

近傍の IIP 型超新星 SN 2017eaw が示した
可視光近赤外線偏光特性の観測的研究

広島大学大学院 理学研究科 物理科学専攻
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室

M174360 長木舞子

指導教員：川端弘治

主査：川端弘治 副査：島田賢也

2019 年 2 月

概要

初期質量が太陽の約 10 倍以上ある恒星は進化の最期に重力崩壊型超新星爆発を引き起こす。今日まで多くの重力崩壊型超新星が発見され、様々な研究がなされてきているが、爆発を起こす前の大質量星の進化過程や、爆発のメカニズムなど、まだ明らかにされていない事も多い。光学的に厚い水素外層を持つ IIP 型超新星は、初期の 3 ヶ月ほどにわたり、水素の電離境界面の半径がほぼ一定となるため、光度曲線が平坦となるプラトーと呼ばれる期間を有する。過去に見つかった最近傍の IIP 型超新星のひとつ、SN 2004dj では、プラトー期が終わって減光し、水素層より内部側が透けて見えるようになった途端、偏光が一時的に大きくなる例が見つかった。これは中心核付近で起こった重力崩壊に伴う爆発が非球対称状であることを示唆している。一方で、他の IIP 型超新星ではほとんど偏光が見られないものもある。プラトー期から後期にわたる密な偏光観測がなされた例は依然少なく、偏光による IIP 型超新星の全体像はまだ掴めていない。偏光観測は一般に高い精度が要求されるため、光量を稼ぐことが容易な近傍のサンプルが望ましい。そこで私たちは、爆発直後とみられる近傍の IIP 型超新星 SN 2017eaw(図 1) に対して長期にわたり観測を行い、偏光の変動や波長依存性を捉え、議論を試みた。ホスト銀河は距離 6 Mpc の NGC 6946 である。広島大学の口径 1.5 m かなた望遠鏡を用いて、爆発から約 150 日にわたり、可視光・近赤外線域の偏光、撮像、分光観測を行なった。その結果、図 2 の (b) に示すように SN 2017eaw においては、プラトー期中の偏光の変動は小さく、またプラトー終了後の急激な偏光度の上昇も見られなかった。観測期間を通してほぼ変化が無かった偏光度とその波長依存性は、星間偏光で説明可能である。よって、この超新星で観測された偏光特性は、視線方向に対してほぼ軸対称な爆発モデルから予期される振る舞いに矛盾がないことがわかった。

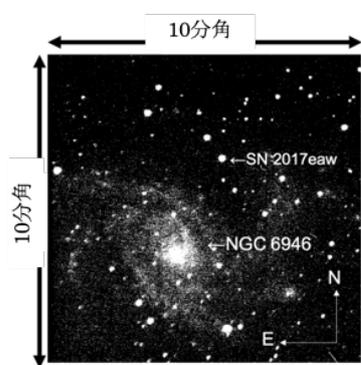


図 1: SN 2017eaw の視野

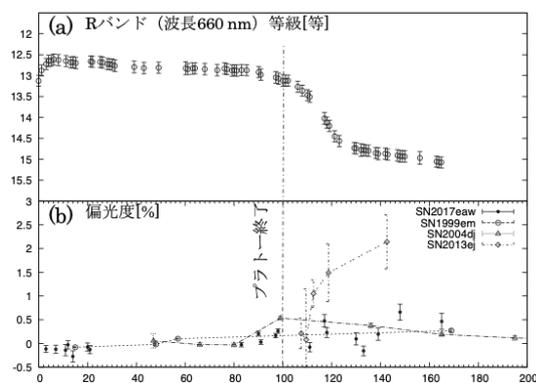


図 2: (a) SN 2017eaw の R バンド等級の時間進化、(b) R バンドでの偏光度の時間進化と他の IIP 型超新星との比較

目次

第 1 章 序論	3
1.1 恒星の進化	3
1.2 超新星	4
1.2.1 超新星とは	4
1.2.2 IIP 型超新星	5
1.2.3 超新星爆発における未解決問題	7
1.3 天文学における偏光観測	8
1.3.1 偏光を示す天体と偏光でわかること	8
1.3.2 偏光の表し方	8
1.4 超新星における偏光の原因	9
1.4.1 超新星の光球中の電子による光散乱	10
1.4.2 超新星周辺のダストによる光散乱	12
1.4.3 星間ダストによる吸収	12
1.5 本研究の目的	13
第 2 章 観測	15
2.1 観測天体	15
2.1.1 IIP 型超新星 SN 2017eaw	15
2.1.2 データの種類	16
2.2 観測装置	16
2.2.1 かなた望遠鏡	16
2.2.2 望遠鏡の構造と仕様	17
2.2.3 可視赤外線同時カメラ HONIR	17
2.3 HONIR の偏光観測モード	25
2.3.1 偏光観測モードのストークスパラメータの導出	25
2.3.2 必要なキャリブレーション	27
第 3 章 データリダクション	29
3.1 データ取得	29
3.2 一次処理	30
3.3 開口測光	32
3.4 偏光キャリブレーション	33
3.4.1 標準星の観測	33

3.4.2	器械偏光	33
3.4.3	偏光能率	35
3.4.4	偏光方位角のオフセット	36
第 4 章	結果と考察	37
4.1	スペクトル	37
4.2	光度曲線	40
4.3	偏光の時間変化	40
4.3.1	偏光度、偏光方位角	40
4.3.2	QU 平面	42
4.3.3	他の超新星との比較	44
4.4	星間偏光に関する考察	44
4.4.1	偏光度の波長依存性	46
4.5	IIP 型超新星 SN 2017eaw の偏光観測まとめ	48
第 5 章	まとめ	50
第 6 章	付録	51
6.1	コリメータレンズ群を交換後の偏光能率の変化の原因とその追求	51
6.1.1	コリメータレンズ群の特性を確認するための調査項目	51
6.1.2	使用した装置	51
6.1.3	調査方法	53
6.1.4	調査結果	53
6.1.5	まとめ	54

第1章 序論

1.1 恒星の進化

太陽のような自ら輝く星を恒星と呼ぶ。恒星は質量の大部分が水素で構成されており、中心核での水素の核融合反応によって放射エネルギーをまかなっている段階を「主系列星」と呼ぶ。主系列星では一般的にHR図(図1.1)の左側(高温)になるほど重い星で、右側(低温)になるほど軽い星である。また、重い星ほど燃料が多いが、それ以上に燃料の消費が速いので短命である。

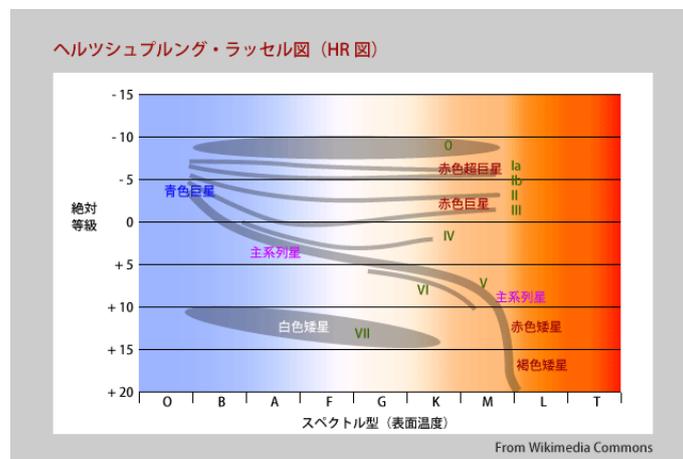


図 1.1: 恒星の HR 図 [27]

恒星は表 1.1 のような反応で核融合を進めていく。その恒星の質量によって、核融合のスピードや、どの元素まで進行するかが変わってくる。例えば、初期質量が太陽質量の 8 倍より小さい質量をもつ星は、炭素燃焼が起こる温度まで中心温度が上昇せず、中心核付近のガスの電子が縮退し、最後には白色矮星と呼ばれる高密度の天体となる。一方、太陽質量の約 10 倍より大きい質量を持つ星は、図 1.2 のように最終的に中心部に鉄のコアを作るような「たまねぎ構造」の元素分布となる。

温度が 40 億度を超えると、原子核の中でもエネルギーが最も低い結合状態にある ^{56}Fe のコアが作られる。そこまでいくと、核融合によりそれ以上核エネルギーを取り出すことはできなくなる。しかし、ニュートリノがエネルギーを持ち去り続けるので、鉄のコアは重力収縮をする。重力収縮をして高温になると、以下のようにヘリウムや陽子、中性子といった軽い原子核に分裂する吸熱反応が発生する。



表 1.1: 星の内部で進行する熱核反応 [18]

燃焼段階	主な反応	主な生成物	温度 (10^8 K)
H	pp チェイン	${}^4\text{He}$	0.15-0.2
	CNO サイクル	${}^{14}\text{N}$	
He	$3{}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$	${}^{12}\text{C}$	1.5
	${}^{12}\text{C} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$	${}^{16}\text{O}$	
C	${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{23}\text{Na} + \text{p}$	Ne, Na	7
	${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \alpha$	Mg, Al	
Ne	${}^{20}\text{Ne} + \gamma \rightarrow {}^{16}\text{O} + \alpha$	O	15
	${}^{20}\text{Ne} + \alpha \rightarrow {}^{24}\text{Mg} + \gamma$	Mg	
O	${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{28}\text{Si} + \alpha$	Si, P, S	30
	${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{31}\text{P} + \text{p}$	Cl, Ar, Ca	
Si	${}^{28}\text{Si} + \gamma \rightarrow {}^{24}\text{Mg} + \alpha$	Cr, Mn, Fe Co, Ni, Cu	40
	${}^{24}\text{Mg} + \gamma \rightarrow {}^{23}\text{Na} + \text{p}$		
	${}^{24}\text{Mg} + \gamma \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \alpha$		
	多くの反応 \rightarrow 統計平衡		

この反応は高エネルギー光子によって分解されたためなので「光分解」と呼ばれる。たまねぎ構造を作るような核融合は長い年月をかけて行ってきたのに対し、この原子核の分解過程は 0.1 秒という一瞬の間に起こってしまう。温度が下がることで内部の圧力は一気に低下し、コアは支えを失って重力によって落下していく。これを重力崩壊と呼んでいる。

1.2 超新星

1.2.1 超新星とは

超新星は、空の一点が突然明るくなることから「新星」と捉えられ名付けられたものがあるが、現代天文学においては新たな星が生まれる瞬間ではなく、星が一生の最期に起こす爆発であることがわかっている。超新星の明るさは数百億の星が集まってできる銀河の明るさと同程度にもなる。そのため、一つの星が起こす現象にも拘わらず、私たちの銀河系よりも外の現象であっても明るく観測することができる。現在観測されている超新星までの距離は、近いもので数千万光年 (天の川銀河の直径はおよそ 10 万 光年、または 3 万 pc) で中には数億光年以上離れたものまで観測されている。天の川銀河内の超新星は最近 400 年間は観測されていないが、系外銀河で発見される超新星の数は年々増加しており、今や年間何百にもなる。図 1.3 は地球から 16 万光年というごく近傍にある大マゼラン星雲でおきた超新星 SN 1987A である。爆発後に大きく増光したことがわかる。

超新星の光を分光すると、波長ごとに特徴が見えてくる。光を分光したものをスペクトルと呼び、超新星はそのスペクトルによって分類される。図 1.7 はそれぞれのタイプのスペクトルの結果である。超新星は、そのスペクトルに水素の吸収を持つかどうかでまず分類をし、水素の吸収線が見られるものを II 型、見られないものを I 型と分類する。I 型はさらに細かく分類され、ヘリウムの吸収がなくケイ素の吸収が強いものを Ia 型、ヘリウムの吸収が強いものを Ib 型、ヘリウムもケイ素も弱いものを Ic 型と分類した。まとめたものを表 1.2 に示す。

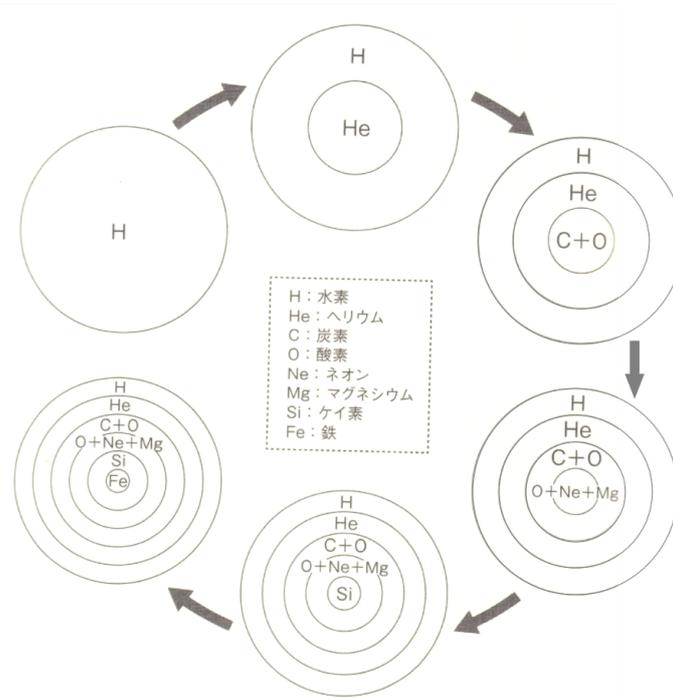


図 1.2: 大質量星の一生と「たまねぎ構造」 [19]

1.2.2 IIP 型超新星

典型的な超新星の光度曲線を図 1.5 に示す。光度曲線を比べたときに II 型と他のタイプでは様子が異なることがうかがえる。それは光る要因がそれぞれ異なるためである。

超新星が光る要因となるものは 2 つある。1 つ目は、爆発時に星の内部を伝わる衝撃波による加熱である。2 つ目は爆発時に合成された放射性元素の ^{56}Ni が ^{56}Co に崩壊するとき、さらにその ^{56}Co が ^{56}Fe に崩壊するとき放出する γ 線と陽電子による加熱である。

II 型超新星中でも、図 1.5 に示されたような、光度曲線の図の中で平坦な部分を持つものを IIP 型と呼ぶ。その平坦な部分はプラトー (plateau) と呼ばれる。プラトーの期間は最初期に受けた衝撃波の加熱によって光っている。加熱された物質が光学的に厚いとき、物質は黒体放射という放射をする。明るさを L とし、その時の光球の半径を R 、光球の表面の温度を T とすると、

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (1.3)$$

と与えられる (σ はシュテファン-ボルツマン定数)。IIP 型超新星の光球は中性水素と電離した水素の境界 (電離境界面) となるので、温度は約 6000K とほぼ一定となる。また、超新星の膨張と電離境界面が全体の質量に対して後退する効果によって、偶然にもその位置 R は時間とともにほとんど動かないことが知られている。すなわち、 R と T が変化しないため式 (1.3) より明るさ L もほとんど変わらないプラトーができる。このプラトーは水素外層を持たない他のタイプには見られないものである。衝撃波による加熱は膨張により冷えるのだが、これは元の星の半径が小さいほどよく効くとされているので、分厚い水素外層を持つ



図 1.3: 超新星 1987A の爆発前 (右) と爆発後 (左) アングロ・オーストラリア天文台/Deved Malin 撮影 [25]

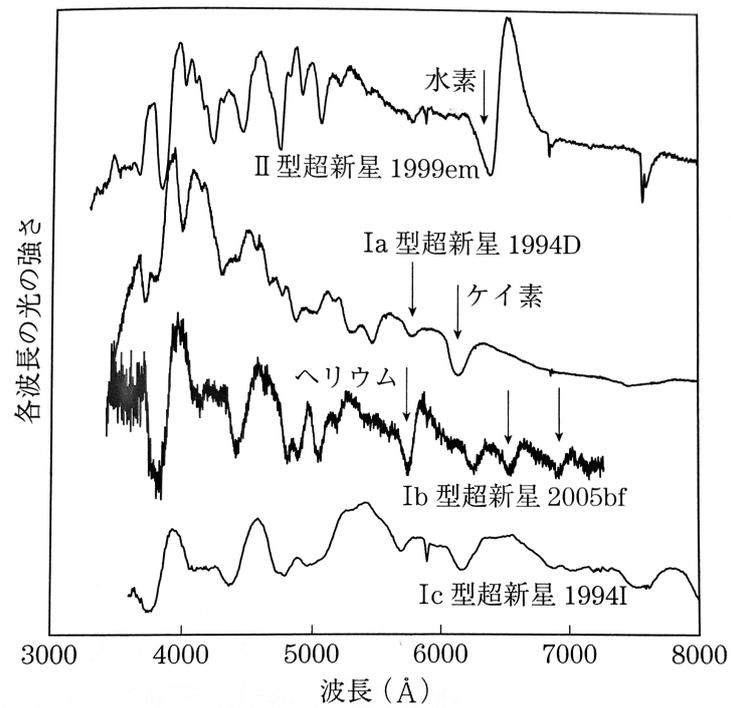


図 1.4: 超新星のスペクトル (爆発から数十日後)[18]

表 1.2: 超新星の分類

型	超新星爆発			
	I 型			II 型
	Ia 型	Ib 型	Ic 型	
水素	×			○
ケイ素	強	弱		—
ヘリウム	—	○	×	—
爆発の種類	核爆発型超新星		重力崩壊型超新星	

つ IIP だけプラトーを持つ。他のタイプは ^{56}Ni の崩壊による加熱だけで光っていると考えられる。IIP 型もプラトー後は ^{56}Ni が熱源となり、本研究では光度曲線において、プラトー期が終わり急激な減光を終えた後の緩やかな減光時をテール期と呼ぶ。

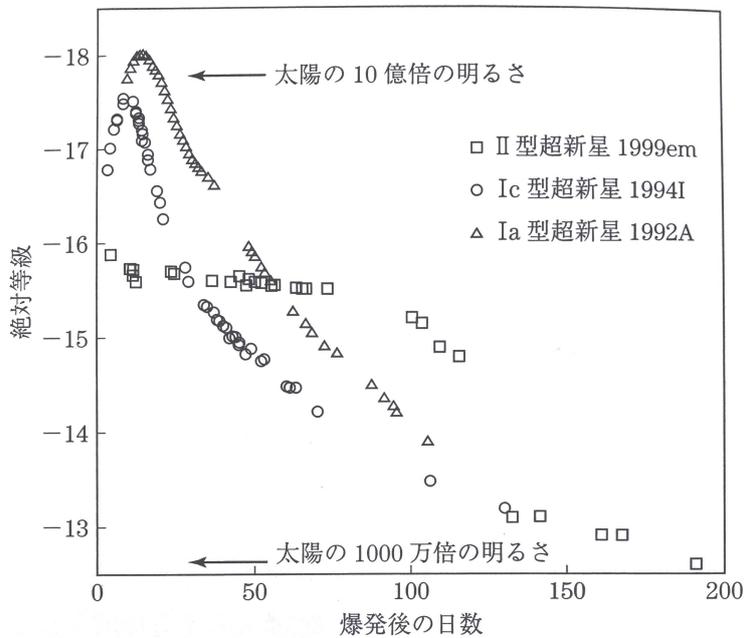


図 1.5: 超新星の光度曲線 [18]

1.2.3 超新星爆発における未解決問題

超新星爆発にはまだ未解決な点が多くある。本研究で関わりのある IIP 型超新星について、具体的なものを 2 点述べる。一つは、超新星爆発のメカニズムについてである。重力崩壊型超新星の理論的シミュレーションに基づいた研究では、一次元の球対称のモデルでは爆発できずに多次元の効果が必要とわかってい

る。二つ目は、天の川銀河内で観測される赤色超巨星の質量放出率と超新星爆発の観測で計算される赤色超巨星時代の質量放出率の計算が2桁ほど合わない例が報告されており、大質量星の恒星進化とそれから引き起こすと考えられている超新星の観測的特性においてマッチしない点があることである。

1.3 天文学における偏光観測

偏光観測は一般に高い精度を要求されるために、多くの光量を必要とする。そのため偏光観測に適した天体が少なく、世界的にも観測例が少ない。また、偏光観測を行うことで明らかになることは多いと考えられており、観測データは非常に重要な意味を持つ。

1.3.1 偏光を示す天体と偏光でわかること

代表的な偏光天体ないし天体における偏光現象として、星間微粒子（固体微粒子、ダスト）による星間偏光、星周物質（自由電子、ダスト）による中心星の光の散乱、シンクロトロン放射¹などがある。そのため偏光観測を行うことにより、星間偏光であれば星間磁場の向きやダストの性質が、散乱による偏光であれば散乱体の性質や分布が、シンクロトロン放射による偏光であればその発光領域の磁場構造の推定が、それぞれ可能となる。

1.3.2 偏光の表し方

光は空間を伝わる電磁波で、進行方向に対して電場と磁場が垂直に振動している。すなわち、横波である光にはその振動に方向性がある。振動の方向がある向きに偏った一郡の光を偏光と呼ぶ。物質にエネルギーを伝えるのは電場成分であるので、通常は電場の振動する向きを偏光方向と呼ぶ。自然光は、ランダムな方向の振動が混在しており無偏光な状態にある。これに対し、振動が直線的で一つの平面内に乗っている光を直線偏光と呼び、他には振動面が回転しながら進む光である円偏光と楕円偏光がある。本論文では直線偏光のみを扱うため、単に偏光と言った場合は直線偏光を示すものとする。

電磁波を平面波として考えてその伝搬方向を z 軸にとる。位相を $\tau = \omega t - kz$ で示すと電場成分は以下のように表せる。

$$E_x = a_1 \cos(\tau + \delta_1), E_y = a_2 \cos(\tau + \delta_2) \quad (1.4)$$

ここで $\delta \equiv \delta_2 - \delta_1$ とし、 $\delta = \frac{\pi}{2}$ のとき

$$E_x = a_1 \cos(\tau + \delta_1), E_y = -a_2 \sin(\tau + \delta_1) \quad (1.5)$$

であり、 $a_1 = a_2$ なら右回りの円偏光となる。また、 $\delta = 0$ 、及び $n\pi$ (n は整数) の場合は直線偏光となる。

偏光は一般的に、どのくらい偏光しているかを表す偏光度 P と、どの方向に偏光しているのかを表す偏光方位角 θ で記述する。しかしベクトルの的に扱う場合には、 P と θ を用いた表現では計算が複雑になって

¹電子を磁場の中で運動させると、電子の進行方向と磁場の方向に直角な力（ローレンツ力）を受け、円運動をする。円運動は加速度運動のため、電磁波が放射される。電子の速度が遅い時にはサイクロトロン放射、光速に近い相対論的な場合はシンクロトロン放射と呼ぶ。

しまう。そこで本研究ではストークスパラメータ (Stokes parameters) と呼ばれる以下の式で定義される 4 つの物理量で偏光を考えるものとする。

$$I = a_1^2 + a_2^2 \quad (1.6)$$

$$Q = a_1^2 - a_2^2 \quad (1.7)$$

$$U = 2a_1a_2\cos\delta \quad (1.8)$$

$$V = 2a_1a_2\sin\delta \quad (1.9)$$

ここで、 I は光の強度に関するパラメーター、 Q 、 U は直線偏光に関するパラメーターである。一方 V は円偏光に関するパラメーターであり、本論文では直線偏光のみを扱うため $V = 0$ として考える。これらの間には

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$$

のような関係が成り立つので独立なパラメーターは 3 つである。

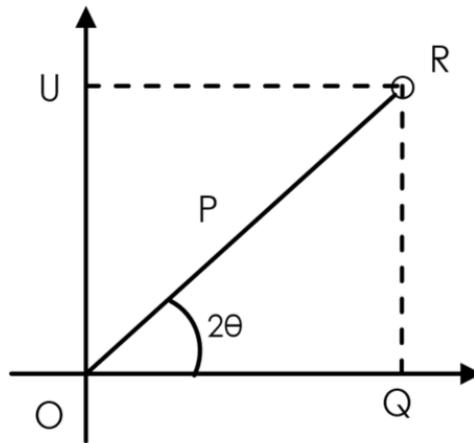


図 1.6: ストークスパラメータ Q, U と P, θ の関係

ストークスパラメータを用いると (直線) 偏光度 P と偏光方位角 θ は以下のように表される。

$$P = \frac{\sqrt{(Q^2 + U^2)}}{I} \quad (1.10)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \quad (1.11)$$

横軸を $\frac{Q}{I}$ 、縦軸を $\frac{U}{I}$ とした図 1.6 のような QU 平面を考えると線分 OR の長さが偏光度 P 、この線分と $\frac{Q}{I}$ の軸の間の角の半分が偏光方位角 θ となる。

1.4 超新星における偏光の原因

超新星を観測した際に得られる偏光の要因としては、主に 3 つ考えられる。一つは超新星固有の偏光、二つ目は超新星周辺のダストによる偏光、三つ目は星間ダストによる偏光である。

一つ目と二つ目については、双極子散乱と呼ばれる光散乱によって偏光が生じていると考えられる。光散乱とは、自由電子や分子、固体微粒子などに光が照射されると、光の電場によって正負の電荷が電気力を受けて振動する。それにより分子内に電荷の偏り(電気双極子)が生じる。その分極が電場の振動に従い振動するので、その振動で分子から二次波として光が放出される現象である。図 1.7 では、中心に自由電子または分子、固体微粒子などがあるときに直線偏光の光が照射された様子を示している。入射方向と出射方向を含む面を散乱面としたときにその面に垂直な偏光成分のみが残る。

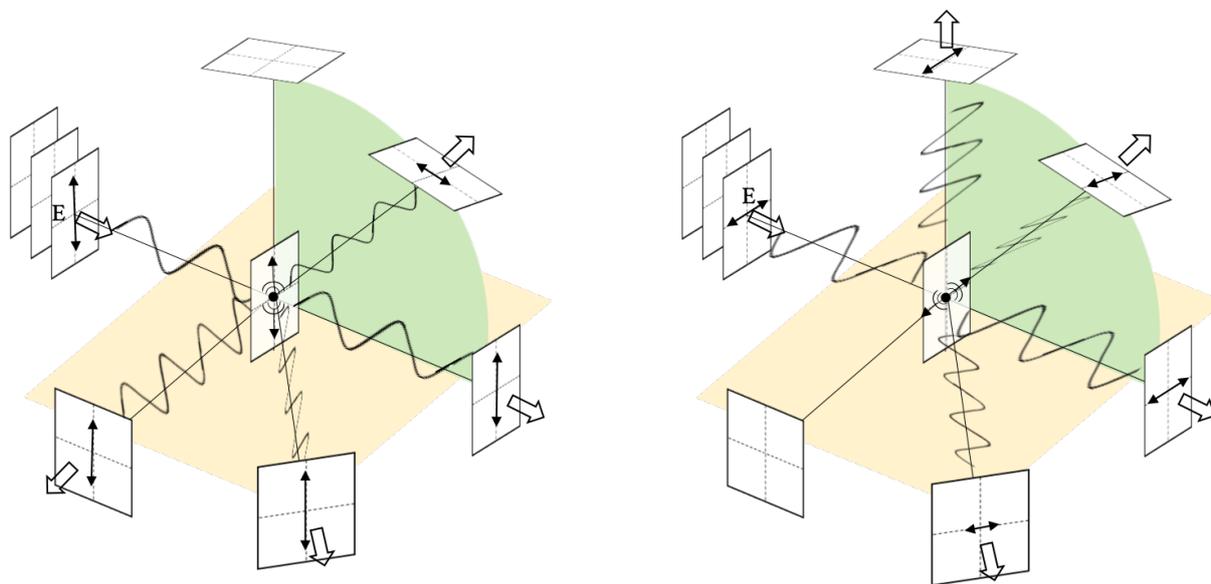


図 1.7: 偏光した光の散乱

1.4.1 超新星の光球中の電子による光散乱

光散乱は光球やその内部から出射した光がその外層にある電離ガスを通過する際にも起こる。図 1.8 では、地球から超新星を見たときに中心を含む断面の偏光を考えたものである。超新星の光球は中心からの光散乱を考えたときに、中心から放射される光が無偏光の光であっても、散乱を受けると散乱面に対して垂直な偏光成分が相対的に強まる。図では光球が球対称の場合と、非球対称の場合のそれぞれについて考えている。非球対称な例としては、楕円を採用した。光散乱を考えると、偏光方向はそれぞれの部分において図中の矢印方向となる。超新星は地球から観測するときには、1点の光としか観測できないので、それらの偏光成分は足し合わされた結果でしか得ることはできない。球対称の場合は、偏光成分はキャンセルされて無偏光として観測され、非球対称で、図 1.8 のような場合では、 \leftrightarrow 方向の偏光成分が残ると考えられる。

IIP 型において非球対称状の光球となることが期待されるフェーズとして、プラトーが終わり分厚い水素層の内部が見え始めた頃がまず挙げられる。Leonard et al. (2006) では、過去で最も近傍に現れた IIP 型超新星の一つである SN 2004dj において、プラトー終了後に偏光度が急激に増加している様子を捉えている。図 1.9 はその論文中から転載した偏光度の時間変化である。プラトー期には偏光度は 0% に近く、超新星爆発後から 100 日ほどたち、プラトーが終わる頃に偏光度は 0.56% ほどに急増したことがわかる。その

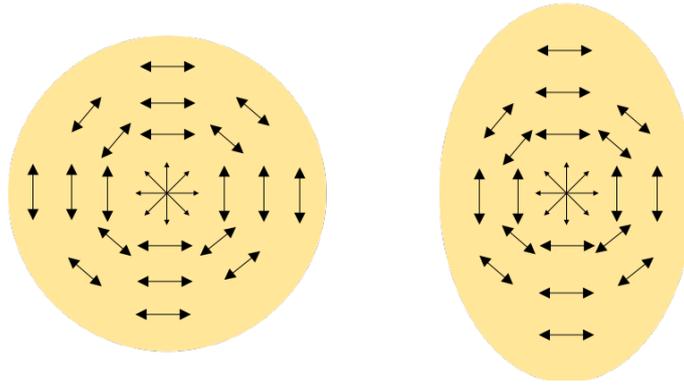


図 1.8: 光球の散乱

後偏光度が徐々に下がっていることから、プラト一期は光球が広がった水素外層の時は球対称な形だったが、光球面が後退して、水素層の内部が光球面となったときに、図 1.8 の右側で示すような非球対称であったことによる効果ではないかと考えられている。このような結果は、中心部における爆発が球対称ではないことを証明する手がかりとなり、詳細な爆発モデルを考えるきっかけとなると考えられている。

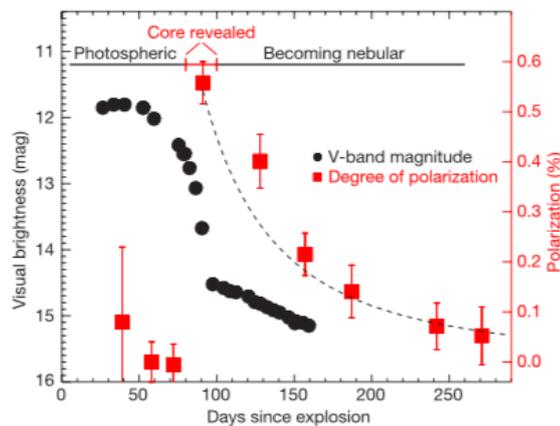


図 1.9: IIP 型超新星の偏光 [7]

他にも IIP 型超新星を偏光観測した例がある。プラト一期の偏光観測結果が多く含むものが図 1.10 に、後期までの観測を含むものを図 1.11 に転載する (Kumar et al. 2014, Kumar et al. 2016)。SN 2004dj のようなプラト一前後で 0.6%ほど急激に増加するような天体は他には少なく、図 1.11 中には、プラト一の終わりに縦の点線が、星雲の段階の始まりに実線がそれぞれに書き込んである。なお、爆発後の日数をグラフにプロットしており、プラト一終了時に合わせるなどの補正をしていない。星間偏光は差し引いてある。二つの図から、SN 2004dj のようなプラト一前後で 0.6%ほどの変化が十分に高い精度で捉えられた例は他には少ない。図 1.11 の SN 2013ej のようにプラト一終了時に 2%ほど偏光度の増加が観測されているものがあるが、プラト一後の測定点の誤差が大きめでデータ点が少なく、またプラト一期間中の偏光の変動は

捉えられていない。これらの結果から言えることとしては、偏光観測は高い精度が必要であるため、光量が得やすい近傍の明るいサンプルが必要である。近年サーベイが発達して、超新星全体の数は増えているが近傍での明るい例は少ないままである。観測されているものでもプラト一期から後期に渡って密に観測されているものが少なく、偏光による IIP 型超新星の全体像はまだつかめていない。そのため、精度が良く密な観測をした新たなサンプルが必要である。

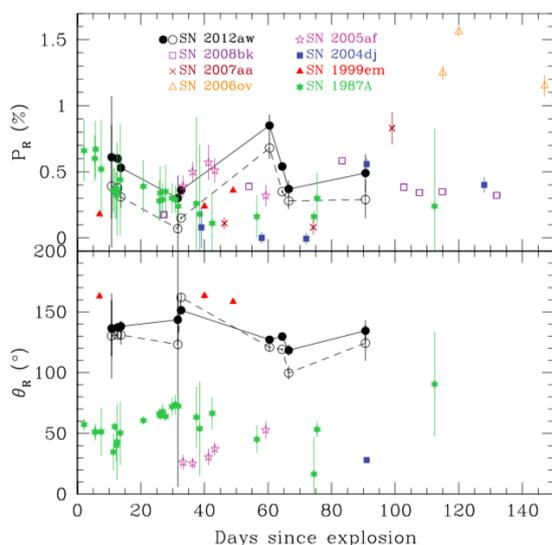


図 1.10: 過去の IIP 型超新星の偏光観測 (プラト一期から後期)[3]

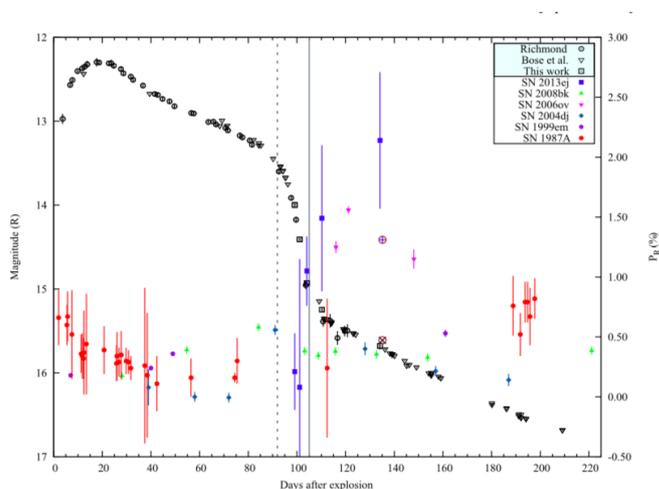


図 1.11: 過去の IIP 型超新星の偏光観測 (プラト一期から後期まで。プラト一期を区別しやすいよう、高度曲線も示してある。)[4]

1.4.2 超新星周辺のダストによる光散乱

超新星の周辺で生じる偏光としては、ダストによる光散乱が挙げられる。超新星爆発の前に恒星風により外層が周辺に吹き飛ばされているのではないかと考えられている。吹き飛ばされた物質は星周ダストと呼ばれ、偏光の原因になるのではないかと考えられている。例えば、図 1.12 のようにダストが配置されている場合、光球から無偏光な光がダストにあたり散乱したとしたら、地球には散乱面に垂直な方向に偏光して観測される。その偏光はダストに散乱してから地球に届くので、その距離分だけ遅れて届くと考えられる。偏光がこの原因で起こっていると分かれば、爆発以前の赤色超巨星時代の質量放出を知る手がかりとなる。

1.4.3 星間ダストによる吸収

偏光は天の川銀河内や超新星の母銀河内にある星間ダストによっても生じる。図 1.13 のように磁場によって角運動量ベクトルの向きが磁場に平行に整列した星間ダスト (典型的なサイズは可視光波長の数分の一程度) が地球と超新星の間にあった場合、光は磁場と平行な方向に偏光すると考えられている。光は電磁波であり、電場と磁場は垂直な関係である。ダスト内に誘起されるダストの長軸方向、つまり電場は磁場と垂直な方向に片寄るため、磁場と垂直な方向の偏光成分がより強く散乱・吸収される。よって、透過光におい

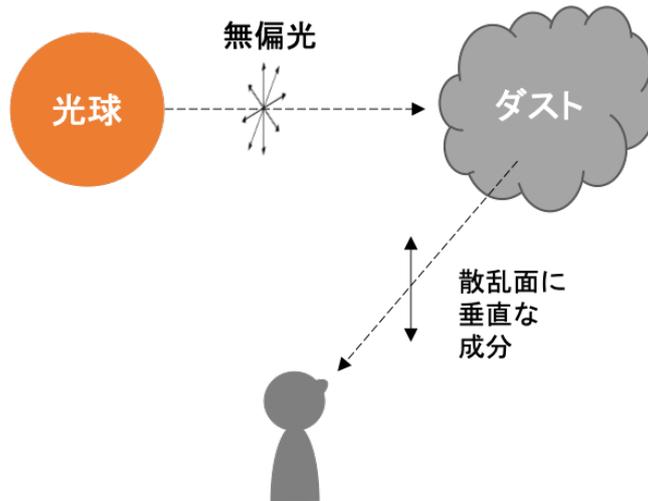


図 1.12: 星周ダストによる散乱

て、磁場と平行な偏光成分は相対的に吸収されず、より残る傾向があるので、偏光が生じる。この偏光成分は、時間変化をしないことや、超新星由来のスペクトル輝線光 (本来、無偏光であると期待される) が示す偏光成分、さらに星間減光の経験則を用いることで星間ダストによるものか否かを推定することができる。

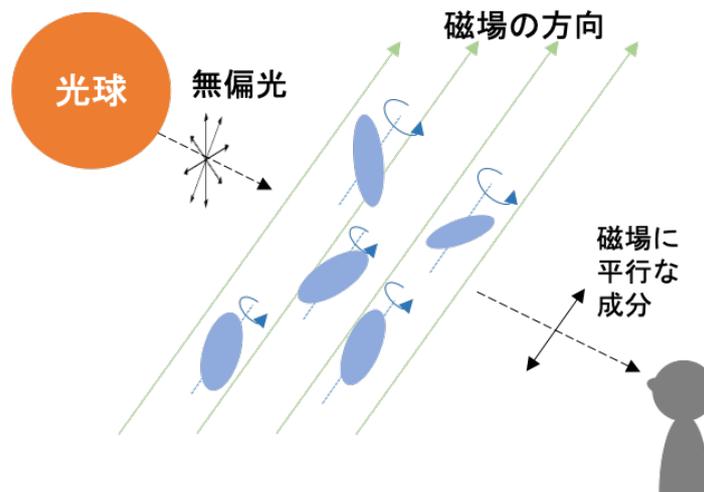


図 1.13: 星間ダストによる吸収

1.5 本研究の目的

超新星の爆発モデルにはまだ不明瞭なことが多い。近年注目されている多次元の効果として、流体不安定性や磁気流体過程などの非球対称状の機構が挙げられる。そのような爆発モデルを解明する手がかりの

一つとして、光球の非球対称性のプローブとなる偏光観測を実施することが挙げられる。今までに超新星を偏光観測した例はいくつかある、例えば IIP 型超新星に関しては、偏光観測データは増えてはいるが、爆発構造や星周構造に制限を与えられるまでにはなっていない。これまでにプラト初期から後期にわたる精度の良い、密な偏光観測がほとんど行われていないためである。本研究の目的は、爆発直後とみられる近傍の明るい IIP 型超新星に対して長期にわたる観測を行い、偏光の変動や波長依存性を捉えて、その特性を解析し、議論することである。

第2章 観測

2.1 観測天体

2.1.1 IIP 型超新星 SN 2017eaw

本研究での観測対象は IIP 型超新星 SN 2017eaw¹である。この超新星は 2017 年 5 月 14 日に地球からおよそ 6 Mpc(約 2000 万光年) という近めの距離にある渦巻銀河 NGC 6946 内で発見された。この超新星は、発見の 2 日前である 5 月 12 日に行われたサーベイにより 19 等くらいの限界等級が与えられ、爆発日が精度良く制限できる。近傍で見かけ上明るくなったことから、長期にわたる観測が期待されていた。実際、初期には約 13 等級と十分明るく、かなた望遠鏡でも偏光撮像観測が可能であった。IIP 型超新星爆発が近傍(10Mpc 以内) で発見されることは、数~十年に 1 度くらいの頻度で大変貴重であり偏光観測の例も少ないため、貴重なサンプルになる得る。図 2.1 は SN 2017eaw 付近の視野である。超新星は母銀河 NGC 6946 からは離れた位置(約 5 分角)にあるため、母銀河の影響をほとんど受けることなく、測光が可能であった。

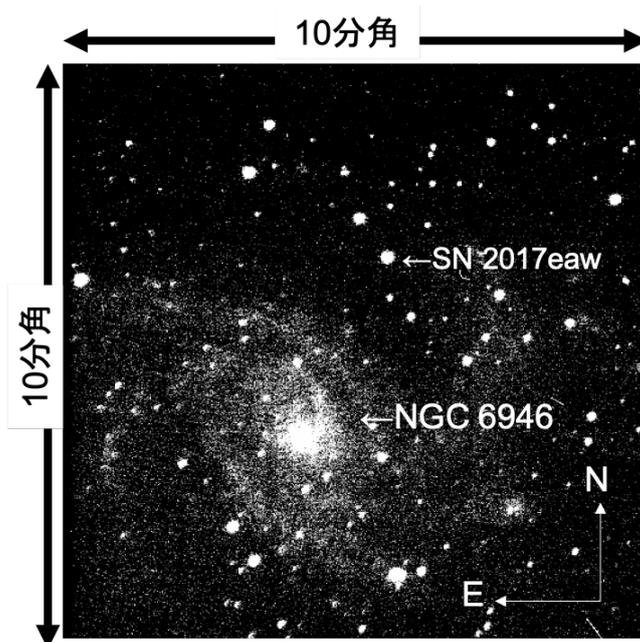


図 2.1: SN 2017eaw の視野

¹天球上での座標は、赤道座標 R.A. = $20^h 34^m 40^s.240$, Dec = $+60^\circ 11' 35''.90$ 、及び銀河座標 $l = 95.96^\circ$, $b = 11.70^\circ$ (TNS より [26])

表 2.1: SN 2017eaw 観測概要

		HONIR		HOWPol		
		撮像	偏光撮像	撮像	分光	
期間		5/14–12/25 ¹	5/17–10/26 ¹	5/14–12/23 ²	5/14–11/5 ²	
夜数	Bバンド	–	5 晩	98 晩		
	可視光	Vバンド	68 晩	15 晩	98 晩	66 晩 ³
		Rバンド	68 晩	20 晩	98 晩	
		Iバンド	69 晩	8 晩	98 晩	
	近赤外線	Jバンド	69 晩	20 晩	–	–
		Hバンド	68 晩	12 晩	–	–
		Ksバンド	68 晩	14 晩	–	–

¹ 2017 年の日付であり、HONIR は 2017 年 6 月 6 日から 2017 年の 8 月 3 日の約 2ヶ月間は、装置の調整のため取り外していたので、その間はデータを取得できていない。

² 2017 年のデータである。

³ 分光のため、バンドの区別はなし。

2.1.2 データの種類

我々は、かなた望遠鏡を用いて、発見直後から継続的に測光・分光・偏光撮像観測を行なった。観測の概要を表 2.1 に示す。

本研究で私が実際に行ったこととしては、偏光データの補正に必要な標準星の観測とデータリダクション、超新星に関しては一部の偏光観測と偏光撮像データのリダクションと偏光キャリブレーションである。作成した偏光データから、超新星の偏光の変動と波長依存性を議論してきた。撮像データと分光のデータは Yamanaka et al. 2018 のものである。

2.2 観測装置

2.2.1 かなた望遠鏡

かなた望遠鏡 (図 2.2) は宇宙科学センター附属東広島天文台 (図 2.3) に設置されている 1.5 m 光学赤外線望遠鏡である。これはもともと大学共同利用機関である国立天文台がその三鷹キャンパス内で「赤外シュミレータ」という名前で所有していたもので、主にすばる望遠鏡の観測装置の試験に活躍していた。広島大学は 2006 年にこの望遠鏡を東広島市東南部の山頂へ移設し望遠鏡制御系の改良、新しい装置の開発を進めて研究基盤を充実させてきた。

望遠鏡の集光力を決めるのは主鏡の大きさであり、かなた望遠鏡の主鏡の有効径は 1.5 m と国内最大級である。また、任意の天体に対して 50 秒以内に指向可能であるという、このサイズの望遠鏡では世界的に見ても高い駆動性能を有している。さらに広島大学が所有する望遠鏡であるので、共同利用型望遠鏡のように他の観測に縛られることなく研究をすすめることが可能である。以上の利点を生かして、かなた望遠鏡では突発天体の即時観測を行なっている。現在はナスミス焦点に取り付けられた HOWPol において、発

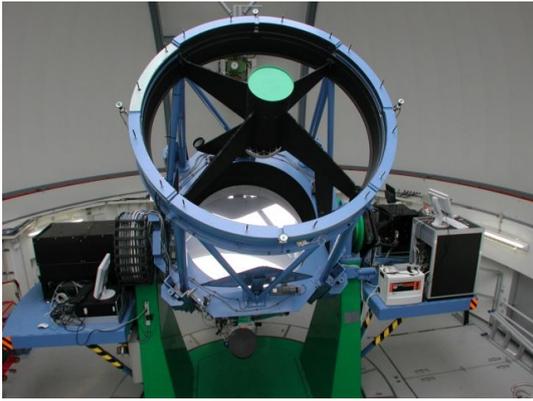


図 2.2: かなた望遠鏡 [28]



図 2.3: 東広島天文台 [28]

生後から急激に減光するガンマ線バーストに対して、その残光を可視光で自動的に観測を開始できるシステムを用いている。それは、人工衛星からのアラートを受けた時に即座に天体の座標を特定して自動的に追尾観測を行うというものである。また、2008年に打ち上げられたガンマ線衛星 Fermi とも連携した観測も行っており、ガンマ線バーストの残光の観測の体制が強化されてきている。しかし、現在でもガンマ線バーストの残光の偏光観測データは世界的に見ても少なく、今後も当面はかなた望遠鏡ではガンマ線バーストの残光に対する偏光観測を優先的に行うことを目標としている。

2.2.2 望遠鏡の構造と仕様

かなた望遠鏡の構造は図 2.4 のようになっている。ドームの回転や人の動きによる振動が望遠鏡に伝わる事が無いように、望遠鏡はドーム施設とは独立した基礎を持つ設計となっている。有効径 1.5 m の主鏡は中央がへこんだ凹面鏡となっており、副鏡は凸面鏡でトップリングに据え付けられている。望遠鏡で集められた光は第 3 鏡 (平面鏡) の遠隔駆動により、ナスミス焦点かカセグレン焦点のいずれか一方に像を結ぶよう切り替えることができる。現在カセグレン焦点には可視近赤外線同時カメラ HONIR (Hiroshima Optical Near-Infrared camera) が、ナスミス焦点には一露出型広視野偏光撮像器 HOWPol (Hiroshima One-shot Wide-field Polarimeter) が取り付けられている。かなた望遠鏡の基本仕様を表 2.2 に示す。

2.2.3 可視赤外線同時カメラ HONIR

基本仕様

HONIR (図 2.5) はかなた望遠鏡のカセグレン焦点に取り付けられており、軸対称で反射するため器械偏光が小さく、偏光観測に適している。また、最大で 3 色 (可視光 1 色、近赤外線 2 色) 同時撮像が可能である。HONIR が設置される以前は名古屋大学で開発された TRISPEC を用いていた。しかし、この装置はすばる望遠鏡やイギリス赤外線望遠鏡 (United Kingdom Infra-Red Telescope, UKIRT) を想定して開発されたものであり、視野が狭い上にピクセルスケールが荒く、かなた望遠鏡の性能を完全に引き出せてはいなかった。また、老朽化も進みつつあったことから、かなた望遠鏡の性能を最大限活かすために 2007 年より HONIR の開発が開始された。HONIR の基本仕様を表 2.3 に示す。

表 2.2: かなた望遠鏡の仕様

項目	仕様
光学系	リッチー・クレティアン (Ritchey-Chretien) 光学系
主鏡	有効径 1500 mm
焦点距離	18,501.7 mm
合成 F 値 (焦点距離 ÷ 有効径)	F/12.3
視野	直径 15 分角 (0.25 度)
焦点面スケール	11.148 秒角/mm
架台	経緯台 (方向軸周り 5 度/秒 高度軸周り 2 度/秒)
総重量	約 17 トン
搭載可能重量	カセグレン焦点 500kg ナスミス焦点 1000 kg

表 2.3: HONIR の基本仕様 [2]

項目	アーム	
	可視光	近赤外
波長域 (μm)	0.5-1.0	1.15-2.40
視野 (分角)	10×10	10×10
フィルター	(B),V,Rc,Ic,Y	Y,J,H,Ks
分光	スリット	1".3(0.12 mm),2".2(0.2 mm), 6"(0.54 mm)
	グリズム	BK7; 300 gr/mm(Optical) BK7; 180gr/mm(IR-short) S-FTM16; 120 gr/mm(IR-long)
偏光	プリズム	シングルウォラストンプリズム
		ダブルウォラストンプリズム ($LiYF_4$)
検出器	タイプ	完全空乏型裏面照射 CCD HgCdTe VIRGO-2K
	メーカー	浜松ホトニクス Raytheon
	Format(pixels)	2048×4096 2048×2048
	Size(mm)	30.72×61.44 40.96×40.96

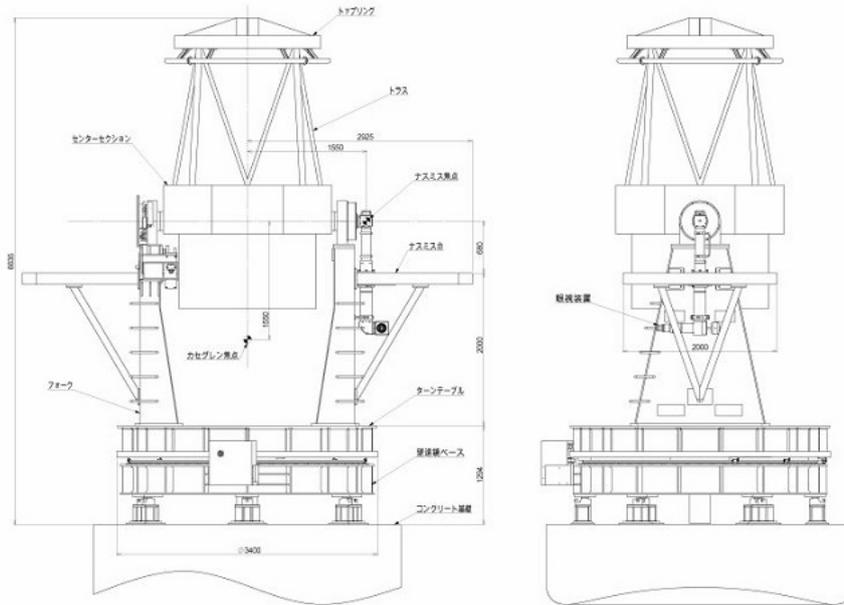


図 2.4: かなた望遠鏡外観図 ((株) 西村製作所 提供)[28]

光学系

図 2.6 において左側から来る入射光をコリメータレンズ群で平行光にし、ダイクロイックミラーで反射され、可視光はカメラレンズを通り、図の下方向にある可視検出器 (CCD) に再結像されるようになっている。一方、近赤外線はダイクロイックミラーを通過し、カメラレンズを通り赤外線検出器 (VIRGO) に再結像される。現在は図 2.6 中の左から二番目のダイクロイックミラーは入れておらず、可視光と近赤外線の 2 つに分けているが、将来的には近赤外線を更に短波長側、長波長側の二つに分けて、3 色 (可視光 1 色、近赤外線 2 色) 同時撮像を考えている。

半波長板は光が入射する付近 (図 2.6 の Rotatable Half-wave Plate 部分) に入る。一露出型偏光観測モードで用いるダブルウォラストンプリズムは図中の Turret #2 部分で通常の偏光観測モードで用いるシングルウォラストンなどと駆動機構を用いて交換し、観測モードの切り替えを行う。観測するバンドの切り替えに関しては各アームの平行部分にあるターレットを回転させることで異なるフィルターが入り、切り替えが行われるようになっている。

駆動制御系

HONIR の観測モードは半波長板、マスクホイール、瞳ホイール、可視光用グリズム、可視光用フィルター、赤外用グリズム、赤外用フィルターによって決定される。



図 2.5: 可視赤外同時撮像カメラ HONIR

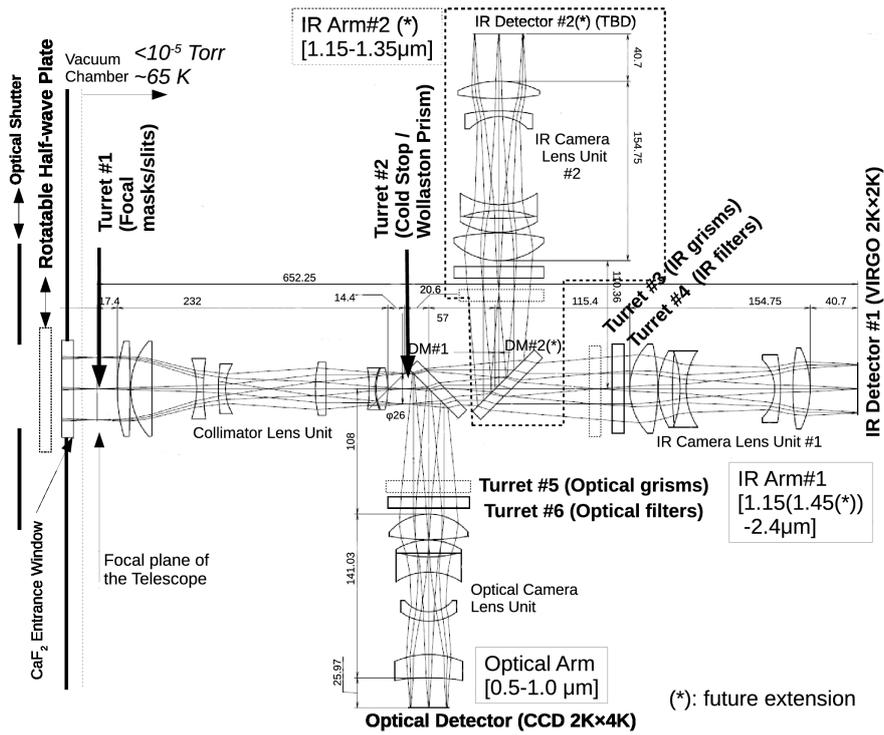


図 2.6: HONIR の光学系 [21]



図 2.7: HONIR で用いられている大型の広帯域半波長板

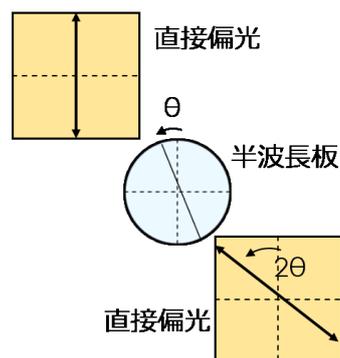


図 2.8: 半波長板のしくみ

半波長板

HONIR の通常の偏光観測では半波長板を入れて偏光データを取得する。半波長板は直線偏光の偏光方位を回転させることが可能である。波長板の光学軸が入射光の偏光方位と一致している場合、偏光方位は変わらず出射する。図 2.8 のように波長板の光学軸を入射光の偏光方位から θ 傾けた場合、出射光の偏光方位は入射偏光方位に対し 2θ 傾いて出射する。つまり半波長板を回転させることにより、自由に直線偏光の偏光方位を変化させることが可能である。その際、光量は変化しないことも半波長板の特徴である。これにより、半波長板を回すことで、それ以降の装置全体を回すことと等価な操作をすることができることになる。後述するウォラストンプリズムを用いた偏光観測には 2 ないし 4 方位の情報が必要である。それが半波長板を用いることにより、装置全体を回転させずにたやすく取得可能となる。半波長板を使用しない場合、検出器を含む半波長板以降の構造全体を光学軸に対して回転する必要がある、非常に困難である。

焦点マスク

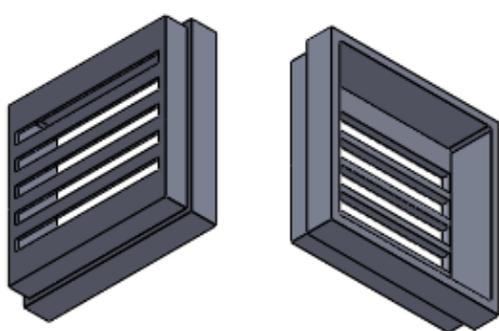


図 2.9: 偏光撮像用マスク [21]

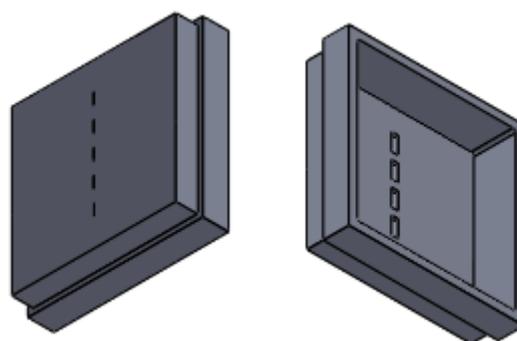


図 2.10: 偏光分光用マスク [21]

望遠鏡の焦点マスクは視野を絞るために用いるため、焦点位置に設置する。現在 HONIR で使用している焦点マスクは偏光撮像用マスク (図 2.9)、偏光分光用マスク (0.2 mm 幅スリット、図 2.10)、分光用マスク (0.12 mm、0.2 mm、0.54 mm 幅スリット、図 2.15)、格子状マスク (± 0 mm、-11.6 mm 位置 7×7 ピンホール) があり、それぞれ観測方法によって切り替える。

図 2.9 は偏光撮像用マスクであり、シングルウォラストンプリズムと半波長板を用いた通常の偏光観測モードで用いる。シングルウォラストンプリズムは入射光を偏光成分の違う二つの光に分けるため、マスクを使用しない観測では、ふたつの画像がずれて重なったような画像が得られる。画像が重なると、画像に乗ったノイズも重なるので、偏光度の誤差が大きくなる。そこで図 2.9 のように隙間を等間隔に開けて調節することにより、重ならない画像が得られるようになる。しかし、その分映し出される面積は半分になり、その隙間に天体が入っていないと観測ができないため、位置のわかる天体の偏光観測に用いる。

図 2.10 は偏光分光用マスクであり、シングルウォラストンプリズムと半波長板を用いた偏光分光観測に用いられる。分光は光を分けて画像にするため、かなた望遠鏡では列ごとに分光をする。このマスクでは分光をするために、0.2 mm 幅のスリットが入っている。また、偏光観測も同時に行うため、図 2.9 と同様に隙間を開けている。分光と偏光を同時に行うために天体の位置は通常の分光よりもさらに限られてしまう。

フィルター

フィルターは観測する波長を制限するものであり、可視光のフィルターの透過曲線は図 2.11、近赤外線フィルターの透過曲線は図 2.12 に示してある。これらの値は HONIR に搭載されているフィルターの実測値である。グラフの縦軸は透過率 (%) であり、横軸が波長 (nm) である。それぞれのフィルターターレットを回転させることによりフィルターを選択する。

可視光、赤外線観測で用いられる典型的な波長帯は表 2.4 で示す。なお、これらの値は Johnson-Cousins system の各バンドの波長特性を示している。

表 2.4: バンドごとの波長帯

波長帯名称	中心波長 (nm)	波長幅 (nm)	
可視光	B	444.8	101.7
	V	550.5	82.7
	R	658.8	156.8
	I	806.0	154.2
近赤外線	J	1215	260
	H	1654	290
	Ks	2157	320

プリズム

プリズムには、波長による屈折率の違いや回折格子を利用して光を分光するもの、偏光によって光の進む方向を分離するものがある。現在は、撮像のための素通しの他に、偏光撮像のためのシングルウォラスト

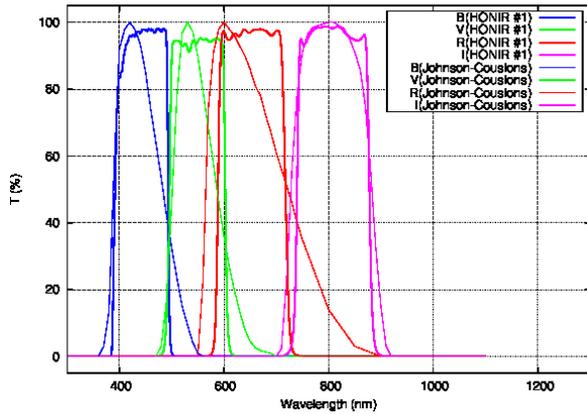


図 2.11: フィルター透過曲線 (可視光)[21]

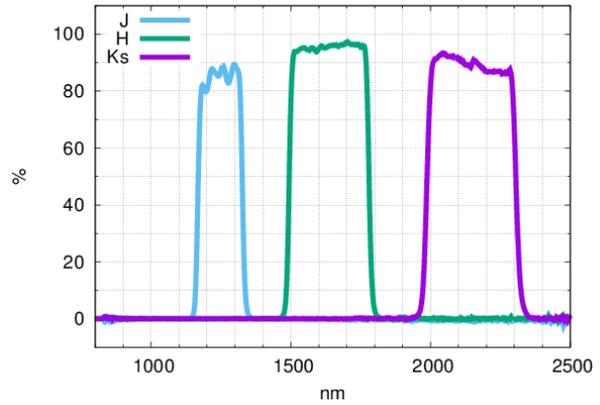


図 2.12: フィルター透過曲線 (近赤外)[21]

ンプリズム、ダブルウォラストンプリズム、分光撮像のためのグリズムが選択できる。

シングルウォラストンプリズムとダブルウォラストンプリズム

ウォラストンプリズムとは複屈折性をもつプリズムを2個(または3個)、光学軸をずらして接着して作られたものである。HONIR で用いているシングルウォラストンプリズムとダブルウォラストンプリズムどちらも $LiYF_4$ 製である。

シングルウォラストンプリズム(図 2.13)は2つのプリズムの光軸を直交する状態で接着しており、入射光線は常光線と異常光線という互いの偏光面が 90° 異なる光線となって出射する。HONIR では通常の偏光観測に用いられる。

ダブルウォラストンプリズム(図 2.14)は2つのウォラストンプリズムの光学軸を 45° ずらして接着して作られたものである。接合部の中心のまわりに入射瞳像を形成するように光を入射することにより方位角 0° 、 90° 、 45° 、 135° の直線偏光成分に分離することが可能である。このプリズムを用いることにより、1回の露出で偏光撮像データが取得できる。

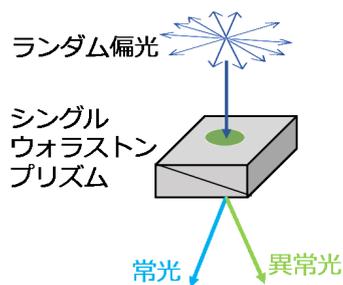


図 2.13: シングルウォラストンプリズム

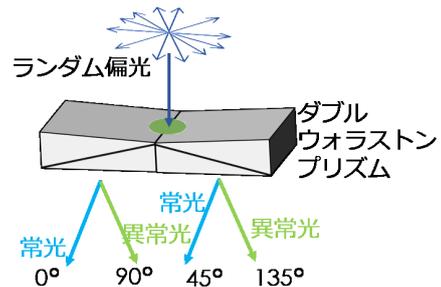


図 2.14: ダブルウォラストンプリズム

グリズム

グリズムとは回折格子とプリズムを組み合わせた分散素子である。分光する際に用いられ、波長分解能 ($R=\lambda/\delta\lambda$) は $1''.3$ のマスクを用いた場合、可視用グリズムは可視光 V バンドにおいて $R\sim 440$ 、赤外グリズム (IR-short) は近赤外線 J バンドにおいて $R\sim 630$ 、赤外グリズム (IR-long) は近赤外線 J バンドにおいて $R\sim 570$ 、Ks バンドにおいては $R\sim 600$ である [2]。図 2.15 に分光用のマスクとともに可視光用のグリズム、近赤外線用のグリズムを示している。

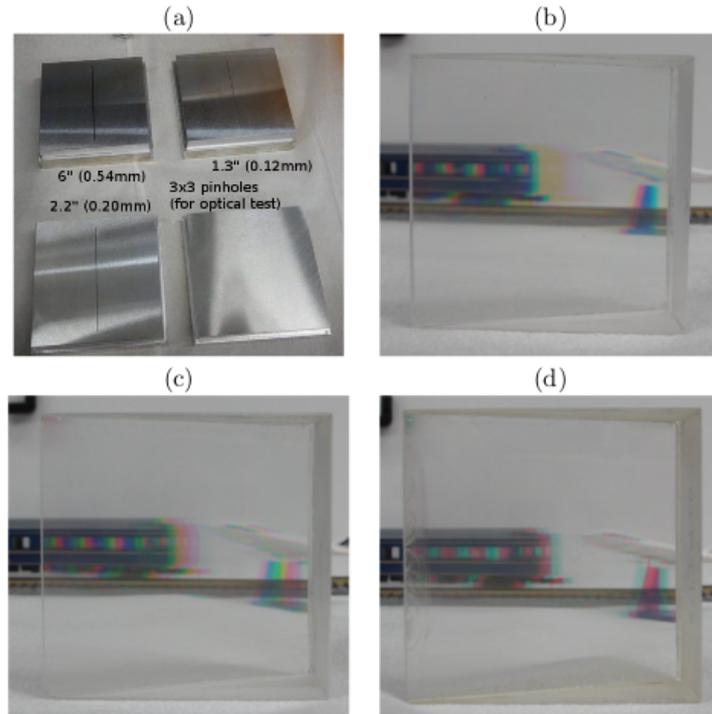


図 2.15: (a) スリットマスク (分光用マスク) (b) 可視グリズム (c) 赤外グリズム (IR-short) (d) 赤外グリズム (IR-long)[2]

ワイヤーグリッド

偏光光学素子のひとつにワイヤーグリッドがある。ワイヤーグリッドは繊細な金属ワイヤーを平行に並べたものであり、透過した光はノミナルに 100%偏光したものとなっている。HONIR ではキャリブレーション観測時に、シャッター機構の手前にワイヤーグリッドを取り付け天体からの光を偏光して HONIR 内に入射して用いる。図 2.16 が現在 HONIR で使用しているワイヤーグリッドである。これは HONIR 用に作られたものではないので視野の範囲が狭く、取り付けの際にはワイヤーグリッドがシャッター窓の中心に来るようにする必要がある。シャッター窓は図 2.17 の HONIR の上の隙間にある円状の窓のすぐ下にある。シャッター窓の周りにはちょうどワイヤーグリッドが中心に来るようにカプトンテープで印が付けられてい

るので、ワイヤーグリッドのフィルターがついた板をあわせて養生テープで固定する。本研究ではこれを用いて偏光観測の消偏光を求める。

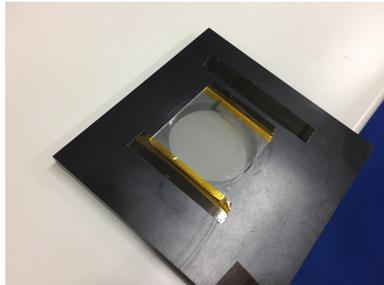


図 2.16: ワイヤーグリッド

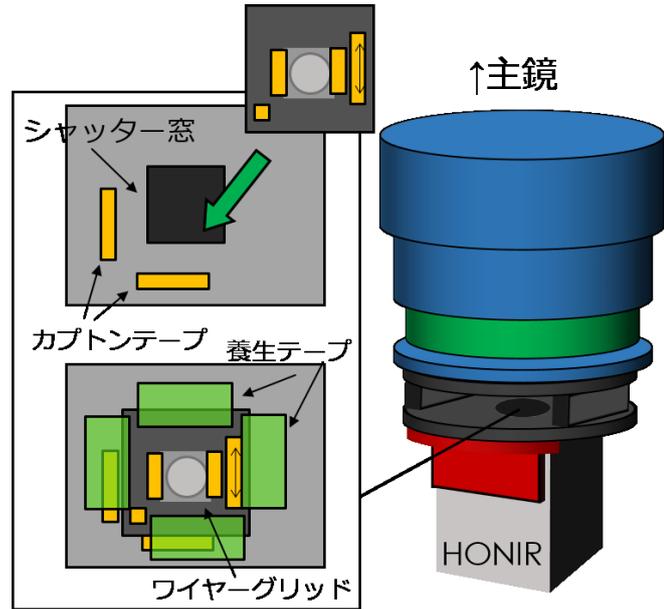


図 2.17: 現在の HONIR におけるワイヤーグリッドの取り付け方

2.3 HONIR の偏光観測モード

2.3.1 偏光観測モードのストークスパラメータの導出

HONIR での通常の偏光観測では半波長板とシングルウォラストンプリズムを用いた方法で行なっている。これについてストークスパラメータの導出を行う。

1つのデータを得るために半波長板の方位角が 0° 、 45° 、 22.5° 、 67.5° となる向きに計4回、回転させる。図2.18は天体からの光が大気の影響を受けた後、入射する様子を示している。

光が大気に吸収される量は時間に依存する関数となるので $\xi(t)$ とおく。 θ 回転した半波長板を通過した光は、プリズムによりそれぞれある効率 k_o 、 k_e で減光して常光(図では $I_o(\theta)$)と異常光(図では $I_e(\theta)$)に分けられる。それぞれ装置上で検出される強度を $I_o(\theta)$ と $I_e(\theta)$ で表すと以下ようになる。

$$I_o(\theta) = \frac{I}{2} \left\{ 1 + \frac{Q}{I} \cos 4\theta + \frac{U}{I} \sin 4\theta \right\} k_o \xi(t) \quad (2.1)$$

$$I_e(\theta) = \frac{I}{2} \left\{ 1 - \frac{Q}{I} \cos 4\theta - \frac{U}{I} \sin 4\theta \right\} k_e \xi(t) \quad (2.2)$$

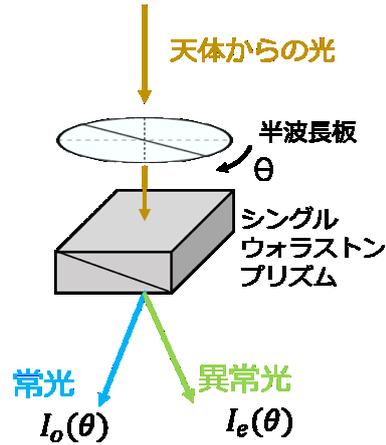


図 2.18: 通常の偏光観測モード

$\theta=0^\circ$ 、 45° 、 22.5° 、 67.5° の強度は式 2.1、2.2 にそれぞれ代入して、以下のようにになる。

$$I_o(0^\circ) = \frac{I}{2} \left\{ 1 + \frac{Q}{I} \right\} k_o \xi(t_{0^\circ}) \quad (2.3)$$

$$I_e(0^\circ) = \frac{I}{2} \left\{ 1 - \frac{Q}{I} \right\} k_e \xi(t_{0^\circ}) \quad (2.4)$$

$$I_o(45^\circ) = \frac{I}{2} \left\{ 1 - \frac{Q}{I} \right\} k_o \xi(t_{45^\circ}) \quad (2.5)$$

$$I_e(45^\circ) = \frac{I}{2} \left\{ 1 + \frac{Q}{I} \right\} k_e \xi(t_{45^\circ}) \quad (2.6)$$

$$I_o(22.5^\circ) = \frac{I}{2} \left\{ 1 + \frac{U}{I} \right\} k_o \xi(t_{22.5^\circ}) \quad (2.7)$$

$$I_e(22.5^\circ) = \frac{I}{2} \left\{ 1 - \frac{U}{I} \right\} k_e \xi(t_{22.5^\circ}) \quad (2.8)$$

$$I_o(67.5^\circ) = \frac{I}{2} \left\{ 1 - \frac{U}{I} \right\} k_o \xi(t_{67.5^\circ}) \quad (2.9)$$

$$I_e(67.5^\circ) = \frac{I}{2} \left\{ 1 + \frac{U}{I} \right\} k_e \xi(t_{67.5^\circ}) \quad (2.10)$$

式 2.4 から式 2.3 を割ることで大気による吸収量 ξ を消去できる。他も同様に計算していく。

$$\frac{I_e(0^\circ)}{I_o(0^\circ)} = \left(\frac{1 - Q/I}{1 + Q/I} \right) \frac{k_e}{k_o} \quad (2.11)$$

$$\frac{I_e(45^\circ)}{I_o(45^\circ)} = \left(\frac{1 + Q/I}{1 - Q/I} \right) \frac{k_e}{k_o} \quad (2.12)$$

$$\frac{I_e(22.5^\circ)}{I_o(22.5^\circ)} = \left(\frac{1 - U/I}{1 + U/I} \right) \frac{k_e}{k_o} \quad (2.13)$$

$$\frac{I_e(67.5^\circ)}{I_o(67.5^\circ)} = \left(\frac{1 + U/I}{1 - U/I} \right) \frac{k_e}{k_o} \quad (2.14)$$

式 2.11 から式 2.12 を割り、 $\frac{k_e}{k_o}$ を消去して、 $\frac{Q}{I}$ について解くことができる。 $\frac{U}{I}$ も同様にして解くと、

$$I = \sum_{\theta} (I_o(\theta) + I_e(\theta)) \quad (2.15)$$

$$\frac{Q}{I} = \frac{1 - a_1}{1 + a_1} \quad \left(a_1 = \sqrt{\frac{I_e(0^\circ)/I_e(45^\circ)}{I_o(0^\circ)/I_o(45^\circ)}} \right) \quad (2.16)$$

$$\frac{U}{I} = \frac{1 - a_2}{1 + a_2} \quad \left(a_2 = \sqrt{\frac{I_e(22.5^\circ)/I_e(67.5^\circ)}{I_o(22.5^\circ)/I_o(67.5^\circ)}} \right) \quad (2.17)$$

となる。つまりストークスパラメータ Q、U は効率 k_o 、 k_e や大気による吸収量 ξ に依存しない量であり、装置や天候の変化に強いという利点がある。

2.3.2 必要なキャリブレーション

器械偏光

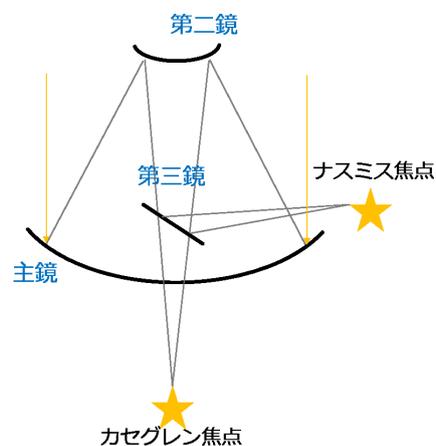


図 2.19: カセグレン焦点とナスミス焦点

器械偏光とは望遠鏡や装置などの光学素子などで生成される偏光のことである。星の偏光を調べるためには、器械偏光を差し引く必要がある。カセグレン焦点中心では反射が軸対称であるので偏光が打ち消されて器械偏光は典型的に 0.3%以下となる。一方、HOWPolなどが取り付けられたナスミス焦点では第3鏡での反射が軸対称ではないため視野中心で3-4%の器械偏光が生じる [16]。器械偏光は観測する波長によっても異なる可能性があるため、無偏光標準星 ($Q=U=0$) を用いて評価する。

消偏光効果

消偏光とは装置の偏光能率のことである。100%偏光の光が入射した時に、光学素子などのために100%偏光よりも低い偏光度を示す。この値を偏光能率と呼ぶ。また、波長ごとにも異なることから、観測する波長やモードにより補正する必要がある。ワイヤーグリッドを通した光(100%偏光の光)の観測から評価する。

方位角原点

天球座標系に対して望遠鏡の方位角原点を求める必要がある。方位角原点は半波長板を用いた観測の場合、波長によって異なるためそのオフセット角を一様に補正してやる必要がある。また、観測モードによっても異なるため、それぞれで評価する。天球上の偏光方位角は、既知の強偏光標準星を用いてオフセット角を求めることで決定する。

第3章 データリダクション

天体の観測を行い、その画像を取得し解析を行うが、そのままのデータ(生画像)では装置やその日の環境の影響を受けているため、正しく解析できない。そこで取得した画像だけでなく、補正に必要なデータも取得し、画像に対して適切な処理を行う必要がある。

データリダクションではデータ取得、一次処理、開口測光を行う。

今回の画像解析にはすべて NOAO(アメリカ国立光学天文台) で作成された「IRAF」という汎用の画像解析ソフトウェアを用いた。

3.1 データ取得

取得したデータの他に必要なものは、可視光ではバイアス画像、フラット画像を作成するためデータ、近赤外線では、ダーク画像、フラット画像を取得するためのデータである。

バイアス画像

バイアスとは読み出すときに検出器からの出力信号に付加される電圧によって生じたカウントのことである。バイアス画像は、毎回観測後にシャッターを閉じて取得した複数のデータから1枚を作成する。その日のバイアスは一定と考えており、観測画像はモードにかかわらず同じものを使用する。

ダーク画像

ダークとは検出器を何もせずに放置した時に読み取る値である。検出器は、光子が光電子に変換された後、その電荷を電圧として読み取っている。しかし、電子は勝手に励起することがあり、その値も検出器が読み取ってしまう。可視光はエネルギーが近赤外線よりも大きいため、電子は検出されるレベルまで励起することはほとんどないが、近赤外線の検出器が電子を検出するレベルにまで励起することは稀ではない。そのため可視光でのダーク引きは、ほとんど変化がないため行わず、近赤外線でのみ行っている。また、ダークは露出時間に比例しているため、毎回観測後に近赤外で観測した露出時間のダークをそれぞれ取得する必要がある。

フラット画像

フラット割りはモードによってピクセルの感度を補正するために行う。ピクセルによって同じ光を受け取っても違うカウント数を示してしまうので、補正する必要がある。フラット画像は観測モードによって異なるので毎回取得することは困難である。そのため、フラット画像は観測データに近い日に取得したデータ

使用し、バイアス引きが済んだ画像をそのフラット画像で割って感度のムラを補正する。フラット画像のデータは、かなた望遠鏡ではドームの一部に固定してあるフラットスクリーンに望遠鏡を向け、ハロゲンランプを使ってスクリーンをなるべく一様に照らし、その「ピンぼけ」の像を近似的なフラット光源とすることで取得を行なっている。

3.2 一次処理

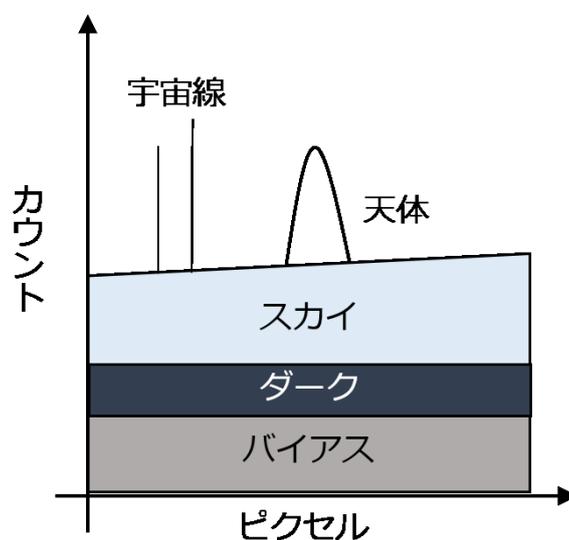


図 3.1: 生画像にのるノイズ

HONIR で偏光観測した後に得られるデータ (生画像) は、図 3.1 のように様々なノイズが乗っているためそのまま解析することはできない。そこで生画像に対して「一次処理」を行い、ノイズをなくしていく。可視光と近赤外線の一処理は少し異なるが、大まかな流れは以下のとおりである。

1. オーバースキャン領域を引く
2. バイアスを引く (近赤外線の場合はダーク (ダーク+バイアス) を引く)
3. フラットで割る
4. バッドピクセル補正 (近赤外線のみ)

それぞれの詳しい手順は以下で画像を示しながら説明していく。いずれも 12 月 2 日の HD14069 の一露出型偏光観測の画像を使用している。

可視光データ

生画像 (図 3.2(1)) にはオーバースキャン領域と呼ばれる黒い細い帯状の領域がある。その領域はオーバースキャン領域引きを行うことにより、切れ目の無いようにつなぎ合わされるので、オーバースキャン領域

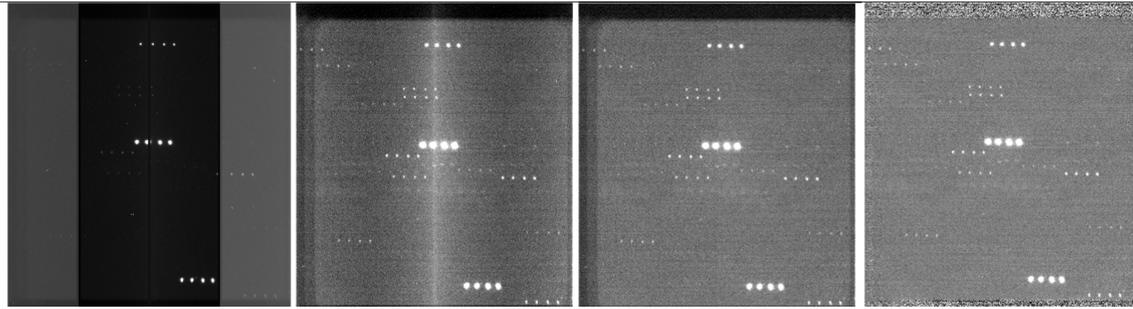


図 3.2: 可視光の一次処理の流れ (左から (1) 生画像、(2) オーバースキャン領域引き画像、(3) バイアス引き画像、(4) フラット割り画像)

に天体がかぶってしまっても特に問題はない。オーバースキャン領域は検出器から電荷を読み出す際に追加で余分に読み出された部分であり、これを引くことによって画像取得時の検出器のバイアス値 (短期間変動) を引くこととなる。オーバースキャン領域は検出器ごとに異なるため、それぞれ違う操作を行う必要がある。HONIR の可視光画像では装置グループにより「IRAF」のスクリプト言語を使用して設けられたオリジナルタスク「hnttrimccd」を使うことでオーバースキャン領域を引くことができる。その後、バイアス画像 (ピクセルごとのバイアス、長期間変動) のカウントを引くことによりバイアス引きを行い、フラット画像で割る (図 3.2(4)) ことでピクセルの感度を補正する。

近赤外線データ

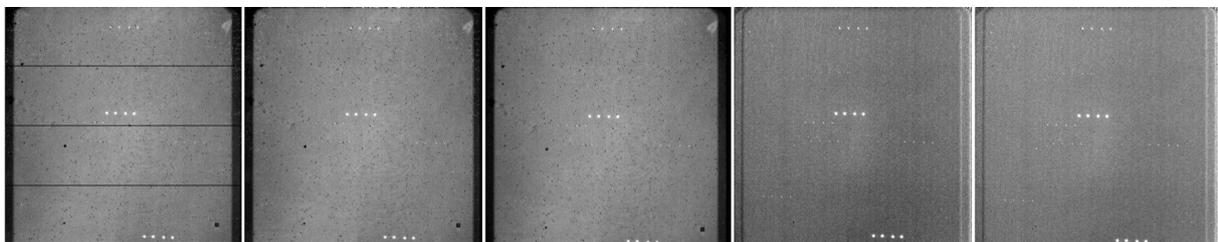


図 3.3: 近赤外線の一次処理の流れ (左から (1) 生画像、(2) オーバースキャン領域引き画像、(3) ダーク引き画像、(4) フラット割り画像、(5) バッドピクセル補正済み画像)

近赤外の画像は HONIR の検出器読み出しシステムの特性上、可視光と同時に観測した時は可視光よりも 15 秒以上露出時間を短くしないとけないので、可視光画像の方が明るくなりやすい。標準星は比較的明るい天体が多いので、可視光のカウントが検出器のリニアリティが保証されているカウント範囲よりも大きくなってしまわないよう注意が必要である。

近赤外において、オーバースキャン領域引きは「IRAF」用に設けられたオリジナルタスクである「hnttrimvirgo」を使用する。

オーバースキャン領域引きを終えたら、ダーク画像を引く。ダーク画像には読みだすときにかかる電圧

によって生じるバイアスも一緒に乗っているため、ダーク画像を引けばバイアスも一緒に引いたこととなる。図 3.3(3) はダークを引いた後の画像である。

フラット割りは可視光と同じように行い、バッドピクセル補正を行う。「IRAF」用に設けられたオリジナルタスク「hnbpfixvirgo」を使用し、補正を行う。可視光にもバッドピクセルと呼ばれる感度が著しく低い(または高い)ピクセルが存在するが、HONIR の近赤外検出器で読み取った画像は特に多いので補正が必要である。

3.3 開口測光

一次処理の完了した画像の天体の総カウントを測定するために、測光という操作を行う。今回使用する測光法は開口測光(アパーチャー測光)である。開口測光とは指定した半径内のカウント値をすべて足してカウント数を求めるというものである。しかし、そのカウント値にはスカイのカウントも乗っているため、スカイ引きを行う必要がある。IRAF では、スカイ領域の内径とスカイ幅を指定して、天体の半径内のスカイを自動で差し引いてくれる phot というタスクがあり、これを用いた。図 3.4 は開口測光の概念図である。

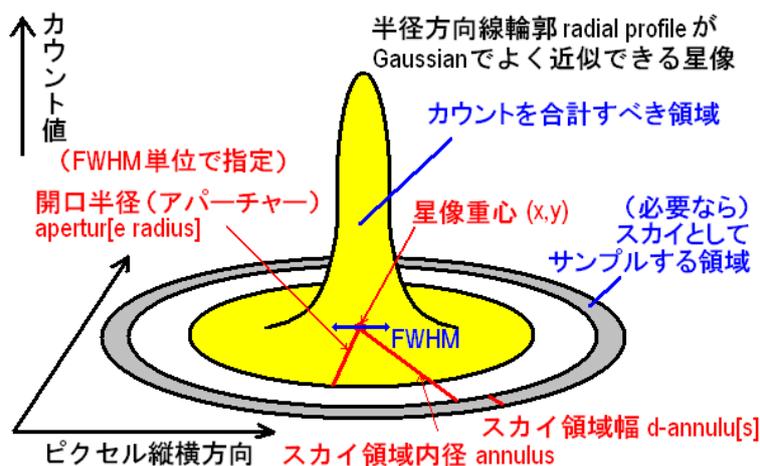


図 3.4: 開口測光の概念図 [17]

今回はスカイ領域の内径と星の半径、cbox¹は同じ値を用いている。その値は実際に星を見ながら決定したが、おおよそ半値幅²の2倍ほどである。また、スカイ幅は3ピクセルとして測光を行った。スカイ領域の内径とスカイ幅、星の半径、cboxなどは観測する天体の種類やモードによって異なるためすべて同じような設定のもとで正しい測光はできない。その都度、天体に適した値で測光を行う必要がある。

¹ 指定した座標を中心にして、縦幅と横幅が cbox で指定したピクセル幅であるボックスの内部のカウントを用いて、星のカウント分布の重心を決めるというパラメータ

² 図 3.4 の FWHM にあたるもので、今回は MOFFAT(関数フィットで得られた FWHM) の値を採用した

3.4 偏光キャリブレーション

偏光観測により、ストークスパラメータが導出され、偏光度や偏光方位角が求められるが、そのまま偏光データとしては使用できない。その理由は、§2.3.2でも述べたような効果が生じているからである。以下では、それらの効果を補正するような値を求めた。ただし、2017年6月に観測装置 HONIR 内のコリメータレンズ群 (図 3.5) を交換して以降、偏光能率の変化が見られたので、偏光キャリブレーションをする際は、2017年6月の以前、以降で補正値をそれぞれ求める必要がある。コリメータレンズ群の変更により効率が変化したことについては、§6.1で追求したが、原因は特定できなかった。

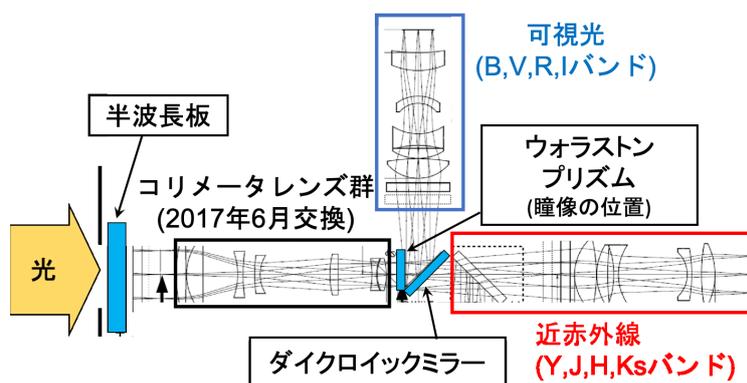


図 3.5: HONIR の光学系とコリメータレンズ群

3.4.1 標準星の観測

本研究の偏光キャリブレーションで用いた天体を表 3.1 に示す。なお表 3.2-3.3 において UP(Unpolarized Standard Stars) は無偏光標準星、SP(Strongly-Polarized Standard Stars) は強偏光標準星、WG 天体はワイヤーグリッドで用いた観測 (対象天体は標準星かどうかを問わない) である。また、標準星のカタログ値の等級や偏光方位角は可視光の V バンドで観測したものである。Sp.(スペクトルタイプ) はその天体のスペクトルによって分類されたものであり、例えば HD212311 であれば HR 図 (図 1.1) における A0 型 (A 型の中でも最も表面温度が高いもの、0-9 の 10 段階で表す) の主系列星である。

3.4.2 器械偏光

近傍の星間偏光が極めて小さいと考えられている無偏光標準星を観測し、器械偏光のストークスパラメータ (Q_{inst}, U_{inst}) を推定する。その値を天体のストークスパラメータ (Q, U) から差し引くことで、器械偏光を補正する。無偏光標準星のカタログ値を表 3.2 に示す。器械偏光は R バンドで 0.1%程度、H バンドでは 0.2%程度であった。

表 3.1: 標準星の取得データ

分類	天体名	観測日	可視光バンド	近赤外線バンド	
2017年6月以前	UP	2016-11-9	R	H	
		HD 14069[9]	2016-12-2	R	H
		2017-1-11	R	H	
		HD 12021[9]	2016-12-2	R	H
		HD 212311[9]	2016-12-2	R	H
	SP	BD +64d106[9]	2017-1-11	R	H
		HD 251204[11]	2017-1-19	R	H
		HD 155197[11]	2017-2-21	R	H
	WG 天体	TYC 1926-873-1[24]	2017-1-25	V, R, I	J, H, Ks
		BD +25 2272[24]	2017-1-25	R	H
2017年6月以降	UP	2017-8-23	R	H	
		HD 14069[9]	2017-8-24	R	H
		HD 212311[9]	2017-9-1	R	H
	SP	BD +64d106[9]	2017-8-31	R	H
		TYC 2223-1582-1	2017-8-28	R	H
	WG 天体	TYC 2268-726-1	2017-11-6	B, V, R, I	J, H, Ks

表 3.2: 無偏光標準星のカタログ値

分類	天体名	赤経 (R.A.)	赤緯 (Dec.)	等級	Sp.	偏光度 (%)	偏光方位角 (°)
UP	HD 14069[9]	02:16:45.2	+07:41:11	9.0	A0	0.02±0.02	-
	HD 12021[9]	01:57:56.1	-02:05:58	8.9	B7	0.08±0.02	-
	HD 212311[9]	22:21:58.6	+56:31:53	8.1	A0V	0.03±0.02	-

3.4.3 偏光能率

偏光度 100%の光を観測した際、理想は 100%の偏光度が測定されるはずであるが、光学素子内の旋光性(直線-円偏光)などの効果によって消偏光され、100%以下の値となる。ワイヤーグリッドというワイヤーの垂直の方向に振動する光のみを透過させる素子を用いて天体を観測する。偏光能率は偏光度(パーセント表記)における係数として効いてくるので、天体の偏光度からワイヤーグリッド使用時の偏光度で割ることで、偏光能率を補正する。

偏光能率に関しては、2017年6月以前は近赤外線で90%程度かそれ以上、可視域では短波長になるにつれ低下し、Vバンドでは50%程度で安定していた。しかし、コリメータレンズを交換して以降は、いずれの波長帯でも99%以上の高い効率が得られるようになった。その結果を図3.6、表3.4で示す。

表 3.3: ワイヤーグリッド星のカタログ値

天体名	赤経 (R.A.)	赤緯 (Dec.)	等級	Sp.	B-V
TYC 1926-873-1[24]	08:01:17.33	+22:59:20.9	11.2	-	1.32
BD +25 2272[24]	10:37:22.55	+24:35:36.4	9.82	G5	1.95
TYC 2223-1582-1[24]	22:27:55	+24:41:33.1	9.92	-	1.15
TYC 2268-726-1[24]	00:14:20	+33:53:24.5	11.35	-	1.38

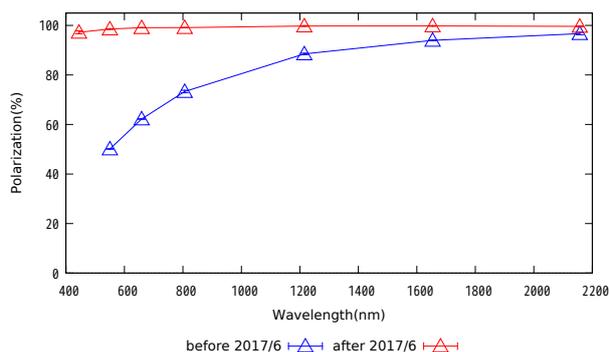


図 3.6: 偏光能率の波長依存性

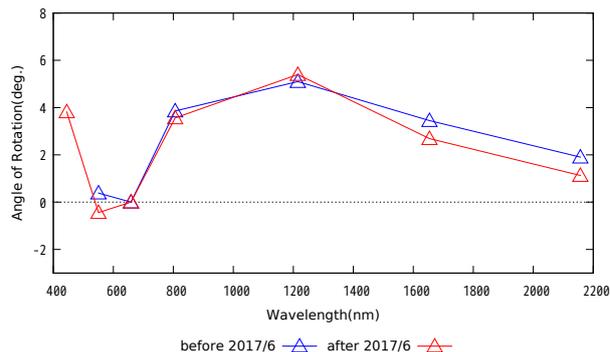


図 3.7: R バンドに対する回転角の波長依存性

表 3.4: 偏光能率の波長ごとの結果

バンド名	中心波長 (nm)	2017年6月以前の偏光能率 (%)	2017年6月以降の偏光能率 (%)
B	444.8	-	97.22±0.60
V	550.5	50.09±0.10	98.54±0.17
R	658.8	62.20±0.12	99.09±0.06
I	806.0	73.30±0.50	99.10±0.08
J	1251	88.49±0.30	99.76±0.17
H	1654	93.98±0.14	99.79±0.12
Ks	2157	96.69±0.48	99.62±0.17

3.4.4 偏光方位角のオフセット

一般に偏光方位角の基準は天球上で天の北極の方向と定義されている。HONIR の器械座標での偏光方位角原点は、天球座標にオフセット角を与えたものである。また、角度の回転方向も測定方法により異なる場合があるため、2つ以上の天体を測定する必要がある。偏光方位角の補正は、強偏光標準星（偏光度が大きめで、偏光方位角が分かっている星）の観測をすることで行う。表 3.5 は観測した強偏光標準星のカタログ値である。強偏光標準星を観測した結果から、R バンドのオフセット角は 148.9° となった。図 3.7 の結果から、各バンドのオフセット角をまとめたものを表 3.6 に示す。バンド間のオフセット角の差は、広帯域半波長板の特性を主に反映していると考えられていることから、R バンド以外のバンドでは、R バンドに対するオフセット角の差も考慮して補正を行う。

表 3.5: 強偏光標準星のカタログ値

分類	天体名	赤経 (R.A.)	赤緯 (Dec.)	等級	Sp.	偏光度 (%)	偏光方位角 (°)
SP	BD +64d106[9]	00:57:36.07	+64:51:27	10.3	B1V	5.69±0.04	96.6±0.2
	HD 251204[11]	06:05:05.7	+23:23:39	10.3	B0IV	4.04±0.07	147
	HD 155197[11]	17:10:15.6	-04:50:03	9.2	A0	4.38±0.03	103.2

表 3.6: バンド毎のオフセット角

バンド名	2017 年 6 月以前のオフセット角 (°)	2017 年 6 月以降のオフセット角 (°)
B	-	152.7
V	149.3	148.5
R	148.9	148.9
I	152.8	152.5
J	154.0	154.3
H	152.3	151.6
Ks	150.8	150.0

表 3.6 から以下の式で観測で得られた器械座標から実際の天球座標が求められる。

$$\text{器械座標} - \text{天球座標} = \text{オフセット角} \quad (3.1)$$

$$\text{天球座標} = \text{器械座標} - \text{オフセット角} \quad (3.2)$$

第4章 結果と考察

4.1 スペクトル

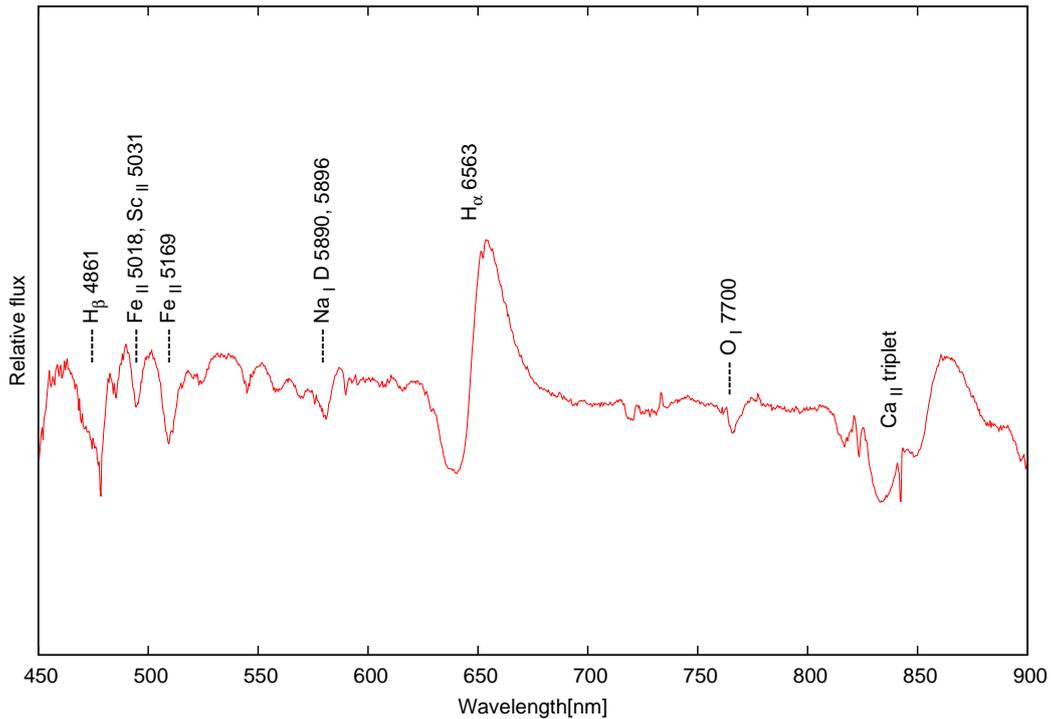


図 4.1: SN 2017eaw のスペクトル (爆発後 40 日頃)[15]

SN 2017eaw の分光観測により得られたスペクトルの結果を図 4.1 に示す。この結果は可視光域 (約 450-900 nm) のものであり、爆発から約 40 日経過した段階のものである。早期の超新星は光学的に厚い光球の周りを、光学的に薄い外層が覆っている (図 4.2)。光球から放射される光は観測者の視線方向に向かうものは外層に含まれる元素により、その元素特有の波長の光が吸収を受ける。スペクトルにおいてはその波長が凹むような吸収線として観測される。また、視線方向に出射しない場合でも、再放射される際に視線方向に向かう光もある。その光はスペクトル上で山なりになり、輝線と呼ばれる。超新星はおよそ 1 万 km/s の速さで

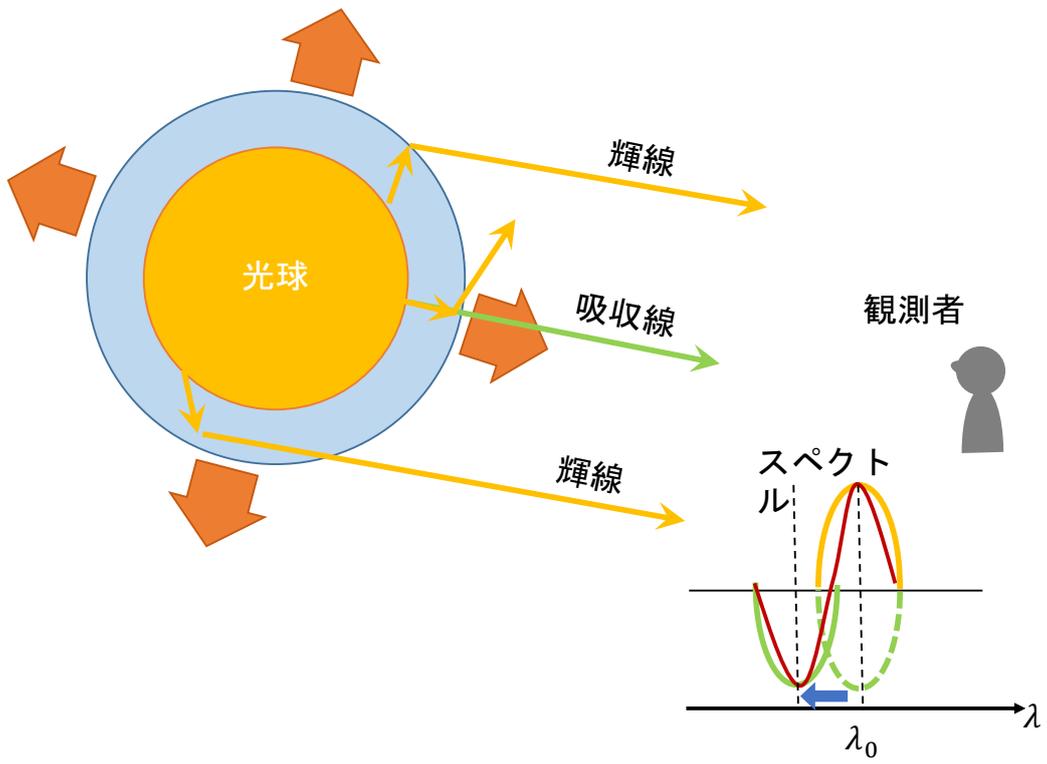


図 4.2: 光のドップラー現象

広がっていくので光のドップラー効果が生じる。光のドップラー効果は、以下の式で示される。

$$\lambda = \left(\frac{c - v}{c} \right) \lambda_0 \quad (4.1)$$

$$\frac{v}{c} = \frac{(\lambda_0 - \lambda)}{\lambda_0} \quad (4.2)$$

c は光速、 v は膨張速度、 λ_0 が静止波長であり、 λ は短波長側に移動した吸収線の波長である。吸収線は視線方向に対して向かっており、膨張する方向でもあるので、波長は短波長側にシフトする。輝線は、視線方向に対して垂直な方向に進む放射であるので、波長はほとんど変化しない。それらの効果によって、例えば外層に多く含まれる水素などは、図 4.1 の 650 nm あたりで同じ H_α の放射であっても短波長側に吸収線、長波長側に輝線という特徴的な形を示す。このような輝線と吸収線が隣り合うスペクトル線のことを、はくちょう座 P 星のスペクトルでも同様な現象が見られることから、P Cyg プロファイルと呼ぶ。超新星の分類において、スペクトルに水素の吸収線が見られているので、SN 2017eaw は II 型超新星に分類される。

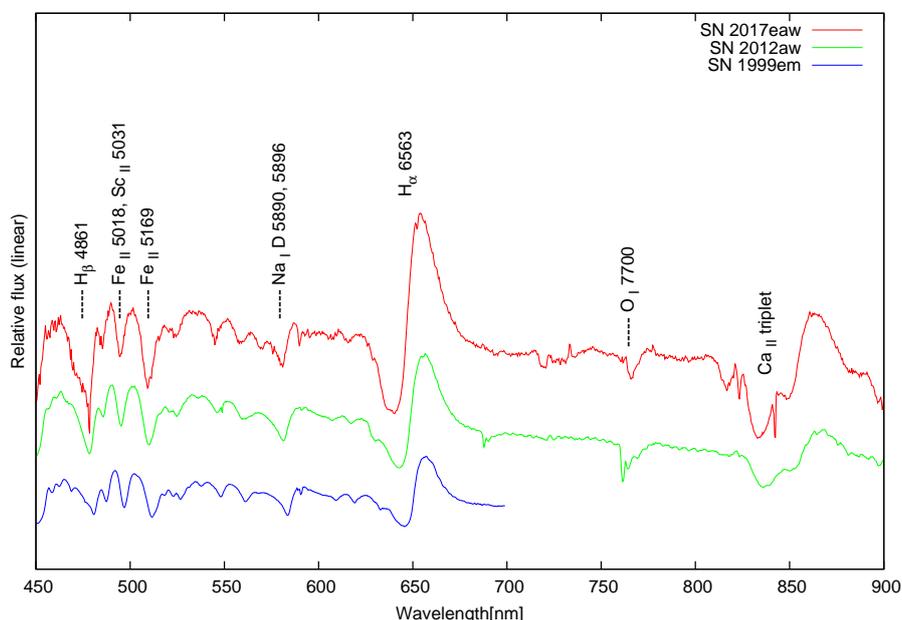


図 4.3: 典型的な IIP 型超新星のスペクトル (爆発後 40 日頃、SN 2012aw; Bose et al. 2014[1]、SN 199em; Leonard et al. 2002[6])

また図 4.3 は、典型的な IIP 型超新星のスペクトルと SN 2017eaw を比較したものである。スペクトルは互いに重ならないよう、各スペクトルごとに定数を足して縦方向にシフトしてある。どの天体も爆発から 40 日頃のスペクトルであり、SN 2017eaw のように H_α において P Cyg プロファイルが見られる。鉄やナトリウムの吸収線も似たような形状であり、スペクトルの面から典型的な IIP 型でと考えられる。

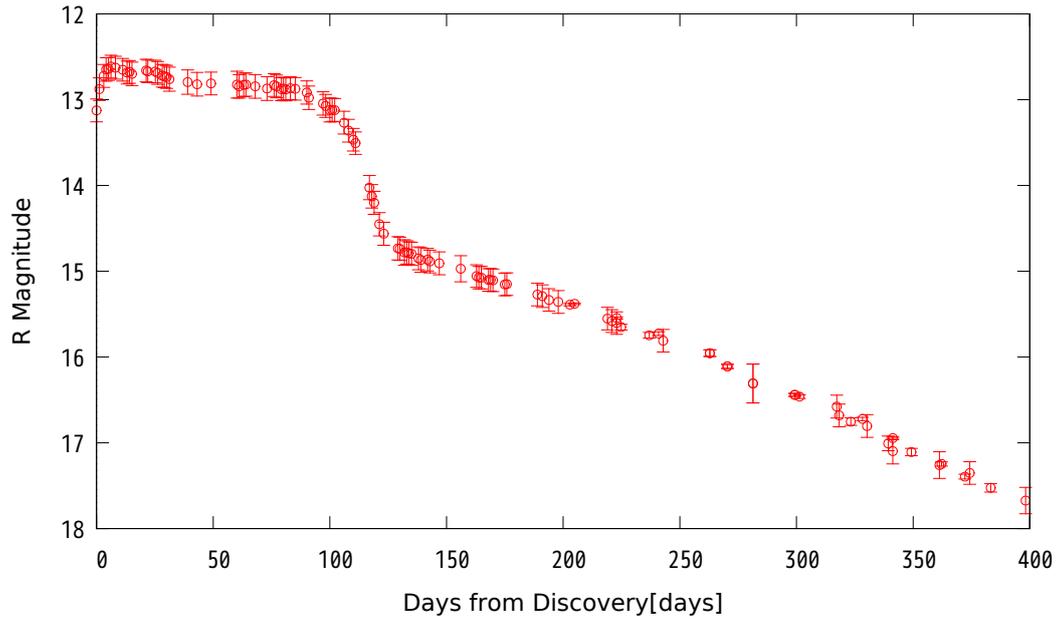


図 4.4: SN 2017eaw の光度曲線 [15]

4.2 光度曲線

可視光 R バンドにおける SN 2017eaw の光度曲線を図 4.4 に示した。縦軸が見かけの等級であり、初期に約 13 等と偏光観測にも十分な明るさであったことがわかる。また、§1.2.2 でも述べたような光度がほとんど変化しないプラトーが約 100 日にかけて見られる。その時期は、光度の大部分が光球の黒体放射によりまかなわれており、光球は水素の電離境界面であるため、約 6000 K と温度が一定の状況である。かつ超新星が膨張する効果と電離境界面が全体の質量に対して後退する効果により、光球の半径が一定に保たれる状態であるため、半径と表面温度の変数で決まる黒体放射の光度は一定に保たれる。プラトーは、分厚い水素外層を持つ IIP 型でしか見られない。

本研究では、プラトーの期間を以下のように定義した。まず、図 4.4 をプラトーの平坦な部分 (図中の 25-100 日付近)、急激に光度が下がる部分 (図中の 100-120 日付近)、その後のゆるやかに光度が下がる部分 (図中の 130 日以降) をそれぞれ直線でフィットする。その直線の交点をそれぞれ、プラトーの終わり、テール期の始まりとした。プラトー期間は超新星発見後から 101 日までであり、テール期の始まりは 125 日からとする。

4.3 偏光の時間変化

4.3.1 偏光度、偏光方位角

SN 2017eaw の可視光 R バンドでの偏光度、偏光方位角 (PA) の時間進化の結果を図 4.5、表 4.1 に示す。プラトー期を比べやすいよう、光度曲線を上に示している。上から二番目が偏光度のグラフであり、三番目

表 4.1: 2017eaw の偏光データ

バンド名	日付	発見からの日数 (日)	$Q/I(\%)$	$U/I(\%)$	PD(%)	PA($^{\circ}$)
R	2017/5/17	3	-0.83 ± 0.07	0.10 ± 0.07	0.91 ± 0.07	118 ± 2
	2017/5/21	7	-0.80 ± 0.09	0.34 ± 0.09	0.90 ± 0.09	110 ± 3
	2017/5/25	11	-0.87 ± 0.12	0.07 ± 0.11	0.88 ± 0.12	119 ± 4
	2017/5/26	12	-0.98 ± 0.09	0.05 ± 0.09	0.99 ± 0.09	119 ± 2
	2017/5/28	14	-0.69 ± 0.12	0.05 ± 0.12	0.75 ± 0.12	117 ± 5
	2017/6/3	20	-0.92 ± 0.09	0.20 ± 0.09	0.95 ± 0.09	116 ± 2
	2017/6/4	21	-0.87 ± 0.09	-0.18 ± 0.09	0.89 ± 0.09	127 ± 2
	2017/8/4	83	-0.89 ± 0.05	-0.30 ± 0.05	1.00 ± 0.05	129 ± 1
	2017/8/12	90	-1.22 ± 0.05	-0.11 ± 0.05	1.23 ± 0.05	124 ± 1
	2017/8/13	91	-1.05 ± 0.05	0.02 ± 0.05	1.05 ± 0.05	120 ± 1
	2017/8/19	97	-1.18 ± 0.05	-0.07 ± 0.05	1.19 ± 0.05	123 ± 1
	2017/8/20	98	-1.27 ± 0.05	-0.20 ± 0.05	1.28 ± 0.05	125 ± 1
	2017/9/2	111	-0.90 ± 0.10	0.05 ± 0.11	0.94 ± 0.10	119 ± 4
	2017/9/8	117	-1.47 ± 0.13	0.08 ± 0.14	1.50 ± 0.13	117 ± 3
	2017/9/9	118	-1.16 ± 0.11	0.43 ± 0.11	1.25 ± 0.11	112 ± 2
	2017/9/21	130	-0.73 ± 0.14	0.55 ± 0.12	1.12 ± 0.13	108 ± 3
	2017/9/24	133	-0.60 ± 0.10	0.18 ± 0.10	0.87 ± 0.10	109 ± 4
	2017/9/30	139	-0.59 ± 0.13	0.16 ± 0.13	1.2 ± 0.13	103 ± 4
	2017/10/9	148	-1.60 ± 0.17	0.07 ± 0.17	1.68 ± 0.17	118 ± 3
2017/10/26	165	-0.45 ± 0.17	-0.40 ± 0.17	1.49 ± 0.17	125 ± 3	
V	2017/5/17	3	-0.75 ± 0.20	0.58 ± 0.20	0.95 ± 0.20	103 ± 6
	2017/5/21	7	-1.03 ± 0.16	-0.07 ± 0.16	1.10 ± 0.16	125 ± 4
	2017/5/26	12	-0.82 ± 0.16	0.21 ± 0.16	0.90 ± 0.16	112 ± 5
	2017/5/28	14	-1.32 ± 0.19	-0.12 ± 0.19	1.42 ± 0.18	125 ± 4
	2017/6/3	20	-0.79 ± 0.21	-0.30 ± 0.24	0.88 ± 0.21	130 ± 9
	2017/8/4	83	-1.44 ± 0.07	0.00 ± 0.07	1.44 ± 0.07	122 ± 1
	2017/8/12	90	-1.19 ± 0.12	0.06 ± 0.09	1.20 ± 0.12	120 ± 2
	2017/8/19	97	-1.16 ± 0.07	0.11 ± 0.07	1.18 ± 0.07	119 ± 2
	2017/8/20	98	-1.22 ± 0.09	0.22 ± 0.09	1.24 ± 0.09	121 ± 2
	2017/9/2	111	-1.57 ± 0.24	-0.03 ± 0.91	1.84 ± 0.56	121 ± 10
	2017/9/9	118	-0.44 ± 0.26	0.86 ± 0.26	1.75 ± 0.26	112 ± 6
	2017/9/21	130	-0.59 ± 0.28	0.52 ± 0.28	1.46 ± 0.28	96 ± 5
	2017/10/9	148	0.07 ± 0.86	0.70 ± 0.84	1.64 ± 0.85	105 ± 18

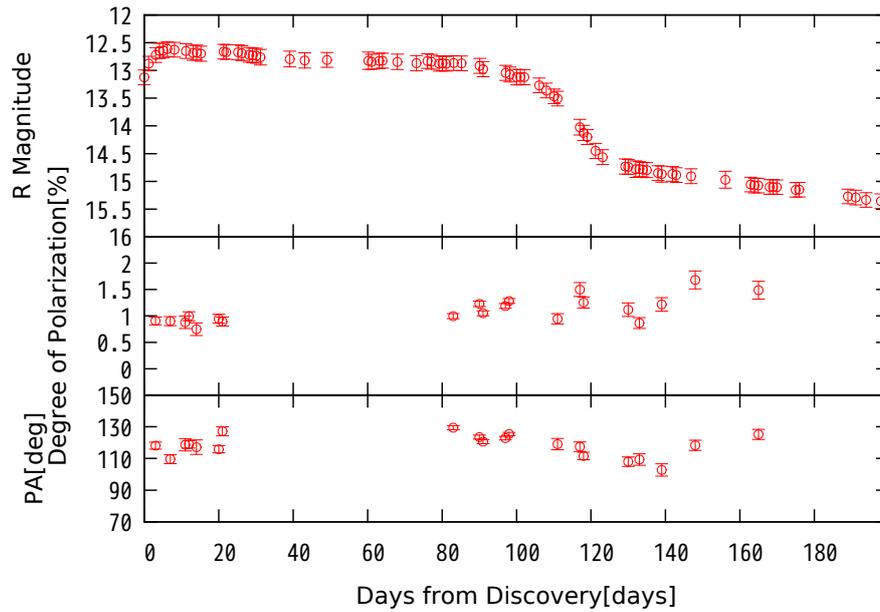


図 4.5: SN 2017eaw の偏光度と偏光方位角の時間進化

が偏光方位角のグラフである。横軸は、発見からの日数である。図 4.5 に示した偏光データにおいては星間偏光成分は差し引いていない。発見から 20 日から 80 日までの期間は HONIR が外されていた期間であったため、偏光データは得られていない。偏光度に注目すると、装置が外される以前では偏光度はほとんど変化が見られない。以降は、プラトー終了後から徐々に上がるようにも見られるが、急に偏光度が上がるような大きな変化は見られなかった。偏光方位角に関しては、前半から後半にかけてほとんど角度の変動が見られていない。大きくても約 20° 以内での変動である。これらの偏光変動が有意な変化であるかどうかを以下で議論する。

4.3.2 QU 平面

偏光度、偏光方位角の時間進化を捉えやすくするため、 QU 平面を用いてプロットした。 QU 平面とは図 1.6 で示すように原点からの距離が偏光度、線分 OR と Q/U の軸の間の角の半分が偏光方位角 θ となるような図であり、 Q 、 U のベクトルの性質が見やすく表現できる利点がある。超新星の時間変化を捉えたいので、プラトー期間の前半 (0-50 日、赤色)、プラトー期間の後半 (51-101 日、緑色)、プラトー終了後 (102-日、青色) の 3 期間に分けて QU 平面にプロットした (図 4.6)。その結果、期間ごとの平均の点が動いているようにも見られることがわかった。しかし、プラトー終了後のプロット点はばらつきが多く、減光しているため精度が悪いことが考えられる。期間毎のストークスパラメータの平均を取った時にはほとんど変化が無いように見える。

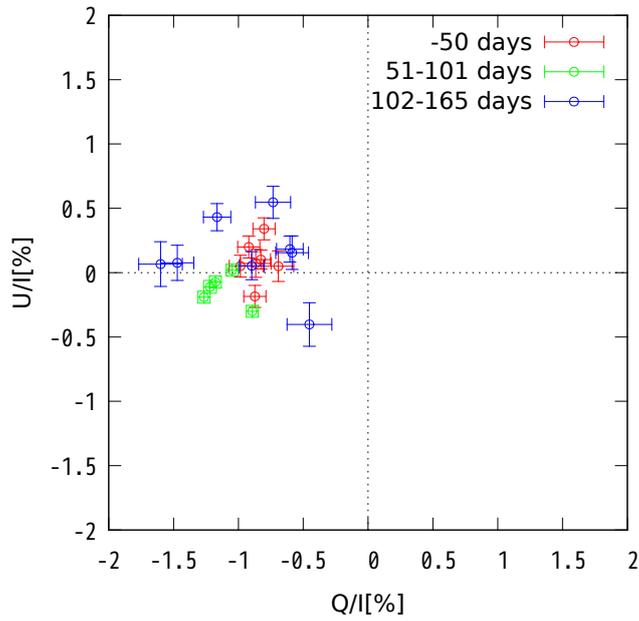


図 4.6: SN 2017eaw の QU 平面

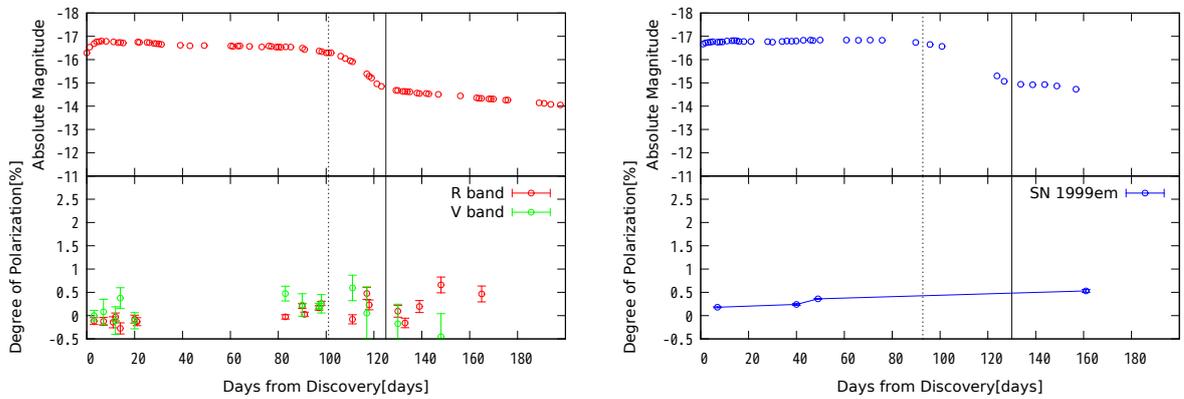


図 4.7: SN 2017eaw の光度曲線 [15] と R バンドと V バンドの偏光度、縦の点線はプラトー期の終わり、実と偏光度 (Leonard et al. 2001[5])、図 4.7 と同様にプロットしてある

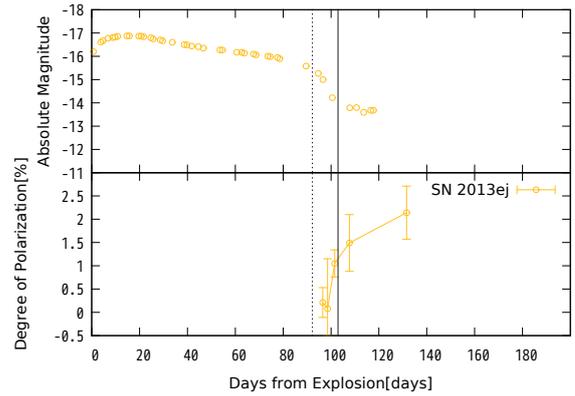
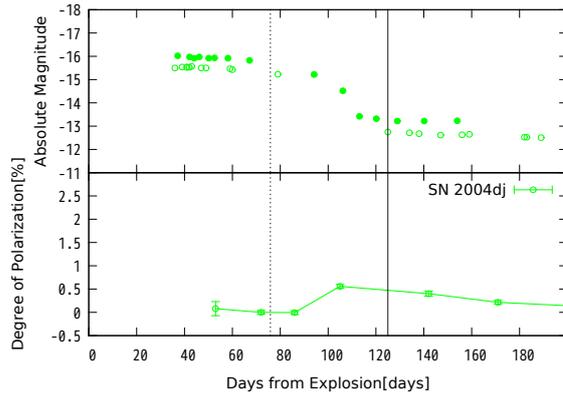


図 4.9: SN 2004dj の光度曲線 (Vinkó et al. 2006[12]) と偏光度 (Leonard et al. 2006[7])、プロットの仕方は 2014[8] と同じ
 図 4.10: SN 2013ej 光度曲線 (Richmond et al. 2016[4])、プロットの仕方は図 4.7 と同じ

4.3.3 他の超新星との比較

偏光度の変動について他の IIP 型超新星 (SNe 1999em, 2004dj, 2013ej) と比較をする。光度は見かけの等級から絶対等級に置き換えた。絶対等級に変換する際には、距離指標 (distance modulus) と我々の銀河内の超新星方向のダストによる減光量を見かけの等級から差し引くことで求めた。距離指標、R バンドでの減光量 (A_R) は NED からの値を使用した (表 4.2)。また、プラトリーの終わりを点線に、テール期の始まりを実線で示した。それらのエポックは、SN 2017eaw と同様にして求めた。偏光度は比較をしやすいように初期の偏光度で差し引いてプロットしているため、図 4.7-4.10 の縦軸の値は観測された偏光度から初期の偏光度を差し引いたものである。図 4.9 中の光度のデータは塗られた丸はアマチュア天文家により得られたデータである。色が塗られていない丸印は、Vinkó et al. (2006) のデータを用いているが、点数が少ないため、そのようにした。図 4.7-4.10 は全て同じスケールで示している。図 4.9 と図 4.10 は程度の違いはあるが、プラトリー終わりからテール期のはじめにかけて偏光度が急激に大きくなる傾向が見られた。図 4.8 に関しては、偏光度の変化がないようにも見られるが、データ点が少なく、偏光度が大きくなるだろうとされているプラトリー期が終わる頃のデータが得られていないので、偏光が起こっていないとは一概には言えない。SNe 2004dj, 2013ej と比較したとき、SN 2017eaw の偏光は V バンド R バンドともに有意な変動を示しているとはいえない。

偏光が見られない原因としては、IIP 型超新星の中でも内部が非球対称にならない爆発があるのか、それとも全て非球対称状の爆発であるが、視線方向による効果によって球対称状に見えるのか、のいずれかが考えられるがまだサンプル数が少なく、今後の別の近傍超新星の観測に期待したい。

4.4 星間偏光に関する考察

SN 2017eaw の偏光度がプラトリー期から偏光度がほとんど変動することなく、1%付近で安定していることから、この偏光成分はほとんどが星間由来であると考えられる。そこで、得られた結果を用いて、この方向の星間偏光を考察する。SN 2017eaw が属する NGC 6946 の方向は、天の川銀河内での星間偏光が強い

表 4.2: 距離指標と減光量 [22]

天体名	母銀河	距離指標 (単位: 等級)	減光量 (A_R , 単位: 等級)
SN 2017eaw	NGC 6946	28.67 ± 0.43	0.742
SN 2013ej	NGC 628	28.99 ± 1.48	0.186
SN 2004dj	NGC 2403	27.62 ± 0.36	0.087
SN 1999em	NGC 1637	30.25 ± 0.49	0.088

とされている方向で、 A_V は 0.94 等である (NED より [22])。 A_V は可視光 V バンドにおける減光量である。通常の星間偏光観測は、天の川銀河内の恒星を光源とし、限られた距離までの星間偏光を見ることになるが、この超新星では我々の銀河を見通した時の星間偏光の貴重なサンプルになると考えられる。

超新星付近 10 度角 \times 10 度角の範囲の星と偏光をカタログを用いて比較した。図 4.11 は偏光度を長さ、偏光方位角を傾きで示した図であり、超新星 SN 2017eaw の初期の偏光を赤色で示した。左図が地球から 600 pc (約 2000 光年) までの距離にある星の偏光と超新星の偏光を比較したもの、右図が 600 pc 以降の星との比較である。600 pc 以内には偏光度が小さいものが多いのに対し、600 pc 以降の超新星の偏光はほとんど等しく、向きも揃っている。つまり、SN 2017eaw の星間偏光は、天の川銀河内の 600 pc より遠い距離にある星間雲によってもたらされていると考えられ、また天の川銀河の平均星間磁場の向きは、 $PA = 90-120^\circ$ と大体揃っているとみなせる。

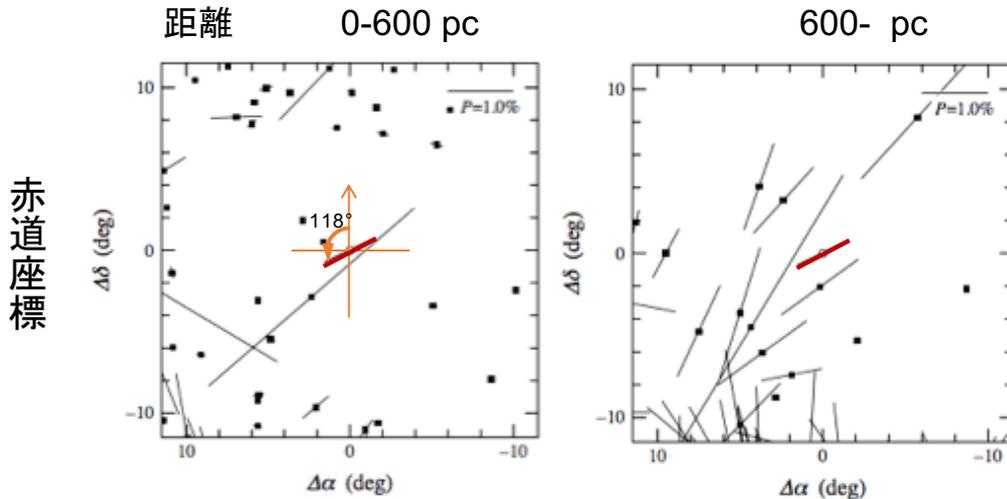


図 4.11: 近傍の恒星 (10 度角 \times 10 度角) との偏光ベクトル比較

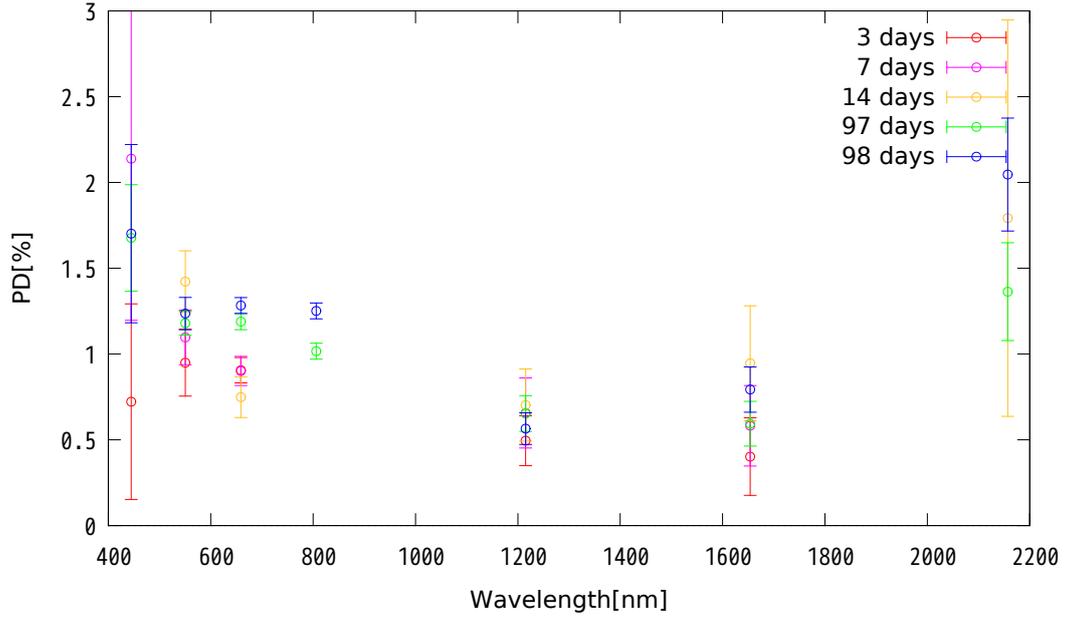


図 4.12: 観測された偏光度の波長依存性

4.4.1 偏光度の波長依存性

星間偏光をもたらす星間ダストについて議論するために、同日に複数のバンドに亘って偏光観測をしている日を選び、それぞれの偏光度を求め偏光度の波長依存性のグラフを作成した (図 4.12)。観測装置 HONIR においても、精度が良い波長帯や悪い波長帯があり、中心波長が 445 nm の B バンドや 2160 nm の Ks バンドなどは観測のデータの精度は他の波長に対して悪くなる傾向になる。中心波長 1650 nm の H バンドに関してもばらつきが目立つため、それ以外の波長のデータ (V; 中心波長 550 nm, R; 650 nm, I; 810 nm, J; 1200 nm) を用いて考察する。

偏光度の波長依存性から星間ダストの性質を見るために Serkowski カーブでフィットした。Serkowski の式は星間偏光の波長依存性をよく表す経験則であり (Serkowski et al. 1975)、以下のように表される。

$$p(\lambda) = p_{max} \exp \left[-K \ln^2 \left(\frac{\lambda_{max}}{\lambda} \right) \right] \quad (4.3)$$

p_{max} は最大となるときの偏光度の値であり、 K は曲線の勾配のきつさを示す (K が大きいと勾配は急である)、 λ_{max} は偏光度が最大となるときの波長である。 p_{max} 、 K 、 λ_{max} をフリーパラメータとしてフィッティングした結果、以下の値が得られた。

$$p_{max} = 1.17 \pm 0.05 \% \quad (4.4)$$

$$K = 1.5 \pm 0.7 \quad (4.5)$$

$$\lambda_{max} = 640 \pm 70 \text{ nm} \quad (4.6)$$

図 4.13 は、Whittet et al. (1992) から転載したものであり、 K と λ_{max} の関係を示している。銀河内の天体のパラメータ K と λ_{max} から、 K は λ_{max} を用いて以下のように表せる。ただし、式 (4.7) における

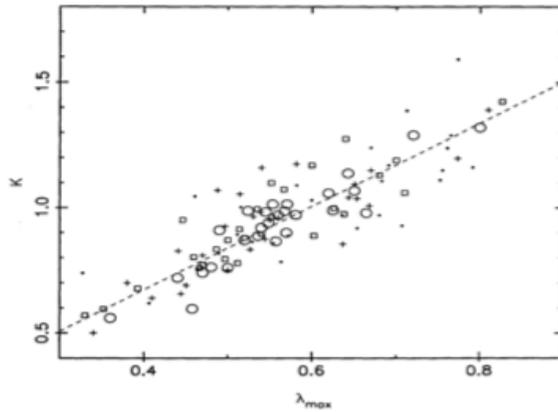


図 4.13: K と λ_{max} の関係 [13]

λ_{max} の単位は μm である。

$$K = (1.66 \pm 0.09)\lambda_{max}(\mu m) + (0.01 \pm 0.05) \quad (4.7)$$

図 4.13 から p_{max} 、 K 、 λ_{max} の 3 点を変数として求めた $K = 1.5$ は一般的な K の値からは外れた点となる。

式 (4.7) を式 (4.3) に代入すると、 p_{max} 、 λ_{max} の 2 つの変数として考えることもできる。先ほどと同様にして、図 4.12 の V バンドから J バンドに亘ってフィッティングした。そこで得られたパラメータが以下のものである。

$$p_{max} = 1.18 \pm 0.06 \% \quad (4.8)$$

$$\lambda_{max} = 590 \pm 80 \text{ nm} \quad (4.9)$$

K は式 (4.7) に代入すると $K = 0.995$ が得られた。

また、天の川銀河の典型的な星間偏光から $K \equiv 1.15$ (Serkowski et al. 1975 [10]) とし、フィッティングする手法もある。式 (4.3) の K に 1.15 を代入した式で V バンドから J バンドに亘ってフィッティングした。

$$p_{max} = 1.18 \pm 0.06 \% \quad (4.10)$$

$$\lambda_{max} = 610 \pm 50 \text{ nm} \quad (4.11)$$

以上 3 つの式を同時にフィッティングしたものが図 4.14 である。赤色の線で描かれたものが p_{max} 、 K 、 λ_{max} の 3 点を変数として求めたものであり、青色の線で描かれたものが K を λ_{max} で表した式 (4.7) を用いて、2 つの変数で求めたもの、緑色の線で描かれたものは、 $K \equiv 1.15$ として、2 つの変数で求めたものである。赤色の線は K の値が平均よりも大きめであったため、他と比べて勾配が急である。2 つの変数で求めたものは、比較的似た形を示しており、偏光度が最大となる時の波長 (λ_{max}) が 3 つの変数でフィッティングした時よりも短波長側になっている。2 つの変数を用いてフィッティングした結果を採用するならば、図 4.13 において少し長波長寄りではあるが、天の川銀河の偏光ダストの性質と一致する。

得られた λ_{max} パラメータから星間ダストの粒子のサイズに関して制限を与えることができる。図 4.15 は銀河座標における天体の分布 (Serkowski et al. 1975 [10]) であり、 λ_{max} によって印を変えてプロットし

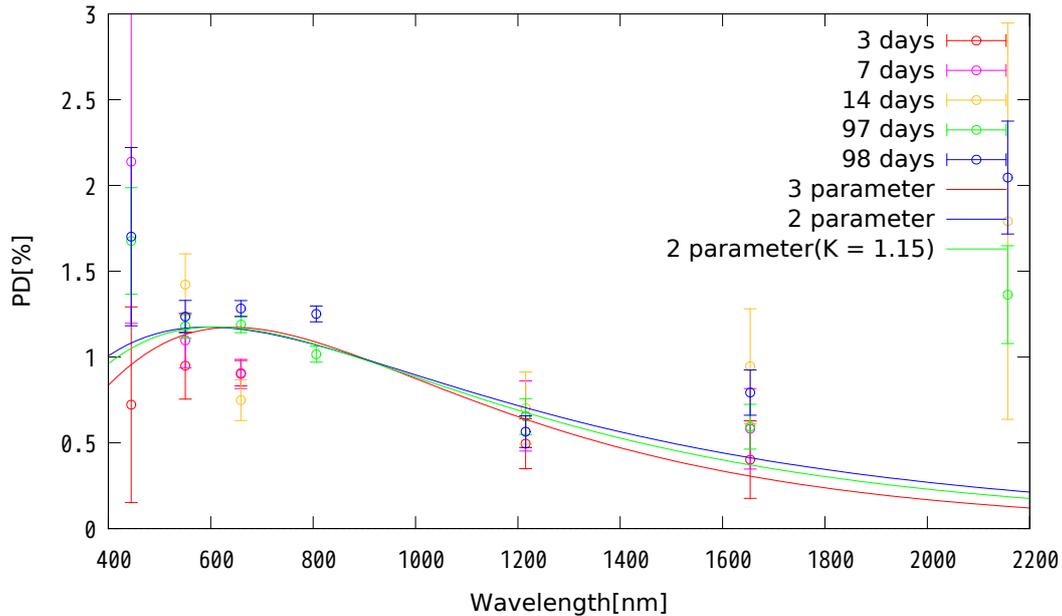


図 4.14: 観測された偏光度の波長依存性に Serkowski 関数を 3 種類の方法でフィッティングしたもの

である。SN 2017eaw の銀河座標は、 $l = 95.96^\circ$, $b = 11.70^\circ$ (TNS より [26]) であり、 $\lambda_{max} \geq 0.58\mu m$ であるので、図中に \triangle と示した。分布図からこの方向はサンプルが少ない領域であることがわかる。また、 $\lambda_{max} \geq 0.58\mu m$ となる点は全体に対して長波長寄りであることがわかる。 λ_{max} パラメータが大きければ、平均的なダストのサイズも比較的大きくなることが知られており、フィッティングの結果が正しいようであれば、SN 2017eaw の方向は天の川銀河内の星間ダストのサイズは平均のダストサイズよりも大きめであると言える。しかし、今回の結果では全バンドにおいて精度の良い偏光観測とはならなかったため、正確なフィッティングができたとは言えない。ダストサイズに対して制限を与えるためには、全てのバンドにおいて精度の良い偏光観測が求められる。

4.5 IIP 型超新星 SN 2017eaw の偏光観測まとめ

SN 2017eaw の観測されたスペクトルに水素の吸収線が見られ、光度曲線では約 100 日間の光度がほとんど変化しないプラトーが見られたことから SN 2017eaw は典型的な IIP 型超新星と分類される。偏光度は先行研究から期待されるような、プラトー期が終わる頃に偏光度が大きくなるということはなく、ほとんど変動が見られなかった。その原因は内部の構造も視線方向に対しては球対称状であると考えられる。ただし、その他の方向に対しては、非球対称状である可能性は否定できない。

星間偏光に関して考えると、偏光成分の多くは天の川銀河の地球から 600 pc 以降に分布する星間ダストなどによる偏光成分と考えられる。また、星間ダストの性質に関しても天の川銀河のダストの性質と説明可能である。

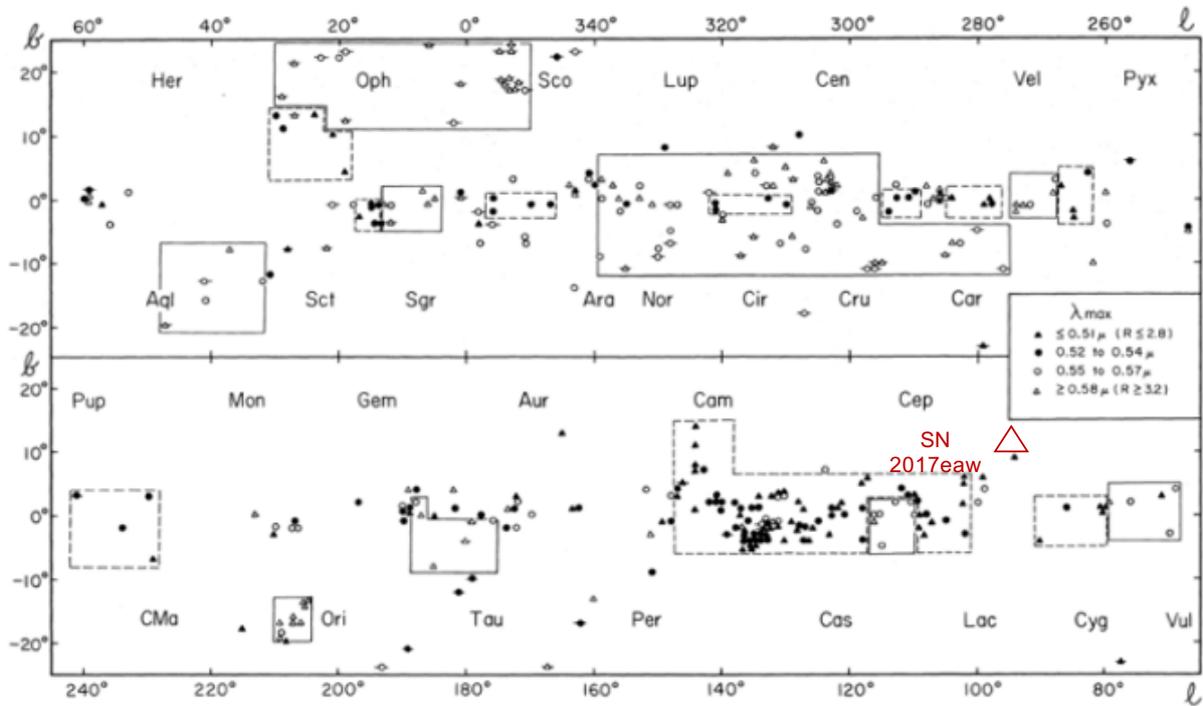


図 4.15: 星間偏光の λ_{max} のマップ (銀河座標; Serkowski et al. 1975[10]) に今回得られた SN 2017eaw 方向の星間偏光を追加した図。SN 2017eaw 周辺では比較的 λ_{max} が小さいが SN 2017eaw では $\lambda_{max} \sim 0.6 \mu\text{m}$ と大きめの値が得られた。

第5章 まとめ

IIP 型超新星は、光学的に厚い水素外層を持ち、初期の 3 ヶ月ほどにわたり、水素の電離境界面の半径がほぼ一定となり、光度曲線においては光度がほとんど変化しないプラトーという期間を有する。IIP 型超新星に対して偏光観測を行うことで、超新星の詳細な爆発モデルや赤色超巨星時代の質量放出を知る手がかりになると考えられている。過去に見つかった近傍の IIP 型超新星の偏光観測の例として SN 2004dj が挙げられる。その天体は、プラトー期が終わる頃に急激な偏光の増加が見られた。これは、中心核付近で起きた重力崩壊に伴う爆発が非球対称であったことを示唆している。偏光観測は一般に高い精度が要求されるため、光量を稼ぐことが容易な近傍のサンプルが望ましいが、近傍の IIP 型超新星は数十年に一度の頻度で現れるため、IIP 型超新星の偏光観測例が少なく、プラトー期から後期にわたる観測はさらに限られてくる。そこで、爆発直後とみられる近傍の IIP 型超新星 SN 2017eaw に対して長期にわたり観測を行い、偏光の変動や波長依存性を捉え、議論を試みた。母銀河は地球から距離 6 Mpc にある NGC 6946 である。広島大学の口径 1.5 m かなた望遠鏡を用いて、爆発から約 150 日にわたり、可視光・近赤外線域の偏光、撮像、分光観測を行なった。その結果、プラトー期中の偏光の変動はほとんど見られず、プラトー期から後期に渡り、安定した偏光度が得られた。観測期間を通してほぼ変化が無かった偏光度とその波長依存性は、星間偏光で説明可能である。よって、この超新星での固有偏光はほぼゼロで、ほぼ球対称か、又は視線方向に対して軸対称な爆発モデルから予期される振る舞いで説明されることがわかった。また、星間偏光に関しても天の川銀河で得られるダストの性質や周辺領域の銀河磁場と矛盾のない性質を示すことがわかった。星間偏光かピークとなる波長がやや大きめだったことは、この超新星方向に存在する天の川銀河内の星間ダストのサイズがやや大きめであることを示唆する。

第6章 付録

6.1 コリメータレンズ群を交換後の偏光能率の変化の原因とその追求

6.1.1 コリメータレンズ群の特性を確認するための調査項目

HONIR では、2017年6-7月の改修期にコリメータレンズ群を交換したことにより、偏光能率の特性に変化が見られるようになった。その原因を探るため、コリメータレンズ群に偏光を消すような効果(消偏光効果)などが見られるか以下の項目で調査した。

- a. コリメータレンズ群の回転角による変化の確認
- b. 100%偏光した光をコリメータレンズ群に通した時の出射光の偏光度、偏光方位角
- c. b. の結果と光源との比較

6.1.2 使用した装置

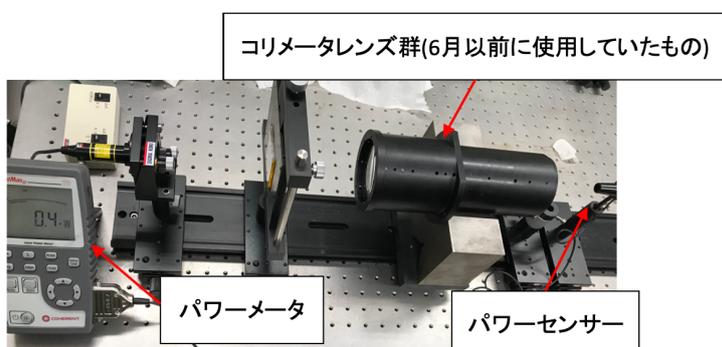


図 6.1: 光学台に取り付けたパワーセンサーとコリメータレンズ

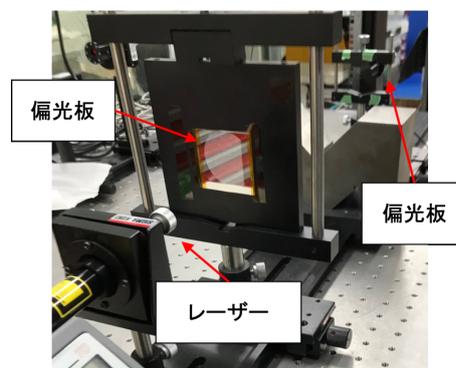


図 6.2: レーザー光源と偏光板

調査には、2017年6月以前まで使用していたコリメータレンズ群、偏光板2枚、可視光レーザー光源(図6.3)とパワーセンサー(図6.4)とそのセンサーに互換性のあるパワーメータ(図6.5)を用いた。レーザー光源とパワーセンサーの使用を表6.1、6.2に示す。

表 6.1: レーザー光源の仕様

名称	メーカー	波長	ビーム拡がり全角	出力安定性
可視半導体レーザー	シグマ光機	670nm	1 mrad	3 %



図 6.3: 使用したものと同一タイプのレーザー光源 [20]

表 6.2: 光学センサーの仕様

メーカー	波長域	センサータイプ	アクティブエリア直径	計測パワー範囲	表示分解能
COHERENT	400 - 1060 nm	Silicon	7.9 mm	10 nW -50 mW	1 nW



図 6.4: 調査に使用したパワーセンサー [23]



図 6.5: 調査に使用したパワーメータ [23]

可視光レーザー光源

パワーセンサー・パワーメータ

6.1.3 調査方法

常温で実験を行った。コリメータレンズ群透過後のレーザー光の強度をパワーメータ・センサーで測定する。

調査 1 2枚の偏光板を直行させた状態で固定し、出射光をほぼゼロとした状態でコリメータレンズ群を光軸周りに回転させ、出射光強度の変化を調べる。

調査 2 2枚目の偏光板を 0, 90, 45, 135, 180, 270, 225, 315° で回転。0° と 180°、90° と 270°、45° と 225°、135° と 315° の平均を用いて偏光度、偏光方位角を計算する。

調査 3 コリメータレンズ群を取り除いた状態で、調査 2 と同様の方法で行う。



図 6.6: 調査 1



図 6.7: 調査 2、調査 3

6.1.4 調査結果

調査 1

コリメータレンズ群の回転角による変化の確認であり、その結果は回転しても出射光強度の変化は見られなかった。入射した直線偏光の偏光の向きを変えたり、偏光を弱める効果や旋光性 (直線偏光-円偏光) といった効果は持たない。

調査 2

100%偏光させた光をコリメータレンズ群に通した時の偏光度を以下の式から求めた。

$$\frac{Q}{I} = \frac{I(0^\circ) - I(90^\circ)}{I(0^\circ) + I(90^\circ)} \quad (6.1)$$

$$\frac{U}{I} = \frac{I(45^\circ) - I(135^\circ)}{I(45^\circ) + I(135^\circ)} \quad (6.2)$$

$$\text{偏光度 } P = \frac{\sqrt{(Q^2 + U^2)}}{I} \quad (6.3)$$

$$\text{偏光方位角 } \theta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right) \quad (6.4)$$

結果は表 6.3 に示す。偏光度は 99%と計算される。

表 6.3: 調査 2 の結果

項目	Q/I	U/I	P	θ
計算結果	-0.73	-0.67	0.99	-68.65

調査 3

調査結果は表 6.4 にまとめた。偏光度は 100%となり、偏光方位角も調査 2 の結果と変化がなかった。

表 6.4: 調査 3 の結果

項目	Q/I	U/I	P	θ
計算結果	-0.73	-0.68	1.00	-68.53

6.1.5 まとめ

新たなコリメータレンズ群を 2017 年 8 月に導入して以降、偏光能率に大きな変化が見られた。その原因を以前のコリメータレンズ群にあると考え、検証実験を行なった。その結果、常温においてはコリメータレンズ群の光軸周りの回転による出射光の偏光度および偏光方位角にはともに変化は見られず、偏光を変調する効果は認められなかった。現在は偏光性能が安定しているため、新しいコリメータレンズをこのまま使い、経過を見る予定である。

関連図書

- [1] Bose et al., Supernova Environmental Impacts, 2014, 296, 334-335, doi:10.101
- [2] Hiroshi Akitaya et al. 2014 Proc. SPIE,9147,914740
- [3] Kumar et al., MNRAS, 2014, 442, 2-12, doi:10.1093
- [4] Kumar et al., MNRAS, 2016, 456, 3157-3167, doi:10.1093
- [5] Leonard et al., Apj, 2001, 553, 861-885, doi:10.1086
- [6] Leonard et al., PASP, 2002, 114, 1291, doi:10.1086
- [7] Leonard et al., Nature, 2006, 440, 505-507, doi:10.1038
- [8] Richmond et al., JAAVSO, 42, 333
- [9] Schmidt, Elston, & Lupie, AJ, 1992, 104, 1563
- [10] Serkowski et al., APJ, 1975, 196, 261-290, doi:10.1086
- [11] Turnshek, et al., AJ, 1990, 99, 1243
- [12] Vinkó et al. MNRAS, 2006, 369, 1780-1796, doi:10.1111
- [13] Whitter et al., APJ, 1992, 386, 562-577, doi:10.1086
- [14] Wilking et al., APJ, 1980, 235, 905-910, doi:10.1086
- [15] Yamanaka et al., American Astronomical Society Meeting Abstracts, 2018, 231, 446.08
- [16] 高木勝俊 2011年度 卒業論文 「かなた望遠鏡1 露出型偏光撮像器 HOWPol の器械偏光に関する研究」(広島大学)
- [17] 天文学辞典 開口測光 <http://astro-dic.jp/aperture-photometry/>
- [18] 野本憲一 編 2007年 「元素はいかにつくられたか -超新星爆発と宇宙の化学進化 岩波講座 物理の世界」(岩波書店)
- [19] 田中雅臣 2015年 「星が「死ぬ」とはどういうことか」(ベレ出版)
- [20] Edmund optics 製品紹介ページ
<https://www.edmundoptics.jp>

- [21] HONIR 開発 wiki ページ (HONIR データ、写真など)
- [22] NED NASA/IPAC Extragalactic Database
<https://ned.ipac.caltech.edu>
- [23] SIGMAKOKI 製品紹介ページ
<https://www.global-optosigma.com/jp/>
- [24] SIMBAD Astronomical Database
<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>
- [25] Super-Kamiokande 公式ホームページ
<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/news/2017/02/SN1987A.html>
- [26] TRANSIENT NAME SERVER <https://wis-tns.weizmann.ac.il>
- [27] グレゴリウス講座 恒星進化論 (HR 図)
http://www.gregorius.jp/presentation/page_71.html
- [28] 広島大学 宇宙科学センター web ページ
https://www.hiroshima-u.ac.jp/hasc/institution/hho_kanata