修士論文

X線天文衛星 XMM-Newton を用いた大マゼラン雲内超新星残骸 DEM L299 の硬 X 線成分の起源の研究

埼玉大学大学院 理工学研究科 博士前期課程 物理機能系専攻 物理学コース 田代・寺田研究室 学籍番号 12MP108

杉本 樹信

指導教官:田代信 教授

平成26年2月5日

宇宙空間には宇宙線と呼ばれる高エネルギー粒子が等方的に飛び交っており、そのエネルギー範囲は 10^8 eV 以下から 10^{20} eV 以上まで幅広く分布する。なかでも $10^{15.5}$ eV 以下のものは銀河系内の天体が起源とされる。系内宇宙線の総エネルギーやスペクトルを説明できる物理過程として、超新星残骸 (SNR: Supernova remnant) の衝撃波で起こるフェルミ加速が最有力である。実際に X 線観測によって SNR の衝撃波部分から高エネルギー電子が存在する証拠となるシンクロトロン放射が見つかっている (Koyama et al. 1995)。他の加速源候補として、中性子星パルサーから吹き出す電子・陽電子プラズマ風 (パルサー風) による衝撃波面も考えられる。これはパルサー風によって形成されるパルサー風星雲 (PWN:Pulsar wind nebula) がシンクロトロン放射で輝くことから確認されている。

SNR における加速機構の環境、到達最高エネルギーや加速効率、加速陽子の存在などの詳細な議論は、これまで主に銀河系内の SNR でおこなわれてきた。そんな中、本修士論文の先行研究である Someya et al.(2012) では、銀河系内 SNR に比べ距離や星間吸収量の不定性が小さいサンプルとして、系外で既知の距離にある近傍銀河・大マゼラン雲に着目し、シンクロトロン放射を出す SNR の探査がおこなわれた。このような非熱的放射は、高温プラズマからの放射の影響が少ない硬 X 線に現れる。結果、DEM L299 という SNR から硬 X 線放射が発見された。しかしながら、その起源が衝撃波なのか PWN なのか決着がついていない。衝撃波からの放射であれば銀河系外において初めての発見となる。

本研究では、欧州宇宙機関が 1999 年に打ち上げた X 線天文衛星 XMM-Newton の観測データを用い、DEM L299 の硬 X 線領域について画像解析、時系列解析、スペクトル解析をおこなった。その結果、時系列解析ではパルサーの特徴である周期的信号は見つからなかった。またスペクトル解析では、銀河系内 SNR の特徴である数 keV でのエネルギーのカットオフが見られなかった。さらに天体の光度、サイズ、年齢を見積もって比較したところ、衝撃波を起源とした場合にサイズの割に明るすぎる結果となった。いっぽう PWN 起源であると仮定すると光度、サイズ、年齢の相関のつじつまが合うことが示された。以上の結果から、DEM L299 からの硬 X 線放射は PWN からのシンクロトロン放射であることを支持する結果となった。

目 次

第2章 宇宙線とその起源 2.1 宇宙線スペクトル 2.1.2 宇宙線の起源 2.1.3 衛撃波によるフェルミ1次加速 6 2.2 シンクロトロン放射 8 2.3 超新星残骸とパルサー風星雲 10 2.3.1 超新星 11 2.3.2 超新星残骸とその種類 11 2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠 11 2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射 12 第3章 X線天文衛星 XMM-Newton 3.1 構造と性能 3.2 X線壁遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 3.2.2 有効面積 3.2.3 結像性能 19 3.3.3 EPIC 3.3.1 観測モード 3.3.2 フィルター 3.3.3 EPIC のパックグラウンド 3.4 解析ツール 28 41 観測天体 DEM L299 4.1.1 大マゼラン雲 4.1.2 DEM L299 4.1.3 観測データ 4.2 イメージ解析 4.3 複列を行	第1章	はじめに	1
2.1.1 宇宙線スペクトル 3 2.1.2 宇宙線の起源 3 2.1.3 衝撃波によるフェルミ1次加速 6 2.2 シンクロトロン放射 8 2.3 超新星残骸とパルサー風星雲 10 2.3.1 超新星 10 2.3.2 超新星残骸とその種類 11 2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠 11 2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射 12 第3章 X線天文衛星 XMM-Newton 14 3.1 構造と性能 16 3.2 X線壁遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのパックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測を体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 9イミング解析 39	第2章	宇宙線とその起源	3
2.1.2 宇宙線の起源 3 2.1.3 衝撃波によるフェルミ1次加速 6 2.2 シンクロトロン放射 8 2.3 超新星残骸とパルサー風星雲 10 2.3.1 超新星 10 2.3.2 超新星残骸とその種類 11 2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠 11 2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射 12 第3章 X線天文衛星 XMM-Newton 14 3.1 構造と性能 16 3.2 X線望遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのパックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 9イミング解析 39	2.1	宇宙線とは	3
2.1.3 衝撃波によるフェルミ1次加速 6 2.2 シンクロトロン放射 8 2.3 超新星残骸とパルサー風星雲 10 2.3.1 超新星 10 2.3.2 超新星残骸とその種類 11 2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠 11 2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射 12 第3章 X線決文衛星 XMM-Newton 14 3.1 構造と性能 16 3.2 X線望遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのパックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 9イミング解析 39		2.1.1 宇宙線スペクトル	3
2.2 シンクロトロン放射 8 2.3 超新星残骸とパルサー風星雲 10 2.3.1 超新星 10 2.3.2 超新星残骸とその種類 11 2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠 11 2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射 12 第3章 X 線天文衛星 XMM-Newton 14 3.1 構造と性能 16 3.2 X 線回遠鏡 17 3.2.1 X 線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 大マゼラン雲 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39		2.1.2 宇宙線の起源	3
2.3 超新星残骸とパルサー風星雲 10 2.3.1 超新星 10 2.3.2 超新星残骸とその種類 11 2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠 11 2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射 12 第3章 X線天文衛星 XMM-Newton 14 3.1 構造と性能 16 3.2 X線望遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3.1 観測モード 20 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPIC のパックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 36		2.1.3 衝撃波によるフェルミ 1 次加速	6
2.3.1 超新星 10 2.3.2 超新星残骸とその種類 11 2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠 11 2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射 12 第3章 X線天文衛星 XMM-Newton 14 3.1 構造と性能 16 3.2 X線望遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39	2.2	シンクロトロン放射	8
2.3.2超新星残骸とその種類112.3.3シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠12第3章X線天文衛星 XMM-Newton143.1構造と性能163.2X線望遠鏡173.2.1X線の反射173.2.2有効面積183.2.3結像性能193.3EPIC203.3.1観測モード223.3.2フィルター243.3.3EPICのパックグラウンド243.4解析ツール28第4章観測天体 DEM L299294.1.1大マゼラン雲294.1.2DEM L299304.1.3観測データ324.2イメージ解析344.3タイミング解析34	2.3	超新星残骸とパルサー風星雲・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	10
2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠 11 2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射 12 第3章 X線天文衛星 XMM-Newton 14 3.1 構造と性能 16 3.2 X線望遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3.1 観測モード 20 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPIC のパックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39		2.3.1 超新星	10
2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射 12 第3章 X線天文衛星 XMM-Newton 14 3.1 構造と性能 16 3.2 X線望遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3.1 観測モード 20 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPIC のバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 大マゼラン雲 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39		2.3.2 超新星残骸とその種類	11
第3章 X線天文衛星 XMM-Newton 14 3.1 構造と性能 16 3.2 X線望遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39		2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠	11
3.1 構造と性能 16 3.2 X線望遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39		2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射	12
3.1 構造と性能 16 3.2 X線望遠鏡 17 3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39			
3.2 X線望遠鏡173.2.1 X線の反射173.2.2 有効面積183.2.3 結像性能193.3 EPIC203.3.1 観測モード223.3.2 フィルター243.3.3 EPICのバックグラウンド243.4 解析ツール28第4章 観測と解析結果294.1 観測天体 DEM L299294.1.1 大マゼラン雲294.1.2 DEM L299304.1.3 観測データ324.2 イメージ解析344.3 タイミング解析39	第3章		
3.2.1 X線の反射 17 3.2.2 有効面積 18 3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39			
3.2.2 有効面積183.2.3 結像性能193.3 EPIC203.3.1 観測モード223.3.2 フィルター243.3.3 EPICのバックグラウンド243.4 解析ツール28第4章 観測と解析結果294.1 観測天体 DEM L299294.1.1 大マゼラン雲294.1.2 DEM L299304.1.3 観測データ324.2 イメージ解析344.3 タイミング解析39	3.2		
3.2.3 結像性能 19 3.3 EPIC 20 3.3.1 観測モード 22 3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPICのバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39		3.2.1 X 線の反射	17
3.3 EPIC203.3.1 観測モード223.3.2 フィルター243.3.3 EPICのバックグラウンド243.4 解析ツール28第4章 観測と解析結果294.1 観測天体 DEM L299294.1.1 大マゼラン雲294.1.2 DEM L299304.1.3 観測データ324.2 イメージ解析344.3 タイミング解析39		3.2.2 有効面積	18
3.3.1 観測モード223.3.2 フィルター243.3.3 EPIC のバックグラウンド243.4 解析ツール28第 4 章 観測と解析結果294.1 観測天体 DEM L299294.1.1 大マゼラン雲294.1.2 DEM L299304.1.3 観測データ324.2 イメージ解析344.3 タイミング解析39		3.2.3 結像性能	19
3.3.2 フィルター 24 3.3.3 EPIC のバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 34	3.3	EPIC	20
3.3.3 EPIC のバックグラウンド 24 3.4 解析ツール 28 第 4章 観測と解析結果 29 4.1 観測天体 DEM L299 29 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39		3.3.1 観測モード	22
3.4 解析ツール28第4章 観測と解析結果294.1 観測天体 DEM L299294.1.1 大マゼラン雲294.1.2 DEM L299304.1.3 観測データ324.2 イメージ解析344.3 タイミング解析39		3.3.2 フィルター	24
第4章 観測と解析結果 4.1 観測天体 DEM L299 4.1.1 大マゼラン雲 29 4.1.2 DEM L299 30 4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39		3.3.3 EPIC のバックグラウンド	24
4.1 観測天体 DEM L299294.1.1 大マゼラン雲294.1.2 DEM L299304.1.3 観測データ324.2 イメージ解析344.3 タイミング解析39	3.4	解析ツール	28
4.1 観測天体 DEM L299294.1.1 大マゼラン雲294.1.2 DEM L299304.1.3 観測データ324.2 イメージ解析344.3 タイミング解析39	笠 4 辛	知測と解析な毎	20
4.1.1 大マゼラン雲294.1.2 DEM L299304.1.3 観測データ324.2 イメージ解析344.3 タイミング解析39			
4.1.2 DEM L299304.1.3 観測データ324.2 イメージ解析344.3 タイミング解析39	4.1		
4.1.3 観測データ 32 4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39			
4.2 イメージ解析 34 4.3 タイミング解析 39			
4.3 タイミング解析	4.0		
	_		39 40

	4.4.1 SNR の解析	
	4.4.2 硬 X 線成分の解析	46
	4.4.3 ルミノシティの算出	49
第5章	議論	5 0
5.1	タイミング解析について	50
	スペクトル解析について	
5.3	ルミノシティについて	53
第6章	結論	5 6
謝辞		57
付録A	硬 X 線領域への cutoff power-law モデルフィッティング	61

表目次

3.1	X 線望遠鏡搭載衛星の性能比較	15
3.2	XMM-Newton に搭載されている検出器の性能	16
3.3	観測モードごとの詳細	22
4.1	使用した観測データ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	32
4.2	有意度の検証結果・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	38
4.3	スペクトル解析で固定するパラメータ一覧	43
4.4	SNR 全体に $phabs \times vphabs \times vapec$ でモデルフィッティングしたときのベストフィッ	
	トパラメータ	44
4.5	SNR 全体 (硬 X 線領域除外) に phabs×vphabs×vapec でモデルフィッティングし	
	たときのベストフィットパラメータ	45
4.6	硬 X 線領域に phabs×vphabs×(vapec+pow) でモデルフィッティングしたときのべ	
	ストフィットパラメータ	48
4.7	SNR 全体、硬 X 線領域それぞれに phabs×vphabs×(vapec+pegpwrlw) でモデル	
	フィッティングして求めた power-law 成分のフラックス、ルミノシティ	49
5.1	SNR のシェル、PWN からのシンクロトロン放射の photon index 一覧	51
6.1	結論の一覧	56
A.1	硬 X 線領域に phabs×vphabs×(vapec+cutoffpl) でモデルフィッティングしたとき	
	のベストフィットパラメータ	62

図目次

1.1	Someya et al.(2012) による DEM L299 のイメージ	1
2.1	宇宙線のエネルギースペクトル	4
2.2	宇宙線源候補天体と加速限界・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	5
2.3	衝撃波前後のプラズマ速度変化と衝撃波加速の概念図	6
2.4	シンクロトロン放射のモデル・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	9
2.5	シンクロトロンの放射スペクトル $F(\omega)$	9
2.6	非熱的多粒子系のシンクロトロン放射	10
2.7	ASCA による SN1006 のイメージ	12
2.8	様々な波長の光で見たかに星雲・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	13
2.9	PWN から起こるシンクロトロン放射の概念図	13
3.1	XMM-Newton の概略図	1/1
3.2	XMM-Newton の周回軌道	
3.3	XMM-Newton の X 線望遠鏡の概略図	
3.4	それぞれの焦点面検出器の検出効率を考慮したトータルの有効面積・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	19
3.5	MOS1、MOS2 および pn の異なるエネルギーでの Encircled Energy Function	19
3.6	表面照射型 CCD と裏面照射型 CCD の断面の概略図	20
3.7	MOS 検出器の写真とその概略図	21
3.8	pn 検出器の写真とその概略図	21
3.9	MOS の観測モード	
	pn の観測モード	
	フィルターごとの望遠鏡有効面積	
	陽子フレアを受けてしまった MOS のイメージ	
	陽子フレアが起こっている時間帯の光度曲線の例	25
	MOS のバックグラウンドスペクトル	
	pn のバックグラウンドスペクトル	
	pn のバックグラウンドイメージ	
	pn CCD の外観 (裏面)	
4.1	銀河系と LMC の位置関係	29
4.2	Davies et al.(1976) によって観測された DEM L299	30
4.3	ESO/MPG 2.2 m 望遠鏡で観測された DEM L299	31
4.4	Someya et al.(2012) によって観測された DEM L299	31
4.5	MOS1 MOS2 および nn の全観測時間のライトカーブ	33

4.6	MOS1、MOS2 および pn のイメージ (0.5-2.0 keV)	35
4.7	MOS1、MOS2 および pn のイメージ (2.0-7.0 keV)	36
4.8	可視光と X 線での広がりのずれ	37
4.9	$ ext{MOS1}$ 、 $ ext{MOS2}$ および $ ext{pn}$ を足し合わせたイメージ $ ext{$	37
4.10	2.0 - $7.0~{ m keV}$ イメージ内に見える点源と硬 $ m ~X$ 線領域 $ m ~\dots $	38
4.11	SNR の年齢とサイズの相関グラフ	39
4.12	硬 X 線領域のパワースペクトル	40
4.13	SNR 全体をスペクトル解析する際のソース領域とバックグラウンド領域	41
4.14	SNR 全体のスペクトル	41
4.15	銀河系と LMC での光電吸収の概略図	42
4.16	SNR 全体に phabs×vphabs×vapec でモデルフィッティングをおこなったスペクトル	44
4.17	SNR 全体 $(extbf{ ilde{q}}\ \mathrm{X}\ $ 線領域除外 $)$ をスペクトル解析する際のソース領域とバックグラウ	
	ンド領域	45
4.18	SNR 全体 (硬 X 線領域除外) に phabs×vphabs×vapec でモデルフィッティングを	
	おこなったスペクトル	46
4.19	硬 X 線領域をスペクトル解析する際のソース領域とバックグラウンド領域 \dots	47
4.20	硬 X 線領域に $phabs \times vphabs \times (vapec + pow)$ でモデルフィッティングをおこなった	
	スペクトル	47
F 1		
5.1	SNR のシェルと PWN でのシンクロトロン放射のエネルギースペクトルの折れ曲	5 0
- 0	がりの違い	52 52
5.2	シンクロトロン X 線ルミノシティと SNR のサイズの相関グラフ	53
5.3	シンクロトロン X 線ルミノシティとスピンダウンエネルギーの相関グラフおよび	- 1
- 1	スピンダウンエネルギーとパルサーの年齢についてのそれぞれの相関グラフ・・・・	54
5.4	PWN のサイズとパルサーの年齢の相関グラフ	55
A.1	硬 X 線領域に phabs×vphabs×(vapec+cutoffpl) でモデルフィッティングをおこなっ	
	たスペクトル	61
A.2	Power-law の photon index とカットオフエネルギーの関係を表した confidence con-	
	-	62

第1章 はじめに

宇宙空間には宇宙線と呼ばれる高エネルギー粒子が等方的に飛び交っており、そのエネルギー範囲は 10^8 eV 以下から 10^{20} eV 以上まで幅広く分布する。なかでも $10^{15.5}$ eV 以下のものは銀河系内の天体が起源とされる。系内宇宙線の総エネルギーやスペクトルを説明できる物理過程として、超新星残骸 (SNR: Supernova remnant) の衝撃波で起こるフェルミ加速が最有力である。実際に X 線観測によって SNR の衝撃波部分から高エネルギー電子が存在する証拠となるシンクロトロン放射が見つかっている (Koyama et al.(1995)[1])。他の加速源候補として、中性子星パルサーから吹き出す電子・陽電子プラズマ風 (パルサー風) による衝撃波面も考えられる。これはパルサー風によって形成されるパルサー風星雲 (PWN:Pulsar wind nebula) がシンクロトロン放射で輝くことから確認されている。

SNR における加速機構の環境、到達最高エネルギーや加速効率、加速陽子の存在などの詳細な議論は、これまで主に銀河系内の SNR でおこなわれてきた。そんな中、本修士論文の先行研究である Someya et al.(2012)[2] では、銀河系内 SNR に比べ距離や星間吸収量の不定性が小さいサンプルとして、系外で既知の距離にある近傍銀河・大マゼラン雲に着目し、シンクロトロン放射を出す SNR の探査がおこなわれた。このような非熱的放射は、高温プラズマからの放射の影響が少ない硬 X 線に現れる。結果、DEM L299 という SNR から硬 X 線放射が発見された(図 1.1)。しかしながら、その起源が衝撃波なのか PWN なのか決着がついていない。衝撃波からの放射であれば銀河系外において初めての発見となる。

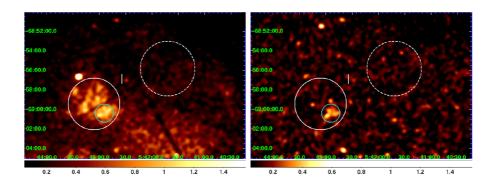


図 1.1: Someya et al.(2012) による DEM L299 のイメージ [2]。0.5-2.0 keV(左) と 2.0-10.0 keV(右) のイメージを比較すると、高エネルギー側では南西部に放射が広がっているように見える。

本研究では、欧州宇宙機関が 1999 年に打ち上げた X 線天文衛星 XMM-Newton の観測データを用い、DEM L299 の硬 X 線領域について画像解析、時系列解析、スペクトル解析をおこなった。そしてその結果より、硬 X 線成分の起源候補を絞り込んだ。

第1章 はじめに 2

本論文では、第2章で宇宙線やその加速源候補について説明をおこなう。第3章では観測に用いたX線天文衛星、XMM-Newton の説明をおこなう。第4章では観測天体 DEM L299 の紹介と解析結果について述べる。第5章では得られた解析結果について議論をおこなう。第6章では今回の研究より導かれた結論をまとめる。

第2章 宇宙線とその起源

2.1 宇宙線とは

宇宙線とは宇宙空間を飛来する高エネルギー粒子のことで、1912 年、オーストラリアのヴィクトール・ヘスによってこの粒子の存在が明らかにされた。その後さまざまな研究者の実験・観測の結果、宇宙線の大部分 (90%) が陽子で、9%がヘリウムをはじめとする原子核、残り 1%が電子であることがわかった。また、陽電子や反陽子も微量ながら観測されている。なお宇宙線は地球に入射する一次宇宙線と、それが大気圏内の原子核と相互作用して生み出される二次宇宙線に分類されるが、ここでは主に一次宇宙線について述べている。

2.1.1 宇宙線スペクトル

宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.1 に示す。宇宙線のエネルギースペクトルは 10^8 eV 以下から 10^{20} eV 以上まで幅広く分布し、 3×10^8 eV あたりにエネルギーのピークがあると言われている。広範囲のエネルギースペクトルについて、 10^{11} eV までは人工衛星や気球に搭載された永久磁石や超伝導磁石と飛跡検出器によって高精度のスペクトルが求められている。 10^{11-15} eV のエネルギー領域は大型の全エネルギー測定装置を備えたカウンターによる衛星観測、気球に搭載されたエマルションチェンバーによって観測がおこなわれた。 10^{13-20} eV のエネルギー領域は空気シャワーによる二次宇宙線を高山や地下に設置した検出器で測定された [3]。これまでに観測された最高エネルギーの宇宙線は 3×10^{20} eV である。

図 2.1 からわかるように、スペクトルは 2 つの折れ曲がりのある単調なべき関数である。1 つ目の折れ曲がり $(10^{15.5} \text{ eV})$ は knee と呼ばれ、2 つ目の折れ曲がり $(10^{18.5} \text{ eV})$ は ankle と呼ばれている。 knee 以下、knee から ankle まで、ankle 以上についてのそれぞれのべきは、2.7、3.2、2.8である。 knee 以下の宇宙線については銀河系内起源、ankle 以上の宇宙線については銀河系外起源と考えられているが、本論文では特に knee 以下に着目している。

2.1.2 宇宙線の起源

ここでは我々の銀河系内における宇宙線のエネルギー供給率について考える。宇宙線の局所的なエネルギー密度 $\rho_{\rm cr}$ は $\rho_{\rm cr}\sim 1~{\rm eV~cm^{-3}}$ と見積もられており [4]、この値は銀河内磁場の持つエネルギー $0.3~{\rm eV~cm^{-3}}$ と大差ない。このことから、宇宙線 (荷電粒子) と銀河磁場との間でのエネルギーのやり取りが考えられる。銀河円盤の半径を R、厚さを d すると、銀河円盤の体積は $V_{\rm G}=\pi R^2 d\sim \pi (15~{\rm kpc})^2 (200~{\rm pc})\sim 4\times 10^{66}~{\rm cm^3}$ と見積もられる [4]。また、ベリリウムの放射性同位体である $^{10}{\rm Be}$ の宇宙線中に存在する割合より宇宙線の寿命が計算でき、その値は $t_{\rm cr}\sim 2\times 10^7$

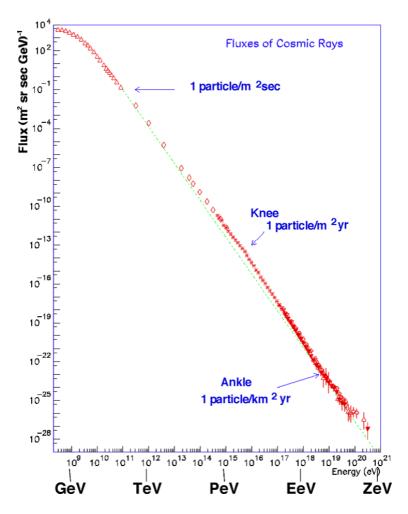


図 2.1: 宇宙線のエネルギースペクトル。 $10^{15.5}~{\rm eV}$ と $10^{18.5}~{\rm eV}$ に折れ曲がりが見られ、それぞれ knee、ankle と呼ばれる。

年と推定される [5]。宇宙線のエネルギー供給率 $(L_{\rm cr})$ は、 $V_{\rm G}$ 、 $\rho_{\rm cr}$ 、 $t_{\rm cr}$ を用いて以下のように見積もることができる。

$$L_{\rm cr} = \frac{V_{\rm G} \cdot \rho_{\rm cr}}{t_{\rm cr}} \sim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$$
 (2.1)

このようなエネルギーを供給できるエネルギー源として超新星爆発が考えられる。超新星爆発のエネルギーは 10^{51} erg 程度と言われているが、その 1% が宇宙線の加速に使われるとし、さらに我々の銀河系内における超新星爆発の頻度を 30 年 ($\sim 10^9$ s) に一度と仮定すると、 10^{49} erg/ 10^9 s = 10^{40} erg s⁻¹ となる。このような議論から、超新星爆発およびそれによって生じる超新星残骸が宇宙線加速のエネルギーを供給する最有力候補と考えられている。

宇宙線源の候補天体を図 2.2 に示す。どのような加速機構であろうとも、加速できるエネルギーの上限は荷電粒子のラーモア半径 (ρ_c) が天体サイズ (L) よりも小さくなければならないから、

$$\rho_{\rm c} = \frac{p}{ZeB} \sim \frac{E}{ZecB} \le L \tag{2.2}$$

よって最大エネルギーは $E_{\max}=ZecBL$ と計算できる。いっぽう、磁場による誘導磁場は $v\times B$ と記述され、それを天体サイズまで積分した場合の電圧は V=vBL なので、 $E_{\max}=ZecBL$ となる。これは宇宙線が光速で動いているとすると前述の E_{\max} と同じになる。この条件から、銀河宇宙線源の候補天体としては超新星残骸、パルサー、マイクロクェーサーなどが挙げられ、銀河系外宇宙線源の天体候補としては活動銀河核、ガンバ線バースト、電波銀河、衝突銀河、銀河 団などが挙げられる。

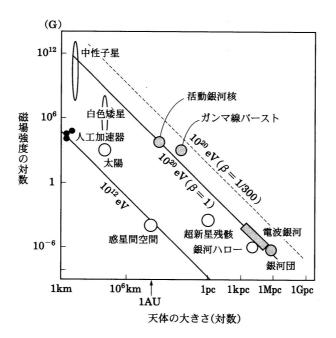


図 2.2: 宇宙線源候補天体と加速限界 [6]。縦軸が天体の磁場強度、横軸が天体の大きさを表す。ここで、 $\beta(=v/c)$ はフェルミ加速における衝撃波速度。磁場が強くコンパクトな天体か、磁場が弱く大きなスケールの天体が宇宙線加速の候補となる。

2.1.3 衝撃波によるフェルミ1次加速

宇宙線はどのようにして高エネルギーを得るのか。その加速機構として最も有力視されているのが、超新星等から高速で放出された物質が周りの星間空間物質との間に形成する衝撃波によって生じるフェルミ1次加速である。フェルミ1次加速とは、互いに近づく2つの壁の間を運動する粒子が、壁との弾性衝突を繰り返すことによって徐々にその運動エネルギーを増加させるメカニズムである。

音速を超える物質の周りには衝撃波が発生し、その物質が多粒子のとき、平面衝撃波が発生する。平面衝撃波の前後では、圧力、密度、温度が不連続になる。衝撃波前後のプラズマの速度変化を示すグラフと衝撃波加速の概念図を図 2.3 に示す。

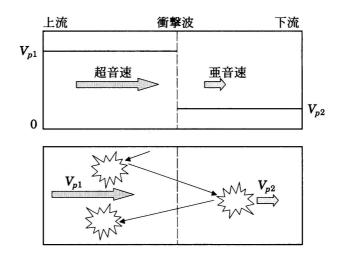


図 2.3: 衝撃波面を静止系としたときの、衝撃波前後のプラズマ速度変化 (上) と衝撃波加速の概念図 (下)[6]。衝撃波の前後で速度は不連続になっていて、宇宙線粒子は上流と下流を往復運動することでエネルギーを得て加速する。

ここでは、衝撃波が左から右へ流れ、超音速領域を上流側、亜音速領域を下流側と呼ぶことにする。そして、宇宙線粒子が上流側で衝突後、下流側へ飛び込み、そこで衝突を起こして再び上流側へ戻ってきたときを考える。衝撃波面の静止系から見ると、上流側での衝突は正面衝突、下流側での衝突は追突であり、それぞれエネルギーの増加、減少が起きる。このとき、運動量の変化 Δp と宇宙線粒子の衝突前の運動量 p の比は、上流側と下流側でそれぞれ

$$\frac{\Delta p}{p} = +\frac{4}{3} \frac{V_{p1}}{c} \tag{2.3}$$

$$\frac{\Delta p}{p} = -\frac{4}{3} \frac{V_{p2}}{c} \tag{2.4}$$

と書ける。上の式の因子 4/3 は、宇宙線粒子が衝撃波の法線方向に対しさまざまな方向で飛んでいるものを速度分布が等方的と仮定したときに現れる幾何学的因子である。ここで、宇宙線粒子のエネルギーは相対論的であり速度は光速で近似できること、衝撃波の速度は非相対論的であること $(V_{p1} \ll c)$ を仮定した。すると、上流・下流の一往復の間での運動量変化は

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{4}{3} \frac{V_{p1} - V_{p2}}{c} \tag{2.5}$$

となる。この過程を n 回繰り返した後の宇宙線粒子の運動量 p_n は、運動量の初期値を p_0 として

$$p_n = p_0 \left[1 + \frac{4}{3} \frac{V_{p1} - V_{p2}}{c} \right]^n \sim p_0 \exp \left[\frac{4}{3} \frac{V_{p1} - V_{p2}}{c} n \right]$$
 (2.6)

と書ける。

宇宙線粒子が衝撃波付近に留まっている間はこの式に従って運動量が増加する。しかし実際には、粒子の大半が衝撃波付近から逃げ出し、そこで運動量増加が止まる。上流側衝突・下流側衝突の一往復の後に逃げ出す確率は $4V_{p2}/c$ なので、n 回往復後まで衝撃波付近に留まっている確率は

$$S_n = \left(1 - \frac{4V_{p2}}{c}\right)^n \sim \exp\left(-\frac{4V_{p2}}{c}n\right) \tag{2.7}$$

である。この確率は、宇宙線粒子が p_n 以上に加速される確率 $\operatorname{Prob}(p \geq p_n)$ に等しい。 式 (2.6) を

$$\frac{p_n}{p_0} = \exp\left[\frac{4}{3} \frac{V_{p1} - V_{p2}}{c} n\right] \tag{2.8}$$

と変形し、式 (2.8)、(2.7) の対数をとって辺々を割る。

$$\frac{\ln \frac{p_n}{p_0}}{\ln S_n} = \frac{\frac{4}{3} \frac{V_{p_1} - V_{p_2}}{c} n}{-\frac{4V_{p_2}}{c} n}$$

$$= -\frac{V_{p_1} - V_{p_2}}{3V_{p_2}}$$

$$\therefore \ln S_n = -\frac{3V_{p_2}}{V_{p_1} - V_{p_2}} \ln \left(\frac{p_n}{p_0}\right)$$

$$\therefore S_n = \left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{-\frac{3V_{p_2}}{V_{p_1} - V_{p_2}}}$$
(2.9)

ここで、圧縮率 $r=V_{p1}/V_{p2}$ を定義すると

$$S_n = \left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{-\frac{3}{r-1}} \tag{2.10}$$

と書き直せる。

運動量が p から p+dp の間にある宇宙線粒子の数 (微分スペクトル) を N(p) とすると

$$\int_{p_0}^{p_n} N(p)dp \propto \operatorname{Prob}(p \ge p_n) = \left(\frac{p_n}{p_0}\right)^{-\frac{3}{r-1}} \tag{2.11}$$

と書くことができ、両辺をpで微分して

$$N(p) \propto p^{-\frac{3}{r-1}-1} = p^{-\frac{r+2}{r-1}} \tag{2.12}$$

を得る。

超相対論的極限をとると、 $E \sim cp$ なので、宇宙線粒子のエネルギーについても同様に

$$N(E) \propto E^{-\frac{r+2}{r-1}} \tag{2.13}$$

と書くことができる。

また、圧縮率 r はランキン-ユゴニオの関係式 1 から、強い衝撃波では r=4 になることがわかっているので、 $\Gamma\equiv (r+2)/(r-1)$ とすると

$$N(E) \propto E^{-\frac{r+2}{r-1}} = E^{-\Gamma} = E^{-2}$$
 (2.14)

となる。宇宙線のエネルギースペクトルは knee 以下では $E^{-2.7}$ のべき関数でよく近似できると $\S2.1.1$ で述べたが、その観測結果は途中の伝搬の効果がかかった後のものだと考えられる。エネル ギーの高い粒子ほど早く銀河系外に逃げ出す効果として $E^{-0.6} \sim E^{-0.7}$ の因子が考えられ、 $E^{-2.7}$ のスペクトルを宇宙線加速源でのスペクトルに戻すと $E^{-2.0} \sim E^{-2.1}$ を得る。よって、フェルミ 1 次加速はこのスペクトルを自然に説明する [6]。

2.2 シンクロトロン放射

宇宙線は電荷をもつため地球に届くまでに銀河系内の磁場によって進路が曲げられてしまい、宇宙線加速源の特定ができない。しかしながら加速された電子が引き起こすシンクロトロン放射は電荷をもたないため磁場の影響を受けず、観測することで宇宙線加速源を特定することができる。

シンクロトロン放射とは磁場中を相対論的な速度で運動している電子から放射される電磁波のことであり、電子のエネルギーと磁場の強度によって、電波から X 線までの連続スペクトルが放射される。シンクロトロン放射のモデルを図 2.4 に示す。磁場中の電子は運動方向と磁力線の方向に垂直な方向のローレンツ力を受け、この加速度によって双極子放射が起こる。この放射の特徴として、粒子の進行方向に強いビーム状の放射をすること、放射は磁場に垂直な方向に直線偏光することが挙げられる。よって、偏光を測定することによって磁場の向きを推定することができる

ビームの半頂角は、ほぼ m_ec^2/E $(m_ec^2$:電子の静止質量エネルギー、E:電子のエネルギー)に 等しい。この値は電子のローレンツ因子の逆数 $1/\gamma$ になっている。

そのときの周波数 ω_c は、磁場 B、電荷 e、電子質量 m_e として

$$\omega_c = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{eB}{m_e} \quad [\text{Hz}] \tag{2.15}$$

で与えられる。

いっぽう、観測されるシンクロトロン放射の放射スペクトルは

 $^{^1}$ ランキン-ユゴニオの関係式:衝撃波前後の(1) 質量の保存(2) 運動量流束の保存(3) エネルギー流束の保存の関係式を組み合わせて得られる。

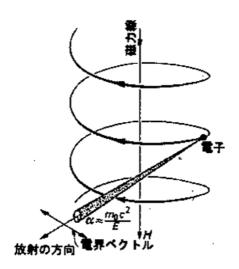


図 2.4: シンクロトロン放射のモデル。荷電粒子が磁場によって進行方向を曲げられ、そのときに 電磁波を放射する。

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}q^3 B}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c} F \frac{\omega}{\omega_c}$$
 (2.16)

である。ここで $\omega/\omega_c=\xi$ とすると、 $F\xi$ は

$$F\xi = \xi \int_{\xi}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi \tag{2.17}$$

であり、この $K_{\frac{5}{3}}$ は 5/3 次のベッセル関数である。 また、 $F(\omega)$ は図 2.5 のようになっており、 $\omega/\omega_c>1$ で急激に小さくなることが見てわかる。

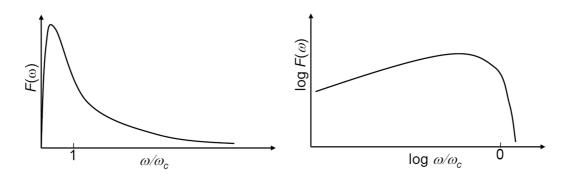


図 2.5: シンクロトロンの放射スペクトル $F(\omega)$ 線形表示 (左) と両対数表示 (右)。 $F(\omega)$ が $\omega/\omega_c>1$ で急激に減少する。

 ω_c は臨界周波数と呼ばれ、この周波数付近で放射強度ピークとなり、高いエネルギーの粒子ほ ど、高い周波数の放射を出す。

非熱的多粒子系のシンクロトロン放射の場合だと、さまざまなエネルギー分布の電子によるシンクロトロン放射の重ね合わせを観測することになる。そして宇宙で発生する高エネルギー電子はエネルギー分布がべき関数なので、放射スペクトルもべき関数になる [7]。その様子を図 2.6 に示す。

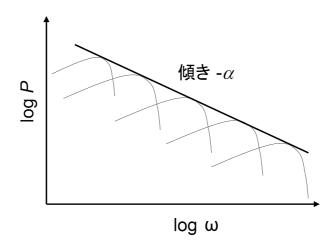


図 2.6: 非熱的多粒子系のシンクロトロン放射。さまざまなエネルギーの電子からのシンクロトロン放射は、その足し合わせによってべき関数を示す。

このようなシンクロトロン放射が観測される天体について、§2.3 で述べる。

2.3 超新星残骸とパルサー風星雲

2.3.1 超新星

大質量の恒星が、恒星進化の最終段階として爆発する現象を超新星 (超新星爆発) という。超新星は普通の星の数億から数十億倍以上明るく輝き、銀河 1 個の明るさをも上回るほどである。超新星爆発は 1 つの銀河あたり数十年に 1 回の割合で起こると推定されており、我々の銀河でも古くから何度か観測された記録が残っている。

超新星はスペクトルの様子によって I 型超新星と II 型超新星の 2 種類に分類される。水素の吸収線が観測されないものを I 型、水素の吸収線が目立つものを II 型としている。さらにスペクトルや光度曲線のふるまいによって Ia 型、Ib 型、Ic 型と分類される。Ia 型超新星は連星系をなす白色矮星に伴星から物質が降着し、太陽質量の約 1.4 倍 (fraketa) (fraketa) を超えた結果、中心温度が高くなり、炭素の暴走的核反応後に爆発を起こす『炭素爆熱型超新星』であると考えられている。一方、Ia 型以外の超新星は、質量が太陽質量の約 1a 倍以上の大質量星の内部で核反応によって鉄が生成され、さらなる圧力によって鉄が分解され重力崩壊することで爆発を起こす『鉄光分解・重力崩壊型超新星』であると考えられている。後者の場合、中心部に中性子星 1a はブラックホール)が生成されると言われている。

2.3.2 超新星残骸とその種類

超新星爆発によって吹き飛ばされた星の外層 (イジェクタ) と周りの星間物質は衝撃波によって加熱され高温プラズマ化し、のちに星雲状の天体として残る。これは超新星残骸と呼ばれ、電波、可視光、X 線などの多波長で観測される。

超新星残骸は形状によって3種類に分類することができる。シェル型、プレリオン型、そして それらの複合型である。

シェル型超新星残骸

衝撃波で圧縮された物質がシェル構造を形成し、逆に中心部分は密度の低いものをシェル型超新星残骸と呼ぶ。残骸部分において電磁波を放射する粒子のエネルギー源は、星間物質、および超新星爆発によって放出された物質中を伝播する衝撃波であると考えられている。衝撃波のエネルギーはこれらの物質の熱運動に変換される。これにより形成される薄い高温プラズマからの熱制動放射が元素輝線とともにX線領域で観測されている。また、衝撃波面ではプラズマとその内部の磁場が圧縮され、この領域に捉えられた粒子は非熱的なフェルミ 1 次加速によって高エネルギーまで加速されていると考えられている。実際の観測で、SN1006 のシェル部分から放射される非熱的 X 線放射が、衝撃波によって粒子が加速されることで生じるシンクロトロン放射であることがわかった [1]。シェル型超新星残骸の代表的なものとして Cassiopeia A、Cygnas Loop、SN1006、Fィコ超新星残骸、ケプラー超新星残骸が挙げられる。

プレリオン型超新星残骸

代表的なものとしてかに星雲が挙げられるため、かに星雲型超新星残骸とも呼ばれる。超新星爆発時に中心部に中性子星(パルサー)やブラックホールを残し、エネルギー源となる。パルサーは高速で回転しつつも周囲のネビュラにエネルギーを供給しながら徐々にその回転速度を落としている。パルサーの強力な磁場と高速回転のため、電子や陽電子がパルサー風として吹き出しており、パルサー風によって星間物質が掃き集められパルサー風星雲(PWN:Pulsar wind nebula)を生成するその過程で衝撃波による粒子加速が起こっていると考えられている。

複合型超新星残骸

シェル構造を持ち、かつ中心にコンパクト天体が存在するものを複合型超新星残骸と呼ぶ。さらに電波や X 線でシェル状に明るく、かつ X 線が中心集中している構造を composite 超新星残骸、電波でシェル状に明るいが X 線で観測すると熱的中心集中な構造を持つ mixed-morphology 超新星残骸に分類される。代表的なものとして前者は Vela などが挙げられ [8]、後者は W44 などが挙げられる [9]。またそれ以外に一概には分類できないものもある。

2.3.3 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠

宇宙線加速源とされるシンクロトロン放射が初めて発見された超新星残骸は SN1006 である。 これは西暦 1006 年に爆発した歴史上最も明るい超新星残骸であり、当時世界中の観測者によって 記録されている。この SN1006 を日本の X 線天文衛星 ASCA で観測したところ、それ以前に電波で明るいとわかっていた北東リム部分と南西リム部分に明るい X 線放射が発見された。イメージを図 2.7 に載せる。中心部分が熱的 X 線放射の特徴である特性 X 線を含むスペクトルを示すのに対して、シェル部分からの X 線放射からは特性 X 線が見られなかったことから非熱的放射であると示唆された。電波観測で明るく見える部分と一致すること、磁場を $\sim 10~\mu G$ と仮定すると電子の最高エネルギーが knee に近い $\sim 100~TeV$ と計算されることから、フェルミ加速によって宇宙線が加速されているというもっとも直接的な観測的証拠となった [1]。

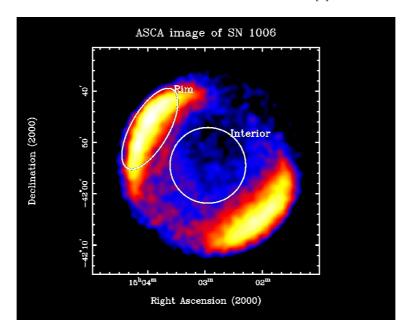


図 2.7: ASCA による SN1006 のイメージ。北東リム (左上) と南西リム (右下) が明るいことがわかる。

2.3.4 パルサー風星雲におけるシンクロトロン放射

PWN が観測されるもっとも有名は天体は、地球から約 $2~\rm kpc$ の距離にあるかに星雲である。さまざまな波長でみたかに星雲を図 $2.8~\rm kc$ かに星雲での超新星爆発は $1054~\rm kc$ 7 月に起きたことが日本や中国などの歴史的文献からわかっており、そのため $\rm SN1054~\rm kc$ 4 とも呼ばれる。このとき同時に生まれたかにパルサーは超高密度の中性子星であり、約 $10^{12}~\rm G$ の強い磁場をもち、 $33~\rm S$ リ秒の周期で高速に自転している。かにパルサーの強力な磁場と速い自転のため、電子・陽電子がパルサー風として吹き出しており、ローレンツ因子 $\gamma\equiv 1/\sqrt{1-(v^2/c^2)}$ は $10^6~\rm kc$ 6 にも達するとされている。パルサー風はパルサーから離れるとともに減速していき、周辺の超新星残骸と圧力が釣り合うところで準静的な末端衝撃波を形成する。その衝撃波面を舞台にフェルミ $1~\rm kc$ 次加速が起こり、それによって加速された電子・陽電子が $\rm PWN$ で周りの磁場と相互作用し、シンクロトロン放射を起こす。概略図を図 $2.9~\rm kc$ 6 に示す。

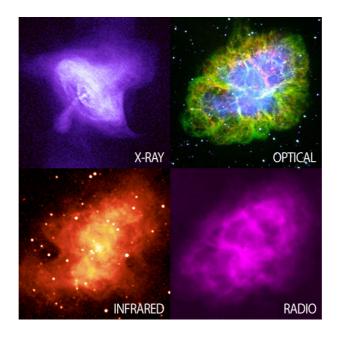


図 2.8: 様々な波長の光で見たかに星雲 [10]。それぞれ X 線 (左上)、可視光 (右上)、赤外線 (左下)、電波 (右下) である。 X 線画像では加速された粒子によるシンクロトロン放射が見える。

Pulsar R,O,X Y: MeV/GeV; TeV (?) Unshocked wind Only Y: GeV or TeV Sy Synchrotron nebula R,O,X Y: MeV/GeV/TeV Sy Interstellar medium

図 2.9: PWN から起こるシンクロトロン放射の概念図 [11]

第3章 X線天文衛星 XMM-Newton

XMM(X-ray Multi-Mirror Mission)-Newton は、欧州宇宙機関 (ESA) が 1999 年 12 月 19 日に打ち上げた X 線天文衛星である。XMM-Newton には 2 種類の望遠鏡が搭載されている。1 つは 3 つの Wolter-I 型の反射鏡を搭載した X 線望遠鏡で、それぞれの焦点に X 線 CCD 検出器が置かれている。もう 1 つは口径 $30\mathrm{cm}$ の可視光/紫外線望遠鏡で、焦点面に CCD 検出器を置いている。これによって、X 線と可視光/紫外線の 2 つの波長領域の同時観測を可能とする。図 3.1 に XMM-Newton の概観を示す。また、他の X 線望遠鏡搭載衛星との比較を表 3.1 に示す。表からわかるとおり、XMM-Newton の最大の特徴は 3 台の X 線望遠鏡を合わせた有効面積が既存の衛星の中で最も広いことであり、これによって暗い天体の観測を得意とする。

XMM-Newton は近地点 6000km、遠地点 11 万 5000km の楕円軌道をとっている。軌道を図 3.2 に示す。

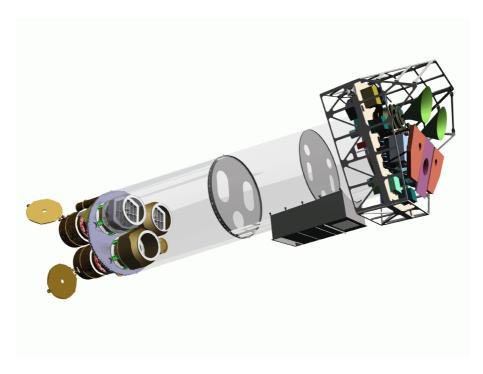


図 3.1: XMM-Newton の概略図 [12]

ROSAT ASCA Chandra XMM-Newton					Suzaku	
製作法	研磨型	多重薄板型	研磨型	レプリカ型	レプリカ型	
打ち上げ (年)	1990	1993	1999	1999	2005	
焦点距離 (mm)	2400	3500	10000	7500	4750(XIS)	
					4500(XRS)	
口径 (mm)	830	120 - 344	1200	306 - 700	400	
有効面積 (cm^2) @1 keV	400	1300(4台)	800	5000(3台)	3000(5台)	
$@7~{ m keV}$		600(4台)	250	2500(4 台)	1250(5台)	
角度分解能 [HPD] (arcsec)	4	180	0.5	15	90	
エネルギー分解能 (eV)	_	100	100	50	10	
入射角 (deg)	1.38 - 2.25	0.24 - 0.70	0.45 - 0.96	0.29 - 0.67	0.18 - 0.60	

表 3.1: これまでに打ち上げられた X 線望遠鏡搭載衛星の性能比較

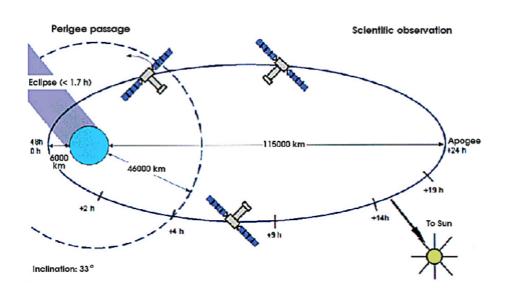


図 3.2: XMM-Newton の周回軌道 [12]

3.1 構造と性能

XMM-Newton には以下に挙げる3種類、合計6個の検出器が搭載されている。

- EPIC(European Photon Imaging Camera)

 X 線反射鏡と CCD 検出器により、0.15-12 keV のエネルギー帯域の X 線結像、分光をおこ
 なう。搭載される CCD 検出器は表面照射型の MOS(Metal Oxide Semi-conductor) と裏面
 照射型の pn の 2 種類がある。詳細は §3.3 で述べる。
- RGS(Reflection Grating Spectrometer)
 X 線望遠鏡と MOS CCD 検出器の間に搭載される、透過型の分散器 (RGA:Reflection grating Arrays units) で反射した X 線を RGS 検出器で捉えることでその分散角が測定される。これにより 0.35-2.5 keV の X 線分光をおこなう。特に 1 keV 以下に高波長分解能を持っている。
- OM(Oprical Monitor) 可視光・紫外線のモニターシステム。口径 30 cm の望遠鏡、MPC(micro-channel plate intensified)-CCD 検出器、各種フィルター、グリズム分散器を搭載し、可視光・紫外線の結 像、分光をおこなう。

表 3.2 にそれぞれの主要な性能をまとめた。本研究では EPIC MOS と EPIC pn の X 線観測データの解析をおこなった。

検出器	EPIC MOS	EPIC pn RGS		OM
帯域	0.15 - 12 keV	0.15 - 15 keV	$0.35 - 2.5 \text{ keV}^{*1}$	180 - 600 nm
観測可能時間 ^{*2}	5 - 135 ks	5 - 135 ks	5 - 135 ks	5 - 145 ks
検出感度 ^{*3}	$\sim 10^{-14} *4$	$\sim 10^{-14} *4$	$\sim 8 \times 10^{-5} *5$	20.7 等級 ^{*6}
視野	30'	30'	$\sim 5'$	17'
PSF(FWHM/HEW)*7	5''/14''	6''/15''	N/A	1.''4 - 2.''0
ピクセルサイズ	40 μm (1."1)	$150 \ \mu m \ (4."1)$	$81 \ \mu \text{m} \ (9 \times 10^{-3} \text{Å})^{*8}$	0."476513 *9
時間分解能 ^{*10}	$1.75~\mathrm{ms}$	$0.03~\mathrm{ms}$	$0.6 \mathrm{\ s}$	$0.5 \mathrm{\ s}$
エネルギー分解能*11	$\sim 70 \text{ eV}$	$\sim 80~{\rm eV}$	$0.04/0.025 \text{ Å}^{*12}$	350*13

表 3.2: XMM-Newton に搭載されている検出器の性能 [12]

- ¹ 1 次光での値。(波長領域 5-35 Å; λ[Å]×E[keV]= 12.3984)
- 21 軌道周期あたりの科学的利用可能総時間
- 3 10 ks の観測での検出感度
- 4 0.15-15.0 keV 領域。単位は [erg s⁻¹ cm⁻²]
- 5 O VII 輝線 (0.57 keV) でのフラックス [photon s $^{-1}$ cm $^{-2}$]。 10 ks の積分時間、バックグラウンドは 10^{-4} photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ keV $^{-1}$
- ⁶ 1000 s、A0 星の 5-σ 検出
- ⁷ PSF については §3.2.3 を参照
- ⁸ spectroscopy モード (標準的な 3×3 ピクセルのビンまとめ)
- 9 既定モード $(2 \times 2 \ \text{で} \ 1'' \ \text{のビンまとめ})$
- 10 それぞれ高速データ取得モード。 EPIC pn バーストモードはより高い時間分解能 7 μs だが、負荷サイクルが 3%と非常に低い
- 11 1 keV での値。Fe Klpha のエネルギー (6.4 keV) での EPIC カメラのエネルギー分解能は約 150 eV
- 12 1 keV での一次光、二次光の値。それぞれ 3.2/2.0 eV (HEW) に対応する
- 13 紫外と可視光での分解能 $(\lambda/\Delta\lambda)$

3.2 X 線望遠鏡

XMM-Newton には 3 つの反射鏡が搭載され、それぞれの焦点に MOS1、MOS2、pn 検出器が設置されている。また前述のとおり、MOS1、MOS2 検出器とそれらの望遠鏡の間には分散器 RGA が組み込まれており、入射 X 線のうち 40% はここで回折して RGS で検出され、44% はここを透過して MOS 検出器で検出される。残り 16% は RGA で吸収される。

X 線領域での物質の屈折率は 1 よりわずかに小さく、X 線は物質中で強く吸収される特性を持つため、数 keV の X 線に対して十分な反射率を得るには入射角が 1 度以下である必要がある。そこで XMM-Newton の X 線望遠鏡では回転双極面と回転放物面からなる Wolter-I 型の反射鏡が搭載されており、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。XMM-Newton の X 線望遠鏡はニッケルの基盤を金でコーティングした 58 枚の鏡で構成され、焦点距離は 7.5 m、反射鏡の直径は 70 cm である。X 線望遠鏡の概観を図 3.3 に示す。

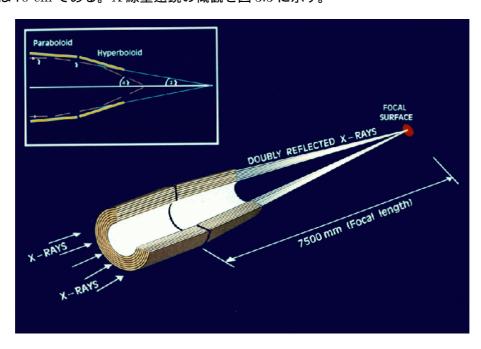


図 3.3: XMM-Newton の X 線望遠鏡の概略図 [12]。回転放物面型と回転双曲線型の 2 つの鏡によって構成されている。

3.2.1 X線の反射

X線は物質中の屈折率が1よりわずかに小さく、可視光のような直入射型の屈折光学系は適用できない。また、極めて透過力の強い光であるため、効率よく反射させることが難しい。そこで X線の反射には、スネルの法則から導かれる臨界角より小さい斜入射角での全反射が用いられる。 X線を反射するためには、物質に対して小さな入射角で入射させる必要がある。

X線領域の物質の屈折率は複素屈折率nを用いて次のように表せる。

$$n = 1 - \delta - i\beta \tag{3.1}$$

ここで δ 、 β はそれぞれ位相のずれ、吸収を表す因子であり、

$$\delta = \frac{N_a r_e \lambda^2 f_1}{2\pi} \tag{3.2}$$

$$\beta = \frac{N_a r_e \lambda^2 f_2}{2\pi} \tag{3.3}$$

である。ここで、 N_a は原子密度、 r_e は古典原子半径、 λ は X 線の波長、 f_1 、 f_2 は原子による散乱、吸収を表す因子であり、これは元素の種類と X 線の波長によって決まる。物質が単体の場合、(3.2) 式は、

$$\delta = \frac{N_a r_e \lambda^2 f_1}{2\pi} \times \frac{\rho Z}{A} \tag{3.4}$$

と書ける。ここで、 ρ は物質の密度、Z は原子密度、A は質量数である。

しかし実際には δ 、 β は 1 に比べて非常に小さい値となる。例えば金の場合はそれぞれ 2×10^{-3} 、 1×10^{-3} 程度である。そのため複素屈折率 n は 1 にほぼ等しいことから、X 線をレンズ等で集光することは困難である。

X 線領域の全反射は、可視光とは対照的に、真空から物質に臨界角より小さな斜入射角で入射するときに起こる。これは (3.1) 式にあるように、X 線領域の屈折率が 1 よりも僅かながらも小さいからである。スネルの法則より、吸収を無視すると、

$$\cos \theta_c = 1 - \delta \tag{3.5}$$

であり、 $\delta \leq 1$ より、 $\cos \theta_c \sim 1 - (\theta_c)^2/2$ なので

$$\theta_c = (2\delta)^{\frac{1}{2}} \tag{3.6}$$

と近似できる。例えば、金の 1 keV の X 線に対する臨界角は 3.6 度になる。望遠鏡の反射面に用いられる物質には密度が大きく $(\delta$ が大きいので臨界角が大きくなる)、吸収の効果 $(-\beta/\delta)$ の小さい、物理的に安定した元素 (金や白金など) が用いられる。

3.2.2 有効面積

 $1.5~{
m keV}$ では 1 つの望遠鏡あたり約 $1550~{
m cm}^2$ の有効面積を持つ。図 $3.4~{
m IC}$ にそれぞれの焦点面検出器の検出効率を考慮したトータルの有効面積を示す。 $2~{
m keV}$ 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。EPIC~MOS の有効面積が EPIC~pn に比べて狭いのは、入射 X 線の一部が $RGA~{
m IC}$ によって部分的に隠されるからである。 $3~{
m Hom}$ 会の 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大である (₹~3.1~5) 会別)。

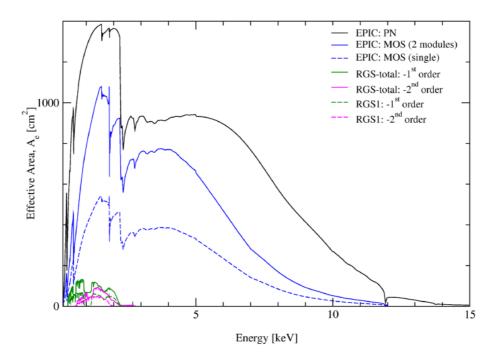


図 3.4: それぞれの焦点面検出器の検出効率を考慮したトータルの有効面積 [12]。 2 keV 付近に見られるエッジは、反射鏡に使用されている金の M 吸収端によるものである。

3.2.3 結像性能

X 線望遠鏡によって反射された X 線は検出器上ではある分布関数をもって広がる。この分布関数のことを PSF(Point-Spread Function) と呼ぶ。PSF の広がりを表す変数として、強度のピークを中心とした円内に含まれる強度 (Encircled Energy Function) が挙げられる。図 3.5 に異なるエネルギーでの Encircled Energy Function を示す。

また、強度がピークの半分の値になる直径を FWHM(Full Width at Half Maximum)、エネルギーが半分になる直径を HEW(Half Energy Width) と表す。この値は表 3.2 に示されている。

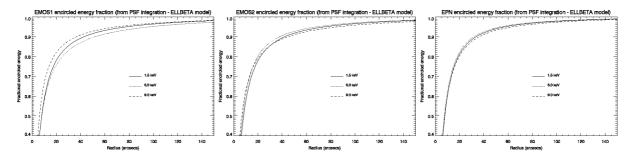


図 3.5: MOS1、MOS2 および pn の異なるエネルギーでの Encircled Energy Function[12]

3.3 EPIC

XMM-Newton には2種類のX線CCD 検出器が搭載されている。表面照射型CCDのMOSと、 裏面照射型CCDのpnである。

図 3.6 に表面照射型 CCD と裏面照射型 CCD の断面の概略図を示す。表面照射型 CCD では、X 線を電極側から入射するため、低エネルギーの X 線は電極や絶縁層で吸収されてしまう。裏面照射型 CCD では、X 線を電極の逆側から入射するため、低エネルギーの X 線に対して高い検出効率を得ることができる。いっぽうで、入射 X 線のエネルギーが低くなると空乏層の浅いところで吸収されやすくなる。裏面照射型 CCD においては、このような電子雲はピクセルサイズ以上に広がりやすく、またその際に電荷を損失することが考えられる。そのため、裏面照射型 CCD はエネルギー分解能が悪くなるという欠点も併せ持つ [13]。

MOS と pn のそれぞれの構造と性能を順に見ていく。

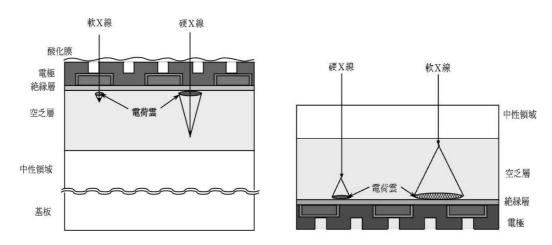


図 3.6: 表面照射型 CCD(左) と裏面照射型 CCD(右) の断面の概略図 [13]

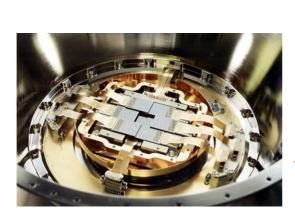
MOS 検出器

m MOS 検出器は 7 つの表面照射型 CCD からなり、それぞれのチップは 600×600 ピクセルである。1 ピクセルのサイズは $40 \mu m$ で、1.''1 に対応する。MOS CCD は低エネルギー側の検出効率が pn に比べて低いものの、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上げている。実効的な空乏層の厚みは $35 \sim 40 \mu m$ である。

MOS 検出器の写真と概略図を図 3.7 に示す。読み出し口の位置を黒の四角、望遠鏡の視野 (直径 30分)を円で示した。

ここで、検出器上での座標の定義について見ていく。検出器座標 $(\det X, \det Y)$ によって検出器上の場所が定義される。その中で1つ1つのチップ上での位置を定義するのがチップ座標 $(\operatorname{raw} X, \operatorname{raw} Y)$ である。これは読み出し口の位置が基準となっている。 MOS ではそれぞれのチップにおいて1つずつ読み出し口があり、その位置を原点とした座標系が定義されている。

MOS2 のチップの配置と検出器座標の定義は同じであるが、衛星内での配置は MOS1 に対して 90 度回転させた形になっている。



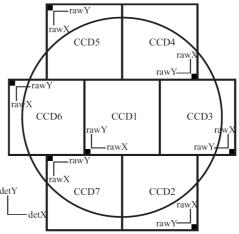


図 3.7: MOS 検出器の写真 (左)[14] とその概略図 (右)[12]。黒の四角で示される部分が読み出し口の位置。望遠鏡の視野 (直径 30 分)を円で示した。

pn 検出器

pn 検出器は裏面照射型 CCD が用いられており、12 の領域に分けられる。pn 検出器の写真と 概略図を図 3.8 に示す。1 ピクセルのサイズは $150\mu m$ で、4.''1 に対応する。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、表 3.2 に示されるように検出効率は高い値を示している。

 pn 検出器の読み出し口は $\operatorname{raw} Y = 0$ の位置に一列に並んでおり、信号電荷の読み出しが $\operatorname{raw} X$ 方向に一度におこなうことができる。それゆえ MOS に比べて時間分解能が良くなっている。



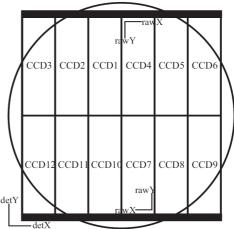


図 3.8: pn 検出器の写真 (左)[14] とその概略図 (右)[12]。読み出し口は rawY=0 の位置に一列に並んでおり、信号電荷の読み出しが rawX 方向に一度におこなうことができる。

3.3.1 観測モード

EPIC にはいくつかの観測モードがある。それぞれについて以下に詳細を記す。なお MOS については、中心の CCD チップのみがモード変更可能で、周りの 6 枚の CCD チップは独立して標準モードで常にデータを収集している。

- Full frame / Extended full frame(pnのみ)
 Full Frame モードでは全ての CCD の全てのピクセルを読み出し、視野をすべてカバーする。Extended Full Frame モードは pn だけにあるモードで、通常の Full Frame モードより 積分時間が長い。
- Large window / Small window 使用するピクセルを一部に限定する代わりに時間分解能を向上させている。それによってパイルアップせずに観測可能な最大強度を増やしている。
- Timing / Burst(pn のみ)
 Timing モードでは rawX 軸に沿って 1 次元のイメージが作られる。rawY 軸に沿ったデータはまとめられ、1 次元として高速で読み取られる。Burst モードは pn だけにあるモードで、非常に高い時間分解能を持つが、デューティー比 (=有効計数時間が) が 3%しかない。

それぞれのモードの詳細を表 3.3 に、CCD カメラ内のデータ取得領域を図 3.9、図 3.10 に示す。

MOS	時間分解能	有効計数時間	最大カウントレート	最大カウントレート	
[1 pixel = 1.''1]		[%]	$(diffuse(合計))[s^{-1}]$	$(点源)[s^{-1}]([mCrab])$	
Full frame (600×600)	2.6 s	100.0	150	0.50(0.17)	
Large window(300×300)	$0.9 \mathrm{\ s}$	99.5	110	1.5(0.49)	
Small window (100×100)	$0.3 \mathrm{\ s}$	97.5	37	4.5(1.53)	
Timing uncompressed (100×600)	$1.75 \mathrm{\ ms}$	100	N/A	100(35)	
pn	時間分解能	有効計数時間	最大カウントレート	最大カウントレート	
[1 pixel = 4."1]		[%]	$(diffuse(合計))[s^{-1}]$	$(点源)[s^{-1}]([mCrab])$	
Full frame (376×384)	73.4 ms	99.9	1000(合計)	2(0.23)	
Extended full frame (376×384)	$199.1 \mathrm{\ ms}$	100.0	370	0.3(0.04)	
Large window (198×384)	$47.7 \mathrm{\ ms}$	94.9	1500	3(0.35)	
Small window (63×64)	$5.7 \mathrm{\ ms}$	71.0	12000	25(3.25)	
$Timing(64 \times 200)$	$0.03~\mathrm{ms}$	99.5	N/A	800(85)	
$Burst(64 \times 180)$	$1 \mu s$	3.0	N/A	60000(6300)	

表 3.3: 観測モードごとの詳細 [12]

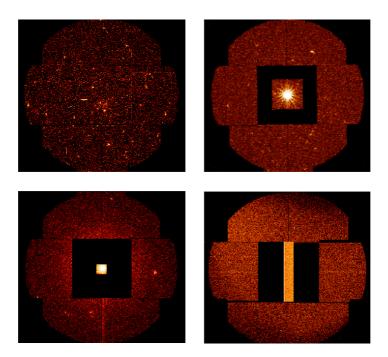


図 3.9: MOS の観測モード [12]。 Full frame モード (左上)、 Large window モード (右上)、 Small window モード (左下)、 Timing モード (右下)。

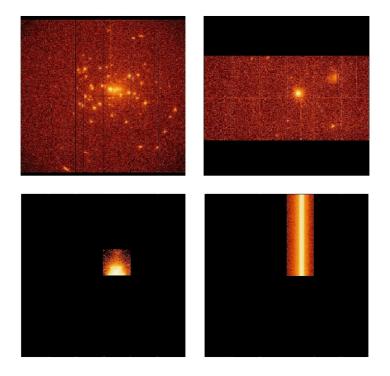


図 3.10: pn の観測モード [12]。Full frame モード・Extended full frame モード (左上)、Large window モード (右上)、Small window モード (左下)、Timing モード (右下)。Burst モードの場合 Timing モードよりさらに使用面積が小さい。

3.3.2 フィルター

EPIC CCD 検出器は X 線だけでなく赤外線や可視光線、紫外線にも感度があるため、光学遮断フィルターが備わっている。Thick、Medium、Thin の 3 種類の厚みがあり、それぞれ観測対象に応じて使い分ける必要がある。

Thick フィルターを使用すると、MOS で $1\sim 4$ 等級以上、pn で $-2\sim 1$ 等級以上 (赤外 \sim 紫外で 3 等級分変化する) のコンタミネーション (混入天体) となる点源を効果的に遮断することができる。Medium フィルターを使用すると $6\sim 9$ 等級程度の点源まで遮断する。Thin フィルターを使用すると 12 等級より暗い点源を遮断する。

それぞれのフィルターを使用したときの有効面積を図 3.11 に示す。ここでは 3 台の望遠鏡の有効面積の合計を表している。

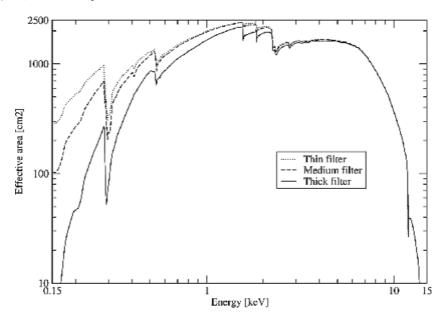


図 3.11: フィルターごとの望遠鏡有効面積 (MOS1+MOS2+pn)[12]

3.3.3 EPIC のバックグラウンド

バックグラウンドは宇宙 X 線背景放射 (CXB:Cosmic X-ray Background) や我々の銀河からの X 線放射によるものと、検出器に起因する非 X 線バックグラウンド (NXB:Non X-ray Background) に分けられる。ここでは NXB について見ていく。

EPIC のバックグラウンドには低エネルギー側 (300 eV 以下) での検出器からのノイズの他に、荷電粒子が検出器や周りの物質と相互作用することで起こる成分が存在する。これは高エネルギー側 (200 keV 以上) に効いてくる。この荷電粒子によるバックグラウンドはさらに 20 つに分けることができる。フレアと呼ばれる時間変動する成分と検出器内部からの定常的なバックグラウンド成分である。

陽子フレア

数百 keV 以下の陽子 (soft proton) によって起こると考えられている。これらの陽子は望遠鏡で反射して CCD まで到達する。その後、入射した陽子は周りのシリコンを電離しながらエネルギーを失い、CCD の表面付近で止まる。陽子フレアが起きたときの MOS のイメージを図 3.12 に示す。

この陽子フレアは突発的に起こる現象であり、その強度とスペクトルの形には相関は見られない。陽子フレアが起こっている場合の光度曲線を図 3.13 に示す。前半の時間はバックグラウンドの強度が一定であるのに対し、後半では強いフレアが起こっていることがわかる。

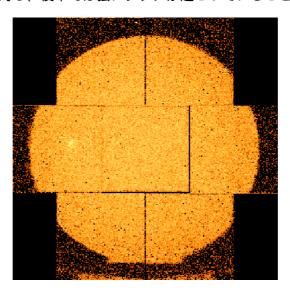


図 3.12: 陽子フレアを受けてしまった MOS のイメージ [12]。全面が一様に明るくなってしまっている。

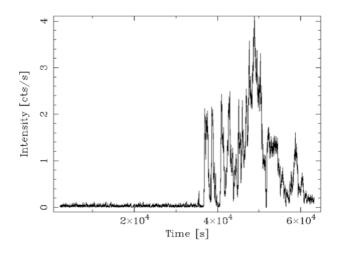


図 3.13: 陽子フレアが起こっている時間帯の光度曲線の例 [12]。後半の時間に強いフレアが起きていることがわかる。

検出器からのバックグラウンド

衛星内に入射した高エネルギー粒子は、衛星本体や検出器と衝突してエネルギーの低い2次粒子を作る。この2次粒子が直接 CCD に入射したり、これらの粒子からの制動放射によって信号が発生する。このような信号は時間的な変動は少なく定常的に見られる。これらのバックグラウンドはフィルターをクローズしている間に、定期的にモニターしている。

図 3.14 と図 3.15 に、MOS と pn のでのバックグラウンドスペクトルを示す。この中に見られる輝線は検出器やその周りの金属からの蛍光 X 線によるものである。MOS では Al-K と Si-K の輝線が目立っている。pn では Al-K と、8 keV 付近で重なり合っている Cu-K、Ni-K、Z-K などの輝線が顕著である。

これらの輝線成分は、検出器上で一様ではないという性質が知られている。特に pn について、輝線の強度が一定でなく、それが検出器の中央部に円形の領域を作ってしまう。pn でのエネルギーごとのバックグラウンドイメージを図 3.16 に示す。

この構造は検出器や検出器の背後にある基盤の構造が影響している。図 3.17 は実際の pn 検出器の裏面の写真である。検出器の構造がバックグラウンドイメージに反映していることがわかる。

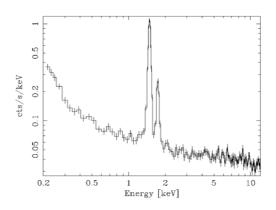


図 3.14: MOS のバックグラウンドスペクトル [12]。 $1.5~\rm keV$ と $1.7~\rm keV$ 付近に見られる輝線は、それぞれ Al-K と Si-K 蛍光線。 $0.5~\rm keV$ 以下の盛り上がりは検出器ノイズである。

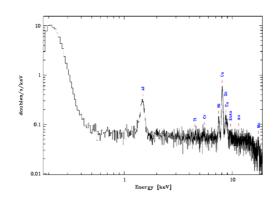


図 3.15: pn のバックグラウンドスペクトル [12]。1.5 keV 付近の輝線は Al-K α 、5.5 keV で Cr-K α 、8 keV で Ni-K α 、 Cu-K α 、 Zn-K α 、 そして 17.5 keV で Mo-K α の蛍光線が見えている。

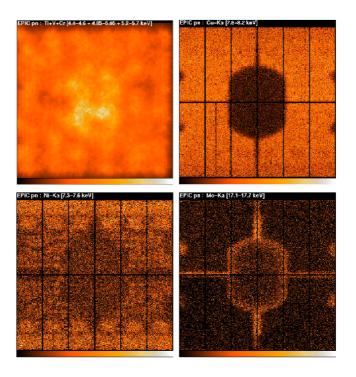


図 3.16: pn のバックグラウンドイメージ [12]。それぞれ $Ti+V+Cr-K\alpha$ 線でのスムージングイメージ (左上)、 $Cu-K\alpha$ 線 (7.8-8.2~keV)(右上)、 $Ni-K\alpha$ 線 (7.3-7.6~keV)(左下)、 $Mo-K\alpha$ 線での最大解像度イメージ (17.1-17.7~keV)(右下)。

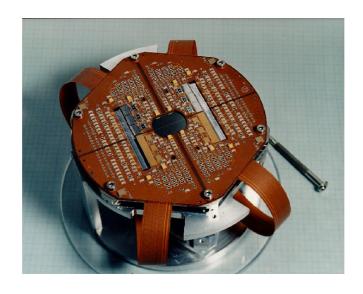


図 3.17: pn CCD の外観 (裏面)[15]

また、他にも

• ホットピクセル

CCD の中で周囲のピクセルに比べて無信号時の出力 (ダークレベル) が異常に高いピクセルが存在し、X 線イベントを生じているように見える。こうした欠陥ピクセルはホットピクセルと呼ばれる。ホットピクセルは通常の X 線イベントの起こったピクセルよりも異常に高いカウントを示す。

● 暗電流ノイズ

CCD 上の予測不能な熱雑音によって発生する暗電流から生じるノイズは暗電流ノイズと呼ばれる。この程度は露光時間と温度に依存する。

• 電荷残像

あるピクセルの電荷の一部が電荷転送部に移送されないで残ってしまい、次に読み出される ピクセルに見かけ上加算されてしまう現象。

• パイルアップ

すでにイベントが存在しているピクセルに対して、露光時間内に別にイベントが発生すること。そのためイベントが X 線によるものであった場合でも、エネルギーを正確に求めることができなくなってしまう。

などがあるが、これらのバックグラウンドについては $\S 3.4$ で述べる XMM-Newton のデータ解析 ツール SAS を使ってデータ処理することによって除くことができる。

3.4 解析ツール

今回、XMM-Newton のデータ解析には以下のツールを使用した。

• SAS

SAS(Science Analysis System) は ESA が提供する、XMM-Newton のデータを整理し、解析できるようにするためのタスクの集合体である。

• HEAsoft

実際に解析するためのツールである。本研究ではスペクトル解析に Xspec(version 12)、イメージ解析に Ximage などを用いた。またファイル閲覧ツール Fv も使用した。

• ds9

FITS イメージや binary table などを可視化するためのソフトウェア。

• grace

データをグラフ化するためのグラフィックソフト。

第4章 観測と解析結果

4.1 観測天体 DEM L299

本研究では大マゼラン雲内にある DEM L299 を解析した。大マゼラン雲について $\S4.1.1$ に、 DEM L299 について $\S4.1.2$ に、使用した観測データについて $\S4.1.3$ にまとめる。

4.1.1 大マゼラン雲

大マゼラン雲 (LMC:Large Magellanic Cloud) は局所銀河群に属する銀河の 1 つで、銀河系の伴銀河の 1 つである。肉眼でも確認できる明るい銀河で、その存在は有史以前から知られている。中心座標は $RA=5^h25^m06^s$, $DEC=-69^\circ47'00''$ 、距離は 49.97 ± 0.19 (統計誤差) ±1.11 (系統誤差) pc とわかっている [16]。また、円盤の厚みは約 1.5 kpc であり、傾き角は 27 ± 2 度と求められている [17]。したがって、我々から見るとちょうど円盤部を上から見ているような角度で存在していることになる。このような LMC と我々の位置関係は、視線方向上での天体の重なりが少ないことを意味する。距離も近いため、銀河内の天体を個々に分解することが可能で、これらを銀河系内の同種の天体と比較研究するのに適している [18]。



図 4.1: 銀河系と LMC の位置関係 [10]。

4.1.2 DEM L299

DEM L299(別名 J0543.1-6858) は LMC 内に存在する SNR である。座標は RA = $5^h43^m08^s$, DEC = $-68^\circ58'18''$ 、半径は 159 \arctan arcsec と観測されている [19]。この天体は \arctan Henize (1956) の \arctan 線の観測によって初めて観測され、LHA 120-N 165 の名前で初めて報告された [20]。その後 Davies et al. (1976) がシュミットカメラで \arctan \arctan \arctan [N II] 線を観測し、このときシェルが確認され、SNR と分類された [21]。そのとき撮影されたイメージと、2001 年に ESO/MPG 2.2 \arctan 望遠鏡で撮影されたイメージを図 4.2 と図 4.3 に載せておく。しかしながら暗い天体であり、またすぐ近くにある明るいタランチュラ星雲の影響もあって詳細な観測が長い間困難であった。

本研究の先行研究である Someya et al.(2012) では LMC 内でシンクロトロン放射を出す SNR の探査をおこなったところ、この天体から硬 X 線放射を検出した [2]。イメージを図 4.4 に示す。

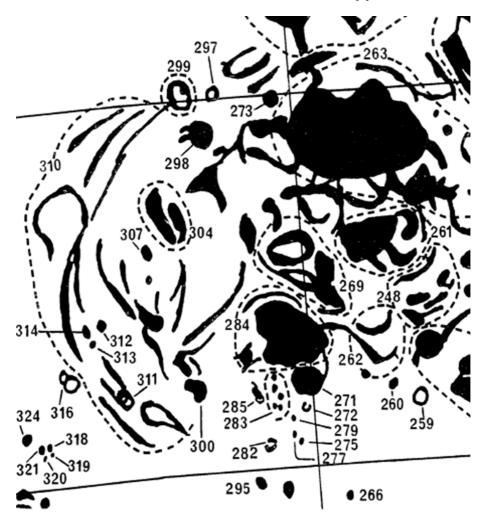


図 4.2: Davies et al.(1976) によって観測された DEM L299(イメージ上部)[21]。



図 4.3: ESO/MPG 2.2 m 望遠鏡で観測された DEM L299

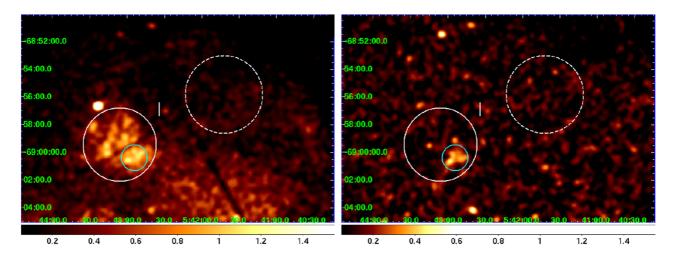


図 4.4: Someya et al.(2012) によって観測された DEM L299[2]。0.5-2.0 keV(左) と 2.0-10.0 keV(右) のイメージを比較すると、高エネルギー側では SNR 南西部に放射が広がっているように見える。

4.1.3 観測データ

今回の解析で使用した観測データの詳細を表 4.1 に示す。また、MOS1、MOS2、pn それぞれの観測モードは Full frame、それぞれにかけられたフィルターは Medium である。

表 4.1: 使用した観測データ

観測 ID	RA	Dec	観測開始時刻 (UT)	観測終了時刻 (UT)	観測時間 (ks)
0094410101	$5^h 42^m 35.99^s$	$-69^{\circ}05'00.02''$	2001-10-19 17:03:40	2001-10-19 20:30:28	12.4

はじめに ${
m MOS1}$ 、 ${
m MOS2}$ 、 ${
m pn}$ それぞれのライトカーブを ${
m SAS}$ を使って作成し、 $\S 3.3.3$ で述べた 陽子フレアが起こっていないか確認した。結果、ライトカーブは図 4.5 のように全観測時間にかけて安定しており、陽子フレアの映り込みはなかった。よって、以後の解析では観測時間内全てのデータを使用する。

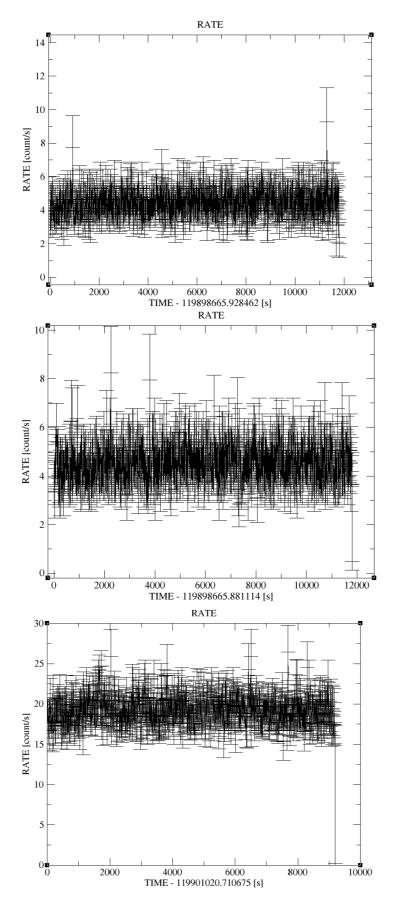


図 4.5: MOS1(上)、MOS2(中央) および pn(T) の全観測時間のライトカーブ。大きな変動がなく、陽子フレアの映り込みがないことがわかる。

4.2 イメージ解析

SAS を使って処理した MOS1、MOS2、pn それぞれの 0.5-2.0 keV、2.0-7.0 keV のイメージを図 4.6、図 4.7 に示す。ここでは 1 ピクセルが 5" × 5" になるよう bin まとめをし、 3σ でスムージングしている。今回の観測は観測時間が 12.4 ks と短く、また DEM L299 自体も放射の弱い天体であるので、統計を良くするためイメージの足し合わせをおこなった。具体的には、ximage を使って 0.5-2.0 keV、2.0-7.0 keV それぞれについて MOS1、MOS2、pn のイメージを足し合わせた。そのイメージに RA = $5^h43^m08^s$,DEC = $-68^\circ58'18''$ 、半径 159 arcsec で領域を作成したところ、SNR の広がりと若干ずれていた。可視光と X 線で広がりがずれて観測される例は実際にあり、今回もその可能性がある。この議論も非常に興味深いが、本研究の目的ではないので今回は議論しない。半径は同じ 159 arcsec を使い、中心座標については $RA = 5^h43^m02^s$,DEC = $-68^\circ59'18''$ として X 線による放射が領域内に収まるようにした。可視光と X 線での広がりのずれを図 4.8 に、足し合わせたイメージに X 線放射領域を載せたものを図 4.9 に示す。

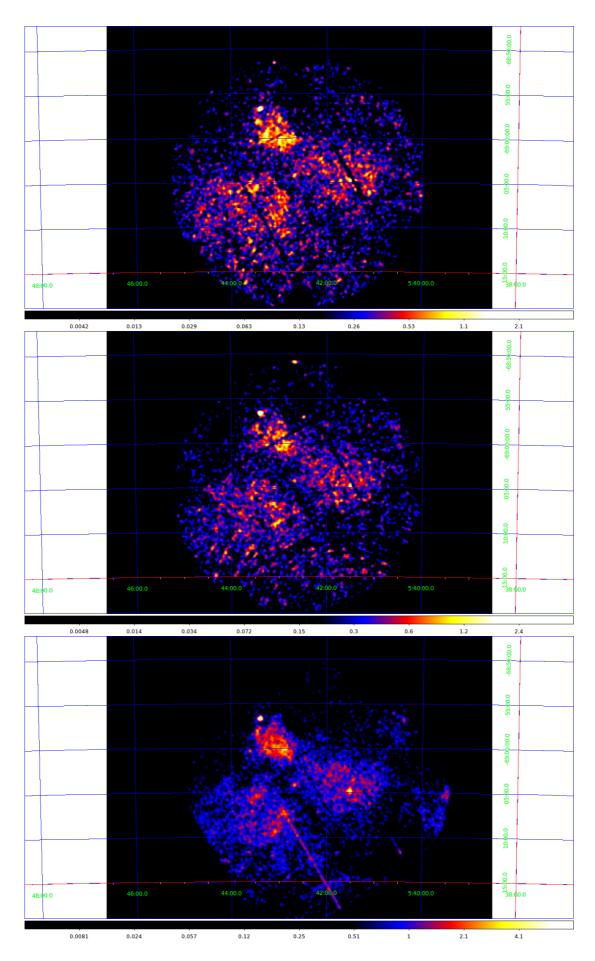


図 4.6: MOS1(上)、MOS2(中央) および pn(T) のイメージ $(0.5\text{-}2.0~{\rm keV})$

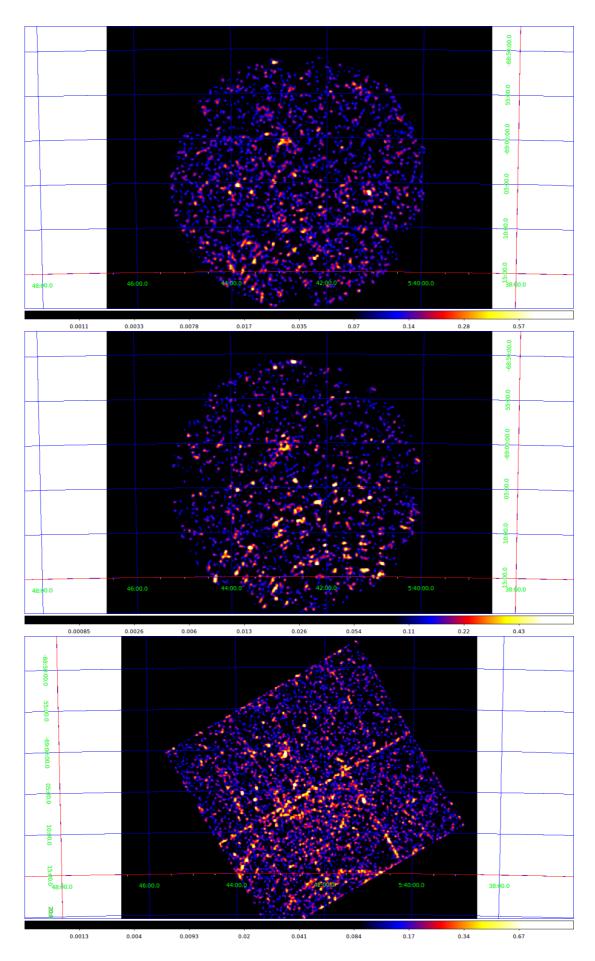


図 4.7: MOS1(上)、MOS2(中央および pn(下) のイメージ (2.0-7.0 keV)

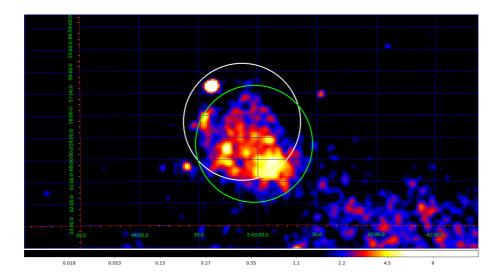


図 4.8: 可視光 (白) と X 線 (緑) での広がりのずれ。

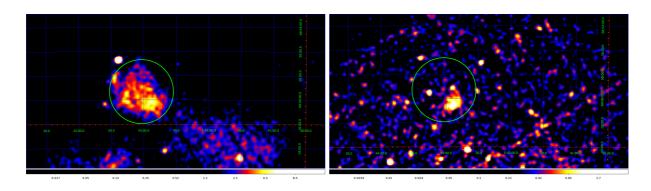


図 4.9: MOS1、MOS2 および pn を足し合わせたイメージ。 0.5-2.0 keV(左) と 2.0-7.0 keV(右)。

0.5-2.0 keV のイメージに注目すると、Someya et al.(2012) の報告どおり硬 X 線成分の広がりが南西部にあることがわかる。またそれ以外にも SNR 領域内に点源のようなものが 2 つ確認できる。硬 X 線の広がりおよび 2 つの点源が有意なものなのか、あるいは SNR のゆらぎによって偶然このように見えてしまっているのか、その検証が必要である。なぜならば硬 X 線成分の広がりがゆらぎの範囲内ならば硬 X 線放射があったとは言えなくなり、逆に点源がゆらぎの範囲ではなく有意なものの場合コンタミネーションとして除外する必要があるからである。

ここで図 4.10 のように、点源 2 つを便宜上 target1、target2 と名付ける。観測されるカウント のばらつきが正規分布に従うと仮定したとき、target1、target2、硬 X 線領域が SNR 全体のゆら ぎに対してどの程度の有意度で検出されているのかをイメージのカウントより検証した。その結果、ゆらぎに対して target1 は 28.9σ 、target2 は 25.1σ 、硬 X 線領域は 28.0σ で有意であることがわかった。詳細を表 4.2 に示す。よって target1、target2 はコンタミネーションと判断し、これ より先の議論ではその領域は除外する。そして硬 X 線領域は有意なものであることがわかったので、引き続き解析をおこなう。

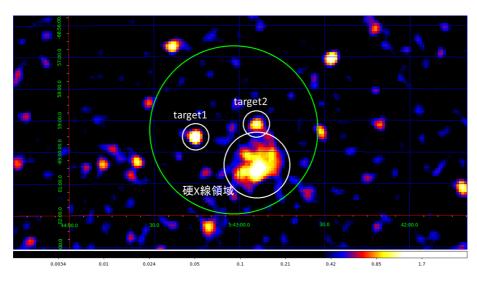


図 4.10: 2.0-7.0 keV イメージ内に見える点源と硬 X 線領域。点源はそれぞれ target1、target2 とした。

代 4.2. 自忌及07K血油未				
	カウント	面積	単位面積あたりのカウント	有意度
		$(arcsec^2)$	$(\times 10^{-2} \text{ arcsec}^{-2})$	
SNR 全体	1047 ± 32.26	25281π	1.32 ± 0.05	_
target1	49	625π	2.50	28.9σ
target2	46	625π	2.34	25.1σ
硬 X 線領域	297	3844π	2.46	28.0σ

表 4.2: 有意度の検証結果

次に DEM L299 全体と硬 X 線領域それぞれのサイズを求めておく。これは

$$\delta = 2r \arcsin\left(\frac{d}{2r}\right) \tag{4.1}$$

より導出することができる。ここで δ は視直径、dは天体の直径、rは天体までの距離である。

DEM L299 全体と硬 X 線領域それぞれの視直径は 318 arcsec と 124 arcsec、DEM L299 までの距離は LMC までの距離 49.97 ± 0.19 (統計誤差) ±1.11 (系統誤差) pc と仮定し計算した。その結果、DEM L299 全体と硬 X 線領域それぞれの半径は 38.5 ± 0.9 pc、 15.0 ± 0.4 pc と見積もられた。

SNR のサイズと年齢の相関グラフを図 4.11 に示す。この相関より、DEM L299 のような巨大な SNR は年齢が 10^4 年以上であると考えられる。

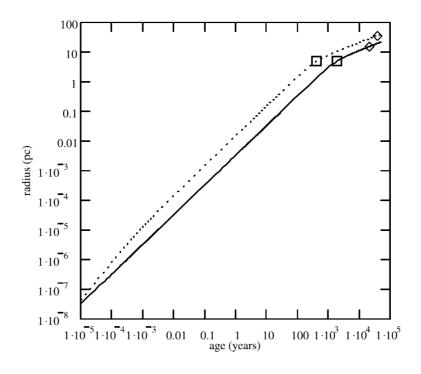


図 4.11: SNR の年齢とサイズの相関グラフ [22]。 $38.5\pm0.9~{
m pc}$ の DEM L299 は年齢が 10^4 年以上であると読み取れる。

4.3 タイミング解析

硬X線領域にパルサーのような周期的変動を起こす成分が含まれているか確認するため、タイミング解析をおこなった。

一般的に知られるパルサーは数ミリ秒から数秒の周期をもっており、5 秒以上の周期をもつものは稀である [23]。今回の観測では MOS1、MOS2 と pn はどちらも Full frame モードでの観測のため、時間分解能はそれぞれ 2.6 s、73.4 ms である (表 3.3)。したがって MOS1、MOS2 の時

間分解能では 5.2 s 以上の周期的変動しか捉えられないため、pn のデータのみを使うことにした。 初めに硬 X 線領域のみのライトカーブを全エネルギー帯 (0.5-7.0 keV) と硬 X 線帯 (2.0-7.0 keV) について作成し、次にそのライトカーブよりパワースペクトルを作成した。パワースペクトルと はある周波数の波がどれだけ全体の出力に寄与しているかを表す関数で、ライトカーブをフーリエ変換することで得られる。本研究では SAS を使ってライトカーブを作成後、HEAsoft を使ってパワースペクトルを作成した。パワースペクトルは 1bin あたり 73.4 ms のデータを 512 bin ずつ 取り出したものを 245 フレームで平均化して求めているので、0.147-18.8 s の範囲の周期的変動の 有無が確認できる。結果を図 4.12 に示す。

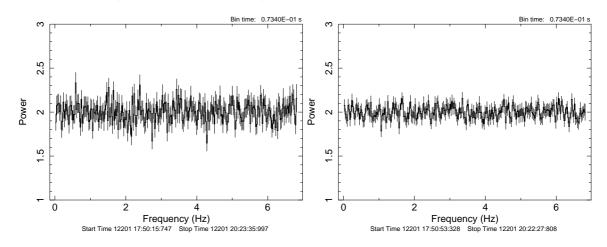


図 4.12: 硬 X 線領域のパワースペクトル。0.5-7.0 keV(左) と 2.0-7.0 keV(右)

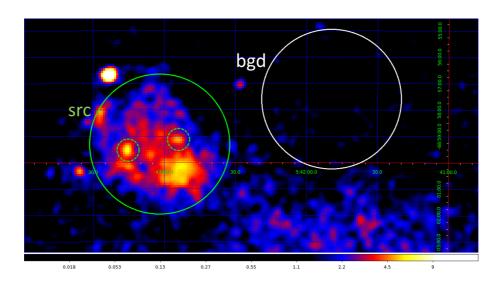
4.4 スペクトル解析

4.4.1 SNR の解析

本研究ではエネルギースペクトルの作成にあたり、ソーススペクトルやバックグラウンドスペクトル、応答関数 (RMF:Redistribution Matrix File & ARF:Ancillary Response File) などのすべての作成に SAS を使用している。

はじめに SNR 全体のスペクトルを作成した。スペクトル作成に使用したソース領域とバックグラウンド領域を図 4.13 に示す。

作成したスペクトルを図 4.14 に示す。 $MOS1(\mathbb{R})$ 、MOS2(赤)、pn(縁) の結果を重ねてプロットしている。高エネルギー側は統計が悪かったため、多めに bin まとめをしている。



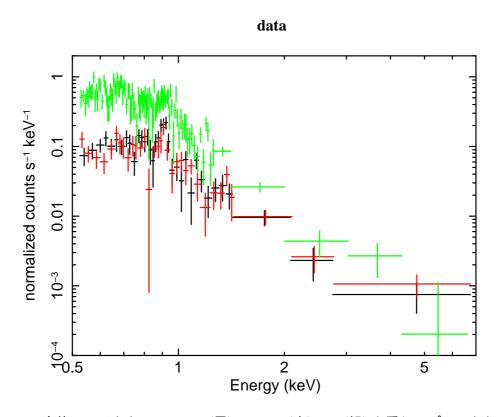


図 4.14: SNR 全体のスペクトル。 $MOS1(\mathbb{R})$ 、MOS2(赤)、pn(縁) を重ねてプロットしている。

スペクトルを見ると、低エネルギー側に熱的プラズマからの放射のようなものが確認できる。 そこでまずは phabs×vphabs×vapec モデルでフィッティングすることにした。以下に各モデルの 詳細を記す。

phabs モデル

天体からの X 線は、銀河系内の星間ガスによってある確率で光電吸収を受ける。この光電吸収を再現するモデルが phabs モデルである。光電吸収は特に 1 keV 以下の低エネルギー側に大きく影響する。元素の組成比は Anders & Grevesse (1989)[24] のデータをもとにしており、モデルのフリーパラメータは水素柱密度 N_H である。 N_H は同じ LMC 内の SNR を解析したときに使われた 6.2×10^{20} cm $^{-2}$ [25] を使用し、今後もこの値で固定する。

vphabs モデル

銀河系内の天体を観測するときには上記の phabs モデルで光電吸収を再現できるが、今回は銀河系外である LMC 内の天体を観測するため、LMC における光電吸収も考慮しなければならない。 概略図を図 4.15 に示す。 LMC 内の元素の組成比は銀河系内とは異なるため、組成比を自由に変えられる vphabs モデルを使用する。組成パラメータは、He=0.89、C=0.30、N=0.12、O=0.26、Ne=0.33、Mg=0.78、Si=1.82、S=0.31、Ca=0.34、Fe=0.36、Ni=0.62 で固定する [26][27]。これ以外の元素については、これまで挙げた元素に比べ存在比が数桁小さく光電吸収にほとんど影響しないため、パラメータを 1 で固定した。

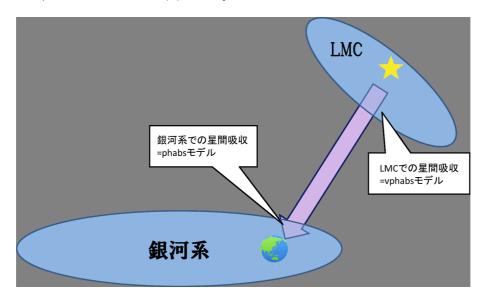


図 4.15: 銀河系と LMC での光電吸収の概略図

vapec モデル

電子密度と時間の積 $n_{\rm e}t$ は電離パラメータと呼ばれるが、 $n_{\rm e}t \geq 10^{12}~({\rm cm}^{-3}~{\rm s})$ で SNR は電離平衡に達することがわかっている [28]。電子密度を SNR に典型的な数 ${\rm cm}^{-3}$ と仮定すると、年齢が約 10^4 年以上で電離平衡に達することをこの式は意味し、DEM L299 はこの条件を満たす (§4.2 参照)。光学的に薄い電離平衡プラズマからの熱制動放射を再現するモデルとして apec モデルがあり、プラズマ温度 kT がフリーパラメータとなる。さらに phabs モデルと同様、元素の組成比を自由に変えられるモデルとして vapec モデルがある。DEM L299 は LMC 内の SNR のためその組成も LMC に準ずると仮定し、今回は vapec モデルを使用する。組成パラメータは vphabs モデルで使用した値で固定する。

上記のパラメータを表 4.3 にまとめる。

表 4.3: スペクトル解析で固定するパラメータ一覧 [25][26][27]

パニューカ	店
パラメータ	値
$N_{\rm H}^{\rm Galaxy}(\times 10^{20} {\rm cm}^{-2})$	6.2
He	0.89
\mathbf{C}	0.30
N	0.12
O	0.26
Ne	0.33
Na	1.00
${ m Mg}$	0.70
Al	1.00
Si	1.82
\mathbf{S}	0.31
Cl	1.00
Ar	1.00
Ca	0.34
Cr	1.00
Fe	0.36
Co	1.00
Ni	0.62

以上のモデルおよび値で SNR 全体のスペクトルにモデルフィッティングをおこなった。結果を 図 4.16 と表 4.4 に記す。

図 4.16: SNR 全体に $phabs \times vphabs \times vapec$ でモデルフィッティングをおこなったスペクトル (0.5-7.0 keV)。 MOS1(黒)、 MOS2(赤)、 pn(縁) を重ねてプロットしている。上パネルはプロットが観測データ、実線がモデルを表し、下パネルはモデルと観測データの残差を表している。高エネルギー側はモデルからのずれが大きい。

表 4.4: SNR 全体に phabs×vphabs×vapec でモデルフィッティングしたときのベストフィットパラメータ

パラメータ	値 (信頼水準 90%)
$N_{\rm H}^{\rm Galaxy}(\times 10^{20}~{ m cm}^{-2})$	6.2(固定)
$N_{ m H}^{ m LMC}(imes 10^{21}~{ m cm}^{-2})$	$9.37^{+0.56}_{-0.58}$
$\mathrm{He}{\sim}\mathrm{Ni}$	固定 (表 4.3 参照)
$kT({ m keV})$	$0.147^{+0.006}_{-0.005}$
$Flux^{vapec} (erg cm^{-2} s^{-1})^{*1}$	$1.57^{+0.37}_{-0.32} \times 10^{-11}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	277.62/167 (= 1.66)
Null hypothesis probability	1.63×10^{-7}

 $^{^1}$ エネルギー範囲は 0.5- $10.0~{
m keV}$

フィッティング後のスペクトルを見ると、低エネルギー側ではモデルによく合う結果となった。また温度 $kT=0.147^{+0.006}_{-0.005}~{
m keV}$ が典型的な SNR の温度を説明できることから、熱制動放射は存在することがわかった。しかしながら χ^2 検定は $\chi^2/{
m d.o.f.}=1.66$ となりモデルがデータに合っていない。スペクトルを見ると高エネルギー側がモデルからのずれが大きく、何か別の成分が含まれているように見える。

そこでまずは 2.0-7.0 keV のイメージで見えていた硬 X 線領域を除外し、さらに熱制動放射の影響が大きい低エネルギー側 (1.5 keV 以下) にエネルギー範囲を絞ってモデルフィッティングする。次に得られたパラメータを固定した上で、高エネルギー側に別のモデルをフィットする方針をとる。改めてスペクトル作成に使用したソース領域とバックグラウンド領域を図 4.17 に示す。

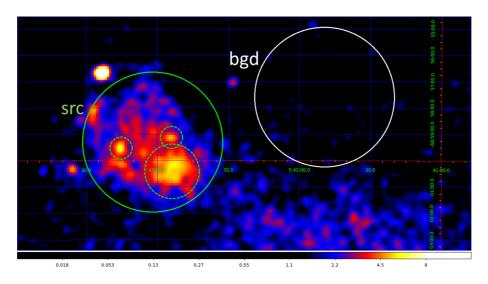


図 4.17: SNR 全体 (硬 X 線領域除外) をスペクトル解析する際のソース領域 (緑) とバックグラウンド領域 (白)。ソース領域から 2 つの点源と硬 X 線領域をくりぬいてある。

この領域について、モデルフィッティングし直した結果を図4.18と表4.5に記す。

表 4.5: SNR 全体 (硬 X 線領域除外) に phabs×vphabs×vapec でモデルフィッティングしたときの ベストフィットパラメータ

パラメータ	値 (信頼水準 90%)
$N_{\rm H}^{ m Galaxy}(imes 10^{20}~{ m cm}^{-2})$	6.2(固定)
$N_{ m H}^{ m LMC}(imes 10^{21}~{ m cm}^{-2})$	$8.97^{+0.69}_{-0.73}$
$\mathrm{He}{\sim}\mathrm{Ni}$	固定 (表 4.3 参照)
$kT({ m keV})$	$0.145^{+0.008}_{-0.005}$
$Flux^{vapec} (erg cm^{-2} s^{-1})^{*1}$	$1.09^{+0.34}_{-0.28} \times 10^{-11}$
$\chi^2/\mathrm{d.o.f.}$	149.42/126(=1.19)
Null hypothesis probability	7.58×10^{-2}

¹ エネルギー範囲は 0.5-10.0 keV

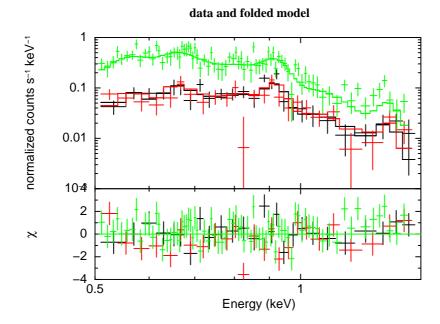


図 4.18: SNR 全体 (硬 X 線領域除外) に phabs×vphabs×vapec でモデルフィッティングをおこなったスペクトル (0.5- $1.5~{\rm keV})$ 。 MOS1(黒)、MOS2(赤)、pn(緑) を重ねてプロットしている。上パネルはプロットが観測データ、実線がモデルを表し、下パネルはモデルと観測データの残差を表している。

フィッティングの結果、 $\chi^2/\mathrm{d.o.f.}$ が 1.19 となり、モデルがデータによく合う結果となった。よってこのフィッティングで得られたパラメータ $N_{\mathrm{H}}^{\mathrm{LMC}}=8.97\times10^{21}~\mathrm{cm^{-2}}$ と $kT=0.145~\mathrm{keV}$ を今後のフィッティングでは固定化する。

4.4.2 硬 X 線成分の解析

次に硬X線領域についてスペクトル解析をおこなった。 $\S 4.4.1$ で述べたとおり、この領域には熱制動放射以外の成分が高エネルギー側に見えている。このような高エネルギー成分として、 $\S 2.2$ で挙げたシンクロトロン放射が考えられる。そこでべき関数を再現する power-law モデルを新たに追加し、硬X線領域のスペクトルにフィッティングをおこなう。スペクトル作成に使用したソース領域とバックグラウンド領域を図4.19 に示す。

この領域について、power-law モデルを新たに加えた $phabs \times vphabs \times (vapec+pow)$ でモデルフィッティングした結果を図 4.20 と表 4.6 に記す。

フィッティングの結果、 $\chi^2/\mathrm{d.o.f.}$ が 1.21 となり、モデルがデータによく合う結果となった。よって硬 X 線領域には power-law 成分が含まれていることがわかる。

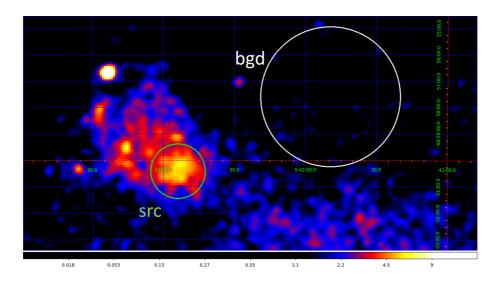


図 4.19: 硬 X 線領域をスペクトル解析する際のソース領域 (緑) とバックグラウンド領域 (白)

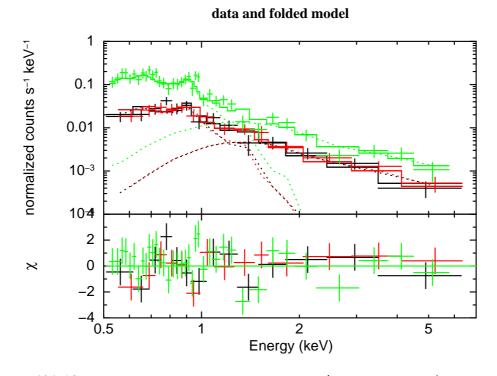


図 4.20: 硬 X 線領域に $phabs \times vphabs \times (vapec+pow)$ でモデルフィッティングをおこなったスペクトル。 $MOS1(\mathbb{R})$ 、MOS2(赤)、pn(縁) を重ねてプロットしている。上パネルはプロットが観測データ、実線が全モデル、点線はそれぞれ vapec モデルと power-law モデルを表し、下パネルは全モデルと観測データの残差を表している。フリーパラメータは power-law 成分のみで、他の成分は既に得られた値で固定している。

表 4.6: 硬 X 線領域に phabs×vphabs×(vapec+pow) でモデルフィッティングしたときのベストフィットパラメータ

パラメータ	値 (信頼水準 90%)
$N_{\rm H}^{ m Galaxy}(imes 10^{20}~{ m cm}^{-2})$	6.2(固定)
$N_{ m H}^{ m LMC}(imes 10^{21}~{ m cm}^{-2})$	8.97(固定)
${ m He}{\sim}{ m Ni}$	固定 (表 4.3 参照)
$kT({ m keV})$	0.145(固定)
PhoIndex	$1.82^{+0.32}_{-0.30}$
$Flux^{vapec} (erg cm^{-2} s^{-1})^{*1}$	$3.09 \pm 0.24 \times 10^{-12}$
$Flux^{pow}(erg cm^{-2} s^{-1})^{*1}$	$2.06 \pm 0.27 \times 10^{-13}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	75.19/62 (= 1.21)
Null hypothesis probability	1.21×10^{-1}

 $^{^1}$ エネルギー範囲は 0.5- $10.0~{
m keV}$

4.4.3 ルミノシティの算出

power-law 成分をもつ硬 X 線領域の候補として SNR のシェルや PWN が挙げられるが、シェルからのシンクロトロン X 線ルミノシティと SNR のサイズの関係は Nakamura et al. (2012)[29]、PWN のシンクロトロン X 線ルミノシティとパルサーの年齢の関係は Kargaltsev et al. (2013)[30][31] で調べられているので、その相関と比較するため Power-law 成分のルミノシティの見積もりをおこなった。なお、Power-law を体から Power-law がら Power-law の範囲で計算し、Power-law を体から Power-law を使い、Power-law を使い。Power-law を使い、Power-law を使い。Power-law を

表 4.7: SNR 全体、硬 X 線領域それぞれに phabs×vphabs×(vapec+pegpwrlw) でモデルフィッティングして求めた power-law 成分のフラックス、ルミノシティ

	パラメータ	値 (信頼水準 90%)
	$Flux(erg cm^{-2} s^{-1})$	$1.46^{+0.62}_{-0.51} \times 10^{-13}$
SNR 全体	$\chi^2/\mathrm{d.o.f.}$	188.86/167 (= 1.13)
(2.0-10.0 keV)	Null hypothesis probability	1.18×10^{-1}
	$luminosity(erg s^{-1})$	$4.36^{+1.86}_{-1.52} \times 10^{34}$
	$Flux(erg cm^{-2} s^{-1})$	$1.86^{+0.24}_{-0.23} \times 10^{-13}$
硬 X 線領域	$\chi^2/\mathrm{d.o.f.}$	75.19/62 (= 1.21)
(0.5-8.0 keV)	Null hypothesis probability	1.21×10^{-1}
	$luminosity(erg s^{-1})$	$5.57^{+0.69}_{-0.70} \times 10^{34}$

等方的な放射を仮定するとルミノシティとフラックスには以下の式の関係がある。

$$L = 4\pi r^2 f \text{ [erg s}^{-1}]$$
 (4.2)

ここで、L はルミノシティ、r は天体までの距離、f はフラックスを表す。DEM L299 までの距離を LMC までの距離 $49.97~\rm pc$ と仮定すると、ルミノシティは SNR 全体と硬 X 線領域でそれぞれ $4.36^{+1.86}_{-1.52}\times 10^{34}~\rm erg~s^{-1}$ 、 $5.57^{+0.69}_{-0.70}\times 10^{34}~\rm erg~s^{-1}$ と求まった。結果を合わせて表 4.7 に示す。

5.1 タイミング解析について

硬 X 線領域が PWN の場合、その中心にパルサーの存在が期待されるが、作成したパワースペクトル (図 4.12) からは周期的な成分を読み取ることができなかった。しかしながら確認できる周期は 0.147-18.8 s の範囲なので、0.147 s 以下の周期的成分の有無については議論することができない。また 0.147-18.8 s の範囲についても、今回の観測データは 12.4 ks という短い観測時間であるためパワースペクトルで判断できる十分な photon 数を得ていない可能性がある。よってタイミング解析からパルサーの有無を結論付けることはできなかった。

5.2 スペクトル解析について

硬 X 線領域への power-law モデルのフィッティングで得られた photon index $\Gamma=1.82^{+0.32}_{-0.30}$ について議論する。SNR のシェルや PWN からのシンクロトロン放射の photon index はさまざまな天体について過去の観測から調べられており、その値を表 5.1 にまとめた。この表からわかるとおり、シェルからのシンクロトロン放射は photon index がソフト (~ 2.5) で、PWN からのシンクロトロン放射は photon index がハード (~ 1.9) な傾向にある。これは電子の加速の限界に関係がある。シンクロトロン放射によるエネルギー損失等のため電子の最高エネルギーには上限があり、これによって高エネルギー側ではエネルギースペクトルに折れ曲がりが生じる。この折れ曲がりのエネルギーは電子の最高エネルギーと磁場から計算することができ、

$$E_{\text{cutoff}} \approx 2 \times \left(\frac{B}{10 \ \mu\text{G}}\right) \left(\frac{E_{\text{max}}}{100 \ \text{TeV}}\right)^2 \quad [\text{keV}]$$
 (5.1)

と表せる [32]。ここで、 E_{cutoff} は折れ曲がりのエネルギー、B は磁束密度、 E_{max} は電子の最高エネルギーを意味している。この折れ曲がりの前後どちらを見ているかという違いが、このようなphoton index の違いを生んでいる。いっぱんに、シェルからのシンクロトロン放射は数 keV 以下で折れ曲がり、PWN からのシンクロトロン放射は数十 keV 以上で折れ曲がる。概略図を図 5.1 に示す。

本研究で得られた photon index $\Gamma=1.82^{+0.32}_{-0.30}$ を当てはめると、誤差の範囲も含めて PWN の値に非常によく一致することがわかる。よって photon index からは、硬 X 線成分は PWN 起源のシンクロトロン放射の可能性が高いと結論付けた。

表 5.1: SNR のシェル、PWN からのシンクロトロン放射の photon index 一覧

	天体名	photon index	reference
	Cas A	$2.1_{-0.5}^{+0.6}$	Bamba et al.(2005)[33]
	Kepler	2.4 ± 0.2	
	Tycho	$2.7^{+0.2}_{-0.1}$	
	RCW 86	$2.4^{+0.3}_{-0.2}$	
	RX J1713.7-3946	2.39 ± 0.01	Takahashi et al.(2008)[34]
	RX J1713.7-3946(1)	2.39 ± 0.01	Tanaka et al.(2008)[35]
	(2)	2.38 ± 0.02	
	(3)	2.62 ± 0.04	
シェル	(4)	2.72 ± 0.07	
	(5)	2.39 ± 0.04	
	(6)	2.43 ± 0.06	
	(7)	2.38 ± 0.05	
	(8)	2.55 ± 0.04	
	(9)	$2.49^{+0.04}_{-0.03}$	
	(10)	2.23 ± 0.05	
	SN1006	2.9 ± 0.1	Yamaguchi et al.(2008)[36]
	G330.2+1.0	2.7 ± 0.4	Yamaguchi (2003)[37]
	Crab	2.10 ± 0.03	Mori et al.(2004)[38]
		1.8(model prediction)	Gelfand et al. $(2009)[39]$
	Vela	1.64 ± 0.08	Mori et al.(2004)[40]
	G54.1+0.3(Pulsar)	1.44 ± 0.04	Temim et al.(2010)[41]
	(Ring)	1.86 ± 0.05	
PWN	(West arc)	1.89 ± 0.05	
	(West jet)	1.79 ± 0.06	
	(East knot 1)	1.90 ± 0.12	
	(East knot 2)	1.97 ± 0.13	
	(Inner nebula)	2.05 ± 0.04	
	(Outer nebula)	2.20 ± 0.04	
	G320.4-1.2	2.05 ± 0.04	Gaensler et al.(2001)[42]

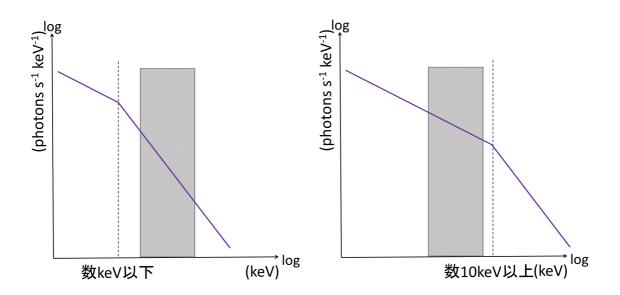


図 5.1: SNR のシェル (左) と PWN(右) でのシンクロトロン放射のエネルギースペクトルの折れ 曲がりの違い。シェルからのシンクロトロン放射は数 \ker 以下で折れ曲がり、PWN からのシンクロトロン放射は数十 \ker 以上で折れ曲がるため、数 \ker 帯域 (斜線部分) を観測すると photon index に違いが生じる。

第 5 章 議論 53

5.3 ルミノシティについて

はじめに SNR のシェルを仮定したときのルミノシティについて議論する。シェルからのシンクロトロン X 線ルミノシティ $(2.0\text{-}10.0~{\rm keV})$ と SNR のサイズの相関は Nakamura et al.(2012)[29] で議論されているので図を引用し、本研究の結果 $(ルミノシティ:4.36^{+1.86}_{-1.52}\times10^{34}~{\rm erg~s^{-1}}$ 、半径: $38.5\pm0.9~{\rm pc})$ も合わせてプロットした。結果を図 5.2 に示す。

図中の色つきのラインは SNR のサイズによるシンクロトロン X 線放射の変化のモデルを表している。衝撃波上流の数密度が $5.0~{
m cm}^{-3}$ と仮定したときは青色、 $1.0~{
m cm}^{-3}$ と仮定したときは赤色、 $0.1~{
m cm}^{-3}$ と仮定したときは緑色のモデルである。これらのモデルより、SNR のサイズが大きくなるにつれてルミノシティが暗くなっていくことがわかるが、DEM L299 のプロットを見ると衝撃波上流の数密度を $0.1~{
m cm}^{-3}$ と仮定した場合でもモデルより $2~{
m fm}$ おい結果になった。これを説明するには衝撃波上流の数密度をさらに低く見積もる必要があるが、それは非現実的である。

よってルミノシティとサイズの関係からは、硬X線成分はSNR起源のシンクロトロン放射ではないと結論付けた。

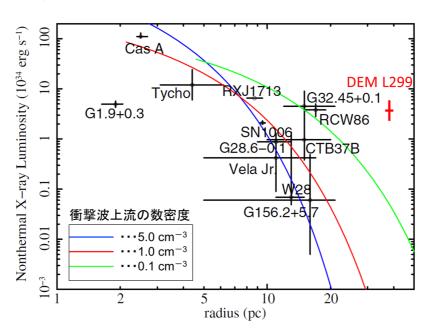


図 5.2: シンクロトロン X 線ルミノシティ $(2.0\text{-}10.0~{
m keV})$ と SNR のサイズの相関グラフ。DEM L299 の結果をプロットしてみると、衝撃波上流の数密度を $0.1~{
m cm}^{-3}$ と仮定したモデルより $2~{
m fm}$ 明るいことがわかる。

次に PWN を仮定したときのルミノシティについて議論する。PWN からのシンクロトロン X 線ルミノシティ $(0.5-8.0~{\rm keV})$ とスピンダウンエネルギー、スピンダウンエネルギーとパルサーの年齢についてのそれぞれの相関は Kargaltsev et al.(2013)[30][31] で議論されているので図を引用し、本研究の結果 (ルミノシティ: $5.57^{+0.69}_{-0.70} \times 10^{34}~{\rm erg~s}^{-1})$ より年齢を推定した。見積もられたスピンダウンエネルギーよりパルサーの年齢を見積もると、約 10^{3-5} 年という結果になった。結

第 5 章 議論 54

果を図 5.3 に示す。パルサーの年齢は自身が含まれる ${
m SNR}$ の年齢とほぼ等しいはずであるが、電離平衡に達していると推定される ${
m SNR}$ の年齢が約 10^4 年以上であることを考慮すると、パルサーの年齢は約 10^{4-5} 年と推定される。そしてこのとき、硬 ${
m X}$ 線領域が ${
m PWN}$ であることに矛盾は生じないので、硬 ${
m X}$ 線成分は ${
m PWN}$ 起源のシンクロトロン放射であることが示唆された。

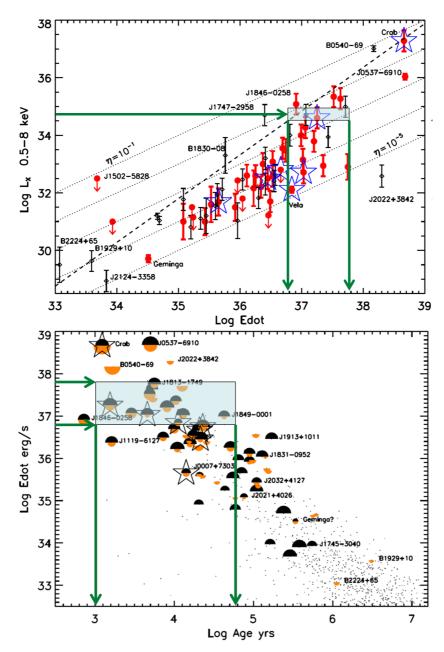


図 5.3: シンクロトロン X 線ルミノシティ (0.5- $8.0~{\rm keV})$ とスピンダウンエネルギーの相関グラフ (上) およびスピンダウンエネルギーとパルサーの年齢についてのそれぞれの相関グラフ (下)[31]。本研究の結果 (ルミノシティ: $5.57^{+0.69}_{-0.70}\times 10^{34}~{\rm erg~s^{-1}})$ よりスピンダウンエネルギーが見積もられ、そこからパルサーの年齢が約 10^{3-5} 年と見積もられる。

さらに PWN のサイズとパルサーの年齢の相関は Bamba et al.(2010)[43] で議論されているので図を引用し、本研究の結果 (硬 X 線領域のサイズ: 15.0 ± 0.4 pc、パルサーの年齢:約 10^{4-5} 年) も合わせてプロットした。結果を図 5.4 に示す。その結果、PWN のサイズとパルサーの年齢の相関によく一致することがわかった。

よってこの比較からも、PWN を起源とするシンクロトロン放射を支持する結果となった。

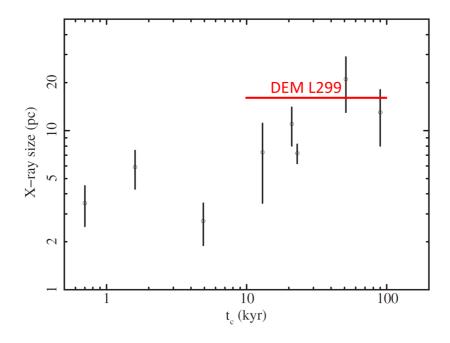


図 5.4: PWN のサイズとパルサーの年齢の相関グラフ。DEM L299 の結果 (硬 X 線領域のサイズ: $15.0\pm0.4~{
m pc}$ 、パルサーの年齢:約 10^{4-5} 年) をプロットしてみると、この相関によく一致する。

第6章 結論

第5章で出たそれぞれの結論を表6.1にまとめる。

表 6.1: 結論の一覧。表記については、 は支持する、? は特徴は見られないが否定はしない、 x は否定するを意味する。

	シェル	PWN
タイミング解析		?
power-law \mathcal{O} photon index	×	
ルミノシティ vs サイズ	×	
ルミノシティ vs 年齢		
サイズ vs 年齢		

タイミング解析では X 線の周期的変動を確認することはできなかったが、pn の時間分解能の限界より数ミリ秒から数十ミリ秒の周期的変動は議論できず、パルサーの有無を結論付けられなかった。エネルギースペクトルへの power-law モデルのフィッティングで得られた photon index を過去に観測されたさまざまな SNR のシェルや PWN の photon index と比較した結果では、PWN を支持するものとなった。シェル起源を仮定して得られたルミノシティは SNR のサイズの割に明るすぎる結果となり、これを説明するには衝撃波上流の数密度をさらに低く見積もる必要があるが、それは非現実的であった。 いっぽう PWN 起源を仮定して得られたルミノシティから見積もられたパルサーの年齢は電離平衡状態の SNR の年齢と矛盾することなく、その年齢と硬 X 線領域のサイズの関係も、過去に観測された PWN のサイズとパルサーの年齢の相関に一致した。

よって本研究では、DEM L299 で発見された硬 X 線成分は PWN 起源であると結論付けた。

謝辞

本研究を進めるにあたりお世話になった多くの方々に心から感謝申し上げます。これもひとえ に皆様のご指導・ご支援のおかげです。田代先生には学部も含め3年間指導教官としてたいへん お世話になりました。研究についてはもちろん、授業や輪講、また進路相談など生活面すべてが 支えられてきました。寺田先生には本研究やSpaceWire で大変お世話になり、こんなにもものわ かりの悪い自分に最後までご指導いただいて(特に本論文のギリギリの概要提出)、申し訳なさと 感謝の気持ちでいっぱいです。また青山学院大学の所属であるのに丁寧に指導してくださった馬 場先生にもご迷惑をかけっぱなしでした。解析はわからないことだらけで最初苦しみましたが刺 激のある学生生活になりました。これは解析の面白さを教えてくれた先生方のおかげです。そし て研究室の皆様との生活は研究以外にも、軽井沢合宿やBBQ、毎月恒例の誕生日会でケーキを食 べるイベントなど楽しかった思い出しかありません。メンバーも非常に個性的でした。見習うべ き存在であった下田さんは常に冷静沈着でした。だけど酔っぱらうと質問がいろいろと鬼畜でた いへんでした。小山さんは解析方法の模索や解析ツールの使用方法についてご指導いただきたい へん感謝しています。質問に行っても嫌な顔一つせず教えていただき、まさに理想の先輩でした。 安田さんは隣の席であったため(席が汚くてすいません)いつも気軽に質問してしまい、そのたび に作業(たまにアニメ?)を止めてしまい申し訳なかったです。最近は明け方に安田さんはソファー で、自分は床で寝るパターンが増えましたね。THE 研究者って感じでした。SNR の解析をする にあたり、研究室内での SNR 解析の先駆者として武田さんには初歩的なことから丁寧に教えても らいました。この修論の添削も提出のギリギリまでチェックしてもらい、おかげさまで文章が一 段と良くなりました。そして同期の石田君、上野さん、山口君。学部まで含めたら6年間を一緒 に過ごしたことになり、小学校の期間と同じと思うとかなり長い付き合いでしたね。研究以外に も飲み会の計画や合宿の企画などお疲れ様でした。夏休みに突然決めて行った伊豆旅行では、飲 んで花火して温泉入って船に乗って水族館に行って etc...と青春を謳歌できました。4月からはみ んな就職、それぞればらばらの道を進むことになりますがお互いに頑張りましょう。井上君はな んでも器用にこなすイメージでした。特にコンピュータ系への強さは見習いたいものです。席が 隣の永吉君 (席が汚くて申し訳ない...) は同じ XMM-Newton の解析メンバーとして、よくわから ないツールの使い方を一緒に模索したりしましたね。お茶係も頑張ってください。4年生の皆さ んとはあまり話せませんでしたが、今後も研究室のイベントには顔を出すのでそのときには是非! 最後に、ここまで育て大学院まで進ませてくれた家族に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, Nature, 378, 255
- [2] 染谷謙太郎, 2012, 博士論文, 東京工業大学
- [3] 井上一・小山勝二・高橋忠幸・水本好彦, シリーズ現代の天文学 第 17 巻 宇宙の観測 III 高エネルギー天文学, 日本評論社, 2008
- [4] Gaisser, T. K. 1990, Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1990, 292 p.,
- [5] Garcia-Munoz, M., Mason, G. M., & Simpson, J. A. 1977, Astrophysical Journal, 217, 859
- [6] 小山勝二・嶺重慎, シリーズ現代の天文学 第8巻 ブラックホールと高エネルギー現象, 日本評論社, 2007
- [7] Longair, S., High Energy Astrophysics 第2巻, Cambridge University Press, 1994.
- [8] Bock, D. C.-J., Turtle, A. J., & Green, A. J. 1998, The Astronomical Journal, 116, 1886
- [9] Shelton, R. L., Kuntz, K. D., & Petre, R. 2004, The Astrophysical Journal, 611, 906
- [10] http://chandra.harvard.edu/
- [11] Aharonian, F. A. 2004, Very high energy cosmic gamma radiation: a crucial window on the extreme Universe, by F.A. Aharonian. River Edge, NJ: World Scientific Publishing, 2004,
- [12] XMM-Newton Users Handbook Issue 2.11, 2013
- [13] 東海林雅幸, 2004, 修士論文, 大阪大学
- [14] http://xmm.esac.esa.int/
- [15] http://www.mpe.mpg.de/
- [16] Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gieren, W., et al. 2013, Nature, 495, 76
- [17] 祖父江義明・有本信雄・家正則, シリーズ現代の天文学 第5巻 銀河 II 銀河系, 日本評論 社, 2007.
- [18] 岡村定矩ら、シリーズ現代の天文学 別巻 天文学辞典、日本評論社、2012
- [19] Badenes, C., Maoz, D., & Draine, B. T. 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 407, 1301

第6章 結論 59

- [20] Henize, K. G. 1956, Astrophysical Journal Supplement, 2, 315
- [21] Davies, R. D., Elliott, K. H., & Meaburn, J. 1976, Royal Astronomical Society, Memoirs, 81, 89
- [22] Allen, M. P., & Horvath, J. E. 2004, The Astrophysical Journal, 616, 346
- [23] Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005, The Astronomical Journal, 129, 1993
- [24] Anders, E., & Grevesse, N. 1989, Geochimica et Cosmochimica Acta, 53, 197
- [25] Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, Annual review of astronomy and astrophysics, 28, 215
- [26] Someya, K., Bamba, A., & Ishida, M. 2013, arXiv:1310.4244 (Publications of the Astronomical Society of Japan, in press)
- [27] Russell, S. C., & Dopita, M. A. 1992, Astrophysical Journal, 384, 508
- [28] Masai, K. 1984, Astrophysics and Space Science, 98, 367
- [29] Nakamura, R., Bamba, A., Dotani, T., et al. 2012, The Astrophysical Journal, 746, 134
- [30] Kargaltsev, O., Pavlov, G. G., & Durant, M. 2012, Electromagnetic Radiation from Pulsars and Magnetars, 466, 167
- [31] Kargaltsev, O., Rangelov, B., & Pavlov, G. G. 2013, arXiv:1305.2552
- [32] Reynolds, S. P., & Keohane, J. W. 1999, The Astrophysical Journal, 525, 368
- [33] Bamba, A., Yamazaki, R., Yoshida, T., Terasawa, T., & Koyama, K. 2005, The Astrophysical Journal, 621, 793
- [34] Takahashi, T., Tanaka, T., Uchiyama, Y., et al. 2008, Publications of the Astronomical Society of Japan, 60, 131
- [35] Tanaka, T., Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., et al. 2008, The Astrophysical Journal, 685, 988
- [36] Yamaguchi, H., Koyama, K., Katsuda, S., et al. 2008, Publications of the Astronomical Society of Japan, 60, 141
- [37] 山口康広, 2003, 修士論文, 山形大学
- [38] Mori, K., Burrows, D. N., Hester, J. J., et al. 2004, The Astrophysical Journal, 609, 186
- [39] Gelfand, J. D., Slane, P. O., & Zhang, W. 2009, The Astrophysical Journal, 703, 2051
- [40] Mori, K., Hailey, C. J., Paerels, F., & Zane, S. 2004, Advances in Space Research, 33, 503

第6章 結論 60

[41] Temim, T., Slane, P., Reynolds, S. P., Raymond, J. C., & Borkowski, K. J. 2010, The Astrophysical Journal, 710, 309

- [42] B. M. Gaensler and J. Arons and M. J. Pivovaroff and V. M. Kaspi, 2001, Astrophysics, 0112003
- [43] Bamba, A., Anada, T., Dotani, T., et al. 2010, The Astrophysical Journal Letters, 719, L116

付 録 A 硬 X 線領域への cutoff power-law モデルフィッティング

data and folded model

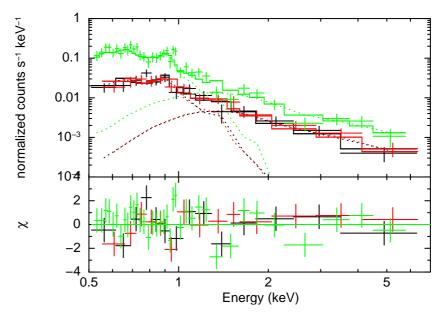


図 A.1: 硬 X 線領域に $phabs \times vphabs \times (vapec+cutoffpl)$ でモデルフィッティングをおこなったスペクトル。上パネルはプロットが観測データ、実線が全モデル、点線はそれぞれ vapec モデルとpower-law モデルを表し、下パネルは全モデルと観測データの残差を表している。フリーパラメータは cutoffpl 成分のみで、他の成分は既に得られた値で固定している。

しかしながらこのフィッティングから求めたカットオフエネルギーは誤差が大きく、値を正確に求めたことにはならない。そこで power-law の photon index とカットオフエネルギーの関係を信頼度の confidence contour で表した。作成した confidence contour を図 A.2 に示す。ここで、信頼水準は黒線が 68%、赤線が 90%、緑線が 99%を表している。

表 A.1: 硬 X 線領域に phabs×vphabs×(vapec+cutoffpl) でモデルフィッティングしたときのベストフィットパラメータ

パラメータ	値 (信頼水準 90%)
$N_{\rm H}^{\rm Galaxy}(\times 10^{20} {\rm cm}^{-2})$	6.8(固定)
$N_{ m H}^{ m LMC}(imes 10^{21} { m cm}^{-2})$	8.97(固定)
$\mathrm{He}{\sim}\mathrm{Ni}$	固定 (表 4.3 参照)
$kT({ m keV})$	0.145(固定)
PhoIndex	$1.75^{+0.20}_{-1.70}$
${ m HighECut}$	$39.91^{+?}_{-39.90}$
$Flux^{vapec} (erg cm^{-2} s^{-1})^{*1}$	$3.10^{+0.26}_{-0.25} \times 10^{-12}$
$Flux^{pow} (erg cm^{-2} s^{-1})^{*1}$	$2.02^{+0.30}_{-0.63} \times 10^{-13}$
$\chi^2/d.o.f$	75.19/61 (= 1.23)
Null hypothesis probability	1.21×10^{-1}

 $^{^1}$ エネルギー範囲は 0.5- $10.0~{
m keV}$

Confidence contours: Chi-Squared

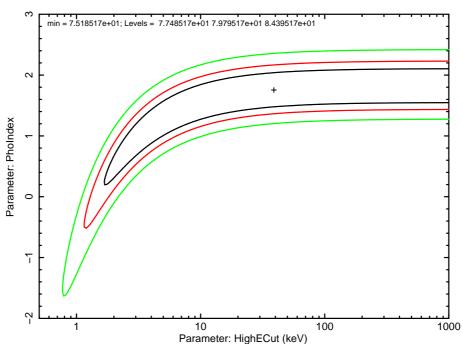


図 A.2: Power-law の photon index とカットオフエネルギーの関係を表した confidence contour。 信頼水準は黒線が 68%、赤線が 90%、緑線が 99%を表している。

この confidence contour について議論する。信頼水準 99%の confidence contour を見ると、カットオフエネルギーは 1 keV 付近から 1 MeV 以上まで幅広くとれることが示されている。しかしながら、カットオフエネルギーを 1 keV と仮定すると、そのときの photon index は $\Gamma \sim -0.5$ と非現実的な値となる。photon index が現実的な値、 $\Gamma \sim 2$ になるためには $E_{\rm cutoff} \geq \sim 10$ keV の範囲でなければ説明がつかず、これは PWN からのシンクロトロン放射の特徴である。

よって cutoff power-law モデルのフィッティングからも、硬 X 線成分が PWN 起源であることを支持する結果が得られた。