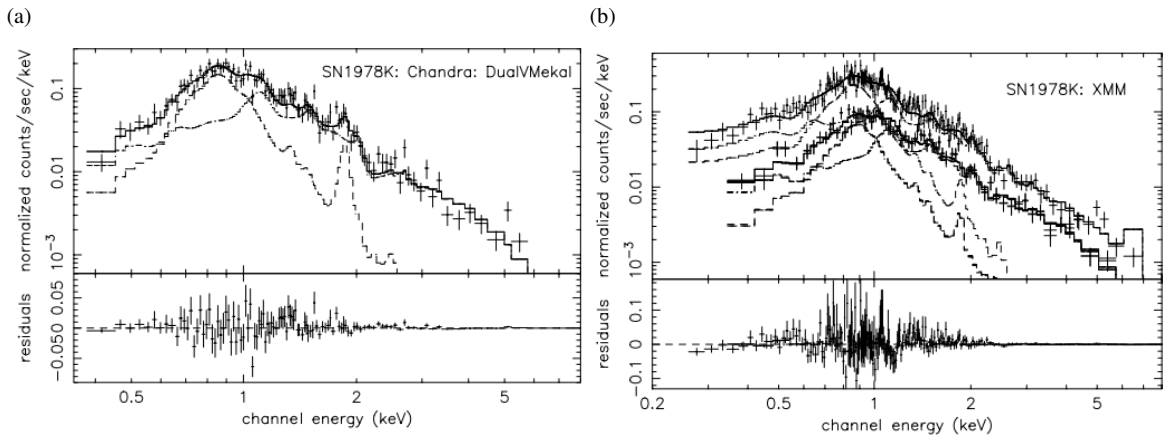


図 2.6 (a) 2002 年に観測された *Chandra* のスペクトル。 (b) 2000 年に観測された *XMM-Newton* のスペクトル (Schlegel et al. 2004)。

は、1992 年に *ROSAT* 衛星に搭載された Position Sensitive Proportional Counter を用いて初めて観測された (図 2.5(a))。その後、Petre et al. (1994) が *ASCA* で SN 1978K の観測を行い、のっぺりとした X 線スペクトルを発見した (図 2.5(b))。この X 線スペクトルは光子指数パラメータ $\Gamma \sim 2.2$ の単一 powerlaw モデルか、あるいは温度 $kT \sim 3$ keV でメタリシティーが $Z \sim 0.2Z_{\odot}$ の 1 温度熱プラズマモデルでフィットされた。Schlegel et al. (2004) では、2002 年に観測された *Chandra* のデータと 2000 年に観測された *XMM-Newton* のデータを用い、SN 1978K のスペクトルが調べられた。その結果、スペクトルは 2 温度 (0.6 keV and 3 keV) の光学的に薄いプラズマモデルでベストフィットされた (図 2.6(a)、図 2.6(b))。また、1.8 keV 付近でのソフト成分 (温度の低い方のモデル) のスペクトルのふるまいから、Si 組成比が $\text{Si}/\text{H} = 3.20^{+1.80}_{-1.90} (\text{Si}/\text{H})_{\odot}$ まで高くなっていると主張した。しかしながら、2003 年の *Chandra* と *XMM-Newton* の観測データを解析した Lenz & Schlegel (2007) では、主張された Si 組成比の上昇は確認されなかった (図 2.7)。より最近には、Smith et al. (2007) が 2000 年から 2006 までに *XMM-Newton*

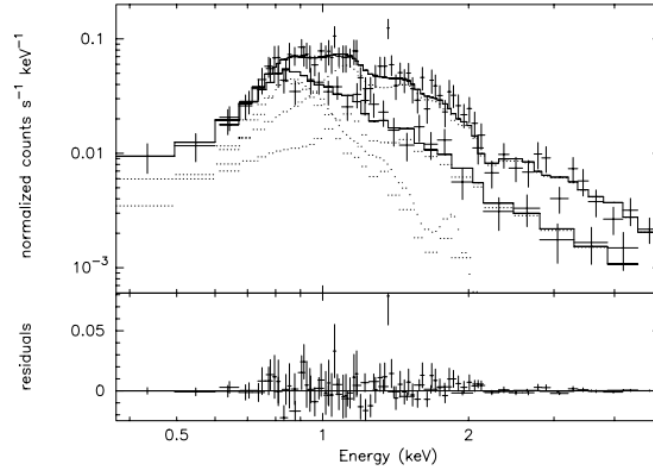


図 2.7 2003 年に *Chandra* (データ上) と *XMM-Newton* (データ下) で観測されたスペクトル (Lenz & Schlegel 2007)。

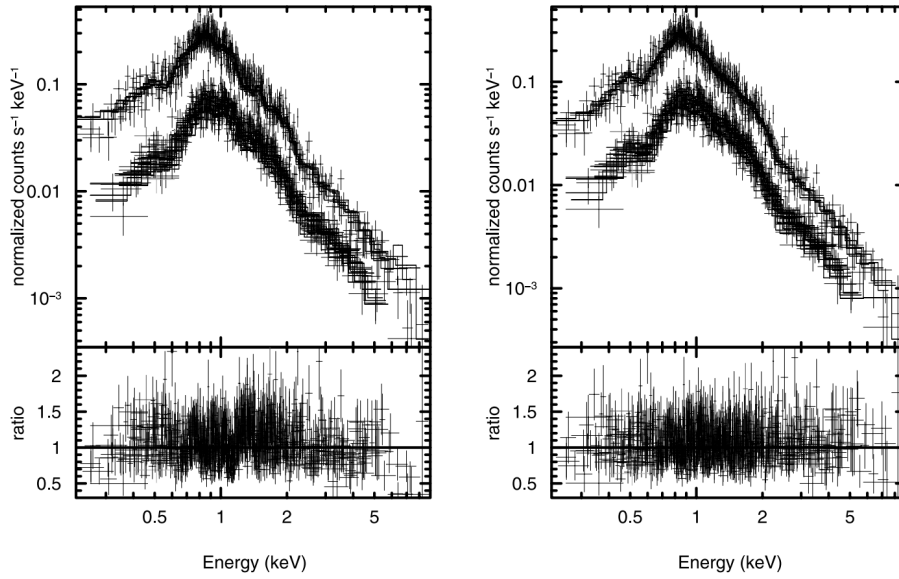


図 2.8 2000 年から 2006 までに *XMM-Newton* で観測されたスペクトル (Smith et al. 2007)。上下のスペクトルはそれぞれ EPIC (European Photon Imaging Camera; Turner et al. 2001) -PN と MOS のスペクトルである。右パネルのスペクトルは左パネルに対し He 組成比のみを大きくしている。

で観測されたデータの解析を行った (図 2.8)。Smith らは、のっぺりとした X 線スペクトルを He 組成比が非常に大きいからだと解釈した。He 組成比が大きい理由は、衝撃波が親星または超新星爆発によって放出された He-rich な外層に位置しているからだと主張した。しかしながら、X 線スペクトルには H と He の輝線が検出されないため、一般的に、X 線観測機器で He/H 比を測定することは困難である。したがって、Smith らの解釈には注意が必要である。図 2.9 に Zhao et al. (2017) で測定されたライトカーブを示す。Zhao et al. (2017) では、2000 年から 2015 年までに *XMM-Newton* 衛星で観測されたデータを用い、

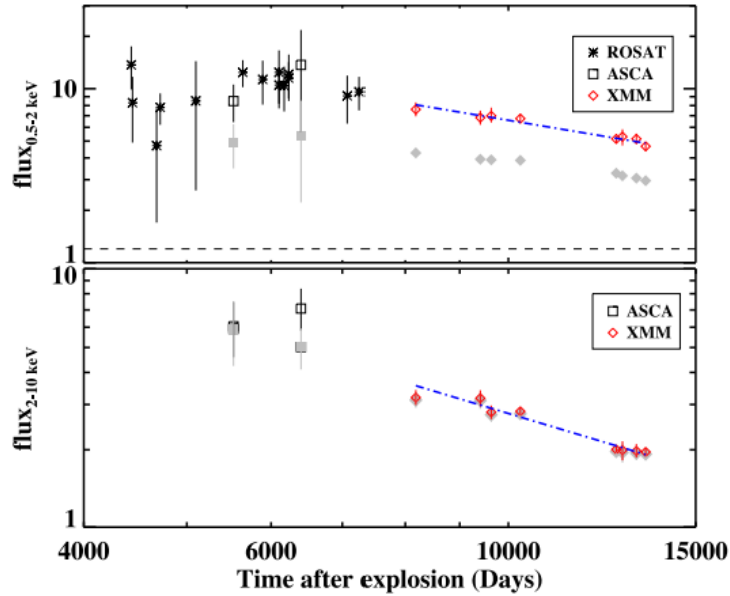


図 2.9 X 線観測によるライトカーブ (Zhao et al. 2017)。横軸は爆発後の経過時間を Days で表している。縦軸は ROSAT、ASCA、そして XMM-Newton 衛星で測定された unabsorbed Flux (単位は $10^{13} \text{ rmerg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を表す。上下のパネルはそれぞれ 0.5–2 keV と 2.0–10 keV でのライトカーブを表す。

より最近までのライトカーブが調査された。その結果、0.5–2 keV と 2–10 keV の両方でライトカーブが t^{-1} で減少していることが示唆された。

2.4 本研究の目的

本研究は、化学組成比がはっきりとわかっていない X 線観測において詳細な組成比測定を行うとともに、その測定結果から親星の推定を行うことを目的とする。測定には XMM-Newton 衛星に搭載されている Reflection Grating Spectrometer (RGS; den Herder et al. 2001) を用いた。これは、XMM-Newton 衛星が SN 1978K だけでなく NGC 1313 にある 2 つの ultra luminous X-ray sources (ULX-1 と ULX-2) を観測するため、SN 1978K を含んだ領域を多くモニタしているからである。本研究では、いま述べた XMM-Newton 衛星の SN 1978K の観測データが豊富であるということを活かし、高統計スペクトルを作成することで詳細な化学組成比の測定を行った。

第 3 章

X 線天文衛星 *XMM-Newton*

3.1 *XMM-Newton* 衛星の概要

XMM (*X-ray Multi-Mirror Mission*) -*Newton* 衛星は、欧州宇宙機関 (European Space Agency: ESA) によって 1999 年 12 月 10 日に打ち上げられた X 線天文衛星であり、今もなお観測を続けてる。*XMM-Newton* 衛星の内部は図 3.1 のように設計されている。*XMM-Newton* 衛星は 3 台の X 線望遠鏡と口径 30 cm の可視光/紫外線望遠鏡を搭載している。3 台の X 線望遠鏡を合わせた有効面積はこれまでの X 線天文衛星の中で最も大きく、これが *XMM-Newton* 衛星の最大の特徴である。また、*XMM-Newton* 衛星には 3 種類、合計 6 個の検出器が搭載されており、その概要を以下にまとめた (表 3.1 も参照)。

- EPIC (European Photon Imaging Camera)

Wolter-I 型の X 線反射鏡と 焦点面におかれた X 線 CCD カメラにより、0.15-12 keV のエネルギー帯域において結像および分光を行う。X 線 CCD カメラとしては、表面照射型の MOS (Metal

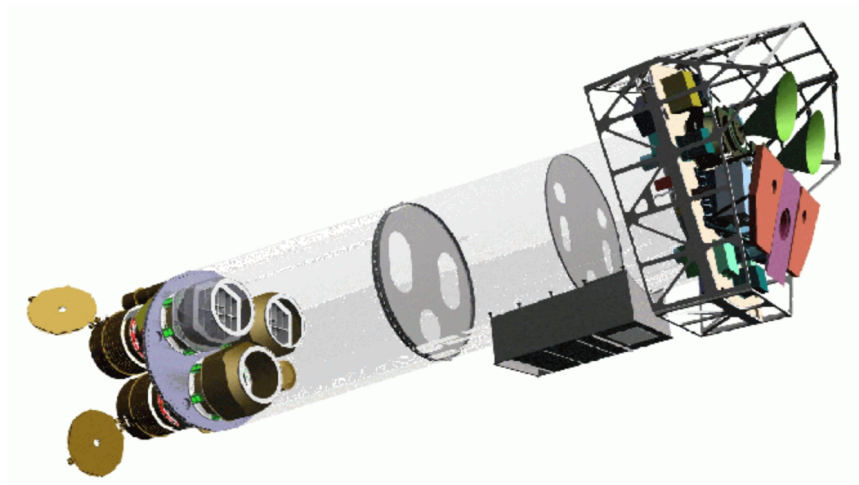


図 3.1 *XMM-Newton* 衛星の内部構造図 ([XMM-Newton Users Handbook 2019](#))。左側には 3 台の X 線望遠鏡、そのうち 2 台の後ろには透過型分散器 RGA が搭載されている。右側には EPIC-MOS と呼ばれる X 線 CCD (Charge Coupled Device) カメラが 2 台と、EPIC-pn と呼ばれる X 線 CCD カメラが 1 台、RGS 用の X 線 CCD カメラが 2 台搭載されている。

表 3.1 *XMM-Newton* 衛星に搭載されている検出器主の主な性能諸元 (*XMM-Newton Users Handbook* 2019)

検出器	EPIC-MOS	EPIC-pn	RGS	OM
エネルギー帯域	0.15–12 keV	0.15–15 keV	0.35–2.5 keV * ¹	180–600 nm
検出感度 * ²	$\sim 10^{-14}$ * ³	$\sim 10^{-14}$ * ³	$\sim 8 \times 10^{-5}$ * ⁴	20.7 等級 * ⁵
視野 (arcmin)	30	30	~ 5	17
エネルギー分解能 * ⁶	~ 70 eV	~ 80 eV	0.04/0.025 Å * ⁷	350 * ⁸

¹ 1 次光での値。(波長領域 5–35 Å; $\lambda[\text{Å}] \times E[\text{keV}] = 12.3984$)

² 10 ks の観測での検出感度

³ 0.15–15.0 keV 帯域。単位は $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$

⁴ O VII 輝線 (0.57 keV) でのフラックス $[\text{photon s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$

⁵ 1000 s、A0 星の $5 - \sigma$ 検出

⁶ 1 keV での値

⁷ 1 keV での一次光、二次光の値。それぞれ 3.2 / 2.0 eV に対応する。

⁸ 紫外と可視光での分解能 ($\lambda/\Delta\lambda$)

Oxide Semi-conductor) と裏面照射型の pn の 2 種類が搭載されている。

- RGS(Reflection Grating Spectrometer)

透過型分散器 RGA (Reflection Grating Array) によって入射してきた X 線を分散させ、その分散した X 線を RFC (RGS Focal Camera) で捉えることでその分散角を測定し、0.35–2.5 keV の帯域で X 線分光を行う。

- OM(Oprical Monitor)

口径 30cm の望遠鏡、MPC-CCD、各種フィルター、およびグリズム分散器を搭載した可視光/紫外線のモニターシステムである。X 線望遠鏡と同じ視野の観測を絶えず観測するため、可視光/紫外線と X 線を同時に観測することができる。

本研究では EPIC と RGS を用いた。この 2 つの検出器についての詳細は 3.3 節にて説明する。

3.2 *XMM-Newton* 衛星の X 線望遠鏡について

3.2.1 X 線反射の仕組み

X 線は物質中で強く吸収され、また屈折率が 1 よりわずかに小さいという特徴を持つ。このため、X 線の光学系において反射鏡は屈折ではなく全反射のみが利用できる。よって X 線望遠鏡では、X 線が全反射条件を満たす小さな角度で鏡面に入射するように設計を行い、X 線を焦点面に集光させている。このうち Wolter-I 型と呼ばれる反射鏡は、回転放物面と回転双曲面の二つの反射鏡で二回反射することにより光軸からはずれた方向での像の収差を小さくした光学系であり、*XMM-Newton* 衛星にも 3 つほど搭載されている (図 3.2)。*XMM-Newton* 衛星の X 線望遠鏡は焦点距離 7.5 m、反射鏡の直径 70 cm あり、ニッケルの基盤を金でコーティングした 58 枚の鏡で設計されている。3 つの反射鏡の焦点には MOS が 2 台と、pn

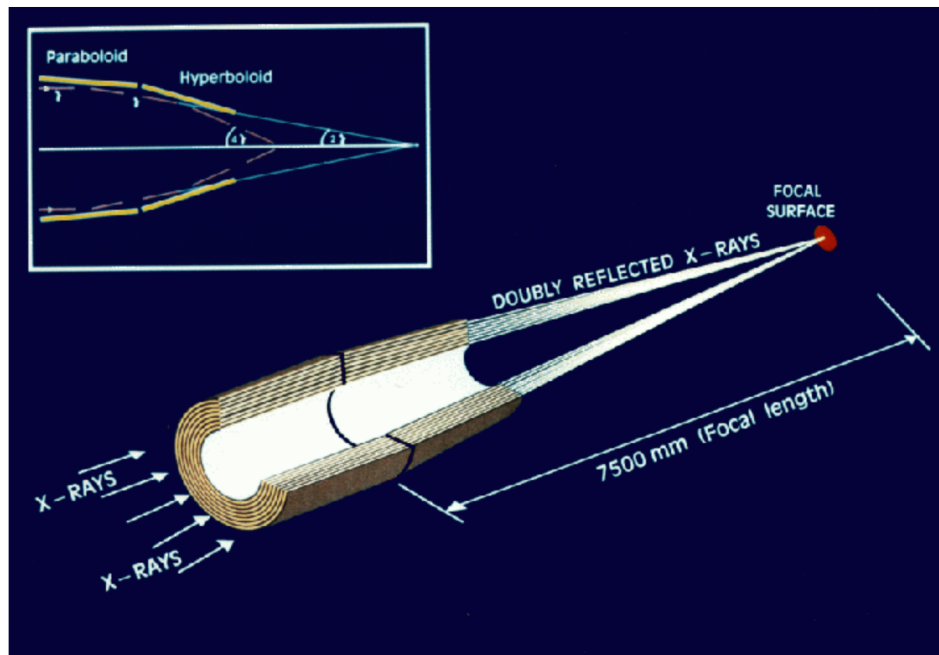


図 3.2 *XMM-Newton* 衛星に搭載されている X 線望遠鏡 ([XMM-Newton Users Handbook 2019](#))。2 回の全反射を利用して X 線を焦点面に集光させている。図は焦点に pn が置かれている場合を描いている。

が 1 台置かれている。また、MOS と X 線望遠鏡の間には RGA が置かれており、入射 X 線のうち 40 % はここで反射して RGS で検出され、44 % はこれを透過して MOS で検出される。残りは RGA で吸収される (図 3.3)。

3.2.2 有効面積

XMM-Newton 衛星に搭載されている X 線望遠鏡は、1 つの望遠鏡あたり 1.5 keV で約 1550 cm² の有効面積を持つ (図 3.4)。pn の有効面積が一番大きい、MOS の有効面積のそれに比べて狭くなっている。これは、入射 X 線の一部が RGA によって部分的に隠されることが起因している。

3.3 X 線 CCD カメラ

X 線 CCD カメラは、半導体検出器 (SSD) を 2 次元に並べたような検出器である (図 3.5)。SSD とはダイオードに逆バイアスをかけ空乏層を発生させ、そこに入射した X 線によって作られた電子正孔対の数から X 線のエネルギーを測定する検出器であり、SSD の一つ一つが CCD の 1 画素に対応している。この画素に入射した一つの X 線光子が作る電子群を電場のため、クロックの電圧を変化させポテンシャルを変えることで、電子をリレーさせアンプまで転送する (図 3.6)。これにより、位置情報を再構成し X 線の画像を得ることが可能となる。CCD カメラの電荷転送の方式には、インターライン方式とフレームトランスファー方式があるが、X 線 CCD カメラでは後者が用いられる。これは、フレームトランスファー型が電荷転送領域に電荷を一度に転送する型であり、短時間での転送が可能のためである。

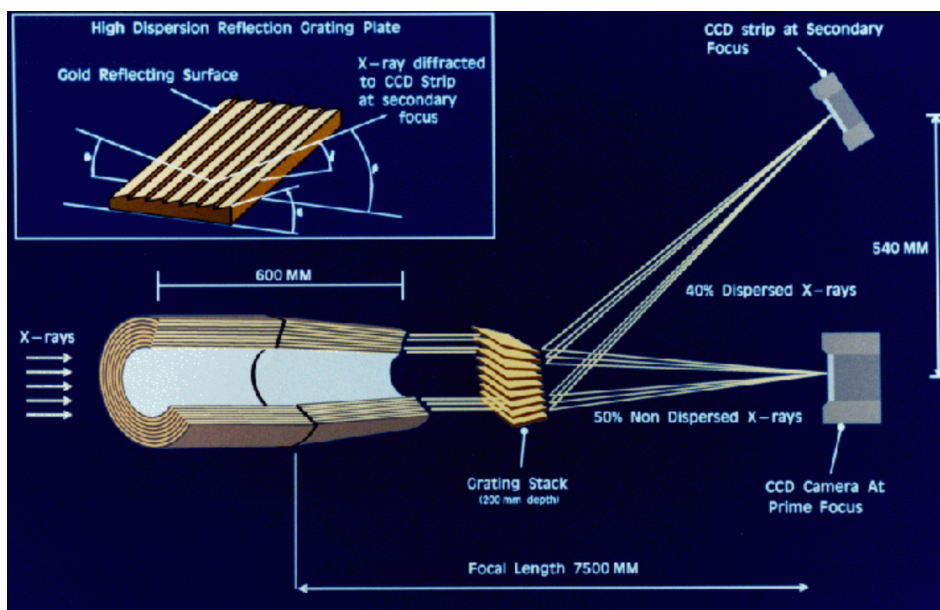


図 3.3 MOS と X 線望遠鏡の間に RGA が置かれている場合の X 線の光路 (XMM-Newton Users Handbook 2019)。

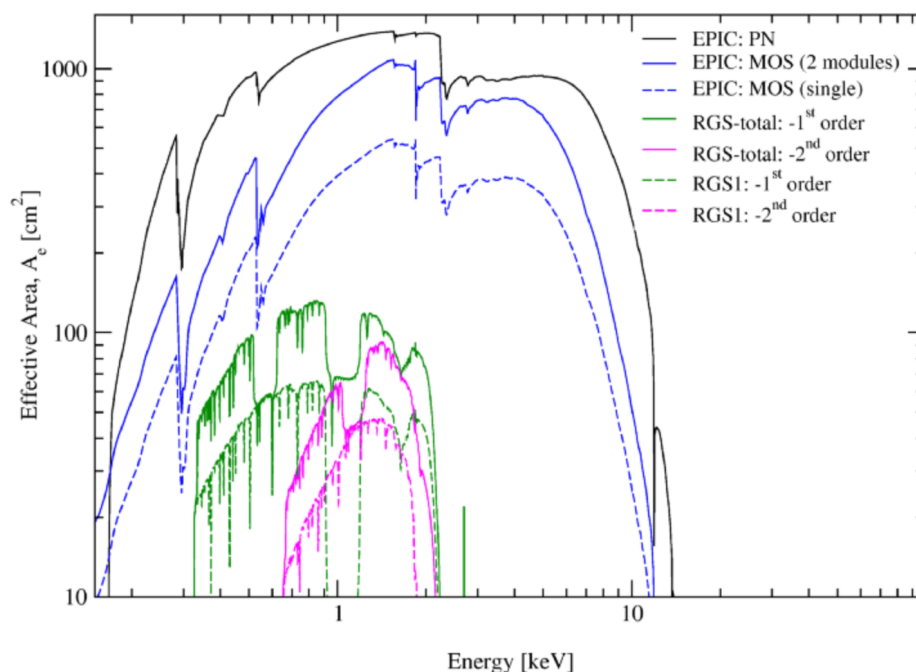


図 3.4 検出効率を考慮した各焦点面検出器の有効面積。(XMM-Newton Users Handbook 2019)。
2 keV 付近に見られるエッジは、反射鏡に使用されている金の M 吸収端によるものである。

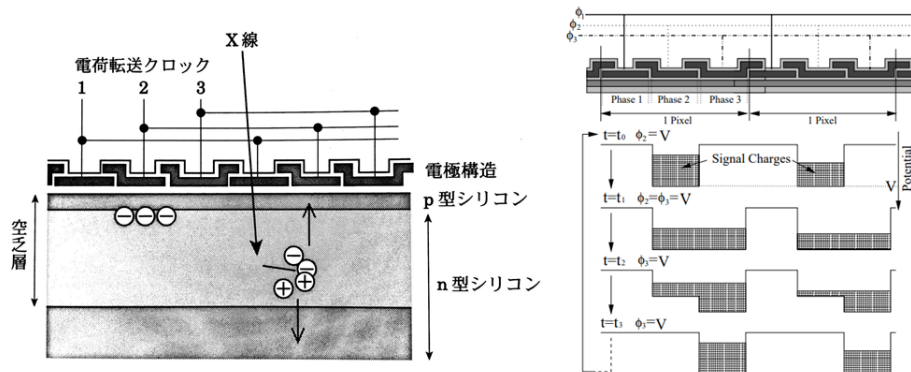


図 3.5 (左) 3 相の電荷転送クロックをもつ X 線 CCD の模式図 (井上 一 et al. 2008)、(右) 3 相クロック方式での電荷転送とポテンシャルの変化 (片山 晴善 2003)

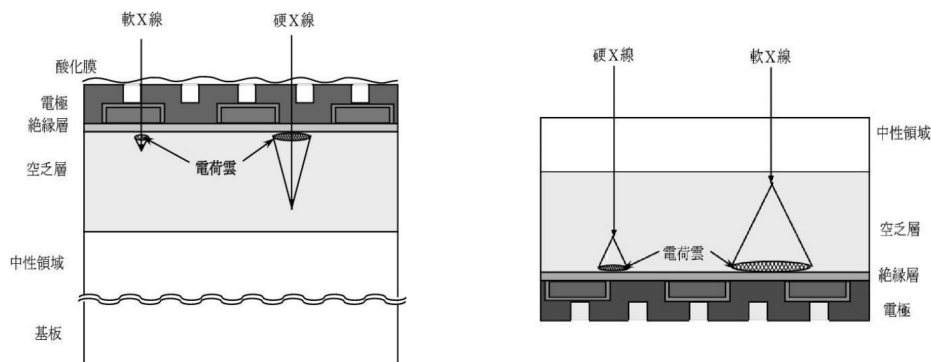


図 3.6 表面照射型 CCD (左) と裏面照射型 CCD (右) の断面図 (白庄司 貴之 2004)

3.3.1 EPIC

XMM-Newton には、表面照射型 CCD の MOS と裏面照射型 CCD の pn の 2 種類の X 線 CCD カメラが搭載されている。この 2 種の CCD の主な違いは、X 線が電極側から入射するか、電極の反対側から入射するかという点である (図 3.6)。表面照射型 CCD では X 線が電極側から入射するため、低エネルギーの X 線 (軟 X 線) は電極や絶縁層部で吸収の影響を受けてしまう。一方、裏面照射型 CCD は X が線電極の反対側から入射するため、軟 X 線に対しても高い検出効率を得ることができる。ただし、入射する X 線のエネルギーが低くなってくると空乏層の浅いところで吸収されやすくなるため、電子雲はピクセルサイズ以上に広がりやすくなる。この場合、電荷損失が大きくなると考えられるため、裏面照射型 CCD は表面照射型 CCD に比べてエネルギー分解能が悪くなるという欠点がある。以下では MOS と pn について詳細を説明する。

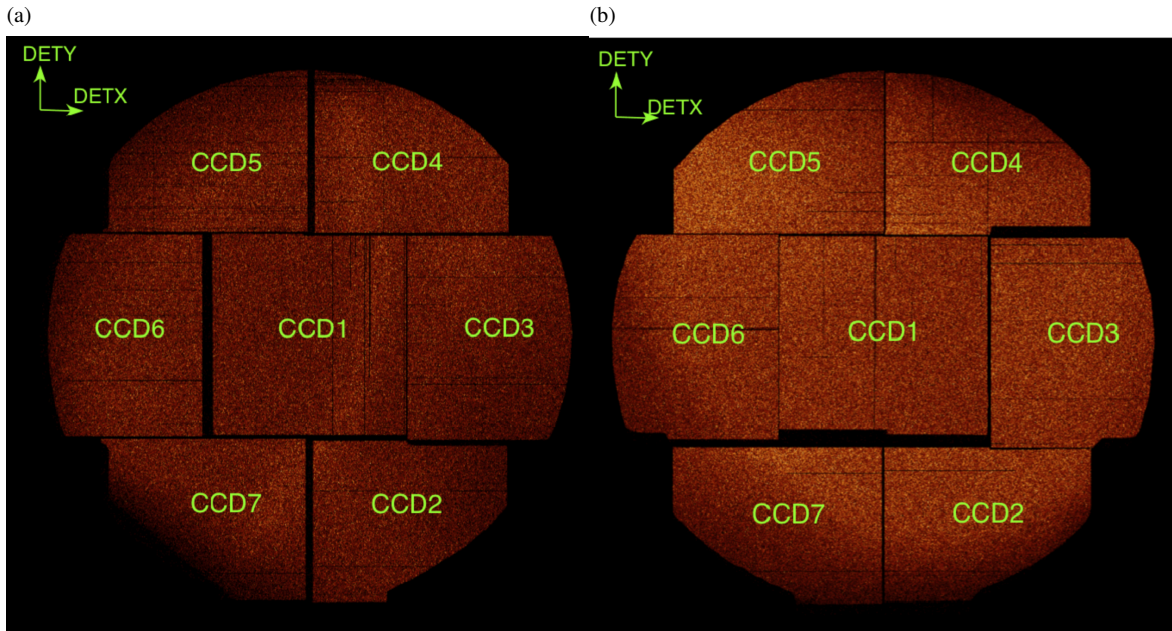


図 3.7 (a) MOS1 のレイアウト。DETX、DETY は検出器座標であり、これにより検出器上の座標が定義されている。画像が円形で見切れているのは直径 30' の望遠鏡の視野を表している。(b) MOS2 のレイアウト。MOS2 の配置と検出器座標の定義は MOS1 と同じであるが、衛星内での配置は MOS1 に対して 90° 回転させた形になっている (XMM-Newton Users Handbook 2019)。

MOS

MOS は 600×600 ピクセルの表面照射型 CCD を 7 つ組合わせた構造をしている (図 3.7)。1 ピクセルのサイズは $40 \mu\text{m}$ であり、これは角度にして $1.''1$ に相当する。低エネルギー側の検出効率は pn に比べて低いが、3 相の電極のうちの 1 つを大きくし、かつエッチングにより削ることで、低エネルギー側の感度を向上させている。XMM-Newton には 2 台の MOS が搭載されており、それぞれ MOS1 (図 3.7(a)) と MOS2 (図 3.7(b)) と呼ばれている。このうち、MOS1 の CCD3 と CCD6 はそれぞれ 2012 年 12 月 11 日、2005 年 3 月 9 に故障したため、現在は使用不可になっている。故障については微小隕石の破片が原因だと考えられている。

pn

pn は裏面照射型 CCD を 12 つ組み合わせた構造をしている (図 3.8)。1 ピクセルのサイズは $150 \mu\text{m}$ で、角度にして $4.''1$ に相当する。前述したように、裏面照射型 CCD であるため MOS に比べてエネルギー分解能は劣るが、検出効率は高い値を示す。(図 3.8) の rawX、rawY は 1 つ 1 つの CCD チップ上での位置を定義するチップ座標である。pn 検出器の読み出し口は rawY = 0 の位置に横一列に並んでおり、信号電荷の読み出しを rawX 方向に一度に行うことができる。これにより、MOS に比べて時間分解能は良くなっている。

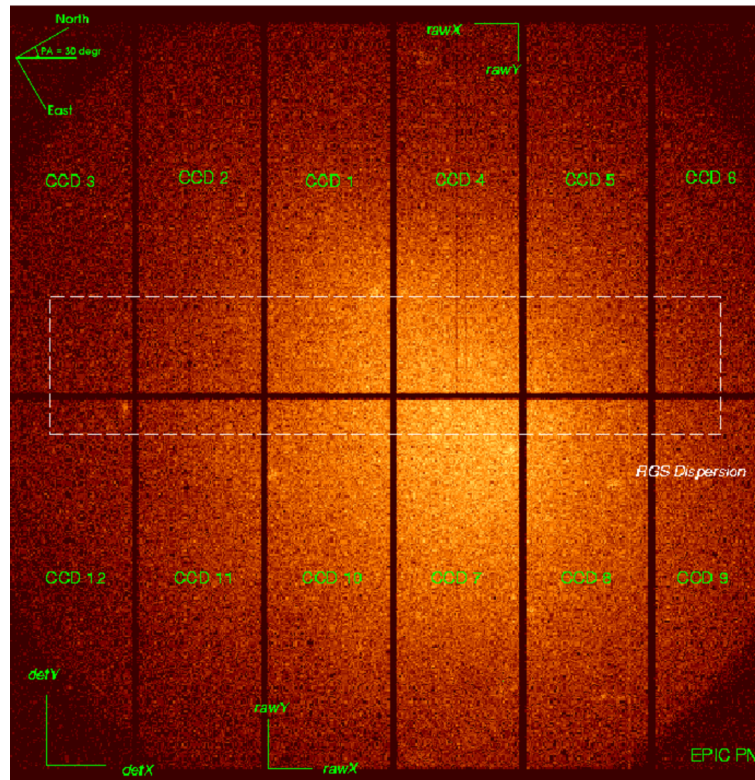


図 3.8 pn のレイアウト (XMM-Newton Users Handbook 2019)。画像左上には、Position Angle (PA) が 30° の場合の北と東の向きが描かれている。また、白破線は RGS の分散領域を重ねて示したものである。これについては 3.3.2 節で説明する。

3.3.2 RGS

RGS はこれまでにない X 線分光を実現した検出器である。点源とみなせる天体に対する分解能は 1 keV 以下の低いエネルギーで約 5 eV であり、これは *Hitomi* 衛星に搭載されていたカロリメーターと同等である。エネルギー帯域は $0.35\text{--}2.5 \text{ keV}$ をカバーしていて、この帯域には C、N、O、Ne、Mg、Si や、より重い元素の Fe、Ni などを含む元素輝線が特に高密度で存在している。したがって、高エネルギー分解能を有する RGS は天体の化学組成や放射の物理的状態の研究に最適な検出器であるといえる。

構造としては、透過型分散器 RGA と RFC で構成されており、2 台あるためそれぞれ RGS1、RGS2 と呼ばれている。RGA は MOS と X 線望遠鏡の間に置かれていて、入射した X 線の 40% は RGA で分散され RFC で検出される。このとき、RGA への入射角を α 、分散角を β とするとこの間には

$$\cos \beta = \cos \alpha + m\lambda/d \quad (3.1)$$

が成り立つ (図 3.9)。ここで、 m は次数 ($-1, -2, \dots$)、 λ は波長、 d はグローブ幅 (約 $1.5 \mu\text{m}$) である。したがって、RGA で分散した X 線を RFC で捉え、その入射角と分散角を測定することで、X 線の波長、つまりは X 線のエネルギーを測定することができる。

RFC は、RGA の分散方向に沿って配置された 9 つの CCD チップで構成されている (図 3.10)。この

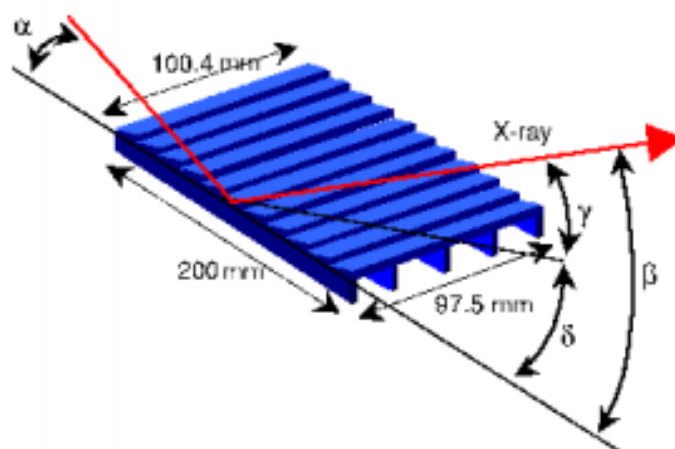


図 3.9 RGA での分散の模式図 (XMM-Newton Users Handbook 2019)

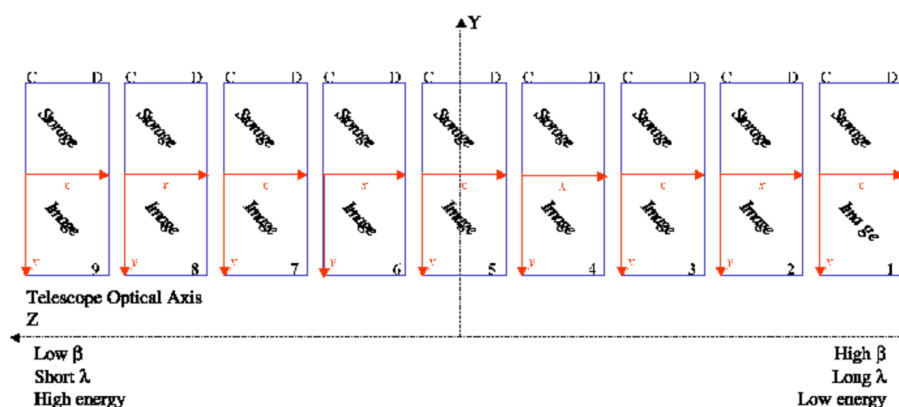


図 3.10 RGS の CCD チップの配列図 (XMM-Newton Users Handbook 2019)。Z 軸はディスパージョン方向、Y 軸はクロスディスパージョン方向とも呼ばれる。

CCD には低エネルギーでの応答を最大化するために裏面照射型 CCD が用いられ、可視および UV 光を抑制するためアルミニウムがコーティングされている。チップには 1 から 9 まで番号が振られており、番号が大きいほど測定される X 線のエネルギーが高い。表 3.2 に 9 枚のチップそれぞれで測定されるエネルギーと波長帯域を示す。RGS1 のチップ 7、RGS2 のチップ 4 が括弧付きで表示されているのは、その部分のチップが故障して使用不可となっているためである。そのため、チップが使えないエネルギー帯域では総有効面積が 1/2 に減少する。また、分散方向 (Z 軸) に垂直な方向 (Y 軸) のチップの幅は約 5 arcmin である。RGS ではソースを抽出するとき、Y 軸方向には領域を分けることができるが、Z 軸方向にはそれができない。このため、Z 軸方向にソース天体とは異なる天体が映っている場合またはソース天体が大きく広がっている場合は、エネルギースペクトルを区別することができないということに注意する必要がある。

表 3.2 一次光での RFC のチップで測定されるエネルギーと波長帯域 (XMM-Newton Users Handbook 2019)

Chip	RGS1		RGS2	
	Energy [keV]	Wavelength [Å]	Energy [keV]	Wavelength [Å]
1	0.32 - 0.37	33.6 - 38.2	0.33 - 0.38	32.7 - 37.3
2	0.37 - 0.43	29.0 - 33.5	0.38 - 0.44	28.2 - 32.6
3	0.43 - 0.50	24.8 - 28.9	0.44 - 0.52	24.1 - 28.1
4	0.50 - 0.59	20.9 - 24.7	(0.52 - 0.62)	(20.0 - 24.1)
5	0.60 - 0.72	17.2 - 20.8	0.62 - 0.75	16.5 - 20.0
6	0.73 - 0.90	13.8 - 17.1	0.76 - 0.94	13.2 - 16.4
7	(0.90 - 1.18)	(10.6 - 13.8)	0.95 - 1.23	10.0 - 13.1
8	1.18 - 1.60	7.8 - 10.6	1.24 - 1.71	7.2 - 10.0
9	1.61 - 2.41	5.2 - 7.7	1.73 - 2.64	4.7 - 7.2

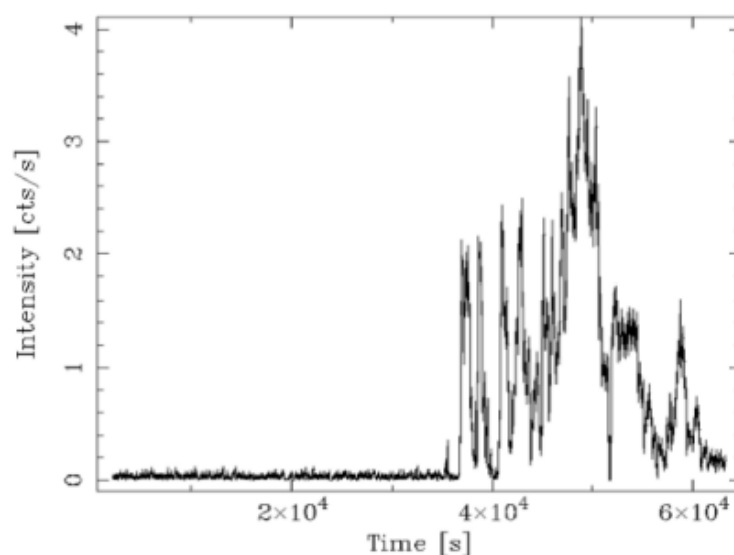


図 3.11 陽子フレアの影響を受けた光度曲線 (XMM-Newton Users Handbook 2019)。時間の前半はバックグラウンドが一定だが、後半に強い陽子フレアが発生していることがわかる。

3.4 陽子フレアバックグラウンド

陽子フレアバックグラウンド (図 3.11) は、X 線反射鏡で反射して X 線 CCD に検出されてしまった数 100 keV 未満の陽子によって生成されるバックグラウンドである。陽子フレアは突発的な現象であり、XMM-Newton が軌道上で陽子フレアの影響を受けるかどうかは、衛星の高度や地球の磁気圏に対する位置、太陽フレア活動などの多くの要因に依存している。

第 4 章

観測とデータリダクション

4.1 データ処理に用いるソフトウェア

本研究でデータの処理に用いたソフトウェアを以下にまとめた。

- SAS (Science Analysis Software)

ESA より提供されている、*XMM-Newton* 衛星で観測されたデータのリダクションおよび解析をするためのタスク群である。本研究では、観測データからのライトカーブ作成およびスペクトルの抽出などに使用した (バージョンは 16.1.0)。

- ds9

FITS イメージを可視化するためのソフトウェアである。本研究ではスペクトル抽出範囲を示す画像の作成に使用した。

- XSPEC

X 線天文衛星で取得されたスペクトルデータのモデルフィッティングに用いられる標準ソフトウェアである (Arnaud 1996)。本論文 5 章のスペクトル解析で使用した (バージョンは 12.10.0)。

4.2 *XMM-Newton* 衛星による観測

本研究では、SN 1978K だけでなく、NGC 1313 にある 2 つの ULX をターゲット天体とした観測も対象とし、該当する観測データを *XMM-Newton* Science Archive で調べた。結果、*XMM-Newton* 衛星が打ち上げられてから現在にいたるまで、NGC 1313 は 32 回観測されていた。このうち、RGS の視野の範囲内に SN 1978K が映っているのは 13 観測あった。この 13 観測に対し、(1) RGS の分散方向に SN 1978K 以外の天体 (主に ULX-1 と ULX2) が映っていないか、(2) RGS の視野内に SN 1978K が完全に映っているかという 2 点を条件に調べたところ、Observation ID 0742590301 と 0803990101 の 2 つの観測はこれを満たさなかった (図 4.1)。したがって、本研究での観測対象から除いた。また、Observation ID 0205230401 は、陽子フレアバックグラウンドが観測時間のほぼ全範囲でみられるため (図 4.2)、この観測も対象から除いた。これより、残りの 10 観測を本研究では対象とした。それらの観測のデータを表 4.1 にまとめて示す。ただし、表 4.1 の Effective Exposure とは、陽子フレアバックグラウンドがみられる時間を

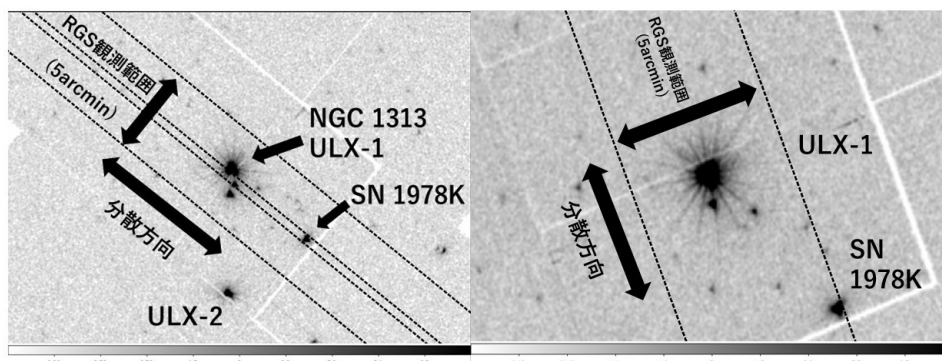


図 4.1 MOS で撮像された画像に RGS の観測範囲を重ねた図。(左) Observation ID 0742590301 の観測データ。SN 1978K の分散方向に ULX-1 が映ってしまっている。(右) Observation ID 0803990101 の観測データ。RGS の視野内に SN 1978K が完全に映っておらず見切れてしまっている。

Exposure から引いた時間を表している。陽子フレアバックグラウンドの除去については 4.3 節で説明する。

表 4.1 本研究に用いた *XMM-Newton* の観測データ

No.	Observation ID	Date (UT)	Target	Exposure (ksec)	Effective Exposure	
					RGS1/2	MOS1/2 (ksec)
1	0301860101	2006 Mar 06	SN 1978K	21.8	21.3/21.3	21.3/21.3
2	0693850501	2012 Dec 16	NGC 1313	125.2	113.0/113.0	123.6/123.7
3	0693851201	2012 Dec 22	NGC 1313	125.2	91.5/91.7	123.6/123.7
4	0722650101	2013 Jun 08	SN 1978K	30.7	30.6/30.5	30.1/30.2
5	0742490101	2015 Mar 30	SN 1978K	103.0	96.1/96.2	98.0/100.7
6	0764770401	2016 Mar 23	NGC 1313 X-2	33.0	27.9/27.9	31.3/31.2
7	0782310101	2016 Oct 08	SN 1978K	91.0	89.6/89.6	88.4/88.4
8	0803990201	2017 Jun 20	NGC 1313 X-1	133.8	130.7/130.9	130.5/130.7
9	0803990501	2017 Dec 07	NGC 1313 X-1	128.9	51.3/51.4	125.8/125.8
10	0803990601	2017 Dec 09	NGC 1313 X-1	128.9	67.1/67.2	125.8/125.9

4.3 データリダクション

データリダクションは、(1) 陽子フレアバックグラウンド除去、(2) スペクトルの抽出、(3) スペクトルデータの足し合わせという手順で行った。以下では、Observation ID 0742490101 でのデータリダクションを例として説明を行う。

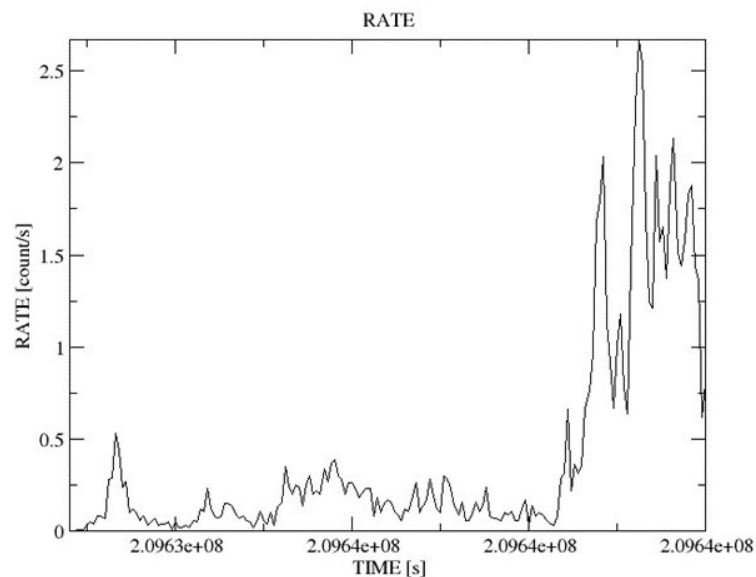


図 4.2 Observation ID 0205230401 の RGS データにみられた陽子フレアバックグラウンド。光度曲線は 0.35–2.5 keV で作成された。

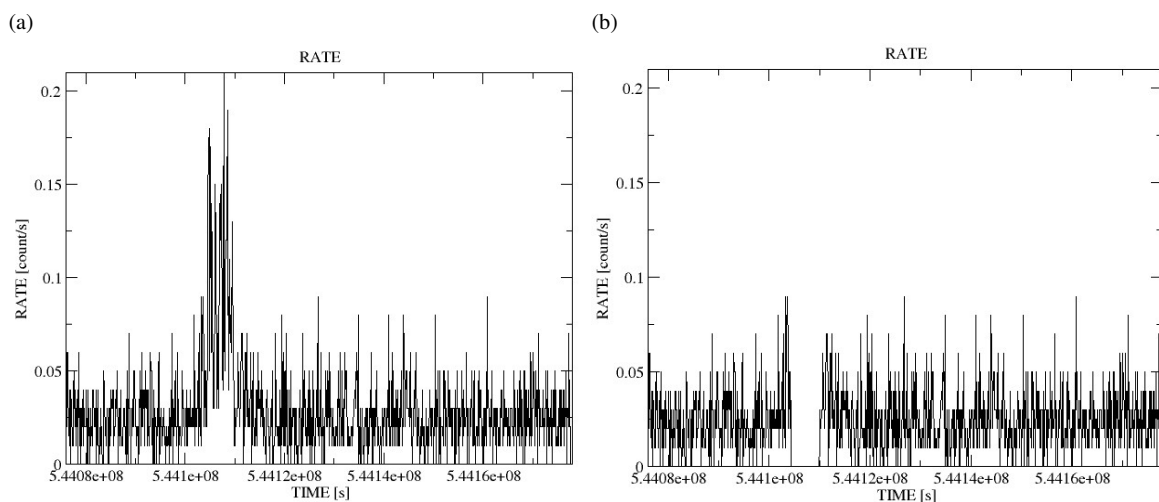


図 4.3 Observation ID 0742490101 の RGS データの光度曲線。(a) は陽子フレアバックグラウンドを取り除く前、(b) は取り除いた後の光度曲線である。光度曲線は 0.35–2.5 keV で作成された。

4.3.1 陽子フレアバックグラウンドの除去

Observation ID 0742490101 の光度曲線を図 4.3 に示す。図 4.3(a) から陽子フレアが発生している時間を調べ、SAS の *tabgtigen* タスクを用いて Good Time Interval を作成し、陽子フレアバックグラウンドを除いた (図 4.3(b))。全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた RGS および MOS の光度曲線のようなすは Appendix の方にまとめた。

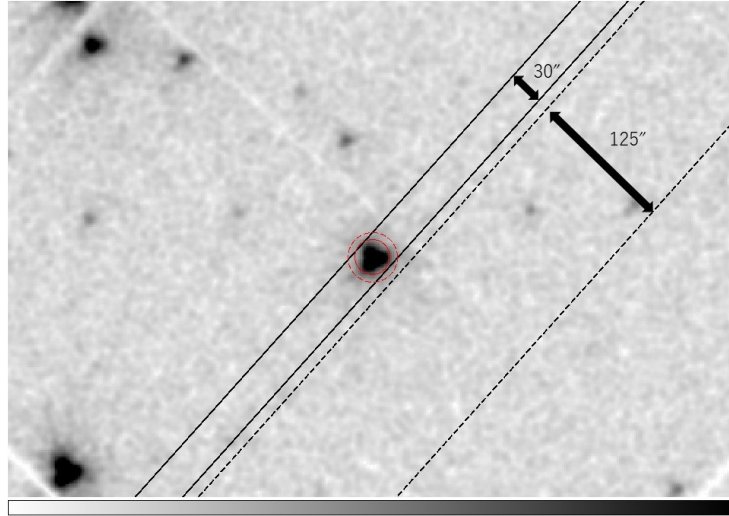


図 4.4 Observation ID 0742490101 の観測データに対する RGS と MOS のスペクトル抽出範囲。画像左下に ULX が映っているため、バックグラウンドはそれと反対方向に抽出している。また、RGS のソースとバックグラウンドの抽出範囲は $10''$ 離れている。

4.3.2 スペクトル抽出

RGS および MOS のソーススペクトルとバックグラウンドスペクトルを抽出した範囲を図 4.4 に示す。黒色が RGS のスペクトル抽出範囲であり、実線と破線で区切られた領域は、それぞれソースとバックグラウンドの抽出範囲を表している。ソーススペクトルは、SAS の *rgsproc* タスクを用いて、ソース天体の中心座標を ($3^h17^m38.66^s$, $-66^\circ33'03''.00$) と指定し $30''$ 抽出した。バックグラウンドスペクトルは、ULX-1 あるいは ULX-2 に影響されない側で可能な限り広く (最大 $125''$) 抽出した。また、赤色は MOS のスペクトル抽出範囲であり、RGS の場合と同様に実線と破線の領域はそれぞれソースとバックグラウンドの抽出範囲を表している。ソーススペクトルは、中心座標同じで直径 $30''$ の範囲を抽出した。バックグラウンドスペクトルも中心座標同じだが、ソースとして抽出した範囲をくり抜いた面積がソース抽出範囲に一致するように、すなわち直径が $\sqrt{2}$ 倍になるように抽出した。この 10 観測すべてのスペクトル抽出範囲を図 4.5 にまとめた。ただし、MOS のスペクトル抽出範囲はほかの全ての観測データで図 4.4 と同じであるため省略している。

4.3.3 スペクトルの足し合わせ

陽子フレアバックグラウンドが除去された全 10 観測のスペクトルに対し、統計を上げるためスペクトルの足し合わせを行った。RGS のスペクトル足し合わせには SAS の *rgscombine* を使用し、MOS のスペクトル足し合わせには *epicspeccombine* タスクを使用した。これにより、RGS では 1 つの検出器につき合計約 720 ksec の高統計スペクトルが得られた。さらに RGS1 と RGS 2 のスペクトルも足し合わせを行い、これらのスペクトルの解析を行った。

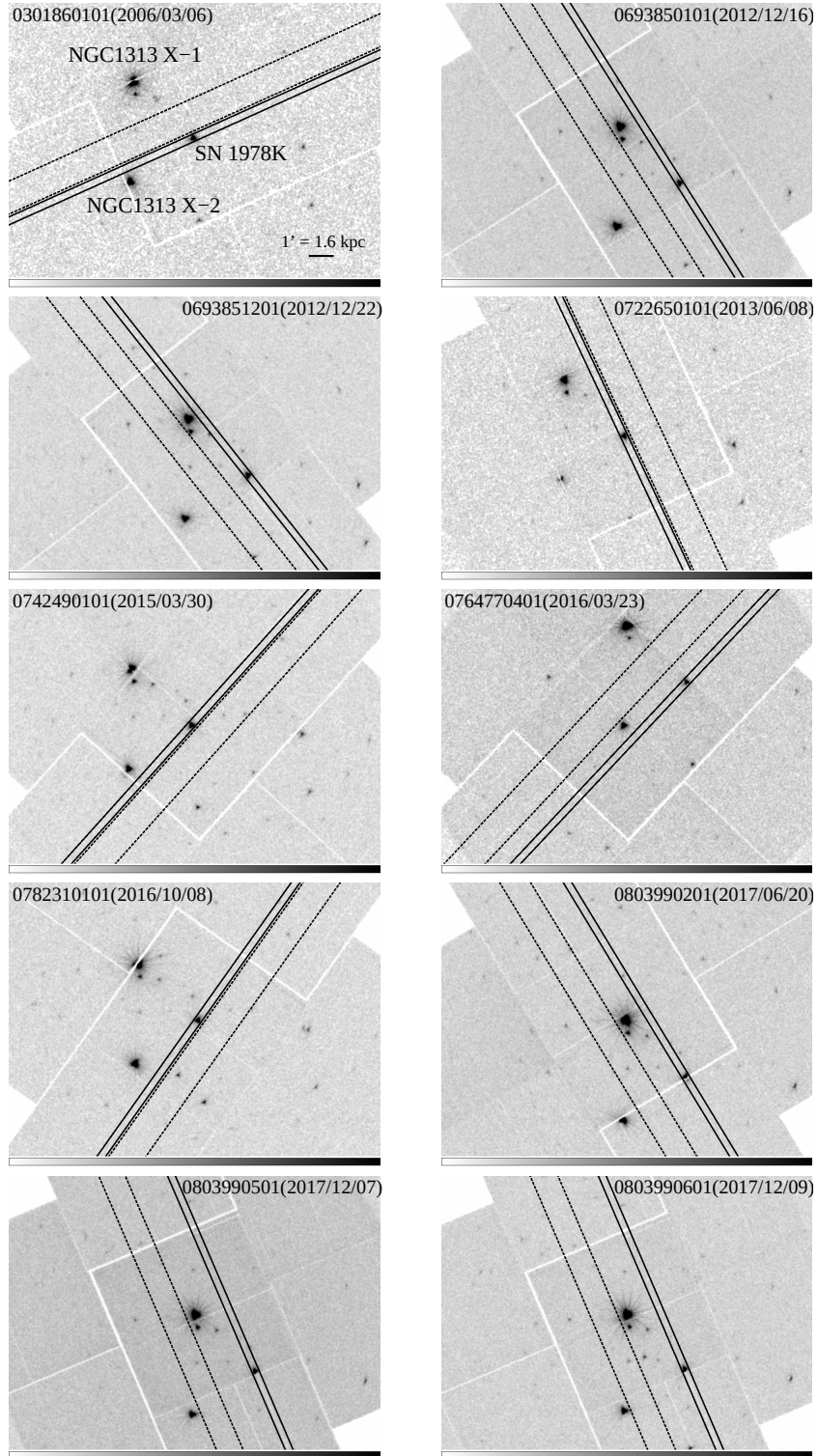


図 4.5 各観測データでの RGS のスペクトル抽出範囲。ソースとバックグラウンドの抽出範囲はどの観測データでも最低 $10''$ は離れている。

第 5 章

解析と結果

5.1 スペクトル解析結果

スペクトルフィッティングを行った RGS と MOS1、MOS2 のスペクトルを図 5.1 に示す。結果として、RGS のスペクトルは SN 1978K から初めて、N Ly α 、O Ly α 、O Ly β 、Fe XVII、Fe XVIII、Ne He α 、Ne Ly α を含むの多くの輝線を明確に分光した。モデルフィッティングをする際は、RGS と MOS1、MOS2 のスペクトルを同時にフィッティングした。スペクトルフィットに使用したエネルギー帯域は、S/N 比を良くするため、RGS は 0.46–1.9 keV、MOS は RGS よりも良い S/N となる 1.5–8.0 keV で使用した。モデルには X 線スペクトル解析を行った先行研究 (Schlegel et al. 2004; Lenz & Schlegel 2007; Zhao et al. 2017) と同じモデル、すなわち 2 温度の光学的に薄い熱プラズマからの放射モデル (VAPEC) に星間ガスによる光電吸収のモデル (TBabs: Wilms et al. 2000) を掛けたものを採用した。また、輝線幅を調べるため、XSPEC のモデル gsmooth を採用し、赤方偏移の値については NGC 1313 と同じとした (Kobulnicky et al. 2004)。このモデルでフィッティングを行ったとき、0.81 keV あたりに残差構造がみられたため、赤方偏移を補正したガウシアンモデルをさらに一つ加えた。最終的にスペクトルフィッティングに使用したモデルを (5.1) 式に示す。

$$(\text{スペクトルフィッティング使用モデル}) = TBabs \times (VAPEC + VAPEC) \times gsmooth \times zgaussian \quad (5.1)$$

VAPEC モデルで指定する元素組成比のパラメータについては、輝線が確認された元素 (N や O、Ne、Fe) の組成比はフリーパラメータとして、確認されなかったほかの元素 (Mg、Al、Si、S、Ar、Ca、Ni) の組成比は原子番号が近いものと紐づけ固定パラメータとして扱った (表 5.1 参照)。また、He 組成比については Smith et al. (2007) ではフリーパラメータとして扱われているが、2 章でも述べたように He 組成比の測定は原理的に困難である。したがって、本研究では SN 1978K と SN 1987A の可視光スペクトルが非常に似ている (Kuncarayakti et al. 2016) ことから、He の組成比を Lundqvist & Fransson (1996) で測定された SN 1987A の値、すなわち太陽組成 (Anders & Grevesse 1989) の 2.6 倍と同じと仮定しパラメータを固定した。

赤方偏移を補正したガウシアンモデルの中心値は、 0.809 ± 0.001 keV と測定された。この測定値は、0.817 keV での O Ly γ 輝線や、輝線強度がよく知られている 0.812 keV や 0.826 keV での Fe XVII 2p–3d 輝線 (e.g., Gillaspy et al. 2011) とは異なっている。可能性としては、モデルがうまく再現できていない Fe あるいは Ni の L 殻遷移による輝線ということも考えられる。しかしながら、観測データを個別に調べた

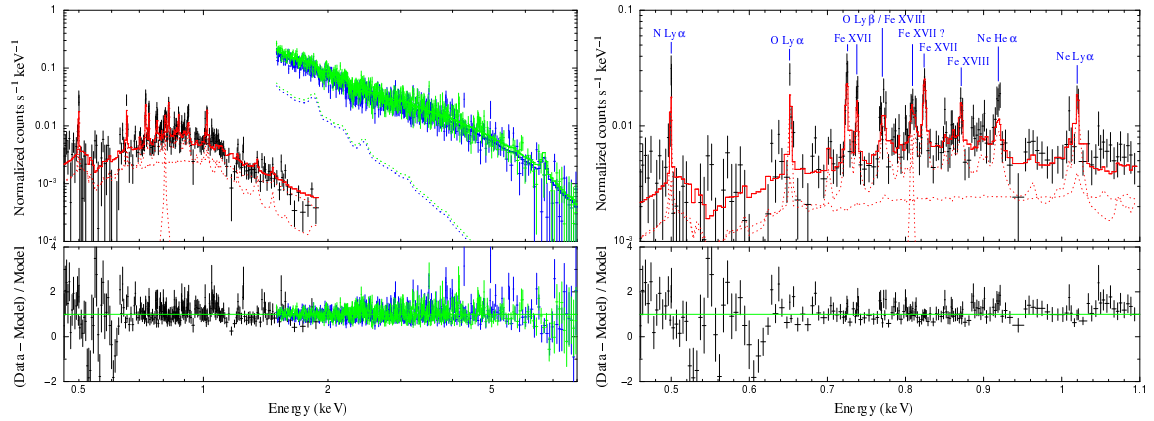


図 5.1 (左) : 足し合わせた RGS1+RGS2 および MOS1、MOS2 のスペクトル。それぞれ黒、青、緑色で示されている。ベストフィットモデルとして、2 つの VAPEC モデルと、1 つのガウシアンモデルが 0.809 keV に示されている。下段のパネルはデータとモデルの比を表している。(右) : RGS のデータ部分を拡大したスペクトル。顕著な輝線にはラベルがつけられている。

表 5.1 ベストフィッティングスペクトルのパラメータ *

VAPEC						Gaussian		
N_{H} (10^{22} cm^{-2})	kT_{L} (keV)	kT_{H} (keV)	EM_{L} (10^{61} cm^{-3})	EM_{H} (10^{61} cm^{-3})	Redshift (10^{-3})	LineE (keV)	Sigma (keV)	Norm ($10^{-6} \text{ photons/cm}^{-2}/\text{s}$)
0.16 ± 0.01	0.63 ± 0.02	$2.74^{+0.06}_{-0.05}$	6.05 ± 0.33	6.15 ± 0.10	1.57 (Fixed)	0.809 ± 0.001	0 (Fixed)	$1.41^{+0.92}_{-0.44}$
Abundance						gsmooth		
He (solar)	N	O(=C)	Ne	Mg=Al=Si=S=Ar=Ca	Fe=Ni	Sigma (at 6 keV)	Index	C/dof
2.60 (Fixed)	$2.36^{+0.88}_{-0.80}$	0.20 ± 0.05	0.47 ± 0.12	0.25 ± 0.04	$0.15^{+0.01}_{-0.02}$	<0.005	1 (Fixed)	3233/3008

* 誤差は 90% 信頼度である。組成比は太陽組成 (Anders & Grevesse 1989) に対する値を示す。

ところ、表 4.1 の No.7 と No.8 で示される 2 つの長時間観測データからは、このエネルギー帯域で有意な輝線は確認されなかった。したがって、この輝線が真に存在するかどうかを現時点で結論づけるのは難しい。本研究ではこの輝線の正誤は議論せず、単純にフィッティングを向上させる目的でガウシアンモデルをフィットすることにした。

ベストフィッティングパラメータの結果を表 5.1 に示す。温度は $kT_{\text{L}} = 0.63 \pm 0.02 \text{ keV}$ と $kT_{\text{H}} = 2.74^{+0.06}_{-0.05} \text{ keV}$ (添え字は Low と High の意) と測定された。これは、過去に *XMM-Newton* 衛星によって測定された温度と一致する (Lenz & Schlegel 2007)。一方で、測定された水素柱密度の値 $N_{\text{H}} = 0.16 \pm 0.01 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ は最近の先行研究 (Zhao et al. 2017) で測定された値のほぼ半分の値となった。この違いは主に、使用された太陽組成比のテーブルが違うためだと考えられる。すなわち、本研究では Zhao et al. (2017) で使用された組成比テーブル (Wilms et al. 2000) よりも数 10% ほどメタリシティーが高いテーブル (Anders & Grevesse 1989) を使用したため、水素柱密度の値が減少したと考えられる。

元素組成比は $\text{N} = 2.36^{+0.88}_{-0.80}$ 、 $\text{O} = 0.20 \pm 0.05$ 、 $\text{Ne} = 0.47 \pm 0.12$ 、 $\text{Mg} = 0.25 \pm 0.04$ 、 $\text{Fe} = 0.15^{+0.01}_{-0.02}$ (ただし、太陽組成に対する値) と測定された。元素組成比が SN 1978K でここまで明確に測定されたのは、この結果が初めてである。驚くべきことに、N 組成比が非常に高いことが発見された。この N 組成比について重元素間の組成比依存性を調べるため、N と O 組成比間のコンフィデンスコントラ (図 5.2) を調べた。結果、90% 信頼度において $\text{N/O} \sim 12^{+8}_{-6} (\text{N/O})_{\odot}$ と推定された。

また、N 組成比の時間変動についても調べた。調べる際、観測日時が近いデータを足し合わせることで統計の改善を図った。具体的には、2012 年 12 月 16 日から 2013 年 6 月 8 日 (表 4.1 の No.2、3 および

4)、2015 年 3 月 30 日から 2016 年 10 月 8 日 (No. 5、6 および 7) および 2017 年 6 月 20 日から 2017 年 12 月 9 日まで (No. 8、9 および 10) の観測データを足し合わせた。その後、足し合わせたデータを上記で説明したモデルと同じモデルでフィットさせた。ベストフィットされた N 組成比を図 5.3 に示す。結果として、N 組成比の有意な時間変動は見つからなかった。

輝線幅 (1σ) は 6 keV で $\lesssim 5\text{ eV}$ と測定された。これを 0.65 keV の $\text{O Ly}\alpha$ の場合に換算すると、 $\lesssim 0.54\text{ eV}$ に相当し、 $kT_{\text{O}} \lesssim 10\text{ keV}$ を与える。ここで、超新星残骸で通常考えられる無衝突衝撃加熱を仮定する場合、衝撃速度を $\lesssim 570\text{ km s}^{-1}$ に制限できる。この結果は、輝線幅から測定された速度 (Kuncarayakti et al. 2016) と、VLBI 観測によって制限された平均膨張速度の上限 (Ryder et al. 2016) の両方に一致している。

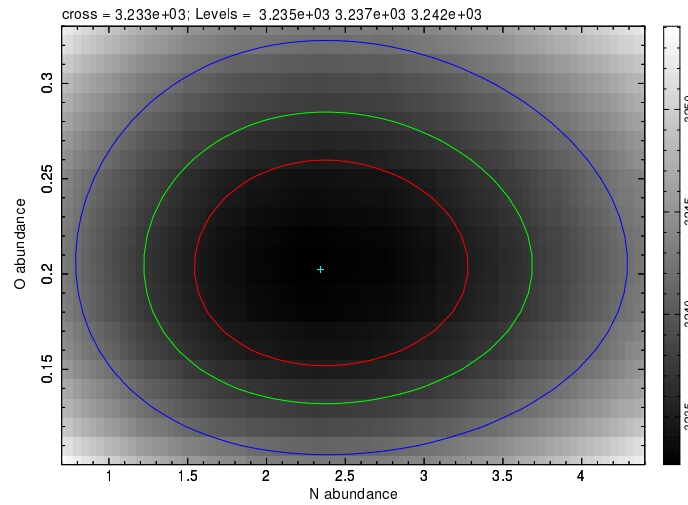


図 5.2 N 組成比 vs. O 組成比のコンフィデンスコントア。赤、緑、青の線はそれぞれ 68%、90%、99% の信頼度を表している。

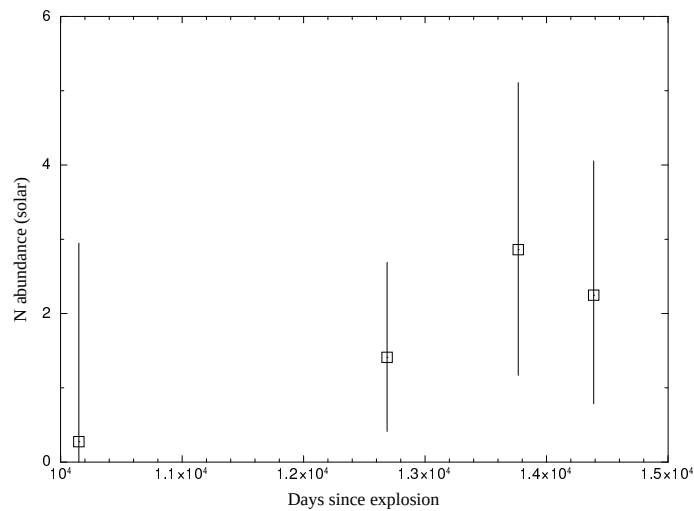


図 5.3 1978 年 5 月 22 日の爆発からの N 組成比の時間変化 (横軸は日数)

5.2 フラックスの時間変化

低温と高温成分でのフラックスの時間変化を調べた。調べる際、MOS スペクトルのみを使用した。これは、MOS スペクトルが RGS スペクトルよりもはるかに統計が良いためである。また、観測日時が近いデータの足し合わせを再度行い、結果 8 つの観測データに対してフラックスを測定した。測定の際、上記で説明したモデルと同じモデルを採用し、Norm パラメータを除くすべてのパラメータは表 5.1 の値に固定した。結果を図 5.4 に示す。図 5.4 のフラックスは、星間吸収がないと仮定した場合の 0.5–2 keV での値を示している。結果として、2 つの温度成分の両方でフラックスは時間に対して一定であった。この結果は、0.5–2 keV と 2–10 keV での X 線ライトカーブが 2000 年から 2015 年までの間に t^{-1} で減衰しているという Zhao et al. (2017) の主張に矛盾している。この矛盾の理由は不明である。しかしながら、Zhao et al. (2017) で示された星間吸収を考慮した（実際に観測された）0.5–2 keV でのフラックスはほぼ一定であるのに対して、2–8 keV でのフラックスは大幅に減少していることに注意する必要がある。0.5–2 keV でのフラックスは星間吸収の影響を強く受けるが、Zhao et al. (2017) では星間吸収をフリーパラメータとして扱った一方、本研究ではすべての観測データで一定に固定した。したがって、この星間吸収の扱い方の違いが、異なった振る舞いの光度曲線を示すという結果につながった可能性がある。

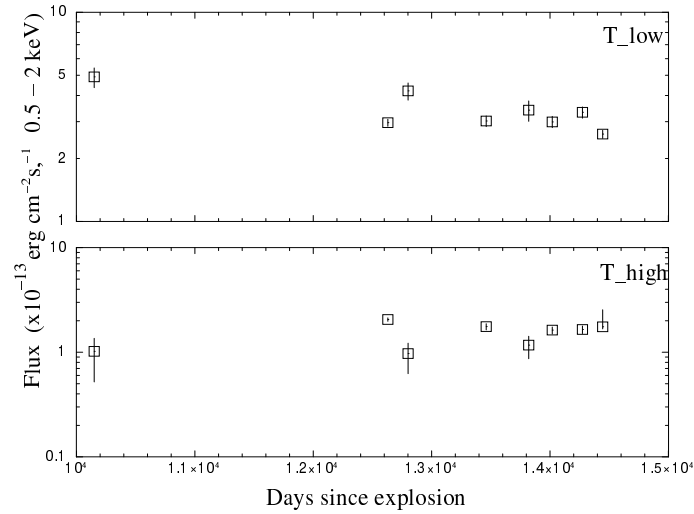


図 5.4 0.5–2 keV での X 線フラックス。上下のパネルはそれぞれ低温と高温成分を表している。

第 6 章

議論

本研究では、720 ks におよぶ高統計かつ高分解能な RGS スペクトルの解析により、SN 1978K で初めて N、O、Fe、および Ne からの X 線輝線を発見した。この章では、この結果をもとに、まず X 線放射プラズマの起源について議論を行う。その後、X 線光度を用いて推定した質量損失率および測定された星周物質の組成比から SN 1978K の親星の推定を行う。最後に、推定された親星を矛盾なく説明する親星モデルについての検討を行う。

6.1 母銀河 NGC 1313 の金属量との比較

測定された N 以外の化学組成比は小さく（表 5.1 参照）、これは X 線放射プラズマの起源が重元素に富んだ超新星イジェクタではなく、衝撃波加熱された星間物質または星周物質であることを明確に示している。本研究では、測定された SN 1978K の O/H 組成比が、母銀河である NGC 1313 の星間物質で期待されるものと一致するということを確認した（図 6.1 参照）。加えて、高い N の組成比（N/O $\sim$ 12 solar）および高密度（ 10^{5-6} cm^{-3} ; Chu et al. 1999; Kuncarayakti et al. 2016）を示すことから、SN 1978K の熱プラズマは星周物質、すなわち爆発前に親星風によって親星から噴出された外層に由来すると結論付けられる。

6.2 SN 1978K の親星推定

6.2.1 推定された質量損失率からの親星推定

X 線放射プラズマの起源が星周物質であるという事実により、X 線データを使用して親星の質量損失率を推定できる。本研究では、まず図 5.4 で示された星間吸収を補正した X 線フラックスから、平均光度を計算した。それを解析モデル、すなわち Fransson et al. (1996) の式 [3.18] と比較することにより、質量損失率を推定した。0.5 keV から 2.0 keV までは積分すると、以下の (6.1) 式ようになる。

$$L_{\text{cs}} \sim 6.15 \times 10^{38} (3-s)^{-1} T_9^{0.16} \times e^{-\frac{0.0116}{T_9}} \left(\frac{\dot{M}_{-4}}{V_{w2}} \right)^2 \left(\frac{V_{\text{sh}}}{10^4 \text{ km s}^{-1}} \right)^{3-2s} \left(\frac{t}{11.57 \text{ days}} \right)^{3-2s} \text{ erg s}^{-1} \quad (6.1)$$

ここで、 $T_9 = (T/10^9 \text{ K})$ はプラズマ温度、 $\dot{M}_{-4} = (\dot{M}/10^{-4} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1})$ は質量損失率、 $V_{w2} =$

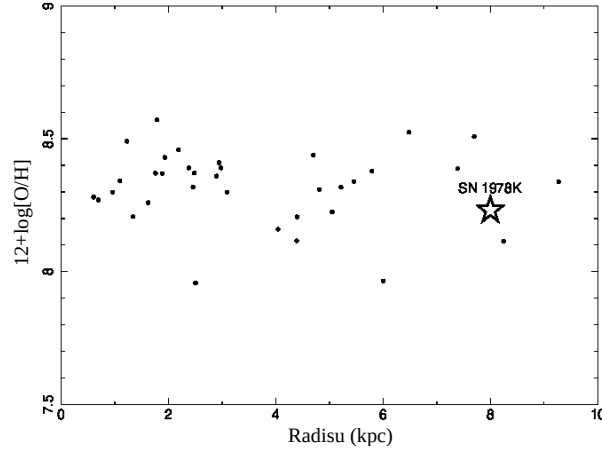


図 6.1 NGC 1313 の H II 領域の観測に基づく O / H 組成比の分布図 (Walsh et al. 1997; Molla & Roy 1999)。SN 1978K のデータ点は星マークで示されている。

($V_w/100 \text{ km s}^{-1}$) は wind velocity を表している。X 線スペクトル解析から、プラズマは 2 温度で表されるため (表 5.1 参照)、(6.1) 式の T_9 には本研究で測定された 2 温度、すなわち低温値として $T_l = 7.31 \times 10^6 \text{ K}$ 、高温値として $T_h = 3.18 \times 10^7 \text{ K}$ を用いた。また、低温、高温成分に対応する光度値として、それぞれ $L_l = 8.72 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $L_h = 3.82 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ を用いた。ただし、本研究で行ったフラックス測定では、元素組成比が 2 温度成分の間で紐づけられているため、この 2 成分は両方とも星周物質由来の必要がある。本研究では、この低温成分と高温成分は SN 1987A の場合と同様に、高密度な星周物質中を進む遅い衝撃波と、その衝撃波と相互作用した星周物質に反射して進む衝撃波によるものと推測する (Zhekov et al. 2006)。この解釈において、低温成分でフラックスの変化がみられない (図 5.4 参照) のは星周物質の密度勾配が $s = 1.5$ であるということを示している。衝撃波の速度 V_{sh} については、Kuncarayakti et al. (2016) で推定された値である $V_{sh} = 1500 \text{ km s}^{-1}$ を採用した。wind velocity V_w は、Chu et al. (1999) に基づき $V_w = 100 \text{ km s}^{-1}$ を採用した。また、 t は本研究で解析した観測データの爆発後からの平均日数とし、 $t = 12000 \text{ days}$ を採用した。これらの値を (6.1) 式に代入すると、低温、高温成分の質量損失率として、それぞれ $\dot{M}_l = 19.5 \times 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ と $\dot{M}_h = 6.2 \times 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ が得られた。この結果は、先行研究で推定された質量損失率の範囲 $10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ から $10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Ryder et al. 1993; Chugai et al. 1995; Schlegel et al. 1999; Tanaka et al. 2012; Kuncarayakti et al. 2016) に十分収まっている。このような高い質量損失率は LBV で考えられる質量損失率 $\dot{M} = 10^{-4} - 10 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Kiewe et al. 2012) に最もよく一致している。したがって、推定された質量損失率からは SN 1978K の親星は LBV であることが示唆される。

6.2.2 測定された星周物質の組成比からの推定

一方、SN 1978K で測定された $N / O \sim 12 (N / O)_\odot$ および $O / H \sim 0.2 (O / H)_\odot$ という組成比は、CNO サイクルによってつくられた星元素がわずかであったということを示している。これは、LBV / WR で期待される $N / O = 26 (N / O)_\odot$ および O の大幅な減少を伴う CNO 平衡組成比ではなく、むしろ RSG の H-rich 外層組成に近い。SN 1978K でみられる星周物質は爆発前

$\lesssim 300 \text{ yr } (V_{\text{sh}}/600 \text{ km s}^{-1}) (V_{\text{w}}/100 \text{ km s}^{-1})^{-1} (t/40 \text{ yr})$ ほど放出されたと考えられる (Ryder et al. 2016; Kuncarayakti et al. 2016) ので、それら組成比は親星が爆発する最終段階の表面組成を反映していると考えられる。したがって、測定された組成比は、SN 1978K の親星が爆発段階で LBV 期へと進化していなかったということを示唆している。

ここで、2.2 節で述べた Chu et al. (1999) の結果に触れておく。Chu et al. (1999) は星周ネビュラの化学組成比測定から、親星が LBV 期へ進化し、そのときこの星周ネビュラが噴出されたと主張した。しかしながら、星周ネビュラは LBV 期の数万年前にあたる RSG 期に噴出されたものと考えられるため、SN 1978K の親星が LBV 期に達していなかったという本研究での解釈とは対立しない。

ここまでの議論をまとめると、推定された高い質量損失率は高質量の LBV-like な親星を示唆しているのに対し、N と O の組成比は比較的低質量の親星を示唆しており、矛盾が生じている。以下では、この矛盾を解決するため、三つの親星モデルについて検討を行う。

6.3 親星モデルの検討

6.3.1 超漸近赤色分枝星からの電子捕獲型超新星モデル

一番目に検討する親星モデルは、質量が $8\text{--}10 M_{\odot}$ の超漸近赤色分枝星 (Super Asymptotic Giant Branch Star: SAGB) 星からの電子捕獲型超新星 (Electron-Capture Super Nova: ECSN) モデルである。SAGB 星の表面の N/O 組成比は、初期質量に関係なく、太陽のおよそ 10 倍になると予想されている (Doherty et al. 2014)。これは、本研究での測定値と一致している。ECSNe で考えられているその他の顕著な爆発の特性は、(1) $500\text{--}1000 \text{ km s}^{-1}$ の低い爆発速度、(2) IIn 型超新星に類似したスペクトル、(3) 絶対等級 -10 から -15 という低いピーク光度の三つである (Adams et al. 2016)。(1)、(2) の特性については、SN 1978K で観測される特徴と実際に一致している。ピーク光度については、ピーク周辺の期間をカバーする観測がないため、SN 1978K の最大光度を評価することは困難である。しかしながら、SN 1978K の低光度と、低エネルギーの爆発を示すヒントが Kuncarayakti et al. (2016) にある。Kuncarayakti et al. (2016) は Chevalier & Fransson (1994) による超新星残骸の進化モデルを複合し求めた星周物質の密度に基づき、爆発エネルギーを $0.1\text{--}2 \times 10^{51} (M_{\text{ejecta}}/10 M_{\odot})^{0.5} \text{ ergs}$ と推定した。親星が実際に SAGB である場合、イジェクタの質量は太陽質量の数倍であると予想されるため、爆発エネルギーは半分に減少する。したがって、これは SN 1978K の低エネルギーでの爆発を示唆している。また、2.1 節でものべたように、SN 1978K 周りの恒星の年代測定からも親星の質量は $M_{\text{ZAMS}} = 8.8 \pm 0.2 M_{\odot}$ と比較的低く測定されており (Williams et al. 2018)、これはまさに SAGB で期待されるものである。ただし、SAGB モデルには二つの弱点があることに留意する必要がある。一つは、たとえ thermal-pulse 段階 (Doherty et al. 2015) にあったとしても、1000 年以上も長く $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ もの質量損失率を維持するのは困難であるという点である。もう一つは、モデル親星の明るさが SN 1978K の絶対等級 $M_{\text{B}} \sim -6 \text{ mag}$ ($\log(L/L_{\odot}) \sim 4.6$ に相当) に比べて明るすぎるという点である。この点については、SN 1978K で推定される高い質量損失率と赤外線で見えるということから、高密度な星周ダストによる減光が生じたという可能性がある。実際、典型的な ECSN 候補である SN 2008S で検出された親星は、可視光帯域では非常に不明瞭で検出されなかった (Prieto et al. 2008)。

以上の議論より、SAGB モデルでは矛盾をうまく説明できないことがわかる。したがって、以下の 6.4.2

節と 6.4.3 節でさらに別の親星モデルの検討を行う。この二つの節は共同研究者の吉田敬氏が担当した。

6.3.2 低質量 ($\sim 10 M_{\odot}$) な RSG の弱い鉄核崩壊型超新星モデル

二番目に検討する親星モデルは、比較的低質量 ($\sim 10 M_{\odot}$) な RSG の弱い鉄核崩壊型超新星モデルである。その特性は理論的な観点から ECSNe の特性に似ている。このシナリオの一つの強みは、親星の RSG が $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ の高い質量損失率を生成できる点である (van Loon et al. 1999)。ただし、このような高い質量損失率を説明する説得力のある理論はない。本研究では、表面の N/O 比を推定するために、初期質量 $M_{\text{ZAMS}} = 8 M_{\odot}$ とメタリシティー $Z \sim 0.3 Z_{\odot}$ (cf. SN 1978K で測定された星周物質の組成比 (表 5.1 参照) から計算されたメタリシティーは $Z = 0.24 Z_{\odot}$ である) で恒星進化のシミュレーションを行った。シミュレーションでは HOSHI コードを使用し、恒星パラメータは Yoshida et al. (2019) の Set L_A と同じパラメータを用いた (Takahashi et al. 2016, 2018 も参照)。その結果、N/O の表面組成比は初期回転速度 0 km s^{-1} , 200 km s^{-1} , 262 km s^{-1} で、それぞれ太陽組成の 4、6、10 倍になるとわかった。したがって、大質量星の平均回転速度が 190 km s^{-1} (Maeder 2009 の p.686, Figure 27.1; Huang & Gies 2006 の Figure 6 も参照) で与えられることから、SN 1978K で測定された N/O ~ 12 solar では比較的高速な回転が必要である。

6.3.3 高質量 ($\sim 20\text{--}25 M_{\odot}$) な RSG の弱い鉄核崩壊型超新星モデル

三番目に検討する親星モデルは、高質量 ($\sim 20\text{--}25 M_{\odot}$) な RSG の弱い鉄核崩壊型超新星モデルである。今度は初期質量 $M_{\text{ZAMS}} = 25 M_{\odot}$ とメタリシティー $Z \sim 0.3 Z_{\odot}$ でシミュレーションを行った。その結果、爆発のおよそ $2 \times 10^5 \text{ yr}$ 前、すなわち親星が黄色超巨星から RSG へと進化する時期に、突然表面の N/O 比が太陽質量の 15 倍まで上昇することがわかった。したがって、RSG 期で大きな質量損失が発生した場合、観測された高い N/O 比と高い質量損失率は、このモデルで説明することができる。本研究の現モデルでは、 $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ オーダーもの高い質量損失率を説明することはできないが、効率的な質量損失については RSG 期に恒星外層の重力が低下することによって引き起こされる可能性がある。例えば、pulsation-driven superwinds が RSG 期でこのような大きな質量損失を引き起こすということが示唆されている (Yoon & Cantiello 2010)。また、Shiode & Quataert (2014) は、Ne の核燃焼中および燃焼後、核対流によって励起された内部重力波が、核融合力を利用してスーパーエディントンのエネルギーフラックスを恒星外層まで輸送し、 $\sim 1 M_{\odot}$ の質量を解放する可能性を主張している。SN 1978K のその他の特性については、低爆発速度 (または低爆発エネルギー) は SN 1997D などの低光度の IIP 型超新星の特性と一致している。最近の研究では、高質量 ($\gtrsim 25 M_{\odot}$) あるいは中間質量 ($10\text{--}15 M_{\odot}$) の親星の場合が支持されている (Turatto et al. 1998; Zampieri et al. 2003; Spiro et al. 2014) が、低質量 ($\sim 10 M_{\odot}$) の親星もまだ完全に除外されたわけではない (Chugai & Utrobin 2000)。また、 $\log(L/L_{\odot}) \sim 4.6$ という親星の明るさは、わずかな光学的深さでのダスト減光を考慮することにより、典型的な RSG の明るさ ($\log(L/L_{\odot}) \sim 5.5$) と一致する。ダスト減光を考慮に入れることは、上記した SAGB モデルでダスト減光がほとんど、またはまったく必要ないとされるよりかは、少なくとも定性的に現実的である。ただし、このモデルも二つの問題を抱えている。一つは、RSG の親星は IIn 型ではなく IIP 型に分類されるという点である。もう一つは、 $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ の高い質量損失率を説明する有望な物理的説明はないという点である。この点で、さらなる理論的研究が切望される。

6.4 超新星ではない可能性の議論

最後に、SN 1978K が SNe 1961V (Van Dyk & Matheson 2012) や 2009ip (Margutti et al. 2014) などと同じように、そもそも超新星ではなかったという可能性を議論する。SN 1978K の特性 ($\dot{M} \sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 、 $N/O \sim 10$ solar、爆発速度 $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$) は擬似超新星のそれと共通するものである。もし実際に超新星でない場合、SN 1978K のような長期間輝き続けている超新星の継続的なフォローアップ観測は、親星を明らかにし、大きな質量損失率が長期間維持されることの解明をするために重要である。

補足として、Schlegel et al. (2004) で測定された Si 組成比との比較をしておく。本研究では、720 ks もの高統計な RGS スペクトルの解析に加え、1.5 keV 以上で検出感度が低い RGS を補うために MOS スペクトルも解析している。その足し合わせた MOS のスペクトルデータの合計観測時間は 900 ks におよぶが、しかしながら Schlegel et al. (2004) により以前の研究で主張された 1.8 keV での Si 輝線は MOS スペクトルから発見されなかった。事実、本研究でベストフィットされた Si 組成比は太陽組成の 4 分の 1 であり (表 5.1 参照)、Schlegel et al. (2004) によって報告された Si 組成比 (太陽組成の 3 倍) と一致していない。この矛盾を説明する一つの可能性は、Si 輝線がこの 15 年間で消えたという考えである。Schlegel et al. (2004) で解析されたデータは 2002 年に観測されたが、本研究で解析されたデータは 2006 年から 2017 年までのものであるため、この観測期間の違いが Si 輝線消滅の原因となった可能性がある。ただし、2003 年に取得した *Chandra* および *XMM-Newton* のデータを解析した Lenz & Schlegel (2007) では、Si 輝線が確認されなかったことに注意する必要がある。また、本研究でのスペクトルデータの合計観測時間は、Schlegel et al. (2004) で解析されたデータの約 40 倍である。したがって、Schlegel et al. (2004) が主張する Si 輝線は正しいものではなく、単に統計的な揺らぎが原因であると考えられる。

第 7 章

結論

本研究では、*XMM-Newton* 衛星の RGS で観測された IIⁿ 型超新星 SN 1978K の X 線スペクトルを解析した。観測データを足し合わせることで長観測時間のスペクトルを作成し、SN 1978K から初めて N、O、Fe-L、Ne の輝線を検出した。特に、N 組成比が $N/O \sim 12$ solar と高く、メタリシティが $Z = 0.24 Z_{\odot}$ と低いことがわかった。これは、CNO サイクルによって生成された星元素がわずかだったこと、また衝撃波が星周物質と相互作用がしていることを示唆している。この結果と、低爆発速度で IIⁿ-like なスペクトルをもつという特性より、SN 1978K の親星は、SAGB 星の ECSN か、 $10 M_{\odot}$ or $20\text{--}25 M_{\odot}$ の RSG の弱い鉄核崩壊型超新星だと考えられる。一方、X 線光度から親星の質量損失率は $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ と推定され、爆発後 40 年を超える SN 1978K の高い光度はこの高質量損失率が爆発前に 1000 年以上続いたことを示唆している。このような高質量損失率は問題として残ったままなため、この点でさらなる理論追求が必要である。

付録

A 全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた RGS およ び MOS の光度曲線のようにす

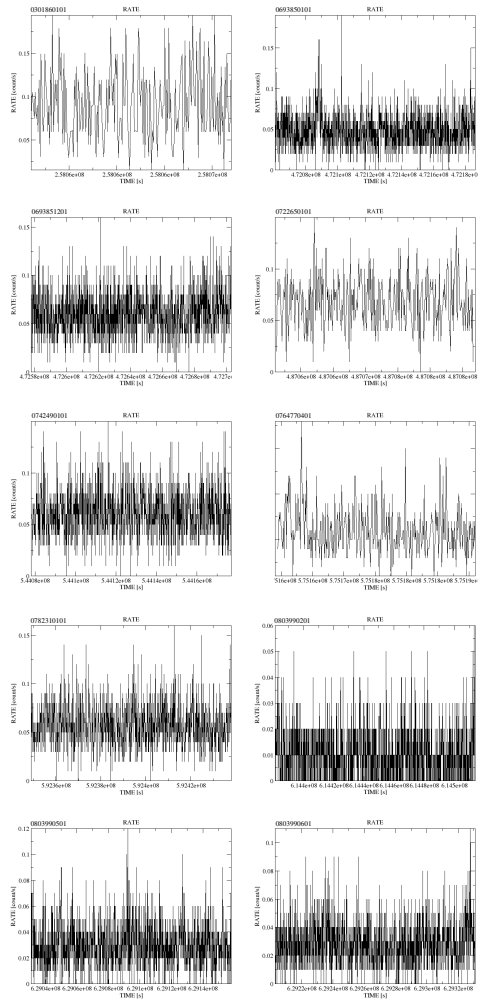


図 A.1 全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた MOS1 の光度曲線

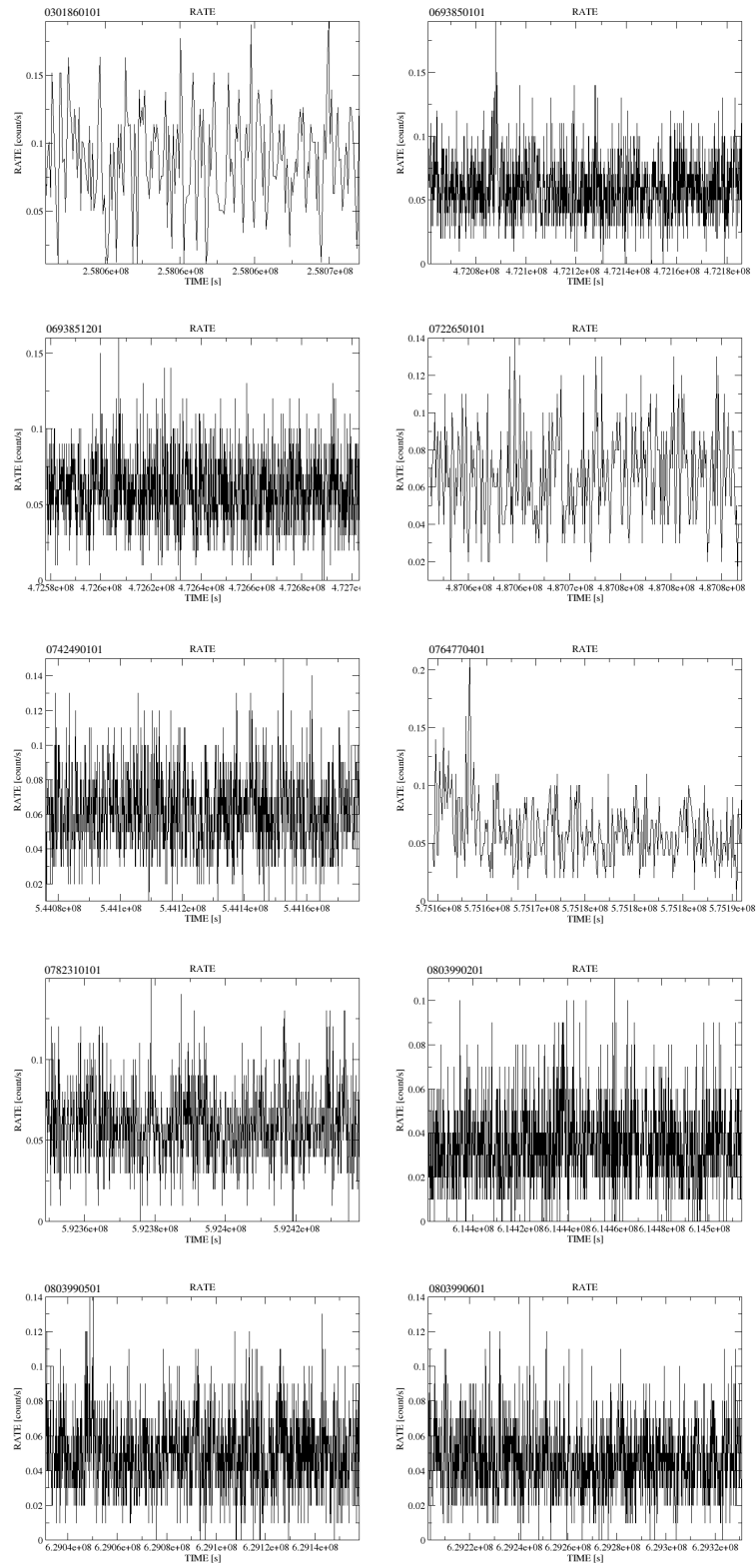


図 A.2 全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた MOS2 の光度曲線

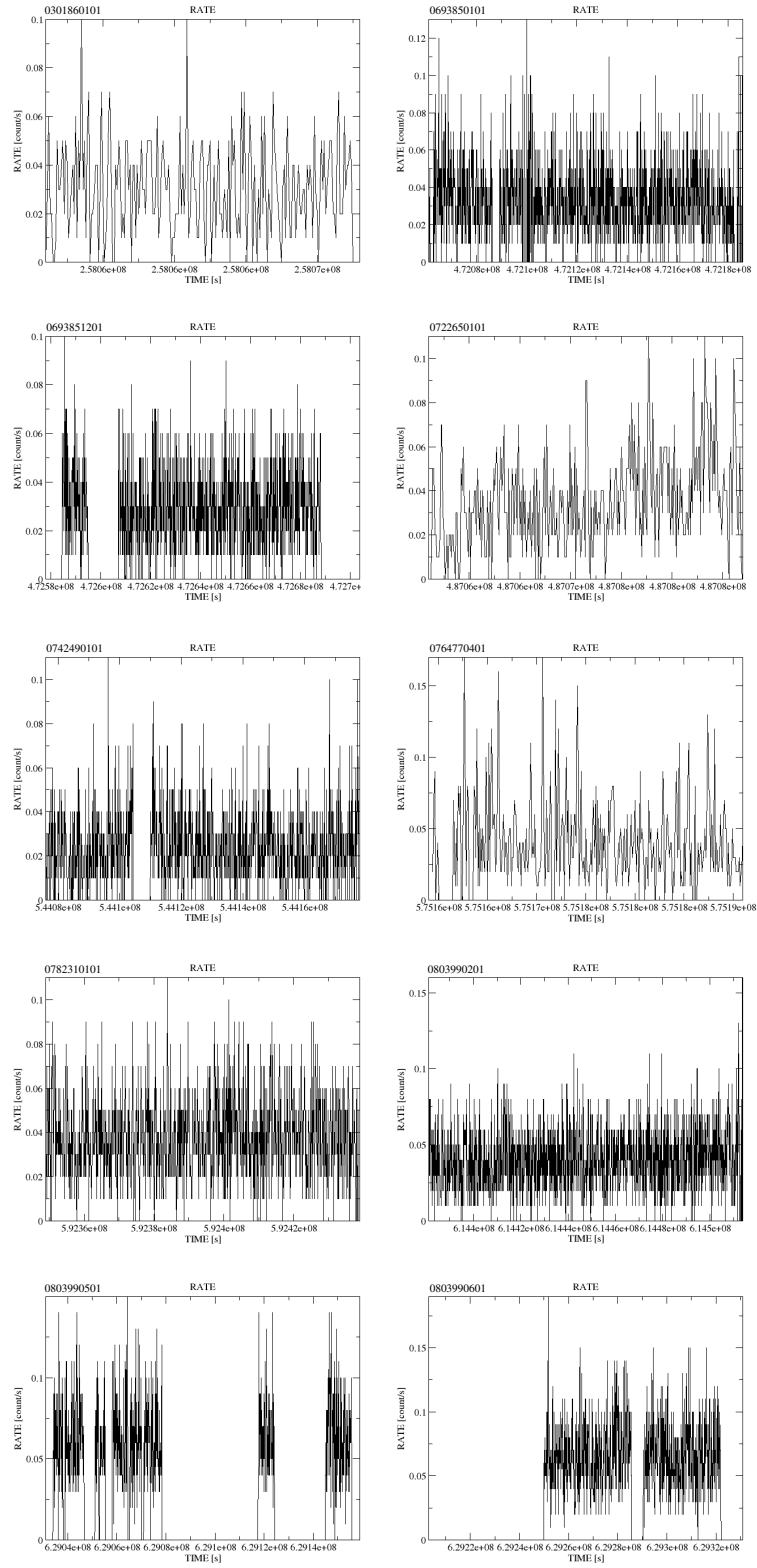


図 A.3 全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた RGS1 の光度曲線

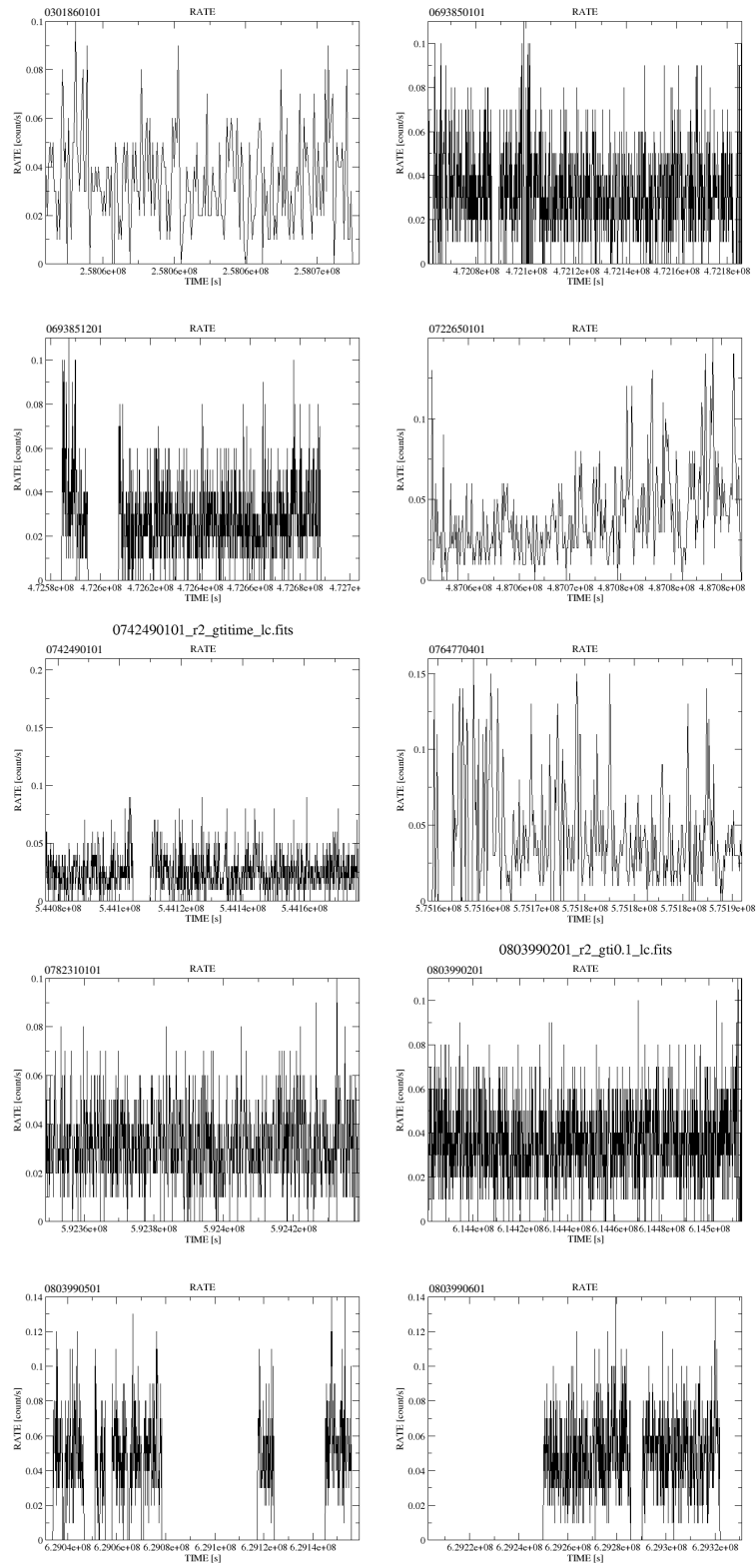


図 A.4 全 10 観測における陽子フレアバックグラウンドを除いた RGS2 の光度曲線

謝辞

本論文の執筆にあたり、お世話になったすべての方に感謝いたします。

勝田助教授には本当にお世話になりました。勝田さんにご指導いただき、査読論文の出版まですることができました。短い研究生活の中で、非常に貴重な体験を様々させていただき、幸甚の至りです。本当にありがとうございました。

また、査読論文で共著に入ってくださった東京大学の吉田敬様、梅田秀之様、ならびにマックスプランク研究所の高橋亘様に改めてお礼申し上げます。短い間ではありましたが、大変勉強になることばかりでした。無事、論文受理まで事を運べたのはひとえに皆様のご協力のおかげです。誠にありがとうございました。加えて、査読論文に対し貴重なコメントをくださった国立天文台の野沢貴也様、ならびに理化学研究所の Lily Gu 様に感謝申し上げます。ご助言いただき、誠にありがとうございました。

最後に、大学生活 6 年間を支えてくれた両親に、感謝します。

ありがとうございました。

千葉

参考文献

- Adams, S. M., Kochanek, C. S., Prieto, J. L., Dai, X., Shappee, B. J., Stanek, K. Z. 2016, MNRAS, 460, 1645
- Anders E. & Grevesse N. 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53, 197
- Arnaud, K. A. 1996, in ASP Conf. Ser. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes (San Francisco, CA: ASP), 17
- Botticella M. T., et al., 2009, MNRAS 398, 1041
- Chandra, P. 2018, SSRv, 214, 27
- Chevalier, R.A. & Fransson, C. 1994, ApJ, 420, 268
- Chu Y.-H., Caulet A., Montes M. J., Panagia N., Van Dyk S. D., Weiler K. W., 1999, ApJ, 512, L51
- Chugai, N. N., Danziger, I. J., & DellaValle, M. 1995, MNRAS, 276, 530
- Chugai, N. N., & Utrobin, V. P. 2000, A&A, 354, 557
- den Herder, J.W., et al. 2001, A&A, 365, L7
- Doherty, C.L., Gil-Pons, P., Lau, H.H.B., Lattanzio, J.C., & Siess, L. 2014, MNRAS, 437, 195
- Doherty, C. L., Gil-Pons, P., Siess, L., Lattanzio, J. C., & Lau, H. H. B. 2015, MNRAS, 446, 2599
- Dopita M. A., Ryder S. D., 1990, IAU Circ., 4950, 3
- Dwarkadas V. V., Gruszko J., 2012, MNRAS, 419, 1515
- Filippenko, A. V. 1997, A&A, 35, 309
- Fransson, C., Lundqvist, P., & Chevalier, R. A. 1996, ApJ, 461, 993
- Gal-Yam, A., & Leonard, D. C. 2009, Nature, 458, 865
- Gillaspay, J. D., Lin, T., Tedesco, L., et al. 2011, ApJ, 728, 132
- Gruendl, R. A., Chu, Y.-H., Van Dyk, S. D., & Stockdale, C. J. 2002, AJ, 123, 2847
- Huang, W. & Gies, D. R. 2006, ApJ, 648, 580
- Katsuda, S., Maeda, K., Nozawa, T., Pooley, D., & Immler, S. 2014, ApJ, 780, 184
- Kiewe, M., Gal-Yam, A., Arcavi, I., et al. 2012, ApJ, 744, 10
- Kobulnicky, H. A., & Kewley, L. J. 2004, ApJ, 617, 240
- Kuncarayakti H., Maeda K., Anderson J. P., Hamuy M., Nomoto K., Galbany L., Doi M., 2016, MNRAS, 458, 2063
- Lenz E., Schlegel E. M., 2007, ApJ, 134, 1821
- Lundqvist, P., & Fransson, C., 1996, ApJ, 464, 924
- Maeda, K., Katsuda, S., Bamba, A., Terada, Y., & Fukazawa, Y. 2014, ApJ, 785, 95
- Maeder, A. 2009, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars* (Berlin: Springer)

Margutti, R., Milisavljevic, D., Soderberg, A. M., et al. 2014, *ApJ*, 780, 21
 Molla, M. & Roy, J.-R. 1999, *ApJ*, 514, 781
 Montes M. J., Weiler K. W., Panagia N., 1997, *ApJ*, 488, 792
 Moriya, T.J., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 1020
 Mauerhan J., Smith N., 2012, *MNRAS*, 424, 2659
 Petre, R., Okada, K., Mihara, T., Makishima, K., & Colbert, E. J. M. 1994, *PASJ*, 46, L115
 Prieto, J. L., Kistler, M. D., Thompson, T. A., et al. 2008, *ApJL*, 681, 9
 Qing G., Wang W., Liu J.-F., Yoachim P., 2015, *ApJ*, 799, 19
 Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, New York: Wiley
 Ryder S., Staveley-Smith L., Dopita M., Petre R., Colbert E., Malin D., Schlegel E., 1993, *ApJ*, 416, 167
 Ryder S., Kotak, R., Smith, I.A., Tingay, S.J., Kool, E.C., & Polshaw, J. 2016, *A&A*, 595, L9
 Schlegel, E. M. 1990, *MNRAS*, 244, 269
 Schlegel E. M., Ryder S., Staveley-Smith L., Petre R., Colbert E., Dopita M., Campbell-Wilson D., 1999, *AJ*, 118, 2689
 Schlegel, E. M., Kong, A., Kaaret, P., DiStefano, R., & Murray, S. 2004, *ApJ*, 603, 644
 Shiode, J. H., & Quataert, E. 2014, *ApJ*, 780, 96
 Smith, I. A., Ryder, S. D., Böttcher, M., et al. 2007, *ApJ*, 669, 1130
 Smith, I. A., Ryder, S. D., Kotak, R., Kool, E. C., & Randall, S. K. 2019, *ApJ*, 870, 59
 Smith N. et al., 2011, *ApJ*, 732, 63
 Smith N., Kilpatrick C. D., Mauerhan J. C., et al., 2017, *MNRAS*, 466, 3021
 Smith N., Li W., Filippenko A. V., Chornock R., 2011, *MNRAS*, 412, 1522
 Smith, N. 2017, in *Handbook of Supernovae* (Berlin: Springer), 403
 Spiro, S., Pastorello, A., Pumo, M. L., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 2873
 Taddia F. et al., 2013, *A&A*, 555, A10
 Takahashi, K., Yoshida, T., Umeda, H., Sumiyoshi, K., & Yamada, S. 2016, *MNRAS*, 456, 1320
 Takahashi, K., Yoshida, T., & Umeda, H. 2018, *ApJ*, 857, 111
 Tanaka, M., Nozawa, T., Sakon, I., et al. 2012, *ApJ*, 749, 173
 Turatto, M., Mazzali, P. A., Young, T. R., et al. 1998, *ApJ*, 498, L129
 Turner, M.J.L., et al. 2001, *A&A*, 365, L27
 Van Dyk, S. D., & Matheson, T. 2012, *ApJ*, 746, 179
 van Loon, J. Th., Groenewegen, M. A. T., de Koter, A., et al. 1999, *A&A*, 351, 559
 Walsh, J.-R., & Roy, J.-R. 1997, *MNRAS*, 288, 726
 Williams, B. F., Hillis, T. J., Murphy, J. W., et al. 2018, *ApJ*, 860, 39
 Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, *ApJ*, 542, 914
 XMM-Newton Users Handbook Issue 2.17 2019
 Yoon, S.-C. & Cantiello, M. 2010, *ApJL*, 717, L62
 Yoshida, T., Takiwaki, T., Kotake, K., Takahashi, K., & Umeda, H. 2019, *ApJ*, 881, 16
 Zampieri, L., Pastorello, A., Turatto, M., et al. 2003, *MNRAS*, 338, 711
 Zhao, H.-H., Weng, S.-S., & Ng, C.-Y. 2017, *MNRAS*, 468, 1551
 Zhekov, S.A., et al. 2006, *ApJ*, 645, 293

井上 一, 小山 勝二, 高橋 忠幸, 水本 好彦, eds, 2008, 宇宙の観測 III 高エネルギー天文学 (シリーズ現代の天文学), 日本評論社

片山 晴善 2003, 修士論文, 大阪大学大学院理学研究科

白庄司 貴之 2004, 修士論文, 大阪大学大学院理学研究科

守屋 堯 2014, 天文月報 2 月号, 日本天文学会

野本 憲一, 定金 晃三, 佐藤 勝彦, eds, 2009, 恒星 (シリーズ現代の天文学), 日本評論社