

多波長観測によるガンマ線未同定天体の
スペクトル・時間変動解析

広島大学 理学部 物理科学科
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室

B083432

浦野 剛志

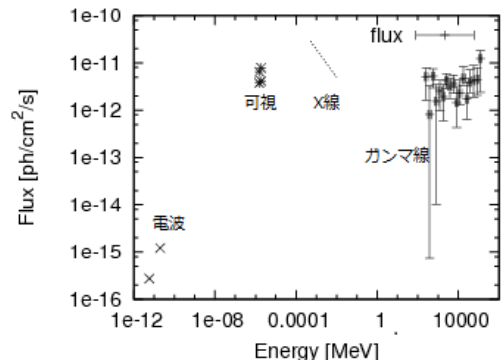
主査 川端 弘治 副査 澤田 正博

2012年2月10日

概要

宇宙には相対論的な速度にまで粒子を加速し、ガンマ線を放射している天体が存在する。こうした天体をガンマ線天体と呼ぶ。銀河系内の天体ではパルサー、超新星残骸、ガンマ線連星など、銀河系外の天体では活動銀河核などがそれにあたるが、正体の分かっていないガンマ線未同定天体も多く見つっている。そうした天体の中には、我々が予想だにしていなかったような未知の現象が起きている可能性もあるため、これらガンマ線未同定天体の正体を解明することの意義は大きい。そこで私は、ガンマ線未同定天体の中でも、低銀緯に位置し銀河系内に存在する可能性があり、さらにジェットを放出している可能性のある連星系(マイクロクウェーサー)候補の3天体に着眼した。2009年までの観測報告では、天体までの距離は分からないものの、多波長スペクトル(Spectral Energy Distribution:SED)がブレイザーに似ていることが分かっていた。

今回、この3天体についてガンマ線衛星フェルミ、X線衛星「すざく」、可視近赤外望遠鏡かなたの3つの観測機器で観測した。多波長解析によるSEDの作成、それぞれの波長での時間変動解析、加えて天体の星間吸収量を解析することにより、これら3天体は銀河系外のブレイザーである可能性が高いことが分かった。右図に1天体について行われたSEDを示す。



1RXS J013106.4+612035 の電波からガンマ線の多波長スペクトル

目次

第1章 序論	7
1.1 背景	7
1.2 研究の目的	8
第2章 ガンマ線天体	9
2.1 パルサー	9
2.2 超新星残骸	9
2.2.1 シェル型超新星残骸	11
2.2.2 プレリオン型超新星残骸	11
2.3 活動銀河核 (AGN)	13
2.3.1 クウェーサー	13
2.3.2 プレーザー	14
2.4 ガンマ線連星	16
2.4.1 X線連星	17
2.5 ガンマ線天体の放射機構	21
2.5.1 シンクロトロン放射	21
2.5.2 逆コンプトン散乱	23
2.5.3 Synchrotron Self Compton(SSC) モデル	26
第3章 観測機器	27
3.1 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡の概要	27
3.1.1 Large Area Telescope(LAT) 検出器の検出原理	29
3.2 「すざく」衛星の概要	32
3.2.1 X-Ray Telescope(XRT)	33
3.2.2 X-ray Imaging Spectrometer(XIS)	34
3.2.3 Hard X-ray Detector(HXD)	36
3.3 かなた望遠鏡の概要	38
3.3.1 1露出型偏光撮像装置 HOWPol	39
3.3.2 可視赤外線同時撮像分光器 TRISPEC	40
3.3.3 可視近赤外線同時カメラ HONIR	41

第 4 章	ガンマ線未同定天体の多波長解析	44
4.1	対象天体	44
4.2	解析方法	47
4.2.1	ガンマ線解析	47
4.2.2	X 線解析	55
4.2.3	可視・近赤外線解析	58
4.3	多波長解析	61
4.3.1	1RXS J013106.4+612035	61
4.3.2	1RXS J194246.3+103339	72
4.3.3	1RXS J135341.1-664002	80
4.4	考察	86
第 5 章	まとめ	88
付 録 A	HONIR 用検出器の性能評価	89
A.1	検出器の概要	89
A.1.1	完全空乏型 CCD[1]	89
A.1.2	近赤外線検出器 VIRGO-2K[1]	89
A.2	検出器の性能評価	93
A.2.1	コンバージョンファクタ	93
A.2.2	読みだしノイズ	99
A.2.3	リニアリティ	106
A.2.4	ダーク	108
A.2.5	フラットフィールド	110

目次

1.1	2011年8月に公表されたFermi-LAT Second Source Catalog に載っている1873天体の分布図	8
2.1	Pulsar の構造 [39]	10
2.2	Crab Pulsar の SED [9]	10
2.3	Cassiopea A の X 線画像 (左) とカニ星雲の可視光画像 (右) [16]	11
2.4	SN 1006 の SED [23]	12
2.5	Crab Nebula の SED [25]	12
2.6	AGN の統一モデル概略図 [30]	13
2.7	AGN の示す連続スペクトルの大模式図 [24]	15
2.8	ブレーザー天体の SED [37]	16
2.9	LS 5039 (上) [40], LS I +61 303 (左), PSR B1259-63 (右) の SED [41]	17
2.10	HMXB と LMXB の質量輸送の違い [10]	19
2.11	HMXB と LMXB の分布図 [11]	19
2.12	クウェーサーとマイクロクウェーサーの比較 [27]	20
2.13	単一電子からのシンクロトロン放射スペクトル [30]	22
2.14	シンクロトロン放射の放射係数 j_{ν}^{sync} (左)、吸収係数 $\alpha_{\nu}^{\text{sync}}(\nu)$ (右) [30]	23
2.15	逆コンプトン散乱の電子静止系 (左)、観測者の系 (右) [30]	24
3.1	フェルミ衛星概観 [21]	27
3.2	EGRET による全天マップ (左) とフェルミによる全天マップ (右) と [21]	28
3.3	LAT 検出器の模式図 [19]	29
3.4	トラックの検出原理 (左) [20] とシリコンストリップ検出器の写真 (右)	30
3.5	カロリメータの構造 [20]	31
3.6	ACD の構造。最上層の 5×5 のアレイとサイドの 16 枚が 4 層に渡って、計 89 枚のプラスチックシンチレータが使われている [20]	31
3.7	すざくの概念図 [22]	32
3.8	すざくに搭載されている XIS の写真 (左)、断面図 (右) [17]	35
3.9	XIS FI/BI のエネルギーに対する量子効率の比較図 (左)、XIS CCD の概略図 (右) [17]	35
3.10	「すざく」に搭載されている HXD の写真 (左)、HXD の概念図 (右) [18]	36
3.11	HXD Well ユニットの断面図 [18]	37
3.12	かなた望遠鏡	38

3.13	1 露出型偏光撮像装置 HOWPol	39
3.14	可視赤外線同時撮像分光器 TRISPEC	41
3.15	可視近赤外線同時カメラ HONIR	42
3.16	HPK CCD(左) と Virgo(右)	43
4.1	フェルミ全天マップで見る 3 天体の位置。銀河面に近い位置に存在している。 . .	45
4.2	1RXS J013106.4+612035 における光学 DSS1 画像上に NVSS 電波コントアとクロス (RBSC:ROSAT Bright Sources Catalog の天文学的エラー 3σ) を載せた画像 [5]	45
4.3	FT1 ファイルと GTI[28]	48
4.4	Science Tools での FT1 , FT2 ファイルの使用過程 [28]	48
4.5	カウントマップ (左)、モデルマップ (右)	49
4.6	GALPROP モデル	52
4.7	カウントマップとモデルマップの比較	52
4.8	1RXS J013106.4+612035 の実際のソース領域とバックグラウンド領域	55
4.9	取得した画像が受ける寄与	58
4.10	フラット板	59
4.11	1 次処理前の画像 (左)、後の画像 (右)	60
4.12	1RXS J013106.4+612035 をフェルミ衛星で観測した際の低エネルギー (左)、高エネルギー (右) のカウントマップ	61
4.13	1RXS J013106.4+612035 における XIS3(左上)、R バンド (左下)、I バンド (右下)、K バンド (右上) のイメージ	62
4.14	1RXS J013106.4+612035 のガンマ線の時間変動 (1 bin 180 日)。左軸にガンマ線フラックスを、右軸に最尤法により求めた TS 値を示す。	63
4.15	1RXS J013106.4+612035 の X 線の時間変動	64
4.16	1RXS J013106.4+612035 の可視光の時間変動、R band(左)、I band(右)。赤が対象天体で、緑が比較星である。	65
4.17	1RXS J013106.4+612035 の X 線スペクトル: XIS0-黒、XIS1-赤、XIS3-緑、XIS1model-青、XIS2model-水色、XIS3model-ピンク	66
4.18	1RXS J013106.4+612035 に対する我々の銀河の柱密度の見積り [34]	67
4.19	1RXS J013106.4+612035 の SED	68
4.20	フィッティングパラメータの変化によるスペクトルの変化	69
4.21	1RXS J013106.4+612035 におけるシンクロトロン+SSC モデルのフィッティング	70
4.22	1RXS J194246.3+103339 のフェルミ衛星における低エネルギー (左)、高エネルギー (右) のカウントマップ	72
4.23	1RXS J194246.3+103339 における XIS3(上)、R バンド (左)、I バンド (右) での天体画像	73
4.24	1RXS J194246.3+103339 のガンマ線の時間変動 (1 bin 180 日)	74
4.25	1RXS J194246.3+103339 の X 線の時間変動	75

4.26	1RXS J194246.3+103339 の可視光の時間変動、R band(左)、I band(右)	76
4.27	1RXS J194246.3+103339 の X 線スペクトル	77
4.28	1RXS J194246.3+103339 に対する我々の銀河の柱密度の見積り [34]	77
4.29	1RXS J194246.3+103339 の SED	78
4.30	1RXS J194246.3+103339 におけるシンクロトロン+SSC モデルのフィッティング	79
4.31	1RXS J135341.1-664002 のフェルミ衛星における低エネルギー (左)、高エネルギー (右) のカウントマップ	80
4.32	1RXS J135341.1-664002 においての XIS3 での天体画像	81
4.33	1RXS J135341.1-664002 のガンマ線の時間変動 (1 bin 180 日)	81
4.34	1RXS J135341.1-664002 の X 線の時間変動	82
4.35	1RXS J135341.1-664002 の X 線スペクトル	83
4.36	1RXS J135341.1-664002 に対する我々の銀河の柱密度の見積り [34]	84
4.37	1RXS J135341.1-664002 の SED	84
4.38	1RXS J135341.1-664002 におけるシンクロトロン+SSC モデルのフィッティング .	85
4.39	X 線 (0.5-2.0 keV) vs 電波フラックス (1.4 GHz) - 小さな点は BZCat カタログに 記載されているすべてのブレーザー。黒丸、白丸、三角、星はそれぞれフェルミで の FSRQ、BL Lac 天体、分類不明のブレーザー、電波銀河 [38]	87
A.1	完全空乏型 CCD の量子効率	90
A.2	VIRGO-2K (module49) の量子効率	92
A.3	フィルターの視野をボードにより削っている様子	94
A.4	光を非一様にあてて得た画像	94
A.5	Count - Variance 関係	95
A.6	画像取得の行程	96
A.7	光を非一様にあてて得た画像	97
A.8	Count - Variance 関係	98
A.9	バイアス画像	99
A.10	CCD(左) , VIRGO(右) 電源の GND のとり方	102
A.11	冷凍機	103
A.12	HONIR 本体の GND のとり方	103
A.13	ダーク 5 秒の画像	104
A.14	VIRGO のノイズ比較	105
A.15	バイアス引き、オーバースキャン領域の差し引き後の画像	106
A.16	ポート毎のリニアリティ	107
A.17	ダーク 1200 s の画像	108
A.18	ダーク 1200 s のカウント	109
A.19	K(上)、J(左)、H(右) それぞれのフラット画像	110
A.20	K(上)、J(左)、H(右) でのバッフルあり/バッフルなしの割合	112

表 目 次

2.1	AGN の伝統的分類	14
2.2	OVV QSO,HBL と LBL の違い	15
3.1	フェルミ-LAT と CGRO-EGRET の性能の比較	28
3.2	すざく衛星の基本性能	33
3.3	かなた望遠鏡の主な諸元	39
3.4	HOWPol の仕様	40
3.5	TRISPEC の仕様	41
3.6	HONIR と TRISPEC の検出器性能の比較	43
4.1	対象天体の名前と座標	45
4.2	3 天体の観測時期	46
4.3	イベント条件	54
4.4	それぞれのバンドでの中心波長、0 等級でのフラックス	60
4.5	1RXS J013106.4+612035 の X 線スペクトルとモデルのベストフィットパラメータ	66
4.6	フィッティング結果	71
4.7	1RXS J194246.3+103339 の X 線スペクトルとモデルのベストフィットパラメータ	76
4.8	フィッティング結果	79
4.9	1RXS J135341.1-664002 の X 線スペクトルとモデルのベストフィットパラメータ	83
4.10	フィッティング結果	86
A.1	完全空乏型 CCD の仕様	90
A.2	VIRGO-2K の仕様	91
A.3	フィット結果	95
A.4	フィット結果	98
A.5	望遠鏡ドライブ ON 時のバイアス	100
A.6	望遠鏡ドライブ OFF 時のバイアス	100
A.7	望遠鏡ドライブ ON 時 (短絡なし) のバイアス	100
A.8	ピークを 100 % とした領域毎の割合	111
A.9	バッフルなしでのピークを 100 % とした領域毎の割合	111

第1章 序論

1.1 背景

ガンマ線天文学は、X線天文学よりも長い歴史を持つが、観測が難しいことに加え、エネルギーが高い分、光子数が減り、小さな装置では検出が難しいことから進歩が遅れていた。1967年に米国のOSO-3衛星によって初めて天体からのガンマ線をとらえた。その後、1989年にヨーロッパのグラナット(Granat)衛星が打ち上げられ、1991年に米国のコンプトンガンマ線衛星(CGRO; Compton Gamma Ray Observatory)が打ち上げられ、ガンマ線天文学は目覚ましい進歩が見られるようになった。21世紀に入り、インテグラル(INTEGRAL)衛星を皮切りに、スイフト(Swift)衛星(2003年)、アジレ(AGILE)衛星(2007年)が打ち上げられ、さらにはGeV領域で格段の感度向上をめざす次世代ガンマ線望遠鏡衛星フェルミ(Fermi;旧名GLAST)が2008年に打ち上げられた。この中で、スイフト衛星やフェルミ衛星には、日本のチームが積極的に参加している。一方、日本でも、「すざく」衛星が2005年に打ち上げられた。「すざく」に搭載された硬X線検出器(HXD)は、さまざまな新しいアイデアにより、数10 keVの硬X線から600 keV前後の軟ガンマ線の領域にかけて、過去のいかなるミッションよりも高い感度を実現している。HXDによって日本は、独自の科学衛星で、はじめてのガンマ線天文学に一歩踏み出すことになった。

X線は主に高温プラズマからの放射であるのに対し、ガンマ線はさらに相対論的なエネルギーにまで加速された荷電粒子に伴う放射(シンクロトロン放射 (§2.4.2 参照)、逆コンプトン散乱 (§2.4.2 参照)、制動放射)が主体となる。制動放射(Bremsstrahlung Radiation)とは、電子が物質の中の原子核のクーロン力で加速度をうけた際におきる電磁波の放射のことをいう。このような相対論的に加速された粒子を生成する激しい活動を行っている天体のみがガンマ線天体になりうる。銀河内の天体では、パルサー、超新星残骸、ガンマ線連星など、銀河系外の天体では、活動銀河核などがガンマ線天体として見つかっている。しかし正体のわからないガンマ線未同定天体も多くみつかっており、他の波長の観測を通じた解明が待たれている。図1.1に天体の分布図を載せる。1873個のうち、既知の天体との同定が確実なものは127個、ほぼ間違いないものが1174個と報告されており、依存として未同定天体(点で示されているもの)が多く含まれている。こうした天体の中には、我々の予想していなかった未知の天体も含まれている可能性があり、これらの天体を明らかにすることは重要である。

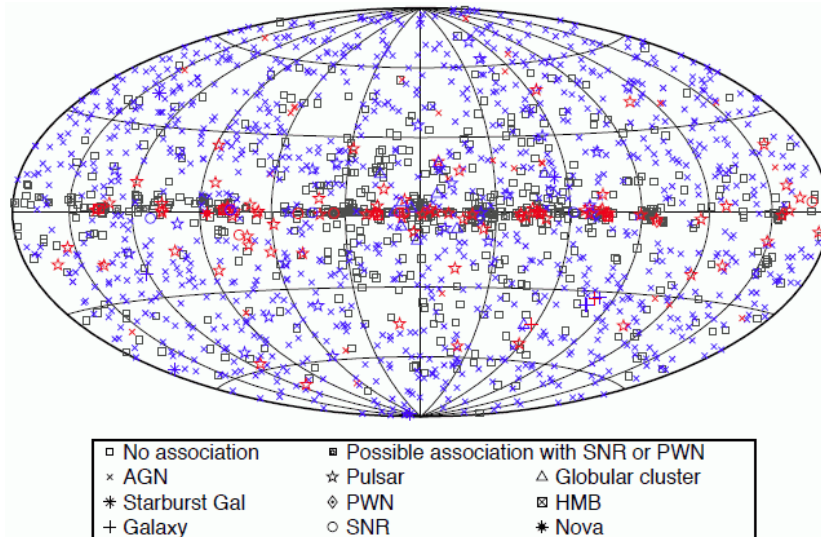


図 1.1: 2011 年 8 月に公表された Fermi-LAT Second Source Catalog に載っている 1873 天体の分布図

1.2 研究の目的

私はガンマ線衛星フェルミ、X線衛星「すざく」、可視近赤外望遠鏡かなたの3つの観測機器を用いて、ガンマ線未同定天体のスペクトル、加えて時間変動解析を行うことにより、未同定天体の解明をすることを研究テーマとしている。今回、そのガンマ線未同定天体のターゲットとして、これまでに低銀緯にあり、電波・可視・X線の観測結果から、Cyg X-3と同様にジェットを放出している可能性のある連星系(マイクロクウェーサー)の候補に着眼し、その中でガンマ線が検出されている3天体を選んだ。そのなかの2天体は2009年までのデータより、SEDがhigh-frequency peaked(HBL)ブレイザーに似ていた。銀緯が低いことを反映すると、もしこれらが系内に存在するのであれば、世界で初めてマイクロ「ブレイザー」を発見したことになる。そこで私は、3つの観測機器の2011年までのデータより、3天体のSEDの作成及び時間変動を解析するとともに、X線衛星「すざく」の観測結果より、我々の銀河の柱密度と、その天体の星間吸収を比べることなどにより、その天体までの距離の推定や天体の物理状態を調べ、3天体がどのような天体であるかの解明をする。

第2章 ガンマ線天体

ガンマ線は相対論的なエネルギーにまで加速された荷電粒子に伴う放射によって出る電磁波のことである。このようなガンマ線を放射している天体をガンマ線天体と呼ぶ。そこでこの章では、ガンマ線天体として見つかっているパルサー・超新星残骸・活動銀河核・ガンマ線連星について説明する。その後、ガンマ線の放射モデルについて説明する。

2.1 パルサー

10^{8-15} G 強い磁場を持ち光速に近い速さで回転している中性子星と考えられているのがパルサーである。中性子星とは、半径は 10 km 程度で質量は太陽質量と同程度、平均密度は 5700 万 $\text{トン}/\text{cm}^3$ 以上という超高密度な星である。太陽質量の 10 倍をこえるような大質量星は進化の最終段階で自身の質量の大部分を吹き飛ばしてしまうような爆発現象を起こす。中性子は、その超新星爆発を経て中心核の残骸として残ったと考えられている。

パルサーのように強磁場をもって自転していると磁軸の方向に電波を放出する。そのスピン軸と磁軸がずれていると、サーチライトのようにある方向から見るとパルス電波が出ているように見える。この周期が原子時計以上に正確であるため、この宇宙灯台の正確さを利用し、パルサーの軌道を決定することができるのである(図 2.1)。パルサーの種類として、単独で存在しているものと、連星系をなしているもの (§2.4 参照) のふたつがある。前者は回転エネルギーもしくは磁場エネルギーの解放により電波～ガンマ線が放出されていると考えられている。その代表格として Crab Pulsar があがる。この中性子星は 1 秒間に 30 回転という非常に速い速度で回転するパルサーである。その SED を図 2.2 に示す。シンクロトロン放射・逆コンプトン散乱による 2 コブ構造がみてとれる。その Crab Pulsar から 2011 年 10 月に 100 GeV という非常に大きなエネルギーをもつガンマ線が検出された。パルス天体でこれほど強いガンマ線を出す理論は今のところなく、原因の解明が期待されている。

2.2 超新星残骸

超新星爆発によって解放された約 10^{51} erg という膨大なエネルギーによって吹き飛ばされた星の外周は、その後長い期間にわたって跡を残す。これが超新星残骸と呼ばれるものである。吹き飛ばされた物質は星間物質と衝突して衝撃波を作りつつ膨張を続ける。衝撃波は星間物質を履き集めながら膨張するが、初期段階では履き集められた物質の質量が無視できるので、初期速度のまま自由膨張をする。図 2.3 を見てみると、空間的に広がっていることが分かる。超新星残骸は電

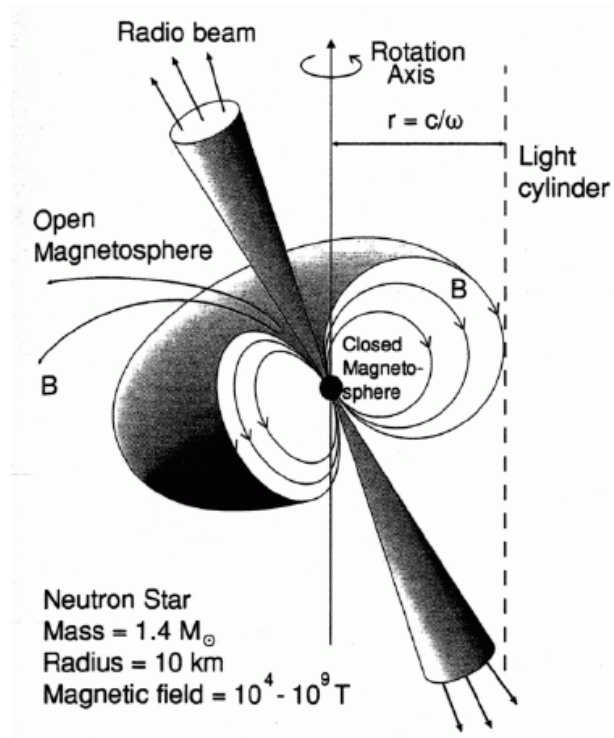


図 2.1: Pulsar の構造 [39]

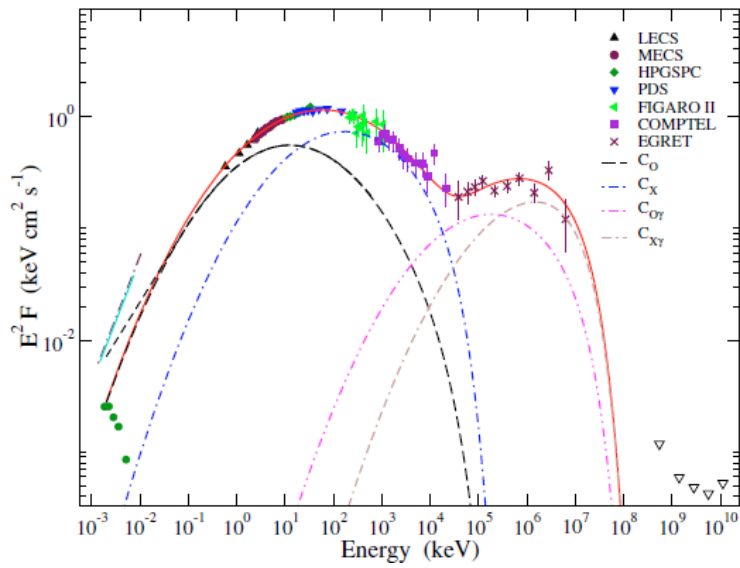


図 2.2: Crab Pulsar の SED [9]

波によって多く発見されているがその形状によってシェル型とプレリオン型に分類される。前者の例として Cassiopea A , SN 1006 等で、後者はカニパルサー/星雲があがる。

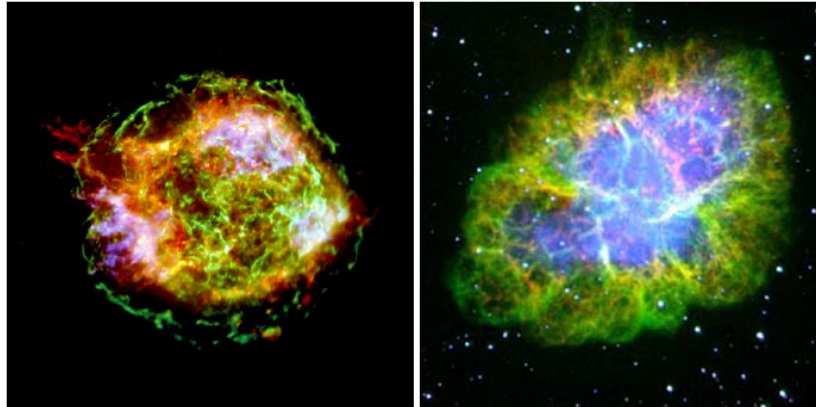


図 2.3: Cassiopea A の X 線画像 (左) とカニ星雲の可視光画像 (右)[16]

2.2.1 シェル型超新星残骸

超新星残骸の中が真空に近く、パルサーなどが存在しないと考えられているものをシェル型超新星残骸と呼ぶ。重力崩壊型、炭素爆燃型の両タイプの超新星爆発で形成することができる。爆発後、中心部分には物質が残っておらず、爆風で吹き飛ばされてしまったと考えられる。

シェル型超新星残骸では、超新星爆発に発せられた衝撃波 (Shock wave) が星周物質 (CircumStellar Medium:CSM) または星間物質 (InterStellar Medium:ISM) を伝わりイオンや電子・陽電子を熱的プラズマになるまで暖め、それらが熱的 X 線を放出している。衝撃波の波面ではプラズマ中の磁場が圧縮されており、その領域ではフェルミ加速によって粒子が非熱的放射を起こしていると考えられている。図 2.4 にシェル型超新星残骸の例としてあがる SN 1006 の SED を示す。

2.2.2 プレリオン型超新星残骸

パルサー風によって星間物質が履き集められたものをパルサー星雲 (プレリオン) という。Crab Nebula のようにプレリオンの中にパルサーがあるような形態のものをプレリオン型超新星残骸と呼ぶ。プレリオン型は超新星爆発後、中心部分に中性子星を形成するだけの質量が残っている必要があるため、重力崩壊型超新星爆発の後に残った超新星残骸だと考えられる。

プレリオン型超新星残骸は中心にあるパルサーによってエネルギーを与えられ、逆にパルサーはエネルギーを放出して徐々に回転速度をおとしている。パルサーの周りのプレリオンでは、シンクロトロン・逆コンプトン散乱モデルや SSC (Synchrotron-Self-Compton) モデルが TeV 領域の検出を説明すると考えられている。図 2.5 にプレリオン型超新星残骸の例としてあがる Crab Nebula の SED を示す。

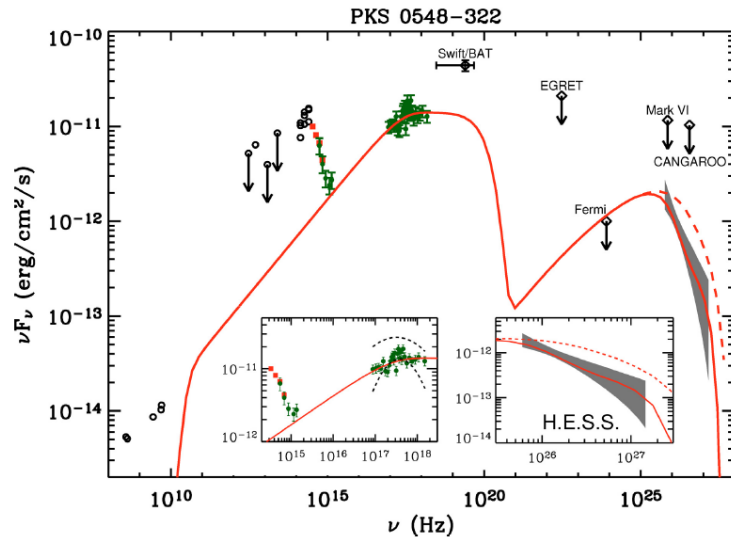


図 2.4: SN 1006 の SED[23]

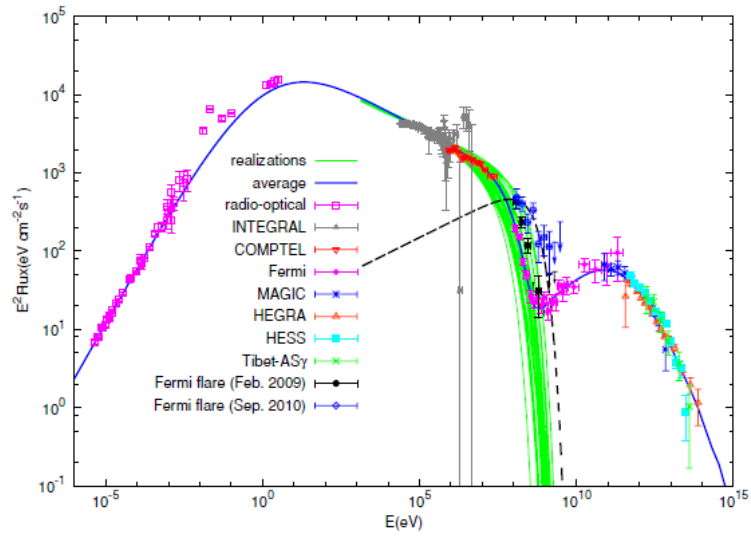


図 2.5: Crab Nebula の SED[25]

2.3 活動銀河核 (AGN)

宇宙には銀河が存在し、銀河も渦巻銀河、楕円銀河など様々な種類がある。その多数存在する銀河の中には中心領域が異常に明るい銀河があり、その銀河を活動銀河と呼ぶ。この中心領域の明るさは銀河全体の明るさと同等、またはそれ以上である。その活動源となっている中心核を活動銀河核 (Active Galactic Nuclei: AGN) と呼ぶ。AGN の正体は太陽質量の 10^{6-8} 倍の巨大ブラックホールであり、これに周辺の物質が落ち込むときに解放する重力エネルギーが電磁放射していると考えられている。このような活動銀河核の主な観測的特徴は、コンパクトな放射領域、電波からガンマ線までの広帯域スペクトル、輝線、時間変動 (典型的な変動のタイムスケールが数日 ~ 数ヶ月) があげられる。図 2.6 に現在考えられている AGN の統一モデルを、表 2.1 に AGN の伝統的分類を示し、次項で AGN の代表的なクウェーサーとブレイザーについて述べる。

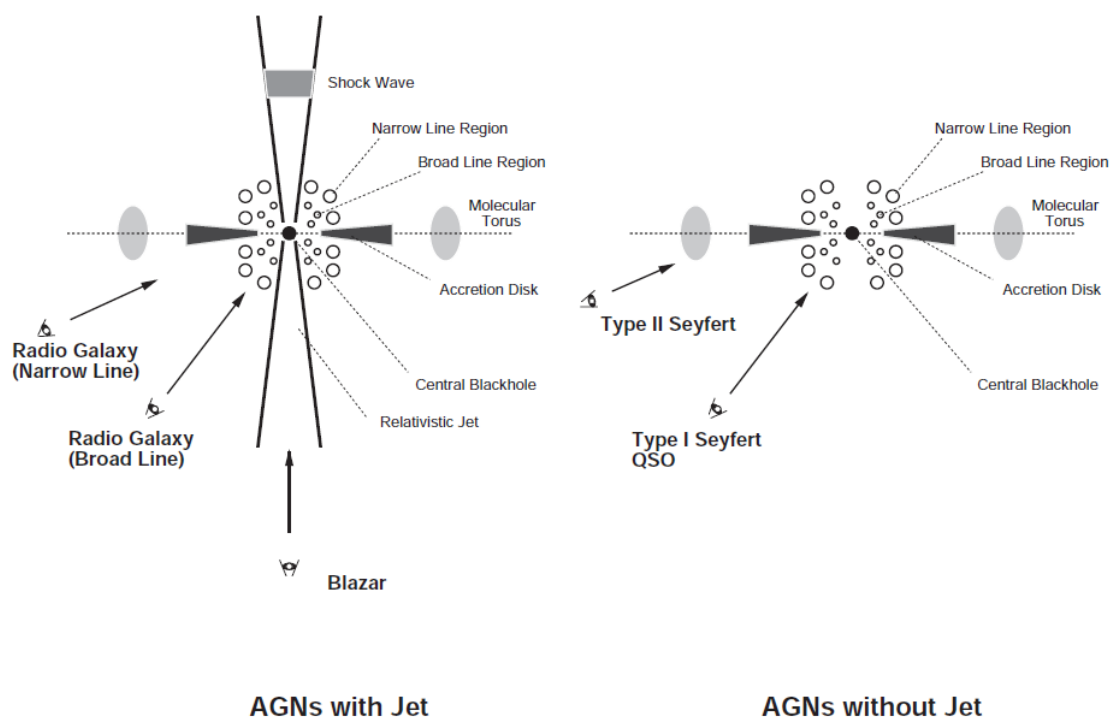


図 2.6: AGN の統一モデル概略図 [30]

2.3.1 クウェーサー

クウェーサーは AGN の中で最も明るい天体に属する。恒星のように見える非常に遠方に存在する電波源を準恒星状電波源 (Quasi-Stellar Radio Source) を略してクウェーサー (quasar) とよばれるようになった。電波で暗い準恒星状天体 (Quasi-Stellar Object: QSO) も発見されたが、近年ではこれらを区別することは少なく、まとめてクウェーサーと呼ぶことが多い。

表 2.1: AGN の伝統的分類

AGN のタイプ	赤方偏移 z	L_X [ergs $^{-1}$]	母銀河 a	空間密度 [$h^3\text{Gpc}^{-3}$] b	輝線幅 c
電波の弱い AGN					
Syfert1 型銀河	< 0.1	10^{42-44}	S	4×10^4	広+狭
Syfert2 型銀河	< 0.1	10^{42-44}	S	1×10^4	狭
RQ d QSO	> 0.1	10^{44-47}	E,S	100	広
電波の強い AGN					
電波銀河	< 0.3	10^{43-45}	E	3×10^3	広/狭
ブレーザー	< 0.3	10^{43-45}	E	3×10^2	輝線なし
RL e QSO	> 0.1	10^{44-48}	E,S	3	広

a S : 渦巻銀河、E : 楕円銀河 $^b h = H_0/(50 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1})$ c 広:幅の広い輝線、狭:幅の狭い輝線
 d radio quiet e radio loud

クウェーサーは 1950 年代に電波源として発見された。可視において未同定電波源であった 3C 273 は、1962 年にハザードによって月の掩蔽を利用することにより初めて可視光で同定された。翌年シュミットは、大きな赤方偏移を示し遠方にありながら銀河系内の星のように明るい天体を発見した。近傍に存在するセイファート銀河との性質の類似から AGN の一種として考えられている。

AGN の特徴のひとつは全波長域で放射をだすことであり、その代表格のクウェーサーも電波からガンマ線での全波長域で放射を出している (図 2.7)。また観測されているクウェーサーの 5-10 % は強い電波を放射しており、その放射はしばしば偏光を示すことからシンクロトロン放射と考えられている。そのスペクトルは $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ の形をとる。ここで F_ν は単位振動数あたりの放射強度である。数 GHz の振動数でのスペクトルの傾き α が 0.5 よりも大きいクウェーサーを SSRQ (steep spectrum radio-loud quasar) と呼び、 α が 0.5 よりも小さいクウェーサーを FSRQ (flat spectrum radio-loud quasar) と呼ぶ。

2.3.2 ブレーザー

AGN のいくつかは大きいもので 10^6 pc にも渡るジェットを伴っていることが電波観測などから直接確認されている。ブレーザー天体とはこのような AGN のうち、図 2.6 のようにジェットをほぼ正面から観測しているものである。その観測的特徴としては電波 ~ ガンマ線までの幅広い波長での放射、電波 ~ 可視域での強い偏光、数時間 ~ 数日での短時間変動などがあげられる。図 2.8 は代表的なブレーザー天体の SED である。2 つの連続成分からなり、電波から紫外/X 線の領域の LE 成分 (Low energy Component) と、X 線からガンマ線までの HE 成分 (High energy Component) からなる。LE 成分はシンクロトロン放射と考えられている。べき型のスペクトルに加え、電波から可視にかけての強い偏光はこれを強く支持している。HE 成分については、逆コンプトン散乱に

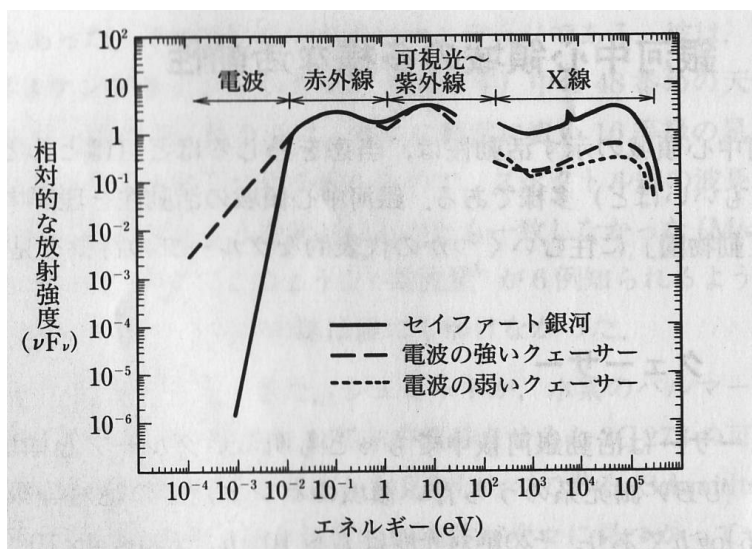


図 2.7: AGN の示す連続スペクトルの大模式図 [24]

よる放射ではないかと考えられている。ブレーザー天体はさらに BL Lac 天体と OVV(Optically Violent Variables) QSO の 2 つに分けられる。

BL Lac 天体

スペクトル中に輝線、吸収線がみられない。これは、ビーミング効果によって他の放射成分(ブラックホール近傍の降着円盤起源の熱放射など)よりも、ジェットからの放射が卓越しているためと考えられている。さらに LE 成分のピーク波長によって LBL(Low-energy cutoff BL Lac) と HBL(High-energy cutoff BL Lac) に分けられる。これらの違いはジェットの電子の中で最大のローレンツ因子 γ_{\max} に由来し、表 2.2 のように分けられると考えられている。

表 2.2: OVV QSO, HBL と LBL の違い

	γ_{\max}	LE 成分ピーク波長
OVV QSO	$10^3 - 10^4$	赤外 ~ 可視
LBL	$10^4 - 10^5$	赤外 ~ 可視
HBL	$10^5 - 10^6$	可視 ~ 紫外線

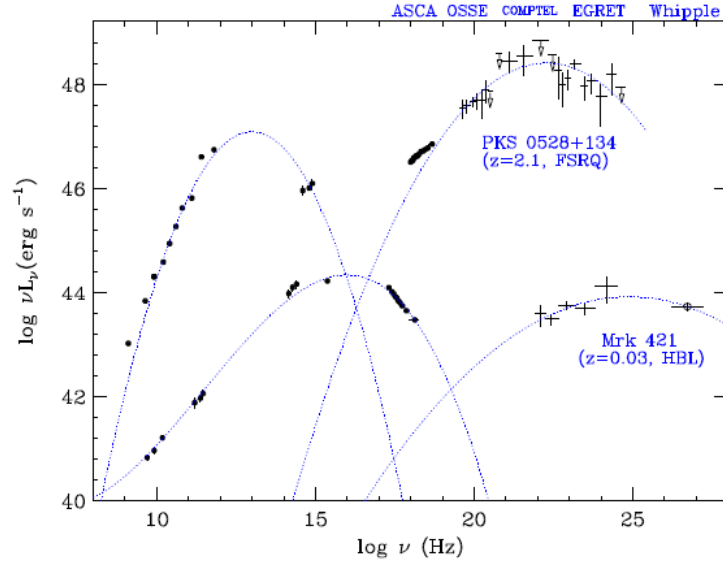


図 2.8: プレーザー天体の SED[37]

OVV QSO

QSO の中でも可視域で変動の激しい天体を OVV QSO と呼ぶ。OVV QSO では BL Lac 天体とは異なり、スペクトル中に吸収線や輝線構造を見ることができる。このことから OVV QSO ではジェット以外の放射の寄与もあるということがわかる。表 2.2 の通り、BL Lac と比べてエネルギーの低い電子からの放射であると示唆されている。

2.4 ガンマ線連星

ガンマ線連星は、MeV-TeV の高エネルギーガンマ線を放射している X 線連星の総称である。これまでに LS I +61 303 , LS 5039 , PSR B1259-63 , Cyg X-3 の 4 天体がガンマ線連星として確認されており、Cyg X-1 もガンマ線連星ではないかと報告されている。どの天体も伴星が OB 型の大質量星であることは共通しているが、コンパクト天体については、PSR B1259-63 がパルサー、Cyg X-1 がブラックホールを除き、中性子星なのかブラックホールなのかは分かっていない。これまでの多波長観測から、定常的に MeV 帯域が明るい種族と、フレア現象の際にのみガンマ線を放射する種族が発見されている。前者は LS I +61 303 , LS 5039 , PSR B1259-63 であり、コンパクト天体からのパルサー風もしくはジェット放射が、伴星の星風と相互作用することによって高エネルギーガンマ線が放射されていると考えられている。一方、Cyg X-3 は状態遷移の際に電波フレアと共にガンマ線フレアが検出され、AGN やガンマ線バースト (GRB) と同様に、ガンマ線放射にはジェットの放出が関係していると考えられている。Cyg X-1 についても Cyg X-3 と同様なことが起こっているのではないかと考えられている。X 線の帯域 (< MeV) でのみ明るい数百個の X 線連星と比べ、ガンマ線連星は 5 天体しか見つかっておらず、これらのガンマ線連星が

なぜガンマ線帯域でも明るいのか、その放射機構の解明は現在も続いている。図 2.9 に LS 5039 , LS I +61 303 , PSR B1259-63 の SED を示す。様々な放射モデルで再現することができている。

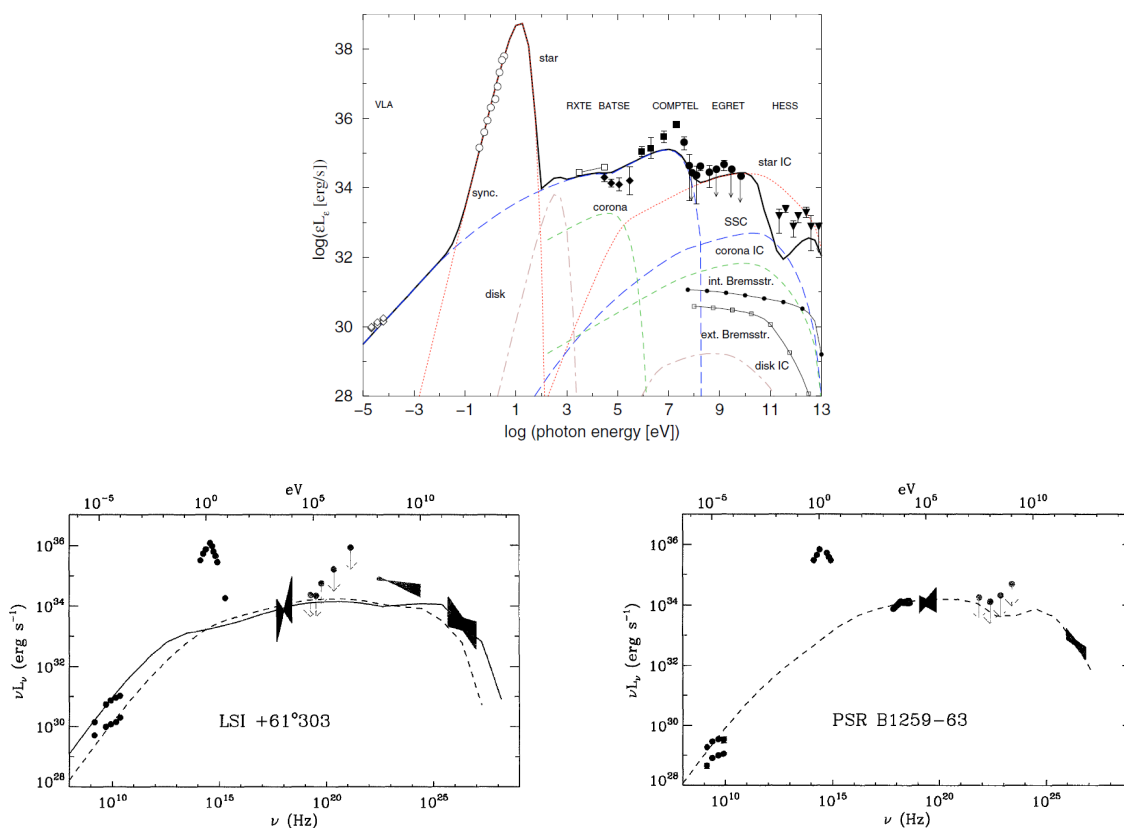


図 2.9: LS 5039 (上)[40], LS I +61 303 (左), PSR B1259-63 (右) の SED[41]

2.4.1 X 線連星

上述のガンマ線連星は X 線も放射しており、X 線連星にも含まれることから、ここでは X 線連星について説明する。X 線連星 (近接連星型 X 線星) は、中性子星やブラックホールなどのコンパクト天体 (主星) と通常の恒星 (伴星) がお互いの重力で引き合って連星をなし、恒星から流れる物質がコンパクト天体に降り積もる際に膨大な重力エネルギーを解放し、X 線で明るく輝いている天体である。この系を特徴づける要因としてあがるのが、1 つ目にコンパクト天体がブラックホールか、中性子星かどうかである。ブラックホールだと表面を持たないのに対し、中性子星だと表面を持つ。その結果、コンパクト天体が中性子星の場合、伴星からの質量輸送によって物質が星表面に蓄積され、ある臨界量を超えると星表面で熱核融合反応が生じ、バーストを起こすことがある (I 型バースト)。ブラックホールの場合は、星が表面を持たないので、星表面でのバーストは決して起こさない。また中性子星の場合は、星表面からの黒体放射が観測されるのに対し、ブラックホールの場合は観測されない。2 つ目に伴星の質量がどのくらいかである。伴星の質量によって、コンパクト天体への質量降着の仕方が変化する (図 2.10)。その結果、放射メカニズムが

大きく異なることになる。伴星からの質量輸送によって、コンパクト天体の周りに降着円盤が形成される系の場合、重力エネルギーの解放によって X 線で輝くことになる。

以下に伴星の質量によって分類される大質量 X 線連星系と低質量 X 線連星系について、ジェットを持つ系であるマイクロクウェーサーについて述べる。

大質量 X 線連星系 (HXMB)

伴星が OB 型星または Be 型星などの大質量星である X 線連星系を大質量 X 線連星系 (High Mass X-ray Binary: HMXB) と呼ぶ。HMXB では、伴星の質量が $\geq 10 M_{\odot}$ と大きいため、強い恒星風を放出する。そのため伴星がロッシュローブをみたさなくても、恒星風によってコンパクト天体へと質量輸送が生じる。質量輸送の大きさは、恒星風の強さ、速度、連星間距離によって決まる。

また伴星の質量が大きく、寿命が短いので、HMXB は若い系と考えられている。これは HMXB が若い星が多い銀河面に集中して分布していることとも一致している (図 2.11)。典型的な系の寿命は $10^5 - 10^7$ yr である。系が若いのでコンパクト天体が中性子星の場合には、中性子星の磁場はが減衰せずに強いままであることが多い。そのため、HMXB に属する中性子星の約半分は、極付近に降着した物質からの X 線放射がパルスとして観測される X 線パルサーである。

可視分光観測によって伴星のスペクトルタイプが決定される。HMXB では、可視光は主に伴星である大質量星を見ていると考えられる。X 線領域における光度 L_X と可視光領域における光度 L_{opt} の比は、ほぼ等しい。伴星からの恒星風によって、その可視スペクトルは散乱や吸収などによって赤化 (reddening) を受けたり、また吸収線が観測されたりする。散乱による赤化はレイリー散乱によるものなので、短い波長ほど赤化の影響を受け、連続成分のかたちに変化する。

伴星の質量を推定できない場合は、次のいずれかの特徴が観測された場合に HMXB と分類されることが多い。(1) 数分のタイムスケールで変化をするフレアや吸収がみられる、(2) 突発的にアウトバーストが観測される、(3) パルスが観測される、(4) X 線スペクトルが 1-10 keV でハードであり、べき型関数の光子指数が 0-1 程度で表される。

低質量 X 線連星系 (LMXB)

伴星が A 型よりも晩期型の低質量星である X 線連星系を、低質量 X 線連星系 (Low-Mass X-ray Binary: LMXB) と呼ぶ。伴星がロッシュローブをみたした場合、ラグランジュ点を通して伴星からコンパクト天体へと質量輸送が生じ、コンパクト天体の周りには降着円盤が形成される。

LMXB は伴星の質量が小さいため、伴星の寿命が長く、典型的に古い系である。そのため LMXB は星の数が多し銀河中心や、古い系の多い球状星団に多く分布する。質量輸送の仕方によって変化するが、系の典型的な寿命は $10^7 - 10^9$ yr であり、HMXB よりも 2 桁ほど長い。コンパクト天体が中性子星の場合、系が古いため一般的にその磁場は弱く ($\leq 10^{10}$ G)、パルサーとして観測されることは少ない。

LMXB では可視光は伴星からの光に加え、X 線が降着円盤を暖めることによる再放射によって

輝いている。そのため可視スペクトルには、バルマー系列の輝線やヘリウムの輝線などが観測される。X線と可視光領域における光度比は、 $L_X/L_{opt} \sim 100 - 1000$ である。ただし、降着円盤上に高温コロナが存在する天体 (Accretion-Disk Corona, ADC) の場合は、X線放射源がコロナによって隠されてしまうため、 $L_X/L_{opt} \sim 20$ 程度となる。

伴星の質量を推定できない場合は、次のいずれかの特徴が観測された場合に LMXB と分類されることが多い。(1)I型バーストが観測される、(2)X線スペクトルが1-10 keV でソフトであり、プラズマの温度が5-10 keV 程度、(3)公転周期が12 hr 以下 (OB型星を伴星にもった場合、これ以上短い公転周期を持つと、伴星の大きさよりも軌道半径の方が小さくなってしまうため、HMXBの可能性を排除できる)。

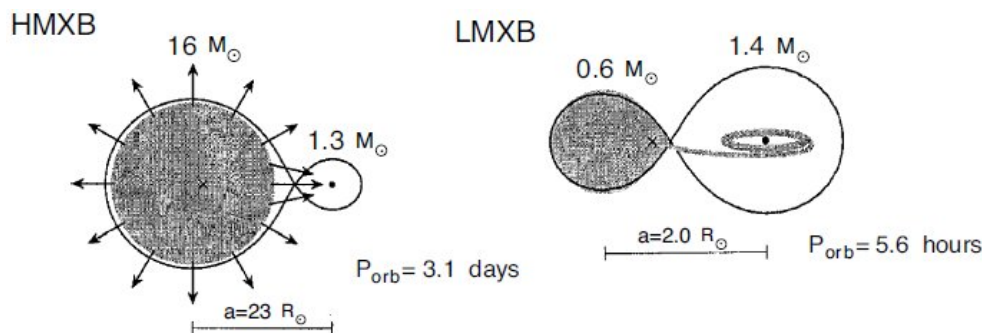


図 2.10: HMXB と LMXB の質量輸送の違い [10]

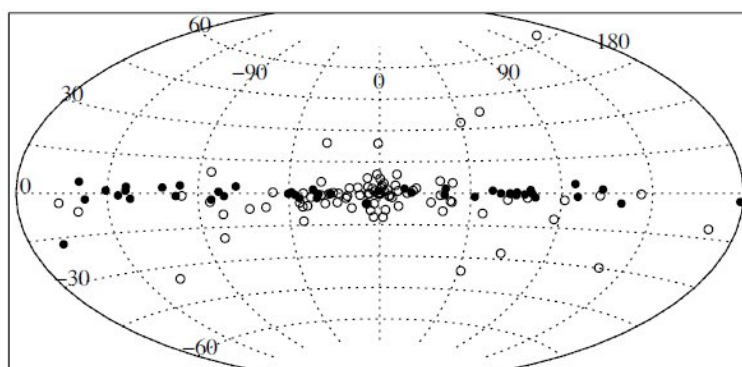


図 2.11: HMXB と LMXB の分布図 [11]

マイクロクウェーサー

マイクロクウェーサーとは、コリメートされた相対論的ジェット (電波観測によって、ジェットからのシンクロトロン放射が見え、確認された) の構成要素をもった銀河系内に存在する X線連星系である。そのほとんどがブラックホール連星系である。銀河系内のマイクロクウェーサーは、

典型的に X 線光度が 10^{37} ergs⁻¹ よりも大きく、その放射は電波からガンマ線にまでわたっており、多波長観測をすることの意義が強調される。マイクロクウェーサーの特徴として変動のタイムスケールが短いため、コンパクト天体周りで起こっている質量降着やジェット放出過程を研究する上で最適な天体群である。そして系外天体であるクウェーサーと比較すると、中心天体のスケールの相違はあるものの、その構造及び物理的状態が類似していることも特徴である。

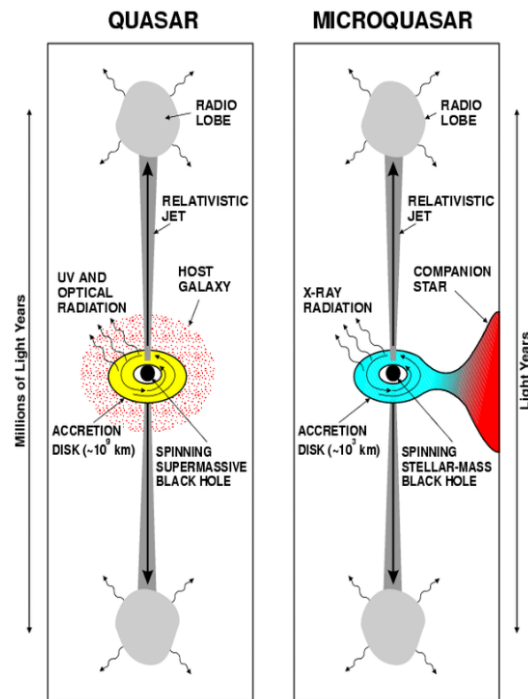


図 2.12: クウェーサーとマイクロクウェーサーの比較 [27]

2.5 ガンマ線天体の放射機構

§2.1 ~ §2.4 で述べたように、ガンマ線天体は電波からガンマ線の広帯域にわたって放射している。ここでは代表的な放射機構であるシンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、Synchrotron Self Compton 放射について触れる。

2.5.1 シンクロトロン放射

高エネルギーの電子が磁場の中を運動するとき、ローレンツ力によって磁場と垂直な方向に曲げられる。そのときの加速によって電子から発生する光子をシンクロトロン放射という。低エネルギーの電子から放出されるものはサイクロトロン放射という。磁場 B [G] 中の相対論的な速さで運動する電子 1 個から放射される単位時間単位周波数あたりの光量 $P(\omega, \gamma)$ は以下のように表される。

$$P(\omega, \gamma) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{2\pi m_e c^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad [\text{erg s}^{-1}\text{Hz}^{-1}] \quad (2.1)$$

ここで e , m_e はそれぞれ電子の電荷、質量、 α は磁場と電子の速度ベクトルのなす角、 γ は電子のローレンツ因子、 ω は周波数、 c は光速である。 $F(x)$ は、

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta \quad (2.2)$$

という 5/3 次の修正ベッセル関数 $K_{5/3}$ で表される関数である。 ω_c は臨界周波数と呼ばれるものであり、

$$\omega_c = \frac{3\gamma^2 e B \sin \alpha}{2m_e c} \quad (2.3)$$

と表される。 $F(x)$ は図 2.13 で表されるように $x \simeq 0.29$ でピークをもち、このことからシンクロトロン放射のピーク振動数 ν_p は、

$$\nu_p \simeq 1.2 \times 10^6 B \gamma^2 \sin \alpha \quad (2.4)$$

で与えられる。

次により一般的な場合として、多数の電子からのシンクロトロン放射を考える。電子の単位エネルギーあたりの数密度を $N_e(\gamma)$ とする。また電子のエネルギー範囲を γ_{\min} から γ_{\max} とする。全波長でのシンクロトロン放射強度 $P_{\text{tot}}(\nu)$ は式 2.1 より以下のように表される。(さらに $\omega = 2\pi\nu$ と置き換え)

$$P_{\text{tot}}(\nu) = \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} P(\nu, \gamma) N_e(\gamma) d\gamma \quad (2.5)$$

等方放射を過程した場合、放射係数 j_ν^{sync} は、

$$j_\nu^{\text{sync}} = \frac{1}{4\pi} P_{\text{tot}}(\nu) \quad (2.6)$$

$$= c_2 B \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} d\gamma N_e(\gamma) F\left(\frac{\nu}{c_1 B \gamma^2}\right) \quad (2.7)$$

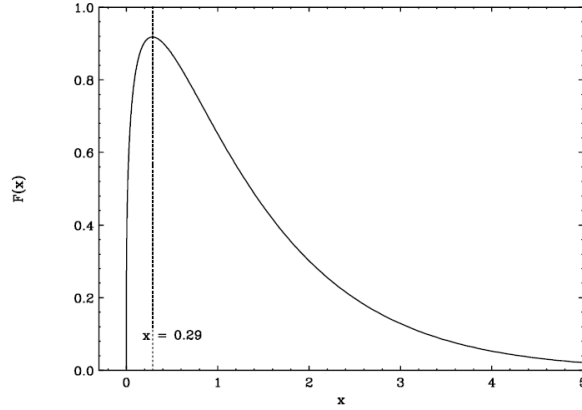


図 2.13: 単一電子からのシンクロトロン放射スペクトル [30]

となる。ここで、

$$c_1 = \frac{\sqrt{3}e^3}{4\pi m_e c^2}, \quad c_2 = \frac{3e}{4\pi m_e c} \quad (2.8)$$

である。電子の数密度 $N_e(\gamma) = N_0\gamma^{-2}$ ($1 < \gamma < 10^8$) という冪分布を仮定した場合、磁場 $B = 0.01 \sim 1.0$ [G] のときの j_ν は、ほとんどの周波数帯で冪乗分布となる (図 2.14(左))。低周波数と高周波数で見られる折れ曲がり、電子のエネルギー分布 ($1 < \gamma < 10^8$) の上限下限に起因するものである。

シンクロトロン放射では、電子との相互作用により光子の吸収も同時に起こる。その吸収係数 $\alpha_\nu^{\text{sync}}(\nu)$ は、

$$\alpha_\nu^{\text{sync}}(\nu) = -\frac{c_3 B}{\nu^2} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} d\gamma \gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{N_e(\gamma)}{\gamma^2} \right] F\left(\frac{\nu}{c_1 B \gamma^2}\right) \quad (2.9)$$

で与えられる。ここで、

$$c_3 = \frac{\sqrt{3}e^2}{8\pi m_e^2 c^2} \quad (2.10)$$

である。この吸収は低エネルギー側で大きな影響を受ける (図 2.14(右))。この吸収によりシンクロトロン放射のピーク波長より低エネルギー側ではカットオフがかかる。

式 2.1 を全周波数で積分することにより、電子 1 個が単位時間あたりに失うエネルギー損失量 dE/dt_{sync} が求まる。その量は、

$$\frac{dE}{dt_{\text{sync}}} = \frac{4}{3} \sigma_\tau \gamma^2 U_B \quad (2.11)$$

$$= 6.6 \times 10^4 B^2 \gamma^2 \quad [\text{eVs}^{-1}] \quad (2.12)$$

である。ここで $\sigma_\tau = \frac{8}{3} \pi r_e^2$ ($r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$: 電子の古典半径) はトムソン散乱断面積、 $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ は磁場のエネルギー密度である。

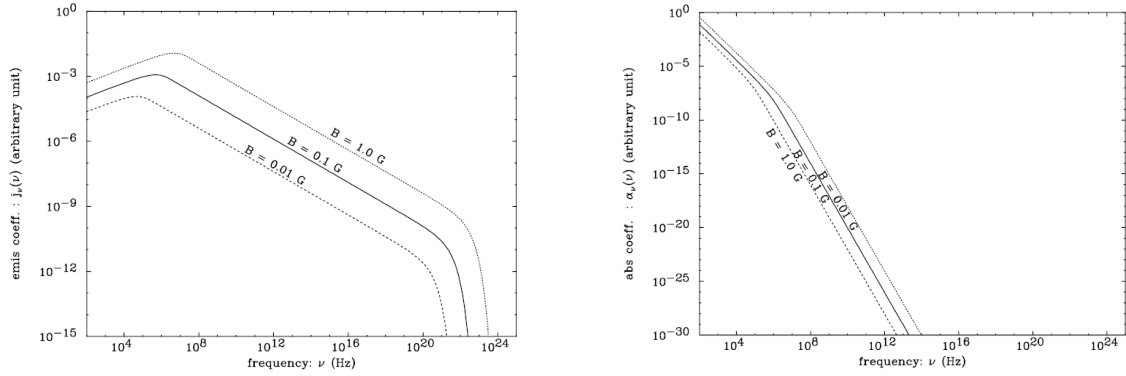


図 2.14: シンクロトロン放射の放射係数 j_ν^{sync} (左)、吸収係数 $\alpha_\nu^{\text{sync}}(\nu)$ (右)[30]

2.5.2 逆コンプトン散乱

静止している電子に光子が散乱される現象をトムソン散乱、コンプトン散乱と呼ぶ。トムソン散乱は光子のエネルギーを ε_0 とすると、 $\varepsilon_0 \ll m_e c^2$ のときに起こり、 ε_0 が $m_e c^2$ に近づくとコンプトン散乱となる。

上記の反応では電子は静止していたが、逆コンプトン散乱は光速に近い速度で運動する電子が光子を弾き飛ばす現象である。このとき電子が相対論的なエネルギーを持っていれば、光子は電子から多大なエネルギーを受け取り、ガンマ線となって散乱される。

逆コンプトン散乱を考える際には、トムソン散乱やコンプトン散乱と同じ考え方を使うと便利なので、以下のように観測者の系 (図 2.15) を変えて計算を行う。

観測系 電子静止系 観測系

入射光子のエネルギーを ε_0 、電子のエネルギーを E_e 、電子の速さを βc 、ローレンツ因子を γ 、光子の入射角を θ とすると、電子静止系における光子の入射エネルギー ε'_0 は、

$$\varepsilon'_0 = \gamma \varepsilon_0 (1 + \beta \cos \theta) \quad (2.13)$$

と書ける。

1) $\gamma \varepsilon_0 \ll m_e c^2$ の場合

光子が等方的に入射する ($\theta \approx \pi/2$ の場合が多くなる) とすれば、 $\beta \cos \theta \ll 1$ となり、式 2.13 は、

$$\varepsilon'_0 = \gamma \varepsilon_0 \quad (2.14)$$

となる。電子の静止系で見ると、 γ 倍にエネルギーの増えた入射光子は単にエネルギーを変えずに散乱される。つまり、電子静止系での光子の散乱はトムソン散乱に従う。トムソン散乱では、散乱光子のエネルギーは入射光子のエネルギーに等しく、電場に対して垂直な方向に散乱されやすい。そのため、電子静止系での散乱光子のエネルギーは $\gamma \varepsilon_0$ のままとなる。散乱角を ϕ とし、再びローレンツ変換を行って実験室系へ戻すと、 $\gamma \varepsilon_0 \ll m_e c^2$ の場合での逆コンプトン散乱による散乱光子のエネルギー、

$$\varepsilon = \gamma \varepsilon'_0 (1 - \beta \cos \phi) \approx \gamma^2 \varepsilon_0 \quad (2.15)$$

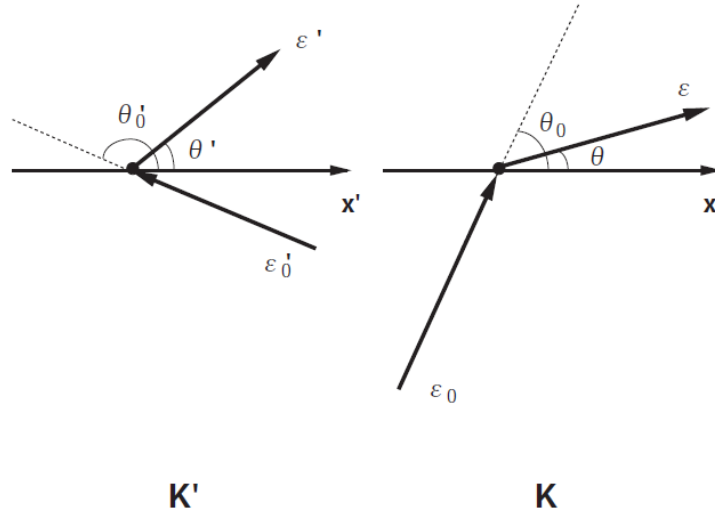


図 2.15: 逆コンプトン散乱の電子静止系 (左)、観測者の系 (右)[30]

が得られる。 ϕ の正確な角度分布から平均値を求めると、式 2.15 は、

$$\varepsilon = \frac{4}{3}\gamma^2\varepsilon_0 \quad (2.16)$$

となる。つまり、入射光子は約 $4/3(E_e/m_e c^2)^2$ 倍のエネルギーを持つ光子となって散乱される。また単位エネルギー単位秒あたりに逆コンプトン散乱で生成される光子数密度 $q(\varepsilon)$ は、

$$q(\varepsilon) = \int d\varepsilon_0 n(\varepsilon_0) \int d\gamma N(\gamma) C(\varepsilon, \gamma, \varepsilon_0) \quad (2.17)$$

で与えられる。ここで、 $n(\varepsilon_0)$ は光子の数密度で、 $N(\gamma)$ は電子密度である。今、電子のエネルギーは光子のエネルギーに比べて十分に大きく、その反応断面積はクライン・仁科の式から導かれ、

$$C(\varepsilon, \gamma, \varepsilon_0) = \frac{2\pi r_e^2 c}{\gamma^2 \varepsilon_0} \left[2\kappa \ln \kappa + (1 + 2\kappa)(1 - \kappa) + \frac{(4\varepsilon_0 \gamma \kappa)^2}{2(1 + 4\varepsilon_0 \gamma \kappa)} (1 - \kappa) \right] \quad (2.18)$$

$$\kappa = \frac{\varepsilon}{4\varepsilon_0 \gamma (\gamma - \varepsilon_0)} \quad (2.19)$$

である。ここで r_e は古典的電子半径。これらの式から、逆コンプトン散乱による放射の放射係数 j_ν^{IC} は、

$$j_\nu^{\text{IC}} = \frac{h\varepsilon}{4\pi} q(\varepsilon) \quad (2.20)$$

と表される。ここで h はプランク定数である。また、そのエネルギー範囲は、

$$\varepsilon_0 \leq \varepsilon \leq \gamma \frac{4\varepsilon_0 \gamma}{1 + 4\varepsilon_0 \gamma} \quad (2.21)$$

で与えられる。

例を挙げると、1 TeV の電子 ($\gamma \sim \times 10^6$) は 2.7 K の宇宙背景放射 ($\sim 10^{-4}$ eV) を約 500 MeV

のガンマ線にたたき上げることができる。ただし、散乱角 $\phi = 0$ の場合は別で、散乱光子のエネルギーは、

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \quad (2.22)$$

となり、散乱が起こらず素通りすることが分かる。

逆に電子について考えると、電子は $4/3(E_e/m_e c^2)^2 \varepsilon_0$ だけエネルギーを失う。ここで、光子のエネルギー密度を U_{ph} とすると、エネルギー損失は、

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{4}{3} \gamma^2 c \sigma_T U_{ph} \\ &= 2.66 \times 10^{-14} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 U_{ph} \quad [\text{eVs}^{-1}] \end{aligned} \quad (2.23)$$

と表される。

2) $\gamma \varepsilon_0 \geq m_e c^2$ の場合

この場合は、電子静止系での光子の散乱はコンプトン散乱に従う。コンプトン散乱の場合、入射光子のエネルギーを k_0 、散乱光子のエネルギーを k とすると、 k_0 と k の間には、

$$k = \frac{k_0 m_e c^2}{m_e c^2 + k_0 (1 - \cos \phi)} \quad (2.24)$$

の関係がある (ϕ は $\gamma \varepsilon_0 \ll m_e c^2$ の場合と同様に散乱角)。これを用いれば、 $\gamma \varepsilon_0 \geq m_e c^2$ での逆コンプトン散乱後の散乱光子のエネルギー ε は、

$$\varepsilon = \gamma \frac{\gamma \varepsilon_0 m_e c^2}{m_e c^2 + \gamma \varepsilon_0 (1 - \cos \phi)} (1 - \beta \cos \phi) \quad (2.25)$$

となる。この式でも、1) と同様に $\phi = 0$ のときは $\varepsilon = \varepsilon_0$ となり、素通りの過程となる。さらに、高エネルギー領域 $\gamma \varepsilon_0 \gg m_e c^2$ かつ $\phi \neq 0$ の場合は、式 2.25 は、

$$\varepsilon \approx \gamma m_e c^2 = E_e \quad (2.26)$$

となる。すなわち、電子は1度の散乱でほとんどのエネルギーを光子に与えることとなる。また、コンプトン散乱の微分断面積はクライン・仁科の式、

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \left(\frac{k_0}{k} + \frac{k}{k_0} - \sin^2 \phi \right) 2\pi \sin \phi d\phi \quad (2.27)$$

で与えられる (r_0 は古典電子半径)。高エネルギー領域 $k_0 \gg m_e c^2$ で、式 2.27 を ϕ で積分すると、

$$\sigma = \pi r_0^2 \frac{m_e c^2}{k_0} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{2k_0}{m_e c^2} \right) \quad (2.28)$$

となる。この式からわかる通り、散乱断面積は入射光子のエネルギーとともに減少する。従って、高エネルギー領域では逆コンプトン散乱の放射効率は入射光子のエネルギーの増大に伴って小さくなるのがわかる。

2.5.3 Synchrotron Self Compton(SSC) モデル

SSC モデルとは、シンクロトロン放射によって光子を放出している高エネルギー電子がシンクロトロン放射光と逆コンプトン散乱を起こし、シンクロトロン光子をガンマ線といった高エネルギーまで叩き上げる放射モデルである。SSC モデルではシンクロトロン放射からの種光子のみを考えているので、上述で計算したシンクロトロン放射強度をもとに、逆コンプトン散乱の強度を計算すれば良い。半径 R の領域から球対称に放射されている場合を考えた場合、それぞれの放射の光度 $L_{\text{sync}}(\nu)$, $L_{\text{IC}}(\nu)$ は、

$$L_{\text{sync}}(\nu) = 4\pi R^2 \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \left(1 - \frac{2}{\tau_\nu} [1 - e^{-\tau_\nu} (\tau_\nu + 1)]\right) \quad (2.29)$$

$$L_{\text{IC}}(\nu) \simeq \frac{16}{3} \pi^2 R^3 j_\nu^{\text{IC}} \quad (2.30)$$

と計算される。ここで τ_ν は視線方向への光学的厚さであり、 $\tau_\nu = 2\alpha_\nu R$ で表される。また、式 2.11、2.23 より、シンクロトロン放射の放射輝度 L_{sync} とシンクロトロン放射光を種光子とした逆コンプトン散乱による放射輝度 L_{SSC} には、

$$L_{\text{SSC}} = \frac{U_{\text{sync}}}{U_B} L_{\text{sync}} \quad (2.31)$$

の関係が成り立つ。ここで U_{sync} はシンクロトロン放射起源の種光子のエネルギー密度である。種光子のエネルギー密度 U_{sync} は放射領域 R を用いて、

$$U_{\text{sync}} = \frac{L_{\text{sync}}}{4\pi R^2 c \delta^4} \quad (2.32)$$

で表される。ここで、 δ はドップラー (ビーミング) 因子である。SSC 放射のピーク成分 ν_{SSC} は、シンクロトロン放射のピーク波長 ν_{sync} を用いて、

$$\nu_{\text{SSC}} = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu_{\text{sync}} \quad (2.33)$$

と表される。今、放射領域の大きさ R は時間変動のタイムスケールから $R < c\Delta t_{\text{obs}}$ と制限を与えることができる。式 2.31 ~ 2.33 から B , γ を消すと、

$$\delta^4 \geq 1.6 \times 10^{12} \frac{L_{\text{sync}}}{c^3 \Delta t_{\text{obs}}^2} \left(\frac{L_{\text{sync}}}{L_{\text{SSC}}} \right) \frac{\nu_{\text{SSC}}^2}{\nu_{\text{sync}}^4} \quad (2.34)$$

とドップラー因子に制限を与えることができる。VLBI の AGN のジェットの観測より、ジェットのドップラー因子には上限値が求まっておりその値は、

$$\delta < 20 \quad (2.35)$$

となることが知られている。この SSC モデルは HBL に対してよく合うことが知られている。一方 OVV QSO のスペクトルに対して $\delta > 100$ を要求するため、これらの天体に関しては SSC モデルのみで電波からガンマ線にわたる広帯域エネルギースペクトルの形を説明するのは難しいとされている。

第3章 観測機器

以下では、本論文でデータ解析したフェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡、X線天文衛星「すざく」、東広島天文台かなた望遠鏡について、その詳細を述べる。

3.1 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡の概要

フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡(旧名:GLAST、以下フェルミ衛星)(図3.1)は、2008年6月11日12時05分(EDT)にケープ・カナベラル空軍基地から打ち上げられた、米国、日本、イタリア、フランス、スウェーデン、ドイツの国際協力開発のガンマ線天文衛星である。



図 3.1: フェルミ衛星概観 [21]

ガンマ線天文学は1964年のOSO-3衛星以降、1991年に打ち上げられたCGRO衛星の活躍により、大きく発展した。CGRO衛星に搭載されたEGRET検出器では、ガンマ線が検出される際に発生する電子陽電子対を追跡するガススパークチェンバーを用いた検出器により20 MeV ~ 30 GeVのエネルギー帯域で全天サーベイ観測を行った。これによりAGN、太陽フレア、パルサー、大マゼラン星雲など、計271天体からのガンマ線を検出した。しかし、その位置決定精度の粗さから、他波長で同定されていない天体も多い。フェルミ衛星はこれらの後継機にあたる衛星である。広い視野、高い位置分解能を特徴としており、打ち上げから3ヵ月で出された3ヵ月カタログにはすでに前代CGRO衛星搭載EGRET検出器の9年間の検出ガンマ線天体の数を大きく上回る500を超えるガンマ線天体が収録され、最新の2年カタログには1873天体のガンマ線天体が検出されている。

フェルミ衛星の主検出器であるLAT(Large Area Telescope)は、20 MeV ~ 300 GeV のエネルギー領域、2 str に及ぶ広い視野、CGRO 衛星搭載のEGRET に比べて数倍良い角度分解能、数10倍もの高い感度を持つなどの特徴がある。軌道周期95分で全天の約85%をカバーすることができ(表3.1にフェルミ衛星のLAT検出器とCGRO衛星のEGRET検出器の性能の比較を示す)、この広い視野を活かして全天を長期的にサーベイ観測している。図3.2に、フェルミとCGROそれぞれで検出したガンマ線による全天マップを示す。CGRO衛星のEGRET検出器では明るいガンマ線天体と銀河面放射がぼやけて見えるに対して、フェルミ衛星のLAT検出器は多数のガンマ線源がはっきりと見える。これらのことを活かして、ブレーザー天体など変動の激しい天体の観測に対しては数時間のタイムスケールでの変動と数ヶ月にわたる長期変動を同時に追うことが可能である。また数時間で全天を観測できることから、発生場所が事前に分からない突発的な事象も多数発見している。

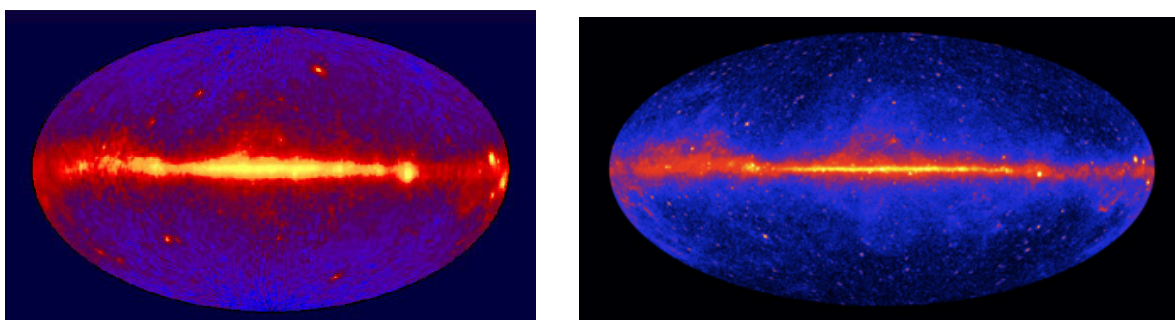


図 3.2: EGRET による全天マップ (左) とフェルミによる全天マップ (右) と [21]

表 3.1: フェルミ-LAT と CGRO-EGRET の性能の比較

	CGRO-EGRET	フェルミ-LAT
エネルギー帯域	20 MeV - 30 GeV	20 MeV - 300 GeV
有効面積	1500 cm ²	9,500 cm ²
視野	0.5 sr	2.4 sr (全天の 20 %)
角度分解能	≤ 0.5° (> 10 GeV)	≤ 0.15° (> 10 GeV) 0.6° (1 GeV)
	5.8° (100 MeV)	3.5° (100 MeV)
エネルギー分解能	10 %	≤ 10 %
検出天体数	271	> 10000 (expected)

3.1.1 Large Area Telescope(LAT) 検出器の検出原理

フェルミ衛星の主検出器である LAT は電子陽電子対生成型ガンマ線検出器である。これはガンマ線が入射したときに対生成によって発生した電子・陽電子をとらえることでガンマ線の検出を行うものである。図 3.3 に LAT 検出器の模式図を示す。LAT は飛跡を検出するトラッカー (TKR)、エネルギーを測定するカロリメータ (CAL)、バックグラウンドとなる荷電粒子を識別するための Anti-coincidence Detector(ACD) から構成されている。

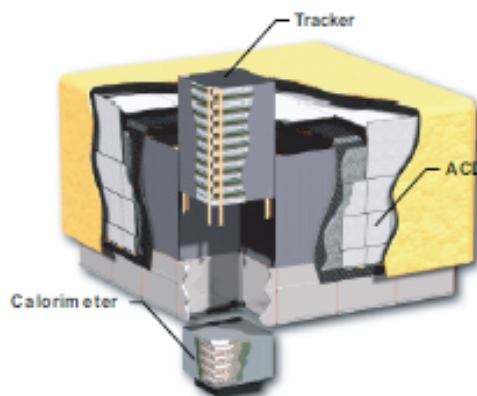


図 3.3: LAT 検出器の模式図 [19]

トラッカー (TKR)

トラッカーは入射ガンマ線の到来方向を割り出すための飛跡検出器である。19 層のトレイがあり、それぞれがシリコンストリップ検出器を 4×4 の 16 枚取り付けられたシリコンレイヤーが 2 枚と入射ガンマ線と相互作用を起こすための原子番号が高いタングステンのシートの重ね合わせで構成されている。シリコンレイヤーは最上部と最下部のトレイにはそれぞれ下部、上部にだけ使われているので、全部では 36 枚のシリコンレイヤーが含まれている。有効面積を確保するには、タングステンシートは厚い方がよいが、厚過ぎると生成された電子・陽電子が多重散乱を起こして角分解能が悪化する。特に低いエネルギーの光子の到来方向を精度良く決定するためには、多重散乱は無視できないので、上層の 12 層のトレイには薄いタングステンシート (0.095 mm) が入っている。逆に高いエネルギーを持つ光子の場合は多重散乱をそれほど気にする必要はないので、有効面積を確保するために下の 4 層のトレイには厚いタングステンシート (0.72 mm) が入っている。さらにその下のトレイでは、多重散乱により飛跡がゆがめられることを防ぐためにタングステンシートは入っていない。

図 3.4(左) にトラッカーがガンマ線を検出する原理を書いたイラストを示す。ガンマ線が入射するとタングステンシートで対生成が起こり、電子・陽電子が生成され、その飛跡をシリコンストリップ検出器で検出する、という過程でガンマ線の到来方向を割り出している。228 μm ピッチという高い空間分解能をもつシリコンストリップ検出器を用いることで飛跡検出の精度および角度

分解能を向上させることができ、また天体からのガンマ線による事象と荷電粒子による事象を飛跡の形状を用いて区別し、バックグラウンドを低減できる。シリコンストリップ検出器は放射線耐性が強く、高いトリガーレートにも耐えることができ、また低電力での高速読み出しの技術が確立しているために、衛星での過酷な環境にも十分耐えられる。このシリコンストリップ検出器は、広島大学が中心となって研究・開発したものである (図 3.4 右)。

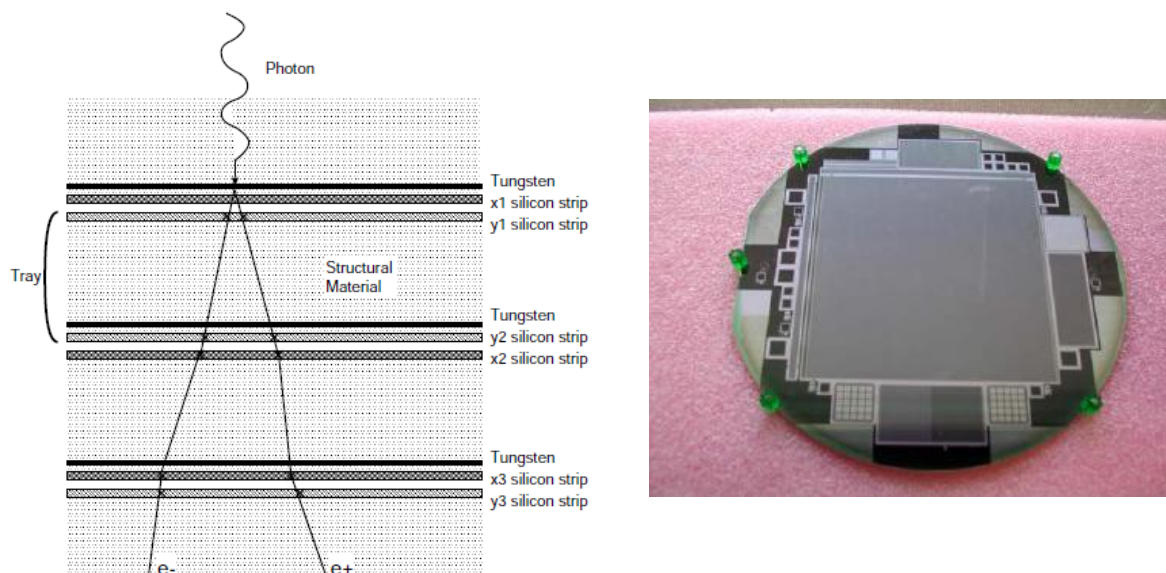


図 3.4: トラッカーの検出原理 (左)[20] とシリコンストリップ検出器の写真 (右)

カロリメータ (CAL)

エネルギーを測定する電磁カロリメータ (図 3.5 にカロリメータの構造図を示す) は、CsI(Tl) シンチレータのアレイで構成されている。トラッカー部で入射ガンマ線から生成された電子・陽電子は、トラッカー部の下に配置されているこのカロリメータ部に入射する。電子・陽電子がシンチレータ中で電磁カスケード (対生成によってできた電子・陽電子が原子核によって何度か制動放射を起こすことで、複数のガンマ線を放出する。この仮定を繰り返すことで粒子数が増加する現象のこと) が起こる。これによって CsI(Tl) シンチレータで生じる蛍光をフォトダイオードで検出することで入射ガンマ線のエネルギーを測定する。またシンチレータをセグメント化することで、電磁シャワーの 3 次元構造を捉えることが出来る。トラッカーと組み合わせることで飛跡の決定精度が向上し、またシャワーの構造から 100 GeV 以上の全エネルギー吸収しきれないガンマ線のエネルギーの推定も可能になり、検出エネルギーの上限値が CGRO 搭載 EGRET 検出器での 30 GeV から 300 GeV までに向上した。

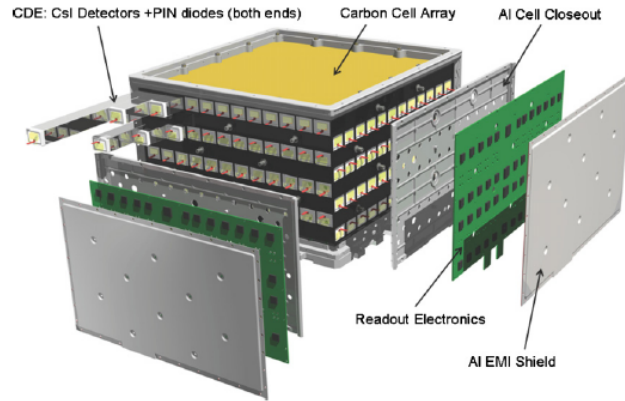


図 3.5: カロリーメータの構造 [20]

Anti-coincidence Detector(ACD)

ACD はトラックを覆う 89 枚のセグメント化されたシンチレータである (図 3.6 に ACD の構造を表すイラストを示す)。プラスチックシンチレータがバックグラウンドとなる荷電粒子と反応した際に出す蛍光を、光ファイバーを介して光電子増倍管によって読み出している。この信号を反同時計数に使うことによって、99.97 % 以上の荷電粒子バックグラウンドを除去することができる。また、セグメント化したため、高エネルギーガンマ線の self-veto の影響を抑えることができる。self-veto とは、カロリーメータで生成される電磁カスケード中のガンマ線の一部がシャワーの向きと反対方向に出て (backsplash)、それが ACD で検出されるため、本来の天体からの信号がバックグラウンドとして除去されてしまうことである。EGRET 検出器はこの self-veto のため 10 GeV 程度までしか高エネルギー側の感度がなかった。LAT ではセグメント化によって、ACD の信号が backplash か、荷電粒子バックグラウンドかを判定することができ、エネルギー帯を大きく広げること成功している。

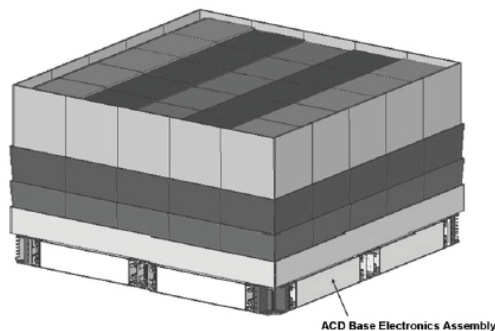


図 3.6: ACD の構造。最上層の 5×5 のアレイとサイドの 16 枚が 4 層に渡って、計 89 枚のプラスチックシンチレータが使われている [20]

3.2 「すざく」衛星の概要

「すざく」は、「はくちょう」(1979年)、「てんま」(1983年)、「ぎんが」(1987年)、「あすか」(1993年)に続く、日本で打ち上げられた5番目のX線天文衛星で、日米共同で開発された。ISAS/JAXAのM-V-6号ロケットにより2005年7月10日に鹿児島県内之浦で打ち上げられた。「すざく」衛星は直径2.1mの八角柱の構体を基本として全長6.5mの大きさを持つ。太陽パネルを広げた幅は5.4mになり、総重量は1680kgである。現在、高度約570km、軌道傾斜角31度の略円軌道を飛行しながら観測を行っている(図3.7)。高高度楕円軌道を周回する米国のChandra衛星や欧州のXMM-Newton衛星と比較して、軌道が低高度であるため、地球磁気圏によって荷電粒子由来の検出器雑音(バックグラウンド)が低減されている。

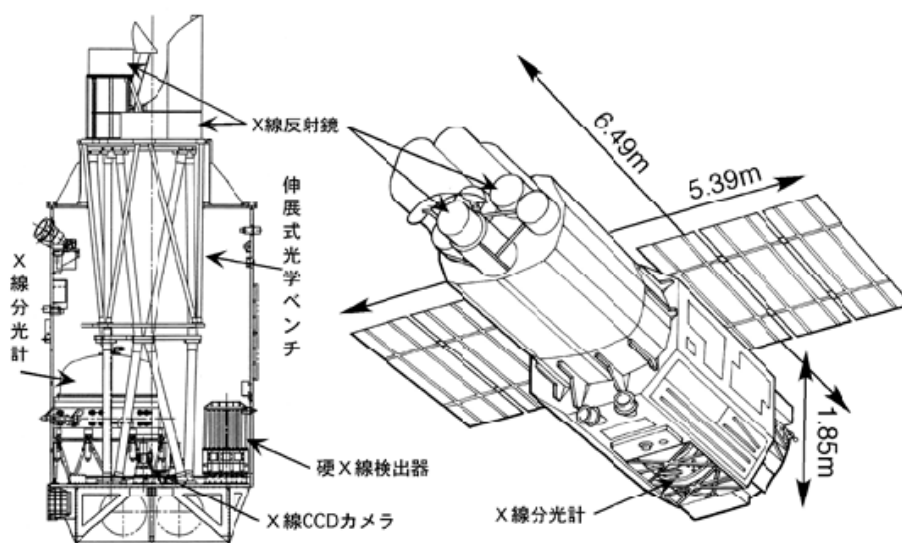


図 3.7: すざくの概念図 [22]

「すざく」には5つの軟X線検出器と1つの硬X線検出器が搭載されている。軟X線検出器は5つのX線反射鏡(X-ray Telescope;XRT)とその焦点面にある4つのX線CCDカメラ(X-ray Imaging Spectrometer;XIS)と1つのX線マイクロカロリメータ(X-ray Spectrometer;XRS)からなる。XISは0.2-12 keVのエネルギー帯域をカバーし、典型的なエネルギー分解能は130 eVである。XRSはXISと同程度のエネルギー帯域で典型的なエネルギー分解能が6 eVと非常に優れた性能をもつ検出器であったが、2005年8月8日にXRSで使用している液体ヘリウムが消失する事故があり、観測不能となった。高エネルギー帯域のX線を観測するために硬X線検出器(Hard X-ray Detector;HXD)も搭載されており、その観測エネルギー帯域は10-600 keVである。「すざく」はXISとHXDによって0.2-600 keVの非常に広範囲なエネルギー帯域で同時観測が可能なX線衛星で、10-300 keVでは過去最高の感度を達成しており、0.3-1 keVではこれまでのX線CCDカメラに比べて高いエネルギー分解能を達成している。したがって、「すざく」では広帯

域の観測を高感度で行うことができる。表 3.2 にそれぞれの検出器の基本性能を示す。

表 3.2: すざく衛星の基本性能

衛星	軌道遠地点高度	568 km
	軌道周期	96 min
	軌道傾斜角	31°
XRT	焦点距離	4.75 m
	視野	17' at 1.5 keV 13' at 8 keV
	有効面積	440 cm ² at 1.5 keV 250 cm ² at 8 keV
	空間分解能	2'(HPD)
XIS	視野	17'.8 × 17'.8
	エネルギー帯	0.2-12 keV
	エネルギー分解能	130 eV at 6 keV(FWHM)
	有効面積	330 cm ² (FI),370 cm ² (BI) at 1.5 keV 169 cm ² (FI),110 cm ² (BI) at 8 keV
	時間分解能	8 s(normal mode),7.8 ms(P-sum mode)
	ピクセル数	1024 × 1024 pixels
HXD	視野	34' × 34' (≤ 100 keV) 4°.5 × 4°.5 (≥ 100 keV)
	エネルギー帯	10-70 keV(PIN) 50-600 keV(GSO)
	エネルギー分解能	3.0 keV(PIN,FWHM) 7.6/√E _{MeV} %
	有効面積	160 cm ² at 20 keV 260 cm ² at 100 keV
	時間分解能	61 μs

3.2.1 X-Ray Telescope(XRT)

一般に撮像観測を行う場合、望遠鏡を用いて集光すると、その有効面積に対して検出器面積を小さくすることができるので S/N 比 (signal/noise 比) が飛躍的に向上し有利である。しかし X 線の場合、可視光望遠鏡の場合と異なり、全反射角が ~1° 以下と非常に小さくなるため、斜入射型の全反射望遠鏡を用いる。「すざく」に搭載された XRT の製作には、表面が非常に滑らかな円錐型の母型に蒸着した金・プラチナなどの鏡面膜を、エポキシ接着剤により円錐型のアルミ薄板に移

しとるレプリカ法という手法が用いられている。レプリカ法では、従来のアルミ薄板に直接、鏡面物質を蒸着させる方法に比べて、鏡表面が滑らかに仕上げることができ、X線の散乱をおさえることで結像性能が向上している。「すざく」では、このように作成されたレプリカミラーを175枚同心円状に並べることで、口径40 cmの小型で超軽量なX線望遠鏡を構成しており、「あすか」に比べて約2倍優れた角分解能を達成した。また伸展式の光学ベンチを設け、4.75 mの長い焦点距離をとることで、斜入射角が小さくなり高エネルギー側での反射率が2倍向上した。さらに「すざく」XRTでは、反射鏡の上にプリコリメータを設置することで、これまで多重薄板X線望遠鏡で問題となっていた迷光が約一桁減少している。

3.2.2 X-ray Imaging Spectrometer(XIS)

CCD(Charge Coupled Device)カメラ(図3.9(右))は、半導体検出器を二次元アレイ状に並べたものである。あるエネルギー E のX線光子が半導体の空乏層に入射すると、光電効果により光電子が生成される。生じた光電子はエネルギーを失うまで半導体物質と衝突し(電離損失)、電子・正孔対がつくられる。生成される電子・正孔対の数は、おおよそ E/W 個となる。ここで W は半導体物質の平均電離エネルギーであり、ケイ素(Si)の場合、 ~ 3.65 eVである。X線CCDカメラは通常の可視光CCDカメラとは異なり、生成された電子の数を数えることによって、入射したX線光子のエネルギーを測定できる。また、可視光CCDカメラは、受光用素子と電荷転送用素子が相互に並ぶインターライン方式が用いられているが、X線CCDカメラは電荷転送用素子に一度に電荷を転送するフレームトランスフォー方式が用いられている。そのため、非常に明るい天体を観測した場合、CCDの露光・電荷転送時間の間に1つのピクセルに2つ以上のX線光子が入射すると、これらを区別することができず、2つの光子エネルギーの和を持つ1つの光子だと判別されてしまう(パイルアップ)。

XIS(図3.8)は、4台のX線CCDカメラから構成される検出器であり、それぞれX線望遠鏡の焦点面XRTに位置している。半導体素子としてSiが用いられている。0.2-12 keVに感度を持ち、天体の測光、分光が同時に行える。4台のCCDカメラのうち、3台(XIS 0,2,3)は表面照射型(Front-Illuminated;FI)であり、1台(XIS 1)は裏面照射型(Back-Illuminated;BI)である。FIはX線を電極側から入射させる型であり、エネルギー分解能に優れるが、低エネルギー側のX線は電極や絶縁層で吸収されてしまい、検出効率が悪い。一方、BIはX線を電極の裏側から入射させる型であり、エネルギー分解能がFIに劣るものの、低エネルギー側で高い検出効率を有する(図3.9(左))。

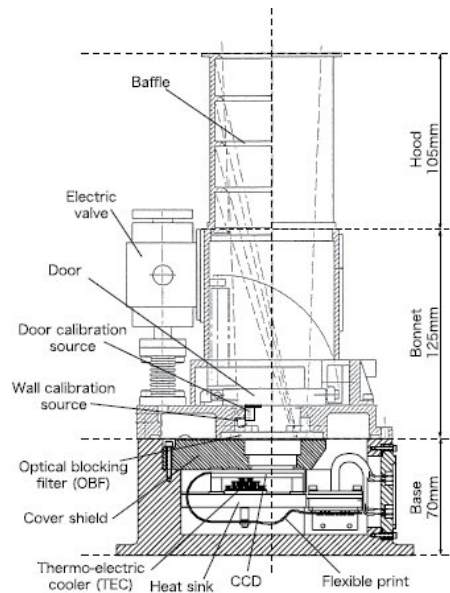
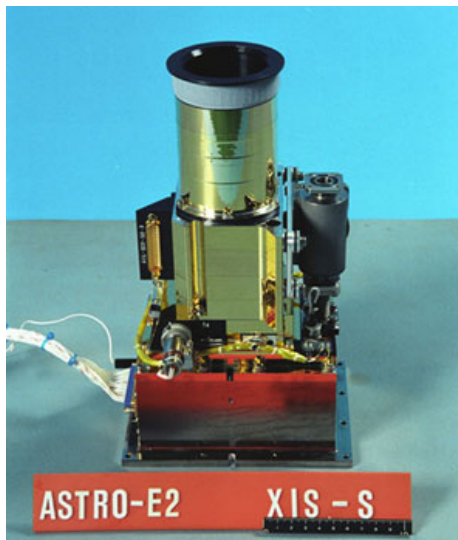


図 3.8: すざくに搭載されている XIS の写真 (左)、断面図 (右)[17]

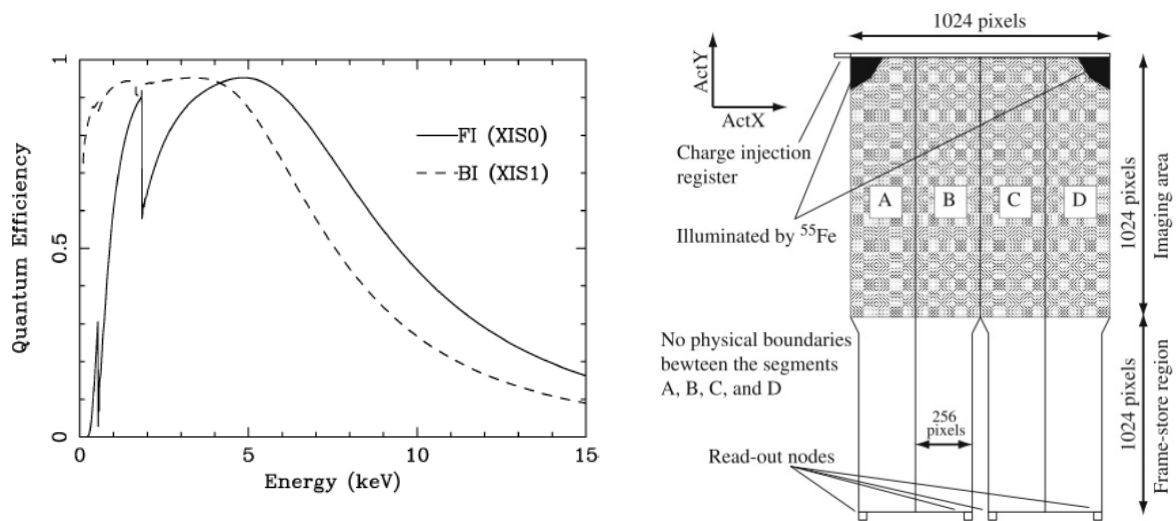


図 3.9: XIS FI/BI のエネルギーに対する量子効率の比較図 (左)、XIS CCD の概略図 (右)[17]

3.2.3 Hard X-ray Detector(HXD)

硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector: HXD)(図 3.10(左)) は図 3.10(右) に示すように、16 ユニットの Well 検出器 (主検出部)(図 3.11) とそれらを取り囲む 20 ユニットの Anti 検出器 (シールド部) から構成される非撮像型の検出器であり、10-600 keV の硬 X 線帯域で、分光観測を行なう。HXD が狙う硬 X 線領域では、天体からの信号はおおよそエネルギーとともにべき型関数的に減少する。さらに HXD は、XIS のような集光系をもたないため宇宙線などによる粒子イベントや、検出器自身の放射化イベントなどのバックグラウンドがスペクトル中で支配的となる。よって、感度の良い観測を行うためにはバックグラウンドの低減が非常に重要となる。

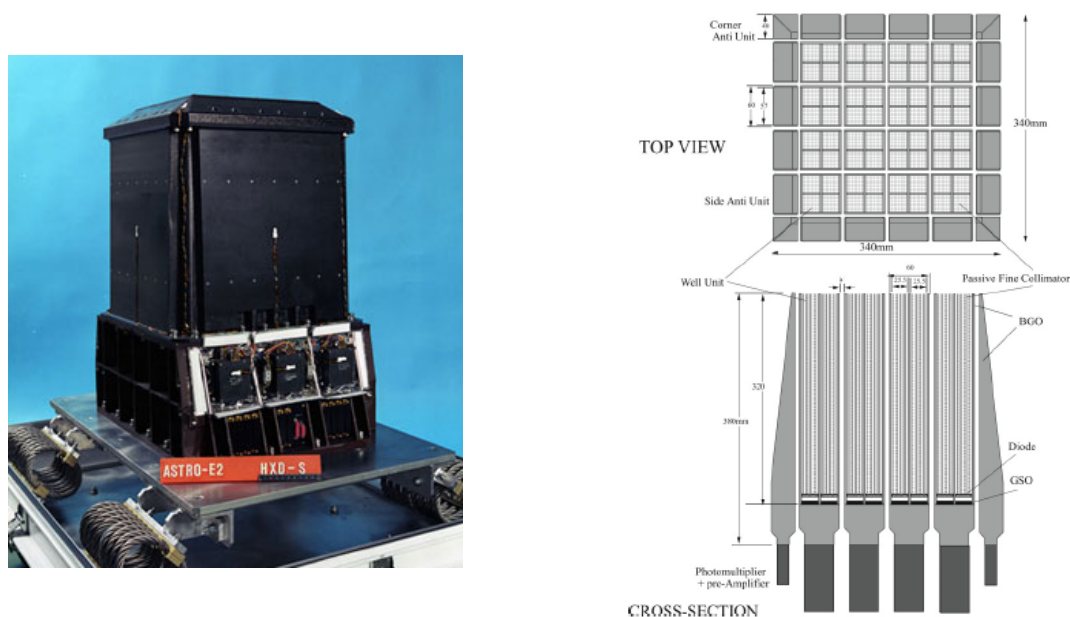


図 3.10: 「すざく」に搭載されている HXD の写真 (左)、HXD の概念図 (右)[18]

主検出部である Well 検出器の 1 ユニットの 10-70 keV を担当する 4 個の 2 mm 厚 PIN 型シリコンダイオード (PIN) と、50-600 keV を担当する GSO($\text{Gd}_2\text{SiO}_5: \text{Ce } 0.5\%$) シンチレータ検出器 (GSO) を、井戸型 BGO($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) シールドで取り囲む構造をしている。PIN ダイオードは、P 型半導体、N 型半導体の間に比抵抗の大きな真性半導体を挟む構造をしており、これに逆電圧を印加することで PN 間に検出領域である空乏層が発達する。ここに入射した X 線との相互作用によりエネルギーを得た空乏層中の電子が、そのエネルギーに対応する数の電子・正孔対を生成するため、それらの数を勘定することで入射 X 線のエネルギーを測定することができる。HXD では、厚さ 2 mm のぶ厚い PIN ダイオードを用いたことで、75 keV という高いエネルギー帯域までの有効面積を確保した。GSO や BGO などのシンチレータ検出器は、原子番号の非常に大きな元素からなる透明な無機結晶である。X 線との相互作用によりエネルギーを得た結晶中の電子が、周囲の束縛電子を励起させるため、これらの励起電子が低い準位に戻るときに放出する蛍光を、光電子増倍管で検出することにより入射 X 線エネルギーを測定している。HXD に用いられている GSO と BGO は光学的に接着されたフォスウィッチ構造をとっており、同一の光電子増倍管によっ

て読み出すが、蛍光の減衰時間の違い (BGO : 300 ns, GSO : 60 ns) を利用して、信号を区別することができる。PIN または GSO と、井戸型 BGO の信号の反同時計数をとることで、視野外からのバックグラウンドを除去を効率よく行なっている。PIN で検出できるような 100 keV 以下の光子に対しては、リン青銅からなるファインコリメータ (FC) によって視野は $34' \times 34'$ (FWHM) に絞られるが、100 keV 以上の光子に対しては FC は透明となり、井戸型 BGO well が $4.5^\circ \times 4.5^\circ$ (FWHM) のコリメータとなる。

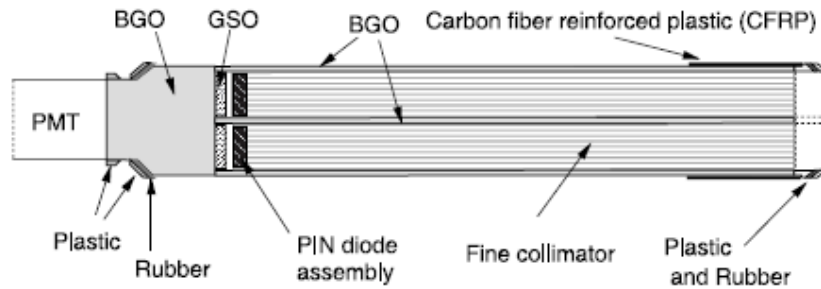


図 3.11: HXD Well ユニットの断面図 [18]

3.3 かなた望遠鏡の概要

かなた望遠鏡(図 3.12)は有効口径 1.5 m の主鏡を持ち、可視光・近赤外線で観測することを目的とした光学望遠鏡である。この望遠鏡は、もともと 1994 年に赤外シミュレータとして国立天文台の三鷹キャンパスに設置され、すばる望遠鏡に取り付ける観測装置や鏡の試験をするために使われてきた。そして 2004 年、その役割を終えたことを受けて天文研究への再利用を目的として広島大学が譲り受け、架台や制御系を更新した上で、広島大学宇宙科学センター附属東広島天文台に移設した。移設した福成寺地区は国内でも有数の良いシーイング環境(R バンド平均値 1.1"FWHM)を有している。宇宙科学センターではガンマ線バーストのような高エネルギー宇宙現象の解明に向け、かなた望遠鏡を使い人工衛星の観測と連携した多波長観測を行っている。

かなた望遠鏡は国内最大級である 1.5 m の主鏡を持ち、高い集光力を持つ。また、東広島天文台に移設する際に望遠鏡の架台部分を改造したことで、任意の天体に対して 50 秒以内で指向可能な高い駆動性能(方位速度 5 度/秒、高度速度 2 度/秒)を持っている。この駆動性能は口径 1.5 m クラスの望遠鏡としては世界最高水準である。さらに、大学所有の望遠鏡であることで、突発天体に対してフレキシブルに対応できるという利点がある。これらの利点を生かし、東広島天文台では突発天体の即時観測を行っている。特に発生後から急激に減少してしまうガンマ線バーストの可視光観測では人工衛星からのアラート(GCN)を受けて自動的に偏光観測を開始するシステムになっている。表 3.3 にかなた望遠鏡の主な諸元を示す。

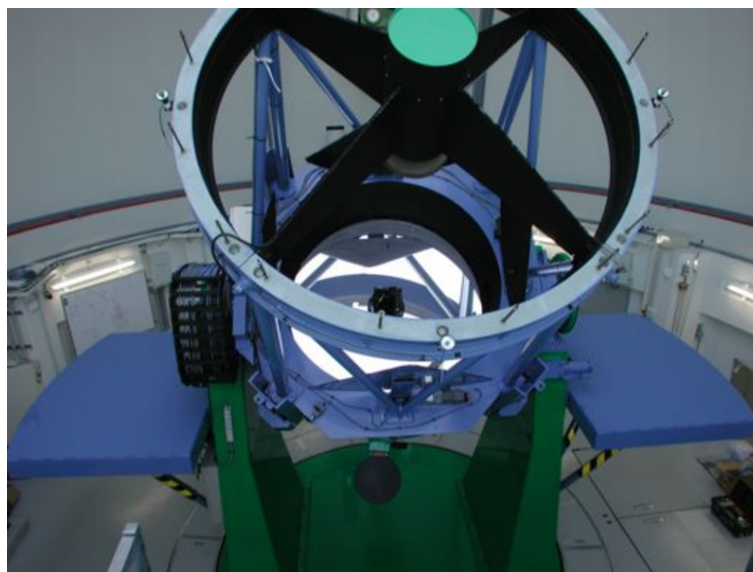


図 3.12: かなた望遠鏡

表 3.3: かなた望遠鏡の主な諸元

項目	仕様
光学系	リッチー・クレティアン光学系
主鏡径	有効径 1500 mm
主鏡材	ULE (超低膨張ガラス) 983 kg
合成 F 値	F=12.2 (焦点距離 $f=18300$ mm)
視野	15 分角
駆動方式	経緯台 (トルク・モーターによるフリクシヨンドライブ)
駆動速度	5 度/秒 (方位)、2 度/秒 (高度)
総重量	約 17 トン
搭載可能重量	500 kg(カセグレン焦点)、1000 kg(ナスミス焦点)

3.3.1 1 露出型偏光撮像装置 HOWPol

かなた望遠鏡の第一ナスミス焦点には、広島大学宇宙科学センターが独自に開発した 1 露出型偏光撮像装置「HOWPol」(図 3.13) が常設されている。この装置は、1 回の露出で直線偏光パラメータの導出が可能な偏光素子を用いている。モードとしては、広視野撮像モードのほかに、偏光撮像 (広視野型と狭視野型)、分光のモードを搭載している。CCD は浜松ホトニクスで開発された完全空乏型 CCD を用いている。表 3.4 に HOWPol の仕様を示す。

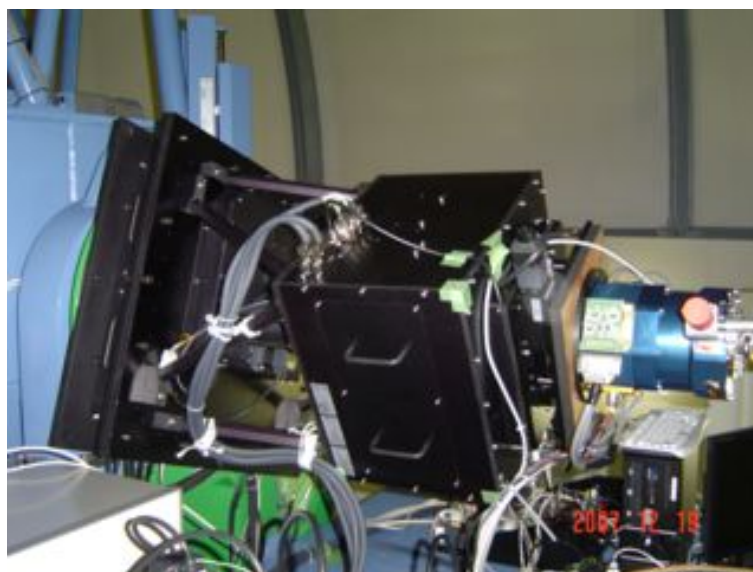


図 3.13: 1 露出型偏光撮像装置 HOWPol

表 3.4: HOWPol の仕様

波長	0.45-1.1 μ m
視野	撮像：15'×15' 広視野偏光：7'×7' 狭視野偏光：15'×1' 分光：2.3"×15'
フィルター	B,V,R,I,z'
偏光素子	Wedged double Wollaston Prism 広視野 (six calsite blocks) 狭視野 (six magnesium fluoride blocks and two fused silica wedges)
分光素子	低分散グリズム (透過型回折格子と 420 g/mm ,BK7 プリズム頂角 26.7 °)

3.3.2 可視赤外線同時撮像分光器 TRISPEC

かなた望遠鏡のカセグレン焦点に搭載する可視赤外線同時撮像分光装置「TRISPEC」(図 3.14) という名古屋大学で開発された装置である。この装置は、レーザーやガンマ線バースト、矮新星など様々な変動天体の解明に寄与している。この装置の特徴は、2枚のダイクロイックミラーを用いて、0.45-0.9 μ m、0.9-1.85 μ m、1.85-2.5 μ m の3つの波長域に分割することで、3波長域同時撮像・分光、偏光観測を行うことができることが挙げられる。可視検出器は、512 × 512 フォーマットの SiTe 検出器を、近赤外線検出器は 256 × 256 フォーマットの InSb 検出器を用いている。TRISPEC はかなた望遠鏡の設置以降、主力装置として用いられていたが、現在故障につき運転が止まっている。表 3.5 に TRISPEC の仕様を示す。

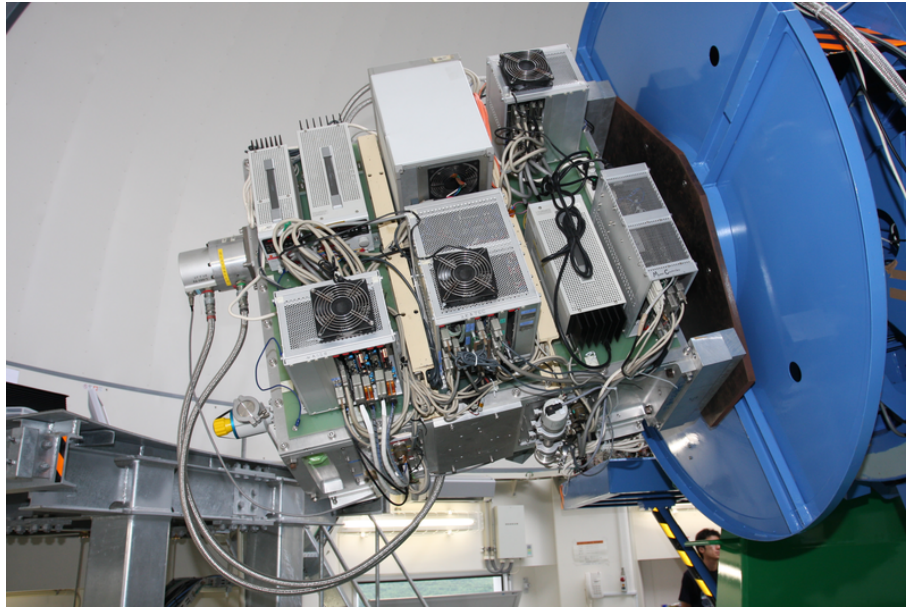


図 3.14: 可視赤外線同時撮像分光器 TRISPEC

表 3.5: TRISPEC の仕様

波長域	0.45-2.5 μm
視野	撮像 : 7' \times 1.7' 偏光 : 7' \times 1.7' 分光 : 7' \times 3.3" 偏光分光 : 3.3" \times 1.7'
フィルター	B,V,R,I,J,H,K _s ,K,L',H ₂

3.3.3 可視近赤外線同時カメラ HONIR

可視近赤外同時カメラ (Hiroshima Optical and Near-InfraRed camera)(図 3.15) は TRISPEC の後継機として広島大学宇宙科学センターが独自に開発しているものである。HONIR で実現される機能は、1 つ目に可視 1 素子・近赤外 2 素子の検出器を有する多色撮像装置 (現在は可視 1 素子と近赤外 1 素子の 2 つである)(付録参照)。2 つ目に偏光撮像モード、分光撮像モード、偏光分光撮像モードである。2 バンド、ないし 3 バンドの同時観測を可能とする光学素子は、ダイクロイックミラーである。ダイクロイックミラーとは誘電体の多層膜などの薄膜を鏡面に形成させることで特定の波長帯を反射させ、それ以外の波長帯は透過させることのできる鏡のことである。これを可視と近赤外を分離するものと、近赤外を 2 つに分離するものの 2 つのダイクロイック

ミラーを用いて、それぞれの波長に感度がある検出器を設置することで3つの波長帯での観測が可能になる。用いる検出器は可視では浜松ホトニクスと国立天文台が共同開発をした完全空乏層型 CCD(HPK CCD)(図 3.16 左)、赤外では米国の Raytheon 社製の Virgo-2K(図 3.16 右)である。HONIR と TRISPEC の検出器との比較を表 3.6 に示す。



図 3.15: 可視近赤外線同時カメラ HONIR

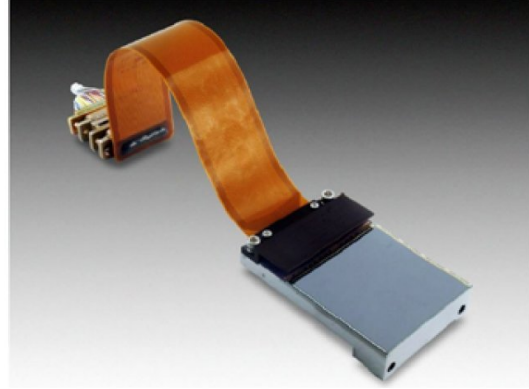
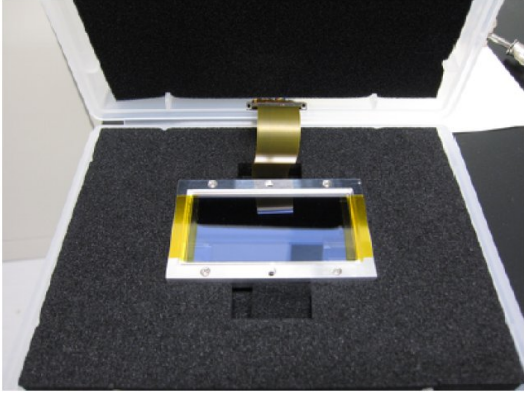


図 3.16: HPK CCD(左) と Virgo(右)

表 3.6: HONIR と TRISPEC の検出器性能の比較

装置	TRISPEC	HONIR
ピクセル数 (Opt)	512 × 512	2048 × 2048
(IR1)	256 × 256	2048 × 2048
視野	7 分角	10 分角
ピクセルスケール (Opt)	0.82 "/pix	0.29 "/pix
	1.64 "/pix	0.29 "/pix
読み出しシステム	Messia3	Messia5

第4章 ガンマ線未同定天体の多波長解析

§1 で述べたように本論文の目的は、フェルミ衛星によってガンマ線が検出されているが、その正体が不明である3個のガンマ線未同定天体について、ガンマ線・X線・可視・近赤外線観測結果から、これらが我々の銀河系内に存在するガンマ線連星なのかどうか、その正体を探ることである。そこで、この章では観測対象としてこの3天体をどのように選んだのか、各波長でのデータ解析の手法、解析して得られた結果とその考察について述べる。

4.1 対象天体

銀河系に存在する新しいガンマ線連星を探索するにあたって、私はまずフェルミ衛星でガンマ線放射が検出されているがその正体が分からないガンマ線未同定天体に着目した。この条件だけでは天体数が~600個にもなることから、これまでにROSAT(ROentgen SATellite)衛星によるX線全天サーベイ(ROSAT All Sky Survey:Bright Sources)の中から、先行研究によりとくに銀緯の低い未同定天体から抽出されている連星系候補の天体との対応を調べた[5][7]。このステップで対応がとれた天体が3天体であったため、本論文ではこれらについて観測とデータ解析を行った。この3天体の具体的な選別条件を以下に示す。

1. フェルミ衛星の2年間にわたる全天サーベイ解析により、ガンマ線が検出されているが、その正体は不明であること(図4.1)。
2. 銀緯が $|b| < 5^\circ$ [5]もしくは $|b| < 20^\circ$ [7]で、銀河系内に存在している可能性が高いこと。
3. ROSAT衛星の観測による0.1–2.4 keV X線の $HR1^a$ が0.9よりハードであり、ジェットを出している可能性があるlow/hard状態であること。
4. ジェットに起因すると考えられる電波放射が、電波のNVSS(NRAO/VLA Sky Survey)サーベikatログなどで観測されていること(図4.2)。
5. 電波の対応天体の位置にエラー範囲内で可視光の対応天体もいること。

^a HR (hardness ratio):ROSAT衛星で観測したX線の光子数のエネルギー範囲

$A = 0.1 - 0.4$ keV, $B = 0.5 - 2.0$ keVにおけるX線カウント数の比より $HR1 = (B - A)/(B + A)$ で定義される

項目2-5は、先行研究の結果を利用した[5][7]。なお既知のガンマ線連星LS I +61 303, LS 5039, Cyg X-3, Cyg X-1は1~4の選別条件を満たしている。以下に今回選んだ対象天体の3天体についてのデータを示す。

表 4.1: 対象天体の名前と座標

Target	$(\alpha, \delta)_{2000}$	(l, b)	HR1
1RXSJ013106.4 + 612035	(01h31m07.16s, + 61°20'33.00s)	(127.67°, - 4.49)	0.90
1RXSJ194246.3 + 103339	(19h42m47.48s, + 10°33'27.11s)	(48.3°, - 6.4)	1.00
1RXSJ135341.1 - 664002	(13h53m40.15s, - 66°39'57.58s)	(309.1°, - 4.5)	0.93

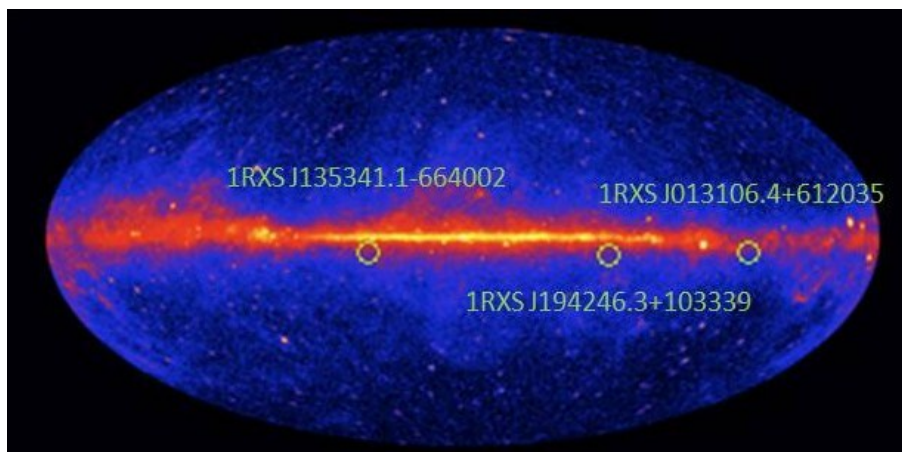


図 4.1: フェルミ全天マップで見る 3 天体の位置。銀河面に近い位置に存在している。

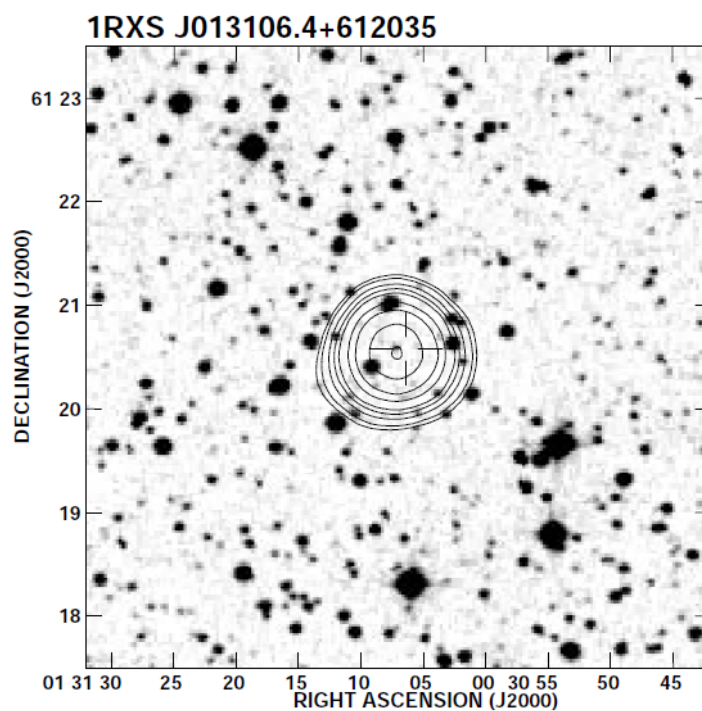


図 4.2: 1RXSJ013106.4+612035 における光学 DSS1 画像上に NVSS 電波コントアとクロス (RBSC:ROSAT Bright Sources Catalog の天文学的エラー 3σ) を載せた画像 [5]

現時点でこの3天体までの距離は分かっていない。距離の測定は赤方偏移 (redshift: z) を調べる手法が一般的であり、分光観測による測定された輝線の波長を静止系での値と比較する手法ことで z を正確に求めることができる。電離あるいは励起された原子から放射される光は原子内の電子のエネルギー準位が量子化されているため、ある特定の波長に輝線として現れる z が分かれば後退速度がわかり、そこからハッブルの法則より距離が分かる。しかし §2 で述べたようにブレーザー天体の一種 BL Lac 天体などではスペクトル中に輝線がみえない。ビーミング効果によって他の放射成分よりも、ジェットからの放射が卓越しているからである。この3天体も輝線はみえておらず、そのため距離が分かっていない [5][7]。

3天体の観測状況は、

1RXS J013106.4+612035 フェルミ、「すざく」、かなた望遠鏡 K・I・R バンド

1RXS J194246.3+103339 フェルミ、「すざく」、かなた望遠鏡 I・R バンド

1RXS J135341.1-664002 フェルミ、「すざく」

である。フェルミ衛星は全データがアーカイブとなっており、世界中の研究者が自由にデータ解析できるが、「すざく」とかなたによる X 線、可視・近赤外線データは、我々のチームで出した観測提案によって観測されたデータである。1RXS J135341.1-664002 に関しては南天にあるため、かなた望遠鏡による観測はできなかった。表 4.2 各観測機器による3天体の観測時期を示す。

表 4.2: 3天体の観測時期

Target	フェルミ	すざく	かなた (HOWPol)	かなた (HONIR)
1RXSJ013106.4 + 612035	2008/8/4 ~ 3 年間	2011/7/24	2009/11/28 ~ 2 年間	2011/12/30
1RXSJ194246.3 + 103339	2008/8/4 ~ 3 年間	2011/10/14	2009/11/30 ~ 2 年間	
1RXSJ135341.1 - 664002	2008/8/4 ~ 3 年間	2011/8/1		

4.2 解析方法

4.2.1 ガンマ線解析

フェルミ衛星の観測データの解析方法について説明する。まずデータ構造と、ScienceTools と呼ばれる解析ツールについて説明し、次にスペクトルのモデルフィットに用いる最尤法について説明する。

データ構造

衛星から地上に送られたばかりの観測情報は raw data と呼ばれる。しかしそのデータは非常に多くの情報を持っているため、荷電粒子の情報などを除いた解析において必要な情報のみを FITS(Flexible Image Transport System) という形式へ変換して利用する。FITS とは天文学業界標準のファイル形式で、これにより世界中の研究者が自由にデータを解析できるようになる。フェルミデータの FITS ファイルは 2 種類あり、ガンマ線 1 光子ごとのエネルギー、到来方向、時間などを時系列に並べた FT1 ファイルと、衛星の位置、livetime などの情報を持つ FT2 ファイルがある。フェルミ衛星以前の多くの衛星では、観測開始時刻と観測終了時刻がイベントファイルに書き込まれていた。しかしフェルミ衛星では全天をサーベイツ的に観測していくため、個々の天体に対し観測開始時刻と観測終了時刻の切替えは、はっきりしない。そこでフェルミ衛星では以下のように定義している。図 4.3 は以下のルールを踏まえた図である。

- FT1 ファイルが含んでいるデータのセットの開始時間、終了時間を TSTART,TSTOP とする。
- FT1 ファイルは TSTART から TSTOP までの時間で、ガンマ線イベントデータと識別された “good” とされる全天方向のイベントを全てを含んでいる。
- GTI extension には good time interval(GTI) と呼ばれる時間が書かれている。この GTI 中はデータが有効である (good である) と考えられる時間で、exposure の計算等に用いられる。

Science Tools

今回フェルミ衛星のデータ解析を行うにあたり、解析ソフトとしてフェルミ衛星用解析ツール Science Tools を用いた。これは SLAC(Stanford Linear Accelerator Center) で開発されたソフトであり、イベントのセレクションから exposure の計算、最尤法によるモデルフィッティングなど一連の解析を行うことができる。上述の FT1 , FT2 ファイルが Science Tools でどのように使われるかを示した簡略図を図 4.4 に示す。Science Tools には様々なコマンドが用意されており、今回使用したものを以下にまとめる。

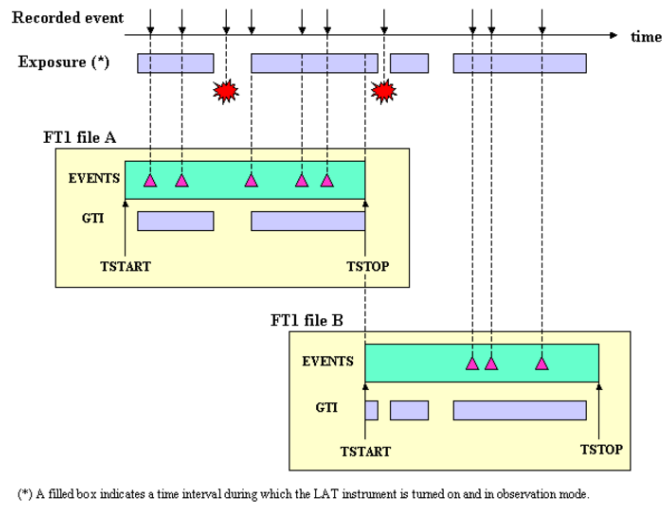


図 4.3: FITS ファイルと GTI[28]

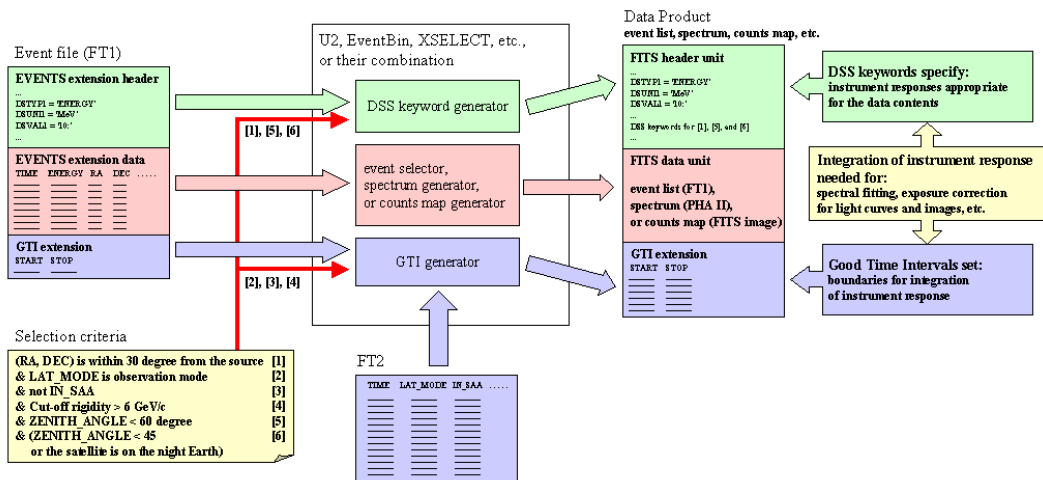


図 4.4: Science Tools での FIT1, FIT2 ファイルの使用過程 [28]

gtselect イベントファイル (FT1) からデータ解析にしたい領域 (つまり解析天体の周囲半径 15°) のデータを切り出すツール。切り出したデータは別名の FT1 ファイル形式で出力される。選択条件にはエネルギー領域、座標 (赤道系座標)、半径、時間、入射方向 (Zenith Angle)、などがある。このうち時間は MET (Mission Elapsed Time) と呼ばれる時間を用いる。これは 2001 年 01 月 01 日 00 時 00 分 00 秒 (UTC) からの経過時間で、単位は秒である。

gtmktime FT2 の条件を元に FT1 のイベントセレクションを行うツール。衛星の位置 (緯度、経度) や地磁気量など、FT2 ファイルに書き込まれている全ての情報に対し、選択が可能。また、選択された情報を元に FT1 の GTI を新たに作成する。gtselect でセレクションをかけただけでは GTI が更新されていないので、gtmktime を使って GTI を更新し正しい exposure を計算できるようにする必要がある。

gtbin FT1 ファイルを他のツール (DS9, XSPEC など) で使用できる FITS ファイルへ変換するツール。変換できるファイルには CMAP ファイル, CCUBE ファイル, LC ファイル, PHA ファイルがある。

- CMAP
図 4.5(左) のような 2 次元カウントマップのこと。任意の binning で作成可能 (default 値 0.5° / pixel)。
- CCUBE
CMAP をエネルギーごとに切り分けて作成したもの。MAP (2 次元構造) \times エネルギーの 3 次元配列の FITS ファイル。

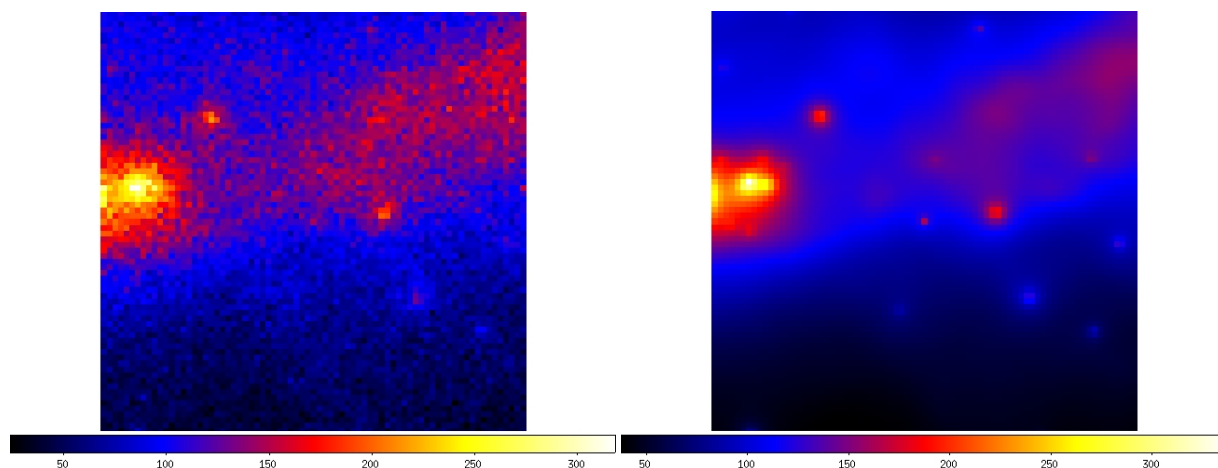


図 4.5: カウントマップ (左)、モデルマップ (右)

gltcube FT2 ファイル中の livetime と FT1 ファイルの GTI を使って、全天の livetime を計算するツール。FT1 ファイル、FT2 ファイルの入力から exposure cube を作成する。livetime とは LAT への入射角の関数として観測時間の積分値を計算したものである。

gtexpcube2 gltcube で作成された exposure cube より最尤法で使用される exposure map を作成する。gtbin で作成されるカウントマップと天球上の領域が対応している。

gtsrcmap,gtmodel gtsrcmap は解析したい領域に含まれる天体のモデルファイル(天体の位置と放射エネルギースペクトルの情報を記載しており、以下の gtlike でも利用する)を元に、観測に沿った(exposureなどを考慮した)レスポンスを天体ごとに割り振り、PSF(Point Spread Function)の数値計算が行われる。この結果を書き込んだファイルはソースマップと呼ばれる。gtmodel はソースマップとモデルファイルを元に、カウントマップを作成する(図 4.5(右))。

gtlike 最尤法(likelihood)によるスペクトルフィットを行うツール。この gtlike では一般の X 線解析で行われるように、バックグラウンド領域を用意してスペクトルから差し引いた後に放射成分を仮定してフィットを行うのではなく、xml ファイルに天体とバックグラウンド(系外放射+銀河面放射)のモデルを用意し、天体の位置とエネルギー分布情報の 3 次元情報をもとにフィットを行う点で異なる。今回使用した xml ファイルの一部を以下に示す。

```
<source_library title="source library">

<source Energy_Flux100="1.9532415943e-05" Energy_Flux1000="1.43619446842e-05" Flux100="
2.2167406268e-08" Flux1000="2.71083626172e-09" Flux_Density="2.5108496959e-13" Npred=
"987.597892177" Pivot_Energy="3333.76023586" Spectral_Index="-1.90615842348" Spectral_
Index_PowerLaw="1.90615842348" TSCurve="6.33477609442" TS_value="276.182884892" Unc_En
ergy_Flux100="1.94624758948e-06" Unc_Energy_Flux1000="2.0195865893e-06" Unc_Flux100="4
.83032132814e-09" Unc_Flux1000="2.63597914864e-10" Unc_Flux_Density="2.41851666204e-14
" Unc_Spectral_Index="0.0811118896522" name="2FGL J0131.1+6121" type="PointSource">
  <spectrum normPar="Integral" type="PowerLaw2">
    <parameter error="0.2880290083" free="1" max="100000000" min="1e-08" name="Integral"
      scale="1e-13" value="2.981671005"/>
    <parameter error="0.08111188965" free="1" max="-0" min="-5" name="Index" scale="1"
      value="-1.906158423"/>
    <parameter free="0" max="300000" min="20" name="LowerLimit" scale="1" value="100"/>
    <parameter free="0" max="300000" min="20" name="UpperLimit" scale="1" value="300000"/>
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360" min="-360" name="RA" scale="1" value="22.78533173"/>
    <parameter free="0" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1" value="61.35592651"/>
  </spatialModel>
</source>

<source name="gal_diffuse" type="DiffuseSource">
  <spectrum type="PowerLaw">
    <parameter free="1" max="10" min="0" name="Prefactor" scale="1" value="1"/>
    <parameter free="0" max="1" min="-1" name="Index" scale="1.0" value="0"/>
  </spectrum>
</source>
```



```

    <parameter free="0" max="2e2" min="5e1" name="Scale" scale="1.0" value="1e2"/>
  </spectrum>
  <spatialModel file="gal.fits" type="MapCubeFunction">
    <parameter free="0" max="1e3" min="1e-3" name="Normalization" scale="1.0" value="1.0"/>
  </spatialModel>
</source>

<source name="eg_diffuse" type="DiffuseSource">
  <spectrum file="iso_p7v6source.txt" type="FileFunction">
    <parameter free="1" max="10" min="1e-2" name="Normalization" scale="1" value="1"/>
  </spectrum>
  <spatialModel type="ConstantValue">
    <parameter free="0" max="10.0" min="0.0" name="Value" scale="1.0" value="1.0"/>
  </spatialModel>
</source>

</source_library>

```

この例では放射源として、1つの点源 (1RXS J013106.4+612035) と2つの拡散放射 (Galactic_Diffuse , Extragalactic_Diffuse) を仮定している。点源ソースのエネルギースペクトルは

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N(\gamma + 1)E^\gamma}{E_{\max}^\gamma - E_{\min}^\gamma} \quad (4.1)$$

という冪分布を仮定しており、 $N = \text{Integral}$, $\gamma = \text{Index}$, $E_{\max} = \text{UpperLimit}$, $E_{\min} = \text{LowerLimit}$ に対応している。xml ファイルでは天体の位置情報も指定でき、複数の点源をは複数個入れることが可能である。xml ファイル中の Diffuse 成分のうち、Galactic_Diffuse の成分は銀河面からの放射は複雑な構造をしており、GALPROP モデルと呼ばれるエネルギーごとのマップ (このファイルでは "gal.fits"、図 4.6) を利用して、銀河面からの放射を見積っている。GALPROP モデルとは H_I 及び H_{II} , CO の観測から得られた分子雲マップをもとに、宇宙線 (陽子、電子、陽電子など) がそれらの分子雲と相互作用 (π 中間子生成、制動放射、逆コンプトン散乱) を起こし、ガンマ線を放出する仮定をシミュレートしたマップである。

もう一方の Diffuse 成分である Extragalactic_Diffuse は銀河系外から放射されている放射である。これは無数の暗いブレイザー天体からの放射の重ね合わせと考えられており、そのエネルギー分布は冪分布となることが知られている。そのためモデル中では Extragalactic_Diffuse 成分は一樣に分布した冪分布の放射を仮定している

最尤法によるスペクトルフィットで得たモデルマップの正確さは、そのモデルマップと gtbins で作成されたカウントマップの総カウント、対象天体付近のカウントの2つの比較対象をもとに確かめた。まず総カウントに関しては、図 4.5 の場合の実際に最尤法を行ったときに表記される総カウントの比較を以下に示す。

```

Total number of observed counts: 547191
Total number of model events: 547321

```

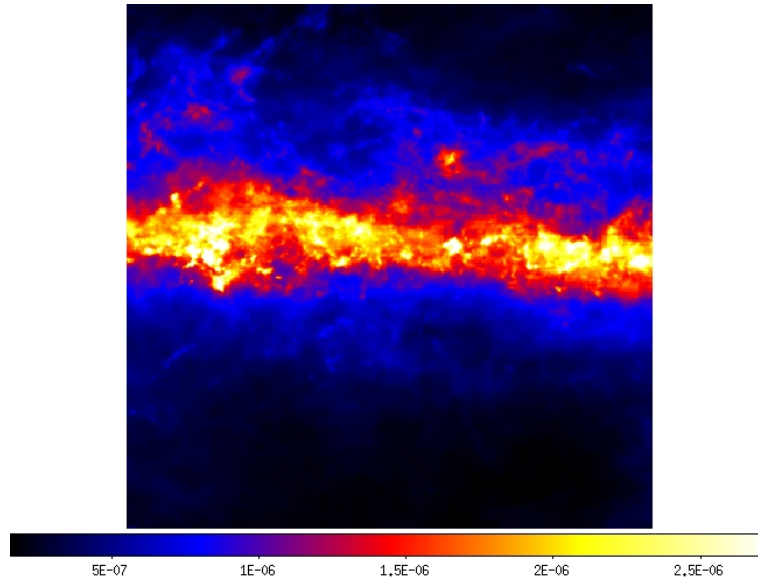


図 4.6: GALPROP モデル

次に対象天体付近のカウン트의比較に関しては、中心に存在する対象天体から y 軸 ± 4 pixel (1 pixel = 0.2°)、 x 軸はマップを作成した際の全範囲 (今回は 15°) でのカウン트의比較を行った。その比較を示したものを図 4.7 に示す。赤で示されるのが最尤法により得たモデルマップのカウンつで、黒が `gtbin` で作成されたカウンつマップのカウンつである。これら 2 つの比較において、ど

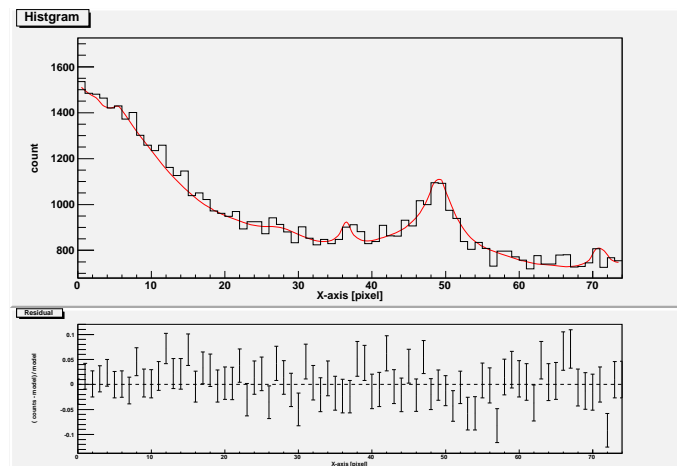


図 4.7: カウンつマップとモデルマップの比較

ちらもずれが 2 % 以内であり、今回のモデルでデータを良く再現できていると判断した。

最尤法

一般的に観測値から放射モデルの変数を推定するときは、光子の到来頻度分布が正規分布となることを仮定しているため、最小二乗法 (χ^2 検定) を使うことができる。しかし、ガンマ線イベントのように到来光子数が少ない場合、ポアソン分布になるので最小二乗法が使えない。このような場合、放射モデルの変数の決定には最尤法と呼ばれる方法が使われる。最尤法とは尤度関数を用いて最尤推定量 (Maximum Likelihood Estimator: MLE) を求める方法である。

尤度関数 L はある測定値を $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ 、モデルの変数を θ 、モデルの分布関数を $f(x|\theta)$ とすると

$$L(x_1, x_2, \dots, x_n|\theta) = f(x_1|\theta)f(x_2|\theta)f(x_3|\theta)\dots f(x_n|\theta) = \prod_{i=1}^n f(x_i|\theta) \quad (4.2)$$

で定義される。これは測定の結果が $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ となる確率を表している。この尤度 L が最大となるような θ を求めるのが最尤法である。 L が極値をとるときに、 L が最大となるので、

$$\frac{dL}{d\theta} = 0 \quad (4.3)$$

となる点を求めることによって θ を得ることができる。一般に尤度は値が非常に小さくなるので、計算する際には、式 4.3 の対数をとることで計算を簡単に行うことができる。すなわち、

$$\log L(x_1, x_2, \dots, x_n|\theta) = \sum_{i=1}^n \log f(x_i|\theta) \quad (4.4)$$

を計算してやればよい。また、最尤法では最小二乗法と違い、 χ^2 検定による有意度の評価ができない。そこで、 χ^2 検定の代わりに TS (Test Statistic) という値が用いられる。TS は

$$TS = 2(\log L - \log L_0) \quad (4.5)$$

で定義されており、 $\sqrt{TS} \cdot \sigma$ が有意度を示す。ここで、 σ はガウス分布の σ に対応する。式 4.5 の中で、 L は目標とする天体を含んだモデルでの尤度で L_0 は目標とする天体を除いたモデルでの尤度である。統計が多い場合には、 χ^2 の値に相当する。

イベントセレクション

表 4.3 に今回のフェルミ衛星の解析で用いたデータの選択条件を載せる。

`event class` 公開されている FT1 ファイルは、汎用性をもたせるため、比較的ゆるいガンマ線判定をかけられている。そこで解析目的によって、ガンマ線らしさを示す指標である `event class(CTB_CLASS_LEVEL)` を選択する必要がある。ガンマ線イベントであるかの確からしさは 1-3 の 3 段階で表してあり、数字が大きい程ガンマ線イベントである可能性が高い。それぞれの class には名前がついており、1 が Transient Class、2 が Source Class、3 が Diffuse Class と呼ばれている。本研究のような点源の解析には Source Class が推奨されており、それに従っている。

表 4.3: イベント条件

観測期間	2008/08/04 - 2011/11/24 (MET ^a :239557417 - 343852679)
エネルギー範囲	100 MeV-300 GeV
event class	Source Class (CTB.CLASS_LEVEL = 2)
ZenithAngle	Zenith_Angle < 100 [deg]
レスポンス	P7SOURCE_V6
ScienceTools バージョン	v9r25p1

^aMET:Mission Elapsed Time、2001 年 01 月 1 日 00 時 00 分 00 秒
(UTC:Universal Time,Coodinated、協定世界時) からの経過時間

Zenith Angle Zenith Angle とは天頂と入射ガンマ線がなす角度のことである。地球大気からは宇宙線との相互作用により強いガンマ線が放射され、バックグラウンドになる。フェルミ衛星は全天をなるべく一様に見るために、衛星の視野を天頂方向から傾けている。そのために、大気ガンマ線が最も強くなる地球のへり方向が視野に入ってしまう。この大気ガンマ線の混入を防ぐために、LAT チームにより推奨されている Zenith Angle = 100° 以上のイベントは除去する。

4.2.2 X 線解析

データリダクション

本論文で使用したデータファイルは、すざくチームが既にスクリーニングしている cleaned event file を使用した。cleaned eventfile とは対象天体を観測したデータの中から、宇宙線などのバックグラウンドとして判別されたイベントや天体が地球に隠れて見えていない時間帯などの除去が施されたファイルのことである。データを解析する上で必要となるのが、ソースイベントファイル、バックグラウンドイベントファイル、レスポンスファイルである。以下に XIS におけるファイルの作成方法について説明する。

XIS のデータリダクション

まず、cleaned event file より得られたデータの XIS のイメージを抽出する。そのイメージの 4 分角の円で切りぬいた内側の部分をソース領域とし、そこから抽出されたイベントをソースイベントとする。そして 4 分角から外側 6 分角のドーナツ状の領域をバックグラウンド領域とし、その領域内から抽出されたイベントをバックグラウンド由来の光子イベントとする (図 4.8)。ソースイベントには、点源由来の光子とバックグラウンド由来の光子が混在しているので、ソースイベントからバックグラウンドイベントを差し引くことで点源由来のイベントのみのデータを抽出する事ができる。

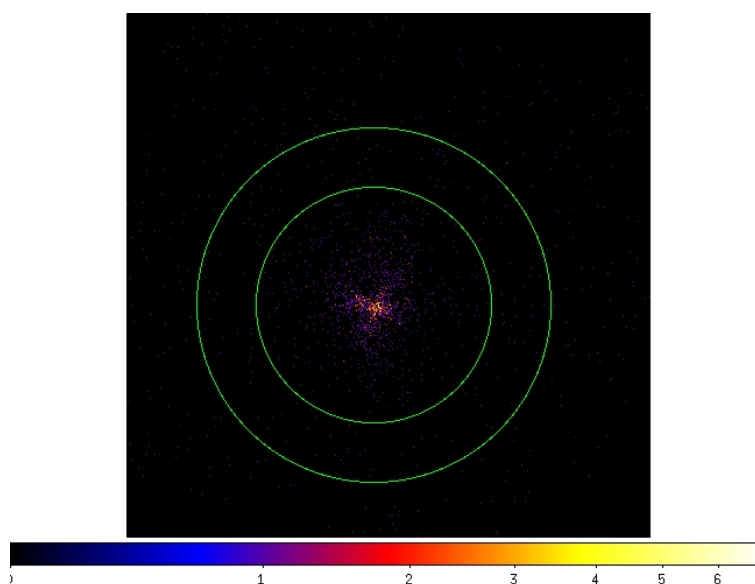


図 4.8: 1RXS J013106.4+612035 の実際のソース領域とバックグラウンド領域

応答関数 (response function)

我々は X 線のエネルギーなどの情報を、検出器を介して得ている。その際にどのような検出器にも固有の応答が必ず現れ、一般に検出器の応答関数 (response function) としてまとめられている。「すざく」衛星の場合は XIS, PIN とともに、エネルギーレスポンスファイル *rmf*(redistribution matrix file) と、光子の入射角度に依存した有効面積のレスポンスファイル *arf*(ancillary response file) と呼ばれる要素から応答関数が形成される。

rmf (エネルギーレスポンス) 理想的な検出器では、ある単一のエネルギーの光子が入射してきた際、そのエネルギーに対応するただ 1 つの波高値を一意に返す。しかし、現実にはある単一の光子が入射した際でも、検出器固有のある確率分布にそった波高値を返す。この確率分布が *rmf* であり、*rmf* ファイルはエネルギー E を検出チャンネル P に変換する二次元の行列 $R(P,E)$ で表される。その *rmf* は *xisrmfgen*(FTOOLS) を用いて作成した。*xisrmfgen* とは各 XIS のエネルギー分解能の経年劣化 (contamination) を考慮し、チャンネルとエネルギーの変換行列の計算を行うソフトである。

arf (角度レスポンス) X 線が検出器に入射した際、必ずしもイベントを検出するわけではなく、確率的に検出器をすりぬけてしまう光子も存在する。その検出効率は、検出器の形状と入射光子のもつエネルギー、入射角度、入射位置、望遠鏡の結像性能など様々な要因に左右される。検出効率に望遠鏡の幾何的な面積をかけた量を有効面積と呼ぶ。その有効面積の情報を持ち、各エネルギーに対するベクトル量が *arf* である。

XIS での有効面積は、入射 X 線のエネルギーや入射角度に依存する XRT の反射率に伴って変化する。また、集光能力をもつ XRT は、点源を観測した際でも、望遠鏡の性能に基づいてある広がりをもって検出されるので、XIS 上でのイベントの抽出領域や観測天体位置によっても *arf* は変化する。

これらのように、*arf* は様々な要因に左右され、解析的に各エネルギーに対応する有効面積を説明するのは難しい。一方、シミュレーションによって光子の輸送過程を 1 つ 1 つ追っていくことは有効である。モンテカルロ法によって、指定したイベント回数だけ、天体から発せられる光子を仮想的に検出器に入射させる *xissimarfgen*(FTOOLS) がある。この際、仮想光子がもつエネルギー、入射角度、入射位置はモンテカルロ法によって様々な値にシミュレートされ、入射光子の各エネルギーに対する有効面積を正確に得ることが可能となる。

χ^2 フィッティング

上述のレスポンス関数を用いることにより、モデルスペクトルを $M(E)$ とするとモデルから得られる波高分布 $M(P)$ は、

$$M(P) = \int R(P, E)A(E)M(E)dE \quad (4.6)$$

と表される。実際観測されるスペクトル $D(P)$ は、 $M(P)$ と $D(P)$ の比較を行うことで、スペクトルフィッティングをすることができる。観測スペクトルとモデルスペクトルの比較の際の指標とな

るとなるのが χ^2 検定である。スペクトル解析ソフトである XSPEC では、以下の様に各エネルギーごとの χ^2 残差を導いている。

$$\chi^2 = \sum_P \left(\frac{D(P) - M(P)}{\sigma(P)} \right)^2 \quad (4.7)$$

ここで $\sigma(P)$ は測定誤差のことで、ここで $\sigma(P)$ は統計誤差 $\sigma_{\text{poisson}}^2$ と系統誤差 σ_{sys}^2 を用いて $\sqrt{\sigma_{\text{poisson}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2}$ と表される。以上から得られた χ^2 と自由度 (degree of free) を用いて、モデルの当てはまり具合を表す。この当てはまりの合い具合を、一般的に reduce chi square と呼び、自由度を ν とすると以下の様になる。

$$\text{reduced chi square} = \frac{\chi^2}{\nu} \quad (4.8)$$

ここで自由度 ν は $\nu = n - m$ (n :測定数, m :パラメータ数) として表すことができる。 χ^2 検定では、 χ^2/ν の値が 1 に近いほど、モデルがデータを良く再現している。

スペクトルモデル

以下に本論文で用いたスペクトルモデルについて説明する。

POWER LAW POWER LAW モデルはスペクトル全体にべき型に伸びている連続成分と X 線超過成分を再現するためのモデルであり、XSPEC 中では以下のような式で用いられる。

$$A(E) = K \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^{-\Gamma} \quad (4.9)$$

ここで Γ は光子指数と呼ばれる無次元量、規格化定数 K は 1 keV におけるフラックス (photon/keV/cm²/s) である。

WABS 宇宙空間には様々な星間物質によって満たされている。そのため、天体から発せられた X 線は衛星に到達するまでに星間物質による光電吸収をある確率で受ける。その吸収の確率を表したモデルが WABS モデルである。WABS モデルは以下のような式で表される。

$$A(E) = \exp(-N_H \sigma(E)) \quad (4.10)$$

ここで N_H は水素の柱密度で、視線方向にどれだけの水素が存在するかを表す指標である。 σ は宇宙元素組成比の際の光電吸収断面積である。

4.2.3 可視・近赤外線解析

かなた望遠鏡の観測データの解析方法について説明する。まず画像の1次処理について説明し、次に測光について説明する。

画像の1次処理

観測によって得られる画像は検出器によるノイズや、大気の揺らぎ等、さまざまな寄与を受けた状態にあり、そのままでは正確な情報を引き出すことは出来ない。得られた画像から正確な情報を引き出すには、このさまざまな寄与を取り除かなければならない。具体的に挙げるとノイズには、熱的に発生した電子(暗電流)によって光を当てなくても発生するダークと呼ばれる熱ノイズ、電荷を読み出す際に追加されるバイアス、そして大気から放射される夜光や街あかりからくる光、スカイがある。ダークやスカイは露出時間に比例して増加するが、バイアスは露出時間には依存しない。また、これらとは別に宇宙線が入射して非常に高いピクセル値を示す宇宙線イベントがある。さらに光学系の非一様性やピクセル毎の感度ムラに伴う空間的な効率の変化があり、これにより画像のカウント値に偏りができる。この非一様性を規格化したものをフラットフレームという。図4.9は画像が受ける寄与を模式的に示したものである。

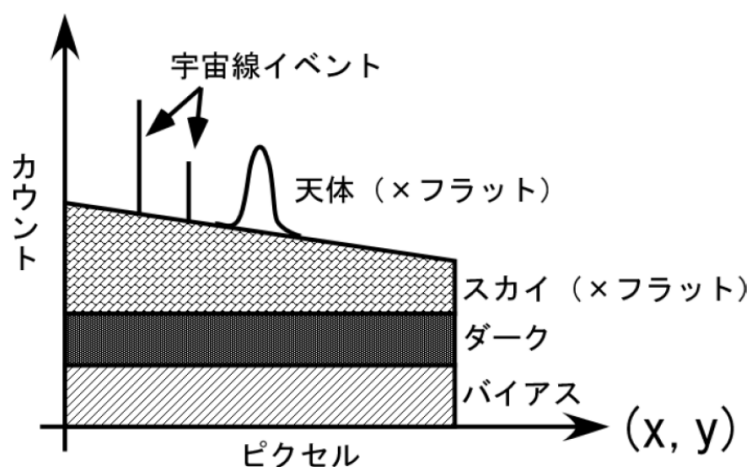


図 4.9: 取得した画像が受ける寄与

一般に、1次処理はダークフレーム差し引き、フラットフレームで割る、スカイ差し引きの順に処理される。以下にその3つについて説明する。

ダークフレーム 検出器に光を入れない状態で、天体を撮像した同じ検出器、同じ露出時間によりダークフレームを得る。ダークフレームは天体の光もスカイの光も入ってこないため、ノイズのうちダークとバイアスを含んだフレームとなる。取得した画像とダークフレームの差をとることで、ダークとバイアスが除去された画像ができる。

フラットフレーム 点光源ではなく一様光源を撮像すると、理想的には全ピクセルが同じカウント値になる。しかし、実際には感度ムラによりそれぞれが異なったカウント値になる。これを用いて各ピクセルの感度を見積り、規格化することでフラットフレームを作成する。その規格化したフレームを取得した天体画像から割ることで感度ムラによる偏りを補正できる。かなた望遠鏡の場合、望遠鏡ドームにスクリーンが取り付けられており、ここに白熱灯を当て、それぞれのバンドフィルターを入れた状態で各フラットフレームの原型を取得する (図 4.10)。



図 4.10: フラット板

スカイ 通常の可視光観測の場合は、ダークフレームとの差をとり、フラットフレームで割ることを1次処理とするが、近赤外観測の場合はスカイによる寄与が大きく、これを取り除くところまでを1次処理と呼ぶことが多い。効率良く差し引くため、フラットフィールドの精度が一般的に菓子に比べて劣る近赤外域においては、通常、天体の位置を少し変えて撮像するディザリングという手法を用いる。この異なる位置に天体がある画像を差し引くと、スカイによるノイズを取り除くことができる。この段階で目標天体が見えにくいのであれば、SAA(Shift and add)法と呼ばれる、ディザリングで得た画像において天体の重心を合わせ重ね合わせる方法が用いられる。

図 4.11 に1次処理前と後の画像を載せる。

測光

開口測光 ある決まった円内のピクセルのカウント値を積分し、そこから明るさを見積もるのが開口測光 (aperture photometry) である。1次処理のみでは除去しきれなかった背景光等の寄与を小さくするための技法である。シーイングにも依存するが、典型的に天体の広がりよりも大きな

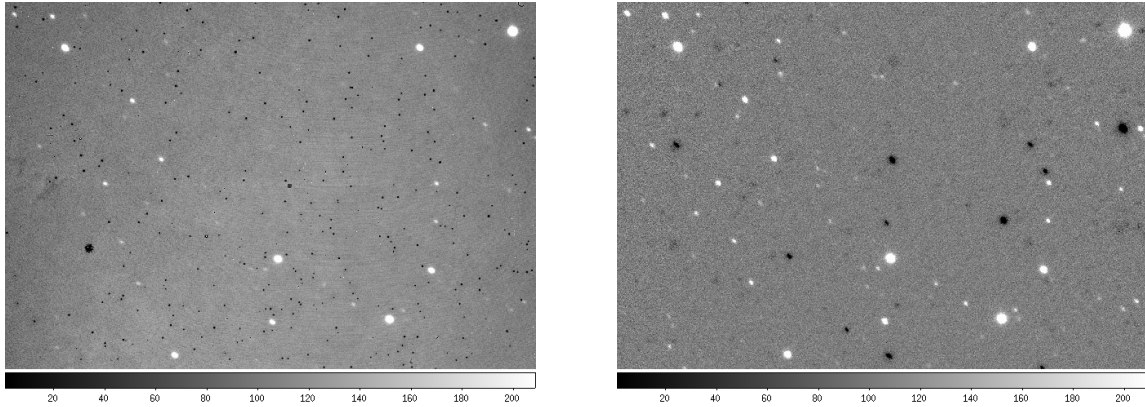


図 4.11: 1 次処理前の画像 (左)、後の画像 (右)

半径で測定され、標準星の測定などにも利用される。さらに天体のごく近くのスカイ、半径をより大きくとった円環領域からの背景光をバックグラウンドとして計算し、差し引くことで天体以外からの寄与を除去を行う。

相対測光 開口測光により、観測日当日の大気や背景光からの寄与は出来るだけ小さくできたが、天体からの光量自体は大気や天気による影響を受け、測光するごとに総カウント値は異なる。そこで、等級が既知で変動しない天体を同じ視野内に撮像し、その視野内での大気減光の特性は同様であると仮定して、そのカウント値の比で相対等級を見積もる相対測光という手法がある。等級が既知の天体を比較星という。相対等級 m は観測天体のカウント値 F_{obs} と比較星のカウント値 F_{comp} を用いて、

$$m = -2.5 \times \log_{10} \frac{F_{\text{obs}}}{F_{\text{comp}}} \quad (4.11)$$

で表される。この相対等級と比較星等級の和が観測天体の等級となる。さらに今回、使用した K · I · R バンドの中心波長、0 等級でのフラックスを表 4.4 に示す。この関係を用いて 0 等でのフラックスを F_0 と置いた時、実視等級 m からそれぞれのバンドでのフラックス F は以下のようになる。

$$F = F_0 \times 10^{-0.4 \times m} \quad (4.12)$$

表 4.4: それぞれのバンドでの中心波長、0 等級でのフラックス

バンド	中心波長 [Hz]	フラックス [Jy]
K	1.3908×10^{14}	667
I	3.7195×10^{14}	2404
R	4.5537×10^{14}	3110

4.3 多波長解析

ここでは対象天体 3 天体について、ガンマ線・X 線・可視・近赤外線での解析 (時間変動解析、X 線解析による距離の推定、スペクトル解析)、考察を行った。

4.3.1 1RXS J013106.4+612035

イメージ

1RXS J013106.4+612035 においてフェルミ衛星で取得した低エネルギー 100-146 MeV と高エネルギー 2-3 GeV それぞれの $15^\circ \times 15^\circ$ のカウントマップを図 4.12 に示す。全データ (約 3 年分) を積分している。

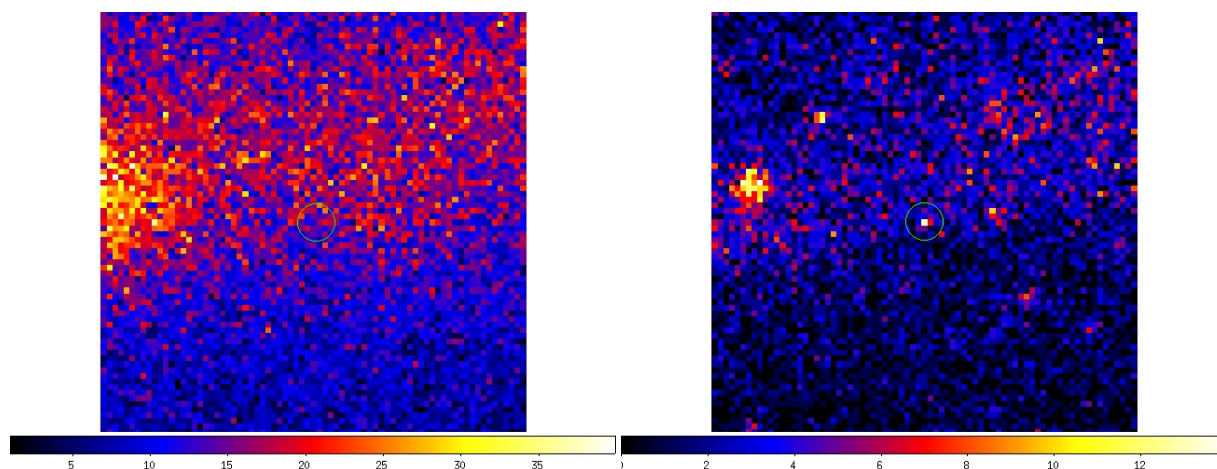


図 4.12: 1RXS J013106.4+612035 をフェルミ衛星で観測した際の低エネルギー (左)、高エネルギー (右) のカウントマップ

低エネルギーの場合、イメージ上で 1RXS J013106.4+612035 は明るい Galactic Diffuse 放射に埋もれてしまい、TS 値も $\ll 1$ と有意には検出されていない。一方、高エネルギーでは Galactic Diffuse 放射が暗くなるため、イメージ上で 1RXS J013106.4+612035 を見分けることができ、gtlike による最尤法によって TS 値も $\sqrt{35}\sigma = 5.9\sigma$ と有意に検出されている。

次に「すざく」の XIS3 での画像 (視野 $17'.8 \times 17'.8$ の拡大図 $6'.3 \times 4'.3$)、かなた望遠鏡 HOWPol による R・I バンドでの画像 (視野 $15' \times 15'$ の拡大図 $7'.5 \times 5'$)、HONIR による K バンドでの画像 (視野 $10' \times 10'$ の拡大図 $7'.5 \times 5'$) を図 4.13 に載せる。どのイメージも 1RXS J013106.4+612035 は点源に見える。

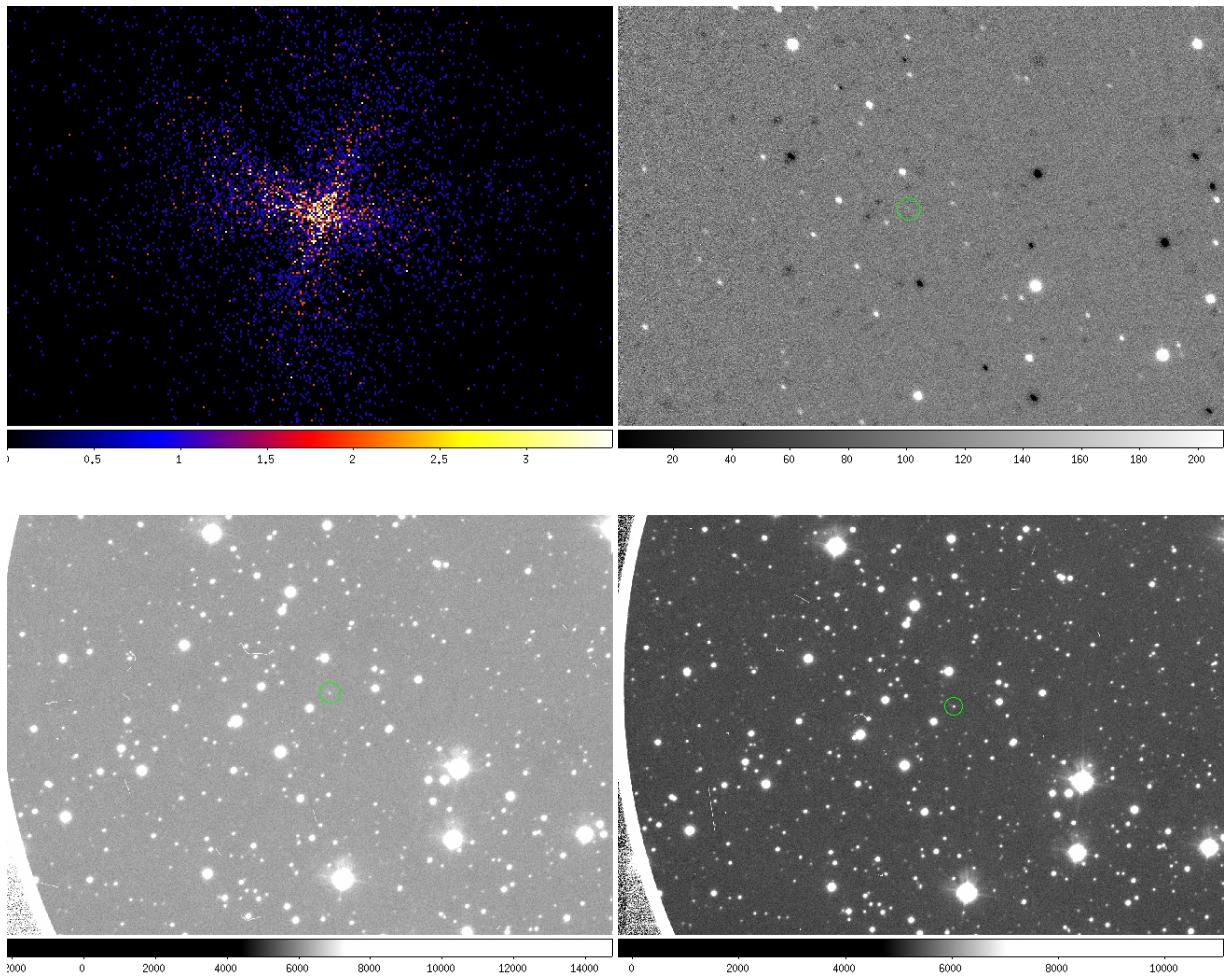


図 4.13: 1RXS J013106.4+612035 においての XIS3(左上)、R バンド (左下)、I バンド (右下)、K バンド (右上) のイメージ

時間変動解析

以下にガンマ線・X線・可視における時間変動について述べる。

ガンマ線 ガンマ線の時間変動解析では、2008年8月からの3年間の観測データより、1 bin を 30・60・90・120・150・180・360 日としたライトカーブを作成した。その中の1 bin を180日としたライトカーブを図4.14に示す。ここで、緑の線は全エネルギー・時間積分で得たフラックスである。各点のフラックスのエラーは90%エラーを表している。

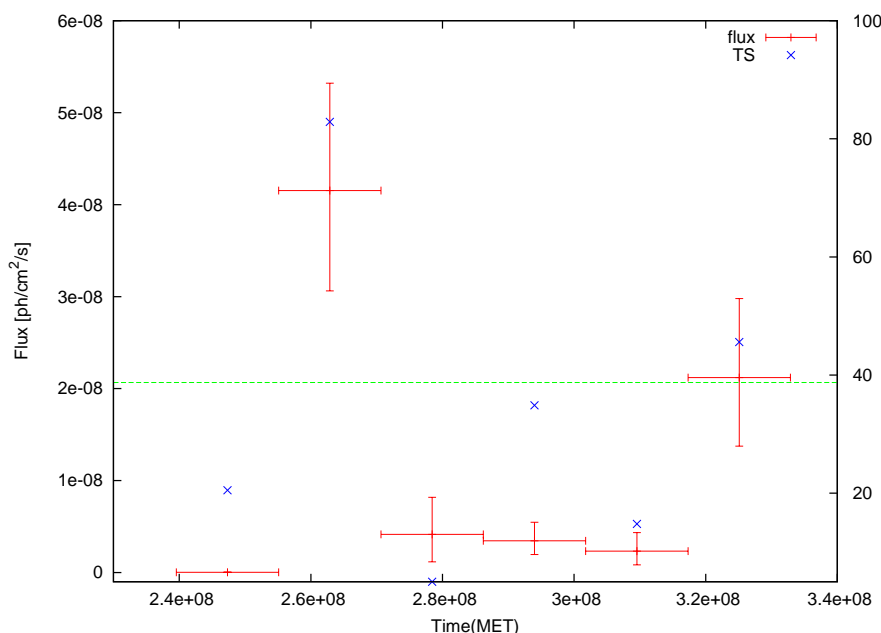


図 4.14: 1RXS J013106.4+612035 のガンマ線の時間変動 (1 bin 180 日)。左軸にガンマ線フラックスを、右軸に最尤法により求めた TS 値を示す。

プロットの1点目はエラーが正しく計算することができなかつたため評価から外す。この結果、1年目後期から2年目前期にかけて約 5.0σ の変動、3年目前期から3年目後期にかけて約 3.3σ の変動が見られるが、これが有意な変動なのかははっきりしていない。

X線 X線の時間変動解析では、観測時間は図4.15のStart, Stopで示されており、1 bin を600 sとしたXIS0, XIS1, XIS2のそれぞれのライトカーブが図4.15に示してある。エネルギー範囲は、低エネルギー側の0.5-2 keVと高エネルギー側の2-10 keVに分けられ、黒で示してあるのがsourceカウントでピンクで示してあるのがバックグラウンドである。

ここで、始めの4プロットは「すざく」衛星が対象天体の方向に向けられていなかった時間帯であるため評価から外す。「すざく」衛星には軌道周期(96分)に応じて姿勢ゆらぎが約1'あり、このゆらぎはXIS0とXIS3, XIS1の間で反相関する[33]。さらに軌道周期で起きる地食による変動がみえる。つまり変動にみえるものも、XIS0,1,3のすべてで同じ方向に同程度の変動をして

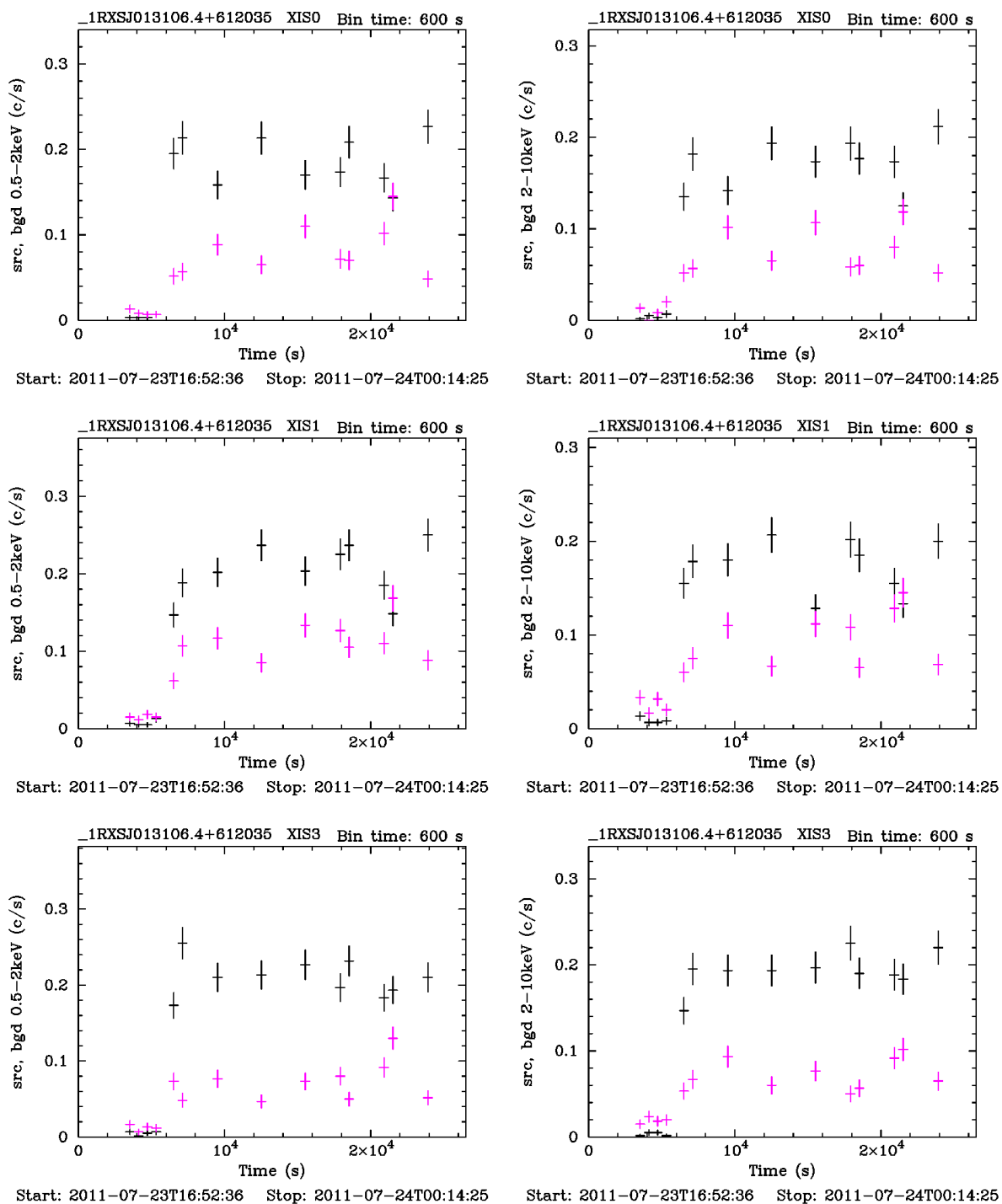


図 4.15: 1RXS J013106.4+612035 の X 線の時間変動

いないと変動しているとは言えないことになる。以上のことから、時間変動が見えているように見えるが、これは「すぎく」衛星自体のゆらぎによる変動であると考えられる。

可視 可視の時間変動解析では、2009年12月からの2年間のR・Iバンドの観測データより、1 bin およそ5分のライトカーブをそれぞれのバンドで示したのが図4.16である。対象天体(赤)とともに比較星(緑)も同時にプロットしている。ここで、等級は星間ガスによる赤化補正はしていない。

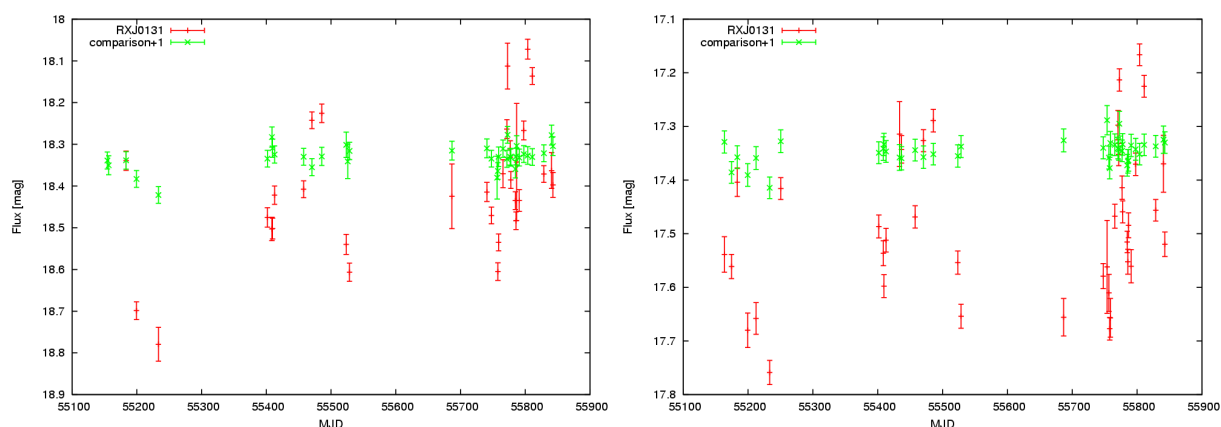


図 4.16: 1RXS J013106.4+612035 の可視光の時間変動、R band(左)、I band(右)。赤が対象天体で、緑が比較星である。

比較星の等級がほぼ一定であるのに対し、1RXS J013106.4+612035 では R バンドではおよそ 0.7 等の、I バンドではおよそ 0.5 等の変動がみえていることが分かる。このことから、1RXS J013106.4+612035 は §2 で述べたパルサー星雲や超新星残骸のような広がった天体ではなく、コンパクト天体つまりガンマ線連星かブレーザーであることがいえる。

X 線解析による距離の推定

我々の銀河の柱密度と X 線スペクトル解析から得る星間吸収の比較やべき Γ の評価をすることにより、対象天体までの距離の推定を行った。天体が系内に存在するのであれば、星間吸収のほうが銀河の柱密度より低い値となる可能性がある。またフラックスが低いことから光度も低く、コンパクト星の連星系ならば low/hard 状態のハード成分 (典型的には $\Gamma < 2$) がみえるはずである。逆に星間吸収が柱密度と比べて同程度もしくは高く、 $\Gamma > 2$ であるならば典型的な X 線連星とは異なることから系外の天体である可能性が高くなる。

XIS0, 1, 3 について対象天体の中心から半径 0'-4' をソース領域、半径 4'-6' をバックグラウンド領域とした、それぞれのスペクトルを図 4.17 にまとめた。モデルは対象天体からの非熱的放射を表す POWERLAW に、星間吸収 WABS を掛け合わせたモデルを用い、すべてのパラメータをフリーにしてフィッティングを行った。

そのフィット結果を表 4.5 に示す。

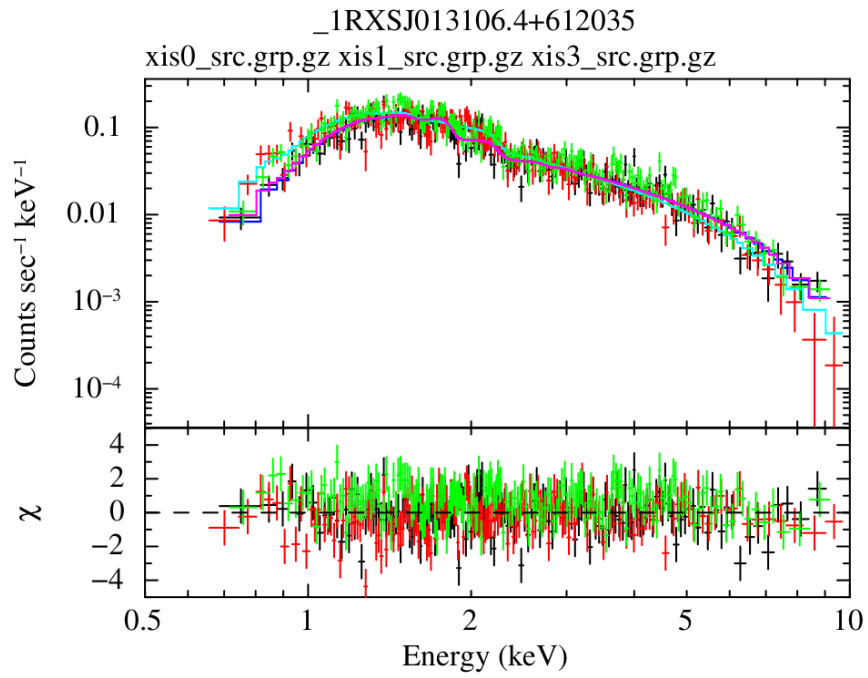


図 4.17: 1RXS J013106.4+612035 の X 線スペクトル: XIS0-黒、XIS1-赤、XIS3-緑、XIS1model-青、XIS2model-水色、XIS3model-ピンク

表 4.5: 1RXS J013106.4+612035 の X 線スペクトルとモデルのベストフィットパラメータ

nH	photon index	normalization	total flux ^a [erg/cm ² /s]
$(7.9 \pm 0.3) \times 10^{21}$	2.57 ± 0.04	$(6.6 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	9.7203×10^{-12}

^a0.5-10 keV の範囲

1RXS J013106.4+612035 に対する我々の銀河の柱密度は、対象天体の周りの柱密度の平均または重みつき平均により得た。その詳細なものを図 4.18 に示す。

```

>> Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI
LII , BII 127.672245 -1.163496
Requested position at X and Y pixel 61.02 118.47
Search nH in 4 X 4 box
Each pixel is 0.675 deg 0.675 deg
nH calculated using all points within
1.0000 deg from input position
RA DEC Dist nH
22.6471 60.5008 0.8441 4.13E+21
24.3730 60.9440 0.8617 5.41E+21
22.7522 61.0725 0.2703 4.68E+21
21.1226 61.1811 0.8110 5.29E+21
24.5358 61.5108 0.8588 6.84E+21
22.8863 61.6423 0.3041 6.06E+21
21.2274 61.7535 0.8504 6.58E+21
23.0512 62.2101 0.8773 7.00E+21
LAB >> Average nH (cm**2) 5.75E+21
LAB >> Weighted average nH (cm**2) 5.53E+21

>> Dickey & Lockman (DL) HI in the Galaxy
LII , BII 127.672245 -1.163496
Requested position at X and Y pixel 61.02 118.47
Search nH in 4 X 4 box
Each pixel is 0.675 deg 0.675 deg
nH calculated using all points within
1.0000 deg from input position
RA DEC Dist nH
22.6471 60.5008 0.8441 4.87E+21
24.3730 60.9440 0.8617 7.93E+21
22.7522 61.0725 0.2703 6.64E+21
21.1226 61.1811 0.8110 6.77E+21
24.5358 61.5108 0.8588 7.93E+21
22.8863 61.6423 0.3041 6.64E+21
21.2274 61.7535 0.8504 6.77E+21
23.0512 62.2101 0.8773 8.89E+21
DL >> Average nH (cm**2) 7.06E+21
DL >> Weighted average nH (cm**2) 6.81E+21

```

図 4.18: 1RXS J013106.4+612035 に対する我々の銀河の柱密度の見積り [34]

これらの結果、 $\Gamma = 2.57$ とソフトであり、星間吸収 $7.9 \times 10^{21} / \text{cm}^2$ も我々の銀河の柱密度 $5.5 - 7 \times 10^{21} / \text{cm}^2$ と同程度であったため対象天体は銀河系内ではなく系外に存在する可能性が高いことが分かった。

多波長スペクトル解析

ガンマ線、X 線、可視、近赤外線による観測データより SED を作成し、それを図 4.19 に示す。ここで、可視 I・R バンドのフラックスは 2 年間の観測データの平均より求め、エラーは観測データの最大値と最小値とした。近赤外線 K バンドのフラックスは相対測光により求めた。星間ガスによる赤化補正については、上述の距離の推定より 1RXS J013106.4+612035 が系内に存在していたとしても銀河の端の方に近い、もしくは銀河系内の天体であるが何らかの吸収体の内側にいるかなので、系外での赤化補正值である R - 2.438 等、I - 1.816 等、K - 0.340 等を採用した [35]。さらに WISE(観測時期 2010/2/3)、2MASS(観測時期 1997/6~2001/2) より赤外、アーカイブより電波についてのデータも SED 上にプロットした。

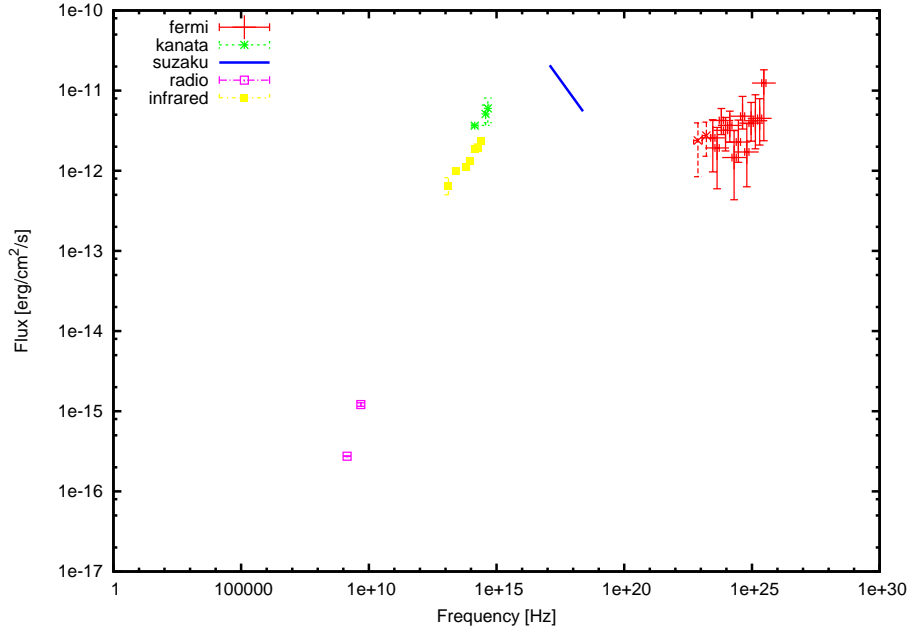


図 4.19: 1RXS J013106.4+612035 の SED

図 4.19 より、1RXS J013106.4+612035 の SED はシンクロトロン放射と SSC 放射に対応した 2 コブ構造をしているとみなすことができる。それぞれのピークが可視～X 線、GeV～TeV ガンマ線にあることから、時間変動の結果と同様にガンマ線連星かブレーザーといえ、形はガンマ線連星よりもむしろブレーザー（その中でも HBL）と似ている（図 2.8 と図 2.9 より）。

さらに図 4.19 からシンクロトロン放射のピーク波長と SSC 放射のピーク波長をそれぞれ 10^{16} Hz、 10^{25} Hz とすると、式 2.33 よりローレンツ因子を求めることができ、

$$\gamma \sim 10^{4.5} \quad (4.13)$$

となる。そもそも SSC 放射とはシンクロトロン放射光を種光子とした逆コンプトン散乱による放射のことである。シンクロトロン放射による放射領域が X 線領域（数 keV）にわたっているため、逆コンプトン散乱が起きやすい条件となる $\gamma \epsilon_0 \ll m_e c^2 = 0.511$ keV から外れている。このことにより逆コンプトン散乱の放射効率は下がってしまうので、式 4.13 は下限値と考えられる。

その下限値を利用し、式 2.4 より磁場 B の上限値を求めることができ、

$$B \leq 10 \quad (4.14)$$

となる。

より詳細な物理量を求めるため、実際に HBL に対してよく合うことが知られているシンクロトロン+SSC モデルでフィッティングを行った。このモデルは Finke 氏によるモデルを採用し [42]、パラメーターである B :magnetic field [G]、 δ :Doppler factor、 t_{\min} :variability timescale [s]、 K_e :Total Jet Power in electrons [erg/s]、 p :spectral index of electron、 γ_{\min} :Minimum Lorentz factor of

Electron、 γ_{\max} :Maximum Lorentz factor of Electron、 γ_{break} :Cut off Lorentz factor of Electron distribution の 8 つと、 z :redshift of object をある値に固定してフィッティングを行うことにより再現される。ここで、各パラメーターを変化させた時のスペクトルの変化の様子を図 4.20 にまとめた。

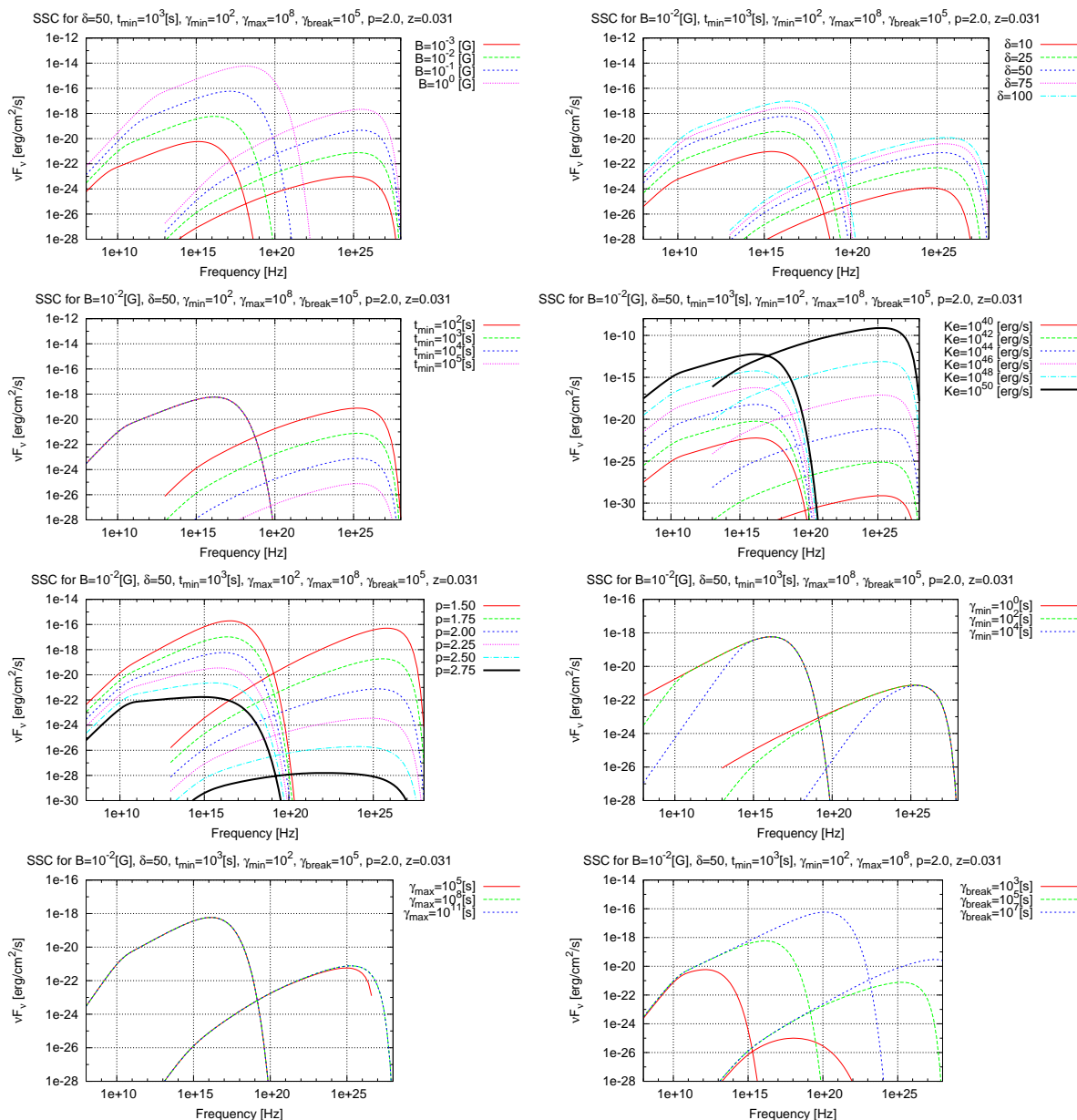


図 4.20: フィッティングパラメータの変化によるスペクトルの変化

実際にこのモデルでフィッティングするにあたり以下のことを仮定した。

- t_{\min} :variability timescale は、可視の時間変動より 1 日以内 (< 86400 s) とする。
- 式 4.14 より B :magnetic field は < 10 G とする。

- 式 2.35 より D :Doppler factor は < 20 とする。
- z :redshift は、一般的なブレイザーの値の $0.01 \sim 3$ とする [38]。

そのフィッティング結果を図 4.21 に、各パラメーターを表 4.6 に示す。ここで、表 4.6 には各パラメータから求まる、Luminosity Distance of object [cm]、シンクロトロンと SSC それぞれの Bolometric Luminosity [erg/s]、Peak frequency [Hz] も載せている。

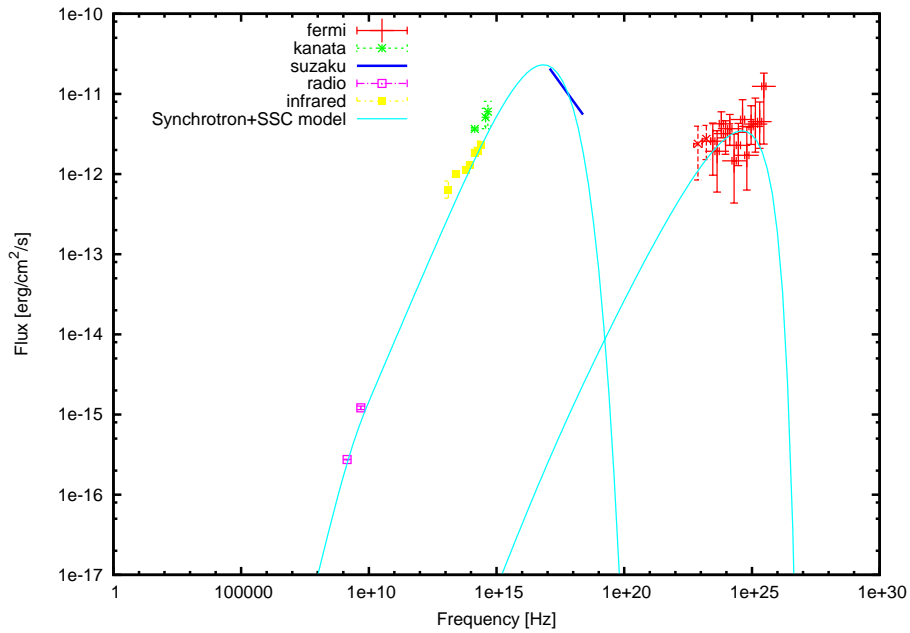


図 4.21: 1RXS J013106.4+612035 におけるシンクロトロン+SSC モデルのフィッティング

表 4.6: フィッティング結果

B :magnetic field [G]	2
δ :Doppler factor	20
t_{\min} :variability timescale [s]	40000
K_e :Total Jet Power in electrons [erg/s]	2×10^{48}
p :spectral index of electron	1.5
z :redshift of object	0.1
γ_{\min} :Minimum Lorentz factor of Electron	4
γ_{\max} :Maximum Lorentz factor of Electron	1×10^8
γ_{break} :Cut off Lorentz factor of Electron distribution	1.4×10^4
Luminosity Distance of object [cm]	1.3×10^{27}
Bolometric Luminosity ^a of Synchrotron radiation [erg/s]	4.5×10^{45}
Bolometric Luminosity of SSC radiation [erg/s]	9.4×10^{44}
Peak frequency of Synchrotron radiation [Hz]	4.0×10^{16}
Peak frequency of SSC radiation [Hz]	2.5×10^{24}

^aBolometric Luminosity:全放射光度 (星が地球に対して放射した光を全波長で積分したもの)

この結果、図 4.21 にあるように 1RXS J013106.4+612035 の SED はシンクロトロン+SSC モデルでよく再現されている。

今回のフィッティングでは $z = 0.1$ としたが、実際どれくらいになるかは分からない。 z が小さくなれば (天体までの距離が短くなる)、フラックスが増えるので磁場の強さやジェットの光量が減ることになり、他のパラメータの変化をもたらす。正確な z を知るためには、§4.1 で述べたようにスペクトル中の輝線を調べれば良いが、本天体では輝線は観測されていない。今後、様々な z でフィッティングを行い、そのパラメーターを既知のブレイザー天体と見比べることにより妥当性の調査を行っていく。

4.3.2 1RXS J194246.3+103339

以下、1RXS J013106.4+612035 と同様に行っていく。

イメージ

1RXS J194246.3+103339 におけるフェルミ衛星における低エネルギー 100-146 MeV と高エネルギー 2-3 GeV のそれぞれのカウントマップを図 4.22 に示す。

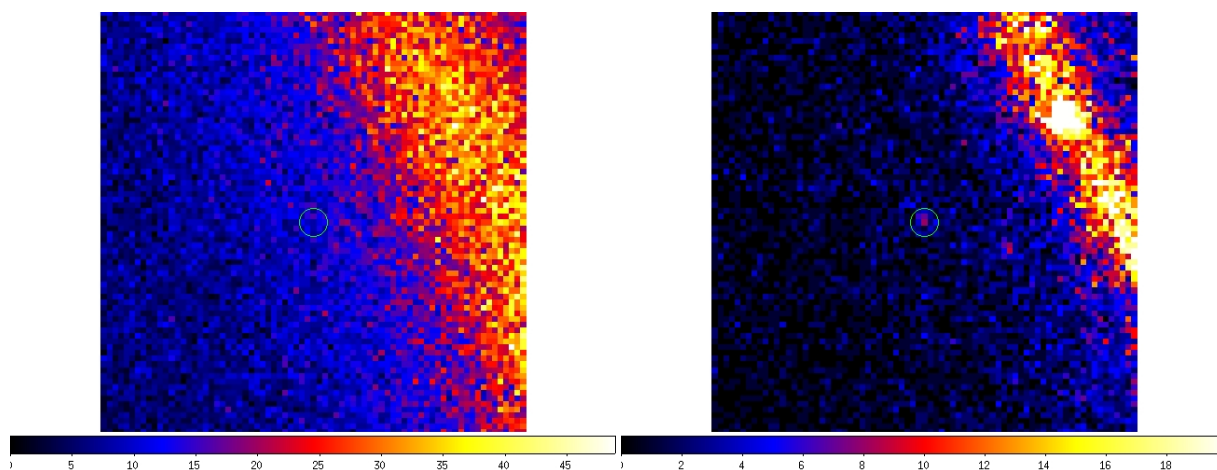


図 4.22: 1RXS J194246.3+103339 のフェルミ衛星における低エネルギー (左)、高エネルギー (右) のカウントマップ

低エネルギーの場合、イメージ上で 1RXS J194246.3+103339 は明るい Galactic Diffuse 放射に埋もれてしまい、TS 値も $\ll 1$ と有意には検出されていない。一方、高エネルギーでは Galactic Diffuse 放射が暗くなるため、イメージ上で 1RXS J194246.3+103339 を見分けることができ、gtlike による最尤法によって TS 値も $\sqrt{47}\sigma = 6.9\sigma$ と有意に検出されている。

次に「すざく」の XIS3 での画像、かなた望遠鏡 HOWPol による R・I バンドでの画像を図 4.23 に載せる。どのイメージも 1RXS J194246.3+103339 は点源に見える。

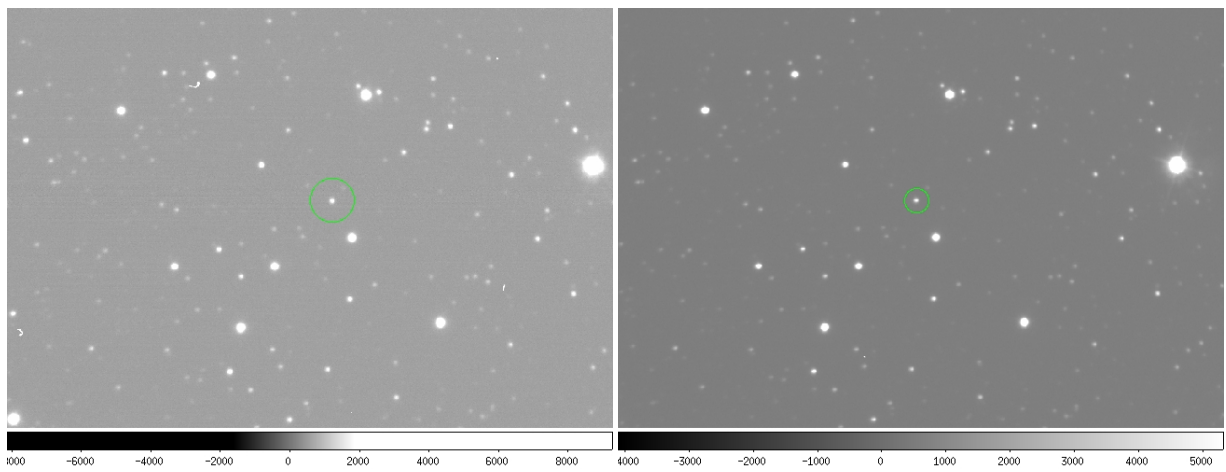
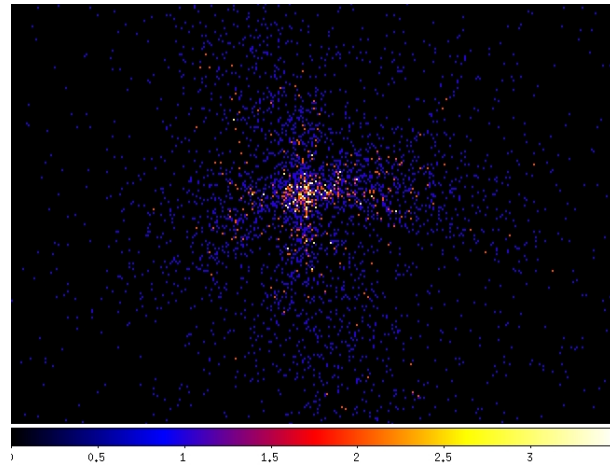


図 4.23: 1RXS J194246.3+103339 においての XIS3(上)、R バンド (左)、I バンド (右) での天体画像

時間変動解析

ガンマ線、X線、可視のライトカーブをそれぞれ図 4.24、図 4.25、図 4.26 に示す。

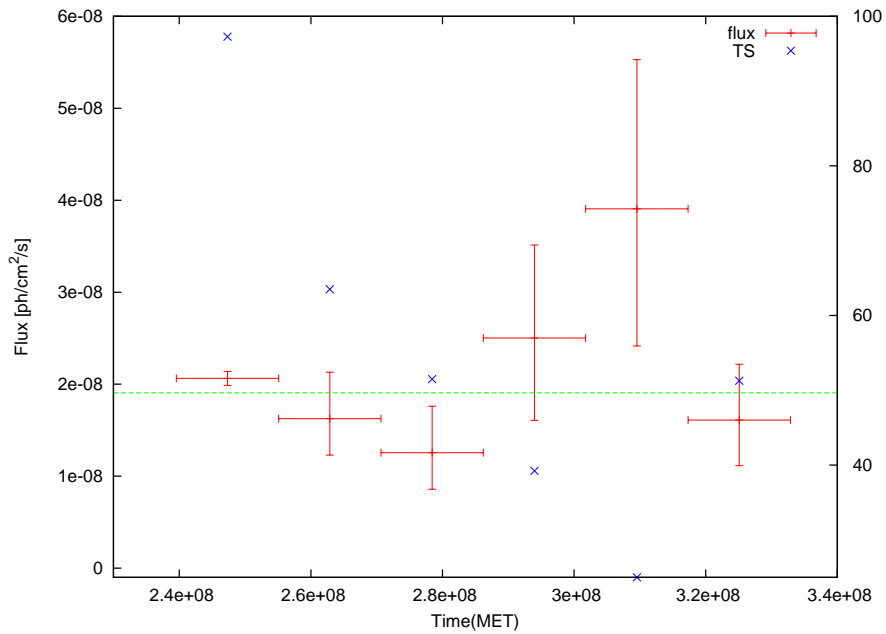


図 4.24: 1RXS J194246.3+103339 のガンマ線の時間変動 (1 bin 180 日)

この結果、ガンマ線、X線ともに有意な変動は見られなかった。一方、可視においてはR・Iバンドで0.5等の変動がみられ、1RXS J194246.3+103339は§2で述べたパルサー星雲や超新星残骸のような広がった天体ではなく、コンパクト天体つまりガンマ線連星かブレーザーであることがいえる。

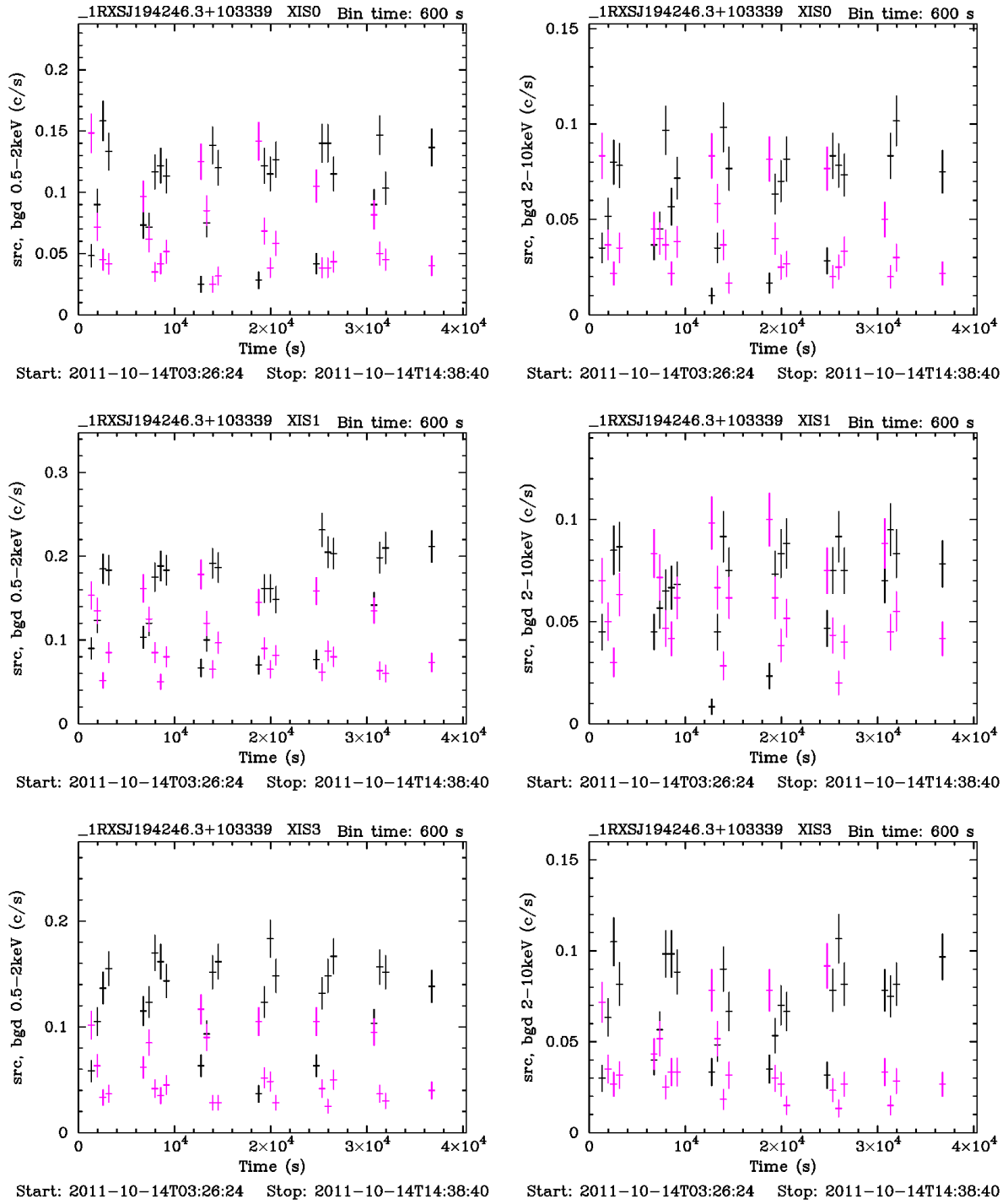


図 4.25: 1RXS J194246.3+103339 の X 線の時間変動

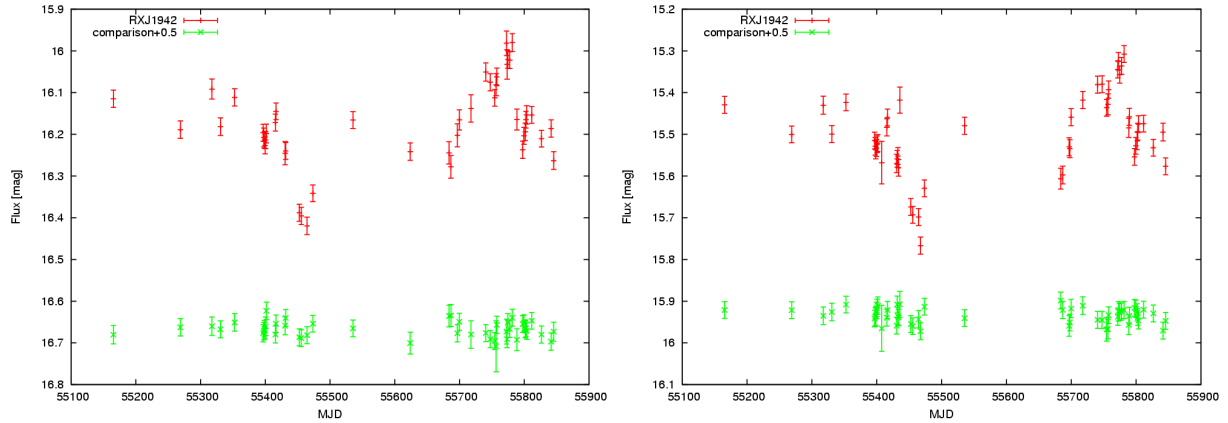


図 4.26: 1RXS J194246.3+103339 の可視光の時間変動、R band(左)、I band(右)

X 線解析による距離の推定

1RXS J013106.4+612035 と同様に、XIS0,1,3 について対象天体の中心から半径 $0'.4$ を source 領域、半径 $4'-6'$ を background 領域とした、それぞれのスペクトルを図 4.27 にまとめた。モデルは対象天体からの非熱的放射を表す POWERLAW に、星間吸収 WABS を掛け合わせたモデルを用い、すべてのパラメータをフリーにしてフィッティングを行った。フィット結果を表 4.7 に示す。また 1RXS J194246.3+103339 に対する我々の銀河の柱密度の見積りを図 4.28 に示す。

表 4.7: 1RXS J194246.3+103339 の X 線スペクトルとモデルのベストフィットパラメータ

nH	photon index	normalization	total flux [erg/cm ² /s]
$(2.9 \pm 0.3) \times 10^{21}$	2.50 ± 0.06	$(2.2 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	4.8635×10^{-12}

これらの結果、 $\Gamma = 2.50$ とソフトであり、星間吸収 $2.9 \times 10^{21} / \text{cm}^2$ も我々の銀河の柱密度 $1.9 - 2.3 \times 10^{21} / \text{cm}^2$ と同程度であったため対象天体は系内に存在しない可能性が高いことが分かった。

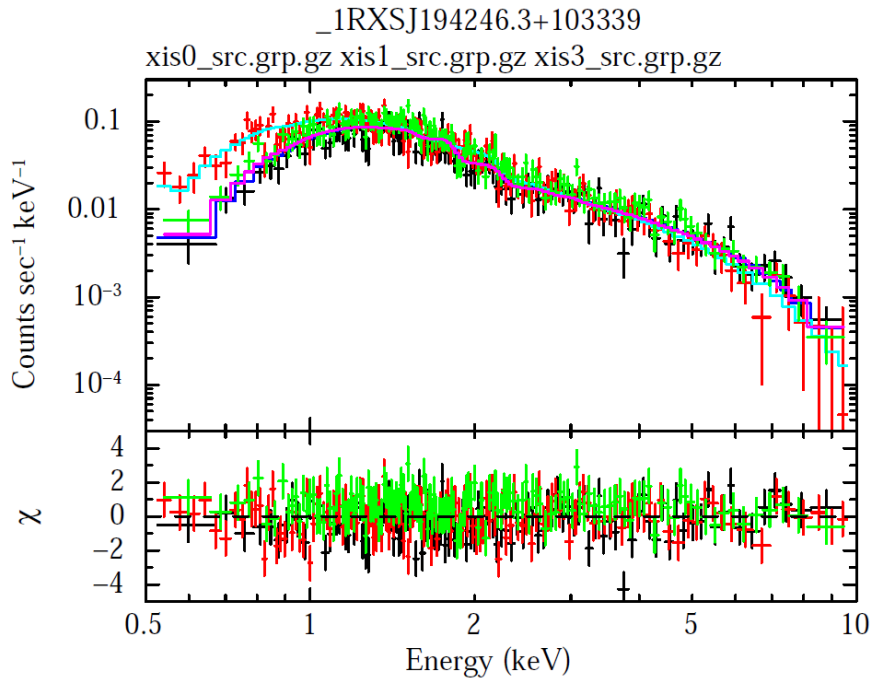


図 4.27: 1RXS J194246.3+103339 の X 線スペクトル

<pre>>> Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI LII , BII 48.258243 -6.359864 Requested position at X and Y pixel 169.87 110.87 Search nH in 4 X 4 box Each pixel is 0.675 deg 0.675 deg nH calculated using all points within 1.0000 deg from input position RA DEC Dist nH 296.5197 10.8400 0.8590 1.90E+21 296.1805 10.2371 0.5780 1.80E+21 295.8435 9.6338 0.9387 2.07E+21 295.9081 11.1200 0.5977 1.93E+21 295.5692 10.5164 0.1298 1.68E+21 295.2327 9.9125 0.7908 2.16E+21 295.2979 11.4030 0.9276 2.41E+21 294.9595 10.7988 0.7596 2.56E+21 LAB >> Average nH (cm**-2) 2.06E+21 LAB >> Weighted average nH (cm**-2) 1.92E+21</pre>	<pre>>> Dickey & Lockman (DL) HI in the Galaxy LII , BII 48.258243 -6.359864 Requested position at X and Y pixel 169.87 110.87 Search nH in 4 X 4 box Each pixel is 0.675 deg 0.675 deg nH calculated using all points within 1.0000 deg from input position RA DEC Dist nH 296.5197 10.8400 0.8590 2.12E+21 296.1805 10.2371 0.5780 2.04E+21 295.8435 9.6338 0.9387 2.24E+21 295.9081 11.1200 0.5977 2.28E+21 295.5692 10.5164 0.1298 2.28E+21 295.2327 9.9125 0.7908 2.64E+21 295.2979 11.4030 0.9276 2.28E+21 294.9595 10.7988 0.7596 2.28E+21 DL >> Average nH (cm**-2) 2.27E+21 DL >> Weighted average nH (cm**-2) 2.26E+21</pre>
---	--

図 4.28: 1RXS J194246.3+103339 に対する我々の銀河の柱密度の見積り [34]

多波長スペクトル解析

ガンマ線、X線、可視による観測データより SED を作成し、それを図 4.29 に示す。ここで、可視のフラックスは 2 年間の観測データの平均より求め、エラーは観測データの最大値と最小値とした。星間ガスによる赤化補正に関しては、上述の距離の推定より 1RXS J013106.4+612035 と同様に系外での赤化補正值である $R - 1.005$ 等、 $I - 0.748$ 等を採用した [35]。さらに WISE(観測時期 2010/4/19) 2MASS(観測時期 1997/6~2001/2) より赤外、アーカイブより電波についてのデータも SED 上にプロットした。

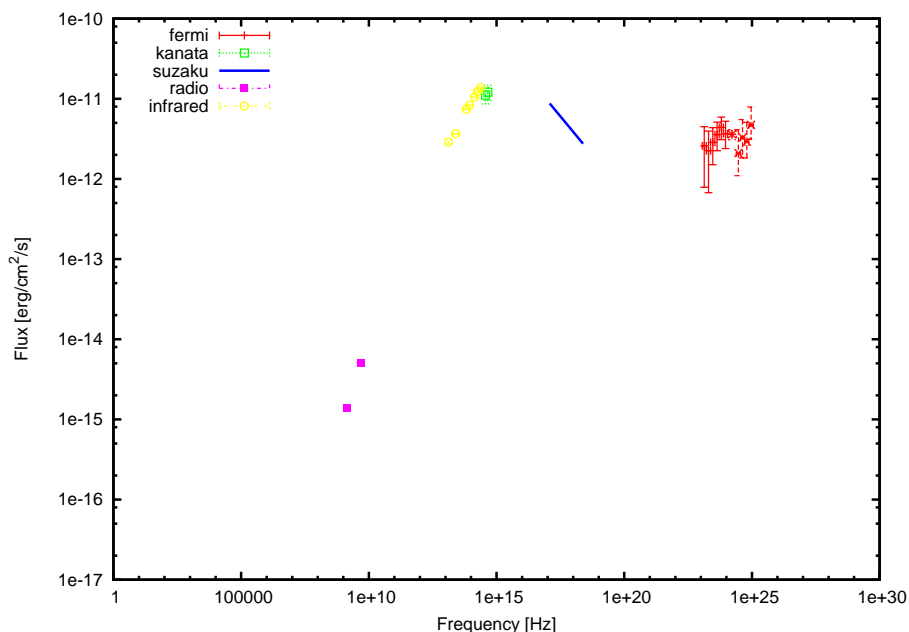


図 4.29: 1RXS J194246.3+103339 の SED

図 4.29 より、1RXS J194246.3+103339 の SED もシンクロトロン放射と SSC 放射に対応した 2 コブ構造をしているとみなすことができる。それぞれのピークが可視、GeV~TeV ガンマ線にあることから、時間変動と同様にガンマ線連星かブレーザーといえ、形はガンマ線連星よりもむしろブレーザー (その中でも LBL か HBL) と似ている。(図 2.8 と図 2.9 より)。

さらに図 4.29 からシンクロトロン放射のピーク波長と SSC 放射のピーク波長をそれぞれ 10^{15} Hz、 10^{24} Hz とすると、1RXS J013106.4+612035 と同様なローレン因子 ($\Gamma > 4.5$)、磁場 ($B < 10$) の限界値が求まる。

1RXS J194246.3+103339 に対してシンクロトロン+SSC モデルでフィッティングした結果を図 4.30 に、得られた物理量を表 4.8 に示す。

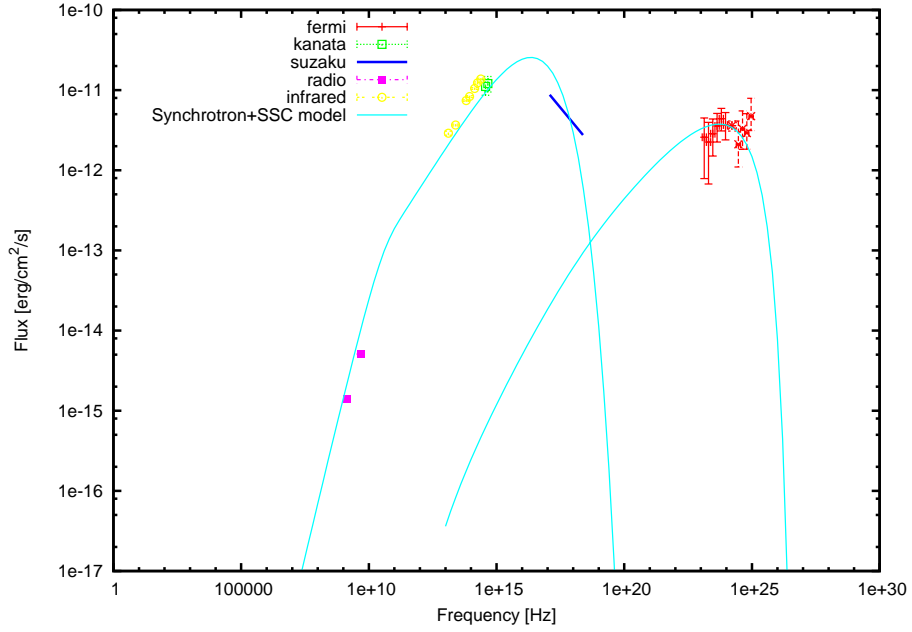


図 4.30: 1RXS J194246.3+103339 におけるシンクロトロン+SSC モデルのフィッティング

表 4.8: フィッティング結果

magnetic field [G]	4
Doppler factor	20
variability timescale [s]	10000
Total Jet Power in electrons [erg/s]	1×10^{49}
spectral index of electron	2.0
redshift of object	0.03
Minimum Lorentz factor of Electron	10
Maximum Lorentz factor of Electron	1×10^8
Cut off Lorentz factor of Electron distribution	1×10^4
Luminosity Distance of object [cm]	3.7×10^{26}
Bolometric Luminosity of Synchrotron radiation [erg/s]	6.1×10^{44}
Bolometric Luminosity of SSC radiation [erg/s]	1.1×10^{44}
Peak frequency of Synchrotron radiation [Hz]	2.5×10^{16}
Peak frequency of SSC radiation [Hz]	6.3×10^{23}

1RXS J194246.3+103339 については、我々は「すばる」望遠鏡でも観測を行っている。この時には得られたイメージ上で母銀河が検出されないことから、系外銀河に存在するブレーザーだった場合には、 $z > 0.3$ となると思われるが、一般的なブレーザーの物理量をもとにフィッティングを行った結果 $z = 0.03$ となってしまった。 $z = 0.3$ ならばフラックスが減り、再現できなくなる。つまり 1RXS J194246.3+103339 は典型的なシンクロトロン+SSC モデルでは再現できていないのではないかと考える。

1RXS J194246.3+103339 が系内天体だった場合のことを考え、天体までの距離 10 kpc としシンクロトロン放射のピーク付近の光度を計算すると、およそ 10^{33-34} erg/s となる。この値は系内天体での光度として妥当である。これらのことから 1RXS J194246.3+103339 は天体までの距離が比較的近いのではないかと考える。「すばる」望遠鏡の結果を再調査する必要がある。

4.3.3 1RXS J135341.1-664002

以下、1RXS J013106.4+612035 と同様に行っていく。

イメージ

1RXS J135341.1-664002 についてのフェルミ衛星による低エネルギー 100-146 MeV と高エネルギー 4-6 GeV のそれぞれのカウントマップを図 4.31 に示す。

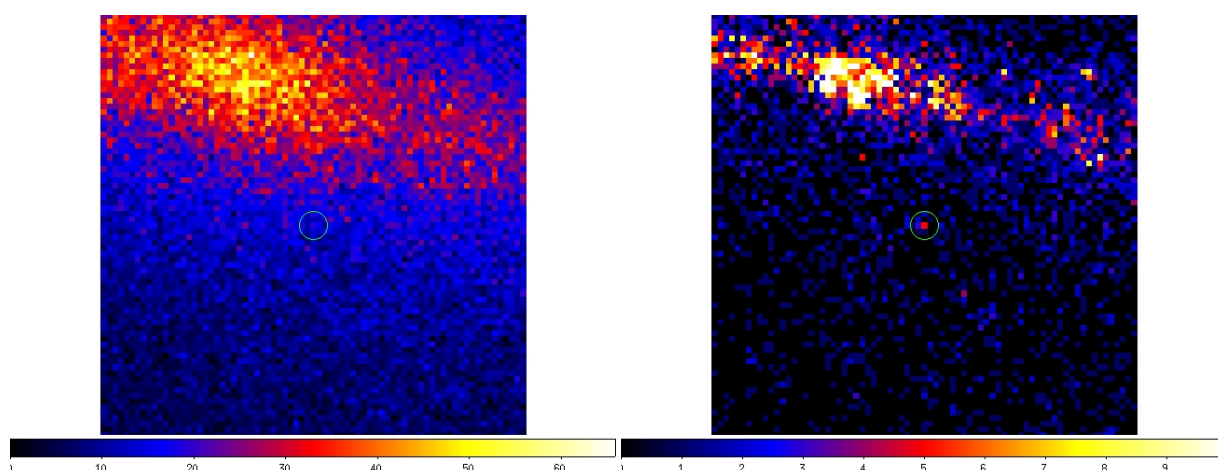


図 4.31: 1RXS J135341.1-664002 のフェルミ衛星における低エネルギー (左)、高エネルギー (右) のカウントマップ

低エネルギーの場合、イメージ上で 1RXS J135341.1-664002 は明るい Galactic Diffuse 放射に埋もれてしまい、TS 値も $\ll 1$ と有意には検出されていない。一方、高エネルギーでは Galactic Diffuse 放射が暗くなるため、イメージ上で 1RXS J135341.1-664002 を見分けることができ、gtlike による最尤法によって TS 値も $\sqrt{19}\sigma = 4.4\sigma$ と有意に検出されている。

次に「すざく」の XIS3 での画像を図 4.32 に載せる。1RXS J135341.1-664002 はイメージ上、点源に見える。

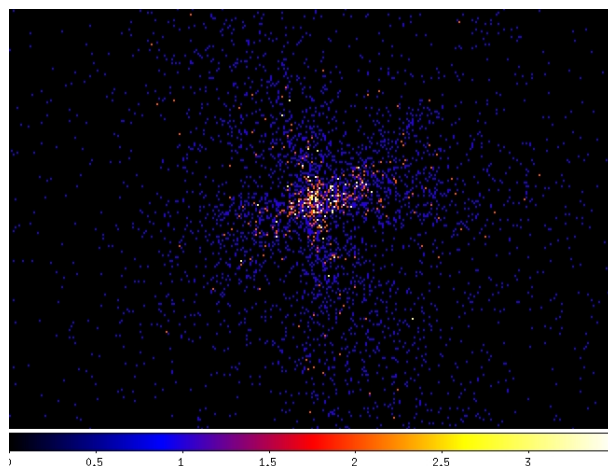


図 4.32: 1RXS J135341.1-664002 における XIS3 での天体画像

時間変動解析

ガンマ線、X 線のライトカーブをそれぞれ図 4.33、図 4.34 に示す。

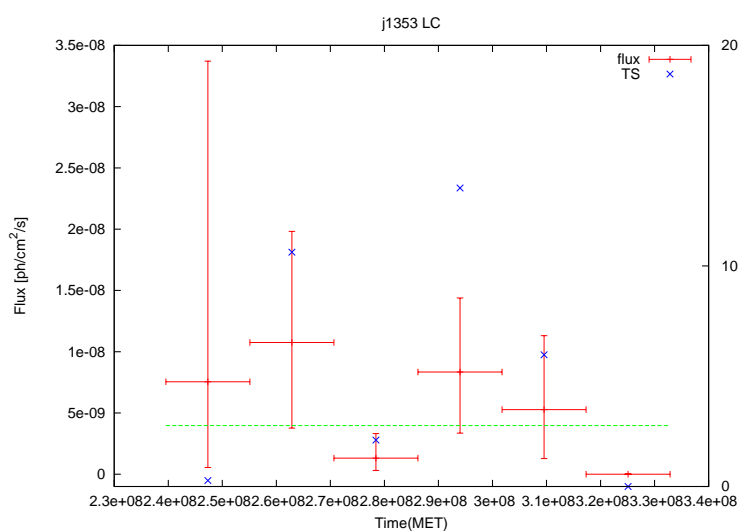


図 4.33: 1RXS J135341.1-664002 のガンマ線の時間変動 (1 bin 180 日)

この結果、ガンマ線、X 線ともに有意な変動は見られなかった。そのため 1RXS J135341.1-664002 は §2 で述べた天体の中でどれに分類するかを時間変動で決めることはできなかった。

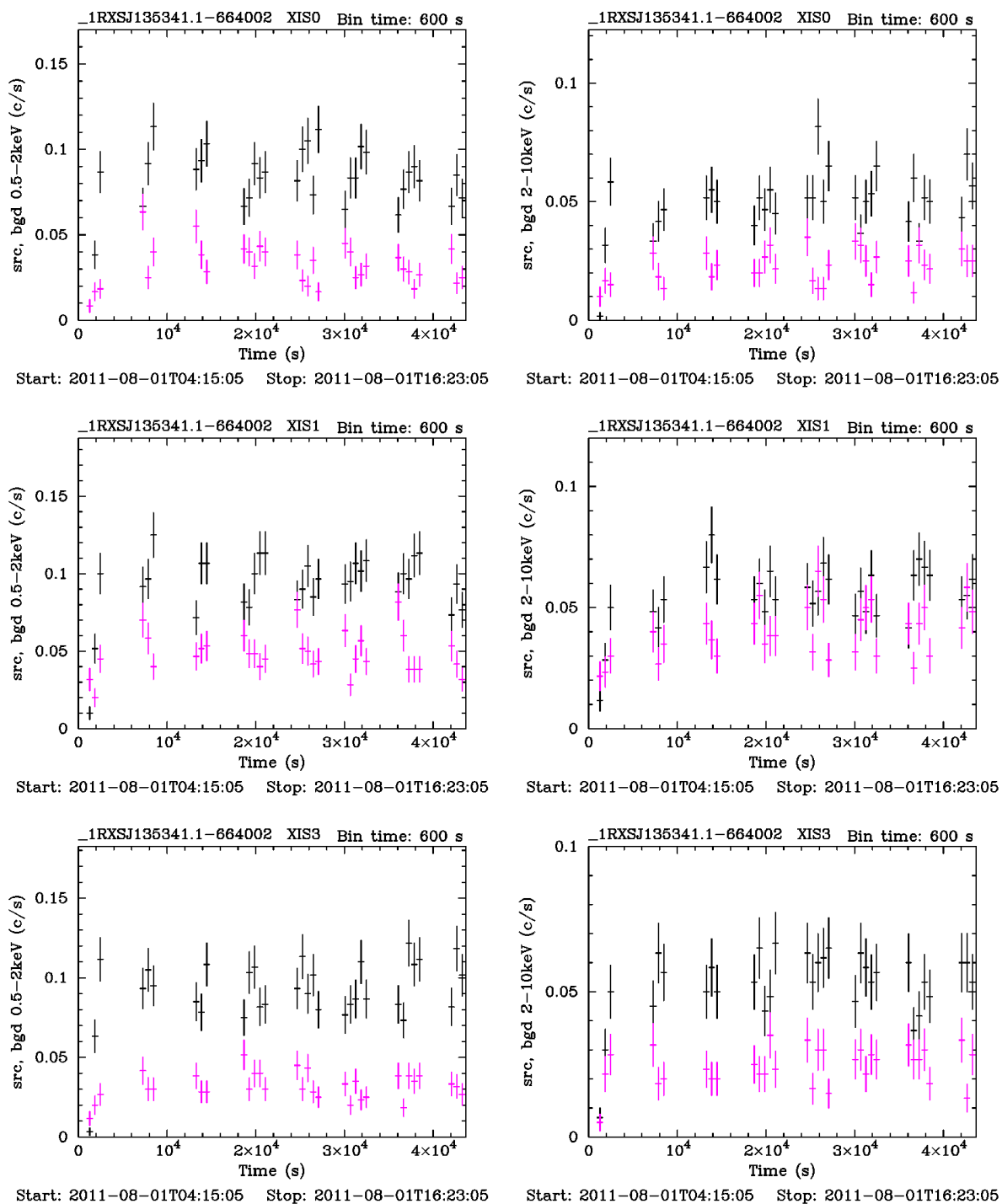


図 4.34: 1RXS J135341.1-664002 の X 線の時間変動

X 線解析による距離の推定

1RXS J013106.4+612035 と同様に、XIS0,1,3 について対象天体の中心から半径 0'-4' を source 領域、半径 4'-6' を background 領域とした、それぞれのスペクトルを図 4.35 にまとめた。モデルは対象天体からの非熱的放射を表す POWERLAW に、星間吸収 WABS を掛け合わせたモデルを用い、すべてのパラメータをフリーにしてフィッティングを行った。フィット結果を表 4.9 に示す。また 1RXS J135341.1-664002 に対する我々の銀河の柱密度の見積りを図 4.36 に示す。

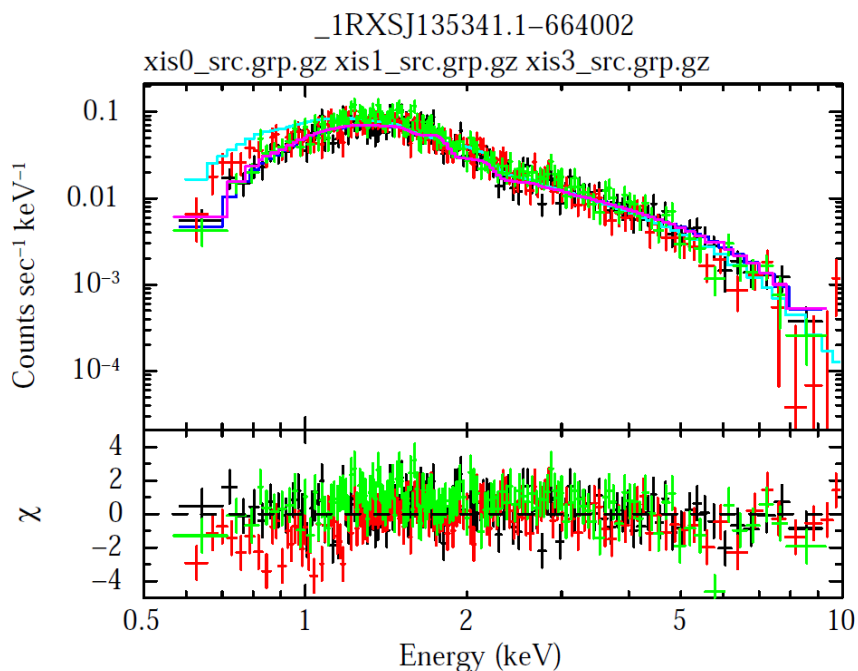


図 4.35: 1RXS J135341.1-664002 の X 線スペクトル

表 4.9: 1RXS J135341.1-664002 の X 線スペクトルとモデルのベストフィットパラメータ

nH	photon index	normalization	total flux [erg/cm ² /s]
$(5.3 \pm 0.4) \times 10^{21}$	2.80 ± 0.07	$(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	2.8244×10^{-12}

この結果、 $\Gamma = 2.80$ とソフトであり、星間吸収 $5.3 \times 10^{21} / \text{cm}^2$ も我々の銀河の柱密度 $3.6 - 4.7 \times 10^{21} / \text{cm}^2$ より大きかったので対象天体は系内に存在しない可能性が高いことが分かった。

```

>> Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI
LII , BII 309.049651 -4.536427
Requested position at X and Y pixel 315.18 113.61
Search nH in 4 X 4 box
Each pixel is 0.675 deg 0.675 deg
nH calculated using all points within
1.0000 deg from input position
RA DEC Dist nH
210.6284 -66.8560 0.8962 3.64E+21
208.9224 -67.0324 0.4175 3.18E+21
207.1920 -67.1911 0.7150 3.30E+21
210.2687 -66.2114 0.8628 3.94E+21
208.6041 -66.3846 0.2910 3.60E+21
206.9167 -66.5405 0.6075 3.93E+21
208.2896 -65.7375 0.9299 5.53E+21
LAB >> Average nH (cm**2) 3.87E+21
LAB >> Weighted average nH (cm**2) 3.59E+21

>> Dickey & Lockman (DL) HI in the Galaxy
LII , BII 309.049651 -4.536427
Requested position at X and Y pixel 315.18 113.61
Search nH in 4 X 4 box
Each pixel is 0.675 deg 0.675 deg
nH calculated using all points within
1.0000 deg from input position
RA DEC Dist nH
210.6284 -66.8560 0.8962 4.05E+21
208.9224 -67.0324 0.4175 4.00E+21
207.1920 -67.1911 0.7150 4.00E+21
210.2687 -66.2114 0.8628 5.03E+21
208.6041 -66.3846 0.2910 5.29E+21
206.9167 -66.5405 0.6075 5.29E+21
208.2896 -65.7375 0.9299 5.29E+21
DL >> Average nH (cm**2) 4.71E+21
DL >> Weighted average nH (cm**2) 4.73E+21

```

図 4.36: 1RXS J135341.1-664002 に対する我々の銀河の柱密度の見積り [34]

多波長スペクトル解析

ガンマ線、X線による観測データより SED を作成し、それを図 4.37 に示す。アーカイブより電波についてのデータも SED 上にプロットした。WISE と 2MASS については、イメージ上で 17" しか離れていない位置の天体が明るすぎて検出できていなかったと考えられるので、プロットしていない。

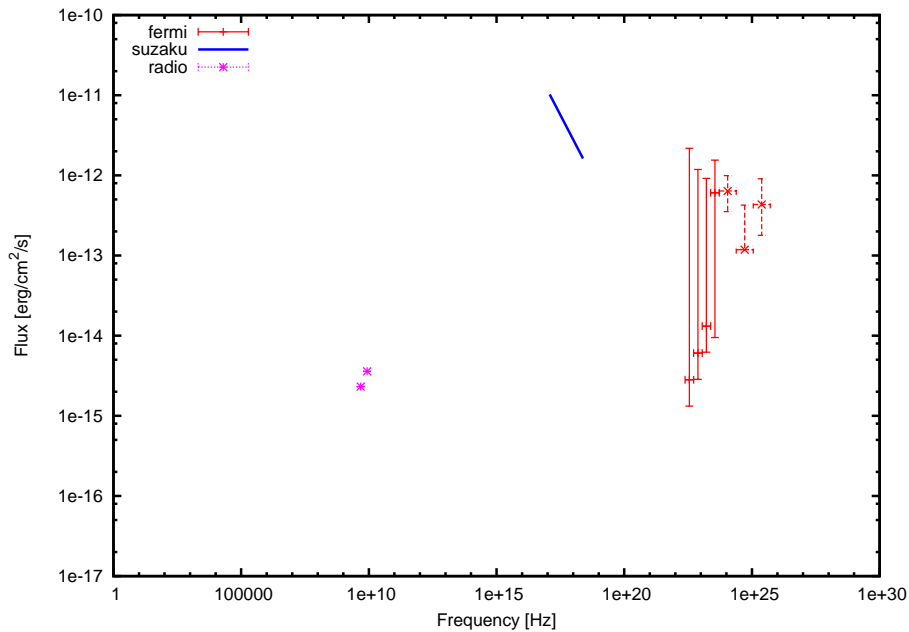


図 4.37: 1RXS J135341.1-664002 の SED

図 4.37 より、1RXS J135341.1-664002 についても SED はシンクロトロン放射と SSC 放射に対応した 2 コブ構造をしているとみなすことができる。それぞれのピークが可視～X線、GeV～TeV ガンマ線にあることから、§2 に述べたパルサーや超新星残骸のような広がった天体ではなく、コ

コンパクト天体つまりガンマ線連星かブレーザーである可能性がある。

図 4.37 からシンクロトロン放射のピーク波長と SSC 放射のピーク波長をそれぞれ 10^{15} Hz、 10^{24} Hz とすると、1RXS J013106.4+612035 と同様にローレン因子 ($\Gamma > 4.5$)、磁場 ($B < 10$) の限界値が求まる。

1RXS J135341.1-664002 に対してシンクロトロン+SSC モデルでフィッティングした結果を図 4.38 に、得られた物理量を表 4.10 に示す。

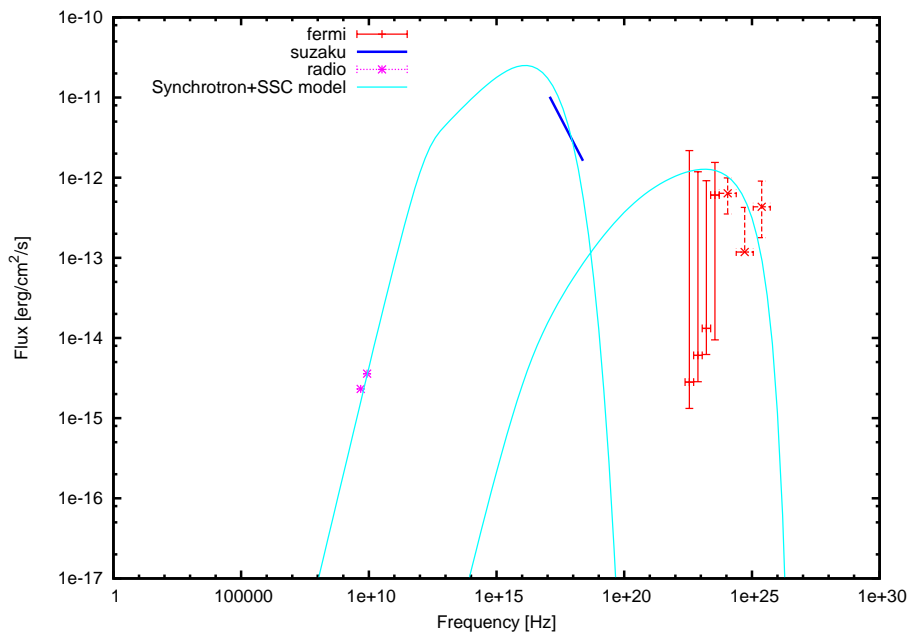


図 4.38: 1RXS J135341.1-664002 におけるシンクロトロン+SSC モデルのフィッティング

観測データ点が少ないためシンクロトロン+SSC モデルでしか再現できないのかどうかは判断できない。

表 4.10: フィッティング結果

B :magnetic field [G]	5
D :Doppler factor	20
t_{\min} :variability timescale [s]	5000
K_e :Total Jet Power in electrons [erg/s]	1×10^{49}
p :spectral index of electron	2.3
z :redshift of object	0.01
γ_{\min} :Minimum Lorentz factor of Electron	60
γ_{\max} :Maximum Lorentz factor of Electron	1.8×10^{10}
$\gamma_{rmbreak}$:Cut off Lorentz factor of Electron distribution	1×10^4
Luminosity Distance of object [cm]	1.2×10^{26}
Bolometric Luminosity of Synchrotron radiation [erg/s]	7.5×10^{43}
Bolometric Luminosity of SSC radiation [erg/s]	4.8×10^{42}
Peak frequency of Synchrotron radiation [Hz]	1.6×10^{16}
Peak frequency of SSC radiation [Hz]	1.6×10^{23}

4.4 考察

1RXS J013106.4+612035 , 1RXS J194246.3+103339 , 1RXS J135341.1-664002 の 3 天体について多波長観測による時間変動解析、距離の推定、スペクトル解析を行った。

3 天体ともこれまでの観測では、ガンマ線では高エネルギー GeV 帯域でのみ検出されており、X 線、可視のイメージ上では点源に見えた。

時間変動では、3 天体ともガンマ線、X 線での有意な変動は見られず、可視に関しては 1RXS J013106.4+612035 と 1RXS J194246.3+103339 で有意な変動が見られた。変動が見られたことにより、2 天体については §2 で述べたパルサー星雲や超新星残骸のような広がった天体ではなく、コンパクト天体つまりガンマ線連星かブレーザーであることがいえる。

X 線解析による距離の推定に関しては、系内に存在するのであれば、星間吸収が対象天体に対する我々の銀河の柱密度よりも小さいことが予想され、加えてフラックスが低いので光度も低く、コンパクト星の連星系ならば高エネルギー側に low/hard 状態のハード成分 ($\Gamma < 2$) が見えるはずである。しかし 3 天体とも、星間吸収は柱密度と同等もしくは高い値となり、 $\Gamma > 2$ とソフトとなった。よって系内である可能性が低く、系内であったとしても銀河の端の方に近い、もしくは銀河系内の天体であるが天体自身が何らかの吸収体の内側にいるかということになる。

ガンマ線、X 線、可視、近赤外線観測データに加え、WISE と 2MASS の赤外線の観測データによるスペクトル解析を行ったところ、3 天体ともシンクロトン放射と SSC 放射に対応した 2 コブ構造をしていた。ピークが可視 ~X 線、GeV~TeV ガンマ線ということからも時間変動の結果と同じくガンマ線連星かブレーザーであることがいえ、スペクトルの形は図 2.8、図 2.9 と見比べることにより、ガンマ線連星よりもブレーザーに似ていた。シンクロトン放射と SSC 放射それぞれのピーク波長からローレンツ因子、磁場が求められ、実際に HBL によく合うとされて

いるシンクロトロン+SSC モデルでフィッティングを行った。フィッティングパラメーターは、一般的なブレーザーの物理量を元に決めた。フィッティングの結果、1RXS J013106.4+612035 は、電波からガンマ線の多波長 SED を再現することができ、HBL である可能性が高いと考えられる。HBL だった場合、ビーミング効果によって他の放射成分よりも、ジェットからの放射が卓越してしまうため輝線が埋もれてしまい z を正確に得られない可能性が高いので、様々な z でフィッティングを行い、既知のブレーザーと比べその妥当性を調べることを今後行っていく必要がある。他の 2 天体については一般的なブレーザーの物理量では再現できていない可能性があり、他のモデルでフィッティングを行うなどが必要となる。

対象天体がブレーザーであると考え、Abdo 氏による電波のフラックス値と X 線のフラックス値からのブレーザーの分類上に電波 1.4 GHz のデータのある対象天体の 1RXS J013106.4+612035 と 1RXS J194246.3+103339 に加え、ガンマ線連星の Cyg X-3 , LS I +61 303 のプロットを行った (図 4.39)。

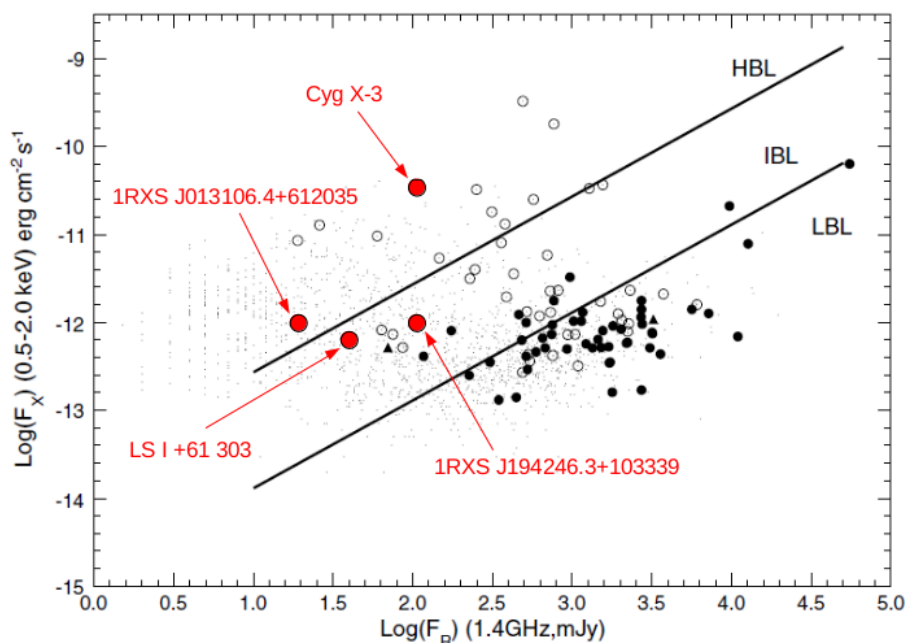


図 4.39: X 線 (0.5-2.0 keV) vs 電波フラックス (1.4 GHz) —小さな点は BZCat カタログに記載されているすべてのブレーザー。黒丸、白丸、三角、星はそれぞれフェルミでの FSRQ、BL Lac 天体、分類不明のブレーザー、電波銀河 [38]

図 4.39 より、1RXS J013106.4+612035 はスペクトル解析の結果と同じく HBL の分類に属している。1RXS J194246.3+103339 は IBL (Intermediate-energy-peaked BL Lac) の分類に属している。ガンマ線連星の 2 天体は HBL , IBL の位置におり、ガンマ線連星はある領域に属するといったことはいえなかった。

第5章 まとめ

本研究では、ガンマ線衛星「フェルミ」、X線衛星「すざく」、可視近赤外望遠鏡かなたの3つの観測機器を用いて、ガンマ線未同定天体の時間変動解析、距離の推定、スペクトル解析を行うことにより、未同定天体の解明を行った。

そのガンマ線未同定天体のターゲットとして、これまでに低銀緯にあり、電波・可視・X線の観測結果から、Cyg X-3と同様にジェットを放出している可能性のある連星系(マイクロクワエサー)の候補に着眼し、その中でガンマ線が検出されている1RXS J013106.4+612035, 1RXS J194246.3+103339, 1RXS J135341.1-664002の3天体を選んだ。

データ解析の結果、時間変動解析では3天体ともガンマ線、X線での有意な変動は見られず、可視に関しては1RXS J013106.4+612035と1RXS J194246.3+103339の2天体から有意な変動が見られた。可視で変動が見えれたことから、この2天体はパルサー星雲や超新星残骸のような広がった天体ではなく、コンパクト天体つまりガンマ線連星かブレーザーであることが考えられる。次にX線スペクトル解析による距離の推定を行い、3天体とも星間吸収が対象天体に対する我々の銀河の柱密度よりも同程度もしくは高い値となり、 $\Gamma > 2$ とソフトになったことから、系内に存在する可能性は低いことが分かった。最後にガンマ線、X線、可視、近赤外線の観測データに加え、WISEと2MASSの赤外線の観測データによるスペクトル解析を行ったところ、3天体ともシンクロトロン放射とSSC放射に対応した2コブ構造をしていた。ピークが可視～X線、GeV～TeVガンマ線ということからも時間変動の結果と同じくガンマ線連星かブレーザーであることがいえ、スペクトルの形はガンマ線連星よりもブレーザーに似ていた。そこでHBLによく合うとされるシンクロトロン+SSCモデルでフィッティングしたところ、1RXS J013106.4+612035のSEDはよく再現される一方で、1RXS J194246.3+103339と1RXS J135341.1-664002は一般的なブレーザーの物理量では再現できなかった。

今後より研究を発展させるにあたり、1RXS J013106.4+612035はシンクロトロン+SSCモデルにおいて様々な z でフィッティングを行い、既知のブレーザーと比較することにより妥当性を図る。1RXS J194246.3+103339と1RXS J135341.1-664002は z を小さくし(天体までの距離を近くする)、再現性をみることに加え、他のモデルでのフィッティングを試すことにより、2天体の正体の解明を図る。

付録 A HONIR 用検出器の性能評価

A.1 検出器の概要

可視近赤外同時カメラ (HONIR) は、広島大学宇宙科学センターが 2006 年より開発・立ち上げを行っている装置である。

光学望遠鏡を用いた地上観測では、地表まで届く可視光線と近赤外線の波長帯が主に観測される。現在 HONIR では、可視光検出器として浜松ホトニクスと国立天文台で開発された完全空乏型 CCD を、近赤外線検出器として米 Raytheon 社で開発された HgCdTe 検出器 VIRGO-2K を用いて、計 2 バンドで同時に観測できる構成となっている。CCD と HgCdTe 検出器との運用面での大きな違いに冷却温度が挙げられる。可視光線装置ではシリコン素子からなる CCD の場合、暗電流等を考慮すると 170 K が最適温度となる。対して赤外線装置は HgCdTe 素子の場合、70-80 K が最適温度となる。どちらも真空冷却が必要な温度である。加えて、赤外線装置では常温の物体からも赤外線が放射されるため、望遠鏡を通して装置に入射する背景光に対して、装置内部からの熱放射が無視できるレベルに装置全体を冷却する必要がある。

以下、完全空乏型 CCD と VIRGO-2K について述べる。

A.1.1 完全空乏型 CCD[1]

完全空乏型 CCD は浜松ホトニクスと国立天文台で開発された可視光検出器である。この検出器は、200 μm 厚のウェハを完全に空乏層にすることで波長 1 μm で 50 % (173 K 冷却時) の量子効率を得ることができるという特徴を有している。CCD の空乏層の厚さは、半導体の不純物濃度とかける逆バイアスの電圧で決まり、元来は 10 μm から厚いもので 50 μm のものが一般的であった。しかし近年、n 型半導体の不純物濃度を低くできる中性子ビーム法や超高純度シリコン材料の精製技術の発展により、CCD の高性能化がさらに進んでいる。表 A.1 に仕様を、図 A.1 に完全空乏型 CCD の量子効率を示す。

なお、HONIR に用いる完全空乏型 CCD はエンジニアリンググレードであり、フォーマットは VIRGO-2K と合わせるため 2k \times 4k 領域のうち、片側の 2k \times 2k 領域 (読みだしポートが 4 つある) を用いる。

A.1.2 近赤外線検出器 VIRGO-2K[1]

VIRGO-2K は、HgCdTe 素子を用いた波長 2.5 μm で量子効率 50 % の感度を達成する検出器である。赤外線検出器では最大の 2048 \times 2048 の画素数を持ち、現在は 4 ポート読みだしで用いて

表 A.1: 完全空乏型 CCD の仕様

ピクセルサイズ	15 μm \times 15 μm
画素数	2048 \times 4096 pixel
読み出しノイズ	≤ 5 electrons rms
ノード感度	$\geq 5 \mu\text{V}/\text{electrons}$
転送効率	≥ 0.999995
飽和電荷量	≥ 100000 electrons
暗電流	≤ 5 electrons/pixel/hour

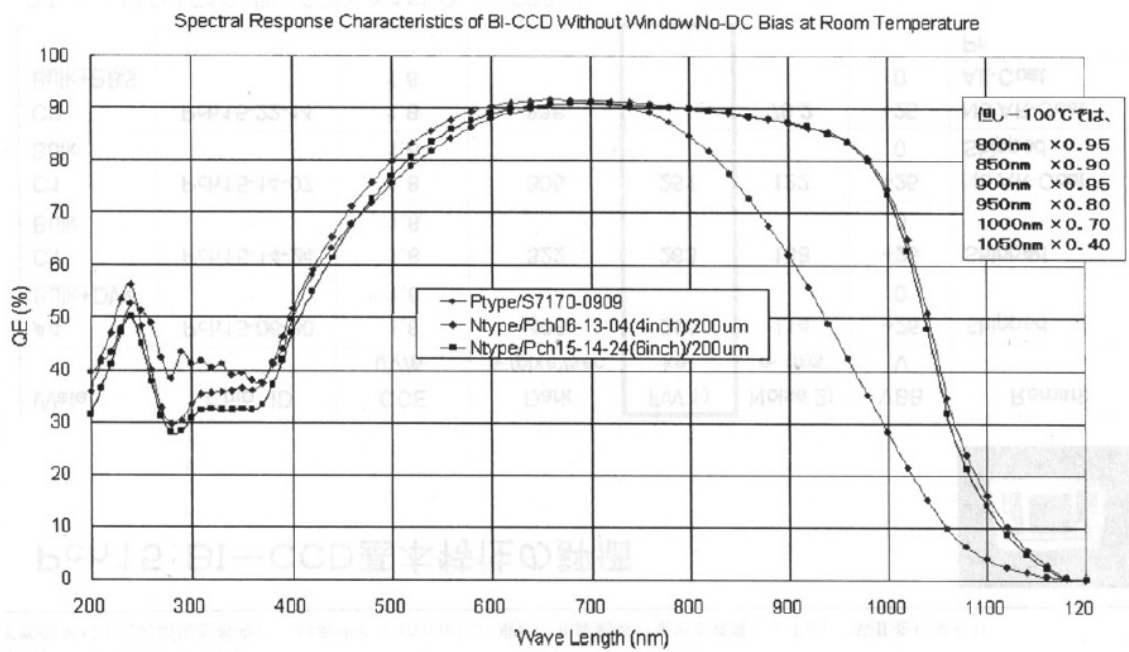


図 A.1: 完全空乏型 CCD の量子効率

いる。検出器のスイッチ回路部であるマルチプレクサ (MUX) は Si-CMOS でできており、検出素子である HgCdTe の表面と素子ごとにインジウムで接合されたハイブリット構造となっている。つまり、VIRGO-2K は素子の電極部分を避けるための裏面照射型の検出器である。また、モザイクカメラの用途としても用いられる検出器であるため 3 面バッタブル構造 (複数の検出器を隙間なく敷き詰める構造) となっている。表 A.2 に Raytheon 社による VIRGO-2K の仕様を、そして図 A.2 に我々が用いる module49 の Raytheon 社による量子効率の測定グラフを載せる。

表 A.2: VIRGO-2K の仕様

ピクセルサイズ	20 μm \times 20 μm
画素数	2048 \times 2048 pixel
検出素子	HgCdTe
有感度波長域	0.9–2.5 μm
量子効率	>70 % (1–2.4 μm)
操作適正温度	80 K
暗電流	<1 electron/sec
出力数	4 or 16
最大フレームレート	16 出力: 1.456 Hz (685.75 msec), 4 出力: 0.377 Hz (2.655 sec)
リセットオプション	Global or Row-by-Row
飽和電荷量	> 4 \times 10 ⁵ electrons
トランスインピーダンス	~ 2.0 μV /electron
ノイズ	5–15 electrons rms
端子数	84

Spectral Response Data for TSA Assembly 7588635.1
"B" mini array $A_j=27 \times 27$ m, $T=78K$, $V=0$
(Vista Wafer AVR0123 for SCA Assembly 7593725.1, Module 49)

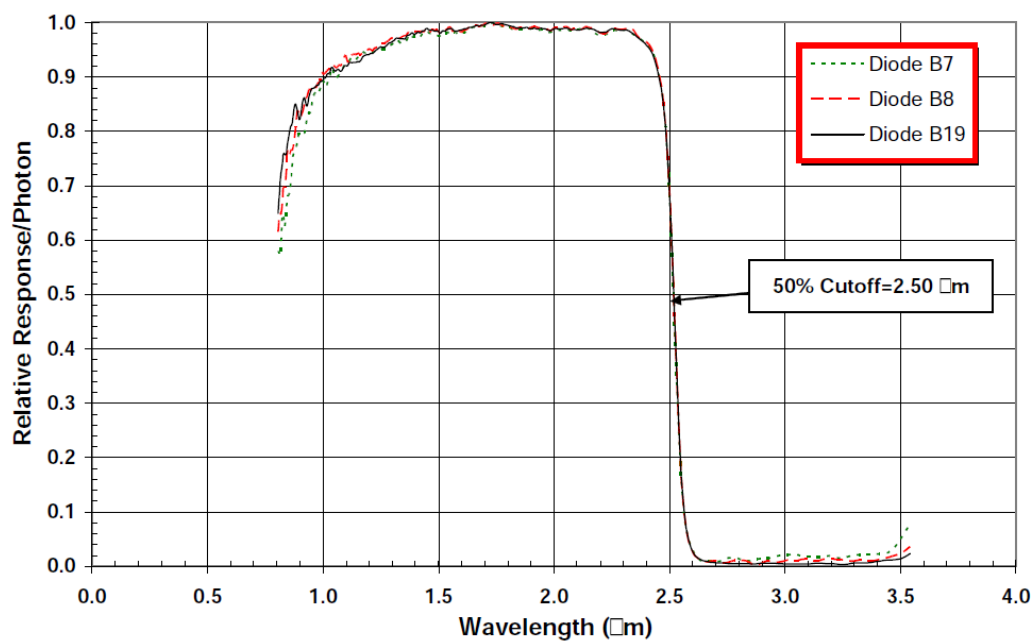


図 A.2: VIRGO-2K (module49) の量子効率

A.2 検出器の性能評価

今回行ったのは、HONIR をかなた望遠鏡に搭載した状態での検出器の評価試験 (コンバージョンファクタ、読みだしノイズ、リニアリティ、ダーク、フラットフィールドの評価) である。

A.2.1 コンバージョンファクタ

コンバージョンファクタとは、ゲインとも呼ばれ、検出器出力信号の AD 変換後の値 1 ADU (analog to digital unit) あたりの電荷数を表す量で、単位は electron / ADU である。この値は、ADC 前のアナログ信号値を知る上で重要なパラメータであり、ノイズ等の評価には欠かせない。以下に、完全空乏型 CCD と近赤外線検出器 VIRGO-2K のそれぞれの場合を示す。

完全空乏型 CCD

受けた光子数は直接知り得ることができないが、コンバージョンファクタの値を得る方法として、次のような方法を採用した。

受けた光子数を N_{ph} [e^-]、ノイズ (後述参照) を N_{noise} [ADU] とすると、コンバージョンファクタ g [ADU/ e^-] より得たカウント数 C [ADU] は、

$$C = gN_{\text{ph}} + N_{\text{read}} \quad (\text{A.1})$$

となる。式 A.1 より、カウントの分散 (標準偏差の 2 乗) は、

$$\sigma_C^2 = g^2\sigma_{N_{\text{ph}}}^2 + \sigma_{N_{\text{noise}}}^2 \quad (\text{A.2})$$

となる。光子数がポアソン統計に従うこと ($\sigma_{N_{\text{ph}}} = \sqrt{N_{\text{ph}}}$) を考慮すると、式 A.2 は、

$$\sigma_C^2 = gC + \sigma_{N_{\text{noise}}}^2 \quad (\text{A.3})$$

となる。よってコンバージョンファクタは、切片がノイズのカウント - 分散関係の傾きより求めることができる。

これらよりコンバージョンファクタの値を得るには、様々なカウント数での分散の取得が必要となることが分かる。そこで今回は、効率性を考えて意図的にフィルターの視野を削ることにより光を非一様にあて (図 A.3)、1 枚の画像にカウント勾配をつかった。フラット光源の電源を 9.75 V-8.80 A に設定し、露出時間 15 秒で視野中の最も照度の高い領域のカウントがおよそ 60000 ADU となるようにしたものを計 10 枚取得した。これらの画像からバイアス引き、オーバースキャン領域 (画像外にはみでている部分のこと) の差し引きを行い、平均して得た画像が図 A.4 である。緑色で囲った領域 (左からポート 1、ポート 2、ポート 3、ポート 4 とする) を解析し、その領域をカウント数 2000 ADU 毎に平均して得たグラフが図 A.5 である。プロット点の色の違いは読みだしポートの違いを表しており、4 本の線は、ポート 3 におけるプロット 1-4 点目 (橙色)、5-9 点

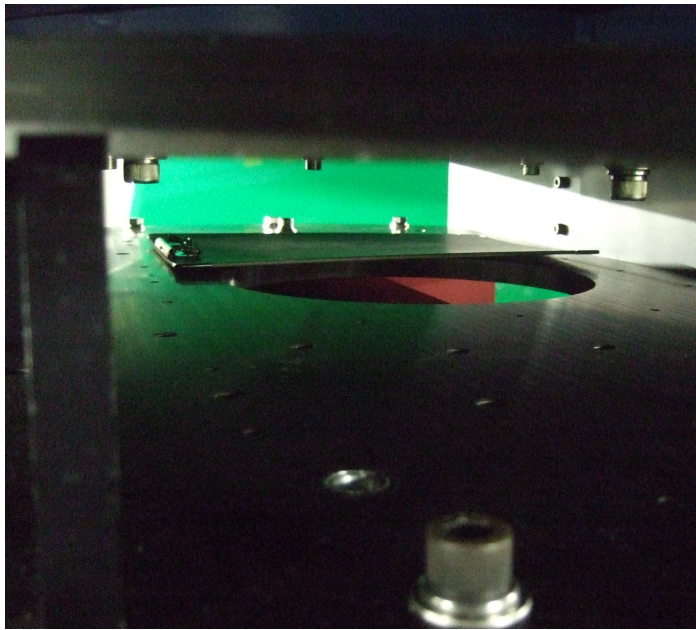


図 A.3: フィルターの視野をボードにより削っている様子

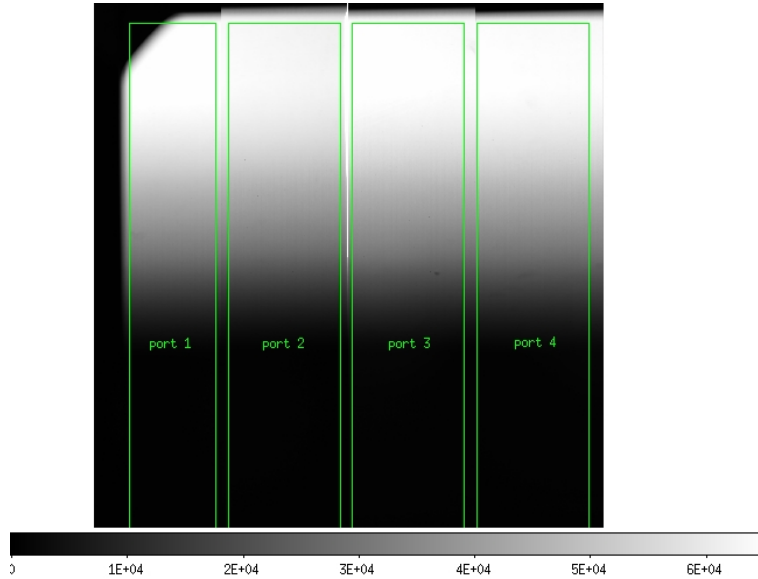


図 A.4: 光を非一様にあてて得た画像

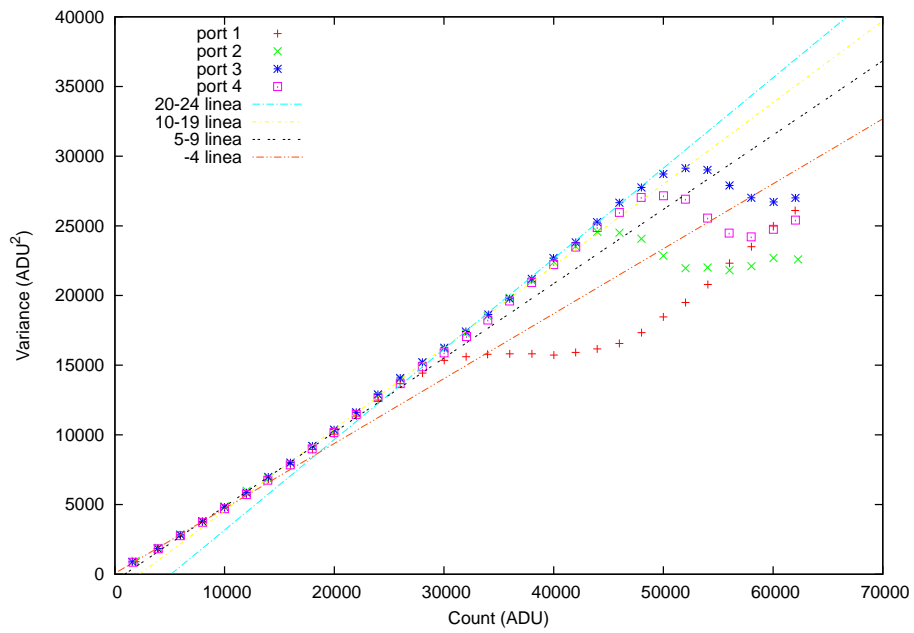


図 A.5: Count - Variance 関係

表 A.3: フィット結果

フィッティング範囲	傾き [ADU/e ⁻]	コンバージョンファクタ [e ⁻ /ADU]	切片
1-4	0.466 ± 0.005	2.15 ± 0.03	70 ± 20
5-9	0.53 ± 0.01	1.89 ± 0.04	-500 ± 200
10-19	0.586 ± 0.006	1.71 ± 0.03	-1300 ± 200
20-24	0.65 ± 0.02	1.54 ± 0.05	-3300 ± 900

目 (黒色)、10-19 点目 (黄色)、20-24 点目 (水色) でフィッティングしたものである。その結果を表 A.3 にまとめる。

この結果、式 A.3 より 1 次関数になるはずのものが範囲によって様々な傾きを持っており 2 次関数のように見える。y 切片は読みだしノイズ値であるのでその値がマイナスとなることはなく、さらにデータシートや回路の設計値、積分パラメータからのコンバージョンファクタは $2.5 e^- / \text{ADU}$ 程度であることから、0-15000 ADU の範囲での傾きがもっともらしい値といえる。読みだしポート 1 に関しては、他の 3 つとは明らかに違う動きを見せている。この原因は不明であるが、回路上の問題の可能性があり今後の課題となる。

傾きの変化に関しては、国立天文台の尾崎氏による KOOLS 用 CCD (SITe 社 CCD を M-front1 で読みだし) の調査において、同じような現象が起きている。それによるとリニアリティ (後述参照) に折れ曲がりがあり、それは回路上の可変抵抗の値を変えることで改善され、カウント - 分散関係のグラフも改善される。今後この改善策を試みる必要がある。

近赤外線検出器 VIRGO-2K

VIRGO では、CCD とは画像の取得までの行程が異なる。その行程を図 A.6 に示す。通常は red 画像から rst 画像を差し引いてできた画像 (図 A.7) を出力画像として用いる。なお、今回用いた読みだしシステムは時おりポートずれを起こしており、1 番左のポートは本来は 1 番右に位置することがあるので注意深く扱った。

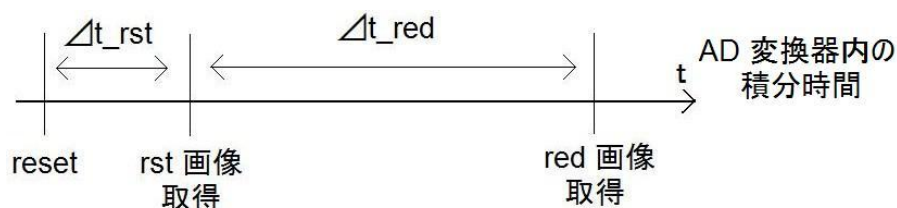


図 A.6: 画像取得の行程

red 画像でのカウントを C_{red} [ADU]、rst 画像でのカウントを C_{rst} [ADU]、差分画像のカウントを C_{diff} [ADU]、ノイズを N_{noise} とすると、それぞれの画像のカウントは、

$$\begin{aligned}
 C_{\text{red}} &= F \times g \times (\Delta t_{\text{rst}} + \Delta t_{\text{red}}) + N_{\text{noise}} \\
 C_{\text{rst}} &= F \times g \times \Delta t_{\text{rst}} + N_{\text{noise}} \\
 C_{\text{diff}} &= C_{\text{red}} - C_{\text{rst}} = F \times g \times \Delta t_{\text{red}}
 \end{aligned}
 \tag{A.4}$$

となる。ここで、 F は $F = C_{\text{diff}} / g \Delta t_{\text{red}}$ [e^- / s] で表される。式 A.4 より差分画像のカウントの分

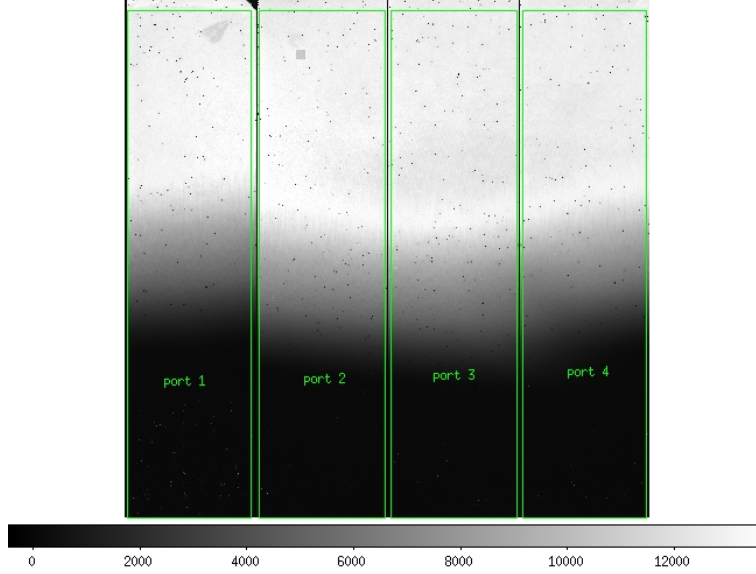


図 A.7: 光を非一様にあてて得た画像

散は、

$$\begin{aligned}
 \sigma_{C_{\text{diff}}}^2 &= \sigma_{C_{\text{rst}}}^2 + \sigma_{C_{\text{red}}}^2 \\
 &= g^2 F \times (2\Delta t_{\text{rst}} + \Delta t_{\text{red}}) + 2\sigma_{N_{\text{noise}}} \\
 &= g \times [(gF \times 2\Delta t_{\text{rst}}) + (gF \times \Delta t_{\text{red}})] + 2\sigma_{N_{\text{noise}}} \\
 &= g \times [C_{\text{diff}} \times \left(\frac{\Delta t_{\text{rst}}}{\Delta t_{\text{red}}}\right) + C_{\text{diff}}] + 2\sigma_{N_{\text{noise}}} \\
 &= gC_{\text{diff}}\left(1 + \frac{\Delta t_{\text{rst}}}{\Delta t_{\text{red}}}\right) + 2\sigma_{N_{\text{noise}}}
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

となる。 Δt_{red} と Δt_{rst} は、それぞれ露出時間、4502.456 ms と定義されており、この式 A.5 よりコンバージョンファクタを求めることができる。

フラット光源の電源を 7.09 V-7.06 A に設定し、露出時間 15 秒でおよそ 15000 ADU(リニアリティが保持される upper-limit) となるようにした計 20 枚の画像を取得した。図 A.7 の緑枠で囲った範囲の解析をし、その結果を表 A.4 に、グラフを図 A.8 に示す。色分けはポート毎によるもので、それぞれの線は全プロット点でフィッティングをしたものである。

この結果、コンバージョンファクタは 8 – 10 e^- /ADU(表 A.4) と、データシートや回路の設計値、積分パラメータよりの得る 3.5 e^- /ADU、実験室で得た 3.4 e^- /ADU[1] よりもかなり大きな値となった。これは次に説明する読み出しノイズが高すぎる影響から、正確な値を得ることができず正確な測定が行えていなかった可能性がある。

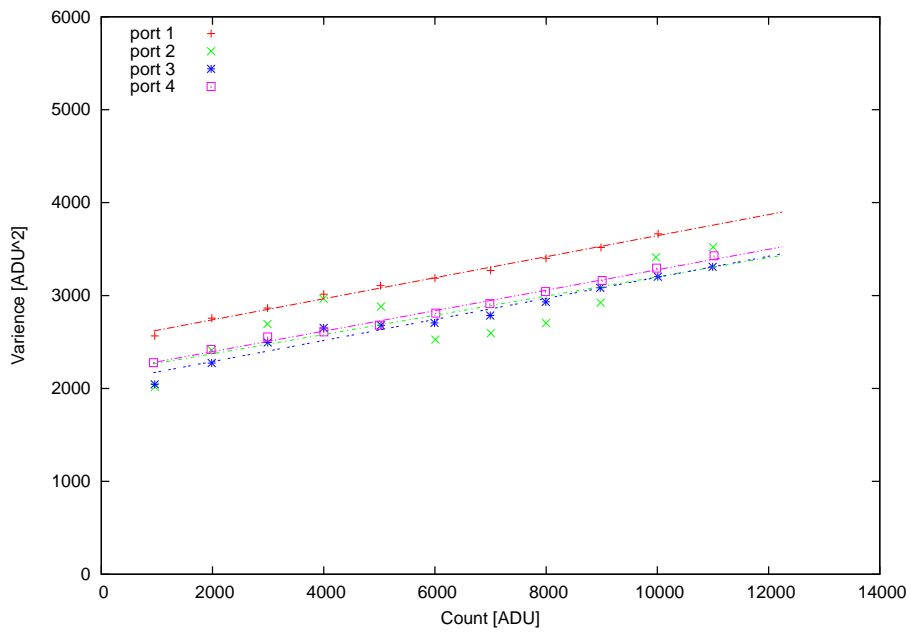


図 A.8: Count - Variance 関係

表 A.4: フィット結果

Region	傾き [ADU/e ⁻]	コンバージョンファクタ [e ⁻ /ADU]	切片
1	0.113 ± 0.004	8.9 ± 0.4	2510 ± 20
2	0.10 ± 0.03	10 ± 2	2200 ± 200
3	0.113 ± 0.007	8.9 ± 0.6	2060 ± 50
4	0.110 ± 0.003	9.1 ± 0.3	2180 ± 20

A.2.2 読みだしノイズ

読みだしノイズとは、電荷を読み出す際にアナログ回路系で発生するランダムノイズのことである。以下に、完全空乏型 CCD と近赤外線検出器 VIRGO-2K のそれぞれの場合を示す。

完全空乏型 CCD

読みだしノイズの測定の際は、バイアス画像すなわち 0 秒積分により取得した計 10 枚の画像から評価を行った。画像の取得をする際に、HONIR 筐体と CCD 電源の GND(グラウンド)の間に電位差があることから、HONIR 筐体(シャッター機構を筐体に取り付けているナット:図 A.10)に CCD 電源の GND を短絡した場合の望遠鏡制御架 ON 時と OFF 時(実際の観測時は ON となる)、さらにその短絡をはずした場合の望遠鏡制御架 ON 時の 3 つで行った。前述 1 つ目の場合で取得した実際の画像が図 A.9 である。図 A.9 の緑枠で囲った範囲をそれぞれの場合で解析し、その結果を表 A.5、A.6、A.7 に示す。ここで領域は pixel で表示されている。

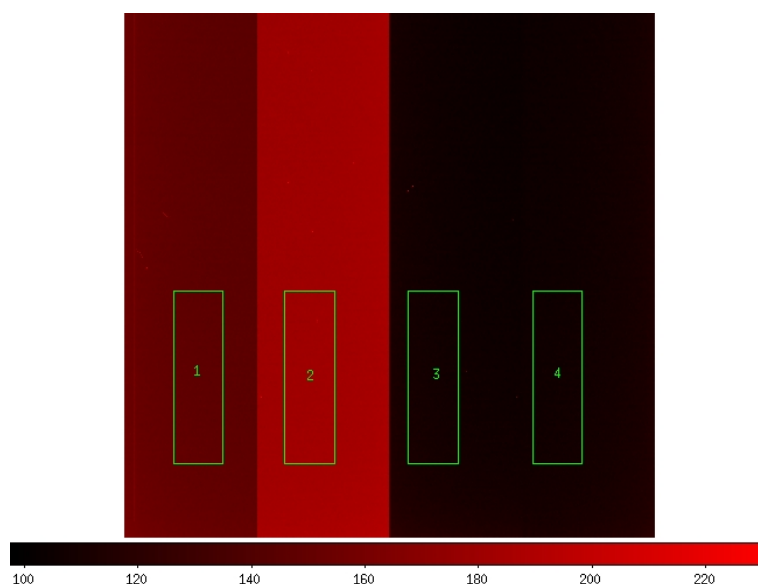


図 A.9: バイアス画像

この結果、短絡を行うことで、ノイズを大きく低減していることが分かる。A.2.1 章の CCD のコンバージョンファクタ $2.18 e^-/ADU$ を使用し、読み出しノイズがおよそ $8 e^-/s$ となることが分かり、これはデータシートの $5 e^-/s$ にほとんど一致していることから、問題ないという結果となった。

表 A.5: 望遠鏡ドライブ ON 時のバイアス

Region	画像領域	平均カウント (領域内中間値)[ADU]	標準偏差 (領域内中間値)
1	[201:400,301:1000]	2.495899	3.645103
2	[651:850,301:1000]	2.464063	4.180301
3	[1151:1350,301:1000]	3.268543	4.106696
4	[1651:1850,301:1000]	2.284313	4.108433

表 A.6: 望遠鏡ドライブ OFF 時のバイアス

Region	画像領域	平均カウント (領域内中間値)[ADU]	標準偏差 (領域内中間値)
1	[201:400,301:1000]	2.631417	3.749598
2	[651:850,301:1000]	2.577771	4.17517
3	[1151:1350,301:1000]	3.268543	4.172469
4	[1651:1850,301:1000]	2.384762	4.102316

表 A.7: 望遠鏡ドライブ ON 時 (短絡なし) のバイアス

Region	画像領域	平均カウント (領域内中間値)[ADU]	標準偏差 (領域内中間値)
1	[201:400,301:1000]	45.82566	80.94304
2	[651:850,301:1000]	52.01271	95.66763
3	[1151:1350,301:1000]	53.27664	81.57394
4	[1651:1850,301:1000]	52.77552	82.10933

近赤外線検出器 VIRGO-2K

VIRGO の読みだしノイズ測定の際は、ダーク画像 (A.2.4 参照) の 5 秒積分により取得した差分画像から評価を行った。差分画像の読み出しノイズは、rst 画像と red 画像それぞれ 1 回ずつの読み出しノイズの二乗和平方根と考えられる。この場合、1 回あたりの読み出しに対応するノイズは、差分画像から評価した標準偏差値の $1/\sqrt{2}$ となるはずである。

CCD と同様に、HONIR 筐体と VIRGO 電源の GND に電位差があることから、その 2 つを短絡を行った。その結果、短絡した場合にノイズの有意な低減がみられたが、それでもまだ実験室の値・データシートと比べて大きな値となった。そこでさらに、ノイズ対策として追加実験を行った。上述の電源の対策も含め、行った対策を次にまとめる。測定日は、A-F・K-L・I-O の 3 日間 (2012 年 1 月 3 日, 1 月 4 日, および 1 月 13 日) にわたって行っており、1 日目は短絡に関して、2 日目は冷凍機 (図 A.11) に関して、3 日目は HONIR 本体の GND (図??) に関して行った。項目 C 以降はトラッキング (望遠鏡の追尾機能) しておらず、項目 I 以降は VIRGO 電源の GND を CCD 電源の台座取り付けネジに短絡している。

- A - 望遠鏡制御架 ON, トラッキングなし
- B - 望遠鏡制御架 ON, トラッキング中
- C - 望遠鏡制御架 OFF, VIRGO 電源の GND を CCD 電源の台座取り付けネジに短絡
- D - 望遠鏡制御架 OFF, VIRGO 電源の GND を CCD 電源の台座取り付けネジに短絡 (C と対応: 短絡線を短く)
- E - 望遠鏡制御架 OFF, VIRGO 電源の GND をシャッター機構を筐体に取り付けているナットと短絡 (C と対応: 短絡場所を変更)
- F - 望遠鏡制御架 ON, VIRGO 電源の GND を CCD 電源の台座取り付けネジに短絡 (C と対応: 望遠鏡制御架 ON, OFF)
- G - 望遠鏡制御架 ON, VIRGO 電源の GND を CCD 電源の台座取り付けネジに短絡 (F と対応: 測定日の違い)
- H - 望遠鏡制御架 ON, トラッキングなし, 冷凍機 OFF, VIRGO 電源の GND を CCD 電源の台座取り付けネジに短絡 (G と対応: 冷凍機 ON, OFF)
- I - 望遠鏡制御架 OFF (C と対応: 測定日の違い)
- J - 望遠鏡制御架 OFF, VIRGO 電源用 AC タップ GND と HONIR 本体を接続
- K - 望遠鏡制御架 OFF, ドーム建物内のアース点と望遠鏡間の接続
- L - 望遠鏡制御架 OFF, VIRGO 電源用 AC タップ GND と HONIR 本体を接続, ドーム建物内のアース点と望遠鏡間の接続

M - 望遠鏡制御架 OFF, VIRGO 電源 AC 入力にノイズフィルターを入れる

N - 望遠鏡制御架 ON, ドーム建物内のアース点と望遠鏡間の接続 (K と対応:望遠鏡制御架 ON,OFF)

O - 望遠鏡制御架 ON, VIRGO 電源用 AC タップ GND と HONIR 本体を接続, ドーム建物内のアース点と望遠鏡間の接続 (L と対応:望遠鏡制御架 ON,OFF)

CCD , VIRGO 電源の GND のとり方の様子を図 A.10 に示す。図 A.10 の番号はそれぞれ、1 - シャッター機構を筐体に取り付けているナット、2 - CCD 電源の台座取り付けネジ、3 - CCD 電源の GND 出力、4 - VIRGO 電源の台座取り付けネジ、5 - VIRGO 電源の GND 出力である。番号 4 は項目に載っていないが、現在 VIRGO 電源の GND 出力を短絡している場所である。これは、結果より分かる短絡の長さに影響はないことから変更した。

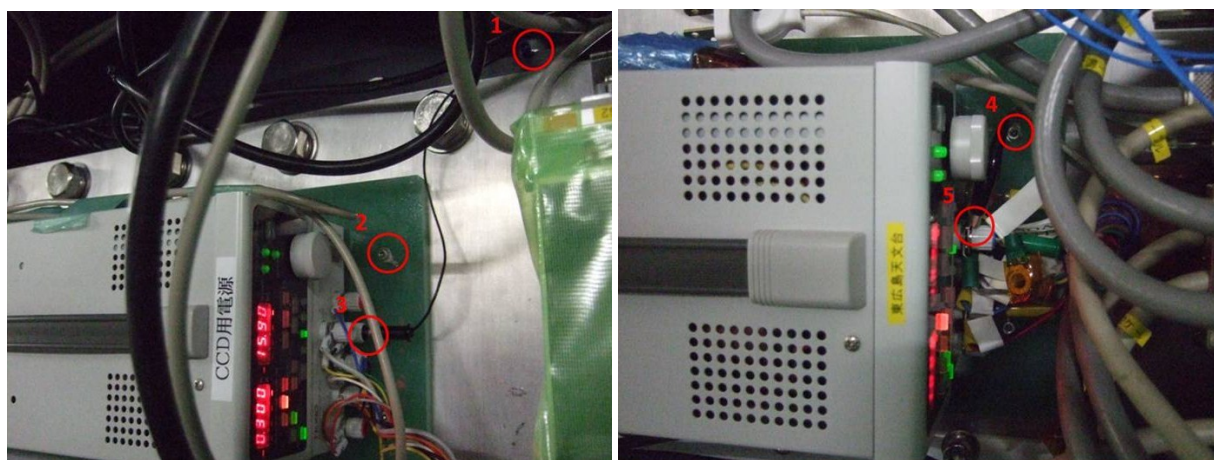


図 A.10: CCD(左) , VIRGO(右) 電源の GND のとり方

図 A.11 に冷凍機と、冷凍機圧縮機 (コンプレッサ) を示し、図 A.12 に HONIR 本体の GND の取り方の様子を示す。

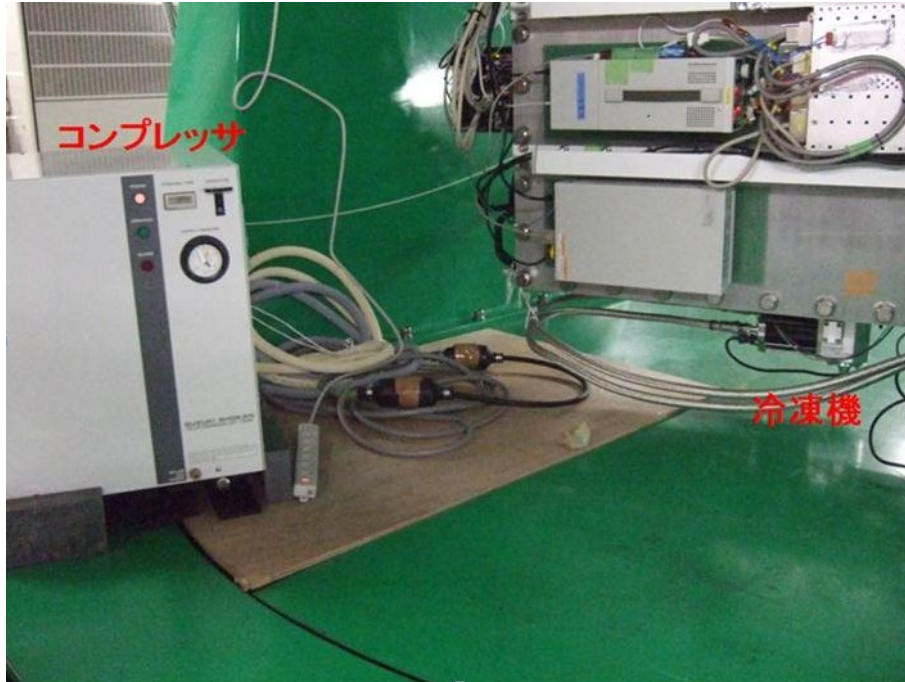


図 A.11: 冷凍機

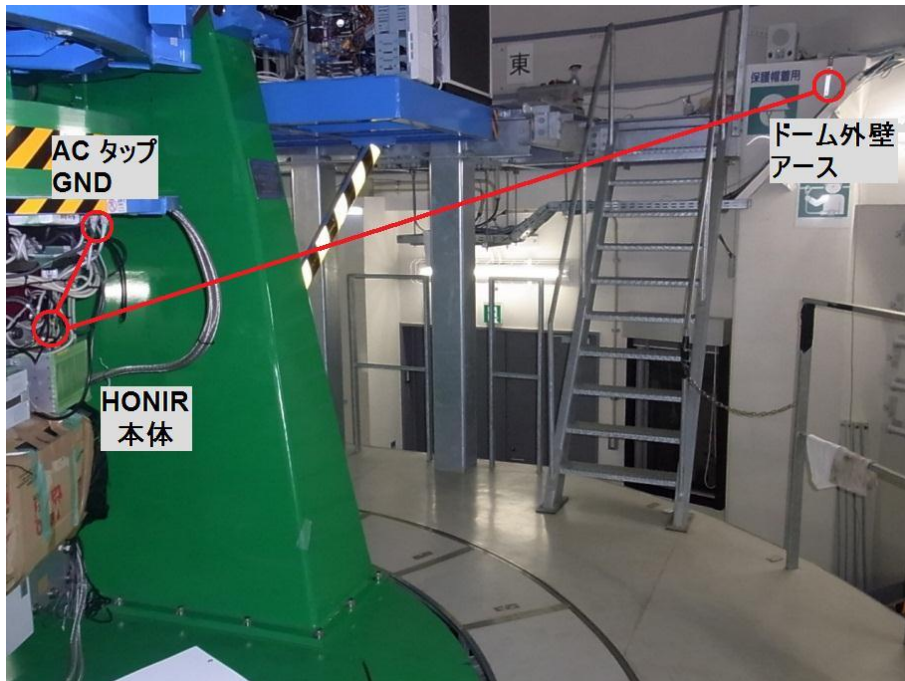


図 A.12: HONIR 本体の GND のとり方

実際に項目 F で取得した差分画像が図 A.13 である。図 A.13 の緑枠で囲った範囲をそれぞれの項目で解析した。

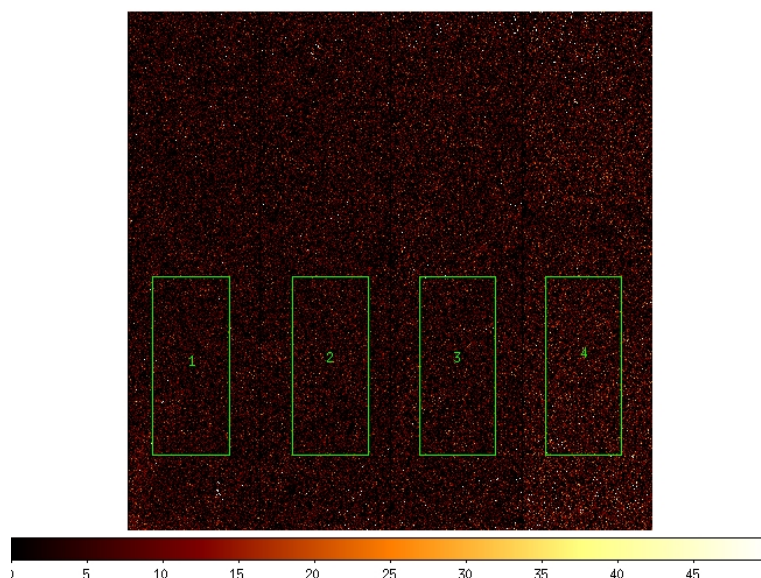


図 A.13: ダーク 5 秒の画像

この結果をまとめたグラフを図 A.14 に示す。

1 番良かった項目 F のおいて、コンバージョンファクタを実験室での $3.4 \text{ e}^-/\text{ADU}$ を使用してもおよそ $75 \text{ e}^-/\text{s}$ となる。これはデータシートの $5 - 15 \text{ e}^-/\text{s}$ よりも約 5 倍大きい値を示している。実験室の値よりも大きな値となっているのは、シャッター駆動機構 (サーボモーターを使用) やパソコン、モーター制御系 (スイッチング電源を使用) などの HONIR 周辺機器を通电したまま全て装置に搭載しており、それらが発するノイズが入っていることが考えられる。これらの結果から分かったことを次にまとめる。

1. VIRGO 電源の GND を CCD 電源の台座取り付けネジに短絡することにより、大幅にノイズが低減される。
2. 短絡線の長さの影響はあまりない。(C と D より)
3. VIRGO 電源の GND を HONIR 筐体に短絡すれば、その場所には影響しない。(C と E より)
4. 望遠鏡制御架は OFF より ON のほうがノイズが若干下がる (C と F より) 傾向が見えたが、同程度 (K と N、L と O より) のも確認されたので影響はあまりない。
5. 冷凍機はノイズに影響しない。(G と H より)
6. VIRGO 電源用 AC タップ GND と HONIR 本体を接続、ドーム建物内のアース点と望遠鏡間の接続をすることによりノイズが低減される。(I と L より)

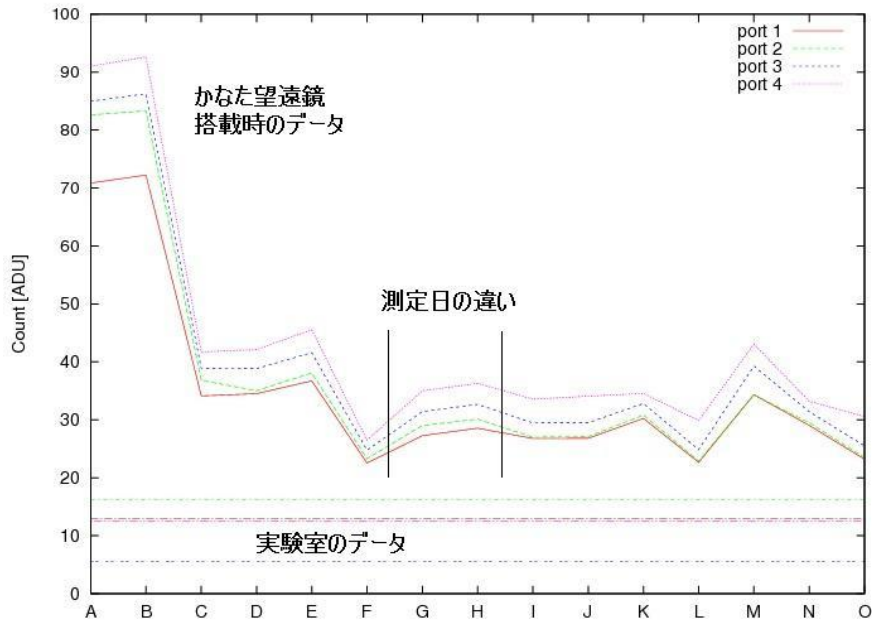


図 A.14: VIRGO のノイズ比較

7. VIRGO 電源 AC 入力に電源ノイズフィルター (TDK ZRC2210-11S) を入れてみたところ、逆にノイズが上がり効果はみられない。(I と M より)

6 に関して、今回用いた建物のアース点自体が真のアース点と太くは接続されておらず、また今回一時的な接地に用いたケーブル (自動車バッテリー用銅線など) が十分太くはなかった。このことからドーム内に太い銅網線を適切に配置し、建屋アース-望遠鏡間の接地接続を強固とした上で行えば、よりノイズ低減へとつながると考えられる。

次の対策として、望遠鏡制御架におけるノイズフィルターの適応を考えており、ノイズ低減が期待される。今の段階ではノイズは無視できる状態ではないので、今後もノイズ対策を行っていく必要がある。

A.2.3 リニアリティ

検出器に入射する光子量と検出器のキャパシタンスに蓄積される電荷量の間には、ある程度までは線形性(リニアリティ)が保たれるが、1画素に蓄積される電荷量には限界があるため、徐々に線形性から外れていき最終的に飽和電荷量に達する。また、リニアリティ特性は読みだし回路によっても大きく変わり得る。精度良い観測をするとなると、精度の高いリニアリティが成り立つ検出器出力信号の値の範囲を把握しておく必要がある。

今回、VIRGO に関してはノイズ値が高いため、リニアリティの測定を行うことはできなかった。VIRGO の実験室でのリニアリティ測定については参考文献 [1] をみてもらいたい。

完全空乏型 CCD

リニアリティの測定の際は、フラット光源の電源を 7.37 V-7.33 A に設定し、露出時間 60 秒でおよそ 60000 ADU となるようにした。測定では、露出時間 60 秒まで 2.5 秒おきに計 24 枚の画像を取得した。実際に得た画像からバイアス引き、オーバースキャン領域の差し引きを行った画像が図 A.15 である。この 2 つの場合での、緑枠で囲った範囲を解析した。その解析結果のグラフを図 A.16 に示す。色分けはポート毎によるもので、それぞれの線は全プロット点でフィッティングをしたものである。線形グラフの下にあるグラフについては、フィッティングからプロット点がどれだけ離れているかの割合を示したものである。

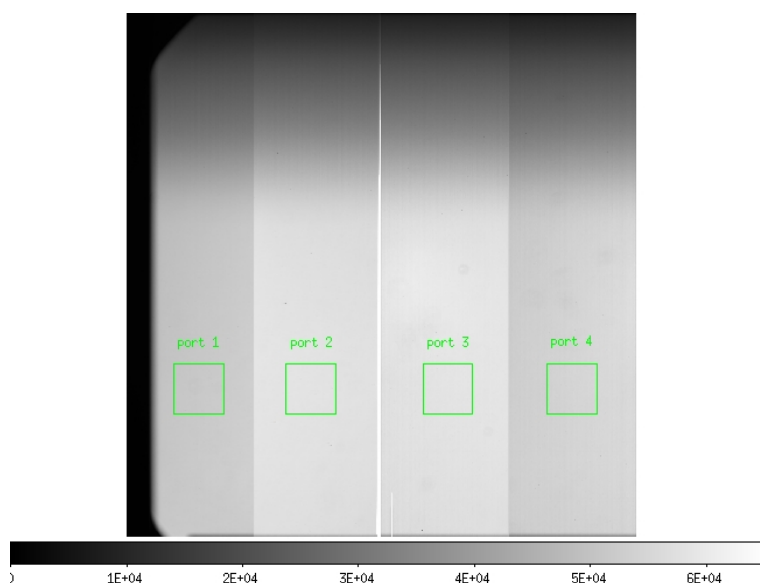


図 A.15: バイアス引き、オーバースキャン領域の差し引き後の画像

この結果から、およそ 60000 ADU まではリニアリティのずれが 1%以下と非常に良い結果となった。しかし、これではコンバージョンファクタで起きた傾きの変化とは矛盾している。折れ曲がりがあると予想されたものが、実際はないというのは傾きの変化には他の原因がある可能性

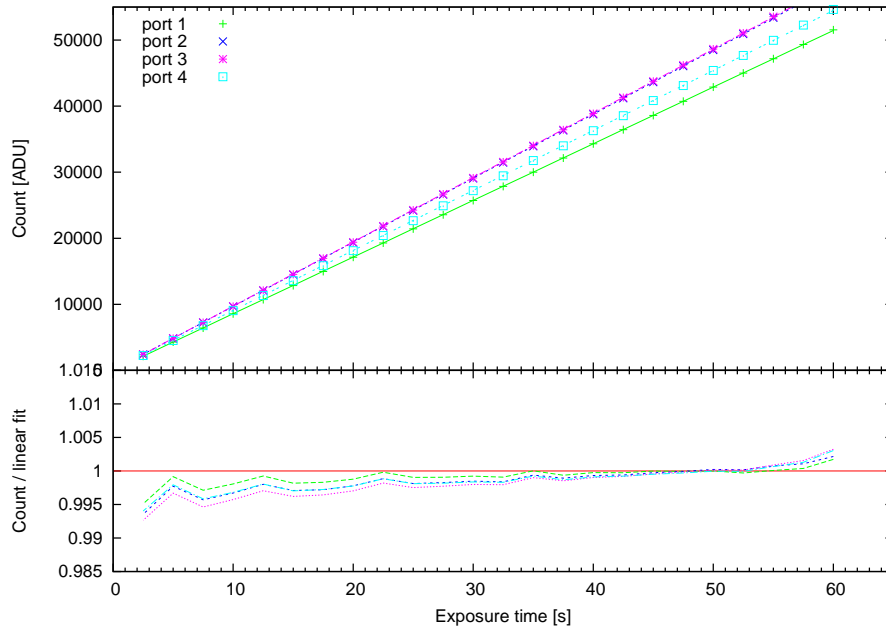


図 A.16: ポート毎のリニアリティ

も出てきた。今回行ったリニアリティ測定は、国立天文台の尾崎氏による測定方法とは異なっていたことに加え、Count-Variance 関係の変化に対してリニアリティの変化はわずかしかでてこないことから今後さらに詳細な解析が必要となる。

A.2.4 ダーク

ダーク (暗電流) とは、信号とは関係なく露光中に蓄積されてしまう信号のことで、露光時間に比例して増加する。さらにダークは温度にも左右され、冷却によって減らすことができる。一般的に約 5% 温度が上がるとダークは 2 倍近くになる。

ダークの測定の際は、露出時間 5・10・50・100・300・600・1200 s の計 7 枚を画像から解析した。実際に取得した 1200 s 積分の差分画像を図 A.17 である。

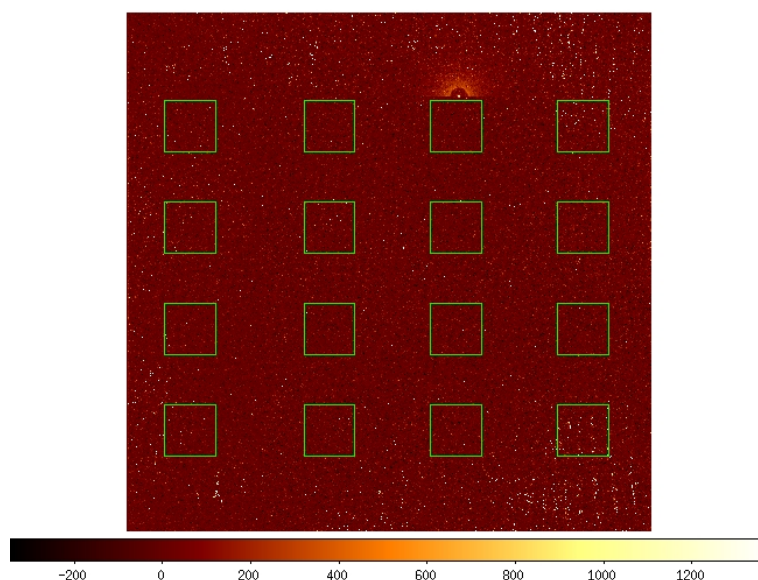


図 A.17: ダーク 1200 s の画像

7 枚の画像から、露光時間 - カウントの関係を図 A.17 の緑枠で囲った 16 領域について作成した。この結果、露光時間に比例したグラフとはならず、ほぼ一定なものとなった。これは VIRGO の読みだしノイズが大きいためにダーク自体がノイズに埋もれてしまったことで、正確に調査することができなかったと考えられる。そこで、ダーク値が一番高くなる露光時間 1200 s での 16 領域のカウント中心値をダーク値の Upper Limit として評価した。それをまとめたものを図 A.18 に示す。

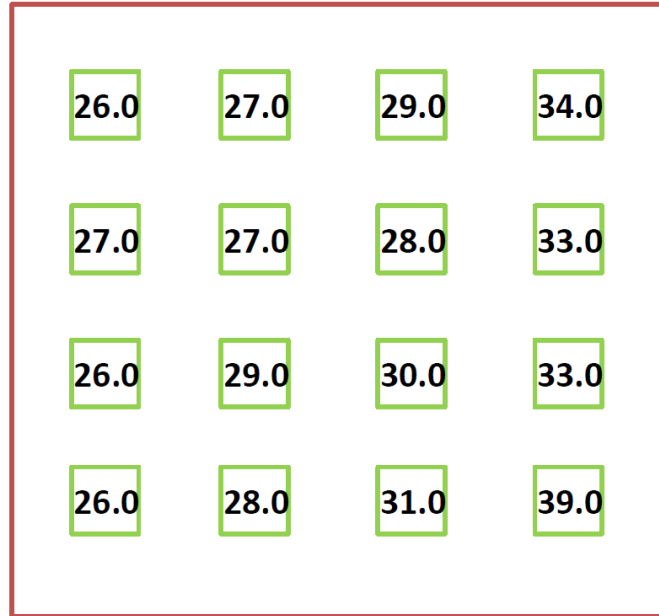


図 A.18: ダーク 1200 s のカウント

この結果から、ポート 1 からポート 4 にかけて徐々にカウントがあがっているのが分かる。これは、A.2.2 の読みだしノイズでの結果と相関しており、確かにノイズの影響を受けていることになる。そしてダークの Upper Limit はおよそ 0.0333 ADU/s となる。これをかなた望遠鏡搭載時のコンバージョンファクタ $10 \text{ e}^-/\text{ADU}$ を使用しても、 $0.333 \text{ e}^-/\text{s}$ とデータシートの $1 \text{ e}^-/\text{s}$ を達成している。従って、ダーク値に関しては、観測上問題ないことが分かった。

A.2.5 フラットフィールド

フラットフィールドとは、鏡筒に一樣な光を入射して得られる画像のことである。その画像には、検出器のピクセルごとの感度ムラ (ホットピクセルなど)、光学系の口径食による周辺減光やケラレ、メッキムラなどによる大域的な不均一性、光学系についたホコリやゴミの影などの余計なデータのみが写る。そのため画像を処理するとき天体の写っている画像から、フラットフィールドを規格化したものを割ることによって、余計なデータを取り除くことができる。

フラット光源の電源を J・H・K band でそれぞれ 5.53 V-6.00 A・4.23 V-5.00 A・4.25 V-5.00 A に設定し、フラット画像を取得した。フラット光源の電源を OFF(0 V-0 A) にした時の画像も取得して、電源 ON 時の画像から OFF 時の画像を差し引いて得た画像が図 A.19 である。ここでクロスはピーク値と定めた位置を表し、緑枠で囲った領域 (100 × 100 pixel) についてはクロスでのカウントとの割合を調べた。その結果を表 A.8 に示す。

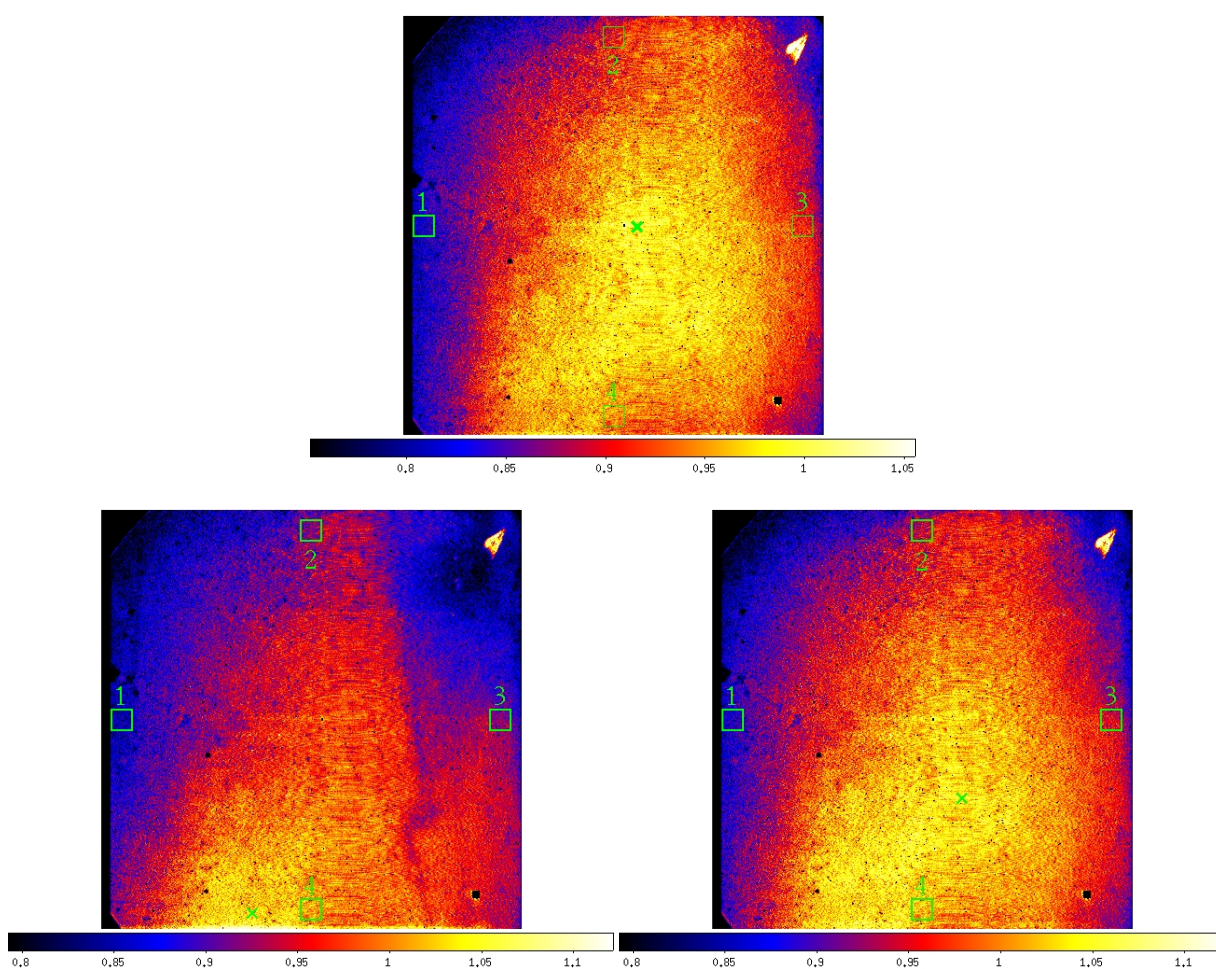


図 A.19: K(上)、J(左)、H(右) それぞれのフラット画像

この結果より、フラットフィールド中心からの一樣性の観点からみた場合、領域 1 に関してすべての band で低い割合を示している。3 つの band の中では K band が一樣に広がっているとい

表 A.8: ピークを 100 % とした領域毎の割合

Region	画像領域	J 割合中心値 [%]	H 割合中心値 [%]	K 割合中心値 [%]
1	[974:1073,50:149]	85	88	82
2	[1899:1998,974:1073]	91	94	90
3	[974:1073,1899:1998]	92	94	91
4	[50:149,974:1073]	101	102	95

える。J・H band に関しては、領域 4 で 100 % を超えており、ピーク値の定めた位置が間違っていたことを表しており、明らかにピークが中心にないことが分かる。これは器械的な問題（レンズ自体のずれなど）による中心のずれが考えられる。J band においては、右部に稲妻のような影が見え、これについては原因不明である。

さらに可視光での迷光を防ぐために副鏡にとりつけられているバッフルを取り外した際のフラット画像も取得した（フラット光源の電源値は同じ）。バッフルによる影響を調べるため、バッフルありの画像から、なしの画像で割り規格化した画像を作成した。その画像を図 A.20 に示す。表 A.9 はバッフルなしの場合の表 A.8 に対応したものである（ピーク値は同じ位置とした）。

表 A.9: バッフルなしでのピークを 100 % とした領域毎の割合

Region	画像領域	J 割合中心値 [%]	H 割合中心値 [%]	K 割合中心値 [%]
1	[974:1073,50:149]	72	75	72
2	[1899:1998,974:1073]	80	82	79
3	[974:1073,1899:1998]	90	93	89
4	[50:149,974:1073]	97	99	92

この結果から、バッフルありの状態のほうが、なしの状態に比べて明るさの割合が高くなっている。図 A.20 の緑の付近がバッフルあるなしで影響がない領域となり、緑～白にかけて影響が大きくなっている。これはバッフル自体からでる赤外線によるものと考えられ、その赤外線の影響は一様性があると分かる。このことからフラット割りの際には、バッフルありなしを考慮しなければならない。

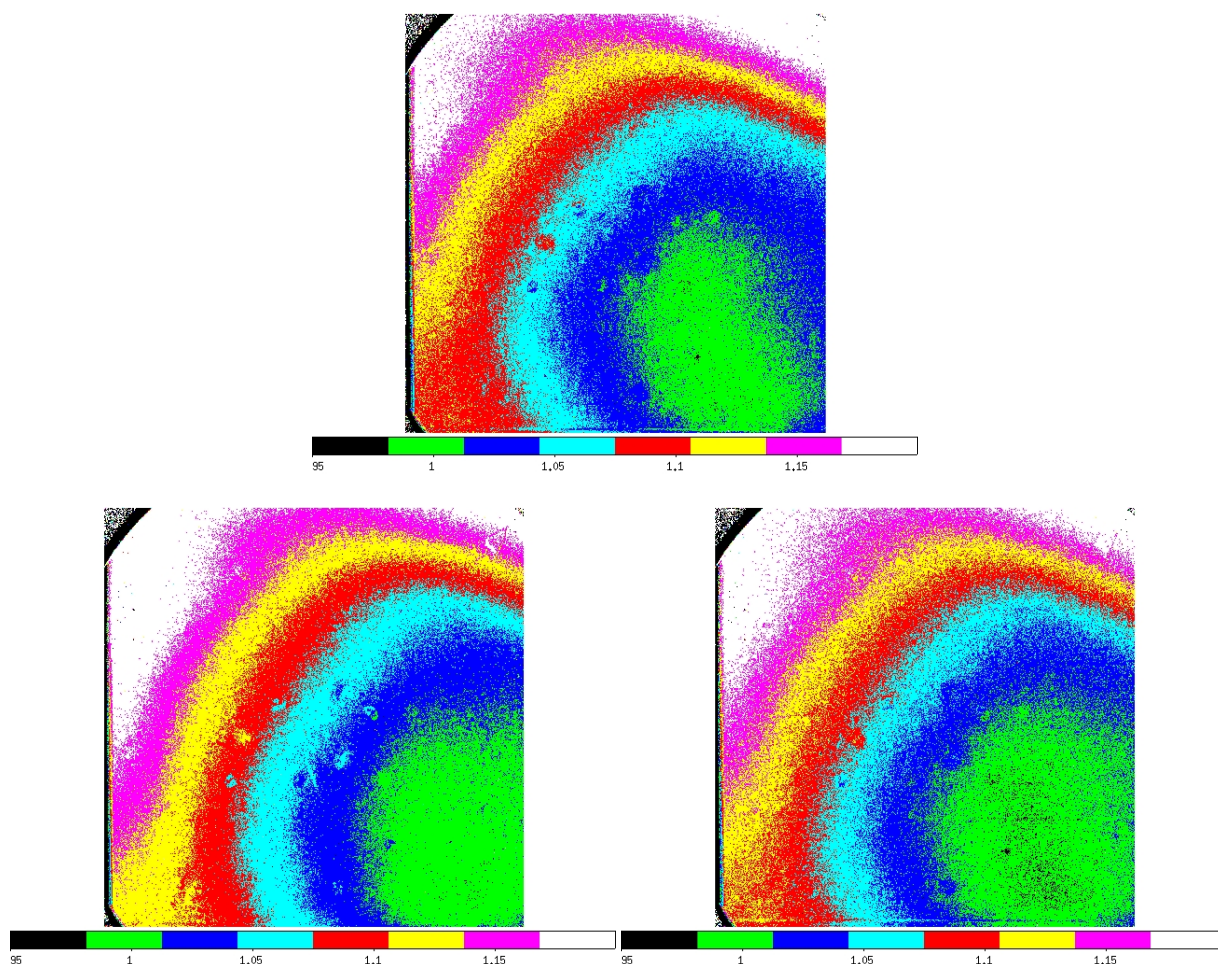


図 A.20: K(上)、J(左)、H(右) でのバブルあり/バブルなしの割合

謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教官であるひろたかさんにはガンマ線、X線の解析方法から本研究の方針、さらに宇宙に関する基礎知識、物理現象を丁寧にご指導いただき心より感謝しており、お礼を申し上げます。西野さん、伊藤さん、山崎さんにはプログラミングの作成方法や解析方法等、さまざまなことを教えていただき、ありがとうございました。

また可視、近赤外線の解析方法に加え、HONIRの特性評価にあたり検出器の基礎知識、データ処理に関して丁寧にご指導をしていただいた川端先生、吉田先生、秋田谷さん、先本さん、伊藤さんには大変感謝しています。ありがとうございました。

参考文献

- [1] 宮本久嗣 「かなた望遠鏡「可視赤外線同時撮像カメラ」の開発」 広島大学 修士論文 2009
- [2] 先本清志 「かなた望遠鏡用可視赤外同時カメラ HONIR の真空・駆動・光学系の立ち上げ」 広島大学 修士論文 2010
- [3] 伊藤亮介 「フェルミ衛星とかなた望遠鏡によるブレーザー天体の可視・ガンマ線時間変動解析」 広島大学 卒業論文 2009
- [4] 永江修 「可視直線偏光分光観測によるマイクロクウェーサー LSI+61 °303 の星周構造に関する研究」 広島大学 修士論文 2006
- [5] Paredes et al. 2002 A&A 394 193
- [6] Takahashi et al. 2009 ApJ 697 592
- [7] Tsarevsky et al. 2005 A&A 438 949
- [8] Uchiyama et al. 2009 ApJ 698 911
- [9] Massaro et al. 2006 A&A 459 859M
- [10] Trümper et al. 2008
- [11] Grimm et al. 2002 A&A 391 923G
- [12] 小山勝二 「ブラックホールと高エネルギー現象」 日本評論社 2007
- [13] 井上一 「宇宙の観測 III」 日本評論社 2008
- [14] A. Mastichiadis and O. C. de Jager 1996, Astron. Astrophys., 311, L5
- [15] Aharonian F. A.,1998,astro-ph/9803091
- [16] Chandra web site
- [17] Koyama et al. 2007 PASJ 59S 23K
- [18] Takahashi et al. 2007 PASJ 59S 35T
- [19] FGST web site

- [20] Atwood et al. 2009 Apj 697 1071A
- [21] NASA web site
- [22] JAXA web site
- [23] Aharonian et al. 2010 A&A 521 A69
- [24] 柴田 一成、福江 純、松元 亮治、嶺重 慎 「活動する宇宙」 裳華房 1999
- [25] Yuan et al. 2011 Apj 730L 15Y
- [26] Kubo et al. 1998 Apj 504 693K
- [27] Mirabel & Rodriguez, Nature 1998
- [28] Guidelines for Science Tools Design
http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/dev/fits_def/
- [29] Inoue et al. 1996 Apj 463 555l
- [30] 片岡 淳 「X-ray Study of Rapid Variability in TeV Blazars and the Implications on Particle Acceleration in jets」 東京大学 博士論文 2000
- [31] 木舟 正 「宇宙高エネルギー粒子の物理学」 培風館 2004
- [32] 小田 稔、西村 純、桜井 邦朋 「宇宙線物理学」 朝倉書店 1983
- [33] The Suzaku Technical Description
- [34] NASA's HASARC website
- [35] NASA/IPAC Infrared Science Archive
<http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>
- [36] S.Rosswog and M.Brüggen 「Introduction to High-Energy Astrophysics」 2007 CAMBRIDGE
- [37] Kubo PhD thesis University of Tokyo 1997
- [38] Abdo et al. 2009 Apj 700 597A
- [39] Longair 「High energy astrophysics」 1992
- [40] Paredes et al. 2006 A&A 451 259P
- [41] Dubus et al. 2007 foap.conf 273D
- [42] Finke et al. 2008 Apj 686 181F