

Reduktion und Auswertung von Beobachtungen Planetarischer Nebel mit dem Integralfeldspektrographen PMAS

zur Erlangung des akademischen Grades

„Master of Education“

eingereicht am

Institut für Physik und Astronomie

der

Universität Potsdam



von

Julia Zühlke

juzuehlik@uni-potsdam.de

Potsdam, den 29. Juni 2011

Erstgutachter: Prof. Dr. Wolf-Rainer Hamann

Zweitgutachter: Prof. Dr. Achim Feldmeier

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Planetarische Nebel	7
1.2	Zentralsterne von Planetarischen Nebeln	10
1.3	Integralfeldspektrographie	10
1.4	Kapitelübersicht	11
2	Technische Daten und Hintergrundinformationen	13
2.1	Calar Alto	13
2.2	Integralfeldspektrograph PMAS	16
2.2.1	Integralfeldspektrographie	16
2.2.2	LArr	17
2.2.3	Spektrales und räumliches Auflösungsvermögen	18
2.2.4	Signal-Rausch-Verhältnis	21
2.3	Kalibrierung und Fehlerkorrektur der CCD-Kamera	22
2.3.1	Bias	22
2.3.2	Flatfield	24
2.3.3	Trace mask	25
3	Entfernung von Cosmics auf dem CCD-Bild	27
3.1	Entstehung und Einfluss	27
3.2	Entfernung mittels P3D	29
3.3	Entfernung durch Mittelwertbildung	29
3.4	Entfernung mittels L.A.Cosmic	31
3.4.1	Identifikation von Cosmics	31
3.4.2	Manuelle Arbeitsschritte bei der Entfernung mittels L.A.Cosmic	31
3.5	Manuelle Entfernung mittels IRAF	33
4	Datenbearbeitungssoftware P3D	35
4.1	Allgemeine Informationen zu P3D	35
4.2	Ermittlung der Lage der Spektren auf dem CCD-Bild	35
4.2.1	Schritt 1: Finden der Position des ersten Spektrums	36
4.2.2	Schritt 2: Finden aller Spektren im Wellenlängenbereich	36
4.3	Extraktion der Spektren zur Wellenlängenkalibration	37
4.4	Wellenlängenkalibrierung	38
4.4.1	Wellenlängenkalibrierung mittels Emissionslampen	38

4.4.2	Erstellen zusätzlicher Linienlisten für die Kalibrationslampen	40
4.4.3	Manuelle Arbeitsschritte bei der Wellenlängenkalibration . .	42
4.5	Sensitivitätskorrektur für die individuellen Fasern und Bildpunkte .	43
4.6	Extraktion der mit P3D kalibrierten 3D-Daten und erste Spektren .	43
4.7	Qualitätskontrolle der Wellenlängenkalibration	44
5	Extraktion von Spektren aus den gewonnenen Daten	45
5.1	Extraktion mittels des Euro-3D-Visualization-Tools	45
5.2	Extraktion mittels QFitsView 2.0	46
5.3	Extraktion mittels PSF-Fitting	47
5.3.1	Halbwertsbreite der PSF der Kalibrationssterne	47
5.3.2	Betrachtung der Position eines Standardsterns im Kubus . .	49
5.3.3	Erstellen der PSF-extrahierten Spektren	50
6	Flusskalibration mittels IRAF	51
6.1	Allgemeine Bemerkungen zur Flusskalibration	51
6.2	Erstellen der Kalibrationsdatei	51
6.2.1	Zusammenfassung mit und Formatierung der ESO-Daten . .	51
6.2.2	Glättung und Approximation der Kalibrationsfunktion	53
6.3	Kalibration der Objekte	54
6.4	Kontrolle der Kalibration anhand der Standardsternaufnahmen . . .	55
7	Planetarische Nebel	57
7.1	Planetarische Nebel und Zentralsterne vom Typ [WR]	57
7.2	Überblick über die Beobachtungsobjekte	58
7.2.1	NGC 6572	58
7.2.2	NGC 6891	59
7.2.3	NGC 6543	60
7.2.4	PN K3-61	61
7.2.5	PN M4-18	61
7.2.6	IC 2003	62
7.3	Radialgeschwindigkeit	63
8	Spektren der Zentralsterne und WR 144	65
8.1	NGC 6572	65
8.2	NGC 6891	67
8.3	NGC 6543	68
8.4	PN K3-61	69
8.5	PN M4-18	70
8.6	IC 2003	71
8.7	WR 144	72
9	Schlussfolgerungen und Zusammenfassung	73
10	Anhang	75

10.1	Ermitteltes Seeing der beiden Beobachtungsnächte	75
10.2	IDL-Quelltext zur Erstellung des Masterbias	75
10.3	IDL-Quelltext zur Erstellung des Masterflat für den Wellenlängenbereich 6386 - 7036 Å	76
10.4	Linienlisten für die Wellenlängenkalibration	77
10.4.1	Erweiterte P3D-Linienliste für die Quecksilber-Neon-Lampe I	77
10.4.2	Erweiterte P3D-Linienliste für die Quecksilber-Neon-Lampe II	78
10.5	IDL-Quelltext zur Erstellung des PSF-Fits	78
10.6	Relative Radialgeschwindigkeiten	81
11	Literaturverzeichnis	89
12	Danksagung	91
13	Selbstständigkeitserklärung	93

1 Einleitung

Astrophysikalische Objekte lassen sich fast ausschließlich mittels des von ihnen ausgesandten Lichts untersuchen. Dabei kann man das Licht photometrisch oder spektroskopisch analysieren. Insbesondere erlaubt die Zerlegung des Lichts in seine spektralen Bestandteile häufig Rückschlüsse auf die chemische Zusammensetzung und die Physik des beobachteten Objekts. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Datenreduktion von Aufnahmen, um dann im Anschluss die Spektren Planetarischer Nebel und ihrer Zentralsterne untersuchen zu können.

1.1 Planetarische Nebel



Abbildung 1.1: Kompositionsaufnahme von NGC 6543 aus einer optischen Hubble-Space Telescope-Aufnahme und einer Aufnahme von CHANDRA im Röntgen-Bereich.

In alten Teleskopen wurden früher „Planetarische Nebel“ als runde, grünliche Scheibchen erkannt, welche rein optisch Gasplaneten ähnelten. Obwohl sich diese Objekte mit heutiger Technik klar von Planeten unterscheiden lassen, wurde die historisch geprägte Bezeichnung „Planetarischer Nebel“ beibehalten. Auch heute lässt sich bei Planetarischen Nebeln zuweilen nur eine strukturlose Scheibe erkennen, jedoch gibt

1 Einleitung

es auch Objekte, welche eine hochkomplexe Innenstruktur aufweisen, wie zum Beispiel der Katzenaugennebel (Abb. 1.1¹).

Planetarische Nebel können aus Sternen mit einer Ausgangsmasse von weniger als acht Sonnenmassen entstehen. Nachdem diese Sterne ihre Hauptreihenphase verlassen haben, in welcher der vorhandene Wasserstoff zu Helium fusioniert, entwickeln sie sich zu einem Roten Riesen.

Während der Kern kontrahiert, expandieren die äußeren Schichten. Im Kern setzt schließlich das Heliumbrennen ein. In diesem sogenannten 3α -Prozess fusioniert Helium zu Kohlenstoff und anschließend durch Fusion mit einem weiteren α -Teilchen auch zu Sauerstoff.

In einer Schale um den Kern, in der noch genügend Wasserstoff vorhanden ist und die Temperatur ausreichend hoch ist, wird ferner Wasserstoff zu Helium fusioniert, man spricht vom sogenannten „Schalenbrennen“. Mit der Zeit ist der Helium-Vorrat im Kern erschöpft und das nukleare „Brennen“ kommt dort zum Erliegen. Der Kern besteht nun weitgehend aus einer Mischung von Kohlenstoff und Sauerstoff. Da der Stern weiter kontrahiert, steigt die Temperatur im Inneren des Kerns an. Das Wasserstoffschalenbrennen schreitet weiter nach außen fort und hinterlässt eine Heliumschale um den Kern. Im inneren Bereich dieser Schale ist nach dem Erliegen des zentralen Heliumbrennens nun wiederum ein Helium-Schalenbrennen möglich. Der Stern wird leuchtkräftiger und befindet sich im Hertzsprung-Russell-Diagramm auf dem asymptotischen Riesenast (AGB, engl. asymptotic giant branch).

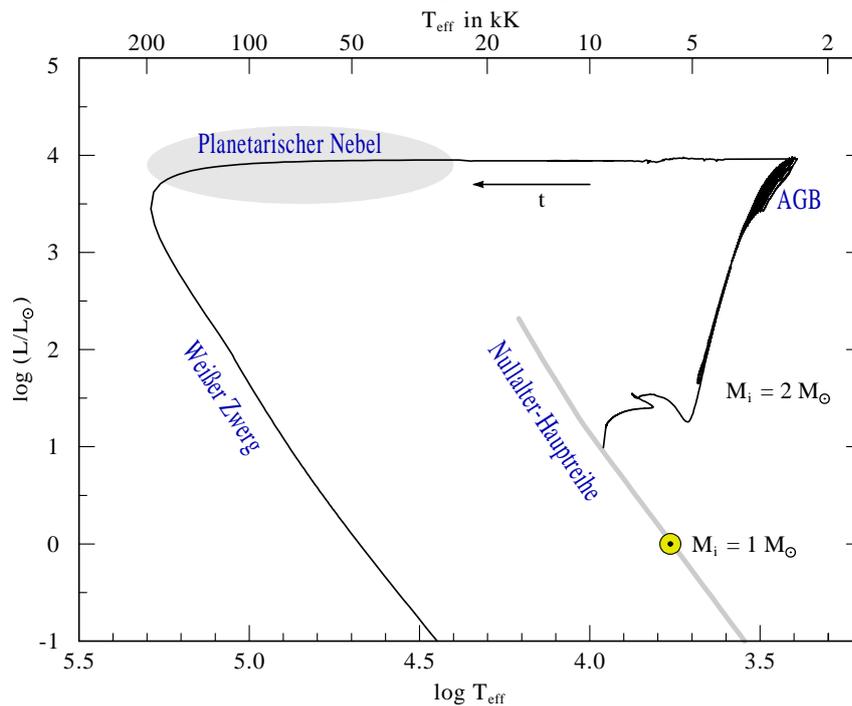


Abbildung 1.2: Hertzsprung-Russell-Diagramm mit der gesamten Entwicklung eines Zentralsterns mit einer Ausgangsmasse von zwei Sonnenmassen.

¹ von <http://chandra.harvard.edu/photo/2008/catseye>

Der Verlauf der Entwicklung in Abhängigkeit von der Effektivtemperatur und der Leuchtkraft kann im Hertzsprung-Russell-Diagramm in Abbildung 1.2 verfolgt werden (nach Herwig (2001)).

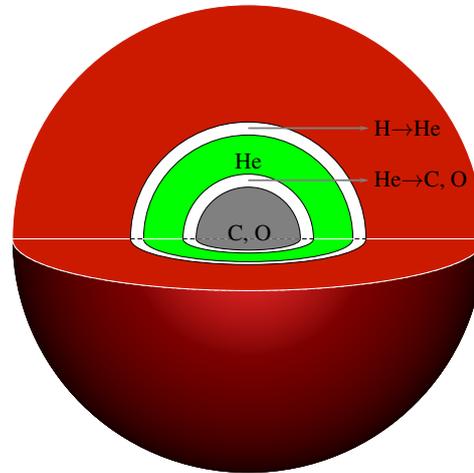


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau eines AGB-Sterns mit Wasserstoffschale (rot).

In der Abbildung 1.3 ist erkennbar, dass nur in zwei eng begrenzten Bereichen Fusionsprozesse stattfinden, während vor allem in den kühleren Außenbereichen keine Kernprozesse erfolgen. AGB-Sterne zeigen einen sehr hohen Massenverlust, was bedeutet, dass sie die äußeren Hüllen ins All abstoßen. Dies geschieht mit einer Massenverlustrate von bis zu $10^{-4} M_{\odot}/a$ (Kwok 2000, S. 126). Ist diese AGB-Phase beendet, sind die äußeren Schichten abgetragen. In der anschließenden Post-AGB-Phase kann sich nun ein Planetarischer Nebel ausbilden. Dafür ist es notwendig, dass die Temperatur des Sterns die Temperatur für die Ionisation des Wasserstoffs übersteigt. Mit einer höheren Temperatur erhöht sich auch die Energie der abgegebenen ultravioletten Strahlung (UV).

Durch die energiereiche UV-Strahlung des Zentralsterns werden Elektronen des Wasserstoffs im Nebel derart angeregt, sodass sie den Atomkern verlassen können. Damit befinden sich in einem Planetarischen Nebel viele freie, ionisierte Elektronen und Protonen. Nach einer gewissen Zeit kann ein solches Proton ein Elektron einfangen („Rekombination“). Der Atomkern befindet sich dabei zunächst auf einem hohen Energieniveau. Fällt er dann zurück in den Grundzustand (ein niedriges Energieniveau) setzt er Energie frei, und zwar in Form von Photonen niedriger Energie wodurch Spektrallinien zum Beispiel der Balmerreihe (optisch) erzeugt werden und so wird der Nebel sichtbar.

Höherwertige Elemente wie Helium, Sauerstoff und Stickstoff können an diesem Prozess teilhaben. Nach der Rekombination des Atoms kann es wieder ein energiereiches, stellares UV-Photon absorbieren und die Ionisation wiederholt sich. So werden auch die Spektrallinien von Helium, Sauerstoff und Stickstoff sichtbar.

1.2 Zentralsterne von Planetarischen Nebeln

Der freigelegte Kern des ehemaligen AGB-Sterns, nun als Zentralstern bezeichnet, besteht aus Kohlenstoff und Sauerstoff und weist eine Masse von etwa 0,6 Sonnenmassen auf.

Etwa zehn Prozent der Zentralsterne zeigen als Besonderheit Emissionslinien im Spektrum (De Marco et al. 2003, S. 34). Das Auftreten von Emissionslinien liegt am heißen dichten Plasma des ausströmenden Sternenwindes. Die Spektren ähneln somit denen von massereichen Wolf-Rayet-Sternen (kurz WR-Sterne).

Da Zentralsterne ähnliche Spektren wie WR-Sterne aufweisen, setzte sich hier die Bezeichnung WR-CSPN (Wolf-Rayet - Central Star of a Planetary Nebulae) durch. Diese Sterne werden mit eckigen Klammern notiert, um sie von den massereichen WR-Sternen unterscheiden zu können, jedoch wird die Klassifikation der Subtypen aufgrund der spektralen Ähnlichkeit beibehalten. Dominieren Kohlenstoffemissionslinien im Spektrum, so wird auch von einem [WC]-Stern gesprochen.

Nach der durchschnittlich ca. 10 000 Jahre andauernden Phase als Zentralstern eines Planetarischen Nebels ist das Schalenbrennen beendet und der Stern entwickelt sich weiter zu einem Weißen Zwerg.

1.3 Integralfeldspektrographie

Im Allgemeinen wird in der Spektroskopie ein Schlitz- oder Lochblendenspektrograph verwendet, der das Licht aufspaltet. Während üblicherweise nur ein Spektrum in einer Beobachtung erhalten wird, ist es in der Integralfeldspektrographie möglich, ein räumliches Feld spektral aufzulösen. Dabei wird das Licht jedes Bildpunktes unabhängig voneinander aufgespalten und man erhält für jeden Punkt ein Spektrum. So ist die Auflösung von ausgedehnten Objekten, wie beispielsweise von Planetarischen Nebeln, möglich.

Bei dem „Potsdam Multi-Aperture Spectrophotometer“, oder kurz PMAS, handelt es sich um einen solchen Integralfeldspektrographen. Er ist für die Auflösung eines kleinen Sichtfeldes (Field of view, kurz FOV) geeignet. Die verwendete Anordnung, das Lens Array (LArr), besteht aus einer Linsenoberfläche. Dabei sind 256 Linsen in einem quadratischen Raster von 16×16 Linsen äquidistant angeordnet (Roth 2006). Daran schließt sich ein Bündel von Glasfasern an, an deren Eintritt sich je eine Linse befindet. Eine Glasfaseroptik ist vor allem für Beobachtungen im optischen Bereich geeignet, da die Fasern hier einen sehr guten Transmissionsgrad aufweisen. Gegenüber dem „Image Slicer“ des „Sinfoni“-Spektrographen besteht ein weiterer Vorteil in dem übersichtlichen und kompakten Aufbau.

1.4 Kapitelübersicht

Zunächst werden die verwendeten Beobachtungsgeräte beschrieben und eine Einführung in das Thema der Integralfeldspektrographie (Kapitel 2) gegeben. Anschließend wird die Datenreduktion, beginnend mit der Beseitigung von sogenannten „Cosmics“ mittels verschiedener Programme, vorgestellt (Kapitel 3). Dabei werden vier Methoden dargelegt und vor allem auf die beiden Programme „bias_cosmics“ und „IRAF“ eingegangen.

Im Kapitel 4 erfolgt eine Beschreibung für den Ausgleich der Faser- und Pixelunterschiede sowie die Wellenlängenkalibration mittels des Programms „P3D“.

Die Extraktion der Spektren aus den „P3D“-Daten und die Erstellung eines Datenkubus wird mit dem Euro-3D-Visualization-Tool durchgeführt und im Kapitel 5 erläutert. Verarbeitet werden die Kuben mittels QFitsView 2.0. Eine zweite Möglichkeit der Extraktion durch die Anpassung einer Punktverbreiterungsfunktion wird in Kapitel 5.3 dargestellt.

In Kapitel 6 findet die Vorstellung der Flusskalibration statt, welche auf Basis von „IRAF“ durchgeführt wird.

Nach der Datenreduktion werden die in dieser Arbeit betrachteten Objekte im Einzelnen beschrieben (Kapitel 7).

2 Technische Daten und Hintergrundinformationen

2.1 Calar Alto

Die hier zu untersuchenden Spektren wurden am 5. und 6. September 2007 am Berg Calar Alto in der Sierra de los Filabres im Süden Spaniens aufgezeichnet. Auf dem Calar Alto befinden sich drei optische Spiegelteleskope, darunter seit 1984 ein 3,5 m-Teleskop, an welchem gearbeitet wurde. Die Beobachtungen, welche in dieser Arbeit untersucht werden, wurden von Prof. Wolf-Rainer Hamann, Dr. Lida Oskinova und Dr. Helge Todt durchgeführt. Dabei wurden neun Sterne beobachtet, von denen zwei der Kalibration dienen und ein weiterer ein WR-Stern ist. Beobachtungsgegenstand waren jedoch die sechs Planetarischen Nebel.

Das Teleskop ist mit Fokalinstrumenten ausgestattet. Somit ist es möglich, optische oder nah-infrarote Bilder sowie Spektren aufzunehmen. Nahinfrarote Bilder mit besonders guter Bildqualität (sogenannte adaptive Optik) können ebenso erstellt werden wie optische Spektren geringer und mittlerer Auflösung. Hierbei können diese für einzelne Objekte wie Sterne als auch für ausgedehnte Objekte wie Gasnebel erstellt werden. Auch das gleichzeitige spektrale Auflösen von mehreren Objekten (z. B. Galaxien in Galaxienhaufen) ist hier möglich.

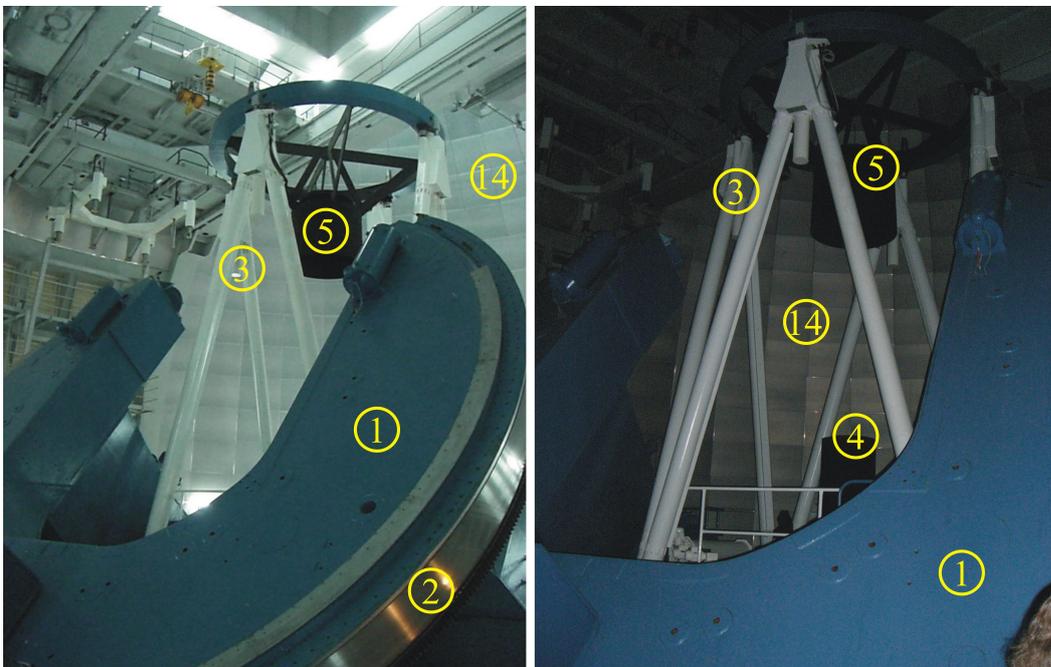


Abbildung 2.1: Zwei Ansichten der Hufeisen-Montierung und des Teleskops (H. Todt).

2 Technische Daten und Hintergrundinformationen

Das Teleskop besitzt eine öldruckgelagerte Hufeisen-Montierung (Bild 2.1, Nr. 1). Zudem ist die Konstruktion (Nr. 3) erkennbar, die den Primär- und Sekundärspiegel (Nr. 4 und 5) hält. Die Montierung ist parallaktisch, sodass die Bewegung der Erde durch die Bewegung um eine Achse parallel zur Erdachse auf einer Schiene (Nr. 2) ausgeglichen wird. Dies lässt eine große und schwere Trägerstruktur erforderlich werden (etwa 200 Tonnen).

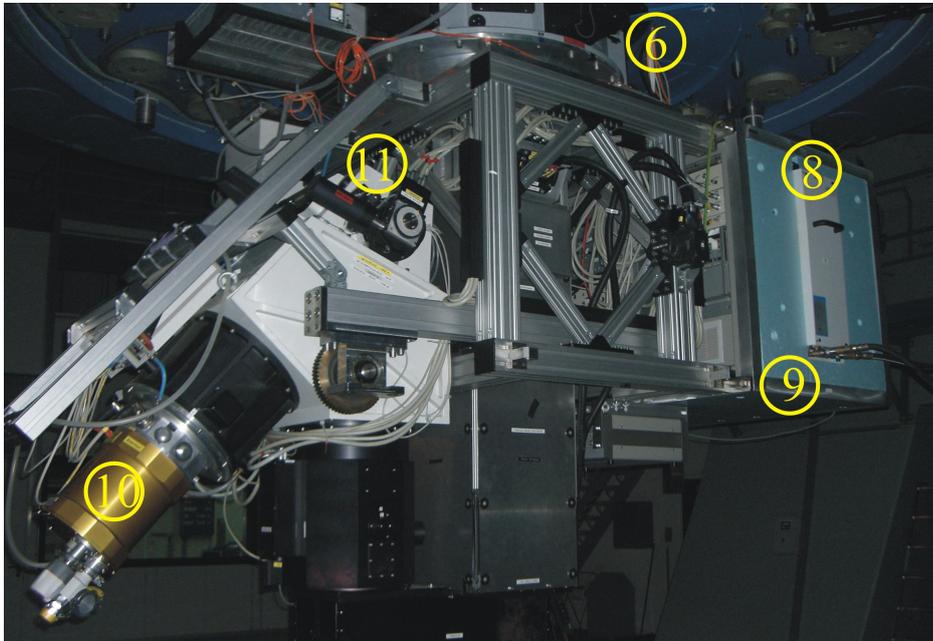


Abbildung 2.2: PMAS Ansicht 1 (H. Todt).

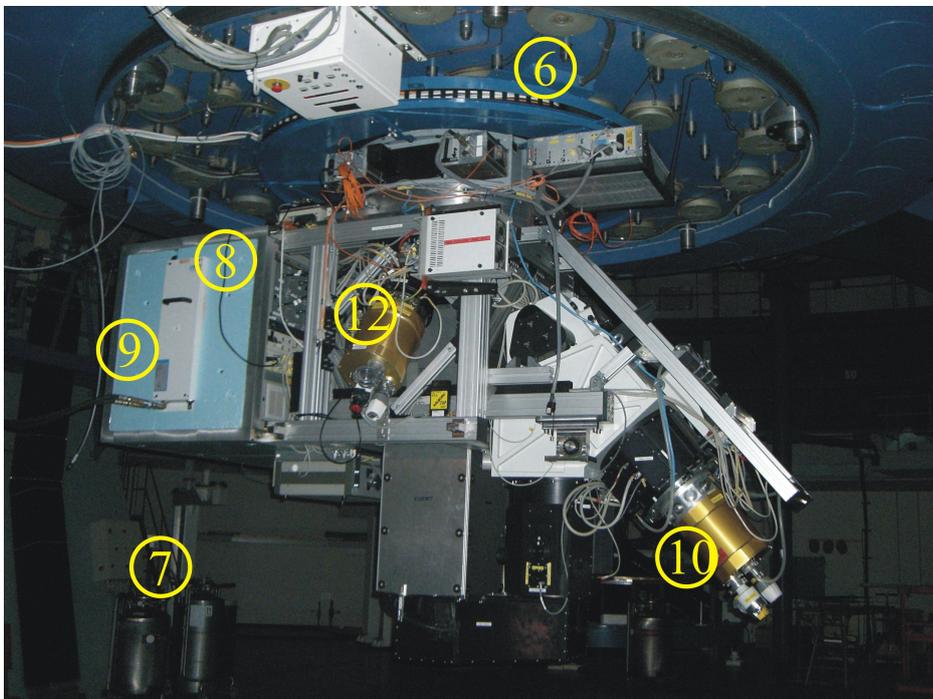


Abbildung 2.3: PMAS Ansicht 2 (H. Todt).

Das Licht des zu beobachtenden Objekts fällt durch den Spalt der Kuppel auf den Primärspiegel (4). Dieser reflektiert das Licht zum Sekundärspiegel (5), welcher das Licht durch ein Loch im Primärspiegel weiter durch den Flansch (6) in den Spektrographen und darin auf die CCD-Kamera lenkt (Bilder 2.2 und 2.3).

Die ladungsgekoppelten Bauteile („Charge-coupled Device“, kurz CCD) der Kameras (10 und 12) werden mit Stickstoff gekühlt. Dieser wird in speziellen Tanks gelagert (Nr. 7, siehe Abb. 2.3 im Hintergrund). Der Computer (8) und andere Messteile sind gegen Kälte mittels Styropor (9) geschützt. Oberhalb der Objekt-Kamera (10) befindet sich die Mechanik (11) für die Einstellung der Gitterwinkels (Abbildung 2.2). Die Akquirierungs- und Führungskamera (kurz A&G Kamera, A für Aquisition und G für Guiding) sind in Abbildung 2.3 (Nr. 12) in Form des messingfarbenen Zylinders zu erkennen.

Das Teleskop befindet sich in einer etwa 43 m hohen Teleskopkuppel¹(Abb. 2.4). Diese Kuppel ist mit einem System aus beweglichen Plattenelementen ausgestattet, welche in Kombination verschoben werden können, so dass der gewünschte Himmelsbereich sichtbar wird (Abb. 2.1, Nr. 14).

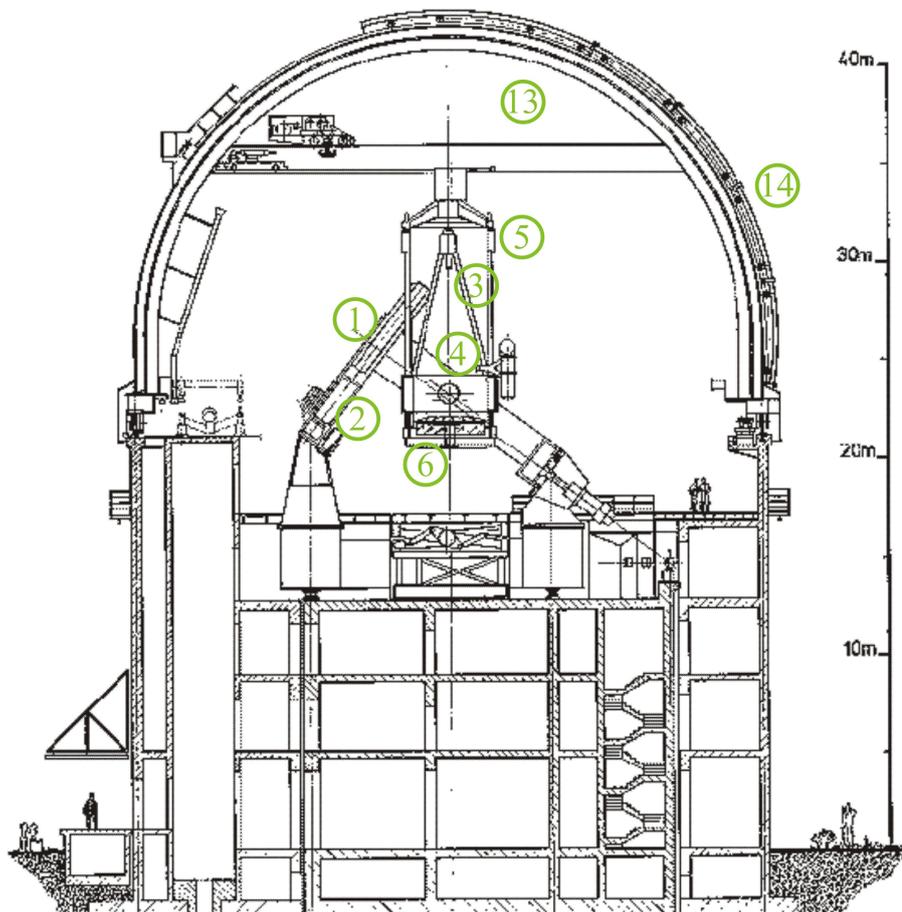


Abbildung 2.4: Aufbau des Teleskops und der Kuppel.

¹vgl. <http://www.mpia-hd.mpg.de/Public/CAHA/Telescopes/cut35.html>

2.2 Integralfeldspektrograph PMAS

2.2.1 Integralfeldspektrographie

Mit Teleskopen können sowohl Abbildungen eines Himmelbereiches, als auch Spektren gewonnen werden, wenn das Teleskop mit einem Spektrographen ausgerüstet wird. Bei einem Spektrographen handelt es sich um ein optisches Instrument, welches Licht verschiedener Wellenlänge räumlich aufspaltet und das erzeugte Spektrum mittels geeigneter Detektoren registriert. Die Zerlegung des Lichts nach seiner Wellenlänge geschieht mit Hilfe optischer Elemente (z. B. Prismen oder wie hier ein Reflexionsgitter), welche Dispersionseigenschaften aufweisen.

Die Integralfeldspektroskopie (Integral Field Spectroscopy) erlaubt es, gleichzeitig eine große Zahl von Spektren aufzunehmen. Hierfür wird zum Beispiel eine Faseroptik mit den klassischen spektrographischen Techniken kombiniert. Durch die Abdeckung des Gesichtsfeldes (Field of view, kurz FOV) mit Fasern (Integral Field Units, kurz IFU) wird für jeden Punkt des Objektbildes gleichzeitig das Spektrum aufgezeichnet. Auf diese Weise lassen sich ausgedehnte Objekte, wie Planetarische Nebel oder eine Vielzahl von Einzelobjekten (z. B. Sternenhaufen), mit einer einzigen Aufnahme komplett erfassen. Fasst man die Spektren aller Beobachtungspunkte zusammen, erhält man einen Datenkubus. Diese Datenkuben sowie die Spektren zu erstellen ist das Ziele der Datenreduktion.

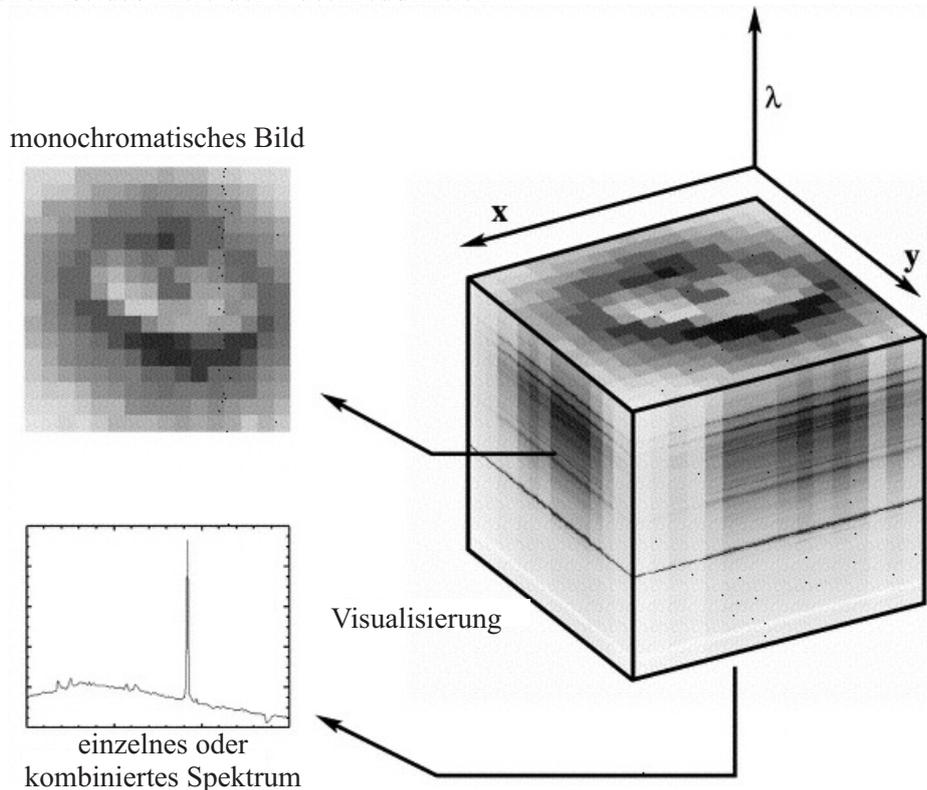


Abbildung 2.5: Aufbau eines Datenkubus für einen Planetarischen Nebel, Abbildung nach Roth et al. (2004, S. 534).

Alternativ können die Aufnahmen als eine Sequenz monochromatischer Bilder verstanden werden. Monochromatische Bilder sind einfarbige Bilder nur einer einzigen Wellenlänge und zeigen die unterschiedlichen Intensitäten dieser Wellenlänge im Beobachtungsbereich. Die Bilder im Kubus sind nach Wellenlänge geordnet aufeinander gelegt.

Der hier verwendete Spektrograph PMAS wurde am Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP) entwickelt. Es war ursprünglich als Reiseinstrument gedacht und ist seit 1. Juli 2002 am Calar-Alto-Observatorium am 3,5 m-Teleskop in Spanien verfügbar (Roth et al. 2005).

PMAS beherrscht zwei Modi, das Lens Array (LArr) und die Off-axis fiber bundle IFU (PPAK). Die Konfiguration PPAK nutzt etwa 382 Fasern auf engstem Raum, um ein Gesichtsfeld mit einem Durchmesser von einer Bogenminute abzudecken (Roth 2006). Hier sind die Fasern des Bündels und somit das FOV mit $74'' \times 65''$ hexagonal (Roth et al. 2005). Nachteil bei dieser Konfiguration sind die Lücken zwischen den Faseraperturen. Für die Untersuchungen wurde die LArr IFU verwendet, welche vor allem für die Auflösung eines kleinen Sichtfeldes geeignet ist und ohne Spaltverluste zwischen den Faseraperturen arbeitet.

2.2.2 LArr

Diese Anordnung von PMAS besteht aus einem Glasfaser-Bündel gepaart mit einer Linsen-Oberfläche von 256 Linsen. Diese sind in einem quadratischen Raster von 16×16 Linsen regelmäßig verteilt. Jedes Linsen-Element ist dabei einen Millimeter groß. Das Raster soll zukünftig auf 32×32 Linsen erweitert werden (Roth 2006).

Die 256 Glasfasern werden in einem Pseudo-Schlitz zusammengefasst. Dahinter befindet sich die Kollimator-Linse. Die Kollimator-Brennweite beträgt 450 mm und weitet das Licht einer Punktquelle in Parallelstrahlen auf.

Daran schließt sich ein System aus Linsen an, das als Apochromat konstruiert wurde. Dieses System ist für die Korrektur der Farbfehler, welche durch den Kollimator hervorgerufen werden, zuständig. Das Licht wird dann auf das Reflexionsgitter gelenkt. Dabei kann der Winkel des Gitters zum einfallenden Licht verändert werden. Je nach Winkel des Gitters wird ein bestimmter Teil des Spektrums (Wellenlängenbereich) in das weitere Linsensystem und letztlich zum CCD geleitet. Hinter dem Reflexionsgitter befindet sich ein weiterer Apochromat sowie die Kameralinse mit einer Brennweite von 270 mm, welche das Licht auf das CCD abbildet (Schmoll (2002, S. 92).

Der Detektor des Spektrographen ist ein SITe ST002A ladungsgekoppeltes Bauelement oder Charge Coupled Device (kurz CCD-Sensor) (Roth 2006). Die wesentlichen Kenngrößen eines Chips sind seine Pixelgröße und die Anzahl der auf ihm befindlichen Pixel. Die Pixelgröße dieses CCDs beträgt $15 \mu\text{m}$ mit 2048×4096 Pixel (Scientific Imaging Technologies Inc. 1995).

Beim Binning wird eine bestimmte Anzahl von Pixeln in x- und y-Richtung zu einem Pixel zusammengefasst. Durch diese Einstellung, welches in x- und y-Richtung zwei Pixel betrug, weist das erstellte Bild eine Größe von 1024×2048 Pixel auf.

Neben diesem CCD verfügt die A&G-Kamera über einen SITE TK1024 CCD-Sensor. Der CCD-Chip zeigt die Dimension von 1024×1024 Pixel auf einer Pixelgröße von $24 \mu\text{m}$ (Universität München 2011). Die Feldaquisitionskamera ermöglicht das Lokalisieren des Objekts sowie die Bestimmung der Punktbildfunktion eines Sterns. Diese beobachtet nicht direkt den Stern, denn dieser Teil des Lichtes wird weiter zur Objektkamera geführt, sondern beobachtet den Bereich um das Beobachtungsobjekt. Es wird mit dieser Kamera ein anderer Stern in Blickrichtung anvisiert und dieser parallel zu seinem eigentlichen Objekt verfolgt.

2.2.3 Spektrales und räumliches Auflösungsvermögen

Spektrale Auflösung

PMAS ist ein Spektrograph für geringe bis mittlere Auflösungen. Das Spektrum wird durch den atmosphärischen Cut-Off begrenzt, das heißt, dass der beobachtbare Wellenlängenbereich erst bei etwa 3500 \AA beginnt. Weiterhin besitzt das CCD eine geringe Sensitivität im blauen Wellenlängenbereich, bedingt durch die Eigenschaft des Siliziums, welches für UV-Licht undurchlässig ist. Somit ist der Spektrograph im UV-Bereich weniger empfindlich als beispielsweise im roten Bereich. Die Empfindlichkeit der CCDs ist im nahen Infrarot-Bereich (NIR) noch nicht genau bekannt. Die nominelle Auflösung liegt bei etwa $0,7 \text{ \AA}$. Diese wird unter anderem durch die Spaltbreite und den Gitterabstand bestimmt. Die Auflösung wird durch das Binning (hier 2) und die Apperatefunktion noch verkleinert und steigt somit auf etwa $1,6 \text{ \AA}$. Von den zur Verfügung stehenden Gittern wurde das V1200-Gitter, mit 1200 Gitternetzlinien/mm, ausgewählt, welches die höchste Auflösung von $1,5 \text{ \AA}$ (Roth et al. 2005, S. 1) zeigt.

Die austauschbaren Gitter befinden sich auf einem 360° -Rotator, der computerunterstützt alle Änderungen automatisch anpasst. Der abgedeckte Spektralbereich, wird durch den Gitter-Rotator-Winkel (GROT) definiert und durch die tatsächliche Größe des CCDs begrenzt. Der Spektrograph ist für einen Wellenlängenbereich von 3500 \AA bis 9000 \AA ausgerichtet (Schmoll 2002).

Der Winkel kann für dieses Gitter zwischen -67° und -40° variiert werden. Es wurden fünf verschiedene Winkeleinstellungen verwendet, welche jeweils einen Wellenlängenbereich definieren (siehe Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1: Gitterwinkel und Wellenlängen

Bereich	GROT in $^\circ$	λ_{Start} in \AA	λ_{Ende} in \AA
1	-64,66	3700	4463
2	-61,97	4413	5149
3	-59,35	5099	5807
4	-56,80	5757	6436
5	-54,31	6386	7036

Die verschiedenen Objekte wurden in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen und unterschiedlich oft beobachtet. In Tabelle 2.2 lässt sich sehen, dass fast alle Objekte in allen Bereichen beobachtet wurden. Dabei wird sich hier auf die Notation der Gitterwinkel und Spektralbereiche aus Tabelle 2.1 bezogen.

Tabelle 2.2: Kalibrationssterne und Objekte (in zeitlicher Abfolge) nach Wellenlängenbereichen.

Stern	1. Beobachtungsnacht	2. Beobachtungsnacht
BD + 28 4211	5, 4, 3	2, 1, 3, 5, 4, 2, 3
G191 - B2B	5	2, 3, 4
NGC 6572	5, 4, 3	1, 2
NGC 6891	3, 4, 5	2, 1
NGC 6543		1, 2, 3, 4, 5
PN K3-61	3, 4, 5	
PN M4-18	5	
IC 2003	5	4, 3, 2
WR 144		4, 5, 3, 2, 1

Bei diesem Beobachtungsbereich liegt die Dispersion zwischen $0,38 \text{ \AA}/\text{Pixel}$ im blauen und $0,32 \text{ \AA}/\text{Pixel}$ im roten Bereich. Durch das Binning der Pixel sinkt die Dispersion auf $0,76 \text{ \AA}$ bzw. $0,64 \text{ \AA}/\text{Pixel}$. Für diesen Wellenlängenbereich wird auch eine Halbwertsbreite von $1,83 \text{ \AA}$ im Blauen und $1,85 \text{ \AA}$ im Roten angegeben (Roth & Böhm 2008). Die Halbwertsbreite ist anschaulich die „Breite bei halber Höhe“. Die Halbwertsbreite wird mit FWHM (Full Width at Half Maximum) bezeichnet.

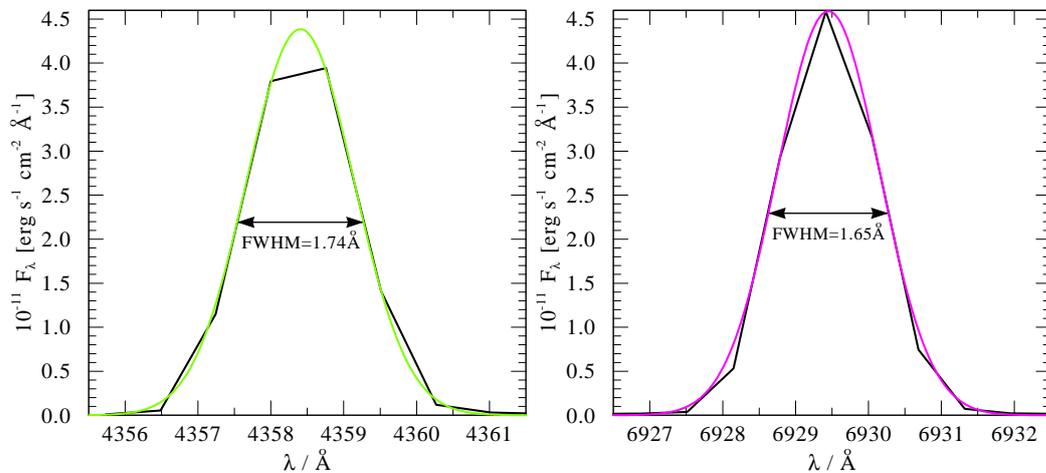


Abbildung 2.6: Profil der Gaußfunktion (grün, rosa) für eine starke Neonlinie (schwarz) der Kalibrationslampe zum roten Ende (links) und blauen Ende (rechts) des beobachteten Wellenlängenbereichs.

Bei der Betrachtung von Emissionslinien der Quecksilber-Neon-Kalibrationslampe (siehe Abb. 2.6) konnte festgestellt werden, dass die Linienbreite im Wellenlängenbereich um 6930 \AA etwa $1,65 \text{ \AA}$ beträgt. Hierbei wurde die Linie mit einer Gaußfunktion approximiert und davon die Halbwertsbreite bestimmt.

2 Technische Daten und Hintergrundinformationen

Im äußersten blauen Bereich, also bei etwa 4358 \AA , ist die gemessene Halbwertsbreite etwa $1,74 \text{ \AA}$ (siehe Abb. 2.6 rechts). Somit sind die Auflösungen in beiden Wellenlängenbereichen besser als vom Betreiber angegeben und nahezu konstant bei etwa $1,7 \text{ \AA}$ auf dem gesamten Beobachtungsbereich.

Diese spektrale Auflösung entspricht einer Geschwindigkeitsauflösung von

$$\Delta v = \frac{\Delta \lambda_{FWHM}}{2 \cdot \lambda} \cdot c = \frac{1,7 \text{ \AA}}{2 \cdot 3700 \text{ \AA}} \cdot 299\,792,5 \frac{\text{km}}{\text{s}} \approx 69 \frac{\text{km}}{\text{s}}. \quad (2.1)$$

Dies bedeutet, dass die spektrale Auflösung ausreicht, um stellare Linien auflösen zu können. Diese werden mit einer Windgeschwindigkeit von 2000 km/s verbreitert und sind somit von den wesentlich schmaleren Nebellinien unterscheidbar, welche nur durch einen Wind von etwa 10 km/s verbreitet werden (Kwok 2000, S. 127).

Räumliche Auflösung

Für das große Teleskop ist das räumliche Auflösungsvermögen durch das Seeing begrenzt. Das Seeing bezeichnet die Bildunschärfe durch atmosphärische Störungen (Luftunruhe).

Für die Abschätzung des Seeings und damit der räumlichen Auflösung stand ein sogenannter Seeing-Monitor zur Verfügung. Dieser betrachtet das Objekt im infraroten Wellenlängenbereich und berechnet daraus das Seeing im optischen Bereich. Das Seeing ist als Diagramm in 2.7 für beide Beobachtungsnächte zu sehen.

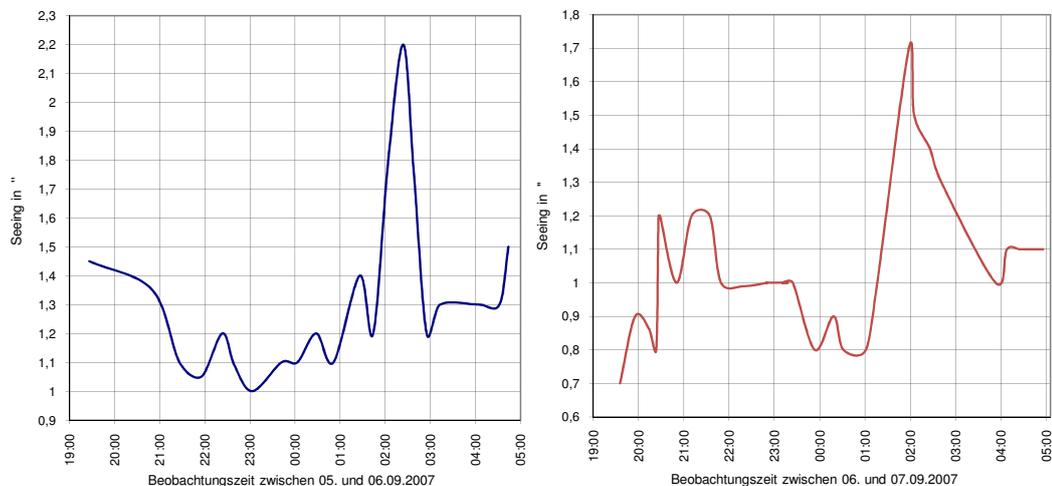


Abbildung 2.7: Verlauf des Seeings (in ") in der Nacht vom 5.9 (links) und 6.9 (rechts).

Die IFU kann auf drei verschiedenen Einstellungen gesetzt werden: $1,0$ Bogensekunde (") je Spaxel bei einem Sichtfeld von $16'' \times 16''$, $0,75''$ je Spaxel bei einem FOV von $12'' \times 12''$ und $0,5''$ je Spaxel bei einem FOV von $8'' \times 8''$ (Roth et al. 2005, S. 620). Spaxel sind quadratische, räumliche Elemente, vergleichbar mit Pixeln. Jedes Spaxel

entspricht einer Fasern bzw. Linse, welche das Spektrum für einen beobachteten Punkt enthält.

Für die Aufnahme wurde das kleinste FOV von $8'' \times 8''$ gewählt um die größte räumliche Auflösung von $0,5''$ je Spaxel zu erreichen. Jedoch war das Seeing stärker und somit wäre wohl die Auflösung von $1,0''$ besser gewesen. Damit hätte auch ein größeres FOV zur Verfügung gestanden.

2.2.4 Signal-Rausch-Verhältnis

Das Signal-Rausch-Verhältnis, abgekürzt S/N-Verhältnis („signal-to-noise“), ist ein Maß für die Qualität eines Nutzsignals, das von Rauschen überlagert ist. Es ist definiert als das Verhältnis der mittleren Leistung des Nutzsignals zur mittleren Rauschleistung des Störsignals. Dieses Verhältnis sollte zur Analyse von stellaren Emissionslinienspektren mindestens 20 betragen, bezogen auf das stellare Kontinuum.

Das S/N-Verhältnis genügt der Poisson-Verteilung, weil die Quelle (Sternlicht) und das Rauschen als Poissonschen angenommen werden. Die Belichtungszeit wird dem geforderten S/N angepasst. Will man dieses Verhältnis verdoppeln, so muss die Belichtungszeit vervierfacht werden, da diese mit der Wurzel skaliert.

Das Rauschen ergibt sich durch die Varianz. In der Auswertung eines Spektrums von dem Beobachtungsobjekt NGC 6572 wurden das Signal und die Standardabweichung geschätzt (siehe Abb. 2.8).

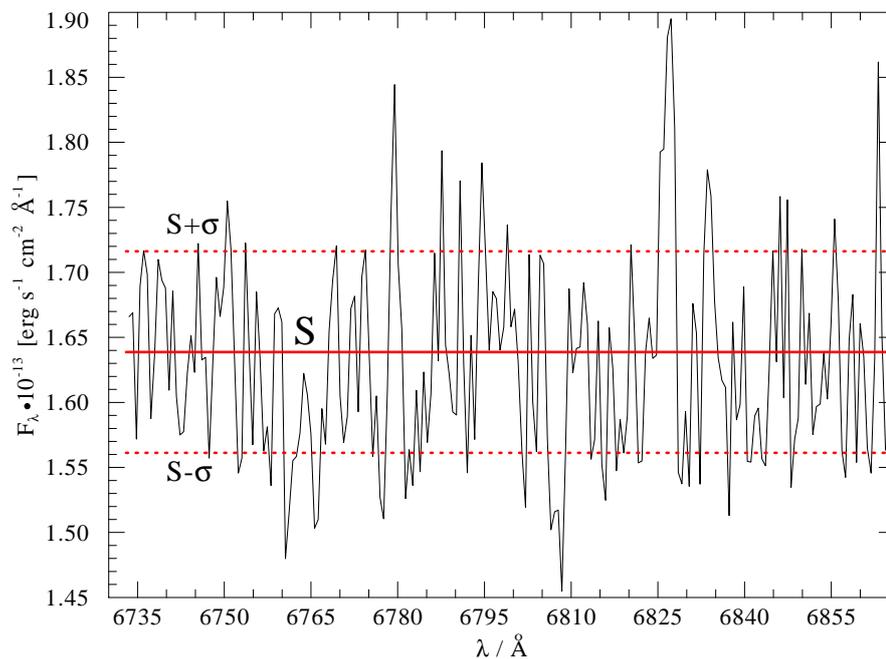


Abbildung 2.8: Abschätzung des Signal-Rausch-Verhältnisses am Beispiel des Spektrums von NGC 6572. Das Signal S wurde als durchgehende rote Linie eingezeichnet. Mit den gestrichelten Linien wurden die obere und untere Grenze des Rauschens vermerkt.

2 Technische Daten und Hintergrundinformationen

Hier wurde das Kontinuum gleichbedeutend mit dem Signal S durch den Mittelwert der Intensität dieses Spektrumabschnittes zu $1,64 \cdot 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ bestimmt. Mit Hilfe der Standardabweichung wurde das Rauschen zu

$$\sigma = \sqrt{\text{Varianz}} = \sqrt{6 \cdot 10^{-16}} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1} \approx 7,75 \cdot 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1} \quad (2.2)$$

berechnet. Im Intervall $S \pm \sigma = (1,64 \pm 0,0775) \cdot 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ liegen somit 68 % des Rauschens. Daraus ergibt sich das Signal-Rausch-Verhältnis innerhalb eines Wellenlängenbereichs von 6733 \AA bis 6865 \AA , zu

$$\frac{S}{\sigma} = \frac{1,64 \cdot 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}}{7,75 \cdot 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}} \approx 21,15 \quad (2.3)$$

Das bedeutet wiederum, dass etwa 5 % des Spektrums Rauschen ist. Dies entspricht einem besseren S/N-Verhältnis, als für die Messung verlangt wurde. Jedoch handelt es sich hier um einen sehr schmalen Wellenlängenbereich und das Verhältnis kann nicht auf andere Aufnahmen und Wellenlängenbereiche übertragen werden.

Bezogen auf das Kontinuum ist dieser Wert von unterschiedlicher Tragweite. Als Beispiel: Eine Linie, welche gerade einmal 5 % über dem Kontinuum liegt, kann durch das Rauschen unmöglich erkannt werden.

So wie aus dem geforderten S/N-Verhältnis die Belichtungszeit bestimmt wird, hängt das Verhältnis auch direkt proportional von der Wurzel der Belichtungszeit ab. Jedoch kann eine Abschätzung nur in einem Bereich des Spektrums vorgenommen werden, in welchem keine Emissions- oder Absorptionslinien vorhanden und auch keine zu starken Artefakte zu sehen sind, also nur das Rauschen aufgenommen wurde. So konnten für die anderen Wellenlängenbereiche keine Abschätzungen des S/N erfolgen. Augenscheinlich liegt dieses jedoch wesentlich niedriger als 20.

2.3 Kalibrierung und Fehlerkorrektur der CCD-Kamera

Die CCDs moderner Kameras werden mit flüssigem Stickstoff auf eine Temperatur von etwa $-196 \text{ }^\circ\text{C}$ gekühlt, wodurch das Temperaturrauschen vernachlässigt werden kann, der Dunkelstrom ist laut PMAS Observing Manual (Sanchez 2006) vernachlässigbar im Gegensatz zu den Schwankungen der Transmissionsgrade der Glasfasern. So werden verschiedene zusätzliche Aufnahmen für die Kalibrierung benötigt, welche hier in einer Zusammenfassung dargestellt werden sollen.

2.3.1 Bias

Um die geräteabhängige Vorspannung des AD-Wandlers und die Abweichung von dieser zu erfassen, wird ein Bias-Frame aufgenommen. Dieses wird mit einer Belichtungszeit von 0 Sekunden und bei geschlossenem Shutter aufgenommen. Ein Bias entspricht der Vorspannung (oder auch Gain) mit einem zusätzlichen Rauschen. Der Gain betrug 1,408 Elektronen je ADU (ADU ist „Analog-Digital-Unit“). Der Gain

2.3 Kalibrierung und Fehlerkorrektur der CCD-Kamera

entspricht der Zuordnung der Anzahl der ausgelesenen Counts zu der Anzahl registrierter Photonen, um die Intensität wiedergeben zu können. Mit Counts wird die Anzahl der Elektronen, die durch den Einfall von Licht auf der Siliziumschicht freigesetzt werden und deren Anzahl pro Pixel im CCD registriert wird, bezeichnet.

Beim Vergleich mehrerer Bias sind zudem defekte Pixel erkennbar, zum Beispiel Pixel die überhaupt keine Elektronen aufnehmen („dead“ Pixel) oder Pixel, die immer gesättigt sind („hot“ Pixel).

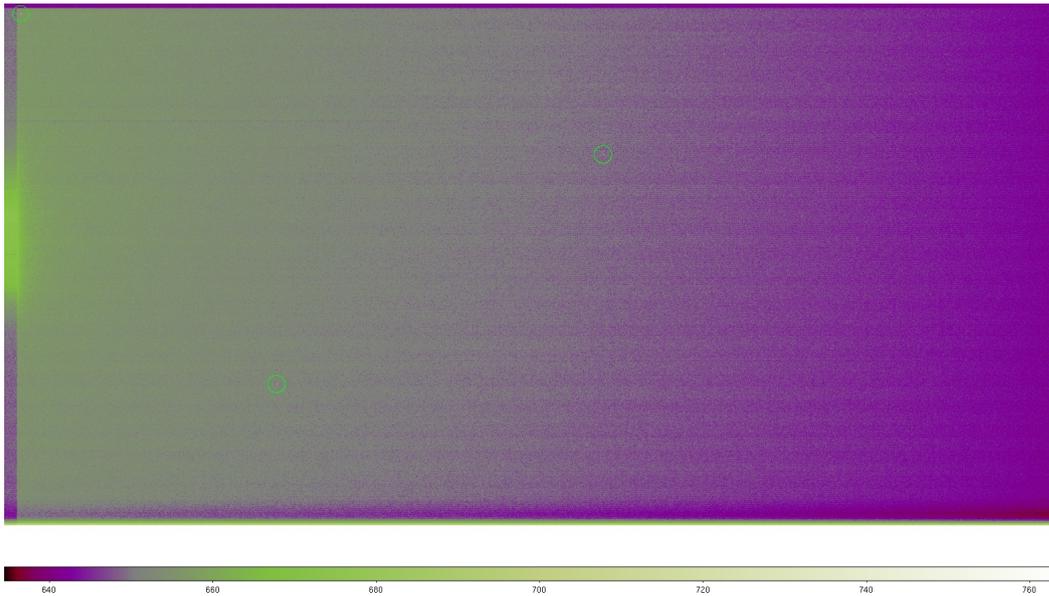


Abbildung 2.9: Masterbias aus der ersten Beobachtungsnacht. Die weißen Punkte (im grünen Kreis) sind gesättigte Pixel, da diese in allen elf Aufnahmen und somit auch auf dem Masterbias auftraten. Die violette Farbe spiegelt einen Wert von etwa 640 Counts und die grüne Färbung von 660 Counts wider, somit variiert die Vorspannung um etwa 20 Counts.

Im ersten Schritt wird ein sogenanntes Master-Bias erstellt (siehe Abb. 2.9). Mittels der Skriptsprache „Interactive Data Language“² (IDL) wurde ein Programm (siehe Anhang 10.2) geschrieben, welches das Master-Bias erstellt. Das Programm bildet für jeden Bildpunkt den Median der gemessenen Photonen bzw. der Counts. Im Verhältnis zum arithmetischen Mittel hat der Median den Vorteil, robuster gegenüber Ausreißern (extrem abweichenden Werten wie zum Beispiel bei Cosmics, siehe Kapitel 3) zu sein. Diese gemittelten Werte müssen dann von den Aufnahmen abgezogen werden. In der ersten Beobachtungsnacht im September 2007 wurden insgesamt elf Bias-Frames aufgenommen und in der zweiten weitere elf.

²siehe <http://www.ittvis.com/ProductsServices/IDL.aspx>

2.3.2 Flatfield

Die unterschiedliche Empfindlichkeit der Pixel und Defekte auf dem CCD rufen Unregelmäßigkeiten und Abweichungen in der Beobachtung hervor. Um diese zu beseitigen, wird ein Flatfield (die deutsche Entsprechung lautet Weißbild) angefertigt, welche diese Abweichungen widerspiegeln. Für die meisten Bereiche des CCDs liegen die Abweichungen bei $\pm 1\%$ des Durchschnitts (Sanchez 2006).

Bei dem PMAS-LArr-CCD hat das Flatfield nicht die Bedeutung wie bei einem Schlitzspektrograph. Das CCD kann nicht ohne die Fasern oder den gesamten Spektrographen beleuchtet werden. So kann man nicht die Variation der Pixel zu Pixel Empfindlichkeit allein ermitteln. Es sind jedoch Sky-Flats erforderlich, um die Variation der Faser-Faser-Übertragung ableiten zu können. Der Transmissionsgrad zwischen den Fasern kann bis zu 20 % vom durchschnittlichen Wert abweichen. Eine Faser im LArr Bündel zeigt einen Transmissionsgrad von 30 % des Durchschnitts. (Sanchez 2006)

Bei einem „Sky-Flat“ wird eine Messung von einer gleichmäßig hellen Himmelsfläche im Laufe des Tages angefertigt. Jedoch müssen am Tage die Belichtungszeiten sehr klein gewählt oder die Aufnahme darf erst in der Dämmerung durchgeführt werden, damit die Aufnahme nicht überbelichtet wird (z. B. 0,5 s). Am 6. September wurden sieben solcher Aufnahmen zwischen 13:02 und 13:45 Uhr aufgenommen. Nächtliche Flatfields wurden in der Nacht des 5. September neunmal und am 6. September noch weitere zwölfmal aufgenommen. Die Flatfields müssen für jeden Gitterwinkel einzeln erfasst werden.

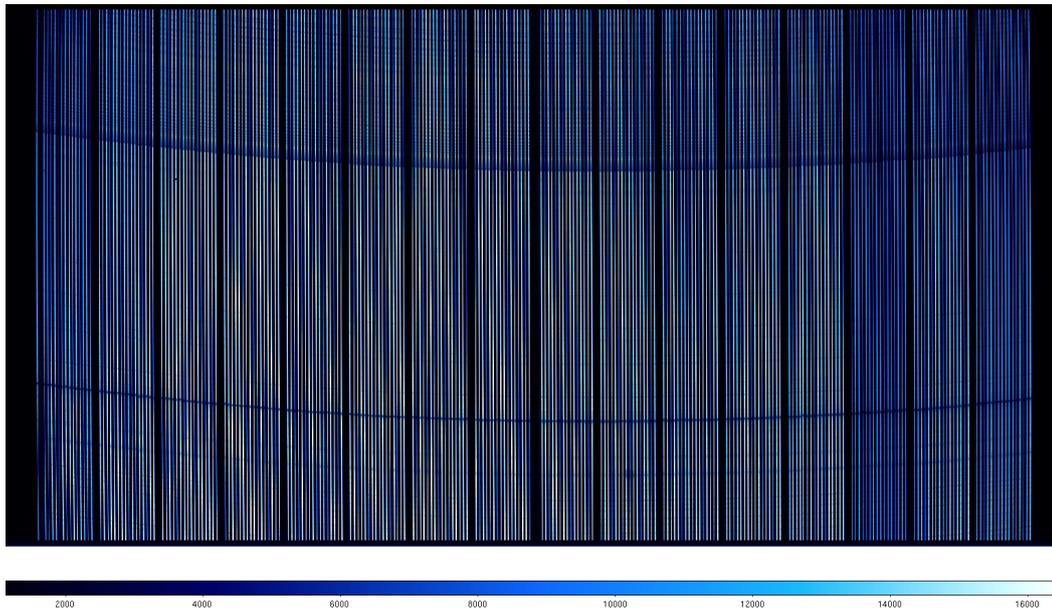


Abbildung 2.10: Masterflat für den Gitterwinkel von -54.31° . Die senkrechten Linien sind das aufgespaltene Licht der einzelnen Fasern. Diese umfassen jeweils 16 Gruppen von je 16 Linien und entsprechen den 16×16 Linsen bzw. den Fasern. Es lassen sich mehrere gebogene waagerechte Linien erkennen, bei denen es sich um tellurische Absorptionslinien handelt.

Es wurde zuerst ein Programm geschrieben, welches die verschiedenen Flatfields eines Gitterwinkels durch Medianbildung mittelt und somit ein Master-Flat erstellt (siehe Abbildung 2.10). So wurde für jeden Wellenlängenbereich beziehungsweise Winkel eine solche Korrekturaufnahme erstellt (siehe Anhang 10.3). Die Korrektur der Empfindlichkeit der Pixel und zwischen den Fasern wird mittels P3D durchgeführt und in Kapitel 4.5 beschrieben.

Die tellurischen Linien in der Flatfield-Aufnahme 2.10 rühren von der Absorption des Lichts beim Durchgang durch die Erdatmosphäre her. So wird die Flatfield-Aufnahme auch für die Korrektur dieser Linien benutzt neben der Begleichung der Unterschiede zwischen den einzelnen Pixeln bzw. Fasern.

Es lässt sich erkennen, dass die drei rechten Gruppen dunkler sind, denn sie weisen einen niedrigeren Transmissivitätsgrad auf als die Gruppen in der Mitte auf, somit sind diese Fasern lichtunempfindlicher. Die erwähnten Fasern mit einer besonders niedrigen Transmissivität ist am Beispiel des Bündels ganz links zu erkennen. Dort ist die zweite Linie (entspricht dem Spektrum dieser Faser) von rechts aufgrund der geringen übermittelten Intensität fast nicht sichtbar. In der Aufnahme können die Unterschiede in den Pixeln nicht erkannt werden, da diese dafür zu klein sind.

2.3.3 Trace mask

Um die Daten analysieren zu können, ist es zuerst wichtig, das Spektrum auf dem CCD-Bild zu bestimmen. Hierfür ist es nötig, alle Fasern mit einer Kontinuum-Lichtquelle zu beleuchten (siehe Abb. 2.11).

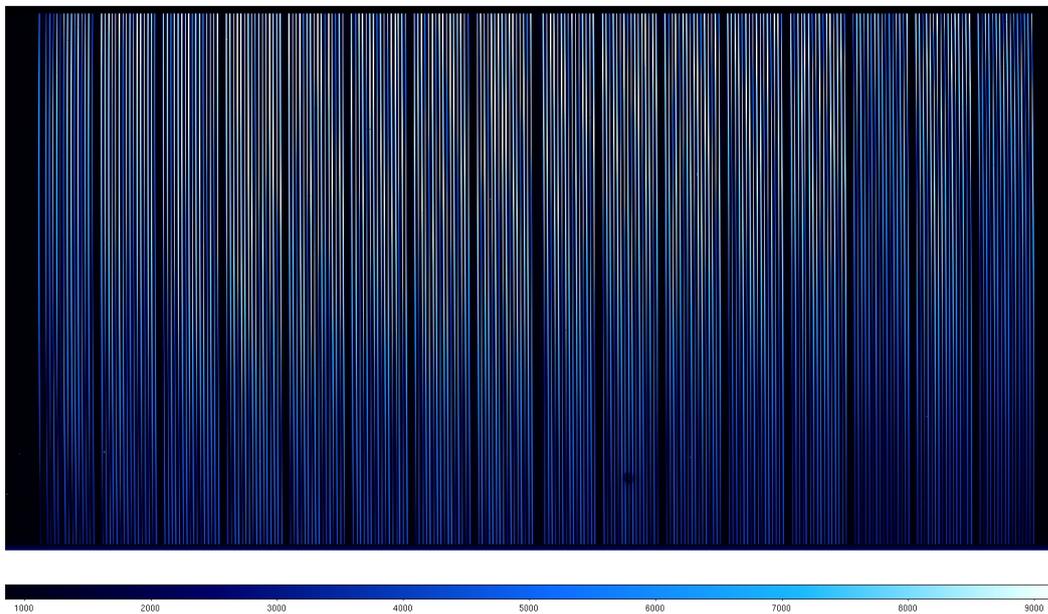


Abbildung 2.11: Aufnahme der Belichtung mit einer Kontinuumlampe.

2 Technische Daten und Hintergrundinformationen

Es gibt dafür eine Wolfram-Glühfaden-Kontinuum-Lampe (normale Glühlampe). Mittels dieses Kontinuums wird in der Verarbeitung in Kapitel 4.2 eine „trace mask“ (die deutsche Entsprechung wäre „Spurmaske“) erstellt. Dadurch wird das Spektrum nur in den Daten des ermittelten Bereiches auf dem CCD-Bild analysiert.

Da sich die Glasfasern mit der Bewegung des Teleskops (Nachführung oder Neueinstellung) verbiegen, verändert sich somit auch die Lage der Spektren auf dem CCD, so sind häufige Kalibrationsaufnahmen nötig. Die Betreiber von PMAS empfehlen, nach jeder größeren Änderung der Position des Teleskops und im Abstand von einer bzw. anderthalb Stunden eine derartige Messung zur Kalibrierung aufzunehmen. Dieser Empfehlung folgend, wurden in den Nächten der Beobachtung in regelmäßigen Abständen Kontinuumsaufnahmen und Aufnahmen mit den Emissionslampen (siehe 4.4) durchgeführt.

3 Entfernung von Cosmics auf dem CCD-Bild

3.1 Entstehung und Einfluss

Kosmische Strahlung bezeichnet hauptsächlich eine energiereiche Höhenstrahlung aus dem Weltraum. Zu den Cosmic Rays zählt neben der Höhenstrahlung auch die natürliche Radioaktivität der Erde.

Supernova-Explosionen und supermassereiche schwarze Löcher in Galaxiezentren sind Beispiele für den Ursprung der kosmischen Strahlung. Auch führen Eruptionen der Sonne zu Stoßfronten und emittieren hochenergetische Teilchen (Weigert et al. 2009, S. 56, 182) (Unsöld & Baschek 2006, S. 273).

Durch das Auftreffen der hochenergetischen Strahlung auf dem CCD wird ein Teil der Ladung durch Ionisation abgegeben, welche beim Auslesen des Bildes in Helligkeitswerte proportional zur Intensität umgesetzt wird.

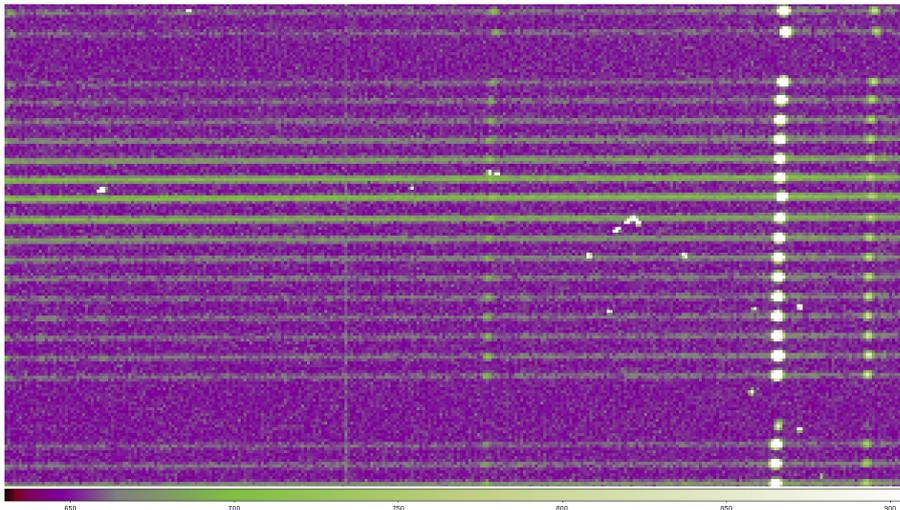


Abbildung 3.1: Ausschnitt einer Aufnahme von NGC 6543 im unbearbeiteten Zustand. Man sieht relativ mittig einige unregelmäßig verteilte Cosmic. Des Weiteren sieht man einen Cosmic, welcher genau auf einer Linie (in einem Spektrum) liegt.

Die waagerechten Linien in Abbildung 3.1 stammen vom Stern und bilden die einzelnen Spektren des Beobachtungsfeldes. Dabei entspricht jede Linie genau einem der 256 Spektren, welche mit den 256 Fasern erfasst wurden. Das Licht wird mittels des Gitters in der waagerechten Richtung aufgespalten. Deshalb wird die Achse parallel zu den Spektren auch als Dispersionsachse bezeichnet.

3 Entfernung von Cosmics auf dem CCD-Bild

Die Aufnahme zeigt weiterhin senkrecht verteilte Punkte. Diese befinden sich auf den Linien und sind die stärksten Emissionslinien einer bestimmten Wellenlänge des Sterns oder Nebels. Diese Emissionslinien bilden eine erhöhte Intensität in jedem Spektrum, dessen Faser auf die Quelle der Emissionslinie ausgerichtet ist. Wenn der Stern die Quelle ist, so ist diese meist so stark, dass sie mit allen Fasern erfasst und somit in allen Spektren erkennbar ist. Damit treten die Punkte auf jeder Linie an etwa der gleichen Stelle (in x-Richtung betrachtet, also in Richtung der Wellenlänge) auf.

In einer Aufnahme lassen sich Cosmics daran erkennen, dass diese zufällig verteilt auftreten. Es sind sehr helle Ansammlungen von etwa ein bis sechs Pixeln. Wenn ein Cosmic auf einem Spektrenstreifen liegt, lässt sich dies meist daran erkennen, dass der Cosmic über die Linie herausragt oder eine höhere Intensität als das Spektrum (die Linie) aufweist.

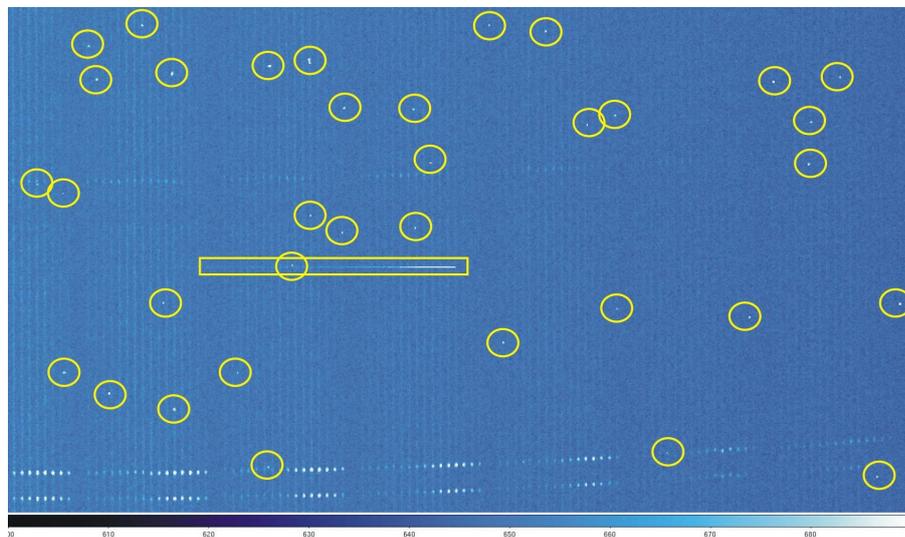


Abbildung 3.2: Ausschnitt einer Aufnahme von IC 2003 mit hervorgehobenen Cosmics (gelbe Kreise) und Fehlpixel mit Schweif (gelbes Rechteck). Diese Aufnahme gehört zum Wellenlängenbereich von 6386 Å bis 7036 Å. Das Bild wurde im mathematisch positiven Sinn um 90° gedreht wurde.

Für eine bessere Darstellung werden die folgenden Abbildungen gedreht sein. Dabei wurden dieses und die folgenden Bilder mithilfe des Programms SAOImage DS9¹ angezeigt. Die einzelnen Intensitäten wurden mit verschiedenen Blautönen verdeutlicht. Die Färbung kann anhand einer Skala (im unteren Bereich des Bildes zu sehen) optimiert werden, um die Kontraste zwischen Hintergrund, Spektrum und Cosmics besser erkennen zu können.

Es lassen sich sehr viele ungewöhnlich helle Pixel erkennen, welche im Bild mit gelben Kreisen umrandet sind und die Cosmics anzeigen. Weiterhin sieht man auch einen Fehlpixel, welcher auf weitere Pixel bzw. Fasern verschmiert ist. Am unteren Rand sind Punkte auf den Linien erkennbar, welche eine Emissionslinie darstellen.

¹vgl. <http://hea-www.harvard.edu/RD/ds9/>

Vermeiden lässt sich das Auftreffen der Cosmics und die Darstellung in der Aufnahme nicht. Die Cosmics müssen als erster Bearbeitungsschritt entfernt werden, da sie in der weiteren Verarbeitung nicht von Spektren unterschieden werden können.

Zum Teil wird bei der Extraktion der Spektren über eine gewisse Anzahl an Spektren aufsummiert. So würde der hohe Messwert eines Cosmics in einem Spektrum das Niveau fehlerhaft erhöhen. Deshalb müssen vor allem die Cosmics auf den Spektren entfernt werden.

Es gibt Programme, die eine automatische Entfernung dieser kosmischen Strahlung ermöglichen. Für die Bearbeitung der vorhandenen Rohdaten bieten sich jedoch nur wenige Methoden an. Diese Programme arbeiten zum Teil nur auf den Rohdaten, sodass die Entfernung der Cosmics der Arbeitsschritt sein muss. Drei verwendete Methoden und Programme sollen im Folgenden dargestellt und deren Funktion sowie Vor- und Nachteile betrachtet werden.

3.2 Entfernung mittels P3D

Die in der späteren Bearbeitung verwendete Software P3D sieht eine Bearbeitung der Cosmics vor. Cosmic Rays können hier zurzeit entweder durch die Kombination von mehreren Rohdaten-Bildern oder durch eine Option im Extraktionsprozess für einzelne Bilder entfernt werden. Die Option der Kombination kann aufgrund der wenigen gleichen Bilder nicht genutzt werden. In van Dokkum (2001, S. 8 f.) wird darauf verwiesen, dass jedoch auch die Möglichkeit besteht, die Cosmics vorab mittels anderer Programme zu entfernen. So wurde entschieden, dass die Cosmics mit den folgenden Methoden entfernt werden sollten und danach die weitere Bearbeitung mit P3D durchgeführt wird.

3.3 Entfernung durch Mittelwertbildung

Eine Möglichkeit, die zufällig auftretende Strahlung zu entfernen, besteht darin, aus mehreren Aufnahmen mit gleichen Einstellungen den Median zu bilden. Die extrem hohe Intensität des Cosmics ist bei dieser Methode nicht so problematisch wie bei der Bildung des arithmetischen Mittels (Durchschnitt). Das Spektrum sollte dabei an der gleichen Stelle in jedem Bild auftreten und Cosmics, welche nur in einzelnen Aufnahmen erscheinen, werden so gelöscht.

Soll trotzdem der Durchschnitt der nicht durch Cosmics beeinflussten Bilder ermittelt werden, kann der Cosmic dadurch entfernt werden, indem der größte Messwert nicht mit in die Rechnung einbezogen wird. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass hier im Gegensatz zum Median alle Messwerte berücksichtigt werden und somit ein genauerer Mittelwert, auch bei einer geringen Anzahl an Aufnahmen, entsteht.

Es werden jedoch bei beiden Methoden möglichst viele Aufnahmen mit den gleichen Einstellungen benötigt. Es genügt nicht, wenn die Aufnahmen den gleichen Gitterwinkel und somit den gleichen Wellenlängenbereich aufweisen. Es ist von besonderer Bedeutung, dass der Stern an der gleichen Position und somit das Spektrum an der

3 Entfernung von Cosmics auf dem CCD-Bild

gleichen Stelle auf dem CCD-Bild liegt, damit nicht Pixel mit und ohne Sternspektrum ineinander verrechnet werden.

Wichtig ist es hier, dass von den Bildern im ersten Schritt der Bias subtrahiert wird. Da auch Aufnahmen mit verschiedenen Belichtungszeiten verwendet werden, um eine höhere Anzahl und somit einen genaueren Mittelwert zu erzielen, muss darauf geachtet werden, dass alle Aufnahmen auf eine Belichtungszeit $t_{\text{exp}} = 1 \text{ s}$ umgerechnet werden. Somit muss jeweils durch die Belichtungszeit geteilt und die neue Belichtungszeit im Fits-Header vermerkt werden. FITS steht für „Flexible Image Transport System“ und stellt ein flexibles offenes Dateiformat für Bilder, Spektren und Tabellen dar.

Die Vereinfachung der Belichtungszeit kann angenommen werden, wenn man von einer gleichmäßigen Belichtung während der Messung ausgeht, welche in Sekunden angegeben wird, sodass dann die Intensität in Counts je Sekunde angegeben werden kann.

Bei einer Zusammenstellung von Aufnahmen sind die Bilder trotz gleicher Belichtungszeit sehr unterschiedlich hell, was es auch unmöglich macht diese ineinander zu verrechnen. Diese Veränderungen der Intensität können auf die plötzliche Änderung der Transparenz der Luft, zum Beispiel durch Staub, zurück geführt werden.

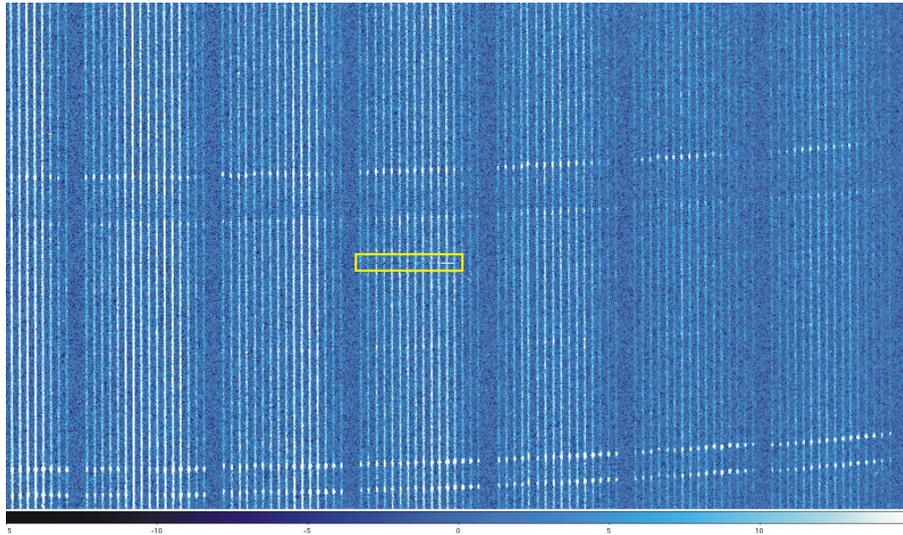


Abbildung 3.3: Mittelwert-Aufnahme von vier Aufnahmen von IC 2003 ohne Cosmics und mit verbliebenem Fehlpixel mit Schweif (gelbes Rechteck). In den einzelnen Aufnahmen hatte augenscheinlich der Stern die gleiche Position.

Man sieht in Abbildung 3.3, dass die Spektren (Linien) wesentlich breiter und heller sind als in Abbildung 3.2. Die Intensitätsänderung kommt durch die Umrechnung der Belichtungszeit zustande. Jedoch werden die Spektren (Linien) anscheinend durch minimale Positionsänderungen des Sterns verschmiert. Dies zeigt, dass nicht einmal von augenscheinlich gleichen Bildern ein verwertbares Mittelwert-Bild erstellt werden kann und so muss nach einer Alternative gesucht werden. Hierfür gibt es kostenlose Programme (L.A.Cosmic von Pieter G. Van Dokkum) im Internet, welche eine automatische Entfernung der kosmischen Strahlung anbieten.

3.4 Entfernung mittels L.A.Cosmic

3.4.1 Identifikation von Cosmics

Einige Methoden für die Identifizierung der kosmischen Strahlung in einzelnen Bildern oder Spektren sind die Medianfilterung, Filterung durch angepasste Punktverbreiterungsfunktionen (PSF) und die Interpolation der benachbarten Pixel. Letztere Methode wird in IRAF (Software zur Reduktion und Analyse astronomischer Daten) verwendet und im Kapitel 3.5 näher beschrieben. Alle diese Methoden entfernen effektiv kosmische Strahlung aus gut abgetasteten Daten (van Dokkum 2001, S. 1). In dem hier eingesetzten Programm basiert die Identifizierung der Cosmics auf dem Laplace-Verfahren zur Kantenerkennung. Normalerweise wird die Kantenerkennung nach Laplace in der digitalen Bildbearbeitung verwendet. Der Laplace-Operator einer zweidimensionalen Funktion ist über die zweite Ableitung definiert

$$\nabla^2 f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2}. \quad (3.1)$$

Hier wird das Bild mit einem Laplace-Operator einer Gaußfunktion der Form

$$f(x, y) = e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \text{ mit } r^2 = x^2 + y^2 \quad (3.2)$$

gefaltet. Dabei ist σ die Standardabweichung. Der Laplace-Operator, angewendet auf die Funktion f , hat dann die Form

$$\nabla^2 f = \left(\frac{r^2 - 2\sigma^2}{\sigma^4} \right) e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (3.3)$$

(van Dokkum 2001, S. 1). Der Laplace-Operator hat für $r = \pm\sqrt{2\sigma}$ Nulldurchgänge und über diese Identifizierung der Nulldurchgänge werden die Kanten des Bildes ermittelt. Laut van Dokkum (2001) sind Cosmics sehr scharfkantig und die Faltungskerne empfindlich gegenüber Veränderungen. Somit lassen sich Cosmics vom Spektrum unterscheiden und nach der Identifizierung durch den Median von benachbarten Pixeln ersetzen. Die genauen Schritte der Identifizierung sind bei van Dokkum (2001) nachzulesen.

3.4.2 Manuelle Arbeitsschritte bei der Entfernung mittels L.A.Cosmic

Um L.A.Cosmic anwenden zu können, ist es wichtig, dass von den Aufnahmen der Bias subtrahiert wurde. Hierfür kann das zugehörige Skript „bias_cosmic“ verwendet werden, welches ein erweitertes Skript von L.A.Cosmic darstellt. Das Skript kann in IDL oder IRAF ausgeführt werden, wobei es im Folgenden in IDL verwendet wurde. Bei der Verwendung von „bias_cosmic“ wird neben dem zu bearbeitenden File auch der Bias angegeben. „bias_cosmic“ erfordert die Wahl verschiedener Parameter für eine optimale Beseitigung. Diese Parameter sind unter anderem der Gain und das Ausleserauschen. Der Gain gibt an, welche Vorspannung vor dem AD-Wandler eingestellt ist. Das Ausgangssignal von Bildsensoren kann durch den Dunkelstrom und

3 Entfernung von Cosmics auf dem CCD-Bild

das thermische Rauschen des Ausleseverstärkers („readout noise“) beeinträchtigt werden, dies wird auch als Ausleserauschen bezeichnet. Sowohl der Gain als auch das Ausleserauschen wurde bei der Beobachtung in den Header der Aufnahmen geschrieben. Somit sind diese Parameter fest bei einem Gain von 1,408 Elektronen ADU und einem Ausleserauschen von 4,966 ADU und werden aus dem Fits-Header ausgelesen.

Der Parameter „objlim“ definiert die Kontrastgrenze zwischen Cosmics und der Intensität des Objekts und beeinflusst somit die Höhe des Abschneidens für die Cosmic Rays. Der voreingestellte Wert ist 4,0. „sigclip“ ist der Schwellwert in Einheiten von σ für den Nachweis der Cosmics im Laplace-Bild. Es wird ein Wert von 4,5 empfohlen. Der Parameter „sigfrac“ bestimmt den Faktor, mit dem die Nachweisgrenze reduziert wird. Der empfohlene Wert beträgt hier 0,5.

Die Schwierigkeit bei der Verwendung von „bias_cosmic“ besteht darin, die Parameter so zu wählen, dass möglichst viele Cosmics entfernt werden, aber nichts vom eigentlichen Emissionslinienspektrum gelöscht wird. Dafür wurden mittels DS9 immer sowohl die ursprüngliche Aufnahme als auch die letzten beiden bearbeiteten Objektaufnahmen des Originals abwechselnd betrachtet. So konnte festgestellt werden, ob wirklich nur Cosmics oder auch ein Teil des Spektrums gelöscht wurde und die Parameter dementsprechend angepasst werden müssen. Dabei orientierte sich die Wahl der Parameter an Erfahrungen mit ähnlichen Aufnahmen und durch Herantasten, ausgehend von extrem hohen und niedrigen Werten für die Parameter.

So ergaben sich für „sigfrac“ Werte zwischen 0,1 und 0,5. Bei den Versuchen, optimale Parameter zu erstellen, konnte kein direkter Einfluss der Eigenschaften des Bildes auf „sigclip“ oder „objlim“ festgestellt werden, obwohl sich diese beiden Parameter gegenseitig beeinflussen. Der Parameter „objlim“ wurde im Bereich zwischen 10 und 80 gewählt. „Sigfrac“ variierte zwischen 4 und 60. Je niedriger beide Faktoren waren, desto mehr Cosmics wurden entfernt. Somit lässt sich sagen, dass bei manchen Spektren - bei welchen das stellare Spektrum aufgrund langer Belichtungszeiten Intensitäten ähnlich den Cosmics ausweist - die Parameter besonders hoch gewählt werden mussten um nichts vom Spektrum zu beschädigen. Dies hatte zur Folge, dass weniger Pixel mit kosmischer Strahlung entfernt wurden.

Mit „bias_cosmic“ (siehe Bild 3.4) werden viele der Cosmics (aus Bild 3.2) erfolgreich entfernt. Das Bild ist in der Art und Weise, wie es auch in DS9 mit IRAF dargestellt wird dargestellt und es wird deutlich, dass in dieser Auflösung Cosmics schwieriger vom Rauschen zu unterscheiden sind. Trotzdem lassen sich hier auch einige Pixel erkennen, die als Cosmics identifiziert wurden (rote Kreise).

Bei bestimmten Spektren konnten die Parameter so gut gewählt werden, dass nur noch etwa fünf starke Cosmics zu sehen waren. Bei anderen Spektren waren mindestens noch 20 Cosmics auf den ersten Blick erkennbar. Aus diesem Grund war es nötig, diese Daten nochmals im Hinblick auf Cosmics zu bearbeiten. Da die automatische Beseitigung der Cosmics mit L.A.Cosmic an seine Grenzen gestoßen war und man nur eine überschaubare Anzahl an Cosmics zu beseitigen hatte, fiel die Wahl auf ein Programm, mit welchem Cosmics manuell entfernt werden können.

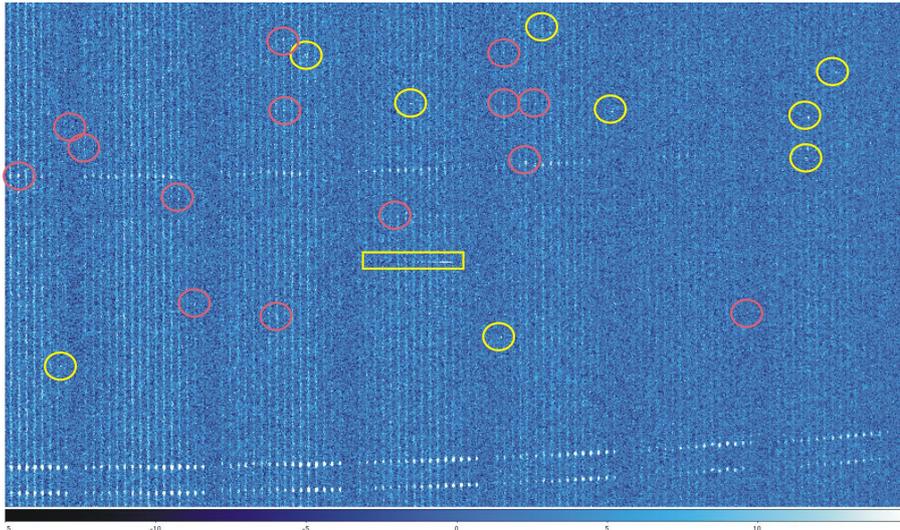


Abbildung 3.4: Bereinigte Aufnahme („bias_cosmic“) von IC 2003 mit verbliebenen Cosmics (gelbe Kreise), neu erkannten Cosmics (rote Kreise) und dem Fragment des Fehlpixels mit Schweif (gelbes Rechteck).

3.5 Manuelle Entfernung mittels IRAF

IRAF ist ein kostenloses Allzweck-Software-Paket zur Reduktion und Analyse von astronomischen Daten. IRAF steht für „Image **R**eduction and **A**nalysis **F**acility“. IRAF enthält eine Sammlung von Programmen für die allgemeine Bildbearbeitung und grafischen Anwendungen. Außerdem enthält IRAF eine große Anzahl an Programmen für die Bearbeitung von Daten der optischen Astronomie, welche sich im NOAO-Paket befinden. Speziell gibt es das Programm „imedit“, welches es ermöglicht, die Cosmics manuell zu entfernen.

In der weiteren Arbeit wurde zum Betrachten von Bildern und auch für die Cosmicsentfernung DS9 verwendet. IRAF greift auf das geöffnete Programm zu und mittels der Tastatur können Befehle ausgeführt werden. Für die Entfernung von Fehlpixeln und Cosmics waren jedoch nur einige Befehle von Bedeutung, welche im Weiteren näher erläutert werden sollen.

Die deutlichen Linien (im Bild senkrecht) stammen vom Spektrum. Somit ist es sinnvoll, innerhalb eines Spektrums, also innerhalb einer Linie, den Cosmic zu ersetzen. Dafür verwendet man die Bereiche (auf der Linie gesehen) vor und hinter dem beschädigten Bereich, um diesen zu ersetzen. Kommando hierfür ist „c“ (c für column=Spalte), welches jeweils einmal am linken und rechten Rand des Bereichs des Cosmics eingegeben wird. Damit werden die Pixel, welche markiert wurden, für die Interpolation verwendet und der Cosmic (im Bereich dazwischen) ersetzt. Für die Interpolation innerhalb einer Spalte wird „l“ verwendet. Mit „q“ wird die Änderung gespeichert und zu der Konsole mit IRAF zurückgekehrt (Borison et al. 2007).

In Abbildung 3.5 lässt sich in der Auflösung von IRAF das Resultat der gesamten Cosmicsentfernung sehen. Es wurden zwei Pixel, eines noch aus dem ersten Schritt der Bearbeitung mit L.A.COSMIC (gelb) und ein zweites nach der Bearbeitung

3 Entfernung von Cosmics auf dem CCD-Bild

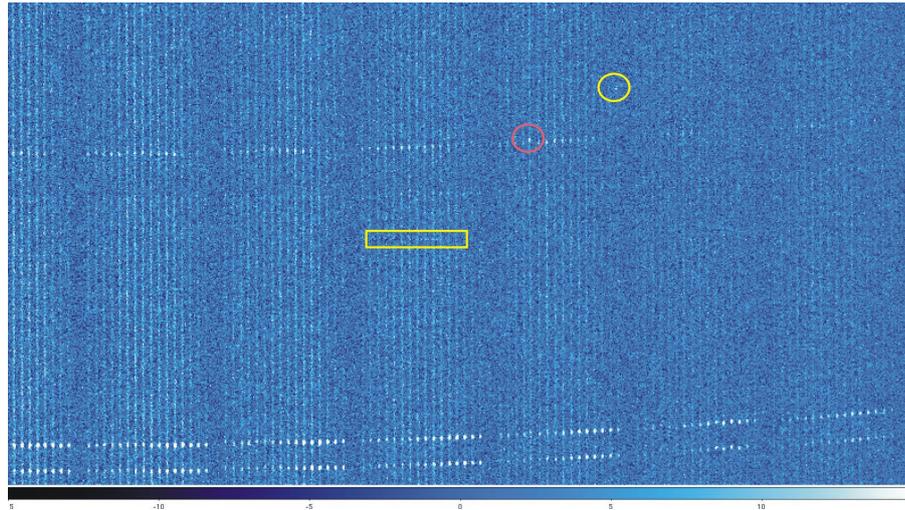


Abbildung 3.5: Bereinigte Aufnahme von IC 2003 mit Cosmics (gelber und roter Kreis) und dem Fragment des Fehlpixels mit Schweif (gelbes Rechteck).

mit IRAF (rot), nicht entfernt. Jedoch sind diese in dem besser skalierten Bild 3.6 nicht zu sehen und somit wohl fehlerhaft identifiziert. Dafür wird in diesem Bild ein anderer heller Pixel sichtbar, welcher ein Cosmic ist und vorher nicht erkannt wurde. Es wurde erst hinterher sichtbar, dass die Darstellung der Bilder in IRAF (bzw. über IRAF in DS9) sehr schlecht skaliert war. Das heißt, dass fast kein Unterschied zwischen den Cosmics und dem normalen Spektrum erkennbar war. Manche sehr hell erscheinenden Pixel fehlerhaft identifiziert und entfernt. Andere, welche in den Bildern mit einer optimalen Skalierung als Cosmic erkennbar waren, konnten in IRAF nicht vom Rauschen unterschieden werden und wurden so übersehen. Das unnötige Ausgleichen des Rauschens ist nicht schädlich, jedoch können übersehene Cosmics zu Problemen in der Analyse der Spektren führen. Somit sind die Bilder trotz einer großflächigen Cosmicsentfernung zum Teil durch Cosmics beeinträchtigt.

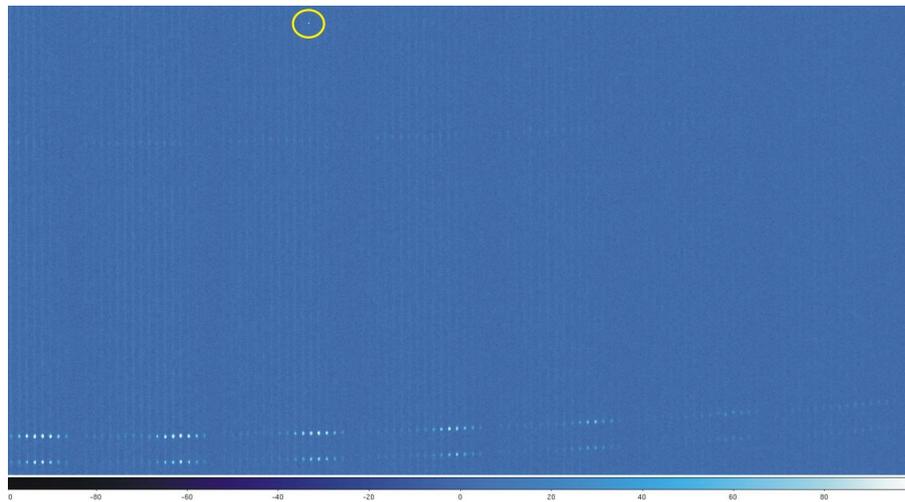


Abbildung 3.6: Endgültige Aufnahme von IC 2003 mit verbesserter Skalierung.

4 Datenbearbeitungssoftware P3D

4.1 Allgemeine Informationen zu P3D

P3d ist eine halbautomatische Software, welche es dem Benutzer ermöglicht, Daten eines integralen Feldspektrographen in Spektren umzuwandeln. Dabei gibt das Programm am Ende ein RSS-Fits-File (RSS Abkürzung für „row-stacked-spectra“) aus. Diese Software wird von den Wissenschaftlern des AIP bereitgestellt. Es wurde die Version vom 36.01.2011 verwendet (Sandin et al. 2010). Die Software ist frei erhältlich auf <http://p3d.sourceforge.net/>.

Das Programm wurde in IDL geschrieben, daher wird entweder eine IDL-Lizenz benötigt oder es muss eine virtuelle IDL-Maschine benutzt werden, um P3D ausführen zu können (Sandin et al. 2010, S. 2).

P3D bietet grafische Werkzeuge zur Überprüfung der Zwischen- und Endergebnisse. Ferner besteht auch die Möglichkeit, direkt im „Spectrum viewer“ für eine selbst gewählte Anzahl von Spaxeln (Spektren von verschiedenen Orten) ein Spektrum zu extrahieren. Dabei kann zwischen der Summation und der Mittelwertbildung über den Spektren gewählt werden.

Es ist möglich, die Daten diverser Spektrographen auszuwerten, unter anderem die des PMAS am 3,5 m-Teleskop des Calar-Alto-Observatoriums. P3D unterstützt Daten sowohl des alten $2\text{ k} \times 4\text{ k}$ CCDs als auch des neuen $4\text{ k} \times 4\text{ k}$ CCDs. Insgesamt ist P3D nur für vier IFUs konfiguriert. Diese sind die LArr und PPAK IFU vom PMAS, die VIRUS-P IFU (für beide Bündel) am Harlan-J.-Smith-Teleskop und für die SPIRAL IFU am 3,9 m-Anglo-Australischen Teleskop (Sandin et al. 2010, S. 2).

4.2 Ermittlung der Lage der Spektren auf dem CCD-Bild

Im ersten Schritt werden die Position und die Breite jedes Spektrums auf dem Detektor mit einer gut beleuchteten Kalibrationsaufnahme ermittelt. Diese Aufnahmen werden mit einer Kontinuumslampe aufgenommen. Beim Einlesen dieser Aufnahme in P3D wird eine sogenannte „trace mask“ erstellt, welche dann in der Extraktion verwendet wird.

Der automatische Algorithmus für die exakte Erkennung des Spektrums gliedert sich in zwei Schritte. Zuerst wird in allen Spektren parallel zum Pseudo-Schlitz nach einem oder einem gemittelten Pixel gesucht, welches ein Maximum darstellt. Danach werden weiteren Maxima entlang der Dispersionsachse ermittelt.

4.2.1 Schritt 1: Finden der Position des ersten Spektrums

Zuerst wird ein lokales Maximum parallel zum Pseudo-Schlitz (senkrecht zur Dispersions-Achse) lokalisiert, welches die Position eines individuellen Spektrums widerspiegelt. Hierbei wird eine bestimmte Anzahl an benachbarten Pixeln auf der Dispersionsachse verwendet. So muss die Intensität für das Pixel jedes lokalen Maximums größer sein als die Intensität der Pixel links und rechts neben diesem.

Als Nächstes wird aus diesem Bereich des lokalen Maximums das Spektrum extrahiert. Die Spektren werden durch einen instrumentenspezifischen Abstand $d(y)$ getrennt. Das erste Maximum wird als Startpunkt für die Sequenz angenommen. Um eine Sequenz anzupassen, muss der Abstand zum nächsten Maximum folgende Bedingung erfüllen:

$$m \times d(y) - \delta_{\min} \leq m \times d(y) \leq m \times d(y) + \delta_{\max}. \quad (4.1)$$

Dabei ist $m \times d$ ein ganzzahliges Vielfaches von d ($m \geq 1$) und δ_{\min} und δ_{\max} spezifizieren die erlaubte Abweichung. Maxima, die nicht diesem Algorithmus entsprechen, gehören zu einem anderen Spektrum. Die Abweichung macht es möglich, Lücken zwischen den Gruppen der Spektren zu erlauben, wenn die Trennung nicht konstant ist. Diese waren auch in Abbildung 2.10 deutlich als größerer Abstand zwischen den 16er-Gruppen erkennbar. Der Spektrenabstand d , δ_{\min} und δ_{\max} muss im Voraus für den Spektrograph festgelegt werden, wobei der Spektrenabstand bei jeder IFU konstant ist. Alle spektrographenabhängigen Variablen können in einer Tabelle in (Sandin et al. 2010, S. 4) eingesehen werden.

Im dritten Schritt wird eine Kreuzkorrelation zwischen den soeben bestimmten Maxima und einem vordefinierten instrumentenabhängigen Modell, welches die erwarteten Aufteilungen und Anzahlen an Spektren spezifiziert, durchgeführt. Dieses Modell ist definiert als eine Liste von Spektrenabständen. Nach der Kreuzkorrelation werden Positionen von fehlenden Spektren, welche zum Beispiel durch tote oder ungenutzte Fasern entstehen, gesondert eingefügt. Diese Positionen werden interpoliert oder extrapoliert von den Positionen der am nächsten gelegenen Spektren.

Letztendlich werden die bekannten Positionen genauer berechnet, indem die Kalkulation mit dem Profil der Daten gewichtet wird. Dabei wird die Prozedur n_{it} Mal bei jeder Anwendung wiederholt.

4.2.2 Schritt 2: Finden aller Spektren im Wellenlängenbereich

Im zweiten Schritt werden sämtliche Spektrenpositionen für alle Wellenlängen, angefangen mit den gewonnenen gewichteten Positionen aus 4.2.1, berechnet.

Zuerst wird das Bild durch einen Faktor f in Richtung der Dispersionsachse vergrößert. In diesem Prozess wird der Wert jedes Pixels über ω_a Pixel gemittelt. Durch jede Gruppierung (Bin) auf der Dispersionsachse wird eine gewichtete Position ermittelt, angefangen mit der bekannten Position. Danach wird die Position zweimal durch die Benutzung einer Faltung, mit einem Kastenprofil der Breite ω_c Pixeln, geglättet. Dabei wird zuerst mit dem Median und dann durch die Benutzung eines

4.3 Extraktion der Spektren zur Wellenlängenkalibration

Mittelwertes geglättet. Nachdem alle Positionen berechnet wurden, wird die Position auf der Dispersionsachse durch eine Faltung mit einem Kastenprofil der Breite ω_d Pixeln geglättet.

Letztendlich werden die Spektrenpositionen für alle Pixel auf der Dispersionsachse berechnet. Mit der geglätteten und rückgruppierten Datei werden die restlichen Positionen durch lineare Interpolation berechnet. Die Werte beider Schritte werden dann extrapoliert.

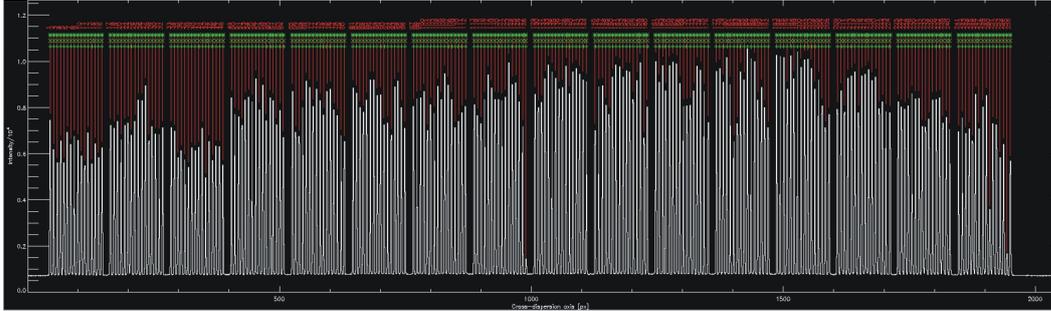


Abbildung 4.1: Darstellung einer Aufnahme mit Kontinuumlicht, entlang der Dispersionsachse. Kontrollansicht von P3D über alle ermittelten Spektren.

In Abbildung 4.1 sind die Spektren jeder einzelnen Faser als weißen Peak zu erkennen. Man sieht hier die Höhen des Flusses jedes Spektrums, deren Abstände zueinander und die Abstände zwischen den 16er-Guppen. Hier wird durch die verschieden hohen Maxima nochmals der unterschiedliche Transmissionsgrad zwischen den Glasfasern sichtbar.

4.3 Extraktion der Spektren zur Wellenlängenkalibration

Es gibt drei verschiedene Methoden für die Extraktion der Spektren. Diese sind die Standard Apatur Extraktion, die modifizierte optimale Extraktion (MOX) und die Multi-Profil entfaltungsoptimierte Extraktion (MPD) (Sandin et al. 2010, S. 6 ff). Man muss die gewünschte Methode in den Grundeinstellungen gegebenenfalls spezifizieren. Hier soll die Standardmethode und deren Unterscheidung zu den beiden anderen Methoden kurz dargelegt werden.

Der Fluss ist in jedem Wellenlängenbereich, von jedem Spektrum auf dem Detektor in einem Profil (auch Apertur) senkrecht zur Dispersionsachse, verteilt. Die Form und Ausdehnung des Profils sind instrumentenabhängig. Wenn viele Spektren auf der Oberfläche des Detektors eng nebeneinander abgebildet werden, so kann es zu einer Überlappung der Profile benachbarter Spektren kommen. Je kleiner der Abstand zwischen den Spektren und umso größer deren Breite ist, desto größer ist der Überlappungsbereich. Durch die Wahl der richtigen Methode können überlappende Spektren getrennt und der Fluss genau gewonnen werden.

Von hier an wird vorausgesetzt, dass die Daten \mathbf{o} , welche das Spektrum enthalten, Bias-subtrahiert sind. Die Abweichung im Fluss für jedes Pixel in \mathbf{o} ist dann

$$V_o = |\mathbf{d} - \mathbf{b}|/g + r^2 + V_b, V_b = r^2/n_b, \quad (4.2)$$

wobei \mathbf{d} die Rohdaten sind, \mathbf{b} das Masterbias, g das CCD Gain in e^-/ADU , r das Ausleserauschen in ADU, V_b die Abweichung des gemittelten Masterbias und n_b die Anzahl der einzelnen Bias-Bilder (für die Erstellung des Master-Bias) (nach Sandin et al. (2010, S. 6)). Da das Master-Bias extern erstellt wurde ist $n_b = 1$.

In der Standardmethode wird das Profil durch ein Kastenprofil mit einer vordefinierten Höhe beschrieben, diese ist 1 innerhalb und 0 außerhalb der Apertur. Aperturgrenzen, welche genau über ein Pixel verlaufen, sollen durch Hinzufügen von Bruchteilen des Flusses dieses Pixels berücksichtigt werden. Der integrierte Fluss f und die dazugehörige Abweichung V_s jedes Spektrums i über die mitwirkenden Pixel $j(i)$ jedes Profils und für die Wellenlängengruppierung λ sind

$$f_{i\lambda} = \sum_{j(i)} \mathbf{d}_{j\lambda} - \mathbf{b}_{j\lambda}, \quad V_{s,i\lambda} = \sum_{j(i)} V_{o,j\lambda}. \quad (4.3)$$

Die instrumentenspezifischen Aperturbreiten x_w sind bei Sandin et al. (2010, S. 4, Table 2) einzusehen. Sandin et al. (2010) weisen darauf hin, dass diese Methode für die meisten Spektrographen funktioniert. Bei diesen werden die erfassten Flüsse durch eine solche Apertur ausreichend erfasst. Dies ist die schnellste Methode für die Spektrenextraktion. Jedoch wird diese Methode ineffizient, wenn die Flüsse sehr niedrig sind. In diesem Fall ist es möglich, dass der Anteil des Ausleserauschs signifikant wird.

In der MOX-Methode werden die Linienprofile genutzt, um den Fluss der einzelnen Pixel über der Apertur zu wichten. Mit den Linienprofilen ist es leichter, Pixel mit Cosmics auszufiltern. Jedoch ist dies sehr zeitaufwändig und es ist schwierig(er) das Ausleserauschen zu beseitigen. Es kann hier zwischen verschiedenen Arten von Funktionen (z. B. Gauß- oder Lorentz-Funktion), mit denen man das Linienprofil approximieren möchte, gewählt werden (Sandin et al. 2010, S. 6).

Ergänzend werden bei der MPD-Methode alle Linienintensitäten einer Wellenlänge gleichzeitig berechnet. Bei den beiden anderen Methoden wird eine begrenzte Breite der Apertur verwendet, hier ist die Breite abhängig von der Anzahl der benachbarten Linienprofile auf jeder Seite des Spektrums (Sandin et al. 2010, S. 7).

4.4 Wellenlängenkalibrierung

4.4.1 Wellenlängenkalibrierung mittels Emissionslampen

Für die Wellenlängenkalibrierung ist es erforderlich, die Dispersion des Lichts auf dem CCD-Bild zu ermitteln. Das heißt, es muss bestimmt werden, welcher Teil auf dem CCD welcher Wellenlänge zugeordnet werden muss. Dabei ist die Dispersion nicht gleichmäßig auf dem CCD und so sind mehrere Schritte für die Wellenlängenkalibration nötig. Hierfür werden alle Fasern mit einer Lampe, die bekannte Emissionslinien eines chemischen Elementes erzeugt, ausgeleuchtet. Es wurde bei PMAS eine Quecksilber-Neon-Lampe sowie eine Thorium-Argon-Lampe (siehe Abb.4.2) verwendet. Dabei wurde die Quecksilber-Neon-Lampe in vier verschiedenen Wellenlängen-

bereichen verwendet. Die Thorium-Argon-Lampe wurde im Wellenlängenbereich von 4413 Å bis 5149 Å eingesetzt.

Die kettenartig angeordneten Punkte sind Emissionslinien. Die Thorium-Argon-Lampe zeigt sehr viele Emissionslinien im betrachteten Wellenlängenbereich mit unterschiedlicher Intensität, was anhand der Größe und Farbe der Punkte erkennbar ist. So können den Orten (bestimmten Pixeln) der Spektrallinien mittels der charakteristischen Spektrallinien (aus P3D-Linienlisten) bestimmte Wellenlängen zugeordnet und darüber das gemessene Spektrum wellenlängenkalibriert werden.

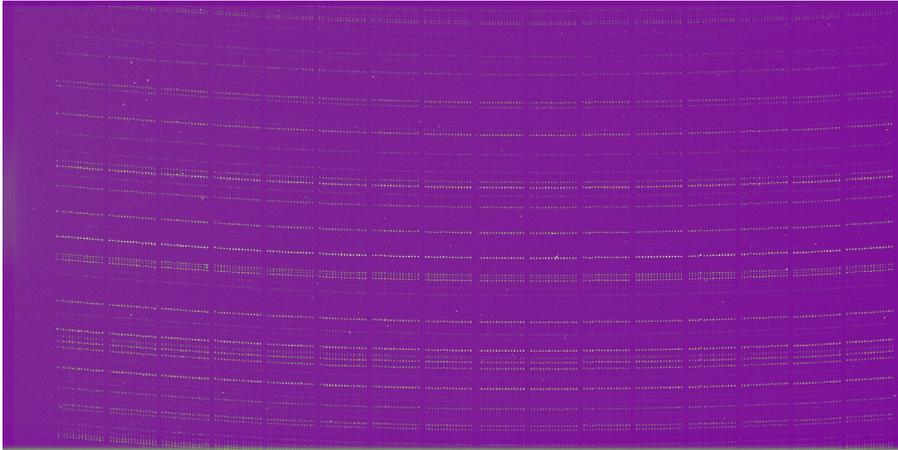


Abbildung 4.2: Aufnahme der Thorium-Argon-Lampe.

Um eine Dispersion-Maske zu berechnen, benötigt P3D eine Liste von Linien (deren Wellenlängen), Informationen über den erwarteten Wellenlängenbereich und die Aufnahme der Bogenlampe. Danach wird zwischen der Pixelposition und der dazugehörigen Wellenlänge ein Polynom angepasst.

Im ersten Schritt wird eine Liste von Emissionslinien mit genau bekannten Wellenlängen entweder automatisch auf Grundlage der Informationen im Header eingelesen oder durch den Benutzer gewählt. Für PMAS, bei welchem eine anerkannte Reflexionsgittergleichung als Vergleich verwendet wird, kann eine erste Schätzung des Wellenlängenbereichs durch die Instrumenteneinstellungen im Header berechnet werden.

Im zweiten Schritt wird die Krümmung der Linien-Masken durch die Berechnung der Krümmung von ein oder zwei Linien auf dem Emissionslampenbild durchgeführt. Der Algorithmus benötigt dafür die Festlegung der Position des Maximums für eine Linie. Danach werden alle Spektren auf dem CCD anhand dieses Maximums angepasst. Emissionslinien von getrennten Fasern sind, wie bei PMAS mit dem $2\text{ k} \times 4\text{ k}$ CCD, in erster Linie zueinander wellenlängenverschoben und die Krümmung ist konstant. In diesem Fall genügt es, eine Emissionslinie in den Daten auszuwählen, um die Krümmung zu berechnen.

Im dritten Schritt wird die Linien-Maske entlang der Dispersionsachse verschoben, um eine Übereinstimmung zwischen den Einträgen der Linien-Liste und den Pixeln zu erreichen. Wenn Linien der Linienmaske nicht angepasst werden können, dann kann die konstante vorkalkulierte Dispersion von Hand geändert werden.

Im vierten Schritt werden genauere Pixelpositionen mit einer Gaußfunktion berechnet. Alternativ dazu können diese durch die Verwendung eines schnelleren, iterativen Durchschnitts-Gewichtungsschema festgelegt werden.

Im letzten Schritt wird die Dispersion-Maske erstellt. Ein (lineares) Polynom von vordefinierter Ordnung p wird den Pixelpositionen aller Wellenlängen für jedes Spektrum in der Linien-Maske angepasst. Man kann die Ordnung des Polynoms wählen, jedoch wird ein niedriger Wert empfohlen (z. B. $p = 4$), da die Dispersion in erster Näherung linear ist (Sandin et al. 2010, S. 8).

Bereits bei diesem Arbeitsschritt wird deutlich, dass der Benutzer in der Bearbeitung bestimmte Arbeitsschritte vornehmen muss, weshalb sich an dieses Kapitel nun die Anwendung des Programms für die Wellenlängenkalibration anschließt.

4.4.2 Erstellen zusätzlicher Linienlisten für die Kalibrationslampen

Notwendigkeit zusätzlicher Linienliste

Die Software greift automatisch auf verschiedene Linienlisten für die Wellenlängenkalibrierung zurück. Dies sind zum Teil spezifische Listen für die Kalibrationslampen der einzelnen Spektrographen, oder umfassende Listen der Spektrallinien für die verwendete Lampenart (z. B. Quecksilberlampe). Jedoch konnte festgestellt werden, dass diese Listen teilweise unzureichend sind. Da sehr kleine Wellenlängenbereiche aufgenommen wurden, befinden sich in den Listen zum Teil nur drei Linien für eine Aufnahme. Dies ist besonders problematisch, da diese Linien meist am Rand der Aufnahmen lagen. Da die Dispersion über dem CCD nicht konstant ist, kann man aus der Dispersion an einem Rand nicht auf das andere Ende des CCDs schließen. So mussten diese Linienlisten erweitert werden um eine möglichst genaue Dispersiongleichung über dem gesamten Wellenlängenbereich berechnen zu können.

Linienliste der Hg-Ne-Lampe im Wellenlängenbereich 3742 - 4488 Å

Im bläuesten Teil des Spektrums wurde von P3D eine Liste von Quecksilberlinien verwendet (siehe Anhang 10.4.1).

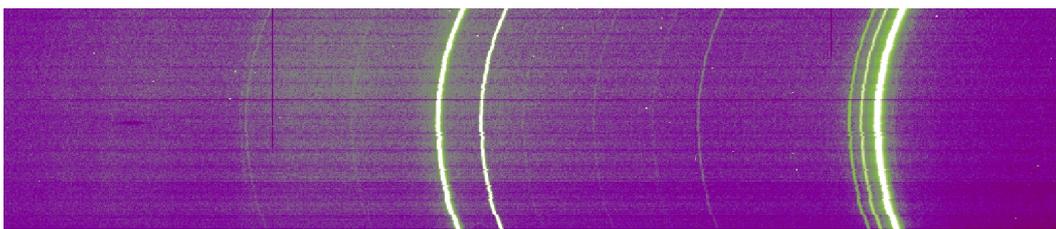


Abbildung 4.3: Ansicht der Emissionslinien in allen Spektren (256 Spektren in senkrechter Richtung) auf einer Aufnahme einer Hg-Ne-Lampe im Wellenlängenbereich 3742 – 4488 Å (waagerechte Richtung).

Diese umfasste jedoch lediglich die fünf deutlichsten Linien, welche in Abbildung 4.3 sichtbar sind. Man konnte bei einer besseren Ansicht noch weitere Linien erkennen, welche hier als sehr schwache grüne Linien dargestellt sind. Es handelt sich um zwei

etwas stärkere und weitere sechs sehr schwache Linien. Die stärkeren Linien haben laut dem National Institute of Standards and Technology oder kurz NIST¹ relative Intensitäten von etwa 50 bis 12 000 (NIST). Die beiden stärkeren schwachen Linien haben relative Intensitäten von 40 und 10, sodass verständlich wird, dass diese in der Darstellung kaum erkennbar sind. Diese Linien liegen bei 4108,054 Å (Hg) und 4203,27 Å (Ne) und wurden mit Hilfe von NIST identifiziert, jedoch zum Teil aufgrund einer ungenügenden Kurvenanpassung wieder gelöscht. Die Angaben von NIST zu den relativen Intensitäten sind von der jeweiligen Quelle abhängig und so nicht untereinander vergleichbar, können aber für eine Orientierung der Intensitäten genutzt werden.

Linienlisten der Th-Ar-Lampe im Wellenlängenbereich 4413 - 5149 Å

Die Thorium-Argon-Lampe wurde nur im Bereich von 4413 Å bis 5149 Å verwendet.

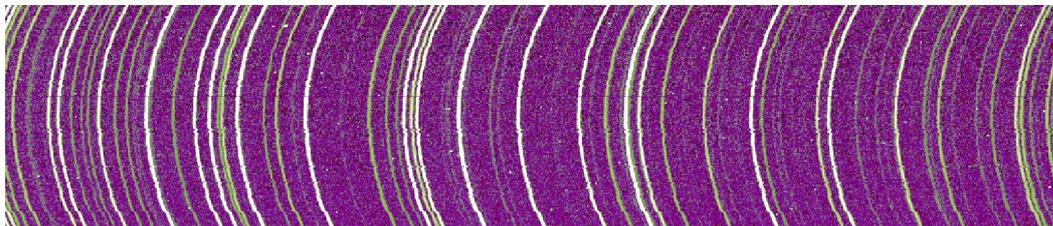


Abbildung 4.4: Ansicht der Emissionslinien auf einer Aufnahme einer Th-Ar-Lampe im Wellenlängenbereich 4413 – 5149 Å.

Wie sich an der Maske in Abbildung 4.4 erkennen lässt, konnten dort sehr viele Linien beobachtet werden und auch die Liste war vollständig. Im Gegenteil, hier ergaben sich Probleme bei der eindeutigen Zuordnung der sichtbaren Linie in der Abbildung in P3D und Linien in der Linienliste, da diese sehr dicht beieinander und in relativ regelmäßigen Abständen auftreten. Durch die Erfahrung mit anderen Aufnahmen konnte aber auch hier die Dispersion-Maske richtig angepasst werden.

Linienliste der Hg-Ne-Lampe im Wellenlängenbereich 5099 - 5807 Å

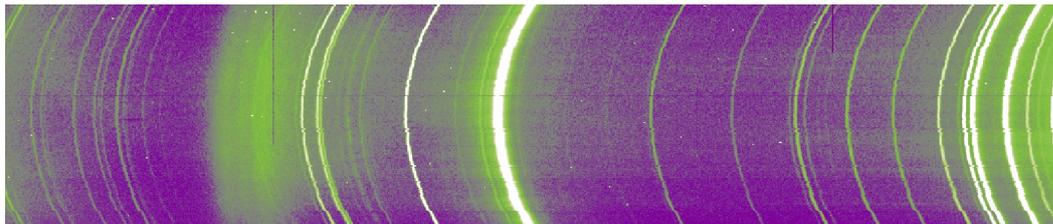


Abbildung 4.5: Ansicht der Emissionslinien auf einer Aufnahme einer Hg-Ne-Lampe im Wellenlängenbereich 5099 – 5807 Å. Die zehn bekannten Linien sind als weiße oder grüne Linien, welche sich vor allem im roten Bereich des Spektrums befinden (rechts), zu sehen.

Der zweite Teil der neu zusammengestellten Linienliste (siehe Anhang 10.4.1) besteht aus einer Mischung von Quecksilber- und Neonlinien. Diese stammen von un-

¹vgl. http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

terschiedlichen Listen von P3D und aus eigener Beobachtung und Identifizierung mit Hilfe von NIST.

Insgesamt wurden elf zusätzliche Linien (relative Intensität zwischen 20 und 5000) aus der Datenbank des NIST zu den zehn bereits bekannten Linien hinzugefügt. Wichtig für diese Liste sind vor allem die Linien im blauen Bereich. Aufgrund der Nähe zueinander und der Vielzahl möglicher Linien der beiden Elemente in diesem Bereich waren diese jedoch nicht alle identifizierbar.

Linienliste der Hg-Ne-Lampe im Wellenlängenbereich 6386 - 7036 Å

Es wurde im Wellenlängenbereich 6386 Å bis 7036 Å eine Liste für die Quecksilber-Neon-Lampe erstellt, welche hauptsächlich auf den Emissionslinien des Neons beruht (siehe Anhang 10.4.2). Diese wurde um eine Linie des Quecksilbers erweitert, welche jedoch in der Beobachtung nur sehr schwach zu erkennen ist und für die das NIST eine relative Intensität von 1000 angibt. Im Vergleich einer sehr starken Linie des Neons bei 6929,468 Å mit einer angegebenen Intensität von 100 000 ist verständlich, dass diese Linie kaum sichtbar wird. Außerdem wurde die Liste um eine Linie des Neons bei 6652,0925 Å (Bruns et al. 1950, S. 340) erweitert. Für diese Linie gibt NIST eine relative Intensität von 1500 an.

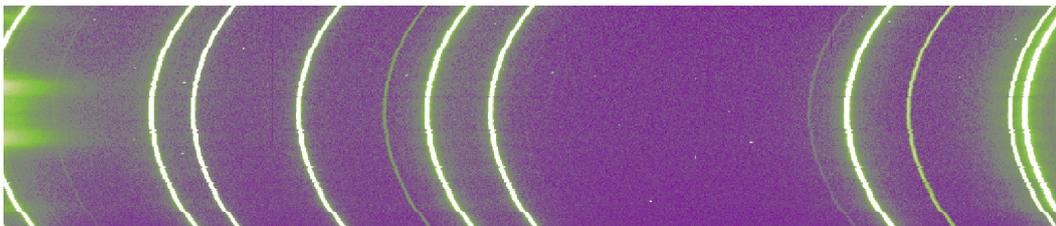


Abbildung 4.6: Ansicht der Emissionslinien auf einer Aufnahme einer Hg-Ne-Lampe im Wellenlängenbereich 6386 – 7036 Å. Man kann hier die starken Neon- und Quecksilberemissionslinien deutlich von der in der Liste hinzugefügten, schwächeren Linie in der Mitte unterscheiden.

4.4.3 Manuelle Arbeitsschritte bei der Wellenlängenkalibration

Sobald eine ausreichende Linienliste eingelesen wird, beginnen die manuellen Arbeitsschritte für das Erstellen der Dispersions-Maske. Dabei musste hier zuerst die vorläufig positionierte Maske um durchschnittlich 25 Å nach links verschoben werden. Eine erste Anpassung der Dispersion kann durchgeführt werden, indem man eine Linie (aus der Liste von P3D) auswählt und diese manuell einem Pixel in der Aufnahme der Kalibrationslampe zuordnet. Die gewählten Pixel in der Aufnahme sollten dabei genau in der Mitte der Linie (in Hinblick auf die Breite) liegen. Diese Option benötigt mindestens drei Zuordnungen, um dann die Dispersion neu zu berechnen. Es stellte sich heraus, dass es sinnvoll war, bei jeder manuellen Änderung alle Linien zuzuordnen, da die Neuberechnung die Dispersions-Maske insgesamt verändert und so alle Positionen verschiebt. Ein Problem, das sich bei diesen Zuordnungen zeigte, ist, dass die Linien sehr unterschiedlich stark und breit in der Abbildung in P3D sind. Die genaue Mitte einer sehr breiten und starken Linie ist

4.5 Sensitivitätskorrektur für die individuellen Fasern und Bildpunkte

mit der Zuordnung nur eines Pixels schwer und lediglich ungenau abschätzbar. Die Skalierung des Spektrums und somit die Darstellung der Linien im Bild musste so gewählt werden, um auch schwache Linien erkennen zu können, so wurden starke Linien umso breiter. Somit werden die Linien der Linienliste in P3D der tatsächlichen Linien in der Darstellung und somit einem Pixel in der Aufnahme zugeordnet.

Im nächsten Schritt ermittelt das Programm die Schwerpunkte der Linien des Spektrums und stimmt damit die Maske ab. Damit wäre die Korrektur der Wellenlängenverschiebung abgeschlossen.

Nun muss die Krümmung der Linien angepasst werden. Diese Krümmung wird durch das Reflexionsgitter hervorgerufen. Dazu wird eine der breitesten Linien im Spektrum ausgewählt und P3D kann dann die Krümmung der Maske an diese Linie anpassen. Durch die Anpassung der Krümmung werden Teile des Spektrums entfernt. Dabei werden ungefähr 50 \AA im roten Bereich des Spektrums abgeschnitten. Danach erstellt P3D die Dispersions-Maske durch die Berechnung des Polynoms.

4.5 Sensitivitätskorrektur für die individuellen Fasern und Bildpunkte

Der optische Weg des Lichtes und der Transmissionsgrad sind für jede Faser verschieden. Die Korrektur erfolgt mit einer extrahierten Flatfield-Aufnahme (Kapitel 2.3.2).

Für die Korrektur der Schwankungen des Transmissionsgrades wird jedes Spektrum des Masterflat durch sein Hauptspektrum dividiert. Dann wird jedes Spektrum zuerst durch eine Kastenfunktion der Breite ω_{ff} entlang der Dispersionsachse geglättet. Anschließend wird das Spektrum durch ein angepasstes Polynom der Ordnung p_{ff} ersetzt.

4.6 Extraktion der mit P3D kalibrierten 3D-Daten und erste Spektren

Der letzte Schritt in der Bearbeitung der Daten mittels P3D ist die Extraktion der RSS-Daten, welche alle Spektren enthalten. Die RSS sind Tabellen mit 948 Spalten und 256 Zeilen, in welchen der jeweilige Fluss eingetragen ist. Dabei entsprechen die Zeilen den Bildpunkten auf der 16×16 großen Aufnahme und die Spalten stellen den Wellenlängenbereich dar. Dieser ist nummeriert und man kann aus der Startwellenlänge und dem Inkrement der Wellenlänge, welche im Fits-Header der Datei stehen, die Wellenlängen jedes Eintrages in der Tabelle berechnen.

Für das Extrahieren der RSS wird nur die Trace-Mask benötigt, alle anderen Schritte sind optional. So lässt sich auch eine Streukorrektur mit der Option „skatlight“ in den Grundeinstellungen von P3D einschalten und somit Streulicht entfernen.

4.7 Qualitätskontrolle der Wellenlängenkalibration

Eine Kontrolle der Wellenlängenkalibration wurde nur stichprobenartig durchgeführt. Dazu wurden die kalibrierten Spektren der Standardsterne, weiße Zwerge mit bekannter Rotationsgeschwindigkeit, auf die vorhandenen Balmer-Linien hin untersucht.

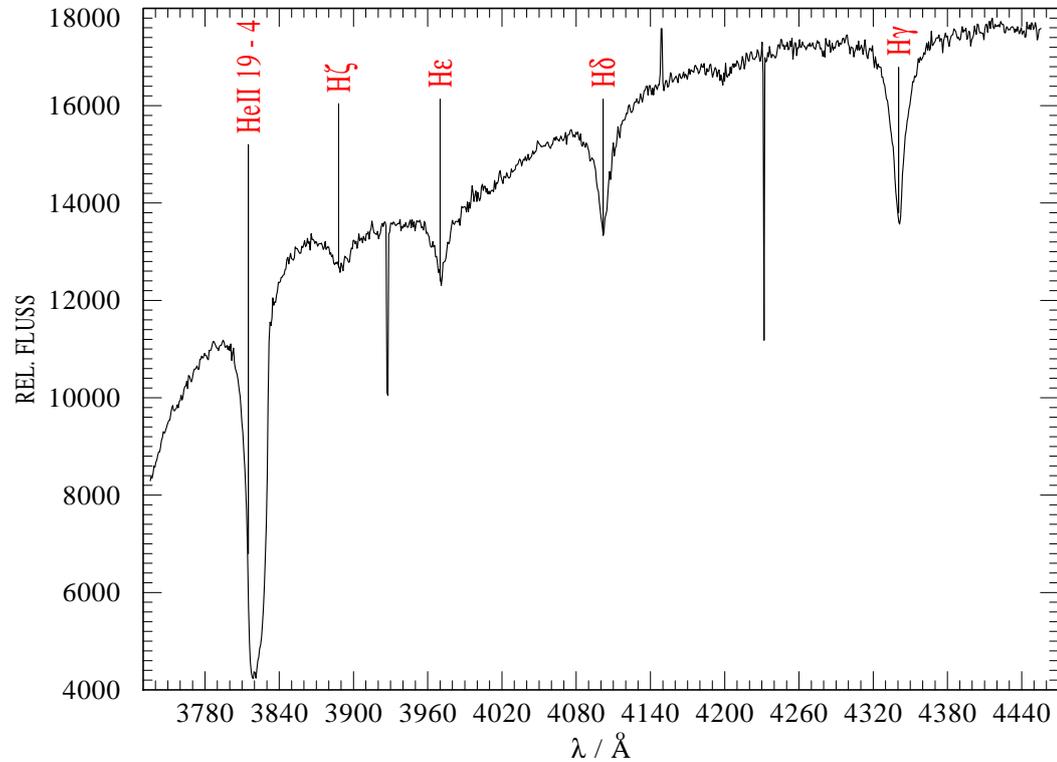


Abbildung 4.7: Spektrum von BD + 28 4211 mit Balmer-Linien und einer Heliumlinie.

Das Spektrum wurde mittels des Programms WRplot dargestellt und bestimmte Wellenlängen, an welchen Spektrallinien verschiedener Elemente liegen, markiert. WRplot wurde hier lediglich als Visualisierungsprogramm verwendet.

Bei der Betrachtung verschiedenster Spektren aus allen Spektralbereichen konnte festgestellt werden, dass diese gut mit den vermuteten Emissionslinien übereinstimmen. Lediglich bei dem betrachteten Spektrum ist die linkeste Linie verschoben. Diese Aufnahme stammt aus dem Wellenlängenbereich, welcher im blauen Bereich keine Kalibrationslinien besaß. Somit kann es zu einer Ungenauigkeit in diesem Bereich gekommen sein. Es könnte sich bei dieser Linie auch um eine Überlagerung von zwei Absorptionslinien handeln und wäre das Zentrum der Linie verschoben. Insgesamt ist die Wellenlängenkalibration erfolgreich durchgeführt worden.

5 Extraktion von Spektren aus den gewonnenen Daten

In der Bearbeitungssoftware P3D gibt es die Möglichkeit, ein Spektrum aus den RSS als Fits-File auszulesen. Jedoch ist dieses Programm für die weitere Bearbeitung der Daten oder auch der Datenkuben nicht geeignet, sodass hier verschiedene Möglichkeiten gezeigt und deren Anwendungsmöglichkeiten erläutert werden.

5.1 Extraktion mittels des Euro-3D-Visualization-Tools

Das Euro-3D-Visualization-Tool¹ (kurz E3D) ist ein von Thomas Ott entwickeltes Programm für die Visualisierung und Analyse von Datenkuben, welche in der Integralfeldspektroskopie verwendet werden. Das Programm bietet viele Möglichkeiten in Hinblick auf das Einlesen und Ausgeben verschiedener Formate. Es wurde hauptsächlich für die Formatierung der Daten verwendet, bei der die RSS in Datenkuben umgewandelt wurden.

Als besonders hilfreich zeigten sich die vielseitigen Formatierungen auch in der zum Teil in E3D durchgeführten Extraktion der Spektren. So konnten diese in einer für diese Zwecke günstigen ASCII-Tabelle ausgegeben werden. Dabei konnte man auswählen, aus welchem beobachteten Bereich das Spektrum ausgewertet werden sollte, jedoch nicht die Art und Weise, also ob einzelne Spektren dieses Bereiches summiert oder der Durchschnitt gebildet werden sollte.

Wie in Abbildung 5.1 zu erkennen, muss für das Auslesen eines Spektrum in drei Fenstern gearbeitet werden. Zuerst wird im Hauptfenster der Wellenlängenbereich angegeben, welcher dann im „Spaxel Inspector“ als gemittelttes monochromatisches Bild angezeigt wird. Im „Spaxel Inspector“ wurde in diesem Beispiel ein Feld von 4×4 Spaxeln gewählt. Das gesamte Spektrum dieses Bereiches wird im „Spectra Inspector“ angezeigt und kann dort extrahiert werden. So ist es aufwendig, mit diesem Programm Spektren zu extrahieren.

Es sollte jedoch noch versucht, werden den Hintergrund zu entfernen und für diese Arbeit stellte sich das Programm QFitsView 2.0 als günstig heraus. Jedoch werden für diese Bearbeitung Datenkuben benötigt, sodass das Euro-3D-Visualization-Tool immer noch für die Umwandlung von Rohdaten in Datenkuben erforderlich ist.

Diese wurde jedoch auch nicht zur vollen Zufriedenheit ausgeführt, da E3D lediglich die Daten formatiert und den Header nicht übernimmt. So ergeben sich Probleme in der Verwendung der Kuben, zum Beispiel bei der Erstellung der PSF. In Kapitel 5.3

¹vgl. <http://www.aip.de/Euro3D/>

5 Extraktion von Spektren aus den gewonnenen Daten

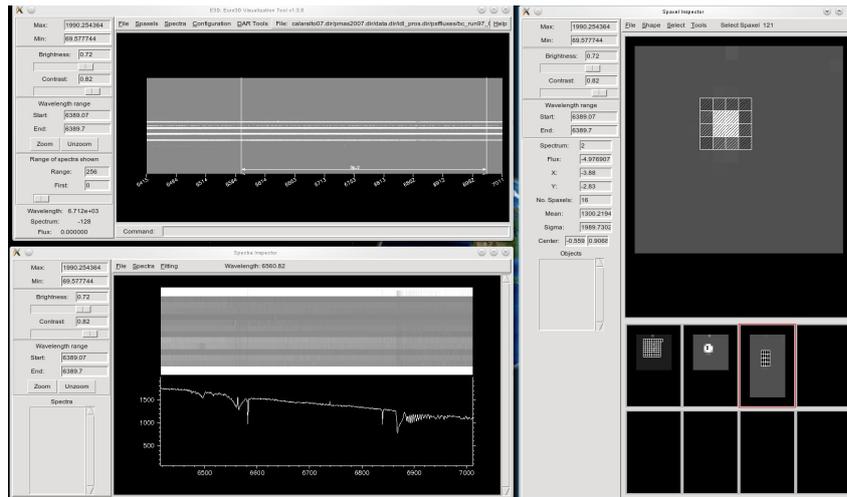


Abbildung 5.1: Euro-3D-Visualization-Tool mit dem Hauptprogrammfenster (links oben), „Spectra Inspector“ (links unten) und dem „Spaxel Inspector“ (rechts).

wird auf Grundlage der (nicht flusskalibrierten) Kuben gearbeitet und dafür sind die ursprünglichen Einträge des Headers wichtig, sie müssen so aber manuell eingetragen werden.

5.2 Extraktion mittels QFitsView 2.0

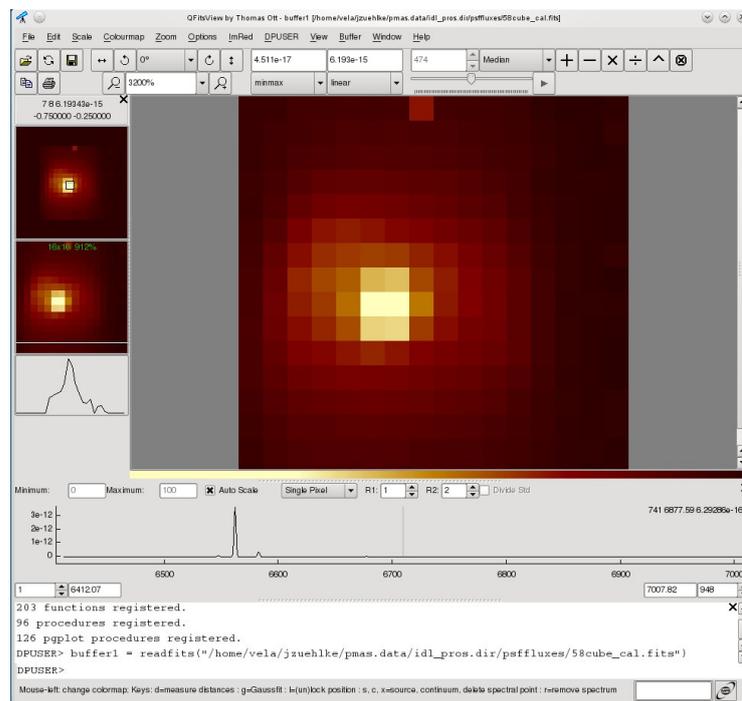


Abbildung 5.2: Programmfenster von QFitsView 2.0 bei der Bearbeitung eines Kubus von NGC 6572. Im oberen Teil wird ein monochromatisches Bild (hier Median über alle Spektren) des Kubus angezeigt und darunter ein Spektrum von der Position der Maus.

QFitsView 2.0 ist ein kostenloses, im Internet² zu erhaltendes Programm des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik.

QFitsView wurde für eine erste Extraktion der Objekt-Spektren verwendet und für einen ersten Versuch, den Hintergrund zu entfernen. Mit Hintergrundstrahlung sind zum Beispiel die Einflüsse des Streulichts im Teleskop oder Himmelslicht gemeint. Dabei sollte mittels der Subtraktion eines Kreisrings um den Stern versucht werden, lediglich das Spektrum des Sterns zu erhalten.

Es muss zuerst der Mittelpunkt des Kreises, welcher den Stern beinhaltet, festgelegt werden. Danach muss man die beiden Radien für den inneren Kreis $R1$ und die Grenze für den äußeren Kreisring $R2$ ($R1 < r \leq R2$) festlegen. Für den Radius des Sterns $R1$ werden meist zwei Spaxel gewählt und alles außerhalb dieses Kreises wird als Hintergrund betrachtet. Der Radius des Kreises entspricht etwa der FWHM bei der Bestimmung der PSF über diese Objekte.

Das Programm zeigt dann automatisch das Spektrum des Innenkreises, subtrahiert um das normalisierte Spektrum des Kreisrings. So sollte es möglich sein, das Spektrum des Sterns vom Hintergrund zu trennen. Bei Planetarischen Nebel wird hier jedoch auch gleichzeitig der Nebel mit abgezogen. Dieses Spektrum kann man dann als Fits-File ausgeben lassen. Bei dieser Methode wird über die Spaxel die sich im inneren Kreis befinden summiert um das Spektrum zu erhalten. Da jedoch diese Methode bei der Flusskalibration (siehe Kapitel 6) zu unglaublichen Flüssen führen, wurde diese Methode nicht weiter verwendet.

Jedoch konnte festgestellt werden, dass es möglich ist das Spektrum nur mittels des Kreises zu extrahieren. Diese Methode wurde angewandt wenn das PSF-Fitting, welches im Kapitel 5.3 beschrieben wird und welches auch geeignet ist um Hintergrund zu entfernen, nicht erfolgreich war. So konnten die Spektren für NGC 6572, IC 2003 und für PN K3-61 mittels eines Kreises mit einem Durchmesser von zwei Spaxeln extrahiert werden.

5.3 Extraktion mittels PSF-Fitting

5.3.1 Halbwertsbreite der PSF der Kalibrationssterne

Beim PSF-Fitting wird der Stern mittels einer Gaußfunktion $G(x,y)$ approximiert. Dabei wird eine Gaußfunktion $G(x,y)$ über das Beobachtungsfeld des Sterns erstellt. So erhält man zu jeder Wellenlänge ein dreidimensionales Bild der PSF des Sterns, mit den Intensitäten bzw. dem Fluss an allen Koordinaten.

Der Hintergrund befindet sich hier bei 45,8636 Counts/Spaxel. Die FWHM dieser Gaußfunktion liegt bei 2 Spaxeln in x - und 2,1 Spaxeln in y -Richtung. Die FWHM und die Höhe des Maximums müssen dann für jede Wellenlänge ermittelt werden. Dabei sollte aber die Halbwertsbreite der Gaußfunktion nicht von der Wellenlänge abhängig sein.

²vgl. <http://www.mpe.mpg.de/ött/QFitsView/>

5 Extraktion von Spektren aus den gewonnenen Daten

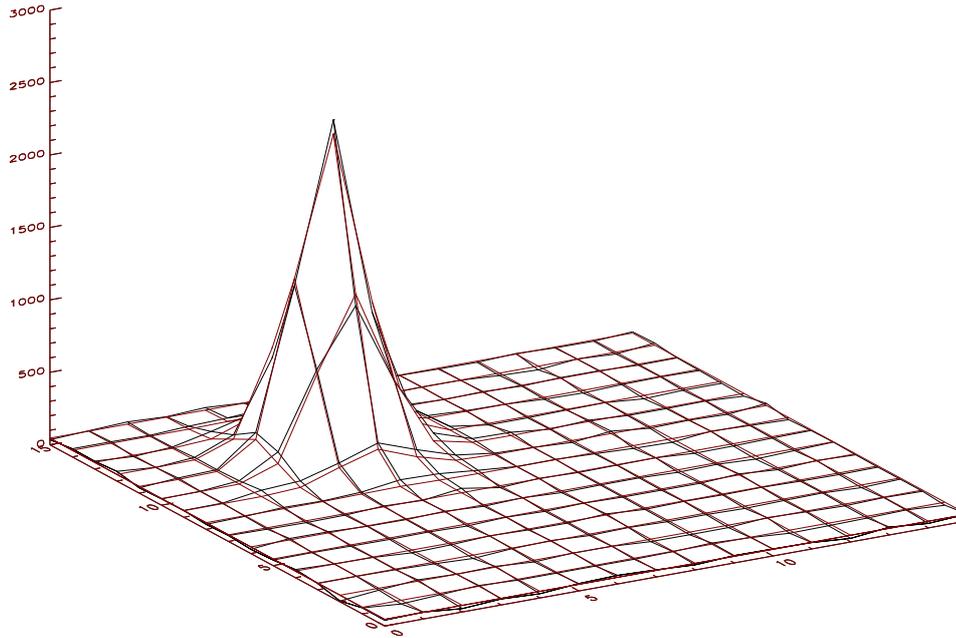


Abbildung 5.3: PSF-Fit (rot) und Beobachtung (schwarz) von BD 28 4211 bei einer Wellenlänge von 6113,16 Å. Dabei sind die x- und y-Achse in Spaxeln und die z-Achse in Counts angegeben.

Im ersten Schritt wird der „Sockel“ („Offset“) der Gaußfunktion bestimmt. Dieser entspricht dem Hintergrund und muss vor der weiteren Bearbeitung abgezogen werden. Die PSF ist dann eine zweidimensionale Funktion mit der Gleichung

$$G(X, Y) = A[0] + A[1] \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{X - A[4]}{A[2]} \right)^2 + \left(\frac{Y - A[5]}{A[3]} \right)^2 \right]\right). \quad (5.1)$$

Dabei ist $A[0]$ der Hintergrund, welcher im ersten Schritt entfernt wird. $A[1]$ ist ein Skalierungsfaktor, der hauptsächlich die Höhe der Funktion bestimmt, $A[2]$ und $A[3]$ sind die Breite in X und Y . Mit den Parametern $A[4]$ und $A[5]$ wird das Zentrum in X bzw. Y beschrieben. So berechnet das Programm, welches in Zusammenarbeit mit Helge Todt entwickelt wurde (Anhang 10.5), die oben genannten Parameter und gibt eine Tabelle über die Wellenlänge und die beiden Halbwertsbreiten sowie den Hintergrund aus. Aus diesen konnten die folgenden Diagramme über die Halbwertsbreiten von BD + 28 4211 in verschiedenen Wellenlängenbereichen gewonnen werden.

Im Idealfall wäre die Halbwertsbreite unabhängig von der Wellenlänge und man würde einen Parallelen zur x-Achse sehen. Jedoch kann hier in beiden Diagrammen ein leichter Abfall erkannt werden. Dieser schwankt zwischen den beiden Aufnahmen in 5.4, sodass im linken Diagramm der Anstieg etwa $-1 \cdot 10^{-4}$ Spaxel je Å und im rechten etwa das Doppelte mit $-2,1 \cdot 10^{-4}$ Spaxel je Å beträgt. Diese Schwankungen werden durch die sich ändernden Luftbedingungen zwischen den beiden unterschiedlichen Aufnahmen hervorgerufen, und so wird deutlich, wie wichtig eine zeitliche na-

5.3 Extraktion mittels PSF-Fitting

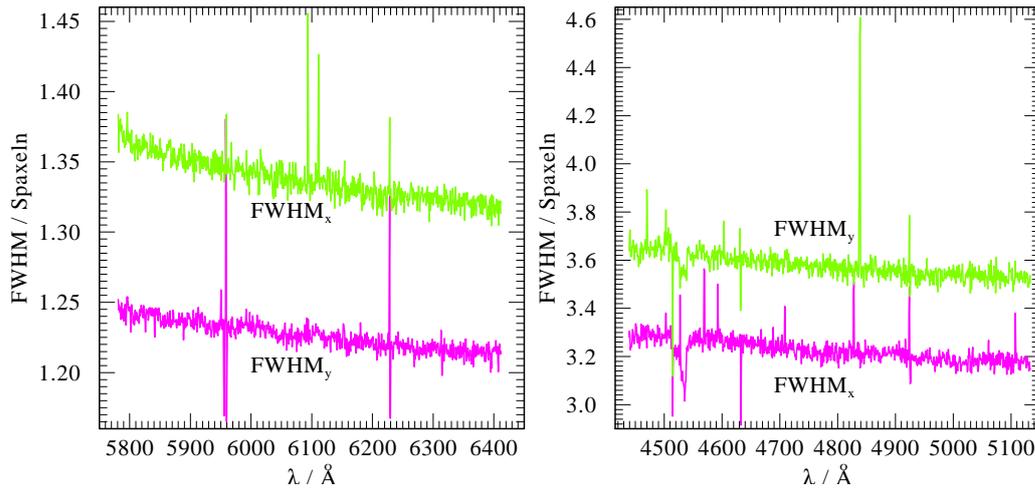


Abbildung 5.4: FWHM der PSF für X (rosa) und Y (grün) im Wellenlängenbereich von 5757 bis 6436 Å (links) und im Wellenlängenbereich von 4413 bis 5149 Å (rechts).

he Aufnahme des Standardsterns zum Beobachtungsobjekt ist. Des Weiteren lassen sich einige Artefakte erkennen, welche die PSF extrem verzerrt und somit solche Peaks in der FWHM erzeugt haben. Diese können durch Absorptionslinien oder Cosmics im Spektrum des Kalibrationssterns entstehen.

5.3.2 Betrachtung der Position eines Standardsterns im Kubus

Wie bereits im vorherigen Kapitel angedeutet, soll auch die Position des Sterns in Abhängigkeit von der Wellenlänge untersucht werden.

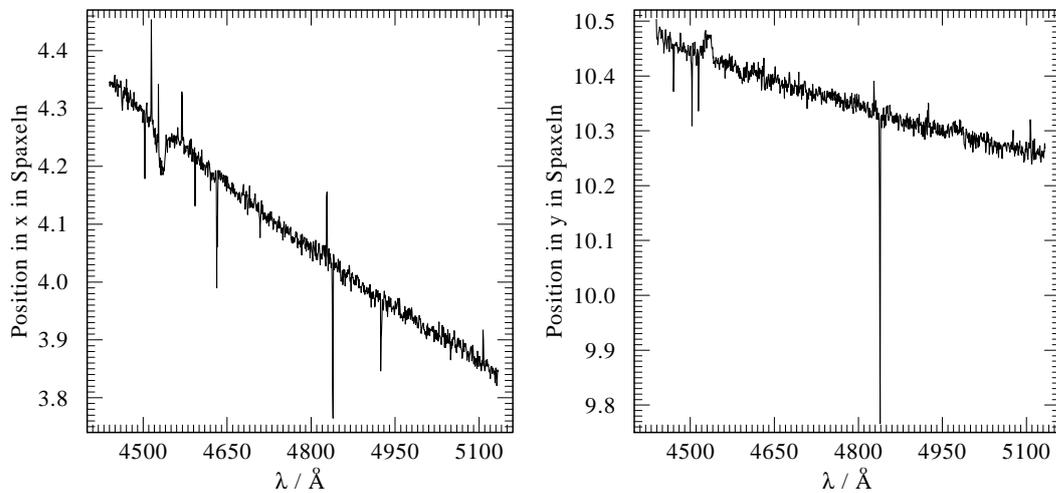


Abbildung 5.5: Veränderung von x_0 , (rechts) und y_0 (links) im Wellenlängenbereich von 4413 bis 5149 Å.

Man sieht, dass die Position des Maximums der PSF sowohl in x als auch in y einer Verschiebung unterliegt. Diese Veränderung der Lage der PSF ist auf die atmosphärische Refraktion zurückzuführen, könnte aber auch am Spektrographen liegen.

Unter wellenlängenabhängiger Refraktion versteht man die fortlaufende vertikale Richtungsänderung eines von außen in die Atmosphäre eintretenden Lichtstrahls. Sie wird durch die Brechung des Lichtstrahls wegen der nach unten zunehmenden Luftdichte verursacht, weil die Brechzahl von 1 (Vakuum im Weltall) bis etwa 1,00029 in Bodennähe ansteigt. Dabei wird Licht einer kleineren Wellenlänge - beim Übergang in ein optisch dichteres Medium - stärker gebrochen als langwelliges Licht. So lässt sich die Verschiebung des Sterns mit steigender Wellenlänge erklären.

Jedoch beträgt besagte Verschiebung für die x-Richtung nur 0,51 Spaxel und in y-Richtung gerade einmal 0,22 Spaxel auf dem gesamten Wellenlängenbereich von etwa 700 Å Breite. Dies entspricht bei einer Bildgröße von 16×16 Spaxeln gerade einmal 3,2 % und 1,2 % Verschiebung in einer Messung. Letztlich ist jedoch die Verschiebung des Sterns so gering, dass diese unberücksichtigt bleibt.

5.3.3 Erstellen der PSF-extrahierten Spektren

Mittels der PSF kann auch alternativ das Spektrum extrahiert werden. Dabei wird zuerst der ermittelte Hintergrund, welcher dem Parameter $A[0]$ entspricht, vom Standardspektrum abgezogen. Dann wird die PSF nach dem Programm im Anhang unter 10.5 bestimmt. Darin wird über die PSF bei jeder Wellenlänge integriert und somit der Fluss in Counts berechnet. Die Integration hat den Vorteil, dass das Rauschen hier nicht einen so starken Einfluss hat wie zum Beispiel bei der Summation. Dieses Spektrum kann nun für die Flusskalibration verwendet werden. Bei den Spektren der Standardsterne gelang die Erstellung der PSF sehr gut, da hier der Stern genügend hell und deutlich in den Kuben erkennbar war.

Bei Planetarischen Nebeln ist der Nebel bei bestimmten Wellenlängen, wo das Spektrum eine Emissionslinie hat, heller als der Zentralstern. So kann die Bestimmung einer PSF für einen Zentralstern bei bestimmten Wellenlängen scheitern. Dort wird der Stern vom Nebel überstrahlt und ist nicht mehr erkennbar. Es kam aber auch vor, dass bei diesen Wellenlängen trotz des Nebels eine PSF erstellt wurde, jedoch wurde gleichzeitig der Hintergrund auf die Intensität des Nebels angehoben und später subtrahiert. So kommt es bei diesen Linien zu extrem niedrigen, zum Teil negativen Flüssen, welche fehlerhaft sind. Besonders deutlich wird dies am Spektrum von NGC 6543 in Kapitel 8.3. Sonst konnte der Hintergrund dennoch über den Modalwert des Hintergrundes einer PSF ermittelt werden. Hierfür wurde der häufigste Wert des Hintergrundes angenommen. Dieser häufigste Hintergrund wurde dann von der Aufnahme subtrahiert.

Jedoch gab es auch Kuben, in welchen generell keine PSF berechnet werden konnte. Bei diesen waren die Sterne meist zu dunkel, da diese ungenügend belichtet wurden. Letztlich wurden diese Spektren dann mittels der Ring-Methode aus 5.2 extrahiert.

6 Flusskalibration mittels IRAF

6.1 Allgemeine Bemerkungen zur Flusskalibration

Das Ziel der Flusskalibration ist es, die bisher registrierten Counts oder ADUs in den physikalischen Fluss des jeweiligen Objekts umzurechnen. Dabei sind die Beobachtungsbedingungen der Nacht von Bedeutung, besonders die Turbulenzen in den Luftschichten oder Störungen der Transparenz der Atmosphäre. Leider fand die Beobachtung unter dem Einfluss von Saharastaub statt, und so waren die Bedingungen nicht photometrisch. Dies bedeutet, dass der Fluss nicht absolut-kalibriert, sondern nur relativ-kalibriert ist.

Als Kalibrationsstern wurden BD + 28 4211 und G191 - B2B verwendet. Diese weißen Zwerge haben sehr wenige Absorptionslinien und sind bereits gut bekannt, sodass absolut-kalibrierte Beobachtungen vorliegen. Diese Sterne haben eine konstante Leuchtkraft und sind durch ihre hohe Leuchtkraft gut beobachtbar.

Als Software wird IRAF mit den drei Programmen „standard“, „sensfunc“ und „calibrate“ im Datenreduktionspaket „noao.onedspec“ verwendet.

6.2 Erstellen der Kalibrationsdatei

6.2.1 Zusammenfassung mit und Formatierung der ESO-Daten

Im Folgenden soll erläutert werden, wie das Spektrum mittels der ESO-Daten kalibriert wird. Die daraus entstehende Funktion wird hier als Sensitivitätsfunktion bezeichnet. Im ersten Schritt wird jedoch nur das Spektrum des Standardsterns (ESO) umgerechnet. Diese soll als Standardfunktion bzw. -spektrum („Standard“ für Standardstern) bezeichnet werden.

Für das Erstellen der Standardfunktion wird die jeweilige Beobachtung des Kalibrationssterns in das Programm „standard“ eingelesen. Ferner wird noch eine Datei mit den absolut-kalibrierten Flüssen des jeweiligen Kalibrationssterns benötigt. Diese Dateien wurden von der ESO (European Southern Observatory) für BD + 28 4211¹ und G191 B2B² bereitgestellt. Es wird bei der Anwendung in IRAF der Fluss AB in monochromatischen Magnituden ($m_{AB} = -2,5 \cdot \log_{10} f_{\nu} - 48,6$ nach Boroson et al. (2000)) benötigt.

Es kann in diesem Programm ein Modell der atmosphärischen Extinktion eingebunden werden. Als atmosphärische Extinktion bezeichnet man die Schwächung des

¹vgl. <http://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/bd28d4211.html>

²vgl. <http://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/g191b2b.html>

6 Flusskalibration mittels IRAF

Lichts beim Durchgang durch die Erdatmosphäre. Der Grad der Schwächung ist von der Wellenlänge abhängig. Sie hängt außerdem vom Volumen der durchstrahlten Atmosphäre sowie von deren spezifischen Gehalten an Wasserdampf, Kohlenstoffdioxid, Ozon, Wolken und Aerosol ab und wird auch als Airmass bezeichnet. So war für das Calar Alto eine Datei gegeben, die die Extinktion zwischen 3700 und 22000 Å modelliert. Jedoch ist deren Zuverlässigkeit unbekannt. Nachdem nach der ersten Flusskalibration fehlerhafte Flüsse bestimmt wurden, wurde die Extinktion nicht mehr kalibriert, da alle möglichen Fehlerquellen, wie z.B dieses Modell der Extinktion, ausgeschlossen werden sollten.

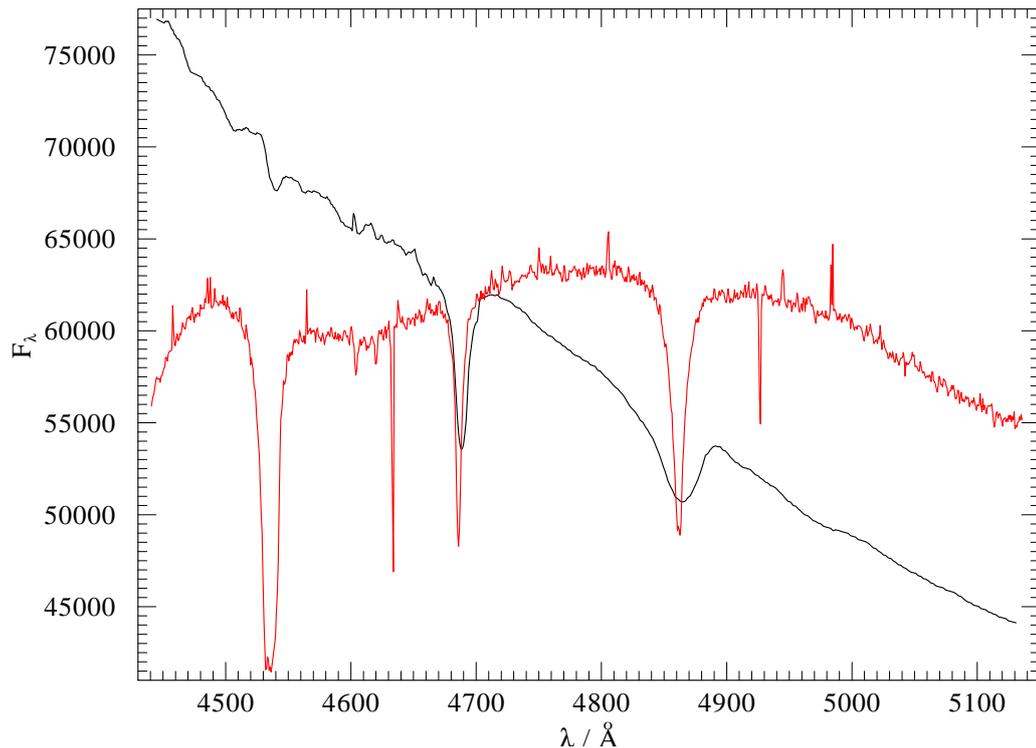


Abbildung 6.1: Kalibrationsspektrum für BD+284211 von der ESO (schwarz) und eigene Aufnahme (rot). Der Fluss der Beobachtung (rot) ist in Counts angegeben und das schwarze Spektrum ist das absolutkalibrierte Spektrums der ESO in $15 \cdot \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$. Besonders auffällig ist die Absorptionslinien bei $\lambda \approx 4535 \text{ Å}$, da diese nur in der Beobachtung zu sehen ist.

Es lässt sich hier erkennen, dass die linke Absorptionslinie in der Beobachtung nicht vom Kalibrationsstern herrührt, sondern eine Himmelslinie sein muss. Diese muss somit aus allen Aufnahmen entfernt werden. Jedoch erkennt man hier auch, dass die beiden anderen Absorptionslinien dieses Sterns in der Aufnahme wesentlich stärker und schmäler sind als in der Vergleichsaufnahme der ESO. Wahrscheinlich wurde dieses Spektrum der ESO stark gebinnt und somit geglättet worden.

6.2.2 Glättung und Approximation der Kalibrationsfunktion

Das Programm „sensfunc“ wird verwendet, um die eigentliche Sensitivitätsfunktion zu berechnen. Dabei werden die Standardfunktion sowie die Extinktionsdatei aus dem vorhergehenden Arbeitsschritt als Grundlage benötigt.

Der Kalibrationsfaktor jedes Punktes wird mit

$$C = 2,5 \log(O/(T \cdot F)) + A \cdot E \quad (6.1)$$

berechnet. Dabei sind O die gemessenen Counts, T die Beobachtungszeit, F der Fluss pro \AA , A die Airmass und E die Extinktion. Somit bildet C das Verhältnis zwischen der beobachteten Count-Rate pro \AA und Sekunde, korrigiert um die Extinktionskurve und den erwarteten absolut-kalibrierten Fluss in Magnituden. Das Ziel dieser Berechnungen ist es, die Beobachtungen an die Relation

$$C = S(W) + A \cdot E(W) + R \quad (6.2)$$

anzupassen (Borson et al. (1993b)). Dabei ist W die Wellenlänge, $S(W)$ die Sensitivitätsfunktion und $E(W)$ die Residuen-Extinktions-Funktion relativ zu der benutzten Extinktion in Gleichung (6.1). R ist das Residuum der Sensitivitätsfunktion (Borson et al. 1993b, unter DESCRIPTION). Residuen sind der Abstand der Näherung zur Lösung.

Es lässt sich die Art der Sensitivitätsfunktion interaktiv wählen und verändern, wobei man sich verschiedene Grafen anzeigen lassen kann. Die Graphen der Sensitivität, des Residuums und das flusskalibrierte Spektrum über der Wellenlänge waren am besten geeignet für die interaktive Anpassung.

Bei dieser Anzeige können in den beiden ersten erwähnten Grafen Punkte entfernt oder hinzugefügt werden, wodurch auf einfache Weise Absorptionslinien sowie Cosmics unberücksichtigt bleibt.

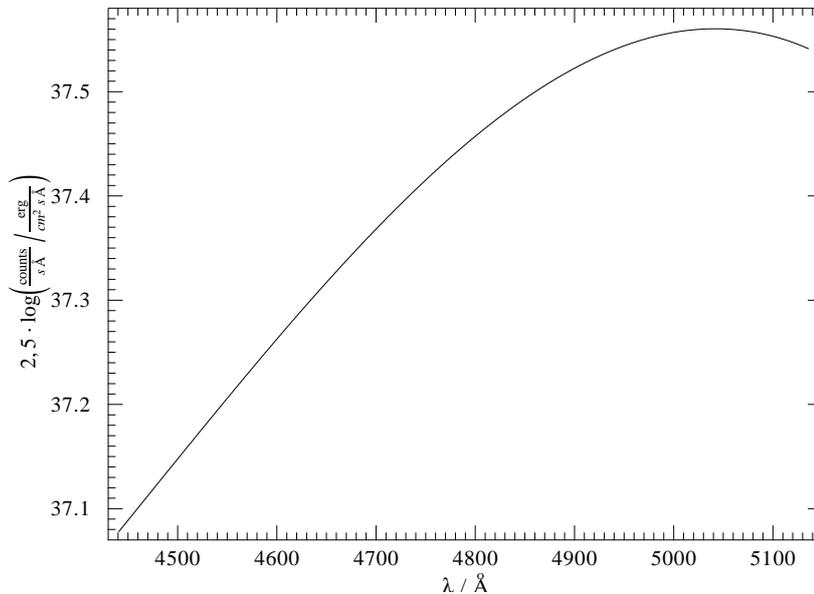


Abbildung 6.2: Sensitivitätsfunktion für BD + 284211 als ein Legendre-Polynom der Ordnung vier.

Für BD + 28 4211 stellte sich heraus, dass in den meisten Fällen ein Legendre-Polynom vierter Ordnung als passende Funktion für die Sensitivität genügt. Bei drei Aufnahmen ließ sich besser ein kubischer Spline des Grades zwei anpassen. Jedoch war es nicht möglich, die Sensitivitätsfunktion so anzupassen, dass in dieser die störende Absorptionslinie in 6.1 ganz links auch angepasst wird.

Bei G1919-B2B wurden bei zwei Aufnahmen ein kubischer Spline der Ordnung zwei und bei den anderen beiden dann ein Chebyshev-Polynom der Ordnung drei verwendet. Jedoch muss bemerkt werden, dass die Spektren zum Teil extrem verrauscht waren und so der Verlauf des Spektrums schwer zu erraten war, was die Anpassung einer Funktion erschwerte.

6.3 Kalibration der Objekte

Bei der Kalibration der Objekte ist die Wahl der passenden Sensitivitätsfunktion von Bedeutung. Hierbei musste darauf geachtet werden, dass das Objekt zeitlich nahe zur Kalibrationsaufnahme aufgenommen wurde, da sich die Transparenz der Luft ständig änderte bzw. wegen dem variierenden Seeing. Auch muss sich das Objekt möglichst räumlich nahe dem Standardstern befinden. Denn durch die räumlichen Position ergibt sich das Luftvolumen, das der Lichtstrahl durchdringen muss, spricht die Airmass. Wenn Objektstern und Standardstern nahe beieinanderliegen, so ist die Airmass bei beiden etwa gleich. Eine Übersicht der Zuordnung von Objekt zu Kalibrationsstern findet sich in der Tabelle 6.1.

Tabelle 6.1: Zuordnung der Objektsterne zu den jeweiligen Standardsternen

Objektstern	Kalibrationsstern
NGC 6572	BD + 28 4211
NGC 6891	BD + 28 4211
NGC 6543	BD + 28 4211
PN K3-61	BD + 28 4211
PN M4-18	G191 - B2B
IC 2003	G191 - B2B
WR 144	BD + 28 4211

Das Ziel ist es, dass das eingelesene Objekt-File nach dieser Bearbeitung sowohl für die atmosphärische Extinktion korrigiert als auch mittels der Flusskala der Sensitivitätsfunktion flusskalibriert sein soll. Die Extinktionkorrektur ist dabei durch den Faktor

$$10 \cdot (0,4 \cdot \text{Airmass} \cdot \text{Extinktion}) \quad (6.3)$$

gegeben, welche mit Hilfe der gegebenen Extinktion berechnet wird (Boroson et al. 1993a).

Bei der Flusskalibration wird das Spektrum durch die Sensitivitätsfunktion geteilt. Die Einheit der Sensitivitätsfunktion ist

$$2,5 \cdot \log_{10} \left(\frac{\text{counts}}{\text{s } \text{\AA}} \bigg/ \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s } \text{\AA}} \right). \quad (6.4)$$

6.4 Kontrolle der Kalibration anhand der Standardsternaufnahmen

Es wird ein Spektrum F_λ in $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s } \text{\AA}}$ erstellt. Wenn sich Pixel des Objektes außerhalb des Wellenlängenbereichs der Sensitivitätsfunktion bzw. des Kalibrationssternspektrums befinden, wird eine entsprechende Warnung am Ende des Prozesses angezeigt. In diesem Fall wird der Wert der Sensitivitätsfunktion der am nächsten gelegenen Wellenlänge verwendet.

6.4 Kontrolle der Kalibration anhand der Standardsternaufnahmen

Um die Arbeit an der Sensitivitätsfunktion überprüfen zu können, wurden die Kalibrationssterne gegenseitig kalibriert. Auch wenn die dazu verwendeten Files nicht zeitlich nahe beieinander lagen und nicht alle Wellenlängenbereiche so überprüft werden konnten, konnten doch einige Aussagen getroffen werden, was die Qualität der Flusskalibration betrifft.

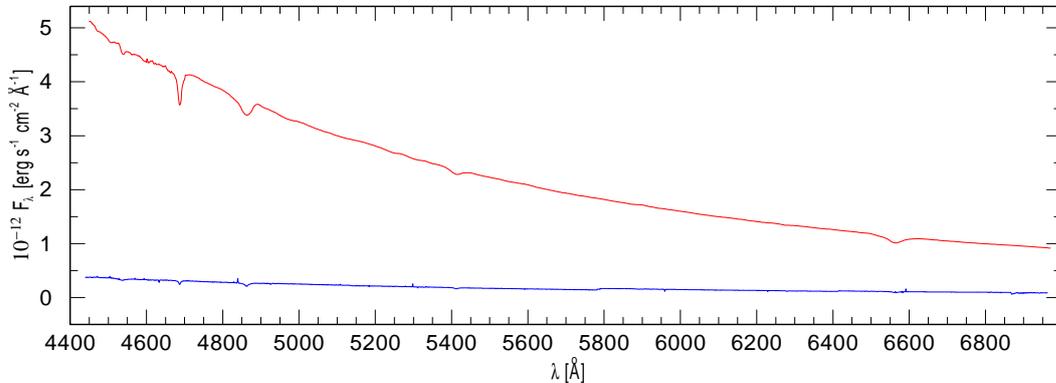


Abbildung 6.3: Spektrum von BD + 284211 aus den ESO-Daten (absolut-kalibriertes Spektrum, rot) und aus der Beobachtung (relativ-kalibriertes Spektrum, blau).

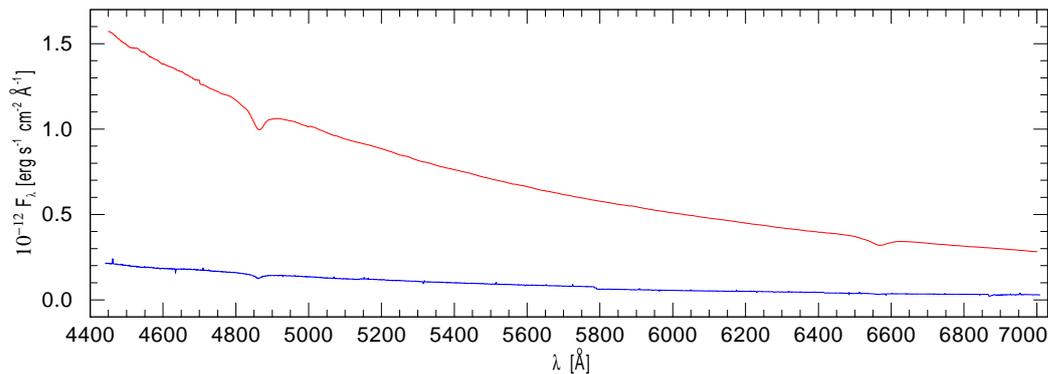


Abbildung 6.4: Spektrum von G191-B2B aus den ESO-Daten (absolut-kalibriertes Spektrum, rot) und aus der Beobachtung (relativ-kalibriertes Spektrum, blau).

Man sieht in den Spektren (Abb. 6.3 und 6.4) der Standardsterne deutlich, dass die Spektren der Beobachtung weit unter dem Spektrum der ESO liegen. Dies kann

6 Flusskalibration mittels IRAF

zum einen daran liegen, dass eine andere Apertur (Kreisfläche) bei der Beobachtung der ESO verwendet wurde. So kann es sein, dass das Spektrum der ESO mit einer wesentlich kleineren Apertur extrahiert wurde und somit wesentlich höher liegt als das Spektrum der Beobachtung.

Dabei liegt das ESO-Spektrum für BD + 28 4211 um das 10 bis 13-fache über dem flusskalibrierten Beobachtungsspektrum. Bei G191 - B2B ist das ESO-Spektrum um das 7,5- bis 10-fache größer. Ein solcher Unterschied legt jedoch eine andere Vermutung nahe.

Wahrscheinlich wurden aufgrund des Staubes und somit der geringen und ständig variierenden Transparenz der Luft nur so niedrige Flüsse registriert. Nach Schätzungen der Beobachter lag diese Transparenz bei gerade einmal 50 % des Durchschnitts. Es werden somit nur relative Flüsse ermittelt und diese liegen bei den Objekte weit unter den photometrischen Beobachtungen. Damit erklärt sich auch, dass viele der Objekte unterbelichtet erscheinen und der Stern in den jeweiligen Kuben nicht ermittelt werden konnte. Eine nachträgliche Kalibration mittels Johnson Magnituden konnte auch nicht durchgeführt werden, da hier die Aperturen unbekannt sind.

7 Planetarische Nebel

Die untersuchten Objekte sind alle, bis auf WR 144, planetarische Nebel mit einem Emissionslinien-Stern als Zentralstern. So soll zuerst kurz die Klasse der hier auftretenden Zentralsterne erläutert werden und danach ein Überblick über die einzelnen planetarischen Nebel erfolgen.

7.1 Planetarische Nebel und Zentralsterne vom Typ [WR]

Die Sterne, welche nach den Astronomen Charles Wolf und Georges Rayet als Wolf-Rayet-Sterne bezeichnet werden, sind durch deren Emissionslinien, Masse und Temperatur charakterisiert. Wolf-Rayet-Zentralsterne von Planetarischen Nebeln zeigen ähnliche Spektren wie die sehr massereichen WR-Sterne und werden somit als WR-CSPNe (Wolf-Rayet - Central Star of a Planetary Nebulae) bezeichnet. Diese sind massearme Sterne (etwa 0,6 Sonnenmassen, Anfangsmassen unter acht Sonnenmassen) mit einem heißen und sehr leuchtkräftigen C-O-Kern.

Dass bei Zentralsternen Emissionslinien beobachtbar sind, liegt am heißen Plasma des Sternwindes. Dieses besteht aus hoch-ionisierten Atomen der expandierenden Atmosphäre und diese emittieren durch Rekombination zum jeweils nächst niedrigeren Ionisationszustand elementspezifisches Licht, welches beobachtet werden kann. Durch den schnellen Wind des Sterns werden die Emissionslinien dann noch verbreitert. So sind die Linien des Sterns wesentlich breiter, da diese einen Sternwind bis zu 2000 km/s aufweist. Nebellinien sind schmaler, da sich der Nebel mit etwa 10 km/s ausbreitet (Kwok 2000, S. 127).

Durch die hohen Oberflächentemperaturen des Zentralsterns ist eine hohe Ionisation von Sauerstoff und Kohlenstoff, zum Beispiel O IV, möglich und diese Elemente lassen sich dann im Linienspektrum erkennen. Ebenso kann anhand von Emissionslinien des Kohlenstoffs der Stern als [WC]-Stern bezeichnet werden. Die Suffixe in Form von Zahlen von eins bis elf hinter der Bezeichnung „[WC]“ entsprechen dem Subtyp. Dabei werden verschiedene Linien verwendet, um diesen zu bestimmen. Große Subtypennummern bedeuten auch gleichzeitig eine niedrigere Temperatur.

Es kann vorkommen, dass die C IV-5806 Å Linie wesentlich schwächer und schmaler als bei [WC]-CSPNe ist. Diese Sterne werden von Acker & Neiner (2003b) als „weak emission-line stars“ („WELS“) klassifiziert. Auch Tylenda et al. (1992) klassifizieren alle Emissionsliniensterne, die nicht einem [WC]-Stern entsprechen, als „WELS“. Diese befinden sich in ihrer Entwicklung zwischen einem [WC]-Stern und einem [PG 1159].

Einige der hier beobachteten Zentralsterne entsprechen dem Typ eines O-Sterns. Die Klasse der [O]-Sterne zeigt Absorptionslinien von ionisiertem Helium He II bzw.

I und Wasserstoff H I. Es werden auch schwache Elemente wie Silizium Si IV und Stickstoff N III sichtbar. Besonders ist bei dieser Klasse, dass hier gelegentlich auch Emissionslinien auftreten. Des Weiteren gibt es noch Suffixe, welche die Emissionslinien genauer beschreiben, wie zum Beispiel „f“, welches bedeutet, dass Stickstoff besonders häufig auftritt. So sind diese Eigenschaften auch in den Spektren der [O]-Sterne zu beobachten.

7.2 Überblick über die Beobachtungsobjekte

Die Tabelle 7.1 zeigt die untersuchten Planetarischen Nebel mit ihren galaktischen Koordinaten (PNG) sowie deren Spektraltyp des Zentralsterns nach den verschiedenen Quellen. Größtenteils sind die Klassifikationen jedoch bereits über 15 Jahre alt und dementsprechend unsicher sind diese Einschätzungen.

Tabelle 7.1: Klassifikation der Zentralsterne und WR 144 aus verschiedenen Quellen

Name	PNG	Spektraltyp nach Tylanda et al. (1992)	Spektraltyp nach van Altena et al. (1995)
NGC 6572	34.6+11.8	„WELS“	[Of+WR]
NGC 6891	54.1-12.1	„WELS“	[O7f]
NGC 6543	96.4+29.9	„WELS“	[O7+WR]
IC 2003	161.2-14.8	[WC3]?	
PN K3-61	96.3+02.3	[WC4-6]	
		Spektraltyp	nach
PN M4-18	146.7+7.6	[WC11]	Acker & Neiner (2003a)
WR 144	80.0+0.9	WC4	van der Hucht (2001)

Ein „+“ bezeichnet ein Doppelsternsystem aus den beiden Sternen, wenn die Typen mit einem / (Schrägstrich) oder einem Bindestrich getrennt sind, so ist die Klassifikation nicht eindeutig.

7.2.1 NGC 6572

Die NASA/ESA beobachtet NGC 6572 mit dem Hubble Space Telescope¹ und man kann darin die komplizierte Struktur des Nebels erkennen. NGC 6572 wurde 1825 vom Astronomen Friedrich Georg Wilhelm von Struve entdeckt. Er befindet sich im Sternbild Schlangenträger (lat. Ophiuchus). NGC 6572 weist im infraroten Bereich eine Winkelausdehnung von $0,333 \times 0,247$ Bogenminuten (Skrutskie et al. 2006) und eine photometrische Helligkeit von 9,0 mag auf (Sinnott 1997). Laut Sterling & Dinerstein (2008, S. 162) hat der Zentralstern eine Effektivtemperatur von $7,87 \cdot 10^4$ K.

¹vgl. http://fuse.pha.jhu.edu/cgi-bin/vlsr_tool



Abbildung 7.1: Bild von NGC 6572, aufgenommen von HUBBLE (Ausschnitt des Originalbildes).

7.2.2 NGC 6891

Der planetarische Nebel NGC 6891² wurde am 22. September 1884 von dem schottischen Astronomen Ralph Copeland entdeckt. Dieser Stern befindet sich im Sternbild Delphin (lat. Delphinus).



Abbildung 7.2: Bild von NGC 6891, aufgenommen von HUBBLE (Ausschnitt des Originalbildes).

NGC 6891 hat eine Winkelausdehnung von $1,2'$ und eine Helligkeit von 12 mag im photometrischen Bereich (Sinnott 1997). Der Zentralstern zeigt eine Effektivtemperatur von $5 \cdot 10^4$ K (Sterling & Dinerstein 2008, S. 163).

²vgl. http://fuse.pha.jhu.edu/cgi-bin/vlsr_tool

7.2.3 NGC 6543



Abbildung 7.3: Komposite-Bild von NGC 6543, aufgenommen von HUBBLE.

NGC 6543, auch bekannt als „Katzenaugennebel“, ist ein Planetarischer Nebel im Sternbild Drache (lat. Draco). Hochauflösende Aufnahmen des Hubble-Weltraumteleskops enthüllten außergewöhnliche Strukturen wie Knoten, Jets und bogenartige Merkmale, wie sie auch in Abbildung 7.3³ zu sehen sind.

Er wurde am 15. Februar 1786 von Wilhelm Herschel entdeckt und war der erste Planetarische Nebel, dessen Spektrum untersucht wurde (durch den Amateurastronom William Huggins 1864). Er weist eine Helligkeit von 9 mag im photometrischen Bereich auf (Sinnott 1997). NGC 6543 ist auch unter dem älteren Namen Ekliptiknordpol-Nebel bekannt.

Während der Durchmesser des hellen inneren Teils mit ungefähr 20 Bogensekunden einen sehr kleinen Teil einnimmt, existiert um den Nebel auch ein 6,4 Bogenminuten großer Halo, der von seinem alten Stern ausgestoßen wurde, als dieser ein roter Riese war. Der Nebel an sich hat nach Sinnott (1997) eine Ausdehnung von etwa 5,8 Bogenminuten. Der Zentralstern wurde von Georgiev et al. (2008) bereits analysiert und ein Modell angefertigt.

Direkt neben NGC 6543 in einer Entfernung von 104,85'' befindet sich ein weiterer Planetarischer Nebel, welcher unter der Bezeichnung IC 4677 bekannt ist.

³vgl. http://fuse.pha.jhu.edu/cgi-bin/vlsr_tool

7.2.4 PN K3-61

Die Aufnahme 7.4 stammt von POSSI⁴, welche noch eingefärbt wurde.

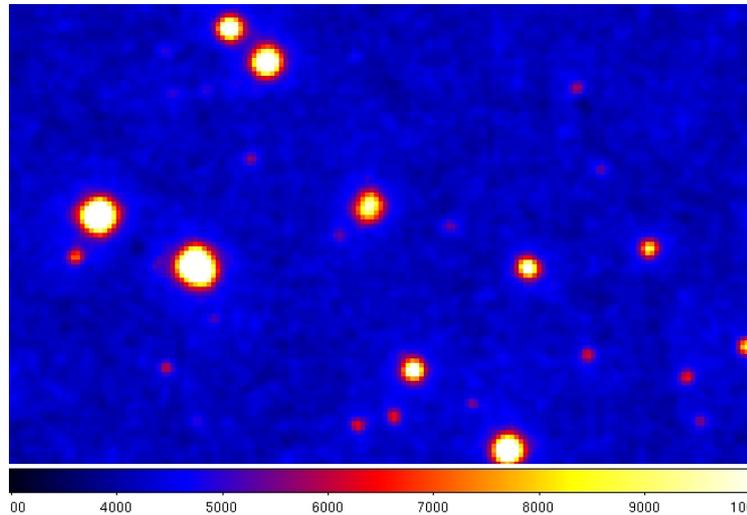


Abbildung 7.4: Ausschnitt einer POSSI-Aufnahme von PN K3-61 bei einer Wellenlänge von 4000 Å. PN K3-61 ist das relativ dunkle Objekt im Zentrum des Bildes.

Über diesen Planetarischen Nebel ist noch sehr wenig bekannt und veröffentlicht worden. Laut Sterling & Dinerstein (2008, S. 161) hat der Zentralstern eine Effektivtemperatur von $6,25 \cdot 10^4$ K. Der Planetarische Nebel wurde bisher vor allem im infraroten Bereich untersucht, sodass die Angaben über die Koordinaten und Ausdehnung auch nur von den Auswertungen solcher Beobachtungen von Skrutskie et al. (2006) stammen. Danach hat er eine Winkelausdehnung von $0,24' \times 0,21'$ und eine scheinbare Helligkeit von 14,8 mag im visuellen Bereich. Dieser Planetarische Nebel befindet sich im Sternbild Schwan (lat. Cygnus).

7.2.5 PN M4-18

Die Abbildung 7.5 zeigt eine Aufnahme des Planetarischen Nebels M4-18 von HUBBLE⁵.

Dieser Zentralstern liegt im Sternbild Giraffe (lat. Camelopardalis). Schwefel und Stickstoff sind im Vergleich zum Sonnenspektrum in normalem Ausmaß vorhanden (Surendiranath & Kameswara Rao 1993). Als Effektivtemperatur des Zentralsterns wird in Sterling & Dinerstein (2008) $3,1 \cdot 10^4$ K angegeben. Dagegen sind De Marco & Crowther (1999) der Auffassung, dass es sich bei dem Zentralstern um einen [WC10]-Stern handelt. Diese entwickelten ein Modell, nachdem der Stern auch eine Effektivtemperatur von $3,1 \cdot 10^4$ K aufweist. Die Verhältnisse der Elemente erarbeiteten sie mit $H/He < 0,5$, $C/He=0,6$ und $O/He=0,1$.

⁴vgl. <http://cdsportal.u-strasbg.fr/#PN%20K3-61>

⁵vgl. http://www.astro.washington.edu/users/balick/PNeHST/M4-18_6353.jpg

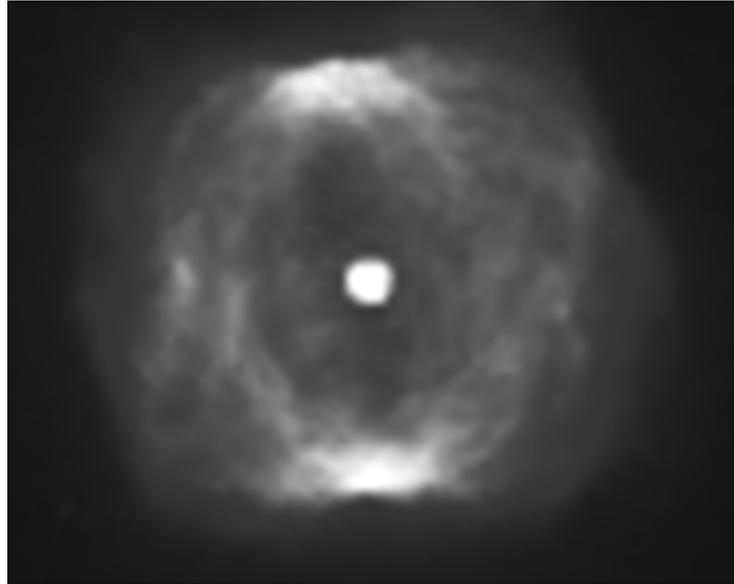


Abbildung 7.5: Bild von PN M4-18 aufgenommen von HUBBLE.

7.2.6 IC 2003

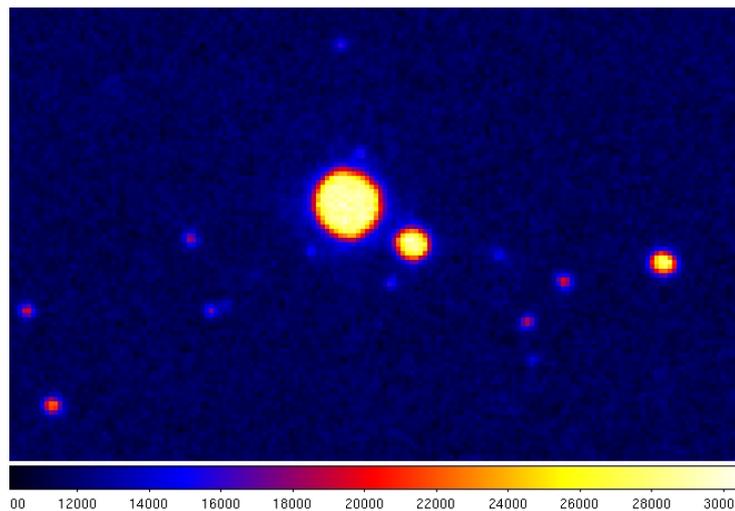


Abbildung 7.6: Ausschnitt einer POSSI-Aufnahme von IC 2003 (links) und ein weiterer Stern (rechts) bei einer Wellenlänge von 4000 Å.

IC2003 ist ein kleiner PN im Sternbild Perseus (lat. Perseus). Er wurde bisher hauptsächlich im IR-Bereich untersucht. Laut Skrutskie et al. (2006) hat er eine Ausdehnung von $0,31' \times 0,248'$ und im Infrarot eine Helligkeit von etwa 12,4mag. Laut SIMBAD⁶ zeigt dieser Nebel im visuellen Bereich eine scheinbare Helligkeit von 15 mag. Der Zentralstern weist eine Effektivtemperatur von $8,99 \cdot 10^4$ K auf (Sterling & Dinerstein 2008).

⁶vgl. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-id?Ident=IC+2003>

7.3 Radialgeschwindigkeit

Himmelskörper können sich entlang der Sichtachse auf den Beobachter zu oder von ihm weg bewegen. Dabei muss beachtet werden, dass diese Bewegung aus drei Komponenten besteht: die Erde bewegt sich um ihre eigene Achse, die Erde (also der Beobachter) bewegt sich um die Sonne und das Objekt bewegt sich relativ zur Sonne. Mittels der Verschiebung der Emissionslinien durch den Dopplereffekt soll hier die Radialgeschwindigkeit berechnet werden.

Die gemessene Radialgeschwindigkeit aus den Nebemissionslinien ist eigentlich die Summe der Radialgeschwindigkeit und der Nebelexpansionsgeschwindigkeit. Der Nebel hat eine Ionisationsstruktur. So können verschieden ionisierte Elemente verschiedenen Regionen im Nebel zugeordnet werden. Im Inneren ist die Temperatur höher und somit auch die Ionisation. So stammen die Emissionslinien des einfach ionisierte Stickstoff aus dem äußeren, schnell expandierenden und kühleren Teil des Nebels, wohingegen der zweifach ionisierte Sauerstoff eher im Inneren des Nebels entsteht, dort expandiert der Nebel langsamer. Mit einer hohen spektralen Auflösung könnte man die Spektren für die Radialgeschwindigkeit korrigieren (Verschiebung der Linien) und die Expansionsgeschwindigkeiten des Nebels ermitteln. Bei der Nebelexpansion werden zu jeder Emissionslinie je ein blau- und ein rotverschobener Peak, also eine Aufspaltung der eigentlichen Linie, beobachtet. Die rotverschobene Linie wird von dem Teil des Nebels registriert, welcher sich vom Beobachter entfernt und die blauverschobene Linie, entspricht dem Nebel, welcher auf den Beobachter zu expandiert. Jedoch war hier das spektrale Auflösungsvermögen zu niedrig um eine solche Aufspaltung der Linie registrieren zu können. So werden hier die relativen Radialgeschwindigkeiten mittels vier verschiedener Linien ermittelt.

Durch die Radialgeschwindigkeiten v_0 erfährt eine Emissionslinie der Ruhewellenlänge λ_0 (Mitte der Linie) eine Verschiebung um $\Delta\lambda_D$. Die Radialgeschwindigkeit ist bei einem sich entfernenden Objekt positiv und bei Annäherung negativ. Die relative Radialgeschwindigkeit lässt sich im nichtrelativistischen Grenzfall für $v \ll c$ mittels

$$v_{\text{rel}} = \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0} \cdot c \quad (7.1)$$

berechnen.

Durch ein Programm (WRplot) wurde das Spektrum mittels einer variablen Radialgeschwindigkeit so verschoben, bis die Linie darin mit der Gaußfunktion bei der Wellenlänge übereinstimmt. Dabei wurde die Linie in ihrem Profil der Gaußfunktion angepasst um besser den Mittelpunkt der Linie zu ermitteln. Es wurden die Radialgeschwindigkeiten für besonders starke und charakteristische Linien, wie z. B. die N [II]- und O [III]-Linien, betrachtet.

Eine Übersicht über die Linien und deren Approximation ist im Anhang unter Kapitel 10.6 begefügt. Die relativen Radialgeschwindigkeiten der einzelnen Objekte und bei bestimmten Spektrallinien ist in der Tabelle 7.2 dargestellt.

Durch das spektrale Auflösungsvermögen von $2 \cdot \Delta\lambda_D = 1,7 \text{ \AA}$ kann die Geschwindigkeitsauflösung Δv der jeweiligen Linie berechnet werden (siehe Tabelle 7.3).

7 Planetarische Nebel

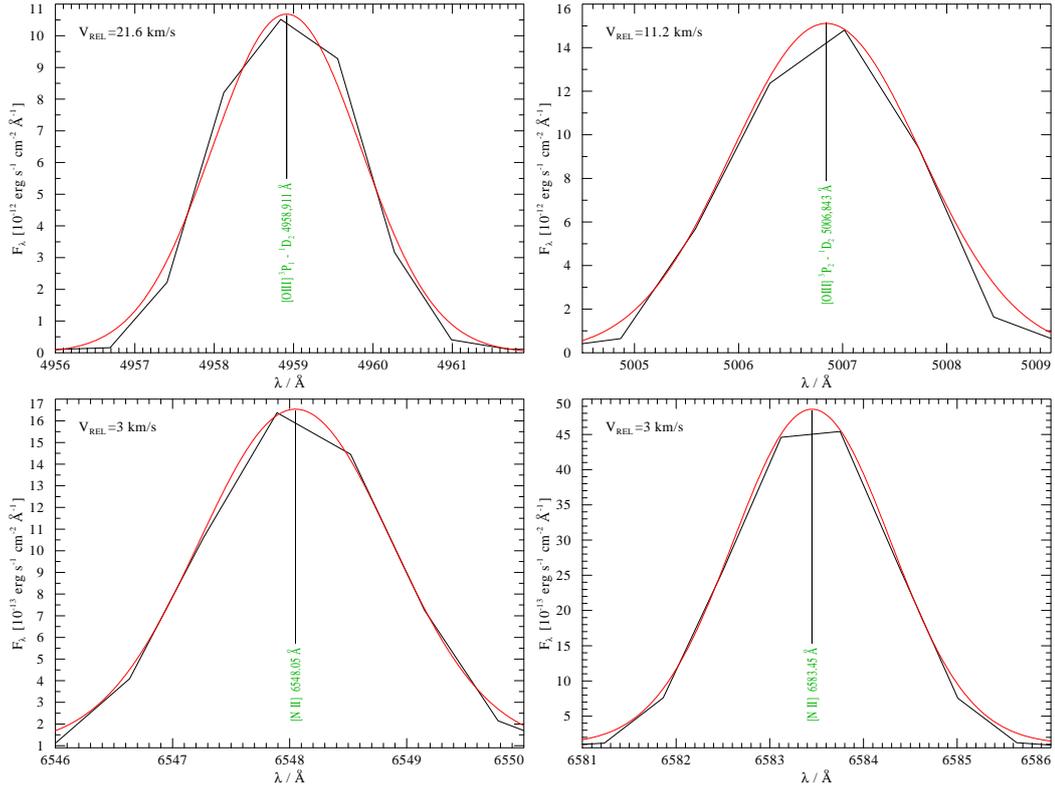


Abbildung 7.7: Sauerstofflinien aus dem Spektrum von NGC 6572, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.

Tabelle 7.2: Relative Radialgeschwindigkeiten der Objekte in km/s bei den entsprechenden Linien in Å

λ [Å]	O III	O III	N II	N II	C IV	He I	He I	Nv
	4958,91	5006,84	6548,05	6583,45	5801,33	6678,15	5875,62	6716,54
NGC 6572	22	11	3	3				
NGC 6891	101	103	5		88			
NGC 6543	-18	-16	-47	-39				
PN K3-61			-118	-118		-110	-110	
PN M4-18			-42	-43		-15		-47
IC 2003	9	110	-28	-29				

Tabelle 7.3: Geschwindigkeitsauflösung Δv durch die Spektrale Auflösung in km/s für die einzelnen Linien

Linie	O III	O III	N II	N II	C IV	He I	He I	Nv
λ [Å]	4958,91	5006,84	6548,05	6583,45	5801,33	6678,15	5875,62	6716,54
$\pm \Delta v$ [km/s]	51	51	39	39	44	38	43	38

Man erkennt, dass die Radialgeschwindigkeiten in Tabelle 7.2 um die Geschwindigkeitsauflösung in Tabelle 7.3 voneinander abweichen und sich in dieser Größenordnung befinden. Aufgrund der spektralen Auflösung ist so eine Bestimmung der relativen Radialgeschwindigkeiten (nach den einzelnen Elementen) nicht sinnvoll und so wird diese auch nicht weiter in heliozentrische Radialgeschwindigkeiten umgerechnet.

8 Spektren der Zentralsterne und WR

144

Die im Folgenden dargestellten Spektren sind die Kombination aus allen Spektren des jeweiligen Sterns in allen Wellenlängenbereichen. Dabei werden gleiche Aufnahmen und Bereiche, die sich überschneiden, durch Mittelwertbildung vereint. Zum Einen wird immer das logarithmierte Spektrum, welches geglättet wurde, dargestellt. Geglättet wird durch die Zusammenfassung und Mittelung von fünf Werten. Zum Anderen wird das rektifizierte Spektrum (normalisierter Fluss) dargestellt. Der Fluss wurde mittels eines geschätzten und nur groben Modell rektifiziert und so der normalisierte, relative Fluss berechnet. Es werden diverse identifizierte Absorptions- und Emissionslinien angezeigt. Diese entsprechen der Balmer-Serie und den Linien, welche nach Acker & Neiner (2003b) zur Identifikation des Subtyps verwendet werden. Da jedoch nicht alle Klassifikationslinien im untersuchten Wellenlängenbereich liegen und die Verhältnisse zwischen den Linien nur per Auge abgeschätzt wurden, ist die hier durchgeführte Klassifikation nur ungenau und wurde in den Diagrammen mit einem Fragezeichen versehen. Jedoch geben Acker & Neiner (2003b) keine Kriterien für die Klassifikation von [WC3]-Zentralsterne an, sodass diese Typen nur in Anlehnung an [WC4] abgeschätzt werden können.

8.1 NGC 6572

Das dargestellte Spektrum in Abbildung 8.1 ist eine Kombination aus fünf von elf aufgenommenen Spektren. Dabei wurden die Spektren mit Belichtungszeiten von nur 5 bis 30 Sekunden nicht verwendet, da dort der Stern lediglich undeutlich erkennbar und dessen Spektrum sehr schwach war, außerdem trat starkes Rauschen auf. Für die Flusskalibration dieses Sterns konnten keine Spektren aus dem PSF-Fitting verwendet werden, da die PSF nicht angepasst werden konnte. Es wurde somit mittels einer Apertur, also mit einem Kreis von zwei Spaxeln Durchmesser, das Spektrum extrahiert. So konnte das Spektrum für die Flusskalibration ermittelt werden, jedoch kaum Rauschen beseitigt werden.

Es ergibt sich ein Abfall des Spektrums bei etwa 5150 Å. Dies stellt einen Übergang zwischen zwei Spektralbereichen dar, wobei das Spektrum ab 5150 Å am roten Ende einen Anstieg verzeichnet, welcher mit einer ungenügenden Flusskalibration in diesem Bereich begründet werden kann. Nach den Kriterien von Acker & Neiner (2003b, S. 666) würde dieser Stern einem [WC4-6]-Stern entsprechen.

8.2 NGC 6891

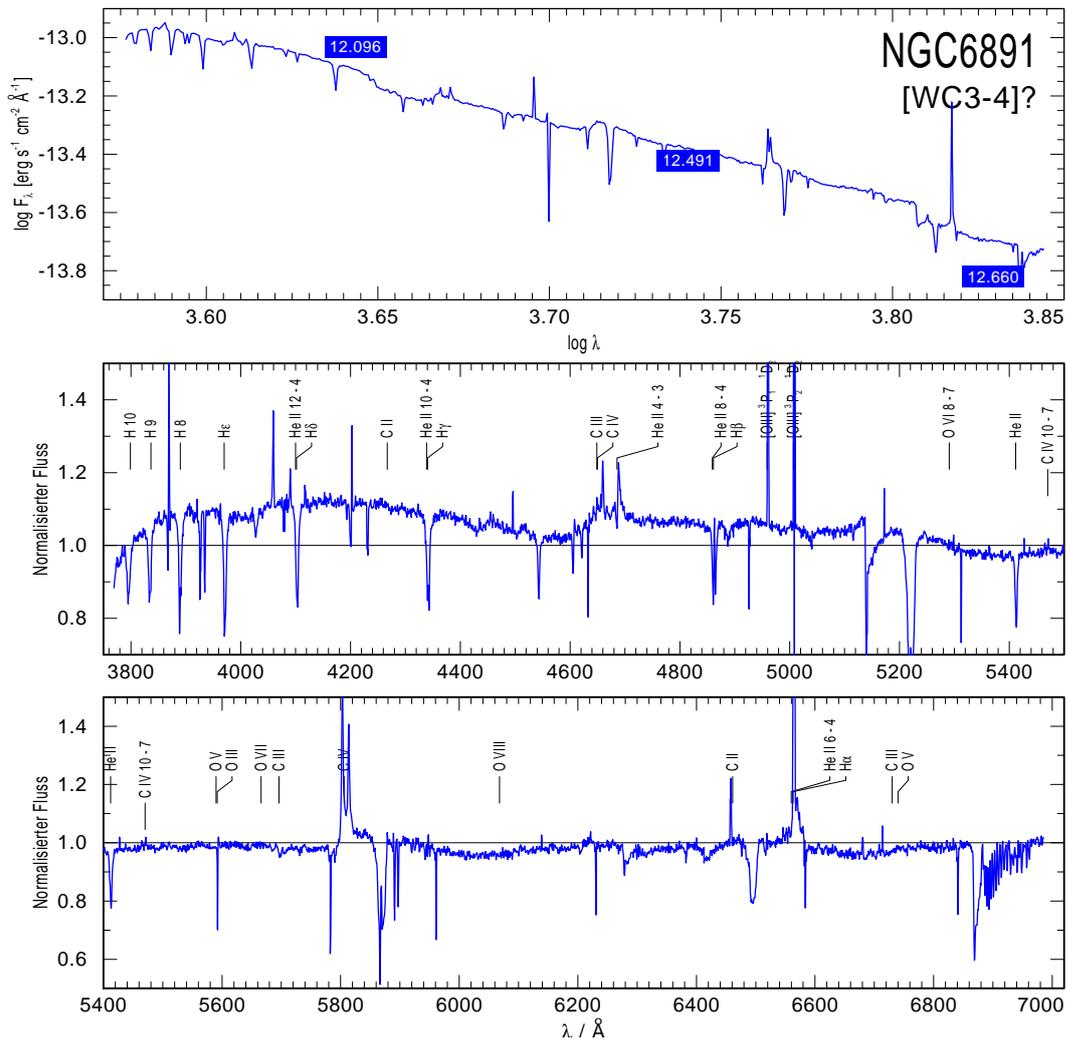


Abbildung 8.2: Kombination der Spektren von NGC 6891 in logarithmierter, geglätteter (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung (unteres Spektrum).

Das oben dargestellte Spektrum bildet die Kombination aus fünf von neun aufgenommenen Spektren dieses Sterns. Vier der Spektren waren so extrem verrauscht und unterbelichtet (nur 5 bzw. 30 Sekunden), dass diese hier nicht verwendet wurden. Der Abfall der Intensität bei etwa 5140 Å entsteht durch die unterschiedlichen Intensitäten beim Übergang zwischen zwei Spektren an deren jeweiligen Enden. Man kann diesen Zentralstern nach Acker & Neiner (2003b) als [WR3-4] klassifizieren.

8.3 NGC 6543

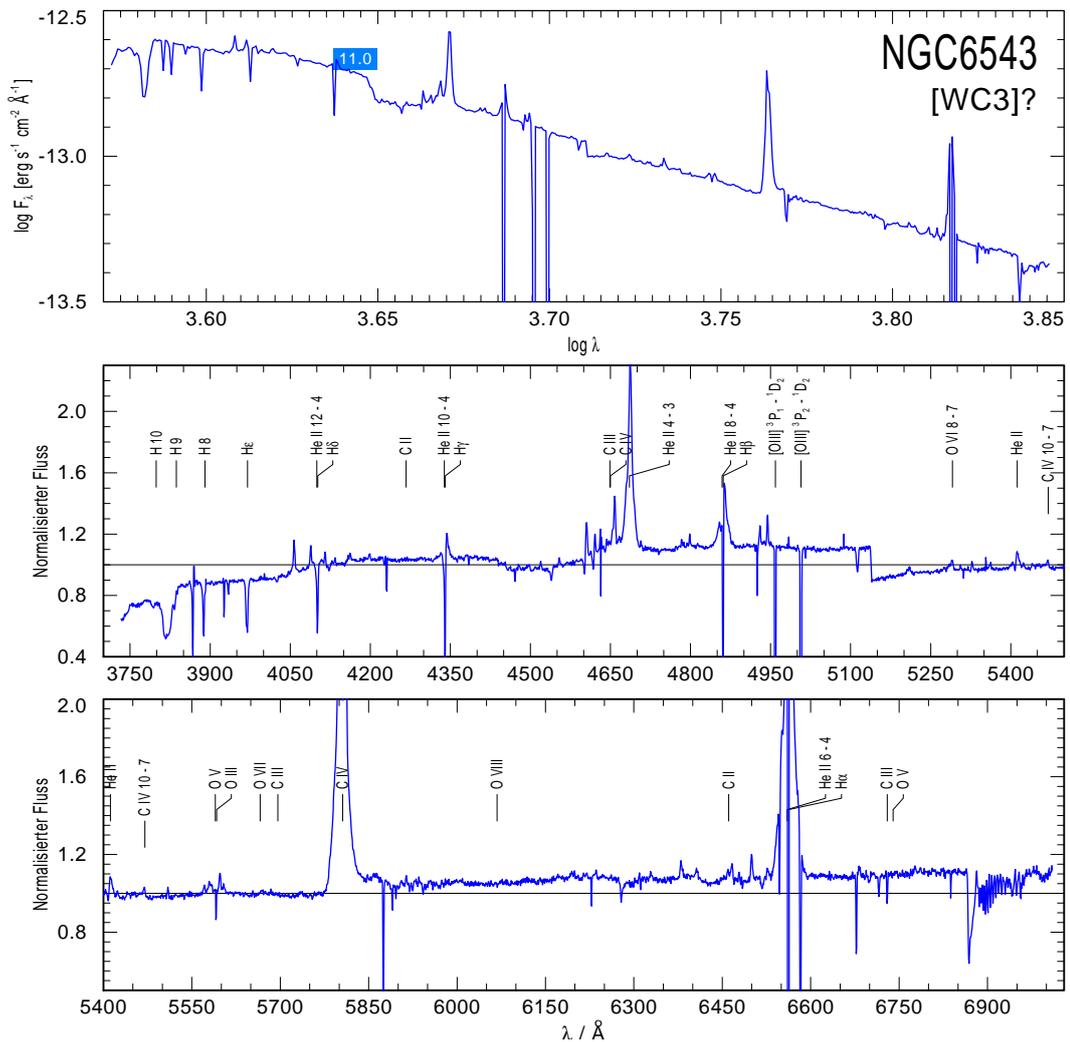


Abbildung 8.3: Kombination der Spektren von NGC 6891 in logarithmierter, geglätteter (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung (unteres Spektrum).

Bei diesem Spektrum wurden alle Spektren bis auf zwei verwendet. Die nicht verwendeten Spektren haben Belichtungszeiten von sieben bzw. zehn Sekunden und enthalten ungenügend Sternspektrum, sodass das Rauschen hier zu signifikant wird. Hier ist, wie bei NGC 6891 auch, ein unsauberer Übergang bei etwa 5150 Å zu sehen. Die Klassifizierung von Acker & Neiner (2003b) erfasst keinen solchen Stern. Nur durch die Unterschiede von [WC11]- bis zu [WC4]-Sternen konnte abgeschätzt werden, dass dieser nicht mehr einem [WC4]-Subtyp, sondern vermutlich einem [WC3]-Subtyp entspricht.

8.4 PN K3-61

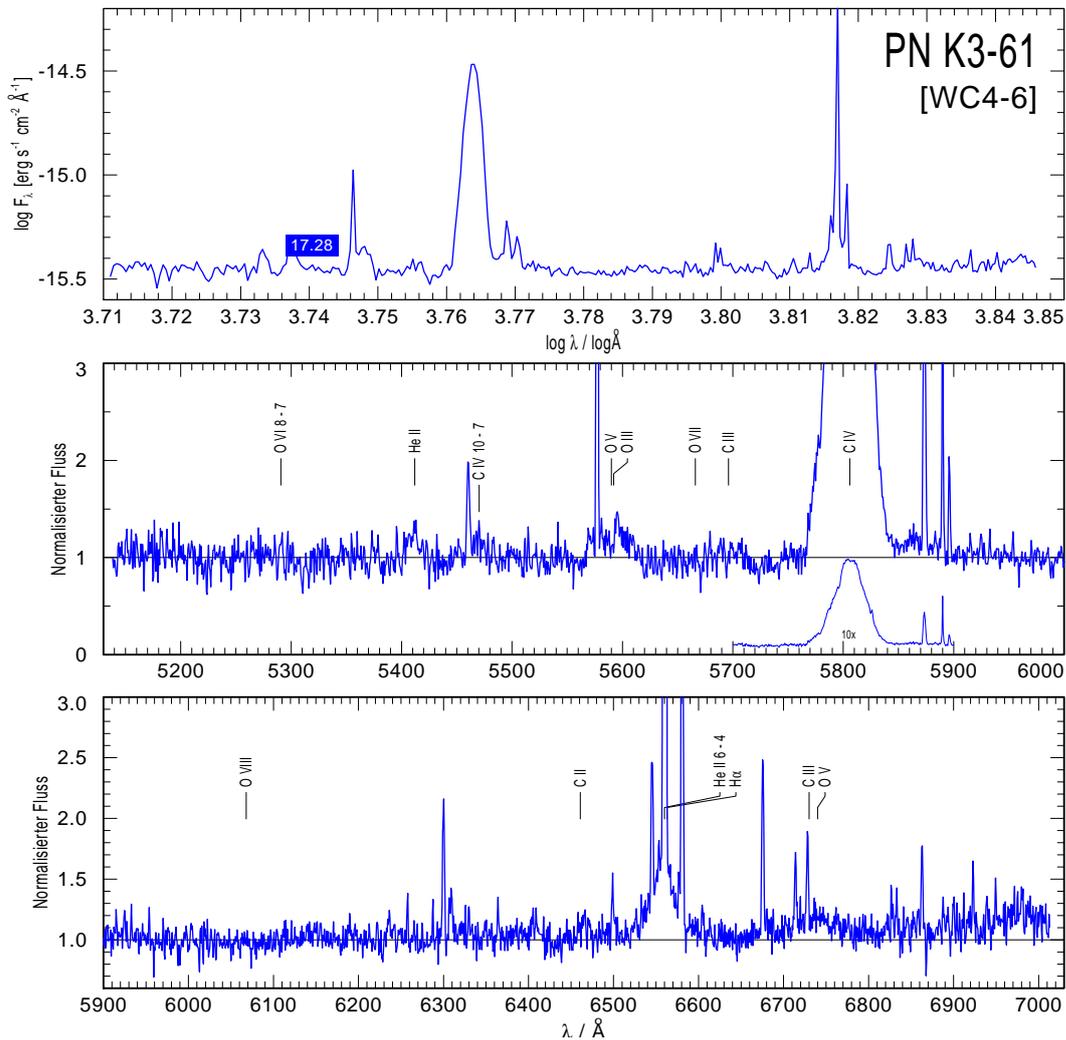


Abbildung 8.4: Kombination der Spektren von PN K3-61 in logarithmierter, geglätteter Darstellung (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung.

Vom Planetarischen Nebel K3-61 wurden insgesamt sieben Aufnahmen in drei Wellenlängenbereichen gemacht. Diese wurden alle gemittelt und in 8.4 dargestellt. Alle Aufnahmen wurden während der ersten Nacht (Staub, variierende Seeing) aufgenommen, was das starke Rauschen im Spektrum erklärt. Der Stern ist mit 13mag Helligkeit im visuellen Bereich sehr dunkel und die Aufnahme musste etwa 20 Minuten lang belichtet werden, um den Stern erkennen zu können. Jedoch genügten die Aufnahmen nicht dem PSF-Fit und so wurde wieder mittels einer Apertur (Durchmesser 2 Spaxel) das Spektrum extrahiert. Die Klassifizierung von van Altena et al. (1995) konnte hier nur bestätigt und nicht genauer auf einen Subtyp eingegrenzt werden, da in diesem Beobachtungsbereich nur wenige Identifizierungslinien liegen.

8.5 PN M4-18

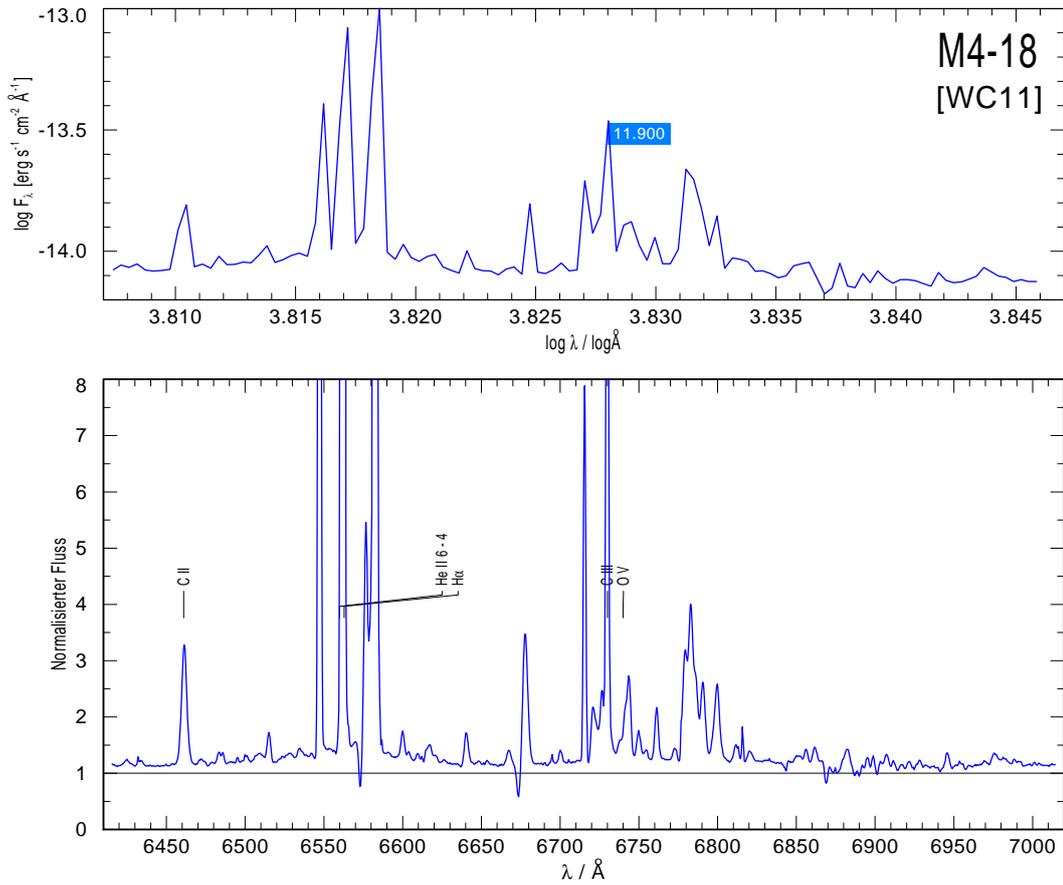


Abbildung 8.5: Das Spektrum von PN M4-18 in logarithmierter, geglätteter Darstellung (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung.

Der Planetarische Nebel M4-18 wurde in drei Aufnahmen nur im Wellenlängenbereich $6386 - 7036 \text{ \AA}$ untersucht. Obwohl dieser Zentralstern auch in der ersten Beobachtungsnacht untersucht wurde, ist dieses Spektrum kaum verrauscht. Jedoch konnte durch den kleinen Wellenlängenbereich keine Bestimmung des Subtyps durchgeführt werden.

8.6 IC 2003

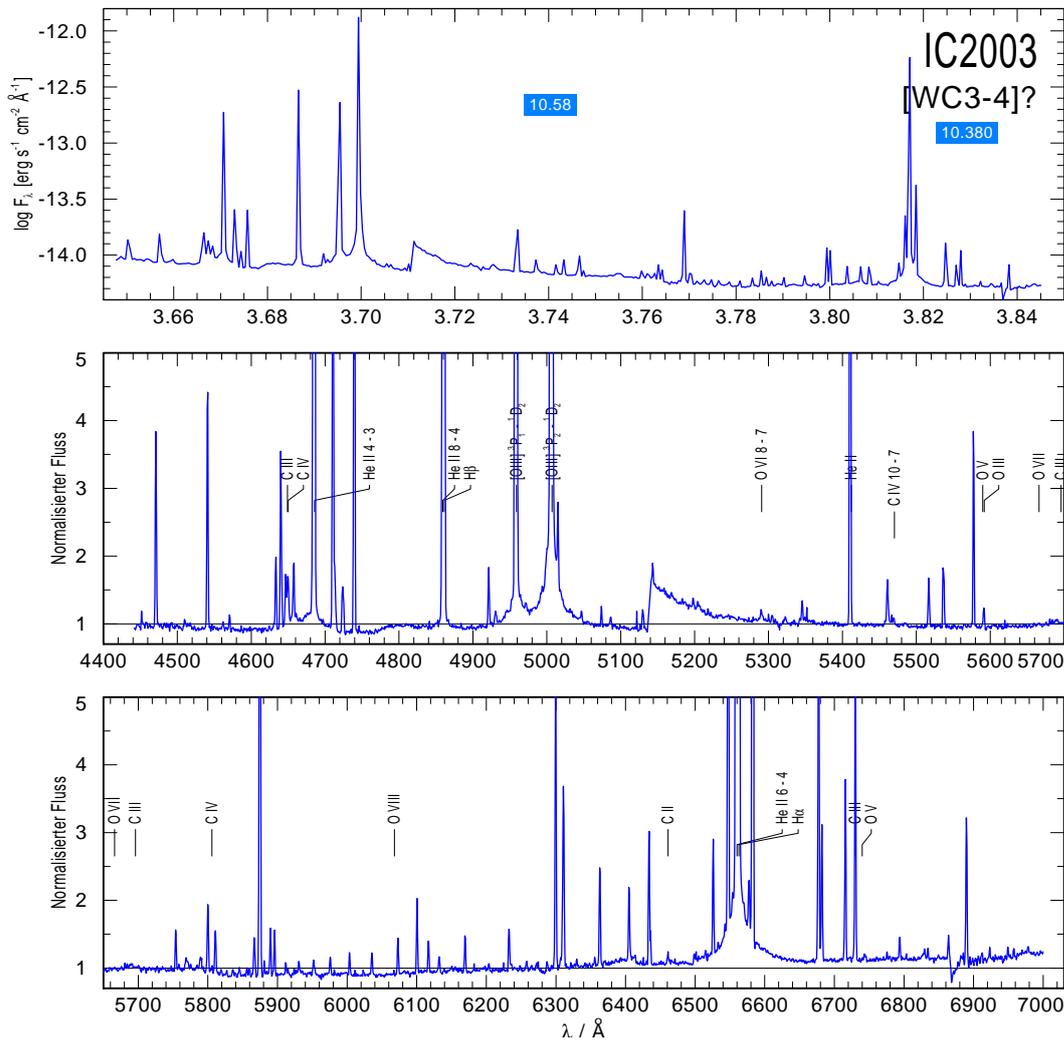


Abbildung 8.6: Kombination der Spektren von PN K3-61 in logarithmierter, geglätteter Darstellung (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung.

Ähnlich wie PN K3-61 war auch dieser Stern sehr unterbelichtet. So konnte der Stern in einer Aufnahme mit fünf Minuten Belichtungszeit nicht erkannt werden, weshalb hier auch kein Spektrum extrahiert werden konnte. In den anderen Aufnahmen, welche zwischen 12 und 20 Minuten belichtet wurden, konnte der Stern erkannt werden, jedoch keine PSF angepasst werden. So wurden mittels Aperturen die Spektren extrahiert und dann in IRAF kalibriert.

Die Aufnahmen wurden größtenteils in der zweiten Beobachtungsnacht durchgeführt, lediglich der Wellenlängenbereich von 6386 – 7036 Å wurde in der ersten Nacht beobachtet. So ist dieses Spektrum eine Kombination aus zehn Spektren. Den Emissionlinien nach zu urteilen, kann dieser Stern als [WC3-4] klassifiziert werden.

8.7 WR 144

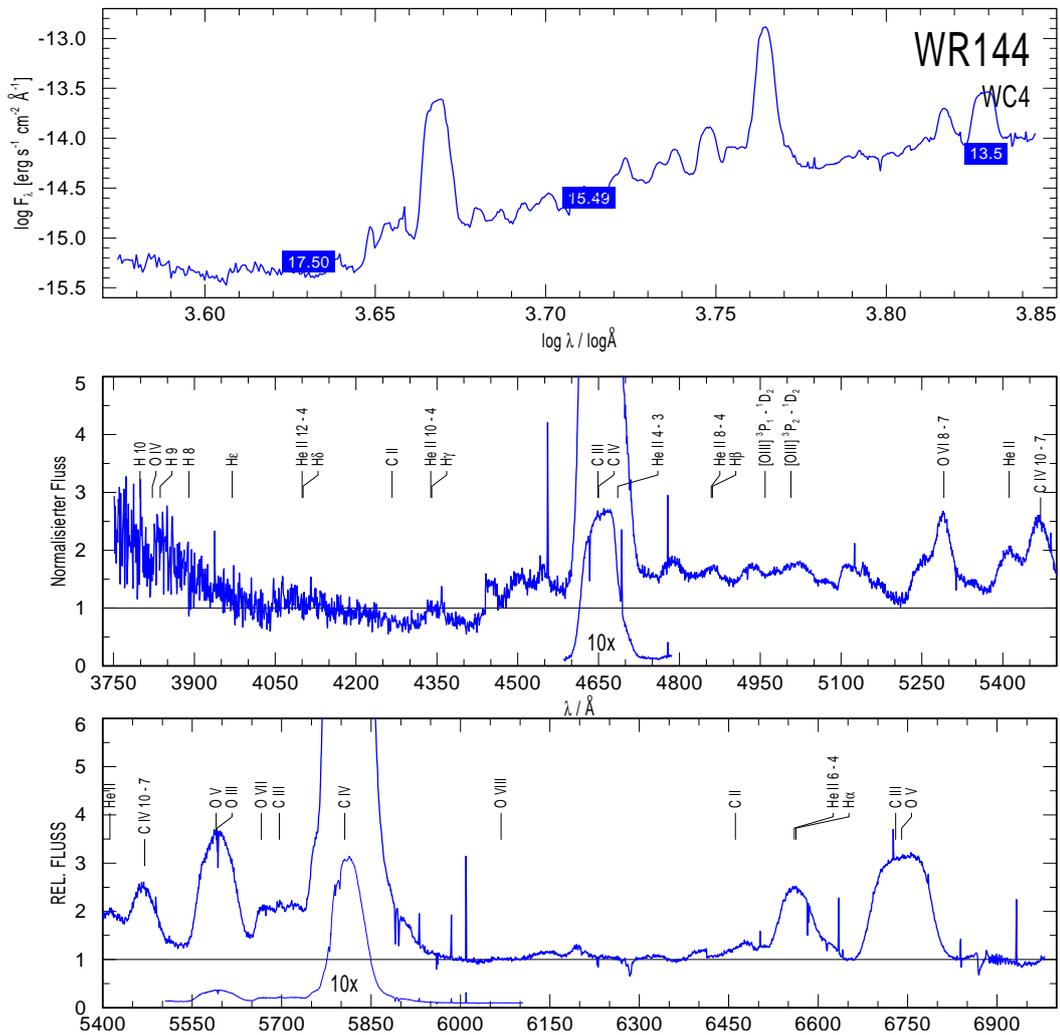


Abbildung 8.7: Kombination der Spektren von WR 144 in logarithmierter, geglätteter Darstellung (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung.

Der einzige WR-Stern wurde nur jeweils ein Mal pro Wellenlängenbereich in der zweiten Beobachtungsnacht betrachtet. Das verrauschte Spektrum von 3700 – 4463 Å wurde im Gegensatz zu den anderen Spektren doppelt solange belichtet (20 Minuten). So wurde jedoch auch das Doppelte an Hintergrundstrahlung aufgezeichnet, was hier deutlich hervortritt.

9 Schlussfolgerungen und Zusammenfassung

Der erste und auch in gewisser Hinsicht arbeitsintensivste Arbeitsschritt lag in der Beseitigung der Cosmics von den CCD-Bildern. Auch wenn für die Entfernung der Cosmics mehrere Arbeitsschritte und Fehlversuche sowie diverse Programme erforderlich waren, kann diese als gelungen betrachtet werden. Dabei stellten sich die Methode der Mittelwertbildung und auch das Programm P3D als ungeeignet heraus. Mit „bias_cosmic“ ließen sich klar erkennbare und vom Spektrum differenzierbare Cosmics automatisch und großflächig entfernen. Jedoch benötigte das Herantasten an die richtigen Parameter viel Zeit und es war später trotzdem noch eine manuelle Entfernung der verbliebenen Cosmics notwendig. Diese konnte mit IRAF in zeitaufwändiger, aber einfacher Handarbeit durchgeführt werden. Im Rückblick ist die schlechte Darstellungsmöglichkeit in DS9 jedoch problematisch und führt zu keiner vollständigen Entfernung der Cosmics.

Die Bearbeitungssoftware P3D vereint viele Reduktionsaufgaben und setzt diese auch präzise um. So konnte eine exakte Wellenlängenkalibration durchgeführt werden. Einzig die Spektrallinien, welche als Vergleich benötigt werden, sind in unzureichender Zahl vorhanden. Auch die Sensitivitätskorrektur wurde ohne Weiteres durchgeführt. Die Extraktion der Spektren in Form von RSS-Daten konnte durchgeführt und damit ohne Auffälligkeiten weiter verarbeitet werden. Bei der Wellenlängenkalibration wurde ein Teil des Spektrums in der Kurvenanpassung abgeschnitten. Könnte man die Daten bereits im Vorfeld kombinieren und dann erst eine Wellenlängenkalibration durchführen, wäre der Datenverlust wesentlich geringer. Alternativ müssen weit überlappende Wellenlängenbereiche aufgenommen werden.

Die Flusskalibration, als ein zentrales Thema dieser Arbeit, wurde mit zwei verschiedenen Datengrundlagen durchgeführt. Als grundlegende Technik wurde hier IRAF für die Kalibration verwendet. Es stellte sich die Daten der ESO für Standardsterne und das gegebene Extinktionsmodell als fragwürdig heraus. Durch die Aufteilung von IRAF in drei verschiedene Arbeitsschritte, welche zum Teil eine interaktive Bearbeitung benötigten, war diese Kalibration relativ aufwändig.

Bei der Bearbeitung der aus P3D gewonnenen RSS stellte sich heraus, dass der Hintergrund von Standardstern und Objekt zu verschieden war und somit die Flusskalibration teilweise fehlschlug. Des Weiteren war das Rauschen zu stark ausgeprägt für die Analyse. So wurde eine zweite Flusskalibration und gleichzeitig eine Beseitigung des Hintergrundrauschens mittels der PSF-Anpassung durchgeführt. Dabei wurden die Daten im Vorfeld mit einer Gaußfunktion approximiert. Mittels der durch das PSF-Fitting gewonnenen Daten konnten dann aber auch Aussagen über

9 Schlussfolgerungen und Zusammenfassung

die Aufnahmebedingungen getroffen werden, wie zum Beispiel über die Verschiebung des Sterns innerhalb einer Beobachtung. Am Ende konnten diese Daten wieder mit IRAF kalibriert und so eine relative Flusskalibration durchgeführt werden, welche es ermöglichte, Spektren zu extrahieren. Bei der Kontrolle der Flusskalibration anhand der Standardsterne konnte festgestellt werden, dass durch den Staub und die damit verminderte Transparenz der Luft, nur ein Bruchteil des Flusses registriert werden konnte. Damit sind auch die Flüsse der Objekte zum Teil so niedrig, dass die Spektren nicht verwendet werden konnten. Die gewonnenen Spektren haben relative Flüsse, welche weit unter den Flüssen photometrischer Beobachtungen liegen.

Bei der Kombination der Spektren am Ende der Bearbeitung konnte festgestellt werden, dass die Überlappungsbereiche sehr knapp aber ausreichend waren. Durch die Häufigkeit der gleichen Aufnahmen und durch die Mittelung dieser konnte nochmals das Rauschen geglättet werden.

Insgesamt kann die Datenreduktion als erfolgreich angesehen werden. Da es hier keine Pipeline für die Reduktion gab, musste mit vielen verschiedenen Methoden experimentiert werden. Einige dieser Methoden erbrachten nicht die gewünschten Ergebnisse oder benötigten einen größeren Arbeitsaufwand als im Vorfeld gedacht. So konnten relativ-kalibrierte Spektren gewonnen werden, die dann für die jeweiligen Objekte betrachtet wurden, um so Erkenntnisse über die physikalischen Eigenschaften dieser Planetarischen Nebel zu gewinnen.

10 Anhang

10.1 Ermitteltes Seeing der beiden Beobachtungsnächte

Datum und Uhrzeit	Seeing in ''						
5.9.07 19:27	1,5	6.9.07 00:04	1,1	6.9.07 19:36	0,7	7.9.07 00:19	0,9
5.9.07 20:51	1,4	6.9.07 00:29	1,2	6.9.07 19:56	0,9	7.9.07 00:32	0,8
5.9.07 21:27	1,1	6.9.07 00:52	1,1	6.9.07 19:56	0,9	7.9.07 01:02	0,8
5.9.07 21:56	1,0	6.9.07 01:27	1,4	6.9.07 20:15	0,9	7.9.07 01:17	1,0
5.9.07 22:24	1,2	6.9.07 01:45	1,2	6.9.07 20:24	0,8	7.9.07 01:59	1,7
5.9.07 22:40	1,1	6.9.07 02:05	1,8	6.9.07 20:27	1,2	7.9.07 02:06	1,5
5.9.07 23:04	1,0	6.9.07 02:25	2,2	6.9.07 20:29	1,2	7.9.07 02:27	1,4
5.9.07 23:43	1,1	6.9.07 02:39	1,8	6.9.07 20:51	1,0	7.9.07 02:42	1,3
		6.9.07 02:56	1,2	6.9.07 21:11	1,2	7.9.07 03:54	1,0
		6.9.07 03:14	1,3	6.9.07 21:35	1,2	7.9.07 04:09	1,1
		6.9.07 04:05	1,3	6.9.07 21:50	1,0	7.9.07 04:27	1,1
		6.9.07 04:33	1,3	6.9.07 22:20	1,0	7.9.07 04:50	1,1
		6.9.07 04:45	1,5	6.9.07 22:51	1,0	7.9.07 04:57	1,1
				6.9.07 22:50	1,0		
				6.9.07 23:11	1,0		
				6.9.07 23:18	1,0		
				6.9.07 23:25	1,0		
				6.9.07 23:25	0,8		

10.2 IDL-Quelltext zur Erstellung des Masterbias

```

PRO allbiasmedian05
; a hat die Form [0:10, 0:1049, 0:2075]
Nbias = 11
a = lonarr(Nbias,1050,2075)
a[0,*,*] = readfits('run97_00002b.fits')
a[1,*,*] = readfits('run97_00119b.fits', head2)
a[2,*,*] = readfits('run97_00120b.fits')
a[3,*,*] = readfits('run97_00121b.fits')
a[4,*,*] = readfits('run97_00122b.fits')
a[5,*,*] = readfits('run97_00123b.fits')
a[6,*,*] = readfits('run97_00124b.fits')
a[7,*,*] = readfits('run97_00125b.fits')
a[8,*,*] = readfits('run97_00126b.fits')
a[9,*,*] = readfits('run97_00127b.fits')

```

10 Anhang

```
a[10,*,*] = readfits('run97_00128b.fits')
b = lonarr(Nbias)
cmed = lonarr(1050 , 2075)
START = SYSTIME(1) & $
FOR i = 0 , 1049 DO BEGIN
    FOR j = 0 , 2074 DO BEGIN
        b[*] = a[* , i , j]
        cmed[i,j] = median(b)
    END
END
END
STOP = SYSTIME(1) & $
print , 'Elapsed time for median calculation:'' , STOP - START , ''s''
writefits, 'allbiasmedian05.fits' , cmed, head2
END
```

10.3 IDL-Quelltext zur Erstellung des Masterflat für den Wellenlängenbereich 6386 - 7036 Å

```
PRO allflatmedian54310
; a hat die Form [0:4, 0:1049, 0:2075]
Nbias = 5
a = lonarr(Nbias,1050,2075)
a[0,*,*] = readfits('run97_00153b.fits')
a[1,*,*] = readfits('run97_00152b.fits', head2)
a[2,*,*] = readfits('run97_00133b.fits')
a[3,*,*] = readfits('run97_00132b.fits')
a[4,*,*] = readfits('run97_00131b.fits')
b = lonarr(Nbias)
cmed = lonarr(1050 , 2075)
START = SYSTIME(1) & $
FOR i = 0 , 1049 DO BEGIN
    FOR j = 0 , 2074 DO BEGIN
        b[*] = a[* , i , j]
        cmed[i,j] = median(b)
    END
END
END
STOP = SYSTIME(1) & $
print , 'Elapsed time for median calculation:'' , STOP - START , ''s''
writefits, \'allflatmedian54310.fits\' , cmed, head2
END
```

10.4 Linienlisten für die Wellenlängenkalibration

Durch die Nachkommastellen ist lediglich die Identifizierung der Linien in Linienlisten einfacher. Sie dienen nicht einer genaueren Kalibration.

10.4.1 Erweiterte P3D-Linienliste für die Quecksilber-Neon-Lampe I

Wellenlänge in Å	Element	Quelle	Intensität nach NIST	Beurteilung der Intensität
3906,000	Hg	P3D (hg_100_osram.dat)	40	sichtbar
4046,563	Hg	P3D (hg.dat)	12000	sehr stark
4077,831	Hg	P3D (hg.dat)	1000	stark
4108,054	Hg	von Bruns et al. (1950)	70	sehr schwach
4203,270	Hg	von Paschen (1919)	20	sehr schwach
4232,323	Ne	von Paschen (1919)	10	sichtbar
4339,220	Hg	P3D (hg.dat)	50	sichtbar
4347,490	Hg	P3D (hg.dat)	150	stark
4358,328	Hg	P3D (hg.dat)	12000	sehr stark
5156,6672	Ne	von Bruns et al. (1950)	500	schwach (sichtbar)
5182,3200	Ne	von Bruns et al. (1950)	20	schwach
5210,5672	Ne	von Bruns et al. (1950)	500	schwach (sichtbar)
5298,1891	Ne	von Bruns et al. (1950)	1500	sichtbar
5330,7800	Ne	P3D (ne.dat)	6000	sichtbar
5342,1850	Ne	P3D (ne.dat)	10	sichtbar
5400,5620	Ne	P3D (ne.dat)	20000	sichtbar
5433,6513	Ne	von Bruns et al. (1950)	2500	sehr schwach
5448,5091	Ne	von Bruns et al. (1950)	1500	schwach
5460,7350	Hg	P3D (hg.dat)	6000	sehr stark
5562,7662	Ne	von Bruns et al. (1950)	5000	sichtbar
5656,6588	Ne	von Bruns et al. (1950)	5000	sichtbar
5689,8163	Ne	von Bruns et al. (1950)	1500	sichtbar
5719,2248	Ne	von Bruns et al. (1950)	5000	sichtbar
5748,2990	Ne	P3D (ne.dat)	5000	sichtbar
5764,4180	Ne	P3D (ne.dat)	7000	stark
5769,5980	Hg	P3D (hg.dat)	1000	stark
5790,6400	Hg	P3D (hg.dat)	900	sichtbar
5804,0900	Ne	von Ehrhardt (1970)	750	sichtbar
5820,1480	Ne	P3D (ne.dat)	5000	sichtbar

10.4.2 Erweiterte P3D-Linienliste für die Quecksilber-Neon-Lampe II

Wellenlänge in Å	Element	Quelle	Intensität laut NIST
6382,9914	Ne I	P3D (ne.dat)	1000
6402,246	Ne I	P3D (ne.dat)	2000
6506,5279	Ne I	P3D (ne.dat)	1500
6532,8824	Ne I	P3D (ne.dat)	1000
6598,9529	Ne I(6)	P3D (ne.dat)	1000
6652,0925	Ne	von (Bruns et al. 1950)	1500
6678,2764	Ne I	P3D (ne.dat)	5000
6717,0428	Ne I	P3D (ne.dat)	700
6907,0000	Hg	hg_100_osram (sehr schwach)	1000
6929,468	Ne I(6)	P3D (ne.dat)	100000
7024,05	Ne	P3D (ne.dat)	34000
7032,4127	Ne I(1)	P3D (ne.dat)	85000

10.5 IDL-Quelltext zur Erstellung des PSF-Fits

```

FUNCTION gauss2 , X , Y , A
;; implementation of the 2D Gauss function as in IDL GAUSS2DFIT
  Z = A[0] + A[1]*exp(-0.5*((X-A[4])/A[2])^2 + ((Y-A[5])/A[3])^2))
  RETURN , [Z]
END

FUNCTION PQ_Limits , X
; integration limits w.r.t. the integration variable 'y' must be
; given as a function, accepting X and returning a 2-element vector
  RETURN , [0,15]
END

;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;;
PRO psffit, fitsname

;; reads in CUBE file in fits-format, determines and shows PSF
; ARGUMENTS: name of .fits file
; integration limits w.r.t. to the integration variable 'x' must be
; given as a two-element vector
AB_Limits = [0,15]
; read in fits file
cube = Readfits (fitsname, h0)
; get wavelengths
wavebegin      = sxpar(h0, 'CRVAL3')
waveincrement  = sxpar(h0, 'CDELTA3')

```

10.5 IDL-Quelltext zur Erstellung des PSF-Fits

```
; determine size of the cube : spaxel(x) x spaxel(y) x lambdasteps
cubesize = SIZE(cube)
PRINT , cubesize

fluxvector = MAKE_ARRAY(cubesize[3])

cube_min = MIN(CUBE)
cube_max = MAX(CUBE)
; resampling factor , choose 1 for no resampling
resamplefac = 1

oldsize1 = cubesize[1]
oldsize2 = cubesize[2]

newsize1 = resamplefac * oldsize1
newsize2 = resamplefac * oldsize2

newpic = MAKE_ARRAY(newsize1,newsize2)
testxy = MAKE_ARRAY(newsize1,newsize2)

GET_LUN, thislun
OPENW, thislun, fitsname + 'fwhm'
PRINTF , thislun , "# lambda", "FWHM_x" , "FWHM_y" , "x_0", "y_0", "theta"

GET_LUN, fluxdat
OPENW, fluxdat, fitsname + '.flux'
PRINTF, fluxdat, "# lambda " , " flux in counts " , " bg in counts / spaxel"

FOR ilam = 0 , cubesize[3] -1 DO BEGIN

    wavelength = wavebegin + ilam * waveincrement
    picture = cube[*,*,ilam]
    print , 'lambda =', wavelength

; resampling
IF resamplefac NE 1 THEN BEGIN
newpic = CONGRID (picture,newsize1,newsize2,/INTERP)
ENDIF ELSE BEGIN
    newpic = picture
ENDELSE

params = MAKE_ARRAY(7)
localparams = MAKE_ARRAY(7)
;; g1 = GAUSS2DFIT(newpic,params,/TILT)
```

10 Anhang

```
g1 = GAUSS2DFIT(newpic,params)
; calculate fitted function for each spaxel
FOR myu = 0, newsize1 - 1 DO BEGIN
  FOR myv = 0 ,newsize2 - 1 DO BEGIN
    testxy[myu,myv] = CALL_FUNCTION('gauss2',myu,myv,params)
  ENDFOR
ENDFOR

; also integrate:
localparams = params
localparams[0] = 0. ; do not integrate over background:
                    ; fittedgauss = truegauss + background
                    ; params[0] = background
flux_2d = myINT_2D('gauss2',localparams,AB_Limits,'PQ_Limits',48)

PRINT,'background=',params[0], ' x-FWHM=',2*SQRT(2*ALOG(2))*params[2]/resamplefac, $
      ' y-FWHM',2*SQRT(2*ALOG(2))*params[3]/resamplefac, flux_2d

SURFACE , newpic , ZRANGE=[0, cube_max]
SURFACE , testxy , COLOR = 130, /NOERASE , ZRANGE=[0 , cube_max]
;; SHADE_SURF, newpic

PRINTF , thislun , wavelength ,
2*SQRT(2*ALOG(2))*params[2]/resamplefac,2*SQRT(2*ALOG(2))*params[3]/resamplefac, $
  params[4],params[5] ;;,params[6]
PRINTF , fluxdat , wavelength, flux_2d, params[0]

fluxvector[ilam] = flux_2d

ENDFOR ; end of loop over wavelengths

CLOSE, thislun
FREE_LUN, thislun

CLOSE, fluxdat
FREE_LUN, fluxdat

; Schreiben des extrahierten Spectrums in ein fits-File
h = STRARR(36)

sxaddpar, h, 'SIMPLE' , 'T'      , ' file does conform to FITS standard'
sxaddpar, h, 'BITPIX' , -32     , ' number of bits per data pixel'
sxaddpar, h, 'NAXIS' , 1        , ' number of data axes'
sxaddpar, h, 'NAXIS1',cubesize[3], ' length of data axis 1'
```

10.6 Relative Radialgeschwindigkeiten

```

sxaddpar, h, 'NAXIS2', 1, ' length of data axis 2'
sxaddpar, h, 'EXTEND', 'T', ' FITS dataset may contain extensions'
sxaddpar, h, 'CRVAL1', wavebegin
sxaddpar, h, 'CDELTA1', waveincrement
sxaddpar, h, 'CUNIT1', 'ANGSTROM'
sxaddpar, h, 'BZERO', 0.0, ' offset data range to that of unsigned short'
sxaddpar, h, 'BSCALE', 1.0, ' default scaling factor'
; sxaddpar, h, 'AIRMASS', airmass, ' airmass'
; sxaddpar, h, 'EXPTIME', exptime, ' exposure time [s]'
sxaddpar, h, 'BUNIT', 'counts'

specout = fitsname + 'spec.fits'
writefits, specout, fluxvector, h

end

```

10.6 Relative Radialgeschwindigkeiten

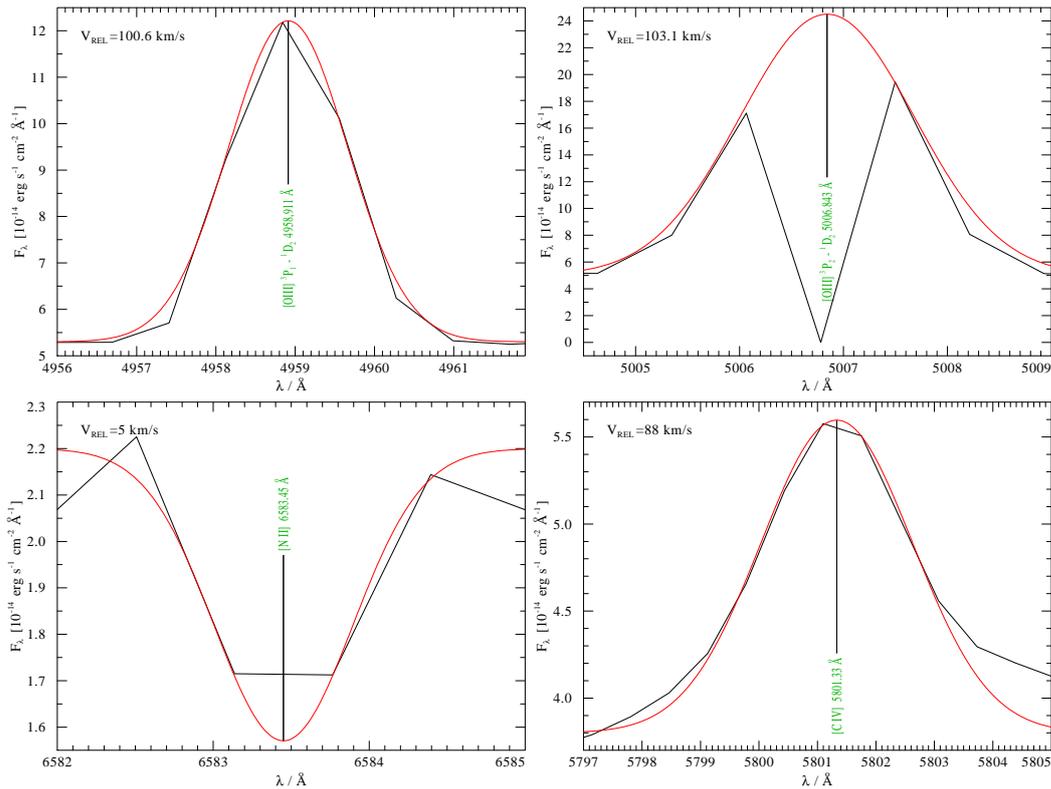


Abbildung 10.1: Sauerstoff- und Stickstofflinien aus dem Spektrum von NGC 6891, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.

10 Anhang

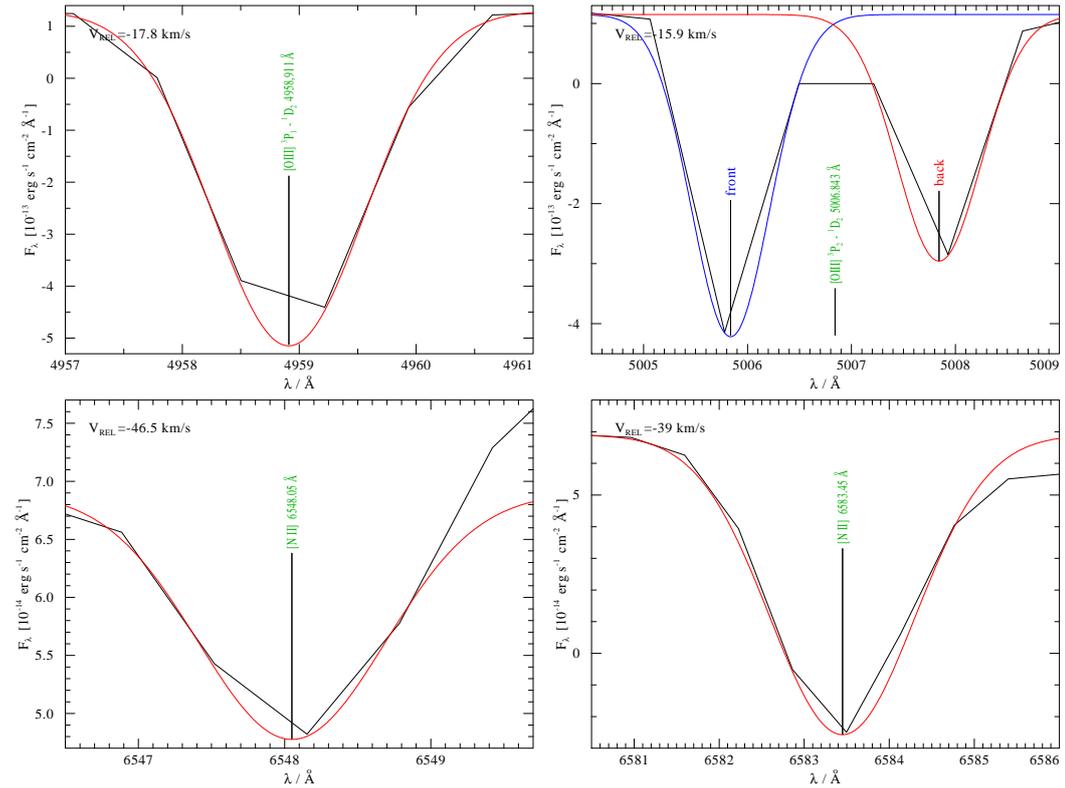


Abbildung 10.2: Sauerstoff- und Stickstofflinien aus dem Spektrum von NGC 6543, mit Gaußfunktion (rot bzw. blau) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.

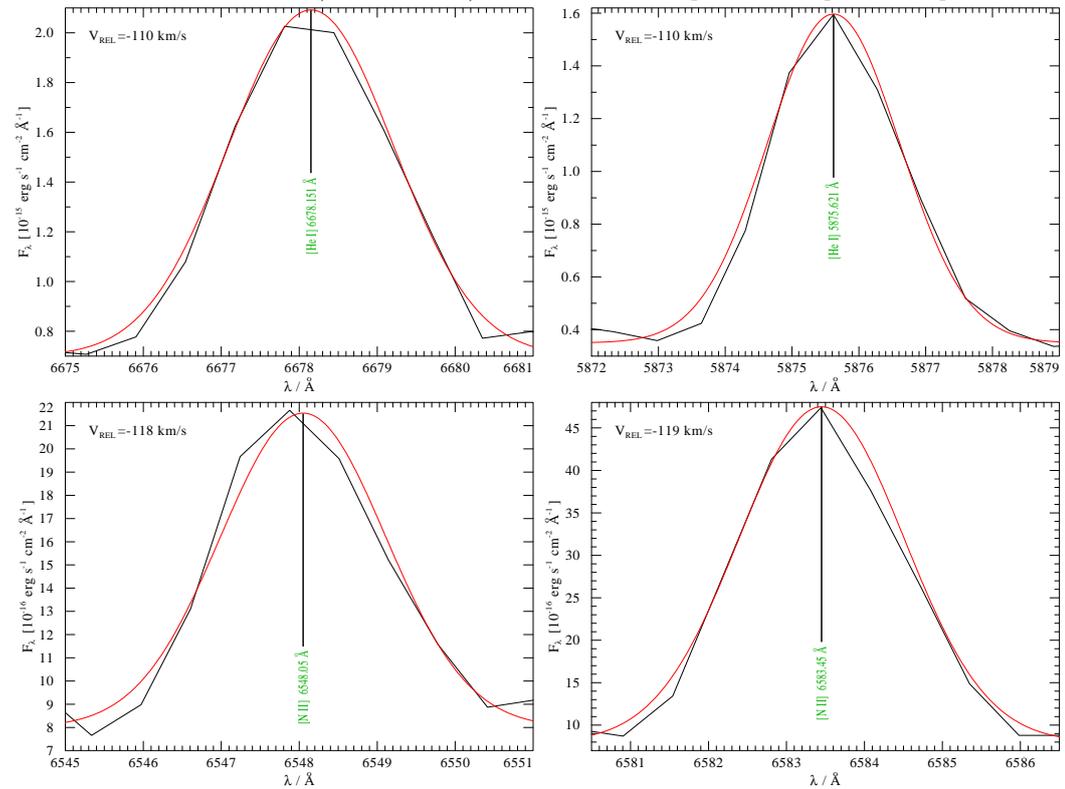


Abbildung 10.3: Helium- und Stickstofflinien aus dem Spektrum von PN K3-61, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.

10.6 Relative Radialgeschwindigkeiten

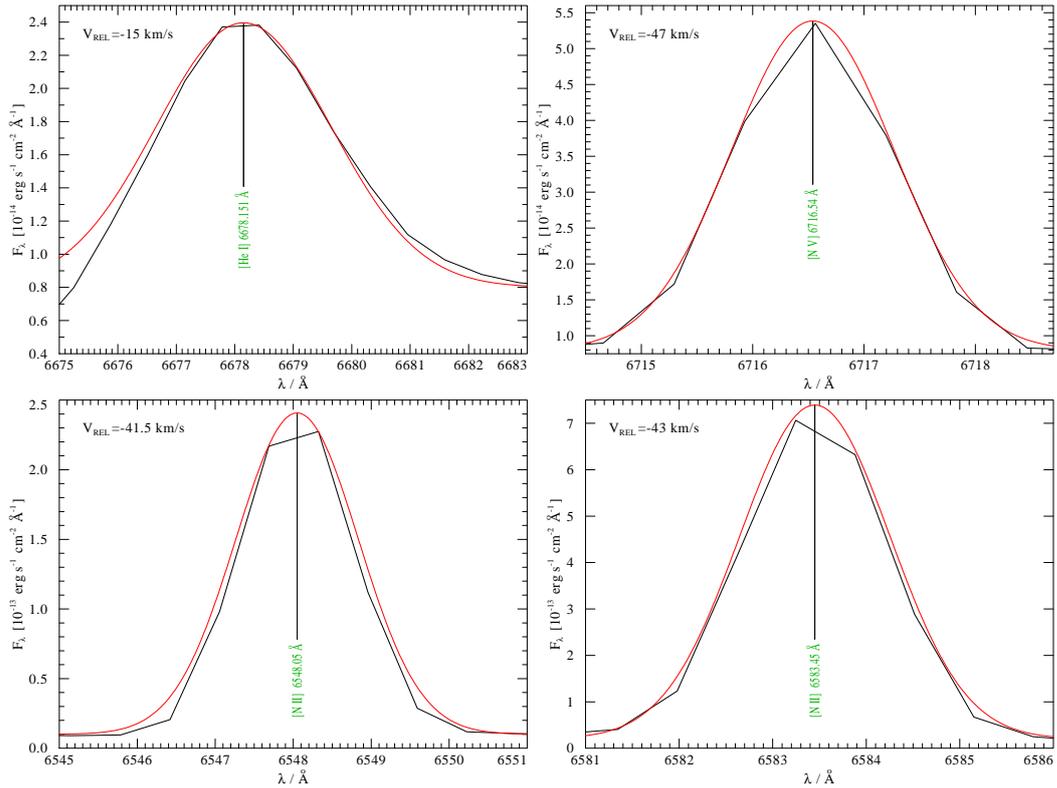


Abbildung 10.4: Stickstoff- und Heliumlinien aus dem Spektrum von PN M4-18, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.

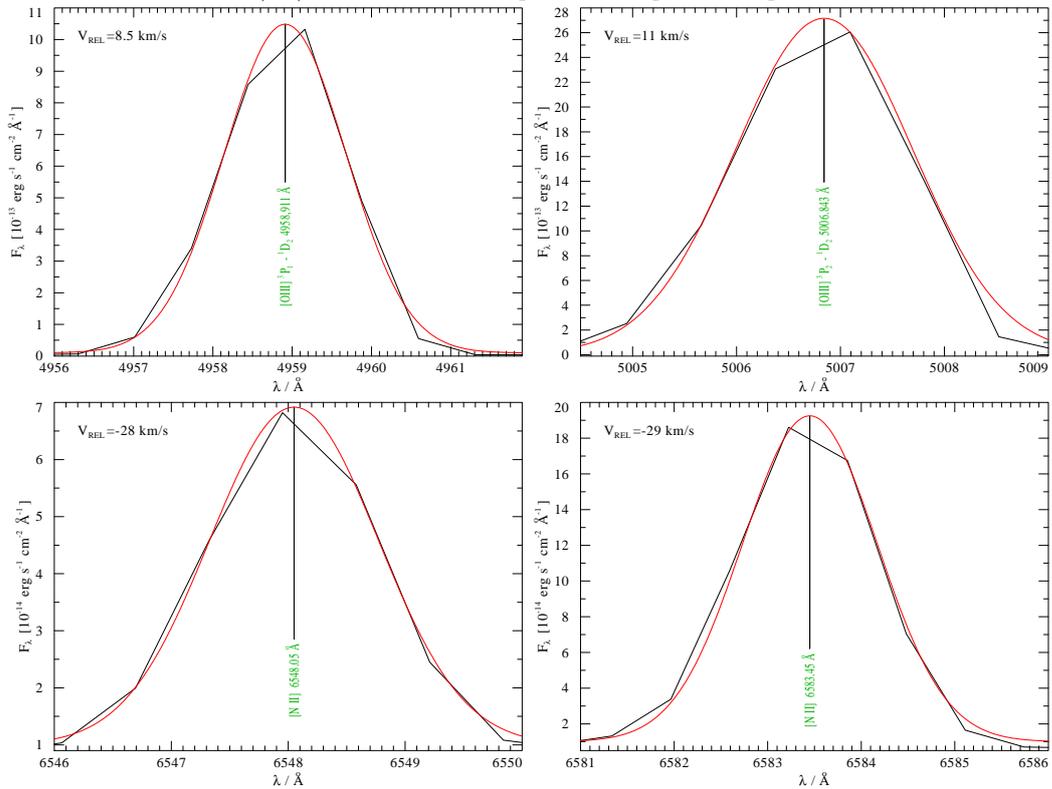


Abbildung 10.5: Sauerstofflinie aus dem Spektrum von IC 2003, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Kompositionsaufnahme von NGC 6543 aus einer optischen Hubble-Space Telescope-Aufnahme und einer Aufnahme von CHANDRA im Röntgen-Bereich.	7
1.2	Hertzsprung-Russell-Diagramm mit der gesamten Entwicklung eines Zentralsterns mit einer Ausgangsmasse von zwei Sonnenmassen. . . .	8
1.3	Schematischer Aufbau eines AGB-Sterns mit Wasserstoffschale (rot).	9
2.1	Zwei Ansichten der Hufeisen-Montierung und des Teleskops (H. Todt).	13
2.2	PMAS Ansicht 1 (H. Todt).	14
2.3	PMAS Ansicht 2 (H. Todt).	14
2.4	Aufbau des Teleskops und der Kuppel.	15
2.5	Aufbau eines Datenkubus für einen Planetarischen Nebel, Abbildung nach Roth et al. (2004, S. 534).	16
2.6	Profil der Gaußfunktion (grün, rosa) für eine starke Neonlinie (schwarz) der Kalibrationslampe zum roten Ende (links) und blauen Ende (rechts) des beobachteten Wellenlängenbereichs.	19
2.7	Verlauf des Seeings (in ") in der Nacht vom 5.9 (links) und 6.9 (rechts).	20
2.8	Abschätzung des Signal-Rausch-Verhältnisses am Beispiel des Spektrums von NGC 6572. Das Signal S wurde als durchgehende rote Linie eingezeichnet. Mit den gestrichelten Linien wurden die obere und untere Grenze des Rauschens vermerkt.	21
2.9	Masterbias aus der ersten Beobachtungsnacht. Die weißen Punkte (im grünen Kreis) sind gesättigte Pixel, da diese in allen elf Aufnahmen und somit auch auf dem Masterbias auftraten. Die violette Farbe spiegelt einen Wert von etwa 640 Counts und die grüne Färbung von 660 Counts wider, somit variiert die Vorspannung um etwa 20 Counts.	23
2.10	Masterflat für den Gitterwinkel von -54.31° . Die senkrechten Linien sind das aufgespaltene Licht der einzelnen Fasern. Diese umfassen jeweils 16 Gruppen von je 16 Linien und entsprechen den 16×16 Linsen bzw. den Fasern. Es lassen sich mehrere gebogene waagerechte Linien erkennen, bei denen es sich um tellurische Absorptionslinien handelt.	24
2.11	Aufnahme der Belichtung mit einer Kontiumlampe.	25

3.1	Ausschnitt einer Aufnahme von NGC 6543 im unbearbeiteten Zustand. Man sieht relativ mittig einige unregelmäßig verteilte Cosmic. Des Weiteren sieht man einen Cosmic, welcher genau auf einer Linie (in einem Spektrum) liegt.	27
3.2	Ausschnitt einer Aufnahme von IC 2003 mit hervorgehobenen Cosmics (gelbe Kreise) und Fehlpixel mit Schweif (gelbes Rechteck). Diese Aufnahme gehört zum Wellenlängenbereich von 6386 Å bis 7036 Å. Das Bild wurde im mathematisch positiven Sinn um 90° gedreht wurde.	28
3.3	Mittelwert-Aufnahme von vier Aufnahmen von IC 2003 ohne Cosmics und mit verbliebenem Fehlpixel mit Schweif (gelbes Rechteck). In den einzelnen Aufnahmen hatte augenscheinlich der Stern die gleiche Position.	30
3.4	Bereinigte Aufnahme („bias.cosmic“) von IC 2003 mit verbliebenen Cosmics (gelbe Kreise), neu erkannten Cosmics (rote Kreise) und dem Fragment des Fehlpixels mit Schweif (gelbes Rechteck).	33
3.5	Bereinigte Aufnahme von IC 2003 mit Cosmics (gelber und roter Kreis) und dem Fragment des Fehlpixels mit Schweif (gelbes Rechteck).	34
3.6	Endgültige Aufnahme von IC 2003 mit verbesserter Skalierung.	34
4.1	Darstellung einer Aufnahme mit Kontinuumslicht, entlang der Dispersionsachse. Kontrollansicht von P3D über alle ermittelten Spektren.	37
4.2	Aufnahme der Thorium-Argon-Lampe.	39
4.3	Ansicht der Emissionslinien in allen Spektren (256 Spektren in senkrechter Richtung) auf einer Aufnahme einer Hg-Ne-Lampe im Wellenlängenbereich 3742 – 4488 Å (waagerechte Richtung).	40
4.4	Ansicht der Emissionslinien auf einer Aufnahme einer Th-Ar-Lampe im Wellenlängenbereich 4413 – 5149 Å.	41
4.5	Ansicht der Emissionslinien auf einer Aufnahme einer Hg-Ne-Lampe im Wellenlängenbereich 5099 – 5807 Å. Die zehn bekannten Linien sind als weiße oder grüne Linien, welche sich vor allem im roten Bereich des Spektrums befinden (rechts), zu sehen.	41
4.6	Ansicht der Emissionslinien auf einer Aufnahme einer Hg-Ne-Lampe im Wellenlängenbereich 6386 – 7036 Å. Man kann hier die starken Neon- und Quecksilberemissionslinien deutlich von der in der Liste hinzugefügten, schwächere Linie in der Mitte unterscheiden.	42
4.7	Spektrum von BD + 28 4211 mit Balmer-Linien und einer Heliumlinie.	44
5.1	Euro-3D-Visualization-Tool mit dem Hauptprogrammfenster (links oben), „Spectra Inspector“ (links unten) und dem „Spaxel Inspector“ (rechts).	46

5.2	Programmfenster von QFitsView 2.0 bei der Bearbeitung eines Kubus von NGC 6572. Im oberen Teil wird ein monochromatisches Bild (hier Median über alle Spektren) des Kubus angezeigt und darunter ein Spektrum von der Position der Maus.	46
5.3	PSF-Fit (rot) und Beobachtung (schwarz) von BD 28 4211 bei einer Wellenlänge von 6113,16 Å. Dabei sind die x- und y-Achse in Spaxeln und die z-Achse in Counts angegeben.	48
5.4	FWHM der PSF für X (rosa) und Y (grün) im Wellenlängenbereich von 5757 bis 6436 Å (links) und im Wellenlängenbereich von 4413 bis 5149 Å (rechts).	49
5.5	Veränderung von x_0 , (rechts) und y_0 (links) im Wellenlängenbereich von 4413 bis 5149 Å.	49
6.1	Kalibrationsspektrum für BD + 284211 von der ESO (schwarz) und eigene Aufnahme (rot). Der Fluss der Beobachtung (rot) ist in Counts angegeben und das schwarze Spektrum ist das absolutkalibrierte Spektrums der ESO in $15 \cdot \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$. Besonders auffällig ist die Absorptionslinien bei $\lambda \approx 4535 \text{Å}$, da diese nur in der Beobachtung zu sehen ist.	52
6.2	Sensitivitätsfunktion für BD + 284211 als ein Legendre-Polynom der Ordnung vier.	53
6.3	Spektrum von BD + 284211 aus den ESO-Daten (absolut-kalibriertes Spektrum, rot) und aus der Beobachtung (relativ-kalibriertes Spektrum, blau).	55
6.4	Spektrum von G191-B2B aus den ESO-Daten (absolut-kalibriertes Spektrum, rot) und aus der Beobachtung (relativ-kalibriertes Spektrum, blau).	55
7.1	Bild von NGC 6572, aufgenommen von HUBBLE (Ausschnitt des Originalbildes).	59
7.2	Bild von NGC 6891, aufgenommen von HUBBLE (Ausschnitt des Originalbildes).	59
7.3	Komposite-Bild von NGC 6543, aufgenommen von HUBBLE.	60
7.4	Ausschnitt einer POSSI-Aufnahme von PN K3-61 bei einer Wellenlänge von 4000 Å. PN K3-61 ist das relativ dunkle Objekt im Zentrum des Bildes.	61
7.5	Bild von PN M4-18 aufgenommen von HUBBLE.	62
7.6	Ausschnitt einer POSSI-Aufnahme von IC 2003 (links) und ein weiterer Stern (rechts) bei einer Wellenlänge von 4000 Å.	62
7.7	Sauerstofflinien aus dem Spektrum von NGC 6572, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.	64

8.1	Kombination der Spektren von NGC 6572 in logarithmierter, geglätteter (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung (unteres Spektrum). Dabei wurden die Spektren aller Wellenlängenbereiche zusammengefasst.	66
8.2	Kombination der Spektren von NGC 6891 in logarithmierter, geglätteter (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung (unteres Spektrum).	67
8.3	Kombination der Spektren von NGC 6891 in logarithmierter, geglätteter (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung (unteres Spektrum).	68
8.4	Kombination der Spektren von PN K3-61 in logarithmierter, geglätteter Darstellung (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung.	69
8.5	Das Spektrum von PN M4-18 in logarithmierter, geglätteter Darstellung (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung.	70
8.6	Kombination der Spektren von PN K3-61 in logarithmierter, geglätteter Darstellung (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung.	71
8.7	Kombination der Spektren von WR 144 in logarithmierter, geglätteter Darstellung (oberstes Spektrum) und normalisierter Darstellung.	72
10.1	Sauerstoff- und Stickstofflinien aus dem Spektrum von NGC 6891, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.	81
10.2	Sauerstoff- und Stickstofflinien aus dem Spektrum von NGC 6543, mit Gaußfunktion (rot bzw. blau) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.	82
10.3	Helium- und Stickstofflinien aus dem Spektrum von PN K3-61, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.	82
10.4	Stickstoff- und Heliumlinien aus dem Spektrum von PN M4-18, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.	83
10.5	Sauerstofflinie aus dem Spektrum von IC 2003, mit Gaußfunktion (rot) für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.	83

Tabellenverzeichnis

2.1	Gitterwinkel und Wellenlängen	18
2.2	Kalibrationssterne und Objekte (in zeitlicher Abfolge) nach Wellenlängenbereichen.	19
6.1	Zuordnung der Objektsterne zu den jeweiligen Standardsternen	54

Tabellenverzeichnis

7.1	Klassifikation der Zentralsterne und WR 144 aus verschiedenen Quellen	58
7.2	Relative Radialgeschwindigkeiten der Objekte in km/s bei den entsprechenden Linien in Å	64
7.3	Geschwindigkeitsauflösung Δv durch die Spektrale Auflösung in km/s für die einzelnen Linien	64

11 Literaturverzeichnis

- Acker, A. & Neiner, C. 2003a, *VizieR Online Data Catalog*, 340, 30659
- Acker, A. & Neiner, C. 2003b, *A&A*, 403, 659
- Boroson, T., Tody, D., Shaw, R., et al. 1993a, IRAF Help page for the calibrate task or topic
- Boroson, T., Tody, D., Shaw, R., et al. 1993b, IRAF Help page for the sensfunc task or topic
- Boroson, T., Tody, D., Shaw, R., et al. 2000, IRAF Help page for the standard task or topic
- Boroson, T., Tody, D., Shaw, R., et al. 2007, IRAF Help page for the imedit task or topic
- Bruns, K., Adams, K. B., & Longwell, J. 1950, *Journal of the Optical Society of America*, 40, 339
- De Marco, O. & Crowther, P. A. 1999, *MNRAS*, 306, 931
- De Marco, O., Sandquist, E. L., Mac Low, M.-M., Herwig, F., & Taam, R. E. 2003, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 15, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. J. Arthur & W. J. Henney, 34–37
- Ehrhardt, J. C. 1970, PhD thesis, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, BERKELEY.
- Georgiev, L. N., Peimbert, M., Hillier, D. J., et al. 2008, *ApJ*, 681, 333
- Herwig, F. 2001, *Ap&SS*, 275, 15
- Kwok, S. 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*, ed. Kwok, S.
- Paschen, F. 1919, *Annalen der Physik*, 365, 405
- Roth, M. M. 2006, *PMAS : Technical Overview*
- Roth, M. M., Becker, T., Kelz, A., & Schmoll, J. 2004, *ApJ*, 603, 531
- Roth, M. M. & Böhm, P. 2008, *Table of PMAS Gratings*
- Roth, M. M., Kelz, A., Fechner, T., et al. 2005, *PASP*, 117, 620

11 Literaturverzeichnis

- Sanchez, S. 2006, PMAS Observing Manual
- Sandin, C., Becker, T., Roth, M. M., et al. 2010, *A&A*, 515, A35+
- Schmoll, J. 2002, PhD thesis, Universität Potsdam
- Scientific Imaging Technologies Inc. 1995, SITe 2048 x 4096 Scientific-Grade CCD
- Sinnott, R. W. 1997, *VizieR Online Data Catalog*, 7118, 0
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Sterling, N. C. & Dinerstein, H. L. 2008, *ApJS*, 174, 158
- Surendiranath, R. & Kameswara Rao, N. 1993, in *IAU Symposium*, Vol. 155, Planetary Nebulae, ed. R. Weinberger & A. Acker, 200–+
- Tylenda, R., Acker, A., Stenholm, B., & Koeppen, J. 1992, *A&AS*, 95, 337
- Universität München. 2011, MONICA (Universitäts-Sternwarte München / Observatorium Wendelstein)
- Unsöld, A. & Baschek, B. 2006, *Der neue Kosmos Einführung in die Astronomie und Astrophysik*, 7. A. Auflage (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag)
- van Altena, W. F., Lee, J. T., & Hoffleit, E. D. 1995, *The general catalogue of trigonometric [stellar] parallaxes*, ed. van Altena, W. F., Lee, J. T., & Hoffleit, E. D.
- van der Hucht, K. A. 2001, *VizieR Online Data Catalog*, 3215, 0
- van Dokkum, P. G. 2001, *PASP*, 113, 1420
- Weigert, A., Wendker, H. J., & Wisotzki, L. 2009, *Astronomie und Astrophysik. Ein Grundkurs*, 5. A. Auflage (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA)

12 Danksagung

Die letzten Worte dieser Arbeit sollen meinen Dank an die Personen, welche diese Arbeit unterstützt und ermöglicht haben, zum Ausdruck bringen.

Als Erstes danke ich meiner Familie, welche während meines gesamten Studiums für mich da war und mich mit allem Erdenklichen unterstützt haben. Ganz besonders dankbar bin ich meiner Schwester für die aufbauenden Worte und scheinbar endlosen Korrekturarbeiten. Trotz 3 000 km Abstand waren und werden wir uns immer Nahe sein!

Ich danke Wolf-Rainer Hamann, dass er es ermöglichte, dass ich die Masterarbeit in dieser Arbeitsgruppe schreiben konnte und mit Rat und Tat zur Seite stand.

Außerdem möchte ich Helge Todt für seine Geduld und intensive Betreuung, auch weit über seinen Aufgabenbereich hinaus, danken.

Ganz besonders bedanke ich mich bei Nadine Moschner für anregende Zwischenfragen und Antworten sowie für den Zusammenhalt, nicht nur während der Masterarbeitszeit. Ohne sie und meine anderen Kommilitonen und Freunde hätte ich dieses Studium nicht geschafft. Sonja Burgemeister danke ich für die vielen Hilfen im Zusammenhang mit Latex.

Andreas Sander möchte ich für seine Freundlichkeit und Hilfsbereitschaft (vor allem in Bezug auf WRplot) danken.

Spezieller Dank gilt Andrea Brockhaus, die sich für mich einsetzte und immer einige hilfreiche und aufmunternde Worte zur Hand hatte.

Ich möchte der gesamten Arbeitsgruppe für lustige und erholsame Mittags- und Kaffeepausen danken, welche mich stets aufgebaut und bestärkt haben.

13 Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne Benutzung von anderen als den angegebenen Hilfsmitteln und Quellen angefertigt habe.

Julia Zühlke

Potsdam, den 29. Juni 2011