

可視直線偏光分光観測による  
マイクロクエーサーLS I +61° 303の  
星周構造に関する研究

永江 修

M042107

広島大学理学部理学研究科物理科学専攻

高エネルギー宇宙素粒子実験グループ

主査:深澤泰司 副査:志垣賢太

2006年2月10日

## 概要

マイクロクエーサーとは、相対論的ジェットを伴って特異な兆候を示す X 線連星を指す。連星の片方が中性子星又はブラックホールなどの高密度天体だと考えられており、銀河系内に 20 個程度同定されている。最近のマイクロクエーサーの時間変動研究では、可視輻射成分がジェットのシンクロトロン輻射である可能性も指摘されてきているが、シンクロトロン成分の偏光を捕えた例はまだない。一方、X 線の観測からは高密度星周りに形成されている降着円盤の状態とジェットとの関連性が明らかになりつつある。我々は、可視望遠鏡を用いて V~16 等よりも明るい北天にある全てのマイクロクエーサーを常時観測することで偏光とその変動を捕えると共に、X 線やガンマ線衛星を用いて降着円盤の状態遷移を捕えて、ジェットと降着円盤の状態との関連性について詳細に研究することを計画している。

可視偏光観測は、ジェットに付随している磁場および連星における降着体のジオメトリを探ることができるユニークな観測手段であるが、可視全域でマイクロクエーサーを偏光観測した例はほとんどない。そこでまず私は、2005 年 1 月および 10-11 月にかけて、岡山天体物理観測所 188cm 望遠鏡に可視偏光分光測光装置 (HBS) を取り付け、マイクロクエーサーの一つである LS I +61° 303 の観測を行った。その結果、観測された連続光の偏光度や偏光方位角には波長依存性があること、 $H\alpha$  輝線の偏光特性が連続光と比べて異なっていたことがわかった。観測される偏光は、一般に天体固有偏光と星間偏光とのベクトル和で表される。星間偏光とは、星間空間中で付加される偏光で、天体固有偏光成分を導出する際にはそれを見積もり、差し引かなければならない。 $H\alpha$  輝線は散乱をほとんど受けないと考えられるので、元来無偏光であると仮定してよい。この性質を利用して星間偏光を見積もり、天体固有偏光成分を精度よく導出した。得られた固有偏光には時間変動が見られず、波長分布は典型的な Be 型星で観測されるものとよく似ている。Be 型星とは赤道付近に星周円盤 (equatorial disk) があり、高速回転している大質量星である。本連星系を構成するもう片方の星は、可視光のスペクトル観測から Be 型星であると同定されていた。これらから、固有偏光の起源は Be 型星の equatorial disk によるものであり、disk の向きは軌道位相によらず一定であると解釈できる。さらに、円盤における散乱モデルを用いた理論的計算により、equatorial disk の傾斜角に制限を与えた。以上の結果と考察から、過去の電波観測で予想される高密度星の降着円盤の軸方向と Be 星の equatorial disk の方向は 90 度異なっており、コンパクト星が disk 面をほぼ垂直に通過することが判明すると共に、Be 星の極近傍を通ることを示唆した。

今後は、今年 5 月に開所する東広島天文台や岡山望遠鏡を用いて対象天体を拡大していくと同時に、我々の研究室が深く関わっている X 線衛星すざくや  $\gamma$  線衛星 GLAST を用いて観測波長域も拡大しようと考えている。

# 目次

第1章	本研究の背景	6
1.1	宇宙高エネルギー現象	6
1.2	宇宙ジェット研究の歴史	7
第2章	マイクロクエーサー	8
2.1	マイクロクエーサーの構成要素	8
2.2	X線連星系における降着メカニズム	11
2.3	マイクロクエーサーにおける可視偏光分光観測	14
2.3.1	観測の背景と意義	14
2.3.2	過去の可視偏光観測例	15
2.3.3	考えられる偏光起源	16
2.4	本研究の目的	17
第3章	<b>LS I +61° 303</b>	<b>18</b>
3.1	電波領域における性質	18
3.2	紫外線および可視領域における性質	22
3.3	X線領域における性質	23
3.4	ガンマ線における性質	24
3.5	LS I +61° 303に残されている主な課題	26
3.5.1	コンパクト星は何か?	26
3.5.2	マイクロレーザーとしての可能性	26
3.5.3	高エネルギー現象と星周構造	27
第4章	観測とデータリダクション	29
4.1	観測	29
4.2	データリダクション	32
4.3	偏光キャリブレーション	36
第5章	観測結果	42
5.1	第一期観測の結果	42
5.2	第二期観測の結果	42
5.3	H $\alpha$ 輝線の変化	44
5.4	時間変動と系統誤差	46

<b>第 6 章 考察</b>	<b>47</b>
6.1 星間偏光の見積もり	48
6.1.1 Color excess を用いた考察	48
6.1.2 Serkowski-law による fitting	50
6.2 天体固有偏光	53
6.2.1 H $\alpha$ 輝線付近における星間偏光の見積もり	53
6.2.2 天体固有偏光の導出	55
6.2.3 天体固有偏光の起源	59
6.3 モデル計算による Be 星の傾斜角の決定	61
6.4 LS I +61 $^{\circ}$ 303 の星周構造	65
6.4.1 Be 星の equatorial disk と連星軌道面	65
6.4.2 コンパクト星と Be 星の位置関係	67
<b>第 7 章 まとめと今後の計画</b>	<b>71</b>
<b>付 録 A ジェットの物理的性質</b>	<b>72</b>
A.1 得られるスペクトル	72
A.2 ジェットの最小エネルギー	72
A.3 ジェットの速度	73
A.3.1 超光速現象	73
A.3.2 観測された定常ジェットの速度	74
A.3.3 観測された突発ジェットの速度	75
A.4 ジェットの方向と歳差運動	75
<b>付 録 B ジェット生成メカニズム</b>	<b>76</b>
B.1 大局磁場ジェットモデル	76
B.2 局所磁場ジェットモデル	77
B.3 両ジェットモデルの発展	77
B.4 磁気タワージェットのシュミレーション	78
<b>付 録 C その他のジェット天体</b>	<b>80</b>
C.1 活動銀河核	80
C.2 原始星ジェットと超軟 X 線源	80
C.2.1 原始星ジェット	81
C.2.2 超軟 X 線源	81
<b>付 録 D X 線連星における降着円盤の状態とジェット</b>	<b>82</b>
D.1 ブラックホール降着円盤とジェット	82
D.2 中性子星降着円盤とジェット	85

# 表 目 次

2.1	今日確認されているマイクロクエーサー [46]	10
4.1	2005 年 1 月の観測ログ	30
4.2	2005 年 10-11 月の観測ログ	31
4.3	HBS の諸元	34
5.1	H $\alpha$ の等価幅 (EW)	45
5.2	無偏光標準星の標準偏差	46
5.3	ストークス QU	46
6.1	恒星の物理的緒量 [70]	49
6.2	fitting 結果	51
6.3	H $\alpha$ 輝線光の偏光	54
6.4	過去の LS I +61° 303 のジェット観測 [32],[34]	66

# 目次

2.1	マイクロクエーサーの模式図	11
2.2	O型やB型星からの降着するときのジオメトリー [64]	13
2.3	軌道面内のロッシュローブポテンシャル [65]	14
3.1	LS I +61° 303 の電波 (VLA) で得られたライトカーブ	20
3.2	LS I +61° 303 の EVN と VLBI 観測 [32]	21
3.3	LS I +61° 303 の MERLIN 観測 [34]	22
3.4	図 3.3 のデータを 2-3 時間ごとに区切ったもの [34]	22
3.5	LS I +61° 303 の軌道位相の模式絵	23
3.6	LS I +61° 303 の RXTE と GBI の解析結果	25
3.7	LS I +61° 303 の EGRET による観測 [54]	25
3.8	コンパクト星の質量 [3]	27
4.1	岡山 188cm 望遠鏡に取り付けた HBS	32
4.2	HBS の模式図	33
4.3	HBS でとった昼スカイ	33
4.4	偏光の種類 [68]	37
5.1	観測された偏光度	42
5.2	観測された偏光方位角	42
5.3	10月に観測された偏光度	43
5.4	10月に観測された偏光方位角	43
5.5	11月に観測された偏光度	43
5.6	11月に観測された偏光方位角	43
5.7	H $\alpha$ 輝線付近の拡大図	44
5.8	LS I +61° 303 の EW の軌道位相変化	45
5.9	LS I +61° 303 の EW の周期を $\sim 4$ 年とした時の変化	45
6.1	観測される偏光の模式図	47
6.2	Color excess と最大星間偏光度の関係図 [52]	49
6.3	観測された偏光を Serkowski-law で fitting した図	51
6.4	無偏光星のサンプルに今回の結果を重ねた図	52
6.5	天体固有偏光の波長分布	57

6.6	天体固有偏光の偏光方位角の波長分布 . . . . .	58
6.7	典型的 Be 星の偏光 . . . . .	59
6.8	天体固有偏光度の軌道位相分布 . . . . .	60
6.9	天体固有偏光方位角の軌道位相分布 . . . . .	60
6.10	Be 星を点源と仮定したときの座標系 . . . . .	62
6.11	偏光度の half opening angle 依存性 . . . . .	64
6.12	理論的偏光度の傾斜角依存性 . . . . .	64
6.13	Be 星の equatorial disk の軌道面傾斜角 . . . . .	64
6.14	連星軌道を周回する Be 星の模式絵 . . . . .	65
6.15	天球面上に投影した LS I +61° 303 の星周構造模式絵 . . . . .	67
6.16	楕円の諸量 . . . . .	68
6.17	近日点距離の軌道傾斜角依存性 . . . . .	69
6.18	考察によって明らかになった星周構造のまとめ図 . . . . .	70
A.1	相対論的ビームモデルの幾何学 [66] . . . . .	74
B.1	シュミレーション前の状態 [71] . . . . .	79
B.2	シュミレーション後の状態 . . . . .	79
D.1	ブラックホール降着円盤とジェット . . . . .	85
D.2	中性子降着円盤と電波放射 (ジェット) . . . . .	87

# 第1章 本研究の背景

## 1.1 宇宙高エネルギー現象

自然界の多くの物質は、熱平衡、つまり構成粒子が Maxwell 分布に従う状態にあり、温度が定義できる。宇宙全体は  $\sim 3\text{K}$  放射でみちており、星生成の源となる超低温分子雲、銀河間を埋めつくす 1 千万度以上の高温プラズマなど、様々な温度の物質が存在している。しかし、宇宙では構成粒子が Maxwell 分布に従わないことがしばしば見受けられる。これらは非熱的状态と呼ばれ、その放射は、エネルギーのべき型分布で記述される。自然界におけるその最も良い例が宇宙線である。宇宙線は宇宙から一様に降り注ぐ高エネルギー荷電粒子であり、フラックスが  $10^9 - 10^{20}\text{eV}$  にわたる 10 桁以上の領域において、べき型スペクトルとなる。宇宙線の加速源の有力候補として超新星残骸が考えられるが、 $10^{15}\text{eV}$  を越えるエネルギーの粒子まで加速するのは難しいとされており、更に効率の良い巨大な加速器が宇宙に存在していると考えの方が妥当である。その巨大な加速器としての候補の一つが活動銀河核 (AGN) である。AGN は、銀河中心の狭い領域から典型的な銀河全体と同じあるいはそれ以上の放射を出している天体のことで、その放射光度の典型値は  $\sim 10^{38-47}\text{erg/s}$  におよぶ。中でも最も大きい光度を持つクエーサー (QSO) は、放射光度  $\geq 10^{45}\text{erg/s}$  と太陽の 1 兆倍を超えている。これら AGN の中心には、その強い放射圧がありながらも天体が吹きとばされず安定して放射し続けているので、太陽の約 10 億倍の超巨大質量ブラックホール (SMBH) があると考えられており、放射源となっているのは、SMBH 周りの物質が重力に捕えられて解放するときの重力エネルギーである。観測されている AGN の約 10% が電波の活動が激しい radio loud AGN で相対論的ジェットを伴っている。ジェットとは、中心天体から非等方に細く絞られたプラズマの総称であり、スケールや速度の相違はあるものの、宇宙では広く見受けられる現象である。例えば、銀河中心から約 100 万光年もの長さにわたって銀河間の虚空に延びるジェット、ブラックホールなどのコンパクト星近傍から吹き出し亜光速で星間空間を切り裂くジェット、あるいは生まれたばかりの星から双方向に流れ出す高速流などがあげられる。この内 AGN のジェットに特徴的なことは、スケールが他の種類のジェットより非常に大きく、かつ速度が超相対論的であるため、荷電粒子を加速する巨大加速器といえる。電波のスペクトル観測からは、AGN ジェットの速度はローレンツファクターで表すと  $\Gamma \approx 10$  の運動をしていると信じられている。また、ジェットからの電波放射がべき型スペクトルと強い偏光を示すことはよく知られており、シンクロト



ロン放射であると考えられている。このように、ジェットに関しては様々なことわかってきてはいるが、未だにその噴出機構、加速機構、収束機構、方向性を維持する機構などに代表されるように謎が多い。また、最近の研究ではジェット生成メカニズムのモデルに、磁気回転不安定性が成長していき、磁気タワージェットが形成されるといったようなことが理論的な見地から論じられるようになってきた。しかしながら、ジェット発生が突発的に起こり予測不可能であることから観測的に証明されてはいない ([66][71][72][73][74][77] など)。

## 1.2 宇宙ジェット研究の歴史

宇宙高エネルギー現象において相対論的ジェットは、降着円盤を持つ天体に付随しており未だによく分かっていない現象である。相対論的ジェットの最初の描像は、AGN の中心から細長く伸びたプラズマが、エネルギーと物質を超巨大BHから銀河間空間に放出するというものであった。最近の研究からは、AGN のジェットとX線連星のような恒星質量ブラックホールや中性子星 (以後コンパクト天体と表記) に付随したジェットには、共通のプロセスがありそうであることがわかってきた。それにもかかわらず、AGN とコンパクト天体への降着プロセスの類似性を系統的に研究した例は、過去約10年間においてほとんどない。

今日、X線連星ジェットの放射はX線領域にまで達していることが分かっているが、歴史的にはジェットを観測的に証明する方法として、電波放射の変動が使われてきた。電波放射は高温の電子によるもので、観測される非熱的スペクトルや強い偏光はシンクロトロン輻射を起源としている。1960年代-70年代にかけてX線連星はX線観測で発見されており (Sco X-1, Hjellming & Wade 1971a; CygX-1, Hjellming & Wade 1971b)、ジェットを伴ったX線連星の発見は1979年のSS 433の電波観測が皮切りである。

1990年代に入ると、X線連星GRS 1915+105やGRO J1655-40のアウトバーストでジェットに超光速現象が発見されたことで、それは転換期を迎えた。超光速現象とは、電波で明るく輝いている点の位置変化を追跡したとき、明るい点の見かけ上の速度が光速を超えている現象のことである。この超光速現象が発見されたことで、X線連星ジェットも、AGN ジェットのように相対論的速度を持つことが初めて明らかとなった。先にあげた二つのX線連星のジェットの速度は $\sim 0.92c$  ( $\Gamma \geq 2.5$ ) とほぼ光速に近く、SS 433のジェットは $\sim 0.26c$  ( $\Gamma \sim 1.04$ ) で放出されている。詳しくは§ A.3を参照。

この転換期に入って、X線連星ジェットの詳細な観測及び理論の研究が多波長で行われ、様々な現象学やコンパクト天体周りの降着とジェット放出との関連性あるいはアウトバーストの振舞いが分かってきており (§ D.1 や D.2 を参照)、現在でも精力的に研究が進められている。

## 第2章 マイクロクエーサー

強いX線を放射する天体を総称して、X線星と呼ぶ。その中でも中性子星やブラックホールなどのコンパクト天体と通常の恒星がお互いの重力で引き合って連星を成している天体を、近接連星型X線星または単にX線連星と呼ぶ。X線連星においてX線を放射している領域のほとんどは、降着円盤である。恒星の表面にあるガスは、コンパクト天体の大きな重力に捕えられコンパクト星のポテンシャルの井戸へ落ち込む。ガスは元々コンパクト星周りを公転しており、角運動量を持ったまま落ち込むことになるので、回転しながら落ちていくので長時間輝くことができる。降着円盤とは、この回転して落ち込むガス群がコンパクト天体周りに形成する回転円盤である。恒星表面にあったガスが、極端にコンパクトな領域へ3次的に落ち込めば断熱圧縮されて熱くなり、高温の放射を出す。しかし、角運動量を持ったガスは遠心力を持つので、コンパクト星の重力とつり合うところでケプラー回転することになりそれ以上先に落ちない、つまり観測されているX線を出すほど高温にならないという問題が生じる。この問題を解決してくれるのが差動回転している降着円盤上の粘性である。粘性が働くことによって、角運動量を円盤外部へと運び、ほとんどのガスを内側へと落ち込ませることができる。また粘性は、摩擦力としても働いて、内側へ落ちたガスが解放した重力エネルギーを熱エネルギーにそして放射のエネルギーへと転化していく。降着円盤の内側付近ではガス温度は $\sim 10^7\text{K}$ に達しており、X線を放射する。X線連星の中で相対論的ジェットを伴っていることが確認された天体をマイクロクエーサーという ([33] など)。

### 2.1 マイクロクエーサーの構成要素

マイクロクエーサーとは、三つの構成要素を持った銀河系内に存在するX線連星系である。その放射は電波から $\gamma$ 線にまでわたっているので、多波長観測することの意義が強調されている。三つの構成要素とは、太陽の数倍程度のブラックホールや中性子星、降着円盤、コリメートされた相対論的ジェットを指している。X線連星系においてエネルギー源となるものは、連星系を成している恒星 (以後相手の星と表記) からコンパクト星への質量降着である。変動のタイムスケールが短いから、コンパクト星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だと考えている。一方ガンマ線の研究によると、CGRO衛星に

搭載された EGRET 検出器の未同定天体である可能性も指摘されている。とくに LS I +61° 303 や LS 5039 はそのよい例である。(Paredes et al. 2000, Gregory & Taylor. 1978)。最近では超高エネルギーガンマ線天体を観測対象としているチェレンコフ望遠鏡のターゲット天体群となっている。さらにマイクロクエーサーは、クエ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。

今日までに X 線連星は 280 個確認されており、相手の星の質量が大きい系を High Mass X-ray Binary (HMXB)、小さい系を Low Mass X-ray Binary (LMXB) と種別分けし、それぞれ 130 個、150 個ずつ発見されている (Liu et al. 2000, Liu et al. 2001)。なお、High と Low に明確な境界はない。X 線連星の 10% ないしはそれ以下には電波ジェットが観測されており、その中でマイクロクエーサーに分類される連星は約 20 個である。なお図 2.1 はマイクロクエーサーの構造を模式的に表したもので、表 2.1 には現在確認されているマイクロクエーサーを記している。今回観測した LS I +61° 303 の相手の星は、高速で回転する Be 星で、その星の赤道面には equatorial disk と呼ばれる回転星周円盤 (以後は equatorial disk) が存在している。ここで、降着円盤は連星の軌道面と同一平面上にあると考えられるが、一般的に equatorial disk 軸 (自転軸) の方向は降着円盤軸と同方向とは限らない。つまり、equatorial disk と軌道面は同一平面あるとは言えない。その理由は、連星系の誕生に関係が深いと考えられる。

## 連星系の誕生

連星系の誕生には、以下の二つが主に考えられている。一つは、宇宙空間にあるガスなどが集まっている星雲から生まれる過程である。星雲内のガスは、お互いに回転しながら集まることで星が誕生する。誕生したばかりの星の多くは、連星あるいは 3 重連星になっていることが分かっている。もう一つは、交換衝突による過程である。交換衝突とは、もともと二つの恒星どうしの連星系にコンパクト星が衝突し、衝突を受けた軽い星とコンパクト星が入れ換わる現象である。このように衝突による連星系の形成が考えられた経緯には、古く軽い星しか存在しない楕円銀河内で高光度で寿命が短い HMXB が観測され (Sarazin et al. 2000)、どのようにして生成されたのかが、以前では大きな謎だったということがある。前者の誕生過程では、星どうしの角運動量が元々あったガスの角運動量を保存すればよいだけなので、星どうしの自転軸がそろえる必要はない。後者の誕生過程では、さらにその確率が低いと思われる。なぜなら、全く別の場所で進化をとげた星どうしの連星であるためである。よって、いずれの過程においても恒星の自転により定義される赤道面が軌道面と同一平面上であるとは限らない。

表 2.1: 今日確認されているマイクロクエーサー [46]

天体名	赤経 赤緯 (J2000)	スペクトル型 コンパクト星 *1	距離 (kpc)	連星軌道 周期 (d)	その他
HMXB					
<b>LS I +61° 303</b>	02 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> 31 <sup>s</sup> +61°13'45"	B0Ve NS?	2.0	26.5	歳差運動
LS 5039	18 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> 15 <sup>s</sup> -14°50'54"	O7V? NS(1-3M <sub>⊙</sub> )?	2.9	4.4	伴星起源 偏光?*2
V4641 Sgr	18 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 21 <sup>s</sup> -25°25'36"	B9III BH(9.6M <sub>⊙</sub> )	~10	2.8	~ 1y 周期 で急増光
SS 433	19 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 49 <sup>s</sup> +04°58'58"	evolved A? BH(11±5M <sub>⊙</sub> )?	4.8	13.1	歳差運動 (~163d 周期)
Cygnus X-1	19 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 49 <sup>s</sup> +35°12'05"	O9.7Iab BH(10.1M <sub>⊙</sub> )	2.5	5.6	
Cygnus X-3	20 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 25 <sup>s</sup> +40°57'28"	WNe BH?	9	0.2	
LMXB					
Circinus X-1	15 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 41 <sup>s</sup> -57°10'01"	Subgiant NS?	5.5	16.6	
XTE J1550-564	15 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 59 <sup>s</sup> -56°28'35"	G8-K5V BH(9.4M <sub>⊙</sub> )	5.3	1.5	X線ジェット
Scorpius X-1	16 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 55 <sup>s</sup> -15°38'25"	Subgiant NS(1.4M <sub>⊙</sub> )	2.8	0.8	
GRO J1655-40	16 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 00 <sup>s</sup> -39°50'45"	F5IV BH(7.0M <sub>⊙</sub> )	3.2	2.6	歳差運動 超光速現象
GX 339-4	17 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup> 50 <sup>s</sup> -48°47'23"	? BH(7.2M <sub>⊙</sub> )	> 6	1.76	
1E 1740.7-2942	17 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> 55 <sup>s</sup> -29°44'23"	? BH?	8.5?	12.5?	
XTE J1748-288	17 <sup>h</sup> 48 <sup>m</sup> 06 <sup>s</sup> -28°28'26"	? BH(>4.5)?	> 8	?	
GRS 1758-258	17 <sup>h</sup> 01 <sup>m</sup> 12 <sup>s</sup> -25°44'36"	? BH?	8.5?	18.5?	
GRS 1915+105	19 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> 12 <sup>s</sup> +10°56'45"	K-MIII BH(14±4)	12.5	33.5	歳差運動 超光速現象

\*1: BH はブラックホール、NS は中性子星 \*2: 星間偏光の見積もりが不十分。

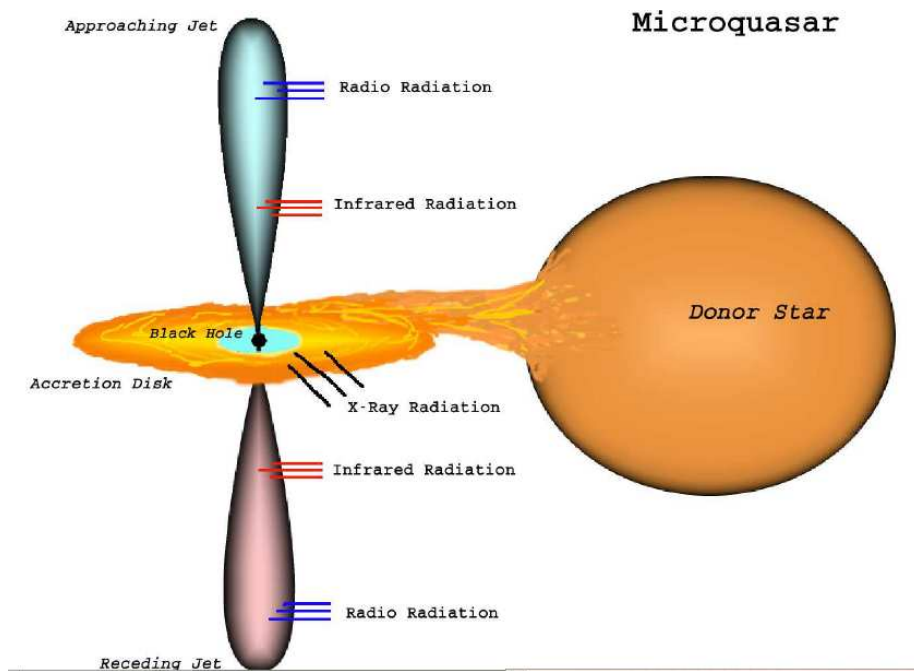


図 2.1: マイクロクエーサーの模式図. コンパクト天体はブラックホールと記してあるが、中性子星の場合もある (表 2.1 参照)。地球へ近づいてくるジェットは青、遠ざかるジェットは赤で示している。[33]

## 2.2 X線連星系における降着メカニズム

ここでは、§ 2.1 にも述べたがマイクロクエーサーも含めた X 線連星においてエネルギー源となる質量降着について述べる。これには以下の二種類がある。

- 星風による降着
- ロッシュローブ降着

### 星風による降着

星風とは相手の星表面のガスが、星自身の輻射圧によって常にほぼ一定の密度で周囲に吹きとばされている質量放出現象である。特に質量が重い星ではその星風が激しく起こっており、B 型星などの星風の典型的な値は  $1-2 \times 10^{-7} M_{\odot}/yr$  (Watter et al. 1988) で、太陽の星風が  $10^{-12} M_{\odot}/yr$  に比べて数オーダーも大きい。このような質量放出の激しい星と連星を成すコンパクト星が近日点やそれに近いときに、星風によって吹きとばされたガスがコンパクト星に降着する。モデル計算によると相手の星が O 型や B 型の場合コンパクト星に降着する星風の量は全星風の約 0.1% と少ないが、観測されている X 線光度を説明するには十分な量であることがわかっている。以下に Bondi & Hoyle によるモデルを記述する。

### ※ Bondi-Hoyle accretion model

このモデルは相手の星からの質量放出物質がコンパクト星に降着する際の降着量を計算したモデルであり、40年以上前に考え出されたものである。ただし、これは星間空間の物質密度が一様で、相手の星がO型やB型など重い場合に適用される。図2.2は星風降着するときのジオメトリーを示している。このモデルでは、相手の星から出ている星風は等方的に出ているものとし、その星風中に含まれているガスは、図に示すような半径 $r_{acc}$ 内の円柱にある物のみがコンパクト星へと降着し、そのほかは連星の外へと拡散していくと仮定している。この半径 $r_{acc}$ は、ガスの運動エネルギーがコンパクト星の重力ポテンシャルより小さい領域である。 $m$ をガスの質量、 $M_x$ をコンパクト星の質量だとすると、

$$\frac{1}{2}mv_{rel}^2 = \frac{GM_x m}{r_{acc}} \quad (2.1)$$

となり $r_{acc}$ が求められる。ここで、 $v_{rel}$ はコンパクト天体と星風の相対速度であり、 $v$ を連星軌道をまわるコンパクト天体の速度( $=\sqrt{GM/a}$ )とすると $v_{rel}^2 = v^2 + v_w^2$ である。コンパクト星へ降着するガスは半径 $r_{acc}$ の円柱内にあるガスであるので、単位時間に降着するその量は以下の式で表される。

$$\dot{M} = \pi r_{acc}^2 v_{rel} \rho \quad (\text{ただし } \rho = \frac{M_w}{4\pi a^2 v_w} \text{で星風の密度}) \quad (2.2)$$

式(2.2)より

$$\frac{\dot{M}}{M_w} = \frac{M_x}{M_n} \frac{(v/v_w)^4}{(1 + (v/v_w)^2)^{3/2}}$$

となる。この典型的な値は $10^{-3} - 10^{-5}$ である。

### ロッシュローブ降着

二つの星が作る重力ポテンシャルを考える。星1を原点とし、重心を通る $z$ 軸の周りを角速度 $\omega$ で回転している座標系を考える。 $x$ 軸は星1から星2に向かう方向にとるものとする。回転系であるため任意の点 $(x,y,z)$ におけるポテンシャルの式には、回転に伴う遠心力を追加して以下ようになる。

$$\Phi = \frac{GM_1}{r_1} + \frac{GM_2}{r_2} + \frac{1}{2}\omega^2 \left( x - \frac{M_2 a}{M_1 + M_2} + y^2 \right) - \frac{1}{2}\omega^2 \left( \frac{M_2 a}{M_1 + M_2} \right) \quad (2.3)$$

ここで

$r_1 = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ 、 $r_2 = ((x-a)^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ 、 $a$ :星1と星2の距離。  
最後の項は $\Phi$ より定数項を取り除くために加えているだけである。 $\Phi$ を $G(M_1 + M_2)/a$ 、長さを $a$ の単位で測ることにすれば、

$$\phi = \frac{1 - \mu}{((x/a)^2 + (y/a)^2 + (z/a)^2)^{1/2}} + \frac{\mu}{((x/a - 1)^2 + (y/a)^2 + (z/a)^2)^{1/2}} + \frac{1}{2}((x/a)^2 - 2\mu(x/a) + (y/a)^2) \quad (2.4)$$

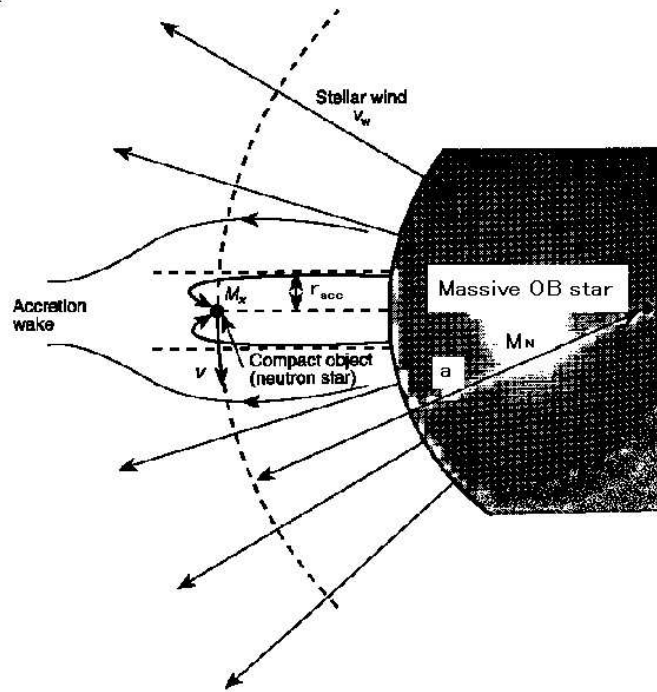


図 2.2: O 型や B 型星からの降着するときのジオメトリー [64]

ここで、 $\phi = \frac{a\Phi}{G(M_1 + M_2)}$ 、 $\mu = \frac{M_2}{M_1 + M_2}$  である。

$\mu$  を決めれば、 $\phi = \text{一定}$  の等ポテンシャル面が式 (2.4) により与えられる。また、ポテンシャルの極値となっている点はラグランジ点と呼ばれ、一番近いラグランジ点 ( $L_1$ ) を境にしてひろがる等ポテンシャル面をロッシュローブ (Roche lobe) という。これより星に近い領域では、各々の星の重力が支配的となる。

連星の両方がロッシュローブを満たしているとき接触型と言ひ、それに対して両方の星が満たしていないのを分離型、片方が満たしている場合を半分離型と言う。 $L_1$  はポテンシャルの峠のようになっており、そこを通過して相手の星のローブ内を満たしたガスが、コンパクト星の重力に引っ張られることによりコンパクト星のローブ内へ流れ込んでくる。このようにして相手ののガスが、コンパクト星に降り積もるプロセスをロッシュローブ降着と言う。

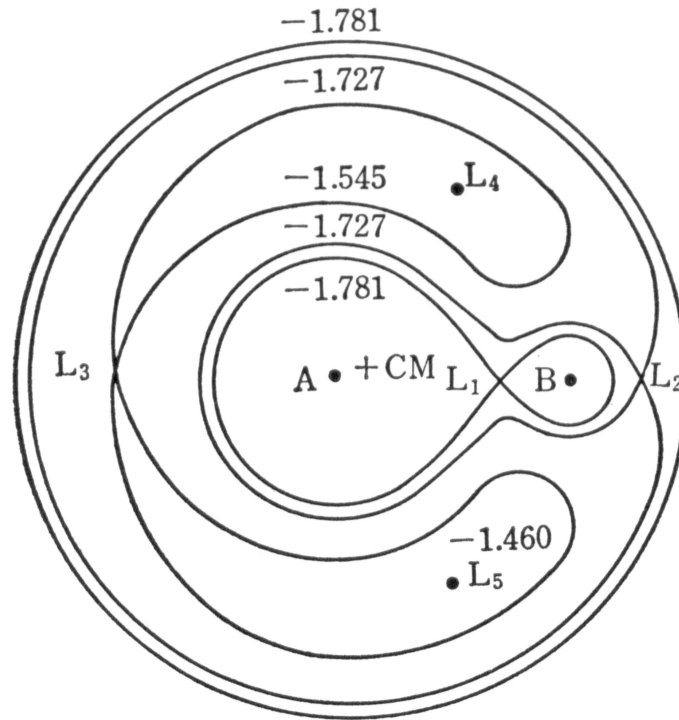


図 2.3: 軌道面内のロッシュローブポテンシャル [65]

## 2.3 マイクロクエーサーにおける可視偏光分光観測

### 2.3.1 観測の背景と意義

相対論的ジェットの研究は、今日まで主に X 線と電波の波長域で行われてきており、可視光領域では X 線や電波ほど多く観測されてはきていない。とくに可視偏光分光観測では、ある広帯域バンドに限った観測は数例あるが、可視全域で本格的なマイクロクエーサーの偏光分光観測を行った例は我々が知る限りない。最近では降着円盤の X 線スペクトル状態とジェットは、相関を持っていることが明らかになりつつある (§ D.1 や § D.2 参照)。以前では、マイクロクエーサーが示す可視輻射成分は降着円盤外縁部の熱的な放射や、X 線やガンマ線などの高エネルギー光子の吸収再放射成分であると考えられていた。最近のマイクロクエーサーにおける時間変動の研究では、可視輻射成分にもジェット内の磁場が関与したシンクロトロン放射成分が卓越している可能性も指摘され始めた (Kanbach et al. 2001, Uemura et al. 2004) が、それを偏光で捕えた例はまだない。もし可視領域にジェットのシンクロトロン放射が卓越しているならば、その磁場構造を知る上



では可視直線偏光分光観測が最も有力な観測手段となり得る。その理由としては次の二つが主にあげられる。まず一つ目に、可視光における測光や分光観測あるいはX線やガンマ線観測では得ることのできない磁場の向きを偏光を観測することで、得られる偏光方位角からそれを推定できるという利点がある。二つ目に、X線やガンマ線用の観測機器には偏光を検出できる装置が今のところないことがあげられ、電波においてはファラデー回転の不安定性を可視光よりも受けやすいということがあげられる。ファラデー回転とは、シンクロトロン放射などの直線偏光した光が、磁場と自由電子を含む星間空間を伝わっていく間に偏光面が回転する現象のことで、その回転度合いは波長の二乗に比例する。次に、可視領域の放射がシンクロトロン放射でない場合は、そのときにも偏光から得られる情報には非常に価値がある。偏光する過程にはシンクロトロン放射の他に、光学的に薄いプラズマによる散乱がある。マイクロクエーサーの場合、空間的に分離できないような星近傍の構造、例えばコンパクト星の降着円盤、それに付随したガスのジオメトリや相手の星周辺のジオメトリに代表されるような連星系の構造に制限をつけることが可能であったり、長期間観測することで星周構造を決定できることもある。しかし、この分野は研究があまり進んでいないほぼ未知の研究領域であるため、マイクロクエーサーを可視直線偏光分光観測することには非常に意義がある。

### 2.3.2 過去の可視偏光観測例

マイクロクエーサーを可視偏光観測した例は、世界的に見ても数例しかない。例えば、最近行われた二つの観測を例にあげる。まず、ごく最近行われた観測はCombi et al. (2004)による有名なマイクロクエーサーの一つであるLS 5039の可視偏光観測がある。彼らはLS 5039からの固有偏光を検出したとしており、相手の星の光をequatorial diskで電子散乱したものであるとしている。しかし、この分野で最も重要なことの一つである星間偏光の見積もり及び差し引きが極めて不十分であり、固有偏光の可能性は残されつつも断定するにはやや軽率であると考えている(星間偏光の差し引きなどについては、§6.1を参照)。次にとりあげるのは、Scaltriti et al. (1997)やGliozzi et al. (1998)による超光速現象が見つかったマイクロクエーサーGRO J1655-40(§A.3参照)の観測である。彼らも天体固有偏光を検出し、その偏光起源は降着円盤に付随したプラズマによる散乱であるとしている。彼らの星間偏光の見積もり方は、観測天体の近くにある星の偏光を平均して星間偏光を仮定しているので、十分に星間偏光を差し引けているとはいえ、確定的なことは言えないと考えている。また、これらの観測のみならずマイクロクエーサーにおける可視偏光観測は、我々が知る限り可視全域に行われた例はほとんどなく、観測は実際行われていてもデータのSNが不十分で議論には使われていない。例えば、先程のCombiらのLS 5039の偏光観測はV-bandとI-bandのみであり、ScaltritiらやGliozziらのGRO J1655-40の偏光観測はV-band,R-band,I-band

において行われている。以上のように、マイクロクエーサーの可視偏光分光観測は、まだ課題が残されている分野であり、特に星間偏光の差し引きがどの観測もやや不十分であるといえる。

今回の観測および考察は、以上に述べた課題を解決したものであり、マイクロクエーサーにおける初の本格的な可視偏光分光観測であり、コンパクト星近傍の高エネルギー現象の理解に大きく寄与することは明白である。

### 2.3.3 考えられる偏光起源

一般的に宇宙現象において偏光は、シンクロトロン(サイクロトロン)放射や散乱を起源としている場合が多い。マイクロクエーサー付近において考えられる偏光起源も大きく分けるとこの二つであるが、散乱をもっと細かく分けると、光の出所や散乱体の違いにより三種類に分けられると考えられるので、偏光起源は全部で四つであると考えている。これから示す四つの偏光起源のうち、最初の二つは連星系が outburst しているときに考えられる起源で、残りの二つは静穏期に考えられる起源である。それらは、偏光度 (P) 及び偏光方位角 ( $\theta$ ) が連星周期や可視光度と相関しているか否かを見ることと、解析によって得られた天体固有偏光の波長分布で、見分けることが可能であると考えている。以下は、P および  $\theta$  と可視光度の相関を見ることで偏光起源を見分ける方法を書き下したものである。

#### 1. ジェットのシンクロトロン放射成分

これはジェット磁場に垂直な向きに強く直線偏光するので、観測される  $\theta$  は磁場に垂直である。ただ、ジェットが時間的に一定の流れを持っているとは考えられないことと、今回の観測天体のように相手の星が重い場合は降着円盤や磁場が不安定であることなどから、磁場方向が一定であるとは考え難いので  $\theta$  も時間的に変動すると考えられる。

#### 2. コンパクト星周辺(ジェットや降着円盤)光子を降着円盤で散乱した成分

降着円盤が安定しているときには、可視光度に相関して偏光 flux は大きくなるが、P はほぼ一定のまま降着円盤の軸方向を反映した  $\theta$  が観測されると考えられる。 $\theta$  は円盤に垂直方向である。したがって、コンパクト星周辺の光子を安定した降着円盤で散乱している場合は、可視光度が増加しても同期した P と  $\theta$  は、変動しないと考えられる。逆に、不安定な降着円盤の場合は両者は変動を示すと考えられる。

#### 3. 相手の星が出した光子を降着円盤で散乱した成分

この場合は、コンパクト星に対する相手の星の位置によって散乱面が変わるので、連星周期にした P と  $\theta$  の変動が観測されるはずである。

4. 相手の星の光子を、相手の星付近または連星から離れた所で散乱した成分  
この場合は、連星周期とは無関係の  $P$  と  $\theta$  の変動あるいは変動しないことが考えられる。

2,3,4 の場合には偏光から散乱体を同定し、その性質を探ることが可能となるほか、光源-散乱体-観測者にわたるジオメトリを確定することも可能となる。

## 2.4 本研究の目的

ジェットによる電磁波の放射は多波長にわたっている。その放射は、天体がアウトバーストした時に極大となる。しかし、それが突発的であることから、アウトバーストの物理を探るには、アウトバーストする前後の継続的な多波長観測が要求される。また、ジェットを産む元になる降着円盤内の質量降着過程を正しく理解するには連星系のジオメトリを正しく理解しておくことも必要である。そこでまず私は、可視域で  $\sim 10$  等と比較的明るいマイクロクエーサー LS I +61° 303 の静穏期における可視偏光観測を行い、その天体の星周構造に関する研究を行った。偏光観測することで、測光観測や分光観測からは得られない情報を引き出すことができる。例えば、偏光起源がジェットのシンクロトロン輻射であった場合、ジェット内部の大規模な磁場の方向の情報が得られ、プラズマによる散乱であった場合には、散乱体が天球面上に対してどの方向にあるのか制限をつけることができる。このようなジオメトリに関する情報が得られる観測手段は、偏光観測のみであり、重要な知見を得ることができる。また今回得られる情報は、今後観測天体がアウトバーストしたときの比較データとしても重要な情報をもたらすと期待している。さらに、マイクロクエーサーを理解することは、コンパクト天体周辺の物理の理解に大きく寄与し、謎とされてきたジェットの起源及び輻射メカニズム、質量降着過程に関する理論的研究を触発し、当該分野に大きな進展をもたらし、ひいては活動銀河核の理解につながる可能性も秘めている。

## 第3章 LS I +61° 303

この章では、本研究の観測天体である LS I +61° 303 の特性について過去の観測から分かっていることを中心に述べる。

この天体は、電波とX線で独特の兆候を示していたことから、天文学者の興味を約25年間ひいてきた。そのように人々に興味を抱かせるきっかけとなったのは、電波における銀河面サーベイ観測だった。そのサーベイによって、CosB衛星によって発見されていたガンマ線天体 2CG 135+01 の  $1\sigma$  のエラーサークル内に、短い周期と長い周期の変動を持つ電波天体が観測されたことが分かったのである (Gregory & Taylor 1978)。現在では最もよく知られている High Mass X-ray Binary の一つであり、相対論的ジェットが発見されてからマイクロクエーサーに分類 (Mirabel & Todriguez 1999) されている。また、この天体はX線 (Paredes et al. 1997) と可視光の連続成分や輝線放射 (Maraschi & Treves 1981, Zamanov et al. 1999) の明るさの変動周期が、電波観測によって明らかになった軌道周期 26.496 日 (Gregory 2002 など) とほぼ同期している。このような性質が知られているマイクロクエーサーは今のところ唯一であると考えられている。近赤外線の観測からは、軌道の楕円率が  $\sim 0.7-0.8$  (Martie & Paredes 1995, Casares et al. 2005) と求まっている。紫外線や可視光の分光観測から相手の星は、赤道付近にディスクを伴って高速回転している B0 Ve 星であるとされ、V バンドで約 10.2 等級であることから距離は 2kpc だと推定されている (Hutchings & Crampton 1981 ほか)。Be 型星と呼ばれる星には、赤道面上に低速 (約 100km/s 以下) で高密度な質量放出がある (Waters et al. 1988)。この質量放出現象は、天体自身の高速回転と内部の脈動によって引き起こされており、激しく変動したり、天体によってはその変動が周期的である場合もある。観測天体 LS I +61° 303 の場合はそれが  $\sim 4.6$ yr の周期性をもつことが  $H\alpha$  の観測で示唆されている。(Zamanov et al. 1999)。

この後の節では、各波長ごとの性質をまとめ、中心のコンパクト星の議論などを中心とした、この天体における課題点をあげる。

### 3.1 電波領域における性質

LS I +61° 303 には、電波アウトバーストが  $P=26.496$  日の周期性を持っていることが分かっている (Gregory 2002)。アウトバーストは 2-3 日で急激に明るくなり、約 10 日間続く。アウトバーストしてからの減光は、主にシンクロトロン放射

している電子の断熱膨張 (Taylor & Gregory 1982) が考えられている。

## 電波アウトバーストについて

電波アウトバーストは先ほど述べた 26.496 日の周期の他に、そのアウトバーストの極大光度が約 4.6 年の周期で変動しているということが、約 20 年にわたる電波観測によってわかっている (Gregory 1999)。この長い方の周期は、Be 星の質量放出率の周期であると考えられている (Zamanov et al. 1999)。一般的に、アウトバーストは近日点において最も起こりやすい。楕円軌道を描く X 線連星では、近日点では星どうしが最も接近しているので相手の星からコンパクト星への質量降着率が最大になり、連星系に漂うガス密度も最大となるからである。しかし、LS I +61° 303 では、電波アウトバーストに非常に特異な性質があることが分かっている。それは、バーストが起こっている軌道位相  $\sim \Phi = 0.45 - 0.95$  と、近日点  $\Phi = 0.2$  がずれていることである (軌道位相については式 (3.1) を参照)。これは次のように解釈されている。Taylor et al. (1992) や Marti & Paredes (1995) により、楕円軌道を描く連星系の質量降着率は、 $\dot{M} \propto \frac{\rho_{wind}}{v_{rel}^3}$  とモデル化されている ( $\rho_{wind}$  は Be 星の星風密度、 $v_{rel}$  は星風とコンパクト星の相対速度を表す)。このモデルによると、1 軌道ごとに二回光度極大を迎えることになる。一回目は星風の密度が最も大きい近日点であり、二回目は  $v_{rel} \sim 0$  つまりコンパクト星が星風に対して速度がほぼ 0 になったときである。後者では Be 星とコンパクト天体が十分に離れている。Marti & Paredes (1995) は、両方の光度極大でエディントン降着率を超えることを示しており、軌道周期  $\sim 26.5$  日の間に物質が星間空間へ二回吐き出されていることが予想できる。また、Bosch-Ramon & Paredes (2004) の数値計算モデルによると、近日点ではジェットから出たシンクロトロン輻射光子や星間空間をたどる光子をジェット内の相対論的電子によって逆コンプトン散乱してエネルギーを叩きあげることが示されている。つまり、エネルギーの低い光子のほとんどが逆コンプトン散乱され、電波放射は抑制される。これは § 3.3 と § 3.4 で述べるように、近日点付近で X 線やガンマ線の強度がピークを持つことから観測とも矛盾がない。二回目の光度極大時は、お互いの星どうしが十分に離れているため逆コンプトン散乱があまり起こらず、電波が主に観測されると考えられている (ただし図 3.7 の青線のように例外もある)。また、二回目の光度極大時の軌道位相が変化するのは、Be 星の星風の速度が変化するからであると考えられている (Marti & Paredes 1995)。これらのモデルが正しいとすると、電波アウトバースト発生位置と近日点がずれることを説明できる。ここで、軌道位相とは、ある日のユリウス日を  $t_0$ 、観測した日のユリウス日を  $t_{obs}$ 、連星の軌道周期を  $P$  として以下の式で求めた値である。

$$\Phi = \frac{t_{obs} - t_0}{P} - \text{Int} \frac{t_{obs} - t_0}{P} \quad \text{第二項は } \frac{t_{obs} - t_0}{P} \text{ の整数部分} \quad (3.1)$$

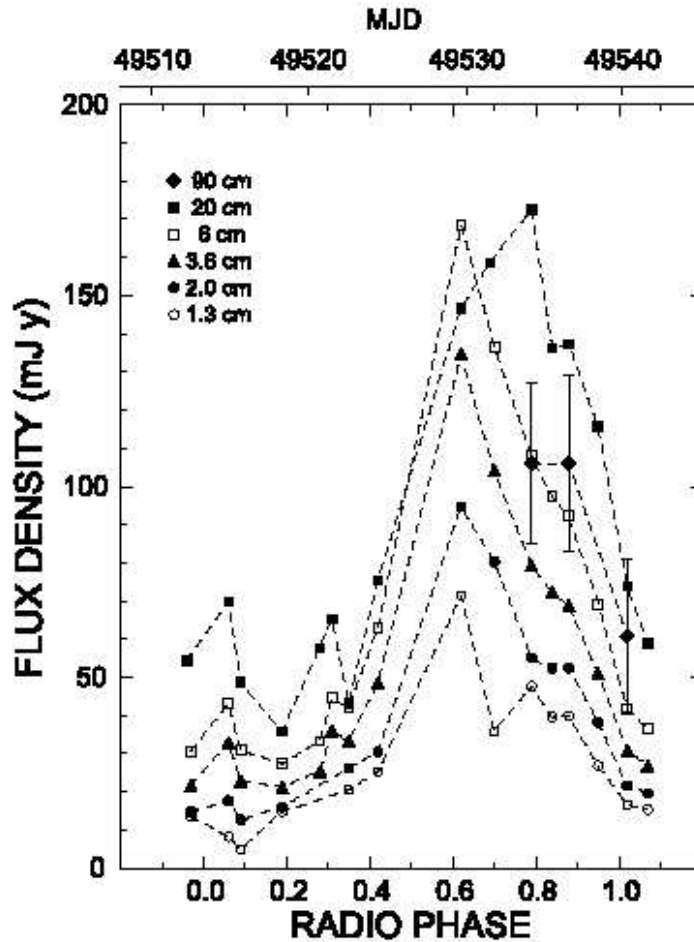


図 3.1: LS I +61° 303 の電波 (VLA) で得られたライトカーブ. flux 密度が最大となるのは、 $\sim \Phi 0.6-0.8$  であることがわかる。[53]

### 電波ジェットについて

LS I +61° 303 のジェットについて、Very Long Baseline Interferometry (VLBI) の観測からジェットは一定方向を保っていないこと (Massi et al. 2001 ほか) や、Multi-Element Radio-Linked Interferometer Network (MERLIN) 観測によって軌道周期より速い歳差運動が示唆されるようになってきている (Massi et al. 2004)。

この天体を VLBI で初めて分解したのは、Massi らだった (Massi et al. 1993)。図 3.2 下を見ると複雑な形をしていることが分かったが、当時その理由はよく分かっていなかった。その後、観測範囲を数 10 AU にまで拡大したところ、図 3.2 上のように 1 方向に延びた複雑な構造を持ったジェットが発見された (Massi et al. 2001)。観測されたジェットはドップラーブースト効果を受けているため、我々に近付いてくるジェットは明るくなり、遠ざかるジェットは暗くなる。EVN の検出器の性能

ゆえ遠ざかるジェットは観測することができなかった。

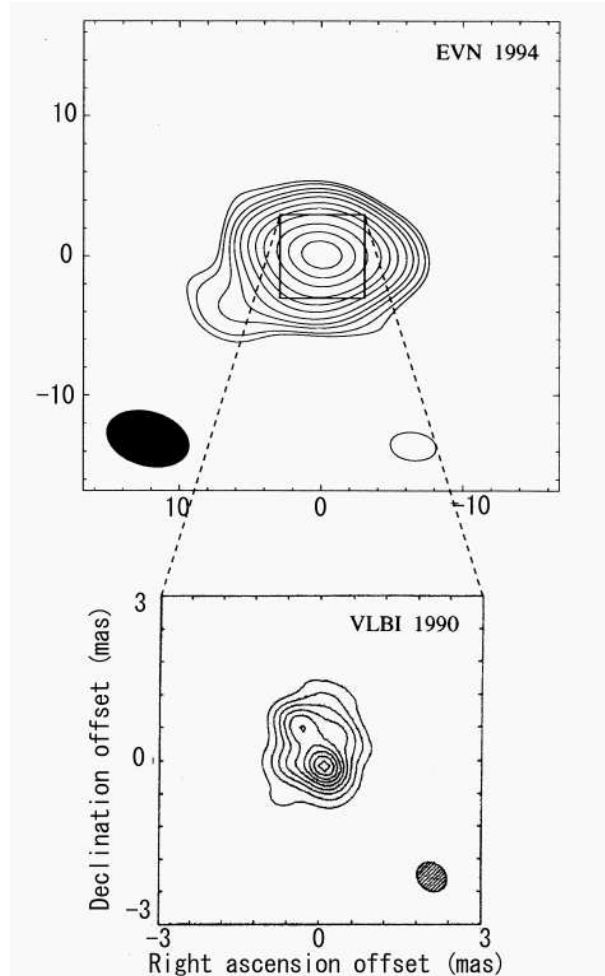


図 3.2: LS I +61° 303 の EVN と VLBI 観測 [32]

ジェットの歳差運動が提案されたのは、2001年のMassiらによるMERLIN観測である。この観測では、図3.3左のようにEVNでは見えなかった遠ざかるジェット(北西方向(右上))も観測できており、その形はS字のような形をしている。観測は二日間にわたって行われており、初日の観測(図3.3左)でジェットの歳差運動が提案され、2日目の観測(図3.3右)でそれは確かなものであると考えられるようになった。図3.4は、MERLIN観測のデータを2-3時間ごとに区切ったイメージである。ジェットの歳差運動が軌道周期 $\sim 26$ 日に比べて非常に速いことが分かる。また、ジェットのサイズはミリ秒角にコリメートされており、速度 $\sim 0.6c$ と見積もられ約200AUにまで及んでいることもわかっている(Massi et al. 2004)。

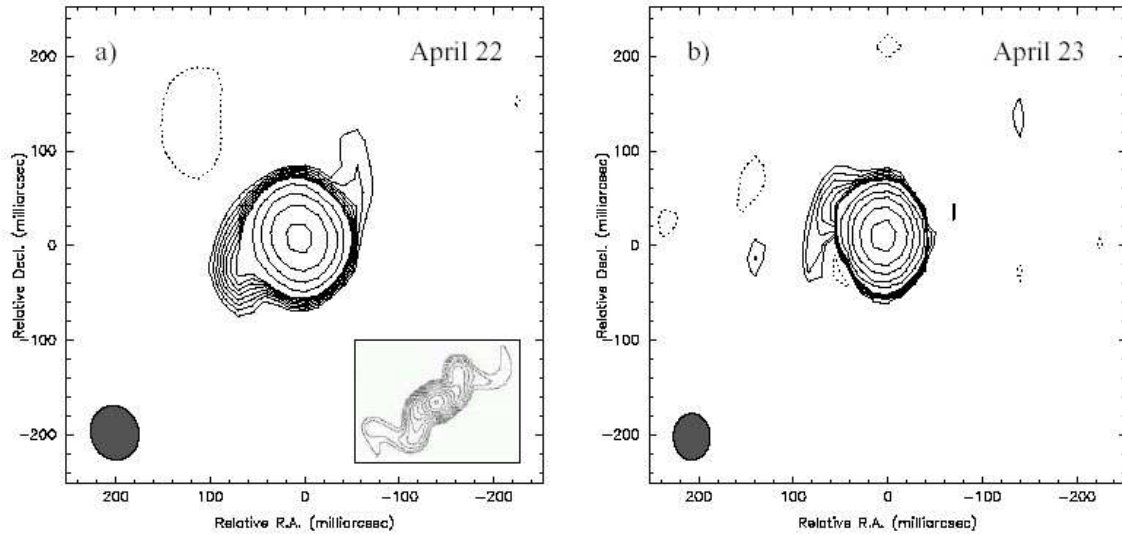


図 3.3: LS I +61° 303 の MERLIN 観測 [34]

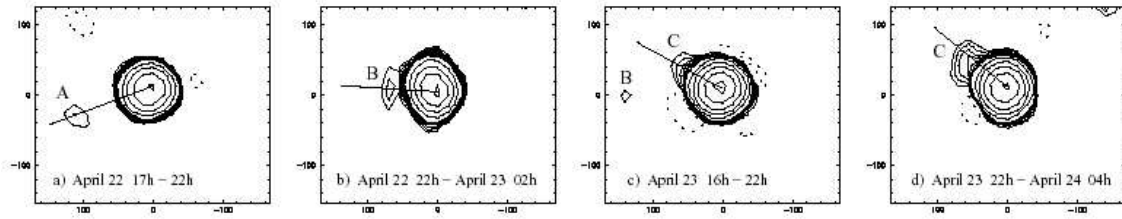


図 3.4: 図 3.3 のデータを 2-3 時間ごとに区切ったもの [34]

## 3.2 紫外線および可視領域における性質

紫外線観測や可視分光観測によって、LS I +61° 303 のコンパクト星に対する相手の星は、B0 Ve 星に分類されている (Hutchings & Crampton 1981; Paredes & Figueras 1986)。絶対等級から見積もられる天体までの距離は  $\sim 2\text{kpc}$  である (Hutchings & Crampton 1981)。電波アウトバーストの周期が 26.496 日であることは § 3.1 で述べたとおりであるが、その周期が可視全域、 $H\alpha$  輝線および近赤外の明るさの変動もほぼ同じであることが観測的に分かっており (Mendelson & Mazeh 1989; Paredes et al. 1994; Zamanov et al. 1999)、軌道周期と等しい。また  $H\alpha$  輝線に関しては、電波観測によって明らかになっているもう一つの長い周期性  $\sim 4.6\text{yr}$  とほぼ同じ周期を持つことが、Zamanov らによって示されている<sup>1</sup>。これは、Be 星の質量放出率の周期であると考えられている。一方、可視領域 ( $\lambda = 3850 - 5020\text{\AA}$ ) 内にある全ての He I と He II 4686 の吸収線の分光観測および

<sup>1</sup> $H\alpha$  輝線の  $\sim 4$  年周期に関しては、§ 5.3 でやや否定的に議論している。



モデル fitting により、連星の様々な軌道パラメータが、軌道楕円率  $e=0.75\pm 0.15$ , 速度振幅  $K=22.6\pm 6.3\text{km/s}$ , 近日点における軌道位相  $\Phi=0.23\pm 0.02$  などと求められている (Casares et al. 2005)。それらを基に作成された連星軌道面を図示したものが図 3.5 である。× は Be 星、\* はコンパクト星で軌道位相の 0.1 の間隔でプロットされている。また図中の数字は、近日点、遠日点、conjunction 点での軌道位相を表すものである。

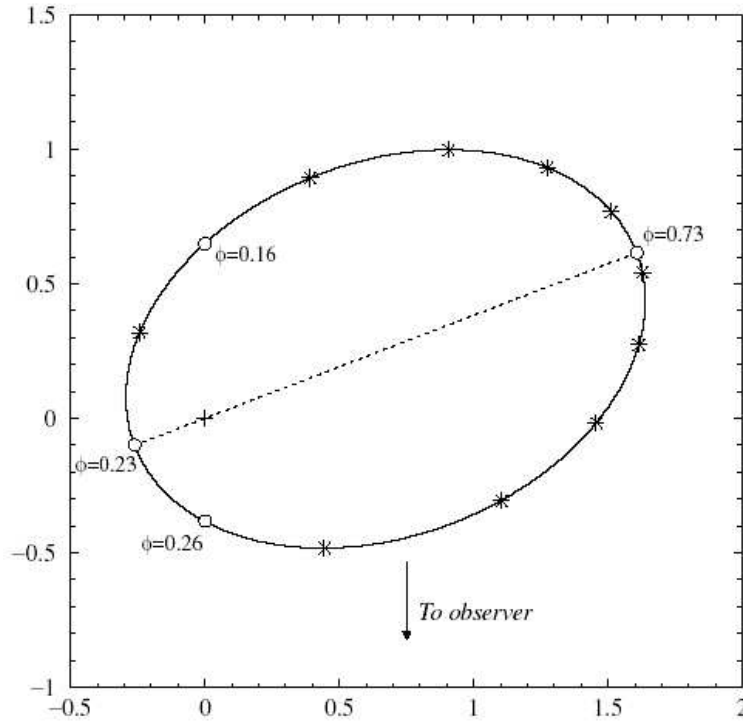


図 3.5: LS I +61° 303 の軌道位相の模式絵. 図は連星を軌道の軸方向から見たものである。[3]

### 3.3 X 線領域における性質

この天体は、X 線においても周期性を持っている。その周期は RXTE 衛星の ASM の 1881 日間の観測から  $26.42\pm 0.05$  日と見積もられており (Paredes et al. 1997)、電波観測で求められている周期とほぼ同じである。しかし、X 線アウトバーストは電波アウトバーストと同期していない。電波と X 線の同時観測から、X 線の光度が極大のとき ( $\Phi=0.43-0.47$ ) に電波では明るくなってないことが分かっている (Taylor et al. 1996 など)。また、ASCA 衛星や RXTE 衛星によって X 線観測も行われており、各観測時期の X 線スペクトル解析により連星の X 線スペクトル状態が分類されている。ASCA の観測は 2 点 ( $\Phi = 0.2, \Phi = 0.42$ ) 行われており (Leahy

et al. 1997)、2点のX線スペクトルの power-law の冪は、1.63-1.90である。前者の連星軌道位相は近日点に対応し、後者の軌道位相では、電波アウトバーストが始まっていたことが Harrison らの電波観測の結果により分かっている。このことは、§ 3.1 で述べたように、電波アウトバーストが近日点からずれたところで起こるということと矛盾しない。また RXTE による観測は、計 11 点の観測で連星軌道周期をカバーするように行われた (Greiner & Rau 2001)。この観測によると、1 点をのぞいて power-law の冪  $\Gamma$  が  $\sim 2.0-2.4$  であり、連星系は High state (D.1 参照) にあることが分かっている。残った 1 点の power-law の冪  $\Gamma$  は  $\sim 1.6$  であり、同時期の電波観測結果からアウトバーストが起こり始めていることが判明した。以上の RXTE 衛星の観測と電波観測を踏まえて、Greiner & Rau らは LS I +61° 303 について次の二つのことを提案した。まず一つ目は、X 線の power-law の冪  $\Gamma \geq 2$  である場合には、この連星系は High state であるということ。二つ目は、Low state (D.1 参照) に遷移する前あるいは Low State 時に電波のアウトバーストが起こることである。このことは、あとで § D.1 で述べるように連星系が High State にある時には電波アウトバーストが抑制され、Low State の時に電波アウトバーストが起こっているということと矛盾していない。図 3.6 は RXTE と Green Bank Interferometer (GBI) で得られたデータ解析の結果を図にまとめたもので、上から power-law の冪、星間空間を伝わる間に X 線が吸収を受ける量  $N_H$ 、X 線の flux、電波の flux を表している (Greiner & Rau 2001)。

### 3.4 ガンマ線における性質

電波、X 線と同様にガンマ線においても周期性を持っている。その周期は  $27.4 \pm 7.2$  と見積もられており (Tavani et al. 1998)、少し誤差が大きいものの他の波長帯のそれとほぼ等しい。図 3.7 は CGRO 衛星の EGRET 検出器によって得られたデータで、LS I +61° 303 の対応天体であると考えられている 2CG 135+01 (=3EG J0241+6103) のガンマ線の明るさの変動の様子を軌道位相依存性を表したものである。この図は、観測時期の違いによって色分けされている。

図 3.7 の赤線や青線から、 $\Phi=0.2$  に光度 peak があることがわかる。考えられるガンマ線放射のメカニズムはすでに述べたように、ジェットシンクロトロン光子や星間光子の逆コンプトン散乱である。ただ、青には  $\Phi \sim 0.5$  にも極大がある。これについては電波アウトバーストと同類の機構であると考えられているが、詳細はよく分かっておらず今後の課題である。

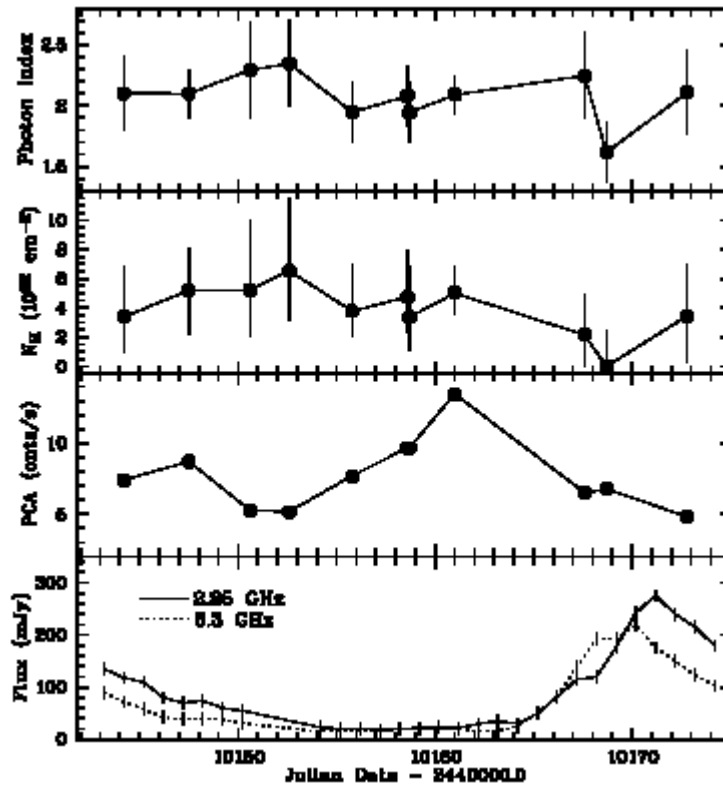


図 3.6: LS I +61° 303 の RXTE と GBI の解析結果. 上から power-law の冪、X線の吸収量  $N_H$ 、X線 flux、電波 flux。X線 flux 減少後、電波 flux が増加していることが大きな特徴である。また、電波 flux が増加したときに power-law の冪が小さくなっている。これは連星系の X線スペクトル状態が High State から Low State に遷移したことが示唆される。[13]

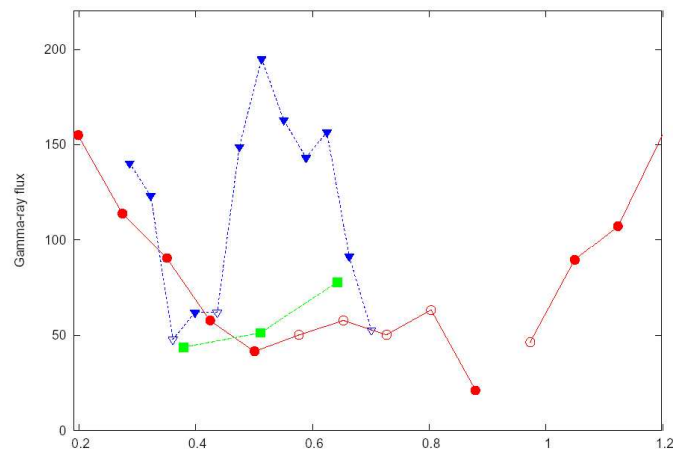


図 3.7: LS I +61° 303 の EGRET による観測 [54]

## 3.5 LS I +61° 303に残されている主な課題

### 3.5.1 コンパクト星は何か?

近接連星系において、コンパクト星が中性子星かブラックホールかでしばしば議論になる。それを調べる最も確かな方法は、軌道面内を周回する相手の星の視線速度変化を見ることである。その視線速度の振幅を ( $K_c$ )、軌道周期を  $P_{orb}$  を用いると、軌道傾斜角  $i'$  とコンパクト星の質量  $M_X$  と相手の星の質量  $M$  に依存した質量関数  $f$  というものを定義できる。これはケプラーの第3法則より導出される。ここで、傾斜角とは視線方向と降着円盤などの回転軸がなす角度のことである。以下に質量関数を書き下す。

$$f = \frac{P_{orb} K_c^3}{2\pi G} = \frac{M_X^3 \sin^3 i'}{(M_X + M)^2} \quad (3.2)$$

$G$  は万有引力定数である。軌道傾斜角  $i'$  や相手の星  $M$  の質量が他の方法から見積もることができれば、コンパクト星の質量  $M_X$  が求められる。中性子星の質量上限は  $\sim 3.2M_\odot$  であり [64]、これが中性子星とブラックホールを分ける指標となっている。観測天体 LS I +61° 303 は、軌道傾斜角  $i$  の不確定性により質量関数が  $0.003 < f < 0.027$  と幅を持った値となっている。ここで  $f=0.027$  と仮定して、可視光と紫外線の分光観測から解釈されている軌道傾斜角の下限の値  $35^\circ$  (Hutchings & Crampton 1981, Massi et al. 2001, Massi 2004) と、Be型星の質量を  $18M_\odot$  だとすると  $M_X = 3.8M_\odot$  となる (Massi 2004)。また、以下の図 3.5 は Casares et al. (2005) によって計算されたもので、軌道面傾斜角を  $20^\circ$ - $90^\circ$  まで変化させたときのコンパクト星の質量と相手の星との相関をとったものである。Casares らは、相手の星が Be 型星であることから、相手の星の質量は  $10$ - $15M_\odot$  が妥当であると仮定している (図では黒く塗られた部分)。これらの図から判断しても、未だコンパクト星が中性子星なのかブラックホールなのか決着がつかないのが現状である。その原因の一つが軌道面傾斜角である。偏光観測はそれを解決する一つの手段である (§ 3.5.3 参照)。ただし X 線スペクトル観点からすると、弱い power-law 成分が存在し、X 線スペクトル状態遷移が受かっている (図 3.6 参照) ので、ブラックホールを含む連星に似ていると言えよう。

### 3.5.2 マイクロブレイザーとしての可能性

マイクロクエーサーの物理的描像がクエーサーに似ているということは § 2.1 でも述べた。マイクロブレイザーは、活動銀河核の一種であるブレイザーとよく似ている天体群である。ブレイザーとは、基本的な構成要素が活動銀河核のそれと全く同じで、ジェットが観測者の視線方向と一致した天体であると考えられている。観測される光は強く偏光しており、ほぼ全ての波長領域においてアウト

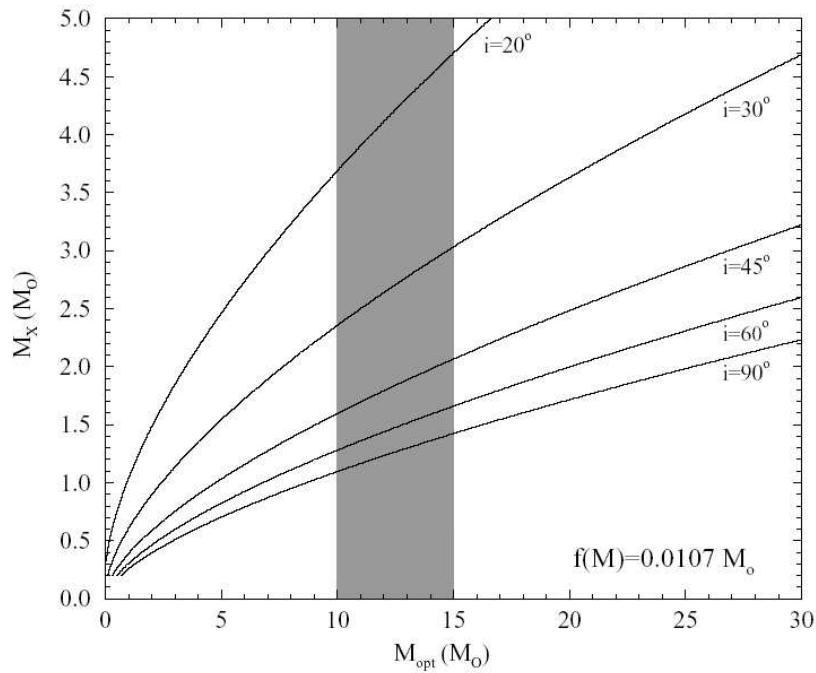


図 3.8: コンパクト星の質量 [3]

バーストが観測されている。このこととマイクロクエーサーとの相似からマイクロブレーザーはブレーザーの銀河系内バージョンであると言えよう。この概念はごく最近提案されたものである (Kaufman Bernaldó et al. 2002 など)。LS I +61° 303 はジェットの歳差運動が示唆されているので (Massi et al. 2004)、ある時にマイクロブレーザーとして観測される可能性があり、マイクロブレーザーモデルを検証する上で最も良い天体であるとされている。このモデルを検証するにあたり、現在稼働中の MERLIN (電波) や INTEGRAL や今後打ち上げが予定されている GLAST や AGILE などの高エネルギー衛星に期待が持たれている。

もし、LS I +61° 303 がマイクロブレーザーモデルと証明されれば、変動の激しい未知のガンマ線天体が、マイクロブレーザーとして分類される可能性を秘めている。

### 3.5.3 高エネルギー現象と星周構造

§ 3.1-§ 3.4 で述べて来たように、電波放射と高エネルギー放射の光度極大をむかえる軌道位相角には、ずれが生じている。先に述べたモデルで解釈はされているが、より現実的なモデルを得るためには、Be 星の equatorial disk の形状および質量放出の形態、コンパクト星との位置関係、アウトバースト時におけるジェットの構造などの星周構造研究するとともに、我々観測者がどの方向からその連星系を観測しているかを知り、その質量降着過程を正しく把握して行くことが重要であ

る。偏光観測することで、得られる偏光方位角から偏光起源の方向を決定できる。またモデルを介すことで、偏光起源となっている天体の傾斜角に制限を与えることもできる。次章では、今回私が行ったマイクロクエーサーの可視直線偏光分光観測について紹介する。

# 第4章 観測とデータリダクション

## 4.1 観測

私は、国立天文台岡山天体物理観測所の2005年前期および後期の188cm望遠鏡共同利用観測(一般)に観測提案書を提出し、獲得した日程の中で観測を行った<sup>1</sup>。観測は、2005年1月20-22日、28日-30日の第一期観測の6日間と、2005年10月26-30日、11月6-10日の第二観測期の10日間の二回にわたって行った。両時期とも、通称HBSと呼ばれている低分散偏光分光測光装置を188cm望遠鏡のカセグレン焦点に取り付け、マイクロクエーサーLS I +61° 303の観測を行った。図4.1は188cm望遠鏡のカセグレン焦点に取り付けたHBS装置の様子である。観測は図4.2のDiaphragm Turretにおいて二つ穴0.2mm(1.2"に対応する幅)スリットを使用し、半波長板位置角を0,22.5,45,67.5度にそれぞれ設定した4フレーム(1フレームの積分時間300秒)を1セット(オーバーヘッドタイムも含めて約25分)とする通常の偏光観測モードで行った。夜の空の明るさを差し引くために、Diaphragm Turretの二つ穴の片方に観測天体LS I +61° 303を、もう片方にスカイをいれた。観測波長域および波長分解能はそれぞれ4000-9000Å、~60Åである。第一期観測では一晩あたりの偏光測定精度~0.15%、第二期観測は~0.023%を達成した(計算は、Massey et al. (1988)の光子統計に基づいている)。偏光観測での精度は~0.1%以下が要求されており、今回の第一期観測では要求される精度下限と同等の、第二期観測はそれを十分満たした観測であるといえる。第二期観測の偏光測定精度が良い理由は、一晩において天体を観測できる時間が約4倍に長かったので、SNが非常によいデータが得られたからである。観測天体の高度が~30°以下で、空の条件が悪く、目標としている天体の観測が行えないと判断したときには、データ校正に必要な無偏光標準星、強偏光標準星、消偏光標準星の校正観測を毎夜1-2時間程度行なった。そのほかスペクトルの歪み補正や昼スカイフラットの校正観測は、我々広島大学のメンバーの他に東京大学木曾観測所の磯貝氏、東北大学理学部の長氏と鈴木氏にも協力していただいた。それぞれの観測期における観測ログを表4.1と表4.2にまとめている。

<sup>1</sup>岡山プログラム小委員会の選考において採択された。その際のレフェリーによる科学的価値の評価点は、両提案書とも最高峰の点数であった。

表 4.1: 2005 年 1 月の観測ログ

観測天体 (赤経、赤緯)	JST	JD-2400000	総露光時間 (s)
LS I +61° 303 (02 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> 31 <sup>s</sup> , +61°13'45")	2005/1/20	53391.00( $\Phi=0.330$ )	300×32
	2005/1/21	53391.96( $\Phi=0.366$ )	300×36
	2005/1/28	53399.00( $\Phi=0.632$ )	300×44
強偏光標準星 (HBS original name) <sup>a</sup>			
9(PX) Gem (S10203) (06 <sup>h</sup> 16 <sup>m</sup> 58 <sup>s</sup> , +59°56'25")	2005/1/20	53391.19	60×24
HD 25443 (S10003) (04 <sup>h</sup> 06 <sup>m</sup> 08 <sup>s</sup> , +62°06'07")	2005/1/29	53400.15	100×4
無偏光標準星 (HBS original name)			
HD 71148 (U10827) (08 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup> 37 <sup>s</sup> , +45°39'14")	2005/1/20	53391.25	90×24
	2005/1/29	53400.21	100×48
	2005/1/30	53401.21	100×48
HD 154345 (U00221) (17 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup> 36 <sup>s</sup> , +47°04'54")	2005/1/20	53391.33	120×24
HD 144579 (U00220) (16 <sup>h</sup> 04 <sup>m</sup> 03 <sup>s</sup> , +39°09'23")	2005/1/21	53392.36	30×32
HD 65583 (U00209) (08 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> 32 <sup>s</sup> , +29°12'44")	2005/1/28	53399.19	30×36
グランテーラプリズム使用 (無偏光標準星の光を完全偏光化)			
G00215	2005/1/21	53392.27	6×36
G10827	2005/1/21	53392.31	50×36
測光標準星			
HR 4468 (11 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> , +09°48'08")	2005/1/30	53401.17	5×3
HR 4963 (13 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 57 <sup>s</sup> , -05°32'20")			5×3
HR 3454 (08 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> 13 <sup>s</sup> , +03°23'55")			5×3

<sup>a</sup>:HBS グループでは、観測の利便性を考慮して標準星は通称で呼んでいる。



表 4.2: 2005 年 10-11 月の観測ログ

観測天体	JST	JD	総露光時間
LS I +61° 303	2005/10/26	53669.31( $\Phi=0.834$ )	300×12
	2005/10/27	53671.12( $\Phi=0.902$ )	300×64
	2005/10/30	53672.12( $\Phi=0.940$ )	300×68
	2005/11/6	53681.19( $\Phi=0.282$ )	300×40
	2005/11/7	53682.12( $\Phi=0.317$ )	300×68
	2005/11/8	53683.08( $\Phi=0.353$ )	300×56
	2005/11/10	53685.04( $\Phi=0.427$ )	300×60
強偏光標準星			
$\phi$ Cas(S10001) (01 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 04 <sup>s</sup> ,+58°13'54")	2005/10/30	53673.98	40×24
	2005/11/8	53682.88	20×24
無偏光標準星			
HD 21447(U00101) (03 <sup>h</sup> 33 <sup>m</sup> 15 <sup>s</sup> ,−24°10'40")	2005/10/27	53671.32	30×36
	2005/10/30	53674.33	30×24
	2005/11/6	53681.31	30×20
	2005/11/7	53682.29	30×20
	2005/11/8	53683.23	30×20
$\eta$ Cap(U00226) (20 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> 17 <sup>s</sup> ,+61°50'20")	2005/10/27	53670.92	7×32
$\iota$ Peg(U00227) (22 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 01 <sup>s</sup> ,+25°20'42")	2005/11/8	53682.91	10×28
	2005/11/10	53684.88	15×24
グランテーラープリズム使用			
G00101	2005/10/29	53673.34	50× 20
G00101	2005/11/7	53682.31	40×16
G00226	2005/10/30	53673.93	15×32
G00227	2005/11/10	53684.89	20×16
測光標準星			
HR 1544 (04 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 37 <sup>s</sup> ,+08°54'01")	2005/10/30	53674.36	20×1
HR 3454 (08 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> 13 <sup>s</sup> ,+03°23'55")			20×1
HR 4468 (11 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> ,+09°48'08")			20×1

## HBS とは

HBSは低分散偏光分光測光装置の通称であり、図4.2のように、上から順に較正系、偏光解析系、分光器、受光部からなっている。このうち通常の観測において、光に作用を施す部分は、偏光解析系と分光器である。望遠鏡の焦点面におかれたダイヤフラムを通過し、偏光解析系に入った光は、まずレンズで平行光にされ、22.5度ずつ回転する半波長板を通過した後、ウォラストンプリズムで常光と異常光に分けられる。その後、ウォラストンプリズムの主軸にたいして45度回転した方向に光学軸をあわせた1/4波長板を通過し、常光と異常光ともに円偏光に近い楕円偏光に変換される。再びレンズで収束光となり、焦点を結んで分光器に入る。分光器の中では、45度鏡、コリメータ(反射鏡)、グレーティング、カメラレンズの順に通過または反射して、受光部に常光と異常光それぞれのスペクトルを結ぶ。ここで常光および異常光とは、電場ベクトルの振動の向きが90度違う光のことである。つまり常光と異常光とは偏光方位角が90度違っている。図4.3には今回の観測に使用した二つ穴ダイヤフラムに、過去にとられた昼スカイスペクトルをのせており、表4.3にはHBSの諸元を記している。

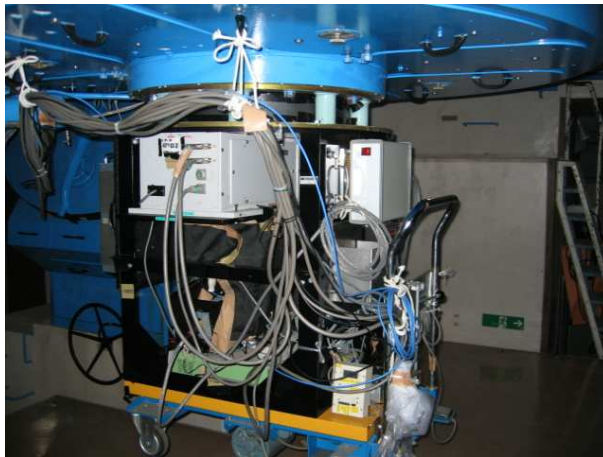


図 4.1: 岡山 188cm 望遠鏡に取り付けた HBS  
<http://coalsack.astr.tohoku.ac.jp/hbs/pics/>

## 4.2 データリダクション

データリダクションはHBSREDと呼ばれるソフトウェアを用いて行った。このソフトウェアはHBSの標準的な観測モードで得られたデータを、合理的かつ半自動的にリダクションできるように開発されたものである。リダクションは大きく

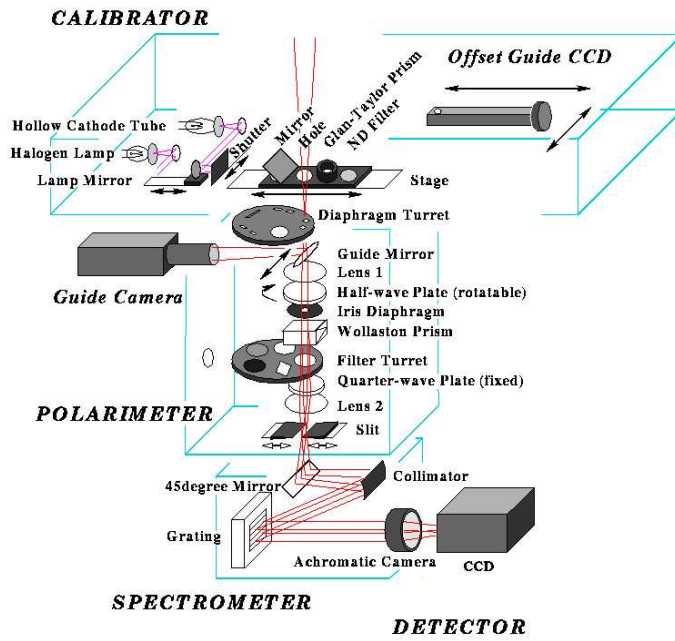


図 4.2: HBS の模式図

<http://coalsack.astr.tohoku.ac.jp/hbs/pics/>

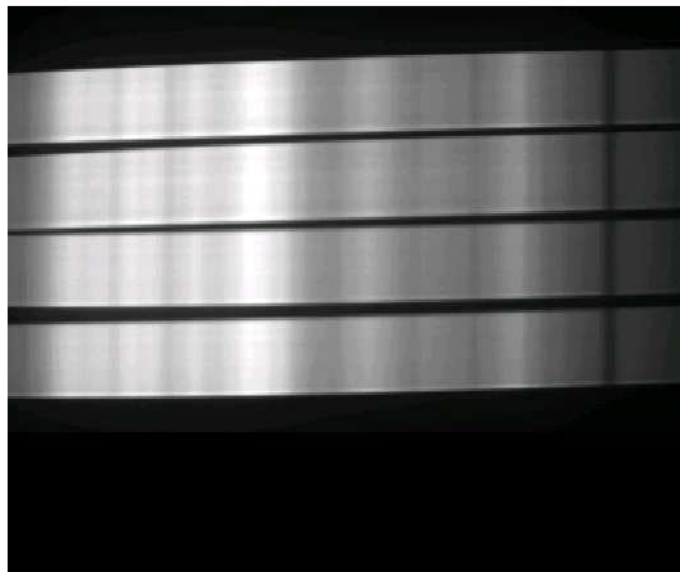


図 4.3: HBS でとった昼スカイ. 一般的な観測の場合、上から常光線、異常光線、常光線、異常光線である。[67]

表 4.3: HBS の諸元

観測波長域	3600-9000Å
観測分解能	~ 60Å (Andor CCD+0.2mm スリット使用時)
分散素子	300 本/mm グレーティング
CCD カメラ	Andor 社製 DU440-BV(2048×512 pix)
リニアリティ保証範囲 (ADU)	0-62000 (±0.3% 読みだし速度 16μ s/pix 使用時)
gain	0.50±0.01(ADU/e <sup>-</sup> )
読みだしノイズ	2.84±0.10(e <sup>-</sup> )

分けて CCD を用いた多くの観測で処理を行う一次整約部と、偏光観測に特有の較正を行う較正部に分けられる。この較正部では、データのグルーピング、ダークやバイアスの差引、トリミング、ピクセル感度むら補正、画像変換、フラットニング、スカイ差引、波長較正、ビンニングなどが行われる。

### データのグルーピング

データグルーピングとは観測日ごとの、同じ天体、積分時間、ダイヤフラムのフレーム同士を、各フレームのヘッダー情報を参照しながら行うことである。一つのグループ内のデータは通常、天体フレーム、ダークフレーム、バイアスフレームから成る。同じグループ内の天体のデータは、S/N を稼ぐために平均化される。(cryolist.dat や object.lst にある修正を加えることで、1 日以内で短時間変動するような天体や 1 日以内の変動を見たい天体の場合でも対処可能である。)

### ダークの平均化と差し引き

”ダーク”とは、検出器の熱ノイズのことである。図 4.2 の stage の位置を通常の天体観測では Hole にしておくが、ダークを測定するときは天体の光が入らないように Mirror にして測定する。そのダークの平均化とは、ダークの S/N をあげつつ各フレームにランダムに入射して来ている宇宙線を除去するために行う操作である。次にダークの差し引きとは、平均化されたダークフレームの中から積分時間が同じものを天体のデータから差し引くことである。また、ダークフレームのカウントが 5000ADU を越えるホットピクセルについて、天体フレームの同じピクセルデータを、その周りのピクセルから内挿する補正を行う。さらに、バイアスレベルの短時間変動の補正も行っている。

### トリミング

CCD 上で光がきていない部分をカットする操作である。光が来ない領域は、これ以降の計算に対して、時間的にもディスクの空き容量に関しても無駄なので、

カットしておいた方が効率が良い。

## ピクセル感度むら補正

CCDのピクセルにはそれぞれ個性があり、この感度むらもその内の一つである。この感度むらは、あらかじめ用意したフラットニングフィールドフレーム(後述)で割ることにより補正する。また、中には異常な特性を初めから持ったピクセルもある。このようなピクセルはあらかじめ登録されているので、周りのピクセルのカウントから内挿するという方法を用いて補正している。

## 画像変換

画像変換とは、得られた画像のX軸とY軸がそれぞれ波長分散方向とスリット長方向と完全に対応するように、また、常光と異常光に分けられた二つの像の各位置(x,y)が、1対1に対応するように全カウントを保持しつつ、画像をスケールリングすることである。これにより、常光と異常光の二つの像が歪みなく、位置においてほぼ完全に重なるようになる。現実の光学系において常光と異常光との拡大率や歪みの性質が、波長やスリット上の位置によって異なるので、点源のデータと、空間的に広がった天体のデータとのスペクトルの1次元化における系統差が生じてしまう。そこでこのような画像変換を行うことで、その差を減らしている。

## フラットニングとスカイ差し引き

フラットニングには、スカイ成分を差し引くために、ターゲット穴とスカイ穴とのダイヤフラム形の違いを補正するフラットと、ダイヤフラム内でのスリット長方向のケラレを補正するためのフラットの2種類がある。ここで“スカイ”とは、星以外の空の明るさである。

バックグラウンド成分であるスカイを差し引く際には、2種類のフラットの内、前者のフラットを用いて画像を割り算し、ターゲット穴のスペクトルから、対応するスカイ穴のスペクトルを差し引く。その後、再度さきほどのフラットを掛け戻すことによって、スカイ成分を差し引いた状態での生のカウントを再現しておく。

## 波長較正

個々の観測フレームにおいては望遠鏡の星自動追尾の駆動誤差によって、星の位置が中央からずれる場合があり、波長に誤差が生じる。ここで言う波長較正とは、それを補正するプロセスである。通常の波長較正は、画像変換の際に同時に行われている。その方法は、各フレームごとにスペクトルの位置をあわせること

で行われる。つまり、一枚目に撮った常光と異常光とを足したスペクトルの中の波長が分かっている輝線あるいは吸収線を用いる。その後、同じグループのスペクトル分布同士で自動的に相関をとることにより、各画像において波長のシフト量を決定し補正する。

## ビンニング

二つ穴ダイアフラムを用いた観測の場合、実質的な波長分解能はシーイングサイズで決まるため、波長方向にわたり適当なピクセル幅でビンニングしてS/N比を稼ぐ。ビンニングでは、電子数統計誤差が一定になるように波長が短い方から可変幅でビンニングするモードの他に、積分指定したXピクセルの範囲のカウントを足すモードや、走査平均などがある。HBSREDにおいてはさらに別の方法として、あらかじめどのようにビンニングするかテーブルを作っておいて、複雑なビンニングモードを指定することもできる。

今回のリダクションにおいて行ったビンニングは、三種である。

1. flux - ビンニングなし
2. 偏光データ - 電子数統計誤差 0.02%ビンニング
3. H $\alpha$  輝線 - 固定波長幅 150Å ビンニング

## 4.3 偏光キャリブレーション

この処理では、ストークスパラメータの導出や、複数同データの平均化が行われるとともに、座標系の変換(器械系→赤道座標系)が行われる。ここで、偏光とストークスパラメータについて説明する。

### 偏光とストークスパラメータ

ストークスパラメータの説明をする前に、偏光について簡単に説明しておく。一般に電磁波を記述するためには3つのパラメータ(X方向とY方向の電場  $E$  の振幅  $\epsilon_x, \epsilon_y$  とそれらの位相差  $\delta$ ) が必要である。周波数が  $\nu$  の電磁波に対しては以下のように表される。

$$\begin{aligned} E_x &= \epsilon_x(t) \cos 2\pi\nu t \\ E_y &= \epsilon_y(t) \cos 2(\pi\nu t + \delta) \end{aligned} \quad (4.1)$$

ここで、 $\epsilon_x, \epsilon_y$  が等しく、位相  $\delta$  が  $\pm 90^\circ$  ずれている時は、図 4.4(a),(b) のように電場の振動面が回転しながら伝搬して行く円偏光となる。また  $\epsilon_x, \epsilon_x$  のいずれかが0

あるいは振幅が等しく、位相差が $0^\circ$ または $180^\circ$ である場合は図 4.4 の (c) のように一つの平面内で振動しながら伝搬する直線偏光となる。一般的には、式 (4.1) は図 4.4 の (d) のような楕円偏光となる。

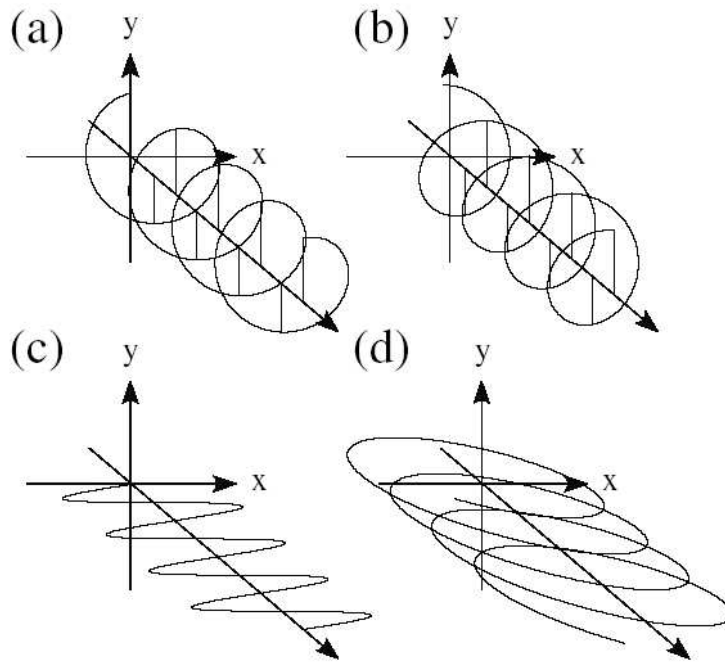


図 4.4: 偏光の種類 [68]

しかし、電磁波の振幅や位相差を一つ一つの光子について直接観測する方法は、不可能であるし、現実の電磁波を式 (4.1) の無数の和で表すのも非現実的なため、それに代わる方法が必要となる。偏光観測において一般的に用いられる方法は、以下で説明するストークスパラメータを用いる方法である。ストークスパラメータは1852年ジョージ・ストークスによって導入された4つのパラメータセット (I, Q, U, V) である。式 (4.1) で表された偏光特性をストークスパラメータを用いて記述すると以下の式 (4.2) のようになる。

$$\begin{aligned}
 I &= \langle \epsilon_x^2 \rangle + \langle \epsilon_y^2 \rangle \\
 Q &= \langle \epsilon_x^2 \rangle - \langle \epsilon_y^2 \rangle \\
 U &= 2 \langle \epsilon_x \epsilon_y \cos \delta \rangle \\
 V &= 2 \langle \epsilon_x \epsilon_y \sin \delta \rangle
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

ここで、ブラケットは時間平均を表している。この4つのパラメータは、Iは光の総強度を、QとUは直線偏光成分を、Vは円偏光成分を表し、Iは常に正の値をとるが、Q、U、Vは負の値になるときもある。ストークスパラメータが用いられる最大の理由は、それらが全て光の強度の次元を持つため測定がしやすく、§ 6

でも述べるように、独立な偏光に対してベクトル的に計算できるので扱いが非常に楽だからである。偏光特性を直感的に理解するには、ストークスパラメータを式変形した偏光度と偏光方位角を用いるほうがよい。それぞれをストークスパラメータを用いて記述すると式 (4.3) のようになる。

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \\
 m_v &= \frac{|V|}{I} \\
 m_t &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \\
 \theta &= \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{U}{Q} \right)
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

ここで、 $P$  は直線偏光度、 $m_v$  は円偏光度、 $m_t$  は総偏光度であり、 $\theta$  は直線偏光の偏光方位角である。本観測は、直線偏光観測なのでこれ以降円偏光成分の  $V$  には触れない ( $V = 0$ ) ことにする。よって  $P = m_t$  となり、以降は  $P$  を単に偏光度と呼んでいくことにする。式 (4.3) の  $\theta$  を求める際には、よく間違うので注意が必要である。原因は  $Q$  と  $U$  は符号を持っており、 $\theta$  のとり得る範囲が  $0 \leq \theta \leq \pi$  だからである。つまり、横軸  $Q$ 、縦軸  $U$  で観測値をプロットした際に、そのプロット点が第一象限にある場合は、式 (4.3) のように計算すればよいが、第二第三象限の場合は、式 (4.3) で得られた値に  $+90^\circ$  が必要であり、第四象限では、 $+180^\circ$  が必要である。

### ストークスパラメータの導出

まず、理想的なウォラストンプリズムで常光と異常光 (両者は偏光方位角が  $90$  度違う) に分けられた二つの直線偏光した単色光線  $I_o(\phi), I_e(\phi)$  ( $\phi$  は半波長板の位置角) が CCD 上に照射された場合を考える。ここで、理想的というのは常光と異常光が完全に分けられ、しかも減衰もしないということを指し、CCD 面上の常光線は、ウォラストンプリズムに入射する直前の直線偏光のある振動面の成分と、異常光線はそれと垂直な面内の振動成分と、完全に一致するものとするということである。

$\phi$  の原点を適当にとった場合、この単色光の真のストークスパラメータ値  $I, Q, U$  は、次のように表される。

$$\frac{Q}{I} = \frac{I_o(0) - I_e(0)}{I_o(0) + I_e(0)} \tag{4.4}$$

$$\frac{U}{I} = \frac{I_o(45) - I_e(45)}{I_o(45) + I_e(45)} \tag{4.5}$$



また、偏光度  $P$  と偏光方位角  $\theta$  は次のように与えられる。

$$P = \sqrt{\left(\frac{Q}{I}\right)^2 + \left(\frac{U}{I}\right)^2} \quad (4.6)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \quad (4.7)$$

しかし、実際の観測ではこのような理想的な状況は起こり得ない。実際に CCD によって得られる光量の情報は、光学系の不完全性により理想的な値からずれが生じてくる。実際に得られる光量を  $I'_o, I'_e$  とすると、それらは元の  $I_o$  と  $I_e$  と次のような関係にある。

$$I'_o = k_o \xi I_o \quad (4.8)$$

$$I'_e = k_e \xi I_e \quad (4.9)$$

ここで、 $k_o$  や  $k_e$  は全光学系を通過したあとの常光と異常光それぞれの補正係数で、 $\xi$  は天気やスリット幅が原因となる補正係数を表したものである。このうち  $\xi$  は常光と異常光に同じ係数としてかかることがわかっている。観測から得られる  $I'_o$  や  $I'_e$  からストークスパラメータを求めるには、 $k$  や  $\xi$  を消去して全光学系を通過する前の光の強度に直さなくてはならない。全光学系を通過して来た後の光の強度は以下の式で書き表される。なお  $\phi$  は半波長板の位置角である。

$$\begin{aligned} I'_o(\phi) &= \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + \frac{Q_0}{I_0} \cos 4(\phi) + \frac{U_0}{I_0} \sin 4(\phi) \right\} k_o \xi \\ I'_e(\phi) &= \frac{I_0}{2} \left\{ 1 - \frac{Q_0}{I_0} \cos 4(\phi) - \frac{U_0}{I_0} \sin 4(\phi) \right\} k_e \xi \end{aligned} \quad (4.10)$$

ここで、式 (4.10) の  $I_0, Q_0, U_0$  は光学系に入る前のストークスパラメータである。これらの式を連立させて解くと、 $Q_0/I_0, U_0/I_0$  を導出することができる。その解を式 (4.12) に示す。

$$\begin{aligned} a_1 &= \sqrt{\frac{I'_e(0^\circ)}{I'_o(0^\circ)} \times \frac{I'_o(45^\circ)}{I'_e(45^\circ)}} \\ a_2 &= \sqrt{\frac{I'_e(22.5^\circ)}{I'_o(22.5^\circ)} \times \frac{I'_o(67.5^\circ)}{I'_e(67.5^\circ)}} \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} q'_i &= \left(\frac{Q}{I}\right)'_i = \frac{1.0 - a_1}{1.0 + a_1} \\ u'_i &= \left(\frac{U}{I}\right)'_i = \frac{1.0 - a_2}{1.0 + a_2} \end{aligned} \quad (4.12)$$

式(4.12)中の添字の『i』は器械系のストークスパラメータであることを示している。このようにしてストークスパラメータを導出する方法を、通常観測モードと呼んでいる。このモードは、ある波長板の位置角における常光と異常光との光量の比を使うことで、天候が安定しない夜やスリットを用いた観測など、光量変動がある場合でも安定してストークスパラメータを求められるモードである。また、光量Iについて計算したものが次式となる。

$$I_0 = I'_e(0^\circ) + I'_o(0^\circ) \times \kappa \quad (4.13)$$

ここで、 $\kappa = k_e/k_o$ は、無偏光標準星を利用した観測で、あらかじめ求めておいた量である。このようにして器械系のストークスパラメータを導出することがわかった。さて、今までは器械系の座標中で根拠のない原点を用いてストークスパラメータを導出していたので、次はその器械系座標から赤道座標系(天球座標)へと変換する必要がある。その変換は、無偏光標準星(UP)と強偏光標準星(SP)の較正観測およびグランテーラプリズム(GT)を用いた較正観測によって行う。グランテーラプリズムとは、完全直線偏光を実現するプリズムのことである。図4.2のstageをGlan-Taylor Prismにセットして無偏光標準星を観測することで、器械系による消偏光を測定するのが目的である。

## 偏光度の補正

- UP データによる原点補正

$$\begin{aligned} q(\lambda) &= q_i(\lambda) - q_i^{UP}(\lambda) \\ u(\lambda) &= u_i(\lambda) - u_i^{UP}(\lambda) \end{aligned}$$

$q_i^{UP}$  と  $u_i^{UP}$  は UP の器械系におけるストークスパラメータを表している。光学系を通すと q と u の原点がずれてしまう。このため、偏光していない、つまり  $q_0=u_0=0$  であることがあらかじめ分かっている星を観測することで補正を施す。

- GT 挿入による消偏光補正

$$P(\lambda) = \sqrt{q(\lambda)^2 + u(\lambda)^2} / P^{GT}(\lambda)$$

$P^{GT}$  はグランテーラプリズムを通したときに得られた偏光度である。たとえ光を光学系に入る前に100%に偏光させたとしても、光学系内部で反射や吸収を受けてその偏光は100%でなくなってしまうため、この補正が必要となる。

## 偏光方位角の補正

- GT挿入による半波長板光学等価軸の波長依存性  
半波長板の光学等価軸の方位角  $\phi$  は、4000-9000Å において  $\pm 3.5^\circ \sim 0.06rad$  範囲で波長依存性を持っているため、測定される偏光方位角  $\theta_i$  は、入射光の偏光方位角が回転をうけた値になっている。このことは、式 (4.10) からわかる。この補正を行うため入射時の偏光方位角が波長によらない GT のデータを用いる必要がある。

$$\theta''(\lambda) = \theta_i(\lambda) - \theta_i^{GT}(\lambda)$$

- SP データによる天球上の偏光方位角との補正

$$\theta(\lambda) = \theta''(\lambda) + |\theta''^{SP} - \theta_{int}^{SP}|$$

SP はすでに天球上での偏光方位角が分かっているので、上のような補正を施すと観測天体の天球上における偏光方位角がきまる。

# 第5章 観測結果

## 5.1 第一期観測の結果

第一期観測期間中(2005/1/20-22,28-30)で天候に恵まれた日は21日、28日の二日間だけであった。図5.1は、赤が1月21日、黄緑が1月28日の偏光度の波長分布である。まず偏光度について分かることは、明らかに波長依存性があることと、ごくわずかに時間変動が見てとれるということである (§5.4 参照)。だが、第二期観測で得られたような  $H\alpha$  付近での明らかな偏光度の振舞いの相異(消偏光)(§5.2 参照)は見つからなかった。次に図5.2は偏光方位角の波長分布で、色の違いは図5.1と同様である。偏光方位角は、星間空間を伝わってくる間に可視全域にわたる緩やかな変化( $\sim 2^\circ$ )があることが言われている (Serkowski et al. 1975)。しかし、観測された偏光方位角にはそれ以上の有意な変化がある。

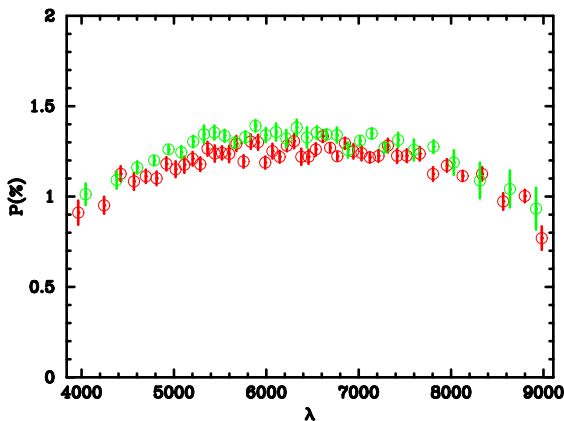


図 5.1: 観測された偏光度. 横軸:波長  $\lambda(\text{\AA})$ , 縦軸:偏光度  $P(\%)$ 。赤:21日 ( $\Phi=0.366$ ), 黄緑:28日 ( $\Phi=0.632$ )

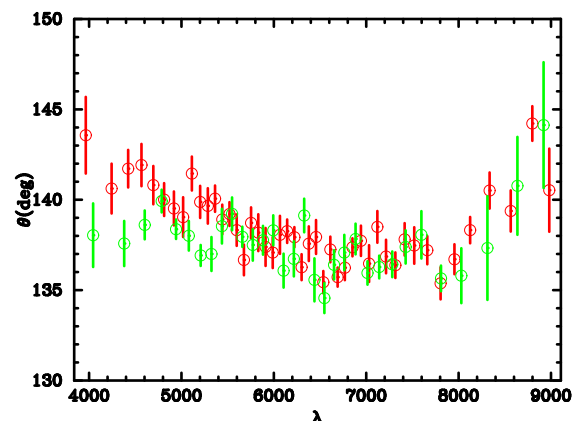


図 5.2: 観測された偏光方位角. 横軸:同左図、縦軸:偏光方位角  $\theta(\text{deg})$ 。色の違いは同左

## 5.2 第二期観測の結果

第二期観測期間中(2005/10/26-30,11/6-10)で天候に恵まれた日は、10月27日、30日、11月6日、7日、8日、10日であった。第二期観測は計6点のデータがあり、全てを同じ図にまとめると見にくくなるので、10月と11月の結果を分けて図

にすることにする。図 5.3 と図 5.5 は、それぞれ 10 月と 11 月における偏光度の波長分布である。偏光方位角も同様に図 5.4 と図 5.6 に示す。なお図 5.3 から図 5.6 の色の違いは、図の脚注に示した通りである。まず図 5.3 と図 5.5 には、 $H\alpha$  付近つまり  $\lambda \sim 6560\text{\AA}$  において、どのデータも観測で得られた偏光度の振舞いが異なっていることが分かる。図 5.7 はその異なっている様子を拡大して、分かりやすくしたものである。この偏光度の振舞いの相異は、 $H\alpha$  輝線が元来無偏光であることに起因している (詳しくは § 6.1)。次に偏光方位角については、第一期観測と同様に有意な波長依存性があると言える。両時期の偏光方位角の波長依存性から、星間偏光以外の偏光が示唆される。また図 5.3 では、波長域全体でわずかな時間変動が見られる (§ 5.4 参照)。

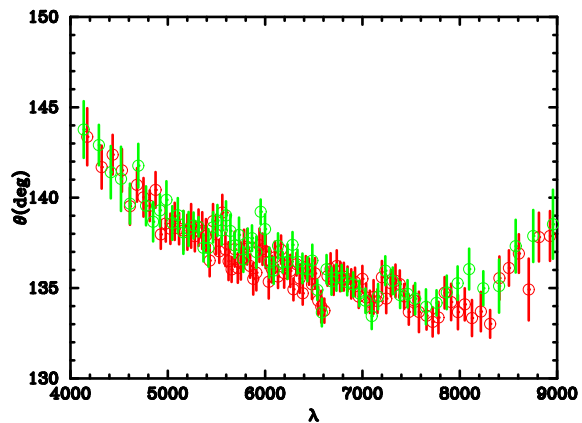
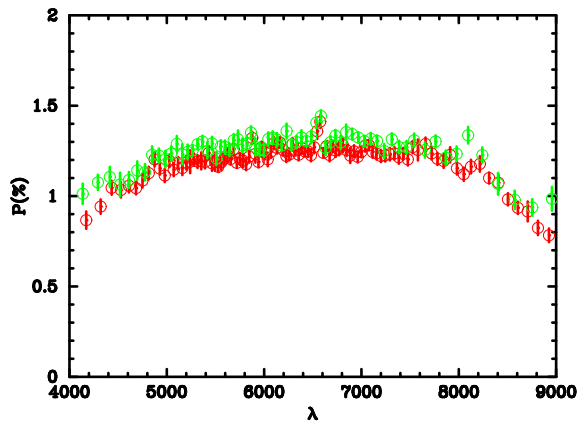


図 5.3: 10 月に観測された偏光度. 横軸: 波長  $\lambda(\text{\AA})$ 、縦軸: 偏光度  $P(\%)$ 。赤: 27 日 ( $\Phi=0.902$ ), 黄緑: 30 日 ( $\Phi=0.940$ )

図 5.4: 10 月に観測された偏光方位角. 横軸: 同左図、縦軸: 偏光方位角  $\theta(\text{deg})$ 。色の違いは同左

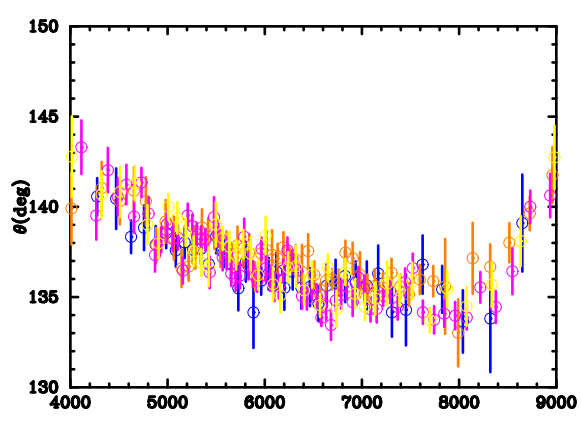
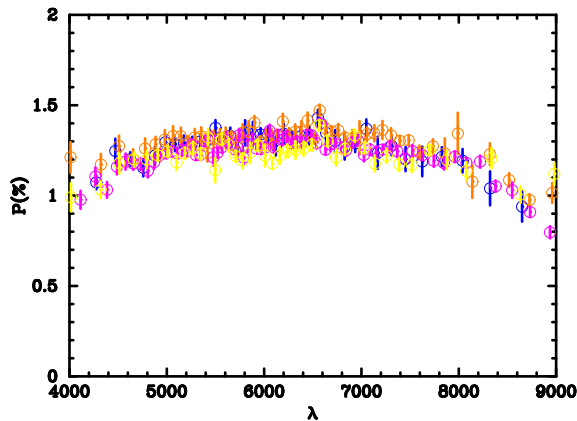


図 5.5: 11 月に観測された偏光度

図 5.6: 11 月に観測された偏光方位角

青: 6 日 ( $\Phi=0.282$ ), 桃色: 7 日 ( $\Phi=0.317$ ), 黄色: 8 日 ( $\Phi=0.353$ ), 橙色: 10 日 ( $\Phi=0.427$ )

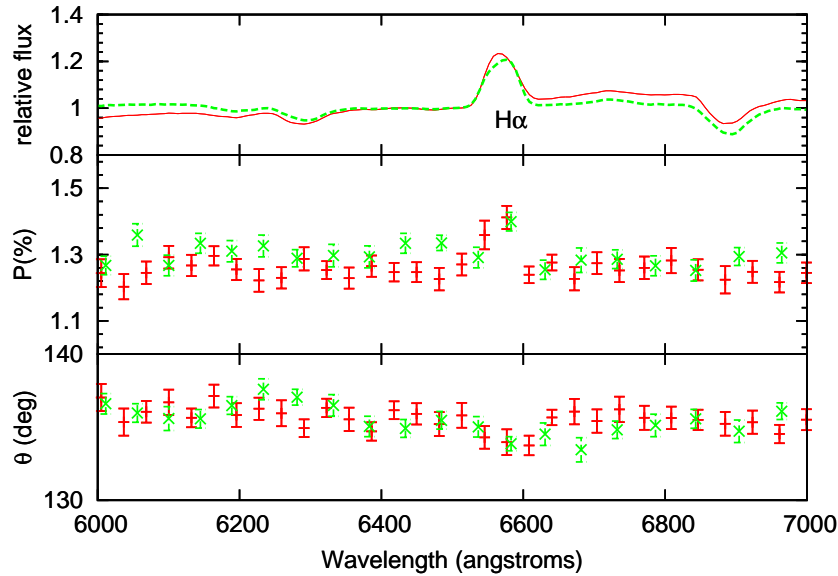


図 5.7:  $H\alpha$  輝線付近の拡大図. 上:6500Å の光の強度を 1 とした relative flux 中:偏光度 P(%) 下:偏光方位角 (deg)

### 5.3 $H\alpha$ 輝線の変化

本節では、観測天体 LS I +61° 303 の第一期観測と第二期観測における天体の活動性について調べるために、スペクトル中の  $H\alpha$  輝線の等価幅 (EW) を求め、それが軌道位相と相関していないかを議論する。なお、他者による第一期観測および第二期観測時期のこの天体の可視域での活動性はほとんどないことが報告されている。(例えば AAVSO)。輝線の等価幅とは、連続光 1Å あたりの flux に対する輝線の全 flux の比であり、輝線の強度を表すものである。 $H\alpha$  輝線の発光源は、相手の星である Be 星の equatorial disk から主に輻射されるので、もし EW が軌道位相と相関しているのであれば、Be 星に軌道位相依存性による何らかの脈動あるいは活動性があることを示している。その他の発光源としては、Be 星の equatorial disk および Be 星を包み込むようにして分布している領域 (envelope) が考えられる。以下の表 5.1 に今回観測から得られた EW の結果を示し、図 5.8 には過去のこの天体における  $H\alpha$  輝線の EW の結果 (Paredes et al. 1994, Zamanov et al. 1999, Liu et al. 2000) と比較した図をのせる。これらからわかるように、観測期間中の EW は軌道位相によらず一定であり、観測期間中の  $H\alpha$  輝線強度は小さいことから、equatorial disk は比較的小さかったと考えられる。以上のことから観測天体は静穏期だったと推察できる。次にのせている図 5.9 の横軸は、1584 日 (~4 年) を周期 (Gregory et al. 1999) として位相に直したものである。Paredes らや Zamanov

らの結果だけだと、 $\sim 4.6\text{yr}$ の周期を持っていると言えなくもないが、今回得たEWはそれを指示する結果にはなっていない。 $\sim 4.6\text{yr}$ 周期の確立には、更なる観測が必要だと言える。

表 5.1:  $\text{H}\alpha$  の等価幅 (EW)

観測日 ( $\Phi$ )	EW( $\text{\AA}$ )	$\Delta\text{EW}(\text{\AA})$
1月21日 (0.366)	7.98	0.09
1月28日 (0.632)	9.89	0.15
10月27日 (0.902)	9.61	0.09
10月30日 (0.940)	9.15	0.11
11月6日 (0.282)	9.30	0.11
11月7日 (0.317)	10.10	0.11
11月8日 (0.353)	10.11	0.11
11月10日 (0.427)	9.49	0.13

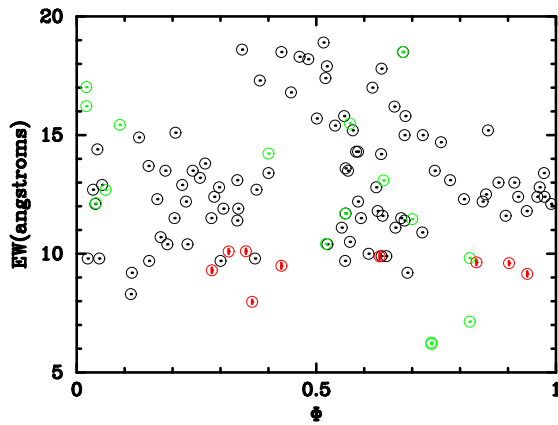


図 5.8: LS I +61° 303 の EW の軌道位相変化. 黒:Zamanov et al.(1999) 黄緑:Paredes et al.(1994) 赤:今回の結果

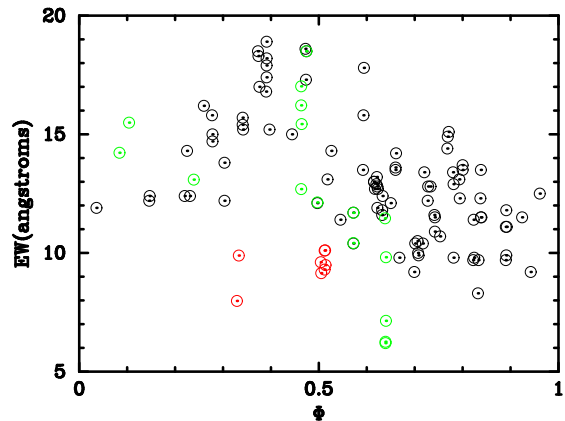


図 5.9: LS I +61° 303 の EW の周期を  $\sim 4$  年とした時の変化. 色の違いは図 5.8 と同様である。黒や黄緑は  $\sim 4$  年の周期を持っていると言えなくもないが、今回観測で得られた結果を考慮するとそうと言いきれない。これについては今後の更なる観測が必要である。

## 5.4 時間変動と系統誤差

1月と10月の観測で得られた偏光度には、観測波長域全体にわたって時間変動らしきものが見られる。しかし無偏光標準星の観測結果から判断すると、その時間変動は器械系の系統誤差によるものであると考えられる。無偏光標準星とは偏光が無視できるくらい小さい星なので、理想的な器械系を通った場合はストークスQ,Uの値は0になる。しかし、現実では必ず器械系によるランダムな偏光が付加される。無偏光標準星において観測で受かっているストークスパラメータの値は器械偏光とみなされ、その値の時間変動つまり標準偏差 $\sigma$ は器械系の系統誤差であるとしてよい。以下の表5.2(左)は第一期観測時期に(右)は第二期観測時期にとった全ての無偏光標準星の標準偏差の平均値であり、表5.3は1月21日と28日および10月27日と30日におけるLS I +61°303のストークスQUの値の差を表している。

表 5.2: 無偏光標準星の標準偏差

観測 band	$\sigma(Q_1)$	$\sigma(U_1)$	観測 band	$\sigma(Q_2)$	$\sigma(U_2)$
B	0.053	0.036	B	0.030	0.035
V	0.048	0.039	V	0.027	0.023
R	0.045	0.036	R	0.027	0.029
I	0.050	0.037	I	0.036	0.025

これら値は、1997年11月から98年4月にHBSを用いて多数の無偏光標準星を観測した時の系統誤差の値  $P \sim 0.05\%$  ( $Q=U \sim 0.035$ ) (Kawabata et al. 1999) と矛盾のない結果である。

表 5.3: ストークスQU

1月28日-21日			10月27日-30日		
band	$\Delta Q, \Delta Q/\sigma(Q_1)$	$\Delta U, \Delta U/\sigma(U_1)$	同左		
B	0.067, 2.4	0.076, 1.5	B	0.044, 1.5	0.076, 2.2
V	0.034, 1.8	0.110, 2.2	V	0.039, 1.4	0.057, 2.5
R	0.018, 1.0	0.063, 1.2	R	0.037, 1.4	0.056, 1.9
I	0.029, 1.2	0.037, 0.7	I	0.031, 0.9	0.058, 2.3

U-bandにおける観測器の感度が非常に悪く、観測日によってばらつくことが多いため、U-bandのデータは用いなかった。表5.3を見ると観測データの変動は大きくても $2.5\sigma$ であり、観測されている時間変動らしきものは、星固有の変化というよりは、系統誤差である。つまり図5.1や5.3に見られていた $\Delta P \sim 0.1\%$ の偏光度の変化は有意な時間変動であるとは言い難い。



## 第6章 考察

宇宙において観測される偏光の多くは、§2.3.3でも述べたように活動的な天体のシンクロトロン（サイクロトロン）輻射ないしは天体付近のガスや固体微粒子による散乱を起源としている。しかし、もう一つ大きく偏光に寄与するものがある。それは前章にも少し名前が出てきた、星間偏光である。星間偏光は、天体の光が星間物質によって散乱ないしは吸収されることにより生じる。偏光観測において観測された偏光度及び偏光方位角は、一般には天体固有偏光のそれと異なっている。図6.1は、天体固有偏光と星間偏光によって観測される偏光を模式的に描いたものである。図の横軸はストークスパラメータ  $Q$ 、縦軸はストークスパラメータ  $U$  であり、 $QU$  plane と称される。ストークスパラメータで表された偏光は、ベクトル的に加算可能であり、 $Q_{int} + Q_{ISM} = Q_{obs}$ 、 $U_{int} + U_{ISM} = U_{obs}$  とはなっても、単純に  $P_{int} + P_{ISM} = P_{obs}$  ( $P$ は偏光度) とはならない。場合によっては観測される偏光度が他のそれより小さくなることもある(図参照)。ただし、天体固有偏光と星間偏光の偏光方位角が等しいときは、 $P_{int} + P_{ISM} = P_{obs}$  が成り立つ。

この章では、観測された偏光から星間偏光を正しく見積もり、天体固有偏光を導出する。次に固有偏光から言える連星系のジオメトリについてモデルを介して議論する。

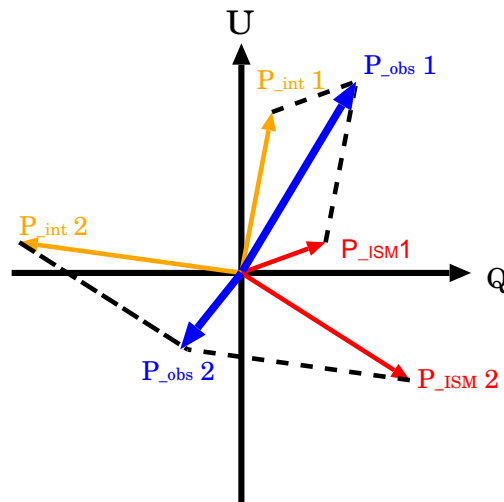


図 6.1: 観測される偏光の模式図

## 6.1 星間偏光の見積もり

この節では、観測された偏光から星間偏光を見積もる時に行ったアプローチを紹介する。アプローチの方法として大きく二つに分かれ、一つは、色超過 (Color excess) や観測された偏光度の波長依存性などから星間偏光以外の偏光があることを定性的に示すものであり (§ 6.1.1, § 6.1.2)、もう一つは、輝線成分の偏光から星間偏光成分を定量的に求めるものである (§ 6.2)。

### 6.1.1 Color excess を用いた考察

可視光の領域では、『カラー』という概念がある。カラーとは、可視光の各 band (U,B,V,R,I) の等級の引き算であり、必ず短い波長のバンドから長い波長のバンドの等級を差し引く。B-band と V-band の引き算である B-V はよく使われる。B-V を計算したとき、青い星であれば負数に赤い星であれば正数になる。最も赤い星だと +1 等級以上にもなる。次に、Color excess について述べる。光は星間空間を通ってくる間に星間物質によって吸収を受ける。その吸収量は波長依存性があり、波長が短い光程吸収されやすい性質を持っている。その結果、星間物質を通り抜けてきた光は相対的に長波長すなわち赤い光に偏る。これを星間赤化という。この赤化を表すパラメータが color excess で、観測されるカラーと天体固有のカラーの引き算であり、B-V の場合は  $E_{B-V}$  と一般的に表記される。恒星のスペクトル型が既知であれば  $(B - V)_{int}$  は、推定することができる (表 6.1 参照)。

$$E_{B-V} = (B - V)_{obs} - (B - V)_{int}$$

Serkowski (1975) によると可視域では、 $E_{B-V}$  と星間物質による偏光度  $P(V)_{ISM}$  には、以下のような関係にあることが経験的に示されている。この関係式は、星間物質による偏光度の上限を表すもので、その様子を図 6.2 に示す。図の中の直線は式 (6.1) の右辺である。

$$P(V)_{ISM} \leq 9.0 \times E_{B-V} \quad (6.1)$$

また、 $P(V)_{ISM}$  の平均値は  $P(V)_{ISM} \sim 4.5 \times E_{B-V}$  と表される (Serkowski 1975)。Paredes & Fiferas (1986) によると、LS I +61° 303 の  $E_{B-V} = 1.13$  と観測的に分かっており、これを用いると  $P(V)_{ISM} \leq 10.2\%$  となる。これに対して、図 5.1, 図 5.3, 図 5.5 より、 $P(V)_{obs} \sim 1.3\%$  であった。これは予想される  $P_{ISM}$  の最大値 10.2%、平均値 5.1% に比べて非常に小さい。このことは観測された偏光に、星間偏光以外の偏光がベクトルの的に付加されていることを示唆する。

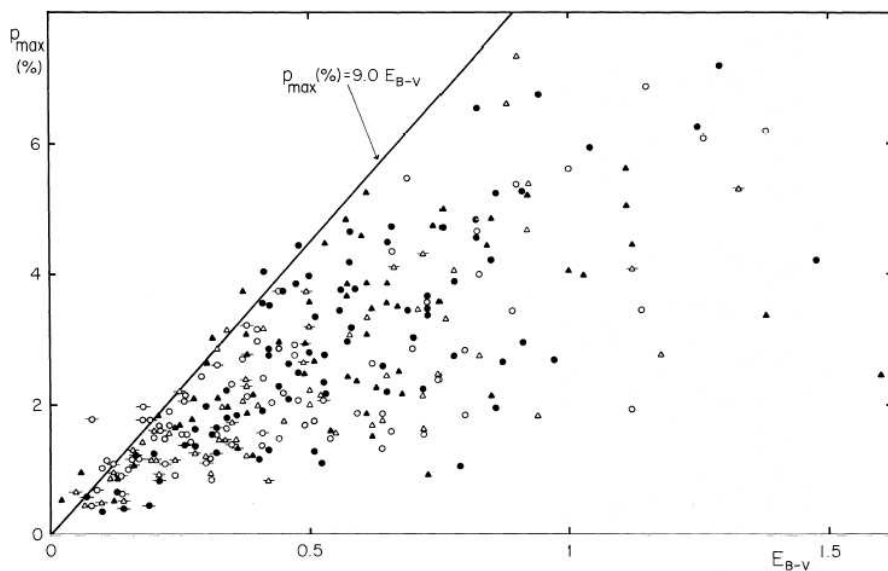


図 6.2: Color excess と最大星間偏光度の関係図 [52]

表 6.1: 恒星の物理的諸量 [70]

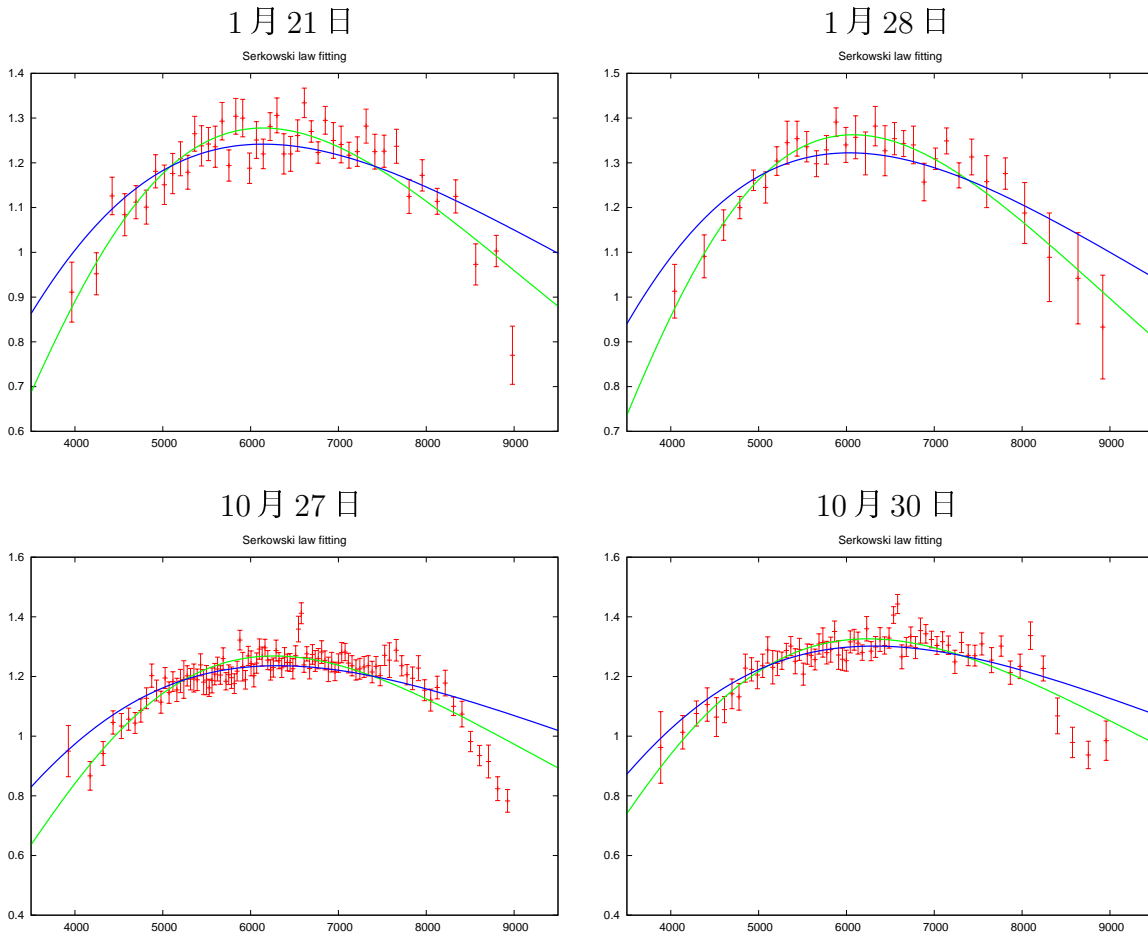
スペクトル型 主系列星	(B-V) 等	(U-B) 等	有効温度 K	輻射補正 等	質量 $M_{\odot}$	半径 $R_{\odot}$	絶対等級 等
O5	-0.30	-1.10	45000	-4.0	40	20	-5.5
B0	-0.30	-1.10	29000	-2.8	15	8.0	-4.0
B5	-0.16	-0.56	15000	-1.3	6.0	4.0	-1.0
A0	0.00	0.00	9600	-0.2	3.0	2.5	+0.5
A5	0.15	0.11	8300	0.0	2.0	1.7	1.8
F0	0.33	0.03	7200	0.0	1.7	1.4	2.4
F5	0.45	0.00	6600	0.0	1.3	1.2	3.2
G0	0.60	0.12	6000	-0.1	1.1	1.0	4.4
G5	0.68	0.23	5600	-0.1	0.9	0.9	5.1
K0	0.81	0.46	5300	-0.2	0.8	0.8	5.9
K5	1.15	1.10	4400	-0.6	0.7	0.7	7.2
M0	1.40	1.20	3900	-1.2	0.5	0.6	8.7
M5	1.60	1.20	3300	-2.4	0.2	0.3	12

## 6.1.2 Serkowski-law による fitting

§6.1.1 では星間偏光以外の偏光がありそうであると示唆した。ここではSerkowski が経験的に導き出した法則を用いて、それを強固なものにしていく。Serkowski(1975) により星間偏光の偏光度は以下の式でうまく表されることが知られている。

$$P(\lambda)_{ISM} = P_{max} \exp\left(-K \ln^2 \frac{\lambda_{max}}{\lambda}\right) \quad (6.2)$$

ここで  $P_{max}$ 、 $\lambda_{max}$  は星間偏光の波長依存性における最大偏光度とその波長である。また、 $K$  とはこの式において偏光度  $P$  の波長依存性の度合いを表すパラメータであり、 $K$  が小さいと偏光度の波長依存性が小さくなっていく。Serkowski(1975) は、比較的近傍の (数 10pc 内) 無偏光であることが期待される星 22 個を可視直線偏光分光観測して、得られた偏光度の波長分布に上式を仮定することで経験的に  $K=1.15$  とした。まず私は、全観測データを式 (6.2) で fitting した。それを図 6.3 にのせる。図の軸は図 5.1 などと同じで、図中の緑の曲線は式 (6.2) の  $K$  を free にして fitting したもの、青の曲線は  $K=1.15$ (Serkowski 1975) に固定している。緑の曲線の fitting 結果は表 6.2 にまとめている。この図と表から観測データの多くは  $K=1.15$  の Serkowski 曲線ではうまく表せず、大きめの  $K$  値であることが分かる。



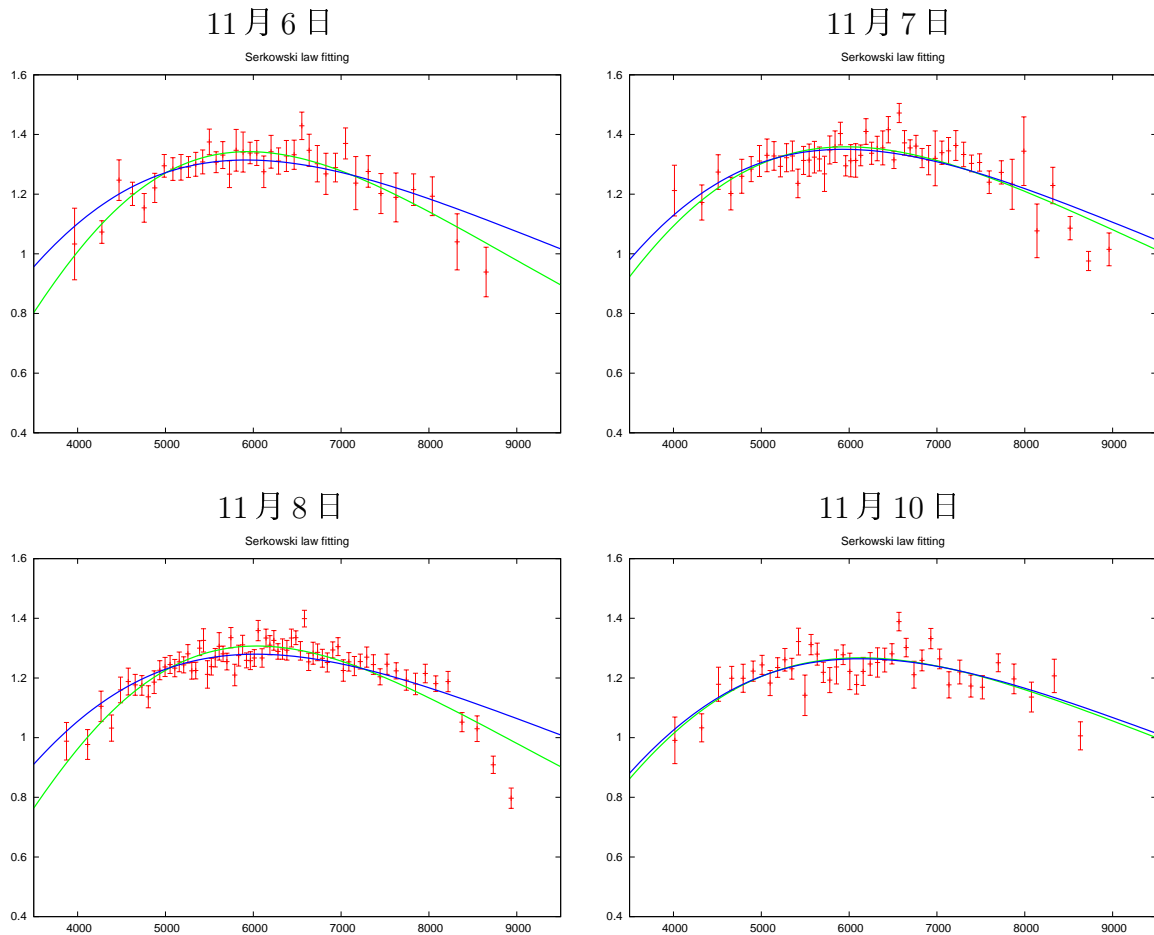


図 6.3: 観測された偏光を Serkowski-law で fitting した図.11月7日と10日以外は、 $K=1.15$ で固定した青いカーブは明らかにデータからずれており、緑のカーブでも長波長側であってないことが分かる。

表 6.2: fitting 結果

観測日 ( $\Phi$ )	K	$\Delta K$	$P_{max}$	$\Delta P_{max}$	$\lambda_{max}$	$\Delta \lambda_{max}$	reduced $\chi^2$
1月21日 (0.366)	1.96	0.16	1.28	$0.11 \times 10^{-1}$	6142	55	$2.65 \times 10^{-3}$
1月28日 (0.632)	2.02	0.13	1.36	$0.88 \times 10^{-2}$	6075	42	$1.28 \times 10^{-3}$
10月27日 (0.902)	2.03	0.13	1.27	$7.43 \times 10^{-3}$	6271	43	$2.99 \times 10^{-3}$
10月30日 (0.940)	1.74	0.13	1.33	$8.43 \times 10^{-3}$	6245	52	$2.69 \times 10^{-3}$
11月6日 (0.282)	1.84	0.16	1.34	$9.90 \times 10^{-3}$	5941	54	$2.06 \times 10^{-3}$
11月7日 (0.317)	1.35	0.16	1.36	$1.04 \times 10^{-2}$	5968	78	$3.18 \times 10^{-3}$
11月8日 (0.353)	1.81	0.12	1.31	$7.78 \times 10^{-3}$	6039	44	$2.32 \times 10^{-3}$
11月10日 (0.427)	1.23	0.19	1.27	$1.13 \times 10^{-2}$	6124	100	$2.87 \times 10^{-3}$

図6.4は、Whittet et al. (1992)によって観測された星間偏光のサンプル星の  $K-\lambda_{max}$  関係に、今回の結果を重ねたものである。彼らはSerkowskiが可視域で  $K=1.15$  を提唱した後、観測波長域を近赤外まで拡張し、 $K=(1.66\pm 0.09)\lambda_{max} + 0.01\pm 0.05$  という  $K-\lambda_{max}$  関係が存在することを示した ( $\lambda_{max}$  の単位は  $\mu\text{m}$  である)。この図を見ると、今回の測定点が、通常の星間偏光の  $K-\lambda_{max}$  関係から大きくはずれていることは明白であり、観測された偏光は星間偏光だけでは説明できないと言えよう。

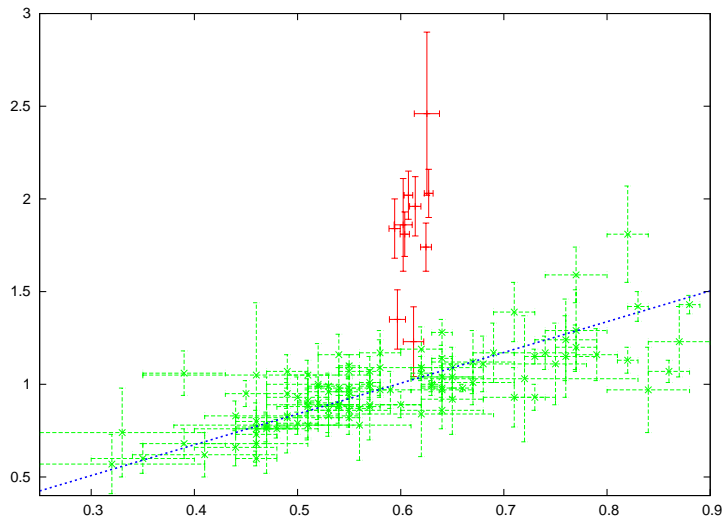


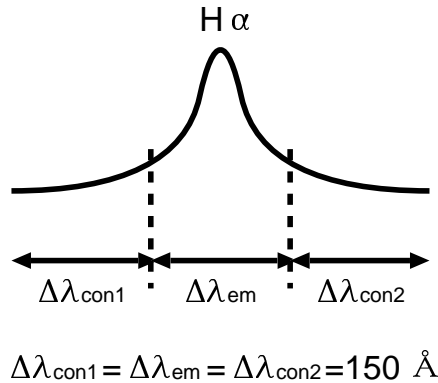
図 6.4: 無偏光星のサンプルに今回の結果を重ねた図. 横軸:  $\lambda_{max}(\mu\text{m})$  縦軸:  $K$ . 赤: LS I +61° 303(今回の結果)、黄緑: 無偏光星、青い直線:  $K=1.66\times\lambda_{max}+0.0$ [61]

## 6.2 天体固有偏光

これまでの考察から、観測天体 LS I +61° 303 には固有偏光があることが決定的である。ここでは、その固有偏光を定量的に導出する。それには、第二期観測で明らかになった H $\alpha$  輝線付近の消偏光を利用する。§5.3 で述べたように H $\alpha$  輝線を出す領域は、Be 星の equatorial disk および envelope に分布しておりそのほとんどが散乱を受けない直接光として観測されるので元来無偏光と仮定してよい (Poekert 1975 など)。よって、その輝線光成分の偏光は星間偏光と考えることができる。つまり輝線光の偏光成分を分離して導出することにより、星間偏光を見積もることができる。そのようにして見積もった星間偏光を観測された偏光から差し引くことで、天体固有偏光を導出できる。以下にその詳しい方法を述べる。

### 6.2.1 H $\alpha$ 輝線付近における星間偏光の見積もり

H $\alpha$  輝線光の偏光を求めるために、まず輝線付近を下図のように3つのビンに分ける。波長の小さい方から con1,em,con2 として、それぞれのパラメータ I,Q,U を求める。ここで con は連続光を em は輝線を表す。



#### ★ H $\alpha$ 輝線光のストークスパラメータ Q,U

H $\alpha$  輝線光のストークスパラメータ Q,U すなわち星間偏光の Q および U は、以下の式のように、輝線光全体の偏光から連続光の偏光成分を差し引くことで求められる。

$$Q(H\alpha) = \Delta\lambda_{em} \left( \frac{q_{em} \times I_{em}}{\Delta\lambda_{em}} - \frac{q_{con1} \times I_{con1} + q_{con2} \times I_{con2}}{\Delta\lambda_{con1} + \Delta\lambda_{con2}} \right) \quad (6.3)$$

$$U(H\alpha) = \Delta\lambda_{em} \left( \frac{u_{em} \times I_{em}}{\Delta\lambda_{em}} - \frac{u_{con1} \times I_{con1} + u_{con2} \times I_{con2}}{\Delta\lambda_{con1} + \Delta\lambda_{con2}} \right) \quad (6.4)$$

$\Delta\lambda_{em}$ :輝線の幅,  $\Delta\lambda_{con1}$  および  $\Delta\lambda_{con2}$ :連続光の幅 ( $\text{\AA}$ ),  $q_{em}$ :輝線の Q/I,  $q_{con1}$  および  $q_{con2}$ :連続光の Q/I(%),  $I_{em}$ :輝線のカウント,  $I_{con1}$  および  $I_{con2}$ :連続光のカウントをそれぞれ表している。U の式についても同様。q と u はデータリダクションした

時に決まっているのでそれを用いている。 $\Delta\lambda$ については、 $\Delta\lambda_{em}$  が輝線を不足なくカバーするように全て  $150\text{\AA}$  とした。

★  $H\alpha$  の輝線強度

輝線の偏光度を出すには、 $Q(H\alpha)$  と  $U(H\alpha)$  の他に輝線強度  $I(H\alpha)$  が必要となる。 $I(H\alpha)$  は以下の式で求められる。

$$I(H\alpha) = \Delta\lambda_{em} \left( \frac{I_{em}}{\Delta\lambda_{em}} - \frac{I_{con1} + I_{con2}}{\Delta\lambda_{con1} + \Delta\lambda_{con2}} \right) \quad (6.5)$$

式 (6.3)-式 (6.5) より、 $H\alpha$  輝線光の偏光度と偏光方位角を求めることができる。

$$P(H\alpha) = \sqrt{\frac{Q(H\alpha)^2 + U(H\alpha)^2}{I(H\alpha)^2}} \quad (6.6)$$

$$\theta(H\alpha) = \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q} \quad (6.7)$$

また、誤差伝搬を用いてそれぞれの誤差も求めることができる。これにより各観測日について表 6.3 のように、 $H\alpha$  輝線光の偏光が得られた。

表 6.3:  $H\alpha$  輝線光の偏光

観測日	$P(H\alpha)$ (%)	$\Delta P(H\alpha)$	$\theta(H\alpha)$ (°)	$\Delta\theta(H\alpha)$
1月21日	2.213	0.930	129.3	18.58
1月28日	1.847	0.507	127.6	14.70
10月27日	2.627	0.363	125.6	7.00
10月30日	2.377	0.468	123.5	10.12
11月6日	2.532	1.012	130.9	20.14
11月7日	1.736	0.569	128.0	16.95
11月8日	1.671	0.371	128.3	11.47
11月10日	2.439	0.915	117.8	20.56

表 6.3 から全観測日の重みづけ平均は、 $\overline{P(H\alpha)}=2.16 \pm 0.20\%$ 、 $\overline{\theta(H\alpha)}=126.4^\circ \pm 4.5^\circ$  となった。よって、LS I +61° 303 の輝線光の波長域の星間偏光は偏光度が  $P_{ISM}(\sim 6560\text{\AA})=2.158 \pm 0.199\%$ 、偏光方位角  $\theta_{ISM}=126.4^\circ \pm 4.5^\circ$  と求められる。



## 6.2.2 天体固有偏光の導出

この節では天体固有偏光を導出する。星間偏光の方位角は、波長依存性をほとんど無視できると考えられているので、 $\overline{\theta(H\alpha)}$  を星間物質による偏光方位角とすることができる。一方、偏光度は波長依存性を持っている。すなわち得られている  $\overline{P(H\alpha)}$  は、波長  $\sim 6560\text{\AA}$  の偏光度であり、可視波長域全体の星間偏光を表したものではない。そこで、式 (6.2) を用いて可視域全体の星間物質の偏光度を計算する。計算の際に必要なのが、式 (6.2) の 2 つのパラメータ  $\lambda_{max}$  と  $P_{max}$  である。まず  $\lambda_{max}$  については、星間偏光の多くが  $\lambda \sim 5500\text{\AA}$  にそのピークを持つので、 $5000\text{\AA}$ ,  $5500\text{\AA}$ ,  $6000\text{\AA}$  の 3 種を仮定する。もう一つのパラメータ  $P_{max}$  は、式 (6.2) および仮定した  $\lambda_{max}$  と  $\lambda \sim 6560\text{\AA}$  の偏光度がわかっているので、得ることができる。式 (6.8) は  $P_{max}$  を求める式である。少ないパラメータ数で、より正確性を得るために  $K$  は Whittet et al. (1992) の式を採用した。

$$P_{max} = \overline{P(H\alpha)} \exp \left[ (1.66 \times \frac{\lambda_{max}}{10000} + 0.01) \ln^2 \frac{\lambda_{max}}{\lambda} \right] \quad (6.8)$$

上式では  $\lambda_{max}$  を 10000 で割って  $\text{\AA}$  単位で取り扱えるようにしている。求めた  $P_{max}$  を再び式 (6.2) に代入すると、可視域波長全域にわたる星間物質の偏光度を以下の通り導出できる。

$$P(\lambda)_{ISM} = P_{max} \exp \left[ \frac{-1.66 * \lambda_{max}}{10000} + 0.01 \ln^2 \frac{\lambda_{max}}{\lambda} \right] \quad (6.9)$$

星間偏光を差し引くためにはストークスパラメーターにしておかなければならないので、式 (6.9) と星間偏光の方位角  $\overline{\theta(H\alpha)}$  から、ストークスパラメータ  $q, u$  を求める。

$$q(\lambda)_{ISM} = P(\lambda)_{ISM} \cos 2\theta(H\alpha) \quad (6.10)$$

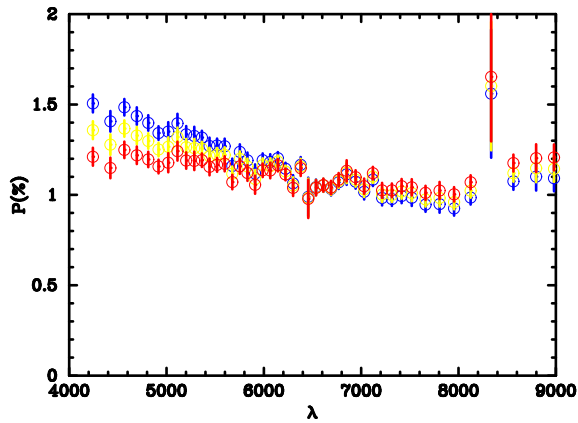
$$u(\lambda)_{ISM} = P(\lambda)_{ISM} \sin 2\theta(H\alpha) \quad (6.11)$$

式 (6.10) と式 (6.11) を観測されたストークスパラメータから引き算することで、天体固有の偏光度および偏光方位角を求めることができる。

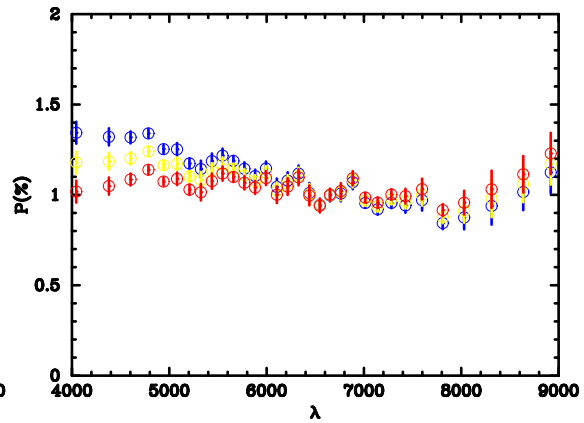
$$q(\lambda)_{int} = q(\lambda)_{obs} - q(\lambda)_{ISM}, \quad u(\lambda)_{int} = u(\lambda)_{obs} - u(\lambda)_{ISM} \quad (6.12)$$

$$P(\lambda)_{int} = \sqrt{q^2 + u^2}, \quad \theta(\lambda)_{int} = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{q}{u} \right) \quad (6.13)$$

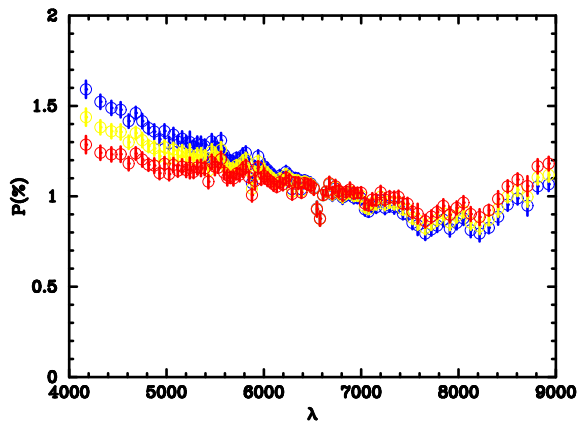
以下の図 6.5 は、求めた天体固有偏光の波長分布である。データの色の違いは  $\lambda_{max}$  の違いによるもので、赤:  $\lambda_{max}=6000\text{\AA}$ , 黄色:  $\lambda=5500\text{\AA}$ , 青:  $\lambda=5000\text{\AA}$  である。



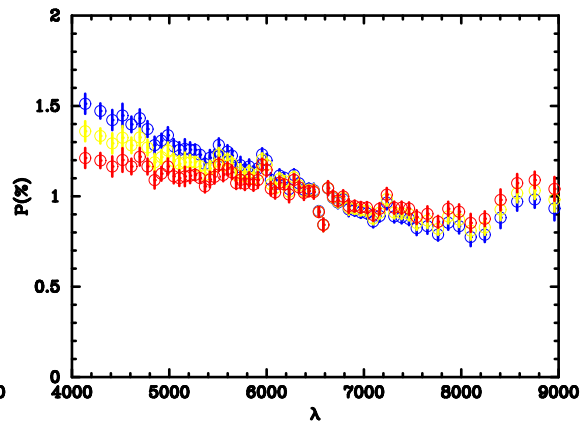
1月21日



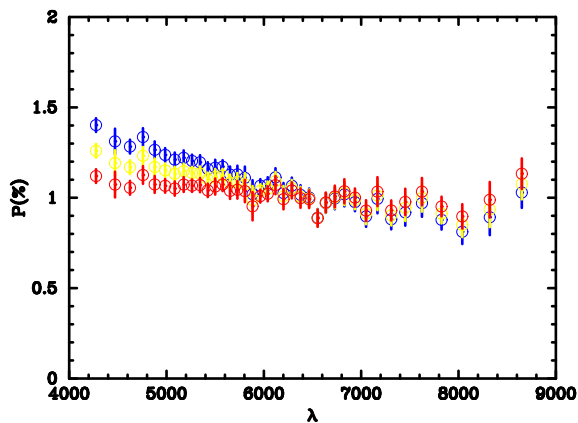
1月28日



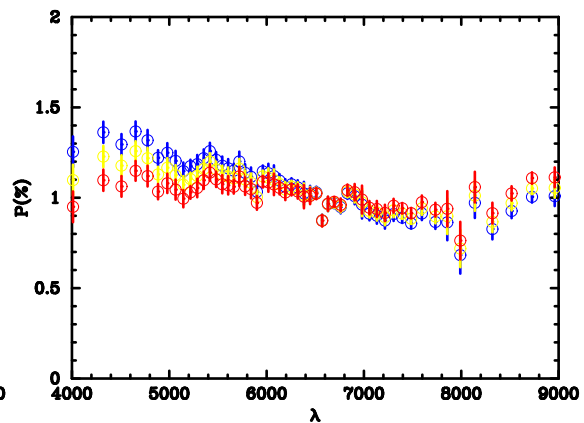
10月27日



10月30日



11月6日



11月7日

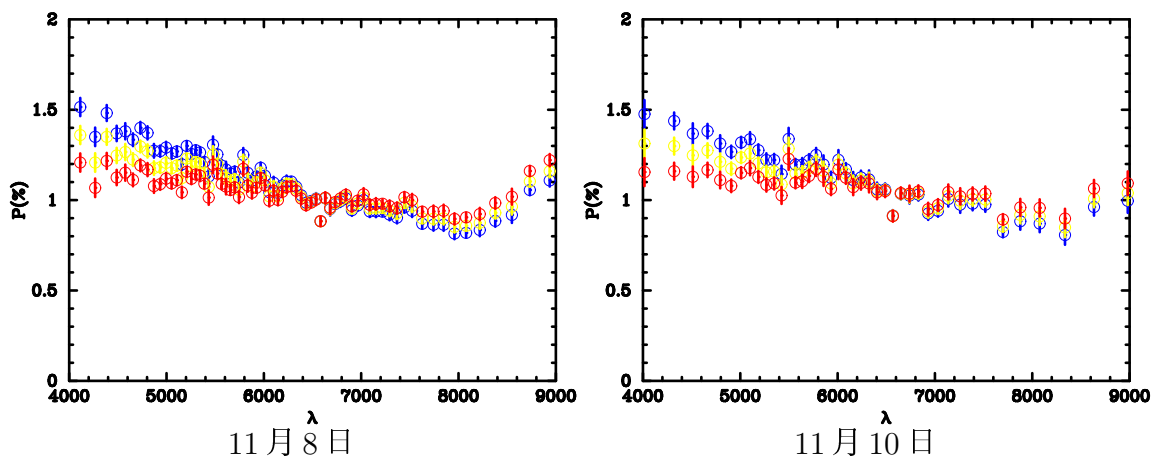
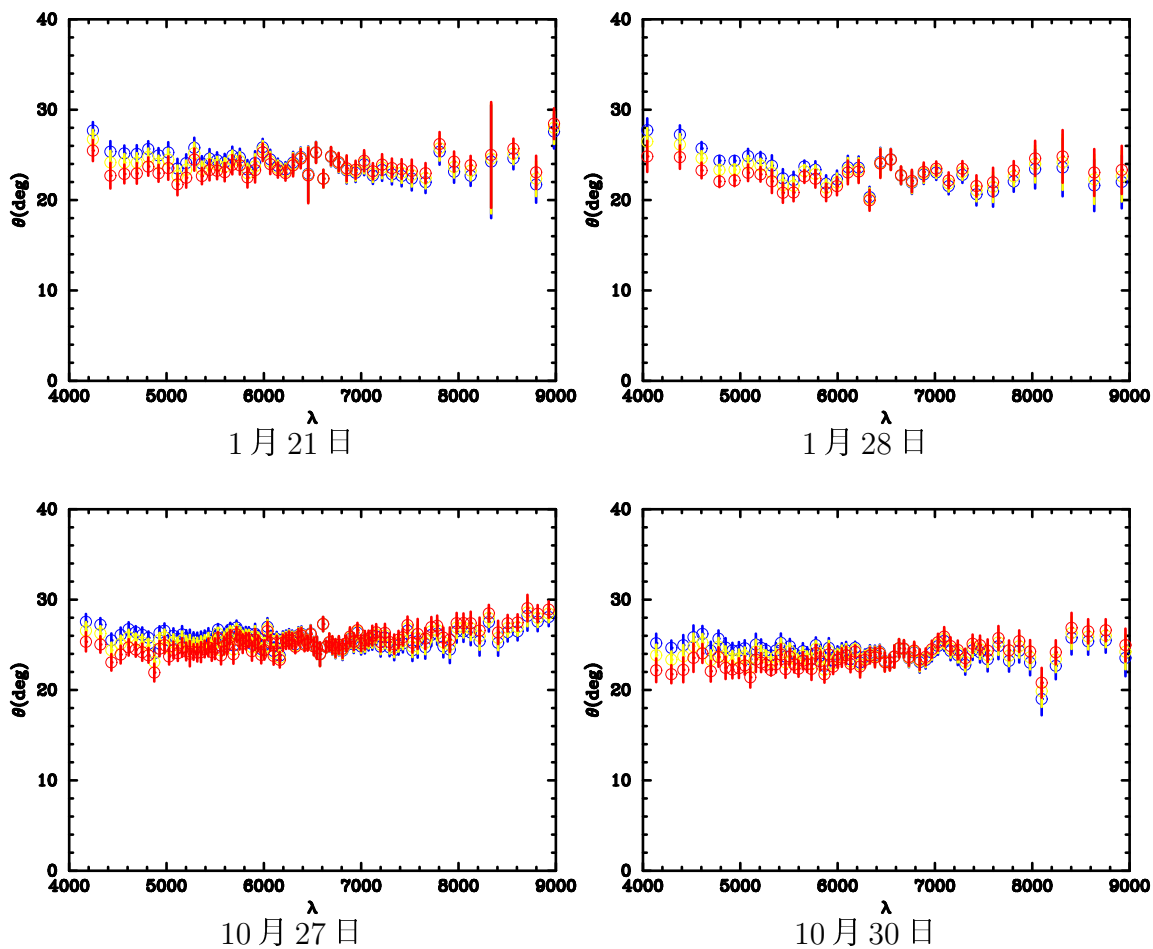


図 6.5: 天体固有偏光の波長分布  
 赤: $\lambda_{max}=6000\text{\AA}$ , 黄色: $\lambda_{max}=5500\text{\AA}$ , 青: $\lambda_{max}=5000\text{\AA}$

次に示す図は、天体固有偏光の偏光方位角  $\theta$  の波長分布である。固有の偏光成分が一つだとすると、 $\theta$  は一定になることが期待される。そのように仮定した場合、 $\lambda_{max}=5500\text{\AA}$  の結果がもっともらしいと結論できる。



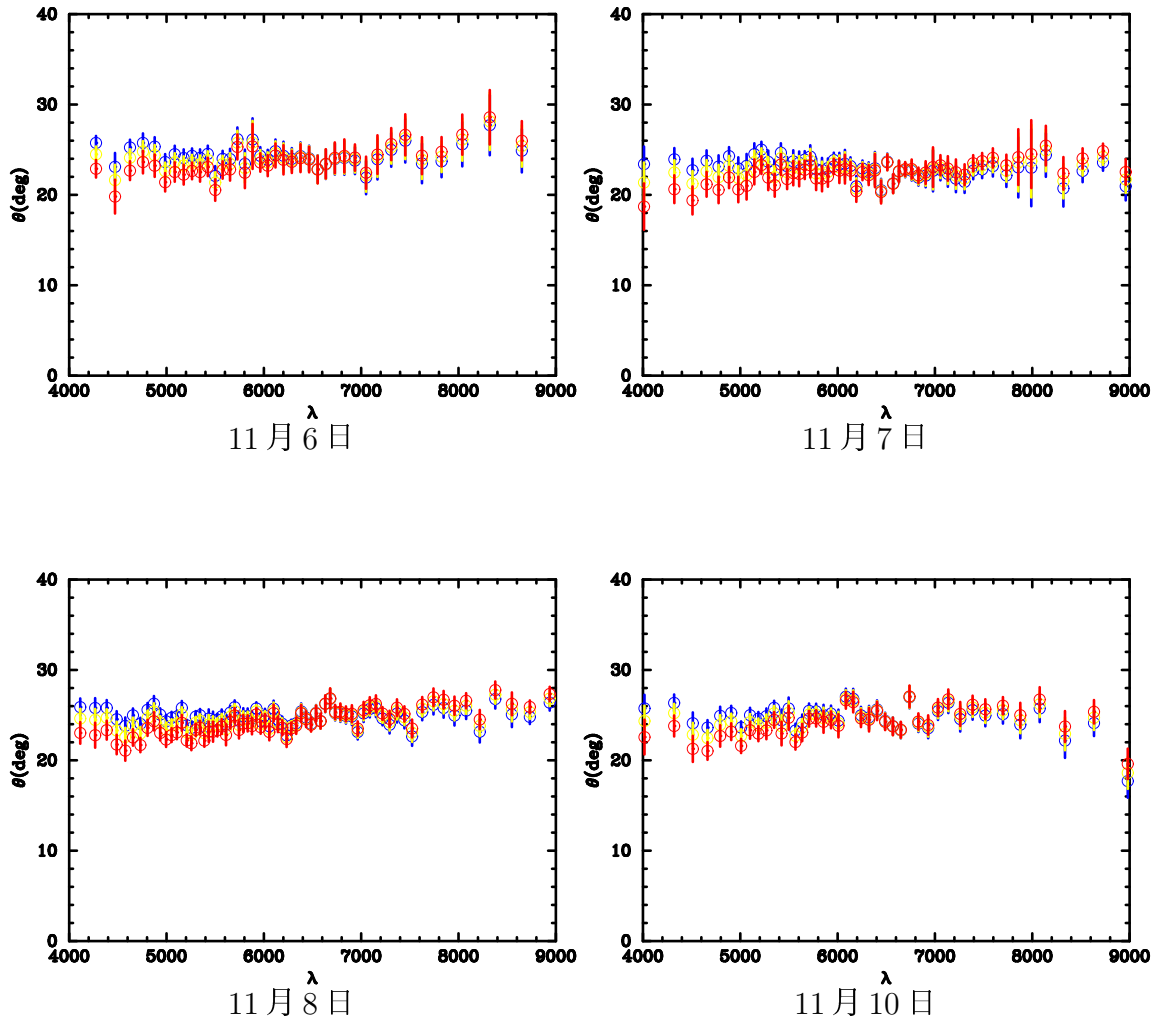


図 6.6: 天体固有偏光の偏光方位角の波長分布. 色の違いは図 6.5 と同じ。偏光方位角は観測日を通してほぼ一定 ( $\sim 25^\circ$ ) である。

### 6.2.3 天体固有偏光の起源

図 6.7 に星間偏光が無視できるほど小さい、典型的な Be 型星  $\eta$  Tau の固有偏光度の波長依存性である (Wood et al. 1997)。この図の横軸 4000-9000Å における波長分布と解析によって得られた天体固有偏光度の波長分布はよく似ていることがわかる。 $\eta$  Tau の固有偏光は、Be 星の光が equatorial disk 中の電子によって散乱されたものであるとしてよく解釈されている。今回観測したマイクロクエーサー LS I +61° 303 の相手の星が可視スペクトル観測などから Be 星と同定されていることを考慮すると、得られた天体固有偏光の起源は、Be 星の equatorial disk 中に存在している電子による散乱だと考えられる。

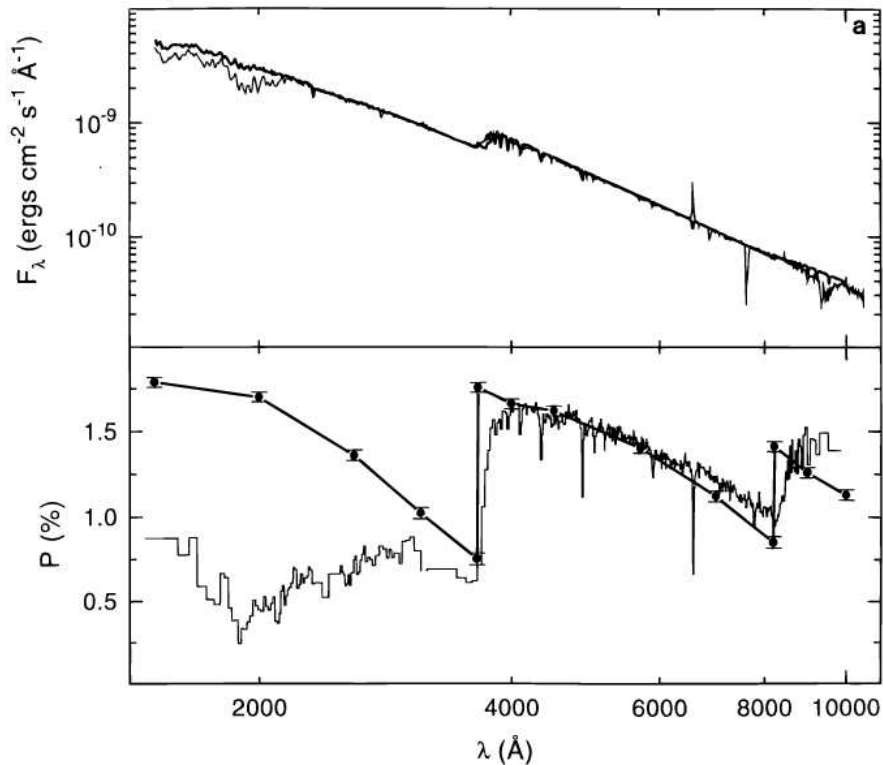


図 6.7: 典型的 Be 星の偏光. 上:スペクトル、下:偏光度。今回の観測範囲は 4000 - 9000Å である。LS I +61° 303 の固有偏光度の波長分布も 4000 - 8200Å で緩やかな右下がり、長波長側 8200-9000Å で右上がりの傾向にある。下図の黒い滑らかなラインは、無偏光である水素原子の bound-free emission と電子散乱の効果による偏光度の波長依存性の理論値であり、可視域における観測値はそれとよく似ている。[62]

§ 2.3.3 で述べたように、もし相手の星 (本連星系は Be 星) の光を相手の星周辺で散乱したものであるのならば、天体の偏光度と偏光方位角には連星周期とは相関しない変動あるいは変動しないと考えられる。図 6.8 と図 6.9 は、それぞれ縦軸は天体固有偏光度、天体固有偏光方位角を表しており、横軸は二つとも軌道位相を表している。また色の違いは観測バンドの違いであり、紫:U-band、青:B-band、黄緑:V-band、赤:R-band、黒:I-band に対応している。

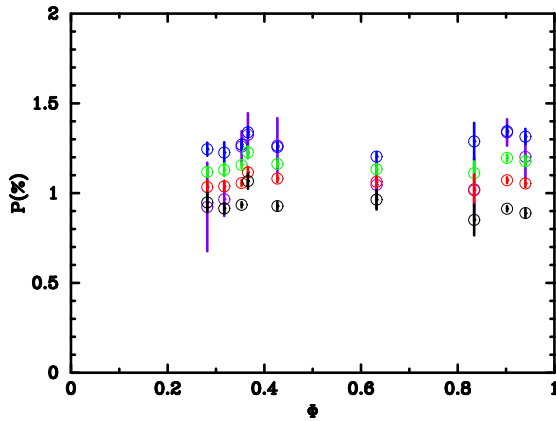


図 6.8: 天体固有偏光度の軌道位相分布. 紫:U-band、青:B-band、黄緑:V-band、赤:R-band、黒:I-band

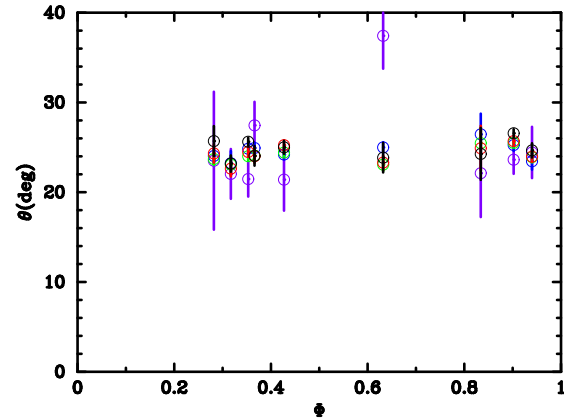


図 6.9: 天体固有偏光方位角の軌道位相分布. 色の違いは同左

これらの図を見る限り、連星周期にともなった明確な変動は見て取れない。よって、天体固有偏光の波長分布と変動性の議論から、固有偏光の起源は、Be 星が出した光を Be 星の equatorial disk で散乱した成分であると考えerことは妥当と言える。また、天体固有偏光度には波長依存性があり、固有偏光方位角には波長依存性がほとんどないことも、この図から見て取れ、偏光起源が一つの equatorial disk によるものであるという解釈と矛盾はない。

### 6.3 モデル計算による Be 星の傾斜角の決定

§ 6.2.2 で固有偏光の起源は、相手の星である Be 星の equatorial disk 中の電子による散乱であるとした。偏光起源が今回のように特定できている場合、次のモデルを介すことで、導出した天体固有偏光度から Be 星の傾斜角を理論的に求めることができる (Cassinelli et al. 1987)。Cassinelli らは論文の中で三つのモデルを紹介している。どの三つのモデルにも共通することは、散乱は光学的に薄い領域に置ける電子散乱を仮定していることである。一つ目のモデルは、Be 星を点源だと仮定して、偏光起源を envelope 内の電子による散乱とした場合の偏光度は、以下の式である。

$$P_\nu = -\frac{3\sigma_T \sin^2 i}{16(1 + \delta_\nu)} \int_r \int_\mu (1 - 3\mu^2) n_e(r, \mu) d\mu dr \quad (6.14)$$

$P$  は偏光度、 $\sigma_T$  はトムソン散乱断面積、 $i$  は視線方向と Be 星の自転軸がなす角度 (傾斜角)、 $\delta_\nu$  は envelope 内の輝線の明るさと連続光の明るさとの比 (ここでは、簡単のため輝線以外の部分で議論することにする。よって、 $\delta_\nu=0$ )、 $\nu$  は  $\cos\theta$  ( $\theta$  は図参照)、 $n_e$  は Be 星の envelope 内の電子の数密度をそれぞれ表す。図 6.10 はこのモデルにおける観測者主体の座標系と Be 星主体の座標系を表している。

二つ目のモデルとしてあげられているのは、式 (6.11) に星が有限の大きさであるとしたときの補正項  $D(r)$  を加えたものである。偏光起源は同様に envelope 内の電子散乱を仮定している。

$$P_\nu = -\frac{3\sigma_T \sin^2 i}{16} \int_r \int_\mu (1 - 3\mu^2) D(r) n_e(r, \mu) d\mu dr \quad (6.15)$$

ここで、 $D(r) = (1 - R_*^2/r^2)^{1/2}$

$D(r)$  は、 $r = R_*$  で 0 ( $R_*$  は星の半径)、 $r$  が非常に大きいところでは 1 となる。このことは、星近傍では偏光が小さくなることを意味している。なぜなら、星の近傍では偏光方位角が様々あり、結果として偏光度が小さくなってしまうからである。三つ目のモデルは、envelope 内でのエネルギー依存性のある光の吸収を考慮したものであるが、今回は光の吸収がほとんどない波長域における固有偏光を求められているので、二番目のモデルの式を用いて計算を行えば充分であり、ここでは省略する。つぎに式 (6.15) のパラメータ  $n_e(r, \mu)$  をどのように決定したかについて述べる。

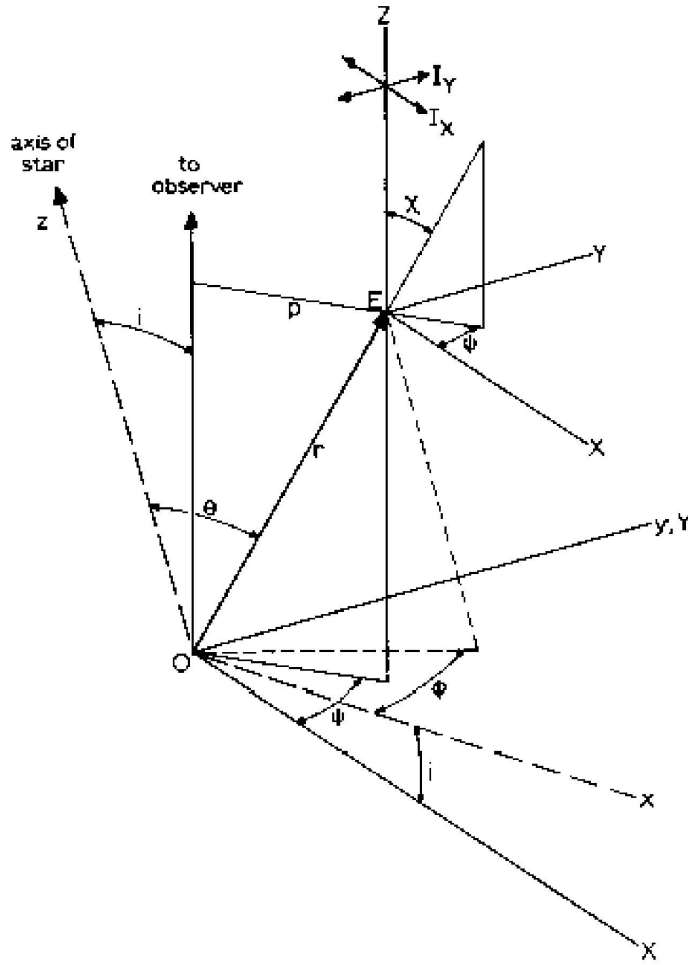


図 6.10: Be星を点源と仮定したときの座標系. 点OにBe星が存在しており、 $(x,y,z)$ と $(r,\theta,\phi)$ はBe星のデカルト座標および極座標であり、 $(X,Y,Z)$ と $(r,\chi,\phi)$ は観測者の座標系である。X-Y平面は観測者のsky面、z軸はBe星の自転軸、 $i$ は傾斜角を表す。Eは散乱が起きる場所で、 $p$ はimpact parameterと呼ばれるもので天球面に投影した場合の光源と散乱体との距離、 $\chi$ は散乱角である。[4]

### $n_e(r, \mu)$ について

偏光起源はBe星のequatorial diskであると考え、 $n_e$ を以下のようにモデル化する。

$$n_e(r, \nu) = \begin{cases} n_e(r) & (90^\circ - \theta_{hoa} < \theta < 90^\circ + \theta_{hoa}) \\ 0 & (\text{それ以外の角度}) \end{cases} \quad (6.16)$$

$\theta_{hoa}$ はBe星周辺のequatorial diskのhalf opening angleである。Watter et al. (1988)とMarti & Paredes (1995)は、赤外線観測結果からそれぞれ $\sim 7.5^\circ$ 、 $\sim 15^\circ$



と仮定していることになって、ここでは  $\theta \sim 7.5 - 15$  を採用した。Be 星の質量放出がこの equatorial disk 方向に支配的であるとすれば、過去の観測により分かっている質量放出率  $\dot{M} \sim (0.4 - 4) \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$  (Marti & Paredes 1995) を用いることで、 $n_e$  を導くことができる。等方的な質量放出の場合  $M_{\odot}$  は

$$\dot{M} = 4\pi\rho(r)v(r)r^2 \quad (6.17)$$

と表すことができる。ここで、 $\rho$  は完全電離した水素の質量体積密度であり、 $r$  は Be 星中心からの距離である。 $v(r)$  は Be 星の質量放出している物質 (星風) の速度で  $v(r) = v_0 + (v_{\infty} - v_0)(1 - R_*/r)$  と表せる (Castor & Lamers 1979)。 $v_0$  は星風の初速度、 $v_{\infty}$  は星風の終端速度である。これは等方的な質量放出の場合であるが、equatorial disk に集中した質量放出を仮定している場合には、実際の質量放出率は以下ようになる。

$$\dot{M}_{actual} = \dot{M} \frac{4\pi}{\Delta\Omega_p} \quad (\Delta\Omega_p = 2\pi(1 - \cos 2\theta_{hoa})) \quad (6.18)$$

以上の式で、水素の質量を  $m_H$  とすると

$$n_e(r) = \frac{\dot{M}_{actual}}{4\pi v(r)r^2} \times \frac{1}{m_H} \quad (6.19)$$

となる。式 (6.19) に Watter et al. (1988) X 線光度によって見積もられている  $v_0=5\text{km/s}$ 、赤外線の見積もりおよび解析から得られている  $v_{\infty}=200\text{km/s}$  を代入すると  $n_e$  が得られる。これを式 (6.15) に代入して整理すると以下ようになる。

$$P = \frac{10^{27} \sin^2 i}{1.637 \times 2\pi(1 - \cos 2\theta_{hoa})} \int_r \sqrt{\left(1 - \frac{R_*^2}{r}\right)} \frac{\dot{M}}{(200 - 195R_*/r)r^2} dr \quad (6.20)$$

これ以降は解析的に積分することができないので、数値積分することになる。実際に行った数値積分は、 $dr=10\text{km}$ 、 $R_*$  には B0 型星の典型値  $10R_{\odot}$  (Watter et al. 1998 など) を採用し、積分範囲  $R_*-3R_*$  とした。積分範囲の  $3R_*$  は、equatorial disk の典型的な大きさの下限值とされている (Waters et al. 1988)。

まず half opening angle や傾斜角によって Be 星の equatorial disk における散乱を起源とした偏光度がどうなるかを図示する。図 6.11 は理論的偏光度の half opening angle 依存性で、図 6.12 は傾斜角依存性である。図中のラインは質量放出率の違いで場合分けしたもので、上から  $\dot{M}=0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0$  ( $10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$ ) に対応している。そして、観測された固有偏光度を (式 6.20) に代入して、 $\theta_{hoa}$  と傾斜角  $i$  の関係を図示したものを図 6.13 に示す。横軸に  $\theta_{hoa}$ 、縦軸は傾斜角である。図 6.13 の中の矢印  $\downarrow$  は、質量放出率を典型値  $10^{-7} M_{\odot}$  であるときのラインを示して、ライン上の傾斜角は half opening angle にほとんどよらず  $\sim 30-40^\circ$  である。この結果は、過去に可視と紫外線の星の吸収線の分光観測などで得られている傾斜角  $\sim 35^\circ$  (Massi et al. 2001, Massi 2004) 矛盾のない結果となっている。

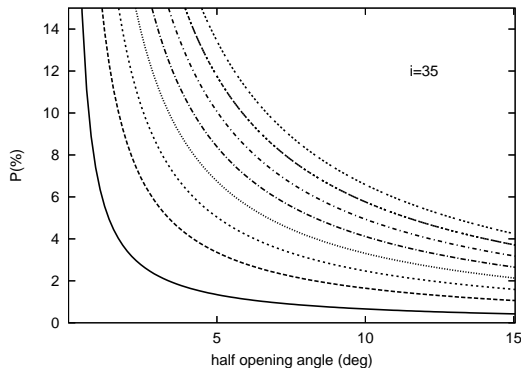


図 6.11: 偏光度の half opening angle 依存性. この図から half opening angle が大きくなるほど偏光度は half opening angle に依存しなくなっていることがわかる。

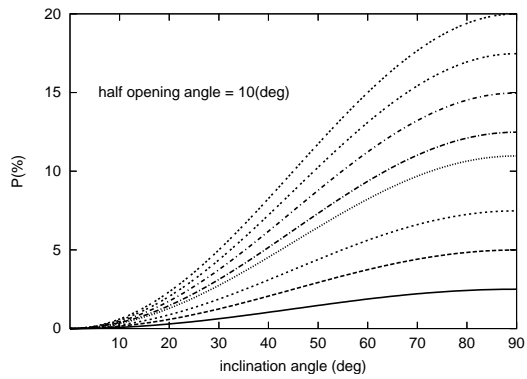


図 6.12: 理論的偏光度の傾斜角依存性. この図では式 (6.14) にある  $\sin^2 i$  の依存性が見て取れる。

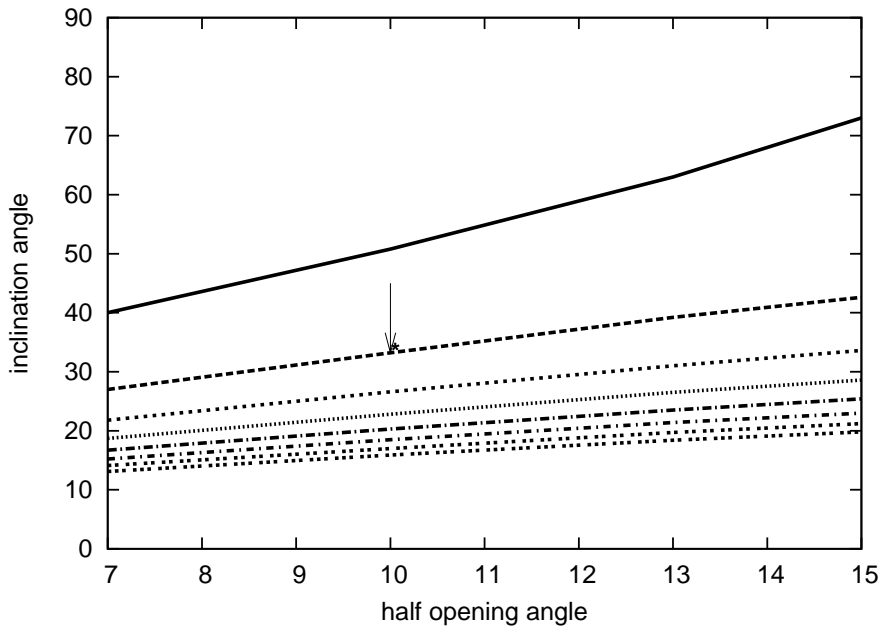


図 6.13: Be 星の equatorial disk の軌道面傾斜角. 横軸:  $\theta_{hoa}$  (度)、縦軸: 傾斜角 (度). ラインの違いは図 6.11 や 6.12 と同様に上から  $\dot{M}=0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0(10^{-7}M_{\odot}/\text{yr})$  に対応. 図中の矢印 ( $\downarrow$ ) は  $\theta_{hoa}$  と  $\dot{M}$  に Be 星の典型値  $10^{-7}M_{\odot}$  を代入した時の計算結果.

## 6.4 LS I +61° 303 の星周構造

この節では、観測天体 LS I +61° 303 の星周構造について議論する。議論の内容は大きく分けて二つあり、一つ目は Be 星の equatorial disk の方向と連星軌道の関係で、もう一つはコンパクト天体と Be 星との位置関係についてである。

### 6.4.1 Be 星の equatorial disk と連星軌道面

固有偏光方位角と  $H\alpha$  の EW は共に時間変動がなかったので (§6.2.2 および §5.3 参照)、Be 星の equatorial disk の方向は、観測期間中にほとんど変化しないまま連星軌道を周回していたと考えられる。EW に関してはその大きさも過去の結果と比較すると非常に小さい (図 5.8 参照) ので equatorial disk が活発に活動していたとは考え難い。この描像の模式絵を図 6.14 に示す。

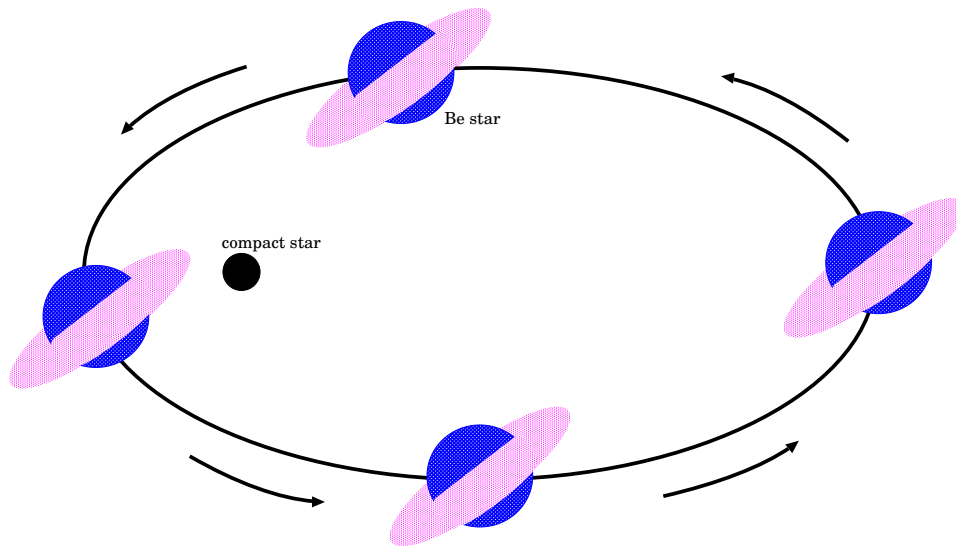


図 6.14: 連星軌道を周回する Be 星の模式絵

次に、過去の電波観測によるジェットの情報から、コンパクト星周辺に形成されている降着円盤の回転軸の向きを予想して、その回転軸と相手の星である Be 星の自転軸との関係 (降着円盤面と Be 星円盤面の関係) を探る。以下の表は、過去の電波観測によって得られているジェットについてまとめたものである。この表で注目すべき点は、天体が quiescent (静穏期) にあるときのジェットの方向が、天球上の  $PA \sim 120^\circ$  に集中している点である。ジェットは、コンパクト天体の降着円盤から垂直方向に延びているという解釈が最も一般的である。よって、コンパクト星周りの降着円盤が天球面上で延びている方向は天球面上位置角  $PA \sim 30^\circ$  であると予想できる。ここで、 $PA$  とは天の北極 (天球面上の北極星の位置) を  $0^\circ$  として東周りに

表 6.4: 過去の LS I +61° 303 のジェット観測 [32],[34]

観測期	観測 Array	$\Phi$	状態	PA (°)	flux 密度 (mJy)	Size (mas)
1987 9.25 <sup>a</sup>	EVN	0.59	quiescent		40-54	3.2±0.9
1987 10.1 <sup>a</sup>		0.81	burst (decaying)		200-260	1.6±1.2
1990 6.6 <sup>b</sup>	EVN+ VLA	0.74	burst (decaying)	~135,~30		
1992 6.8 <sup>c</sup>	Globa VLBA	0.42	quiescent (minioutburst)	~160	3	0.5-2
1993 9.9 <sup>d</sup>	Global VLBA	0.69	burst (variable)		76-131	2-3
1993 9.13 <sup>d</sup>		0.84	quiescent	~ <b>120</b>	60	~7
1994 6.7 <sup>e</sup>	EVN	0.92	quiescent	~ <b>120</b>	34	~6
1999 9.16-17 <sup>f</sup>	HALCA+ Global VLBA	0.69	burst (variable)		140	~4
2001 4.22 <sup>g</sup>	MERLIN	0.68	quiescent	~ <b>124</b>	30	~200 <sup>1</sup>
4.23		0.71	preburst	67	52	~20

<sup>a</sup>Taylor et al. (1992); <sup>b</sup>Massi et al. (1993); <sup>c</sup>Peracaula et al. (1998); <sup>d</sup>Paredes et al. (1998); <sup>e</sup>Massi et al. (2001); <sup>f</sup>Taylor et al. (2000); <sup>g</sup>Massi et al. (2004) <sup>1</sup> この観測のみ両方向のジェットが観測されている。示したサイズはその total のサイズである。

測るものである。§ 6.2.2 で導出した天体固有偏光方位角が軌道位相によらずほぼ一定の ~ 25° であったことを考慮すると、相手の星である Be 星の equatorial disk の方向は、観測期間中は PA ~ 115° であったことがわかる。なぜなら、偏光方位角と散乱面は垂直の関係にあるからである。図 6.15 は、前節で求めた傾斜角も考慮した観測天体の星周構造を、天球面上に投影したときの様子を模式絵にしたものである。この図から、降着円盤の軸と equatorial disk の軸方向は約 90 度違うことがわかる。降着円盤面は連星軌道面と一致していると考えられるため、この図でもそのように仮定している。今回のように降着円盤面(連星軌道面)と equatorial disk 面がずれている場合があることから、Massi et al. (2001) などの仮定(equatorial disk の傾斜角を連星の軌道傾斜角であるとしていること)は、やや軽率であると言わざるを得ない。

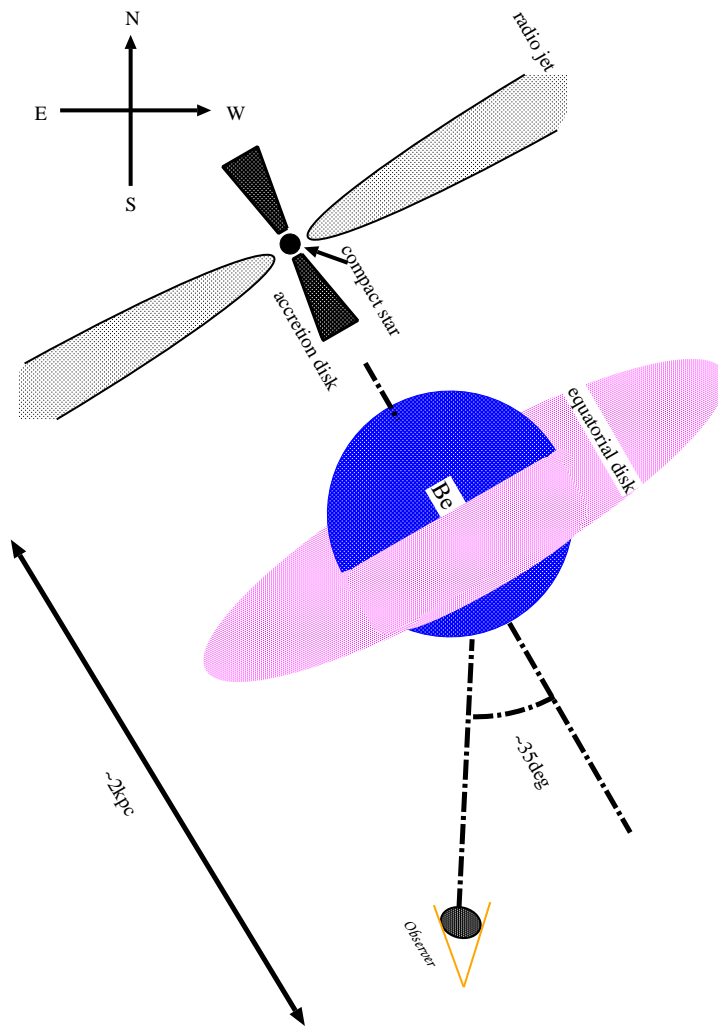


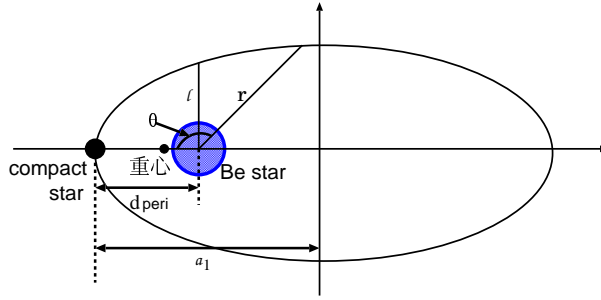
図 6.15: 天球面上に投影した LS I +61° 303 の星周構造模式絵

#### 6.4.2 コンパクト星と Be 星の位置関係

§ 3.2 でも触れたように、紫外線の He I と He II 輝線の分光観測と fitting によって連星軌道パラメータが求められている (Casares et al. 2005)。Casares らは、軌道楕円率  $e=0.72\pm 0.15$ , みかけの軌道長半径  $a_1 \sin i' = 8.2\pm 2.9R_{\odot}$  であると求めている ( $a_1$  は軌道長半径)。ここで、 $i'$  は連星軌道傾斜角であり § 6.3 で求めた Be 星の disk の傾斜角  $i$  とは違う。 $i'$  について Casares らは、Massi らと同様に Be 星の傾斜角  $i$  を  $i'$  の下限値としているのだが、これは先にも述べた通り妥当性に欠けている。よって、連星軌道傾斜角については未知のままである。そこでまず、先ほどの軌道パラメータ (Casares et al. 2005) の中央値および連星軌道傾斜角  $45^\circ$  を用いて、近日点付近におけるコンパクト星と Be 星の距離を計算を試みた。

コンパクト星の質量と Be 星の質量をそれぞれ典型的な値  $M_{con}=3M_{\odot}$ ,  $M_{Be}=15M_{\odot}$  とおくと楕円の重心位置を決定できる。

$$r = \frac{l}{1 + e \cos\theta} \quad l: \text{は半直弦}$$



$$\begin{aligned} d_{peri} &= a_1(1 - e) \quad \text{値を代入} \\ &= 3.25R_{\odot} \quad (6.21) \end{aligned}$$

図 6.16: 楕円の諸量

近日点距離  $d_{peri}$  が  $3.25R_{\odot}$  だとすると、Be 星の典型的な半径が  $10R_{\odot}$  なのでコンパクト星は近日点付近のみならず、1 軌道中のほとんどで Be 星内部を通過するという結果になる。図の  $\theta$  で Be 星内部を通過する領域を表すと、 $-150^{\circ} \lesssim \theta \lesssim 150^{\circ}$  という結果になった。ただしこれは、Casares et al. (2005) の軌道パラメータの中央値と  $i'=45^{\circ}$  の場合に得られた結果であり、扱いには注意を要する。次に楕円率  $e$  と  $a_1 \sin i'$  の誤差を考慮して両星の距離を傾斜角  $i'$  に対して計算したものを図 6.17 にのせる。ただし星の質量は先程と同様に  $M_{con}=3M_{\odot}$ ,  $M_{Be}=15M_{\odot}$  とした。  $i'=10^{\circ}$  より小さい傾斜角を考慮していないが、これは傾斜角  $10^{\circ}$  以下の連星ができる確率が  $90^{\circ}$  の連星ができる確率に比べて  $\sim 1/100$  と低く、とくに  $i'=0$  の場合には輝線あるいは吸収線のドップラーシフトによる軌道情報は得られないからである。この図で明らかのように  $i' \geq 10^{\circ}$  の時、Be 星の equatorial disk が  $\sim 3R_{*}$  であるとする、コンパクト星はその disk 中を通過するという結果が得られる。軌道傾斜角の値によっては Be 星の表面をかすめたり、内部を通過する可能性さえもある。ただし、もしそのようなことが起こっていたとするならば、質量降着率が急激に大きくなったり、Be 星の影に入って隠されてしまったりすることで X 線の明るさに急変動があってしかるべきだが、過去の観測ではそのような変動は見つかっていないので、Be 星内部をコンパクト星が通過したとは考えにくい。その一方でコンパクト星が Be 星の equatorial disk 内部を通過する可能性は充分考えられる。このことは、コンパクト星が equatorial disk の外部を周回しているときは軌道面に漂うガスを取り込み、equatorial disk を通過している間は角運動量の方向が  $90$  度違うガスを取り込むので、図 3.3 と図 3.4 で提案されているジェットの歳差運動 (Massi et al. 2004) ないしはジェット軸が変化する原因の一つとして可能性がある。しかし、この描像には問題点がある。歳差運動が電波で見つかったときの軌道位相と equatorial disk を通過するときの軌道位相がちがうことである。歳差運動と disk を通過するときの軌道位相がずれる理由は、まだはっきりしておらず今後の課題である。そのことに関して私は次のようなことを予想している。コンパクト星が disk を通過した直後は、ジェットの軸は変化するがガンマ線などの高エネルギー

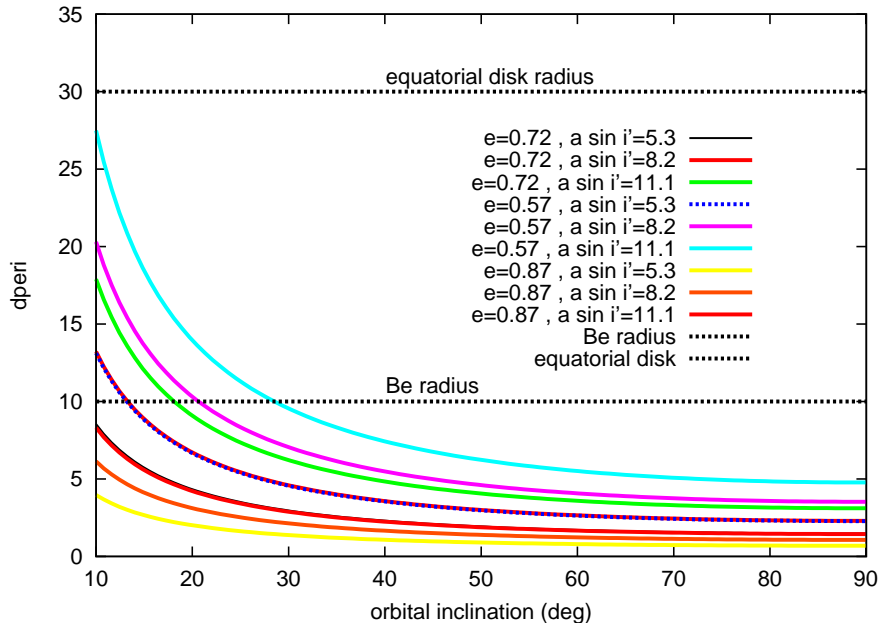


図 6.17: 近日点距離の軌道傾斜角依存性. 横軸:軌道傾斜角  $i'$ (deg)、縦軸:近日点距離  $d_{\text{peri}}(R_{\odot})$

ギー放射が卓越し、電波ではジェットが観測されず、その後ジェットが周囲の星間物質と相互作用することでエネルギーを落とすと、電波でのジェット軸の変化として観測されるのではないかと考えている。もちろんこの解釈は現段階で結論づけることはできない、より強固にするためには、今後長期にわたる多波長観測が必要である。ガンマ線や X 線で明るさの急増光やスペクトルに急な変化が観測された時の軌道位相を決定し、その後、電波で Massi et al. (2004) と同様のジェット軸方向の変化が表れたら、先の解釈が妥当だったことを観測的に立証できるかもしれない。可視光の波長域では、Be 星の放射が卓越し過ぎているのでジェットの観測は難しいかもしれない。図 6.18 は今回の考察によって得られた星周構造および星周構造から示唆される描像をまとめた図である。

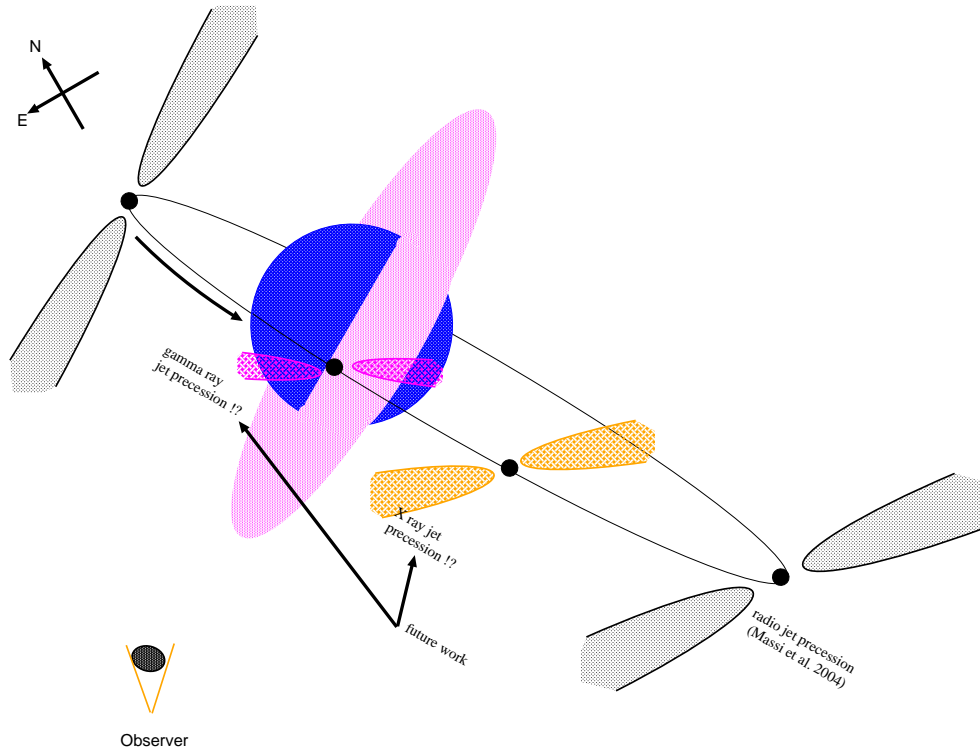


図 6.18: 考察によって明らかになった星周構造のまとめ図. コンパクト星が Be 星の equatorial disk に衝突すると、角運動量の方向が 90 度違うガスを得てジェット軸が変わる可能性がある。衝突の直後には高エネルギーガンマ線や X 線が放射され増光する、その後ジェットは星間物質と相互作用することでエネルギーを落として、ジェットの軸方向が変化しているとして観測されるかもしれない。また equatorial disk に衝突した後は、再び軌道面ガスを取り込むので徐々にジェットの角度は元に戻っていくだろう。この私の解釈は示唆の段階であり、確定的ではない。



## 第7章 まとめと今後の計画

私は、2005年1月と10月-11月にかけて比較的可視光で明るい ( $V \sim 10$  等) マイクロクエーサー LS I +61° 303 の可視直線偏光分光観測を行った。10月-11月の観測時期において観測された偏光度には、 $H\alpha$  輝線付近 ( $6560\text{\AA}$ ) において明らかに振舞いが異なっていることが判明した。 $H\alpha$  輝線光は元来無偏光であると仮定でき、その成分の偏光は星間偏光であると仮定することができる。見積もった星間偏光を観測された偏光から差し引くことで、天体の固有偏光成分を精度よく導出した。1: その偏光度の波長依存性が典型的な Be 星と類似していたこと。2: 紫外および可視光の観測から、連星系のコンパクト星の相手の星が Be 星であると同定されていたこと。3: 連星周期に相関した偏光度および偏光方位角の変動がほとんど見られないこと。以上3つの観点から偏光起源は、Be 星の光を Be 星の equatorial disk で散乱したものであると結論づけた。また得られた天体固有偏光度を用いて、Be 星の equatorial disk による散乱モデルを介して数値積分することで、Be 星の傾斜角を理論的に求めた。求められた値  $\sim 35^\circ$  は、過去の分光観測により制限されている値と矛盾のない結果であった。さらに、Be 星の equatorial disk の軸と連星軌道面の軸方向が約  $90^\circ$  異なっており、コンパクト星が equatorial disk 中をほぼ垂直に通過する可能性が高いということが示唆された。このことが、電波観測において示唆されてきているジェットの歳差運動の原因であるかもしれない。

今回の偏光観測では、ジェットシンクロトロン輻射成分の偏光を捕えることはできなかったが、特異な星周構造を明らかにすることができた。これは、X 線連星における活動性を理解する上で、非常によい指標を与えてくれるものであろう。

今後は、今回知り得た降着円盤と Be 星の equatorial disk の描像が、HMXB に分類されるマイクロクエーサーに一般的かどうかについて研究していこうと考えている。用いる望遠鏡は、岡山の 188cm 望遠鏡および今年3月に広島大学東広島天文台に移設されてくる 1.5m 望遠鏡である。対象天体は、北天で見える  $V \sim 16$  等より明るいマイクロクエーサー全てで、それらを偏光分光観測することで星周構造の統一的な理解を得ることを目的としている。すでに3つのマイクロクエーサーに関して、岡山天体物理観測所の 188cm 望遠鏡の観測夜を 12 夜獲得しており、2006年5月に観測予定である。また、同種天体の X 線衛星 “すざく” や 2007 年打ち上げ予定の次世代ガンマ線衛星 GLAST を用いた同時多波長観測を積極的に行うことも計画している。X 線やガンマ線を観測手段として用いることにより、コンパクト星近傍の様子を詳細に知り得ることができ、近日点付近におけるジェットの活動性の解明にもつながると期待している。

# 付録A ジェットの物理的性質

ここでは、X線連星ジェットについての要点をまとめると同時に、観測からどのようにしてジェットの物理量を見積もっているかを記述する。この章は、Fender (astro-ph/0303339)などを参考に行っている。

## A.1 得られるスペクトル

観測されるX線連星の電波ジェットはシンクロトロン輻射によるものであるため、非熱的な放射のスペクトルが得られたり、時々強い直線偏光を示す。明るいイベント、例えば降着円盤のX線状態遷移、X線バーストなどは、多波長において光学的に薄いスペクトルが得られ、放射している領域の電子のエネルギー個数分布を決定できる。光学的に薄い電子シンクロトロン輻射であれば、その個数分布  $N(E)$  は  $N(E) \propto E^{-p}$  である。観測で得られる電磁波スペクトル  $S_\nu$  (flux density) は、

$$S_\nu \propto \nu^\alpha$$

ここで、 $\alpha = \Delta \log S_\nu / \Delta \log \nu$  であり、“spectral index” と呼ばれる量である。 $\alpha$  と  $p$  には、 $p=1-2\alpha$  という関係があるので電子のエネルギー個数分布が得られる。典型的に観測される  $\alpha$  は、 $-0.4 \leq \alpha \leq -0.8$  であるので、 $1.8 \leq p \leq 2.6$  となる。AGNのジェットや超新星残骸 (SNR) から同様のスペクトルが得られている。

## A.2 ジェットの最小エネルギー

この節では、観測からジェットの最小のエネルギー、磁場などの物理量の見積もり方法を述べる。

等分配則が成り立つ磁場中のシンクロトロン輻射の単為振動数あたりの光度  $L_\nu$  と、輻射領域の体積が与えられれば、輻射しているプラズマの最小エネルギーが計算によって求められる。Longair (1994) はある磁場におけるジェットの最小エネルギーを見積もっている。Longair の公式を以下に書き下すと、

$$E_{min} \sim 8 \times 10^6 \eta^{4/7} \left( \frac{V}{\text{cm}^3} \right)^{3/7} \left( \frac{\nu}{\text{Hz}} \right)^{2/7} \left( \frac{L_\nu}{\text{erg/s/Hz}} \right)^{4/7} \text{ erg} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 $\eta = 1 + \epsilon_p/\epsilon_e$  で  $\epsilon_p$  は陽子のエネルギー密度、 $\epsilon_e$  は電子のエネルギー密度を表す。通常、天体の中でシンクロトロン輻射が起こっている領域の推定には、flux の立ち上がり時間を利用する。つまり、 $V=(4/3)\pi(ct)^3$  と見積もられ、flux density  $S_\nu$  と距離を用いて先ほどの式 (A.1) を書き直すと以下である。

$$E_{min} \sim 3 \times 10^{33} \eta^{4/7} \left( \frac{\Delta t}{s} \right)^{9/7} \left( \frac{\nu}{GHz} \right)^{2/7} \left( \frac{S_\nu}{mJy} \right)^{4/7} \left( \frac{d}{kpc} \right)^{8/7} \text{ erg} \quad (\text{A.2})$$

このときの単位時間に放射される平均パワーは

$$P_{min} = \frac{E}{\Delta t} \sim 3 \times 10^{33} \eta^{4/7} \left( \frac{\Delta t}{s} \right)^{2/7} \left( \frac{\nu}{GHz} \right)^{2/7} \left( \frac{S_\nu}{mJy} \right)^{4/7} \left( \frac{d}{kpc} \right)^{8/7} \text{ erg/s} \quad (\text{A.3})$$

見積もられる最小エネルギーは、等分配が成り立つ磁場中すなわち粒子のエネルギー密度と磁場のエネルギー密度がほぼ等しい状態において見積もられたものであるから、式 (A.2) より磁場は以下の式で見積もられる。

$$B_{eq} \sim 30 \eta^{2/7} \left( \frac{S_\nu}{mJy} \right)^{2/7} \left( \frac{d}{kpc} \right)^{4/7} \left( \frac{\Delta t}{s} \right)^{-6/7} \left( \frac{\nu}{GHz} \right)^{1/7} \text{ G} \quad (\text{A.4})$$

シンクロトロン輻射をしている粒子が電子または陽電子だった場合、そのローレンツファクターは、

$$\gamma_e \sim 30 \left( \frac{\nu}{GHz} \right)^{1/2} \left( \frac{B}{G} \right)^{-1/2} \quad (\text{A.5})$$

と見積もられる。

## A.3 ジェットの速度

### A.3.1 超光速現象

超光速現象とは、もともと活動銀河核の電波構造の変化、特に電波で明るく輝いている点の位置変化を追跡したとき、明るい点の見かけ上の速度が光速を大きく超えている現象だった。しかし、Mirabel & Rodriguez(1994) の GRS 1915+105 をはじめする銀河系内の X 線連星の周辺でも、同様の現象が見つかって来た。

超光速現象のモデルとして現在考えられているのは、「相対論的ビームモデル」である。このモデルでは、中心にある天体から視線にほぼ沿った方向に、光速に近い速度で光る雲が飛び出すと考える。図 A.1 の点 O を中心天体(ここでは、クエーサー)として、そこから光る雲 P が真の速度  $v$  で飛び出したとする。観測者の視線方向と雲の飛び出した方向の成す角を  $\theta$ 、中心点 O と地球 E の間の距離を  $d$ 、OP 間の距離を  $r$ 、雲 P から OE に降ろした垂線と OE との交点を Q とし、OQ



### A.3.3 観測された突発ジェットの世界

1994年 VLA 観測で、ブラックホール連星 GRS 1915+105 から突発的なアウトバーストに伴って超光速現象が見つかった。このことが皮切りになり、次々に銀河系内の X 線連星から同現象が見つかっていった。例えば GRO J1655-40 (Tingay et al. 1995)、XTE J1748-288 (Rupen, Hjellming & Mioduszewski et al. 1998)、XTE J1550-564 (Hannikainen et al. 2001)、V4641 Sgr (Orosz et al. 2001) などである。これらのジェットは、普段 X 線連星が出すジェットの世界 ( $\Gamma \sim 2$ ) を超えており、Fender & Kuulkers (2001) は  $\Gamma \leq 5$  と見積もっている。しかし、ジェットは一定の世界を保ち続けるわけではない。SS 433 や XTE J1550-564 などからは、ジェットが減速していることが分かっている。これは、周囲の星間物質と相互作用して減速したものであると考えられており、ジェットの速度は時間の関数になるかも知れないと提案されている。ただし、星間物質の証拠はなく、もちろん違うタイプのフレアーである証拠も見つかっていない。

本節をまとめると、ブラックホール連星の Low State および中性子星連星の Atoll source に付随して出る定常的なジェットは、準相対論的速度を持ったジェットであり、Z source には Atoll source よりも相対論的な定常ジェットが伴うことが分かっている。その一方で、ブラックホール連星の突発的ジェットは、それらよりも大きいローレンツファクターを持った相対論的ジェットであり、時間とともに星間物質と相互作用することで減速している可能性がある。しかし、準相対論的ジェットから突発的な相対論的ジェットへ移り変わるメカニズムは全く分かってない。

## A.4 ジェットの方向と歳差運動

一般的に、ジェットは軌道面内に垂直であると考えられていた。しかし、その方向が一定ではなく、歳差運動が見つかっている。ジェットの歳差運動が見つかっていて最も研究されている天体は、SS 433 である。その歳差運動周期は、 $\sim 162.5$  日であり連星軌道周期の  $\sim 13.1$  日に比べると非常に長い [66]。これは、降着円盤の歳差運動が原因であると考えられている。他に GRO J1655-40, GRS 1915+105 や今回私が観測した LS I +61° 303 にも、それは見つかっている。Kaufman Bernado, Romeo & Mirabel などは、歳差運動しているジェットを伴った X 線連星は、そのジェットが視線方向に一致したときガンマ線フラッシュが観測される可能性があり、最近提案されているマイクロブレイザーの可能性があると考えられている (Massi et al. 2004)。

## 付録B ジェット生成メカニズム

ジェット生成メカニズムについては、これまで様々な理論が提案されてきた。その中で最も有力なのは、降着円盤の磁気回転不安定性が原因となって出てくる磁気流体ジェット理論である。ここではその理論について歴史を踏まえながら述べる。この章は、主に天文月報 98, 525 を参考にしている。

磁気流体ジェット (MHD ジェット) の研究は、Blanford と Lovelace が磁場によってジェットが噴出するという仮説を独立に提唱し、その後、Blanford と Payne は、針金のような強い磁力線が降着円盤によって振り回された結果、遠心力によってジェットが噴出するモデルを提唱し、MHD ジェットの研究が始まった。1985 年、内田氏と柴田氏は、比較的弱い磁力線が降着円盤を貫いている場合、円盤の回転でねじられた磁力線の磁気圧によってジェットが噴出するというモデルを提唱し、シュミレーションで実証した。

さて、§ 1.1 にあげたように、ジェットには噴出機構、加速機構、収束機構、方向性を維持する機構などの謎がある。これまで多くの研究者がその謎に挑んできた。研究が進むにつれて、初期磁場をどう想定するかで、MHD ジェットモデルは大別すると二つあることがわかってきた。一つ目は、宇宙ジェットの長さと同じ程度の磁場構造によって、ジェットが噴出するという大局磁場ジェットモデルで、もう一つは、それとは逆に宇宙ジェットよりはるかに小さい磁場構造によって、噴出するという局所磁場ジェットモデルである。

### B.1 大局磁場ジェットモデル

大局磁場ジェットモデルは、加速メカニズムの違いにより二つに分類される。一つは磁場が強い場合で、円盤の回転により磁場が振り回された結果、磁気張力と遠心力 (磁気遠心力) で円盤物質を吹きとばすという磁気遠心力加速モデル。もう一つは磁場が弱い場合、円盤の回転により磁力線がねじられて作られた回転角方向の磁場 (トロイダル磁場) の磁気圧で円盤物質を吹きとばすモデルである。どちらの加速メカニズムで MHD ジェットは加速されるのか活発な議論がなされてきた。1997 年工藤と柴田らによって、円盤近傍では磁気遠心力加速され、アルフベン速度と呼ばれる速度に達すると磁気圧加速されることが明らかとなり、磁気圧加速領域においては、トロイダル磁場の磁気張力によって収束することも分かった。つまり、大局磁場ジェットモデルは、磁気遠心力と磁気圧の両方で MHD ジェットを

加速するモデルである。これは、電波観測から明らかになった活動銀河核ジェット内部のらせん磁場構造をよく説明することができるが、ジェットの元である大局磁場の存在を説明できる理論がなく、その起源が明確ではないという欠点を持っていた。さらに、大局磁場がないとジェットを放出することができないというパラダイムも生じ、原始星やマイクロクエーサーなどの空間的スケールの違うジェットを説明できなかった。

## B.2 局所磁場ジェットモデル

磁場の起源という問題を回避するために、局所的な磁場によって加速される局所磁場ジェットモデルの研究も行われてきた。“局所磁場”とは、磁場が降着円盤内に閉じ込められていたり、星と円盤または同一円盤内を結ぶような形状で、大きさは星や円盤と同程度であることをさす。この磁場は星や円盤に電流が流れることで容易に生成されるので、起源を心配する必要はない。さらに円盤内に磁場があると、回転によりねじられ強いトロイダル磁場を形成すると考えられる。このようなダイナモ機構により生成・増幅した局所的な磁場によってジェットが噴出するであろうと考えられるようになった。これが局所磁場ジェットモデルである。1990年ごろまではダイナモ機構がよく理解されていなかったことに加えて、トロイダル磁場によって噴出したMHDジェットは力学的に不安定であることから、当初は磁場の起源はよく分かっていなかったが大局磁場ジェットモデルが受け入れられていた。

## B.3 両ジェットモデルの発展

起源が不明であった大局磁場についての研究も進められ、1994年、Lynden-BellとBoilyは、中心のコンパクト星と降着円盤を結ぶ巨大で風船のような磁気ループがあることを計算で求めた。また、1996年にはLynden-Bellが磁気ループの周囲に有限の圧力を持ったプラズマが存在すれば、磁気ループは周囲のガス圧によって収束され、降着円盤の回転方向に伸びた、細長い円筒状のらせん磁場構造を持つ磁気タワー解が存在することを示した。この磁気タワーこそが大局磁場の正体であると考えられるようになった。しかし、それを形成維持していく物理過程が不明で、構造の安定性を検証できていなかった。その一方で、1991年MHDジェットの研究、とくに局所磁場ジェットモデルに大きな転機が訪れたのは、BalbusとHawlyによる磁気回転不安定性(MRI)の発見である。磁場のエネルギーが増幅されることが分かった。MRIが効きはじめるのに要する時間は、円盤が一回転する時間程度しかかからないので、効率的なダイナモ機構となりえる。よって、MRIは局所磁場ジェットモデルに必要な不可欠な存在となった。Turnerらと工藤らは、空間軸対称性を仮定したMHDシミュレーションを行い、降着円盤内部の局所磁場

からMRIによって非常に強いトロイダル磁場が生成された結果、局所磁場ジェットが噴出することを明らかにした。このジェットは初期に考えられていた大局磁場ジェットと同様に磁気張力によって収束する。

このように局所磁場ジェットが噴出する場合があることが分かってきたが、どのような条件で、どんな形状のジェットが出るのかなど詳細は分かっていなかった。

## B.4 磁気タワージェットのシュミレーション

加藤らのMHDジェットシュミレーションによって、今まで分かっていなかった大局磁場の起源、局所磁場ジェットの特徴などが明らかにされた。彼らのシュミレーションは、図B.1のように中性子星やブラックホール周りの初期のガス空間分布を力学平衡状態の降着円盤を仮定し、磁場構造を中性子星の場合は地球のような双極子磁場を、ブラックホールの場合は降着円盤内部に閉じ込められたポロイダル磁場を仮定している。その結果は図B.2で、中性子星とブラックホールの降着円盤内の局所磁場から、ねじられた磁場を持つ磁気タワージェットを噴出することが明らかになった。また、最初に持っている磁場が強いとジェットは必ず噴出し、弱いと周囲のコロナの圧力により、噴出したりしなかったりすることがわかり、降着円盤があればジェットが必ず出るわけではないことも説明できている。コロナとは中心天体、降着円盤以外の部分である。このジェットの特徴として以下のことがあげられる。まず、磁気圧によってジェットは加速している。加藤らの計算によると光速の10-50%程度の速度を持つことが分かっている。また、これは周囲のコロナの圧力で支えられ、収束しているが、コロナの圧力が強過ぎると磁気タワージェットは噴出しないことも分かっている。

このように大局磁場の有無ではなく、円盤内部のダイナモとコロナの物理状態によって、ジェット噴出の可否や収束が決まることが明らかになってきた。加藤らの計算した時間内で、磁気タワージェットは、中心天体の大きさの数十倍から数百倍まで伝播し、安定して存在している。すなわち円盤内部の磁場が噴出することによって、自発的に大局的ならせん磁場構造を形成するのである。これを磁気タワー宇宙ジェットモデルという。このモデルは、「大局磁場がなければジェットが噴出しない」というパラダイムを解消する新たな磁気流体ジェットモデルであり、宇宙ジェット統一の研究に新たな知見が得られる可能性を秘めている。しかし、まだ観測で証明されてはいないことが課題である。



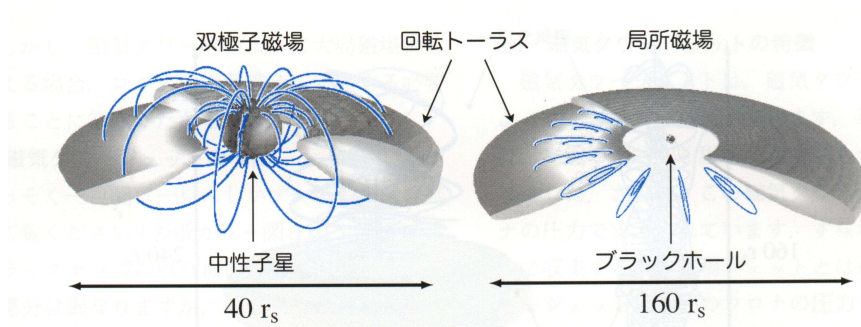


図 B.1: シュミレーション前の状態 [71]

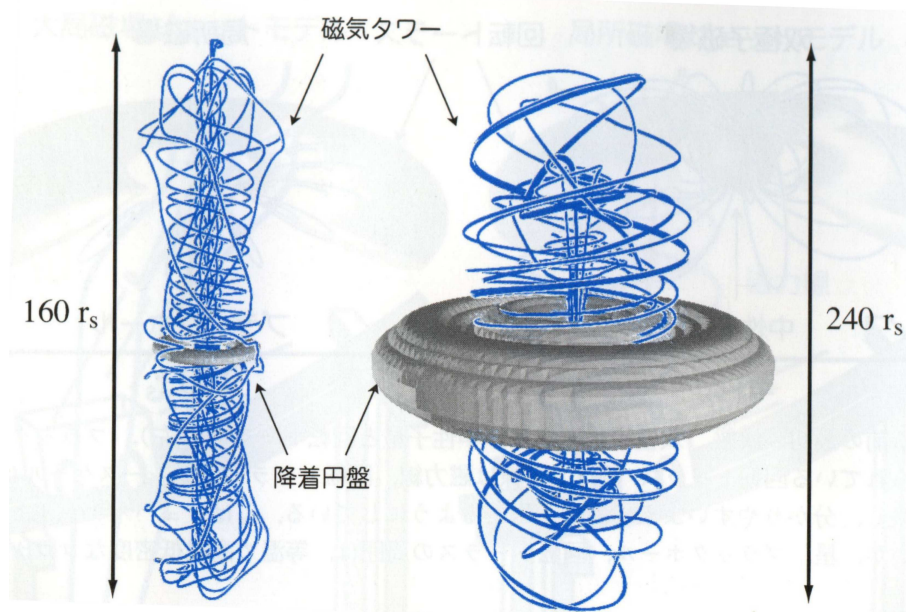


図 B.2: 中性子星のシュミレーション結果 (左)、ブラックホールの結果 (右)[71]

## 付録C その他のジェット天体

宇宙ジェット現象は、星から銀河にいたる宇宙の様々な階層で発見されてきているが、大きく三つのカテゴリーに分けられる。活動銀河核ジェット、X線連星ジェット、原始星ジェットである。歴史的には、クエーサーや電波銀河など活動銀河に付随して発見された。最初の発見は古く、1918年乙女座銀河団の中心に位置する巨大楕円銀河M87で発見された。中心核からほんの約1光年程度の領域から、双方向にはるか100万光年もの長さにもわたり、銀河間空間にのびる細長い構造である。そして、約30年前の1978年にX線連星SS 433からジェットが発見された。このジェットは降着円盤付近から流れだし星間空間を切り裂いている。さらに1980年、電波望遠鏡によって、牡牛座分子雲中のL1551を代表とする原始星ジェットが発見された。これは、星間分子雲の中で生まれたばかりの原始星周辺から吹き出す、毎秒10数kmから数100kmのガス流である。この章では、主にFender (astro-ph/0303339) を参考にしている。

### C.1 活動銀河核

マイクロクエーサーという名前は、X線連星におけるジェットの生成現象および物理的描像が、活動銀河核のそれとよく似ていることからつけられたものである。宇宙の中に存在している銀河の内の約10%がAGNであり、AGNを大きく分けると強い電波放射をするradio loud AGNと電波放射が弱いradio quiet AGNに分けられる。AGN全体の約10%がradio loud AGNで、電波ローブ又は相対論的ジェットを伴っている。AGNとX線連星の類似性について例をあげる。radio loud AGNはLow stateあるいはtransient stateにあるX線連星に対応し、radio quiet AGNはX線連星のHigh stateに対応する。さらに、radio loud AGNの中でも比較的低光度であるファナロフ・ライリイI型はLow stateX線連星に、比較的高光度であるファナロフ・ライリイII型はtransient stateX線連星に対応することは、多くの研究者が示していることである。

### C.2 原始星ジェットと超軟X線源

相対論的ジェットではないが、X線連星のように降着メカニズムを経てジェットを出す天体に、原始星と超軟X線源がある。

### C.2.1 原始星ジェット

ミリ波 CO スペクトル観測によって、1980 年牡牛座の分子雲中に双極流天体 L 1551 が発見されて以来、次々と原始星ジェットは発見されていった。L 1551 原始星ジェットの元には赤外線源 IRS 5 が存在しており、そこから双方向に流れる高速のガス流がこのジェットの正体である [66]。

野辺山の電波望遠鏡で得られた L 1551 原始星ジェットのサイズは約 1pc、ジェットの速度は約 15km/s、ジェットに含まれるガス量は約  $0.3M_{\odot}$  と見積もられている。また、VLA 高分解能電波観測によって、中心部には電波ジェット及びジェットと垂直方向に横たわる回転ガス円盤も発見された。光学観測からは、1983 年中心の赤外線源から原始星ジェットの方向に伸びた光学ジェットも発見された。この光学ジェットは、CO 原始星ジェットの数 10 分の 1 であるが、速度は数 10 倍の約 200km/s である。さらに高速中性風と呼ばれる約 100km/s の流れがあることも明らかになってきた。このように原始星ジェットは複雑な構造を持っている [66]。

### C.2.2 超軟 X 線源

超軟 X 線源とは、大マゼラン雲の軟 X 線探査をしていたアインシュタイン衛星が、偶然明るい超軟 X 線源を発見し、その後 ROSAT 衛星の X 線探査により、これが新しいクラスの天体であることが確立した天体である。100eV 以下の超軟 X 線領域で明るく、典型的な光度は  $10^{30-31}$  J/s で太陽質量天体のエディントン光度程度にもなるが、 $\sim 0.1-2$ keV の軟 X 線領域では極めて急なスペクトルを示す。現在の理解では、多くの超軟 X 線源は  $1M_{\odot}$  程度の白色矮星と  $1-2M_{\odot}$  の相手の星からなる近接連星系で、相手の星から白色矮星に降着してきた物質が、白色矮星の表面で定常的に核反応している天体だと考えられている。しばしば、水素やヘリウムの輝線がひろがっていたり、明らかにジェットの様相を呈したドップラーシフトした輝線を示すものもある。輝線のドップラーシフトは、大きいもので白色矮星の脱出速度程度の 3000-5000km/s にまで及ぶものもあり、ガスが白色矮星のごく近傍から強い放射圧で流出していると思われる [66]。

# 付録D X線連星における降着円盤の状態とジェット

## D.1 ブラックホール降着円盤とジェット

多くのブラックホール連星は Low State と High State という二つの異なった X 線スペクトル状態をとることが知られている。また、ぎんが衛星や RXTE 衛星によって、Very High State 等の新たな状態が見つかってきている (McClintock & Remillard astro-ph/0306213)。さらに最近の研究から降着円盤とジェットには密接な関係があることが明らかになりつつある。ここでは、ブラックホール降着円盤の物理的状态について説明したあと、ジェット放出との関連性を述べる。

### Low State

X 線光度が低いときによく観測されることから、相手の星からの質量降着率が小さいときに起こると考えられている状態である。このとき中心天体から非常に離れたところに光学的に厚く幾何学的に薄い降着円盤があり、その内側は光学的に薄いプラズマのような状態になっていると考えられる。X 線の放射メカニズムはよく分かってないが、光学的に薄い移流優勢降着流 (ADAF) モデル (Narayan & Yi 1994) などがある。Low State のスペクトルは単一の power-law モデルに星間吸収を表す wabs モデルをかけたもので再現される。典型的な power-law の冪は 1.4-1.7 で、高エネルギー側は 1 MeV まで延びている。また速い時間変動を示すことも特徴である。

### High State

質量降着率が高いときは High State とよばれ、光学的に厚く幾何学的に薄い降着円盤が形成されていると考えられている。このとき観測されるスペクトルは soft 成分と hard 成分の 2 つの成分からなる (標準降着円盤モデル)。soft 成分は降着円盤からの熱的な放射だと考えられ (Makishima et al. 1986)、そのような降着円盤からの黒体放射を近似した multicolor disk モデル (MCD モデル; Mitsuda et al. 1984) でよく再現される。一方、hard 成分の起源はよく分かっていないが、コンパクト星周りの薄い超高温プラズマによって soft 成分の一部が逆コンプトン散乱し

たものではないかと推測されている。hard 成分も Low State と同様に power-law でほぼ表されるが、その冪は Low State のそれよりも大きく 2-2.5 である。また X 線スペクトルでは広がった鉄の吸収端がよく観測される。この状態における最大の特徴は半径が時間によらずほぼ一定値をとることである。

### ※ MCD モデル

MCD モデルは幾何学的に薄く光学的に厚い降着円盤が黒体放射するときのスペクトルを表したモデルである。(Mitsuda et al. 1984, Makishima et al. 1986) である。

ビリアル定理により、開放された重力エネルギーの半分がケプラー運動の回転エネルギーになり、もう半分が降着円盤からの黒体放射になる。また降着円盤は半径によって温度が異なるので MCD モデルはいろいろな温度での黒体放射を足しあわせたものになっている。このため MCD モデルは低エネルギー側のスペクトルの傾きが黒体放射に比べて緩やかである。ここで中心からの半径  $r$  から  $r+dr$  の微小部分からの放射について考える。温度  $T$  において単位時間、単位面積あたりの黒体放射のエネルギー放射は  $\sigma T^4$  となる ( $\sigma$  はステファンボルツマン定数  $\sigma=5.67 \times 10^{-5} \text{ erg/cm}^2/\text{K}^4/\text{s}$ )。質量降着率を  $\dot{M}$  (半径によらず一定) とすると、ビリアル定理により微小半径部分  $dr$  の重力エネルギーの半分が降着円盤の上下から黒体放射されるとすると、

$$2 \cdot 2\pi r dr \cdot \sigma T(r)^4 = \frac{GM\dot{M}}{2r^2} dr \quad (\text{D.1})$$

の関係式を得る。更に粘性を考慮にいと温度  $T$  は以下のような  $r$  の関数で表される (Hayakawa 1981)。

$$T(r) = \left( \frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \quad (\text{D.2})$$

降着円盤からの全光度は  $T(r)$  を用いて

$$L_{disk} = 2 \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi r \cdot \sigma T(r)^4 dr = 4\pi r_{in}^2 \cdot \sigma T_{in}^4 \quad (r_{out} \rightarrow \infty) \quad (\text{D.3})$$

となる。スペクトル観測から  $T_{in}, L_{disk}$  が分かるので式 D.3 より、 $r_{in}$  を求めることができる。コンパクト星が回転していない時、理論的には Schwarzschild 半径の 3 倍まで安定した回転軌道が存在すると考えられており、 $r_{in} \sim 3r_s \sim \frac{6GM}{c^2}$  を用いてコンパクト星の質量を見積もることができる。

### Very High State

理論的に X 線光度がエディントン光度  $L_E$  の  $\sim 10\%$  をこえると、放射圧がガス圧を上回るようになり円盤が不安定になると言われている。High State にある連

星系のX線スペクトルは標準降着円盤モデルでよくあうものが多いが、ぎんが衛星やRXTE衛星によって非常に光度が高いときにこの描像では説明できない状態が見つまっている。この状態はVery High StateまたはLow StateとHigh Stateの中間という意味でIntermediate Stateと呼ばれ、そのスペクトルはHigh Stateのそれよりもハードになっているが、power-lawの冪はLow Stateのそれよりも大きい。このスペクトルを標準降着円盤モデルで解析すると、連星としてふさわしくないほど $T_{in}$ が大きくなったり、半径が時間とともに大きく変動する結果となる。マイクロクエーサーGRO J1655-40とXTE J1550-564のVery High Stateの詳細な解析によって、この状態は黒体放射された光子が高エネルギー光子によって逆コンプトン散乱されることから生じると考えられている(Kubota et al. 2001, 2004)。また最近では、逆コンプトン散乱を考慮すると $r_{in}$ はHigh Stateの時期の値と一致することが報告されている。(Abe et al. 2005)

図D.1はブラックホール降着円盤の3つの物理状態とジェットとの相関を観測的事実に基づいて、模式図にした例である(Fender et al. 2004)。Low State(i)と、スペクトルがハードなVHS/IS(ii)においては、スケールと速度( $\Gamma < 2$ )ともに小さいジェットが常に出ていることが観測的に分かっており、状態が(i)から(ii)へ遷移するときはジェットの光度が急激に大きくなる。光度が最大に近づいたsoft Very High State(iii)では、内部ショック加速が起きはじめてローレンツファクターが急激に大きくなる。その後、光度は徐々に下がり始めてジェットが消失したHigh State(iv)となる。以上のような降着円盤とジェットの状態遷移が考えられているが、ジェットの放出機構に関して結論がまだ出ていない。その原因の一つとしてあげられることは、降着円盤の状態遷移及びジェットの増光が突発的で観測することが困難であるからである。その瞬間にこそ、ジェット放出の物理を解く鍵があると考えている。それには、X線連星を同時多波長観測することが必須である。

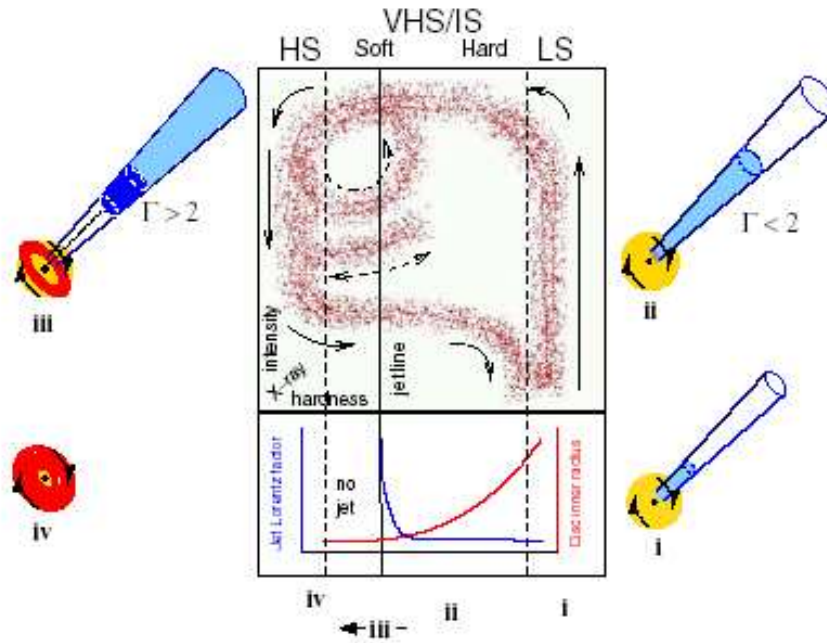


図 D.1: ブラックホール降着円盤とジェット. 上側は降着円盤の状態遷移の履歴曲線である。横軸はX線の hardness ratio、縦軸はX線の明るさである。枠外上部に表記しているLS、HSはHigh StateとLow Stateを意味しており、VHS/ISとはVery High StateまたはIntermediate Stateのことである。またSoft、Hardという表記はスペクトル硬さを表す。枠外下部のローマ数字は、iがLow State、iiがハードなVHS/IS、iiiがソフトVHS/IS、ivがHigh Stateに対応している。下側は赤色が降着円盤の最内縁半径で青色がジェットのローレンツファクター $\Gamma$ である。[9]

## D.2 中性子星降着円盤とジェット

ブラックホールの場合は、一つのブラックホールが§D.1で述べた状態をとるのだが中性子星の場合は、color-color ダイアグラムにより'Atoll' source, 'Z' Source, X線パルサーというように種類分けされ、それぞれで降着円盤の状態が異なってくる。'Atoll' source と'Z' source にはジェットであると考えられる電波放射が観測されているが、X線パルサーには今のところない。図D.2は、中性子星着円盤と、電波放射(ジェット)との関係を模式的表したものである。| |で囲んでいるboxは、X線のcolour-colourダイアグラムである。また最近では、中性子星の降着円盤のX線状態とジェットの関連性が、ブラックホールのそれと類似していることも分かっており、注目されている(Fender astro-ph/0303339, Fender astro-ph/0010613)。

## 'Atoll' source

'Atoll' source とは三種類に分けられる中性子星の中で、最も弱い磁場を持つ中性子星であり、X線連星のなかでは最も数が多い。降着円盤とジェットとの関連性に視点を移すと、'Atoll' source に分類された大部分の天体が、Low State のブラックホール連星に似た振舞いをする。つまり、hard なスペクトルを持つ 'Atoll' source は、弱い電波放射（ジェット）が観測されおり、一方で、'Atoll' source の中でも明るい部類に属する GX 3+1, GX 9+1 や GX 9+9 には電波放射が観測されていないということである。

## 'Z' source

'Z' source には、1970年代から変動の激しい電波源として知られていた Sco X-1 をはじめとして、GX 5-1, GX 17+2, GX 349+2, GX 340+0 や Cyg X-2 があげられる。'Atoll' source よりも強い磁場を持ち、エディントンリミット降着率あるいはそれに近い降着率で、相手の星の物質が中性子星へ降着している。スペクトルや時間変動に 'Z' という明らかなパターンがある (図 D.2 参照)。

Priedhorsky et al. (1986) が、Sco X-1 の観測から X線と電波の関係を発見し、その後、先ほどあげた GX 5-1 をのぞく全ての天体から、同様の結果が得られた。電波放射は X線 colour-colour ダイアグラムの Z の形をした中で、'Horizontal Branch' で最も強く 'Flaring Branch' で最も弱くなり、放射は数時間から数日続くことが分かっている。

'Atoll' と 'Z' に共通していることは、電波放射は質量降着率に逆相関していることである。つまり、質量降着率が大きいときはジェットは出ず、小さいときに出るということである。これは、ブラックホール連星の降着円盤とジェットの関連性に類似していることの一つでもある。

## X線パルサー

最も強い磁場を持つ中性子星であり、高速に自転している。その降着率は小さいものから大きいものまでであるが、これまで述べた二種類の中性子星連星と明らかに違うのは、降着円盤内の物質が、磁場に巻きつき中性子星の赤道表面に降着せず、磁極へと降着する点である。この結果、磁極付近は高温になり非常に強く X線を放射する。一般には、自転軸と磁軸はずれているので、一回自転する間に二度の強い X線が観測されることになり、灯台のようにパルスを出しているように見えるので、X線パルサーと呼ばれる。ブラックホールには表面がないため、X線パルサーは中性子星独自のものである。X線パルサーからは、今のところジェットだと思われる電波放射は確認されていない。



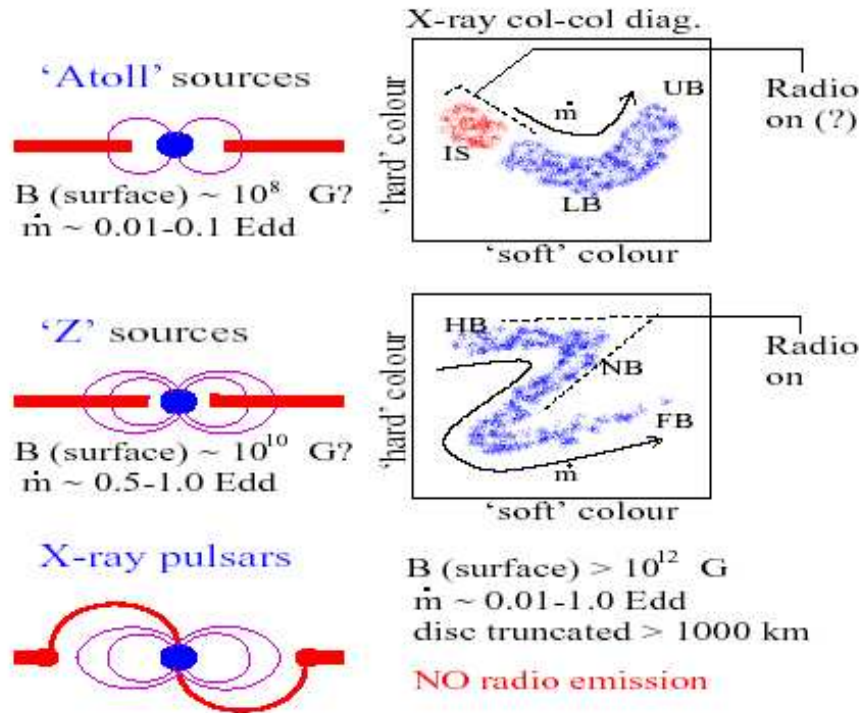


図 D.2: 中性子降着円盤と電波放射 (ジェット). 'Atoll' source は、Aql X-1 のように突発的な outburst を起こすまれな天体をのぞいて、弱い電波放射を主に 'Island State' (IS) において示す。'Z' source では、'Horizontal Branch' (HB) や、スペクトルがソフトになった 'Normal Branch' においてである。その一方で、X線パルサーには電波放射が観測されたことない。これは、降着円盤が中性子星まで延びていないことが原因であろうと考えられている。[7]

# 謝辞

本観測研究および論文執筆を行うにあたり、最初から指導してくださった宇宙科学センター助手の川端先生に深く感謝致します。指導教員の深澤先生には研究室に配属されてから、X線におけるデータ解析を初めとする様々な指導をしていただきありがとうございました。また、大杉先生や宇宙科学センター客員教授の山下先生、同センター助手の植村先生には私の研究に対する貴重なアドバイスや意見を頂きまして、ありがとうございました。

岡山での観測の際には、東京大学木曾観測所の磯貝さん、東北大学の長さんと鈴木君に昼の較正観測データを作成して頂きました、ありがとうございました。また私に観測する機会を与えてくださった、岡山観測所の吉田所長や沖田副所長を初めとする観測所員の方々および岡山プログラム小委員会の皆様に、本論文の執筆ができましたことを報告し、感謝致します。

本研究を行うにあたり、私が直面した問題に素早く対応してくださった先輩の川埜さんや大野さん、お忙しい中ありがとうございました。後輩の千代延君と保田君には、私の観測の補助をしてもらって助かりました。私が研究室に配属されてからの3年間、共に研究生活してきた青井君、澤本君、高橋君、山田君、および途中から研究生活を共にした河本さん、戸塚さん、みなさんとここまで一緒にやって来てよかったと思っています。その他の研究室の皆様ありがとうございました。また、あらゆる事務手続き際して物理科学専攻事務の石井さんと上原さんには大変お世話になりました。

最後に大学生活を常に遠くから見守ってくれていた家族に深く感謝致しまして、本論文執筆をおわりたいと思います。皆様ありがとうございました。

## 参考文献

- [1] Abe, Y., Fukazawa, Y., Kubota, A., Kazama, D., Makishima, K. PASJ, 57, 629
- [2] Bosch-Ramon, V. & Paredes, J.M. 2004, A&A, 425, 1069
- [3] Casares, J., Ribas, I., Paredes, J.M., Marti, J., Prieto, C.Allende., 2005, MNRAS, 360, 1105
- [4] Cassinelli, J.P., Nordsieck, K.H., Murison, M.A. 1987, ApJ, 317, 290
- [5] Castor, J.I., Lamers, H.J.G.L.M. 1979, Astrophys. J. Suppl. 39, 481
- [6] Combi, J.A., Cellone, S.A., Marti, J., Ribó, M., Mirabel, I.F., Casares, J. astro-ph/0408211
- [7] Fender, R. astro-ph/0010613
- [8] Fender, R. astro-ph/0303339
- [9] Fender, R.P., Belloni, T.M., Gallo, E. 2004, MNRAS, 355, 1105
- [10] Gliozzi, M., Bodo, G., Ghisellini, G., Scaltriti, F., Trussoni, E. 1998, A&A, 337, L39
- [11] Gregory, P. C. & Taylor, A. R. 1987, Nature, 272, 704
- [12] Gregory, P.C., Peracaula, M., & Taylor, A.R. 1999, ApJ, 520, 376
- [13] Greiner, J., & Rau, A. 2001, A&A, 375, 145
- [14] Gregory, P.C. 2002, ApJ, 575, 427
- [15] Hannikainen, D.C., Campbell-Wilson, D., Hunstead, R., McIntyre, V., Lovell, J., Reynolds, J., Tzioumis, T., Wu, K., 2001, Ap&SSS, 276,45
- [16] Hjellming R.M., Wade C.M., 1971a, ApJ, 164, L1
- [17] Hjellming R.M., Wade C.M., 1971b, ApJ, 168, L21

- [18] Hutchings, J.B. & Crampton, D. 1981, PASP, 93, 486
- [19] Kanbach, G., Straubmeier, C., Spruit, H. C., Belloni, T., Nature 414, 180
- [20] Kawabata, K., Okazaki, A., Akitaya, H., Hirakata, N., Hirata, R., Ikeda, Y., Kondoh, M., Masuda, S., & Seki, M. 1999, PASP, 111, 898
- [21] Kubota, A., Makishima, K. 2001, ApJ, 560, L147
- [22] Kubota, A., & Makishima, K. 2004, ApJ, 601, 428
- [23] Liu, Q.Z., van Paradijs, J., van den Heuvel, E.P.J. 2000, A&AS, 147, 25
- [24] Liu, Q.Z., Hang, H.R., Wu, G.J., Chang, J., Zhu, Z.X. 2000, A&A, 359, 646
- [25] Liu, Q.Z., van Paradijs, J., van den Heuvel, E.P.J. 2001, A&A, 397, 645
- [26] Longair M.S., 1994, High energy Astrophysics, Vol 2 Stars, The galaxy and the interstellar medium, Cambridge University Press, Cambridge
- [27] Makishima, K., Maejima, Y., Mitsuda, K., Bradt, H.V., Remillard, R.A., Tuohy, I.R., Hoshi, R., Nakagawa, M. 1986, ApJ, 308, 635
- [28] Maraschi, L. & Treves, A. 1981, MNRAS, 194, 18
- [29] Martie, J. & Paredes, J.M. 1995, A&A, 298, 151
- [30] Massey, P., S., Kevin, B., Jeannette V., Anderson, E. 1988, ApJ, 328, 315
- [31] Massi, M., Paredes, J.M., Estalella, R., & Felli, M. 1993, A&A, 269, 249
- [32] Massi, M., Ribó, M., Paredes, J.M., Peracaula, M., Estalella, R. 2001, A&A, 376, 217
- [33] Massi, M., astro-ph/0410502
- [34] Massi, M., Ribó, M., Paredes, J.M., Garrington, S.T., Peracaula, M., Marti, J. 2004, A&A, 414, L1
- [35] McClintock, J.E., & Remillard, A.A. astro-ph/0306213
- [36] Mendelson, H., & Mazeh, T. 1989, MNRAS, 239, 733
- [37] Mirabel, I.F., Rodriguez L.F. 1994, Nature, 371, 46
- [38] Mirabel, I.F., & Rodriguez, L.F. 1999, ARA&A, 37, 409
- [39] Mitsuda, K., et al. 1984, PASJ, 36, 741

- [40] Narayan, E. & Insu, Y. 1994, ApJ, 428, L13
- [41] Orosz J.A. et al. 2001, ApJ, 555, 480
- [42] Paredes, J.M., & Figueras, F. 1986, A&A, 154, L30
- [43] Paredes, J.M., Marziani, P., Marti, J., Fabregat, J., Coe, M.J., Everall, C., Figueras, F., Jordi, C., Norton, A.J., Prince, T., Reglero, V., Roche, P., Torra, J., Unger, S.J., Zamanov, R. 1994, A&A, 288, 519
- [44] Paredes, J.M., Marti, J., Peracaula, M., & Ribó, M. 1997, A&A, 320, L25
- [45] Paredes, J.M., Marti, J., Ribó, M., Massi, M. 2000, Science, 288, 2340
- [46] Paredes, J.M., astro-ph/0409226
- [47] Peracaula, M., Gabuzda, D.C., Taylor, A.R. 1998, A&A, 330, 612
- [48] Poeckert, R. ApJ, 1975, 196, 777
- [49] Rupen, M., Hjellming, R.M., Mioduszewski A.J., 1998, IAU, Circ. 6938
- [50] Sarazin, Craig L., Irwin, Jimmy A., Bregman, Joel N. 2000, ApJ, 544L, 101S
- [51] Scaltriti, F., Bodo, G., Ghisellini, G., Gliozzi, M., Trussoni, E. 1997, A&A, 325, L29
- [52] Serkowski, K., Mathewson, D. L., Ford, V. L. 1975, ApJ, 196, 261
- [53] Strickman, M.S., Tavani, M., Coe, M.J., Steele, I.A., Fabregat, J., Marti, J., Paredes, J.M., Ray, P.S. 1998, ApJ, 497, 419
- [54] Tavani, M., Kniffen, D., Mattox, J. R., Paredes, J.M., & Foster, R.S. 1998, ApJ, 497, L81
- [55] Taylor, A.R., Kenny, H.T., Spencer, R.E., & Tzioumis, A. 1992, ApJ, 395, 268
- [56] Taylor, A.R., Young, G., Peracaula, M., Kenny, H.T., & Gregory, P.C. 1996, A&A, 305, 817
- [57] Taylor, A. R., Dougherty, S. M., Scott, W. K., Peracaula, M., Paredes, J. M. 2000, Astrophysical Phenomena Revealed by Space VLBI, Eds.: H. Hirabayashi, P.G. Edwards, and D.W. Murphy, 223
- [58] Tingay, S.J. et al. 1995, Nature, 374, 141
- [59] Uemura, M., Kato, T., Ishioka, R. Tanabe, K. et al. 2004, PASJ, 56, S61

- [60] Waters, L.B.F.M., Taylor, A.R., van den Heuvel, E.P.J., Persi, P. 1988, A&A, 198, 200
- [61] Whittet, D.C.B., Martin, P.G., Hough, J.H., Rouse, M.F., Bailey, J.A., Axon, D.J. 1992, ApJ, 386, 562
- [62] Wood, K., Bjorkman, K.S., Bjorkman, J.E. 1997, ApJ, 477, 926
- [63] Zamanov, R.K., Marti, J., Paredes, J.M., Fabregat, J., Ribó, M., Tarasov, A.E. 1999, A&A 351, 543
- [64] Exploring the X-ray Universe Charles, P.A., Seward, F.A.
- [65] 宇宙物理学  
佐藤文隆、原 哲也
- [66] 活動する宇宙  
柴田一成、福江 純、松本亮治、嶺重 慎 共編
- [67] HBS データ制約マニュアル Ver 2.10  
川端弘治、平方伸之、秋田谷 洋、池田優二
- [68] 浅田圭一 活動銀河核と偏波観測
- [69] ヘクト光学 II -波動光学- OPTICS, 4th edition  
Eugene Hecht 著  
尾崎義治・朝倉利光 訳
- [70] 理科年表 平成 16 年度版  
文部科学省 国立天文台 編
- [71] 加藤成晃 2005, 天文月報, 98, 525
- [72] 片岡 淳、高橋 忠幸、谷畑 千春、窪 秀利 2002, 天文月報, 1
- [73] 窪 秀利 博士論文 (東京大学)1997
- [74] 片岡 淳 博士論文 (東京大学)2000
- [75] 右田 雄二 修士論文 (広島大学) 2005
- [76] 阿部由紀子 修士論文 (広島大学) 2005
- [77] 永江 修 卒業論文 (広島大学) 2004