

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Bernd Max Friedrich von Kuhlmann
aus Bielefeld
1997

Inbetriebnahme und Leistungstest
des Fokalreduktors MOSCA
für das 3,5-Meter-Teleskop auf dem Calar Alto

Die Diplomarbeit wurde von
Bernd von Kuhlmann
ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Astronomie Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Josef Fried

Zusammenfassung

In der vorliegenden Diplomarbeit werden Eigenschaften des Fokalreduktor-Spektrografen MOSCA gemessen und kritisch bewertet. MOSCA wird am 3,5-Meter-Teleskop des Max-Planck-Instituts für Astronomie auf dem Calar Alto in Spanien zum Einsatz kommen.

Es wird festgestellt, dass der Einfluss der Biegung auf Direktaufnahmen von bis zu einer Stunde mit $0,04''$ innerhalb der Spezifikation liegt. Fehler im Apertureschlitten bewirken eine Positionierungsungenauigkeit von bis zu drei Pixel.

Das optische Zentrum und der Abbildungsmaßstab werden bestimmt. Der Maßstab von durchschnittlich $21,572 \frac{\text{arcsec}}{\text{mm}}$ ändert sich über das $11,4' \times 11,4'$ große Bildfeld um 4%. Deshalb ist eine Verzeichnungsfunktion bestimmt worden, die eine Positionsbestimmung mit bis zu $0,1''$ Genauigkeit zulässt. Die volle Halbwertsbreite eines Sternbildes vergrößert sich infolge von Bildfehlern von der Mitte bis zum Rand des Bildfeldes um $0,17''$. Wegen des grossen Öffnungsverhältnisses von $\frac{1}{2,7}$ macht sich die gemessene Schiefelage des CCD-Chips von $0,11 \text{ mm}$ in der Abbildungsqualität bemerkbar. Der Einsatz und die Funktionsweise eines Fokussierprismas zur schnellen und exakten Fokussierung werden beschrieben. Die Transmissionen der eingebauten Standardfilter und des Gesamtsystems werden bestimmt.

Für den Einsatz als Spektrograf wird die Dispersion der eingebauten Grisms gemessen und für die Wellenlängenkalibration die Spektrallinien der Kalibrationseinheit identifiziert, so dass mit MOSCA eine Wellenlängengenauigkeit von $0,05$ bis $0,79 \text{ \AA}$ bei einer Bogensekunde Spaltbreite erreicht werden kann. Mit Hilfe von Standardsternen wurde die Effizienz des Gerätes für die Spektroskopie gemessen; Sie beträgt $25 - 36\%$.

Abstract

This diploma thesis describes and discusses performance tests of the focal-reducer/spectrograph MOSCA for the 3.5-meter-telescope of the Max-Planck-Institute for Astronomy in Heidelberg.

It is ascertained that the bend by the influence of gravity is less than $0.04''$, and thus within the specification and has no influence on direct imaging. Problems in the aperture unit can cause a positional uncertainty of up to 3 pixels.

The optical center, the image scale, and the distortion are measured. The scale of $21.572 \frac{\text{arcsec}}{\text{mm}}$ changes over the $11.4' \times 11.4'$ field of view by 4%. Because for that a correction function for the distortion is calculated, which allows astrometric measurements within $0.1''$ accuracy. The FWHM of a star increases from the center to the edge of the image by $0.17''$. Though the f-number is $\frac{1}{2.7}$, all tested image errors are within the expected seeing. A CCD tilt of 0.11 mm is measured. The handling and the function of a focus prism for rapid and exact determination of the focus is described. The transmission of the standard filters and the system are discussed. For spectroscopy the calibration spectra are identified and the dispersion of the MOSCA-grisms is measured. The accuracy of wavelength identification is within 0.05 to 0.79 \AA by one arcsecond slit (depending on the used Grism). With the spectra of a standard star the efficiency of the spectrograph is measured to be between 25 and 36%.

Meinem Vater gewidmet,

(zu seinem Geburtstag)

als Dank für alles was er für mich getan hat.

Vorbemerkung

Es sei darauf hingewiesen, dass sich die vorliegende Diplomarbeit nach den neuen Rechtschreiberegeln richtet.

Für die fachfremden Leser sei erwähnt, dass nicht gängige Abkürzungen und astronomische Fachausdrücke im Glossar erklärt werden.

*Zwei Dinge erfüllen das Gemüt
mit immer neuer und zunehmender Bewunderung und Ehrfurcht ...:*

der bestirnte Himmel über mir und,

das moralische Gesetz in mir.

Immanuel Kant (1724 – 1804)

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung – Abstract	V
1 Einleitung	1
2 Beschreibung von MOSCA	3
2.1 Optik	3
2.1.1 Eckdaten von MOSCA	3
2.1.2 Realisation der Optik	4
2.2 Aufbau von MOSCA	7
2.3 Elektronik und Software	10
3 Mechanische Eigenschaften	15
3.1 Anforderungen	15
3.2 Positionierungseigenschaften des Apertureschlittens	16
3.3 Biegeeigenschaften	16
4 Optische Eigenschaften	21
4.1 Bestimmung von optischen Bezugspunkten	21
4.2 Abbildungsmaßstab und Verzeichnung	26
4.3 Fokus	35
4.3.1 Fokus über das ganze Feld	37
4.3.2 Wellenlängenabhängigkeit des Fokus	40
5 Astronomische Eigenschaften	43
5.1 Direktaufnahmen	43

5.1.1	Filter	43
5.1.2	Transformation des photometrischen Systems	46
5.1.3	Flatfield-Korrekturen	48
5.1.4	Effizienz des Gesamtsystems	49
5.1.5	Fokussierprisma	51
5.2	Spektroskopie	57
5.2.1	Theorie der Spektroskopie mit Grisms	57
5.2.2	Krümmung der Spektrallinien	59
5.2.3	Wellenlängenkalibration	62
5.2.4	Grism-Effizienz	70
5.2.5	Linienprofil	72
6	Beobachtungsbeispiele	77
6.1	Direktaufnahmen	77
6.2	Spektroskopie	77
7	Zusammenfassung und Ausblicke	81
7.1	Resümee	81
7.2	Projekte und Planungen	82
A	Abbildungen von MOSCA	85
B	Filterkurven	87
C	Belichtungszeiten	89
D	Linienidentifikationen	91
E	Effizienzkurven der Grisms	105
	Glossar	109
	Literaturverzeichnis	113
	Danksagung	115
	Index – Stichwortregister	118

Kapitel 1

Einleitung

Das 3,5-Meter-Teleskop des Heidelberger Max-Planck-Instituts für Astronomie auf dem spanischen Calar Alto wurde als ein Ritchey-Chrétien-System 1986 in Betrieb genommen. Dieses ist dafür optimiert, große Bildausschnitte möglichst verzeichnungsfrei darzustellen und auf Fotoplatten bis zu $30 \times 30 \text{ cm}^2$ einen Himmelsausschnitt von $30'$ Größe abzubilden.

Die im Laufe der achtziger Jahre entwickelten **Charged-Coupled Device**- oder kurz **CCD-Chips** sind den Fotoplatten aber heute in den meisten astronomischen Einsatzgebieten überlegen.

In diesen Siliziumhalbleiterdetektoren wird Licht mit Hilfe des inneren Fotoeffekts nachgewiesen. Die Signale werden in Form von Ladung in einer Matrix gesammelt, um dann nach beendeter Belichtungszeit ausgelesen zu werden. Die in jedem Element der Matrix befindliche Ladung ist proportional zu der Anzahl der angekommenen Photonen. So kann die eingefallene Licht-Intensitätsverteilung gemessen werden.

Die folgenden Vorteile der CCD-Chips gegenüber den Fotoplatten sind seit ihrer Markteinführung immer offensichtlicher geworden:

- Die Quantenausbeute liegt bei CCD-Chips je nach Wellenlängenbereich mit 65 bis 92% (ca. 90% im Optischen) wesentlich höher, als bei Fotoplatten (1,5 bis 2%).
- Ein optischer CCD-Chip kann einen Wellenlängenbereich von 2000 bis 11 000 Ångström erfassen. Fotoplatten können diesen Bereich nicht vollständig abdecken, so dass man auf verschiedene Fotomaterialien für die unterschiedlichen Wellenlängenbereiche angewiesen war.
- Der Dynamikumfang liegt beim CCD bei bis zu 4 Dekaden, während Fotoplatten schon bei einer Dekade an ihre Grenzen stoßen.
- Die Messergebnisse liegen direkt in Form von elektronischen Daten vor, die sich gut für computergestützte Bildverarbeitung eignen.

Von Nachteil ist allerdings, dass die gängige Größe von CCD-Chips für den astronomischen Einsatz nur $3 \times 3 \text{ cm}^2$ beträgt. Im Vergleich zur Fotoplatte werden dann 99% des Bildfeldes nicht ausgenutzt. Auch ist der Maßstab von 11 Pixel pro Bogensekunde im RC-Fokus für die

meisten Anwendungen ungeeignet. Ein Fokalreduktor reduziert mit Hilfe eines Linsensystems den Abbildungsmaßstab und passt ihn unter Berücksichtigung des zu erwartenden Seeing in Bezug auf Auflösung und Empfindlichkeit der Pixelgröße des CCD-Chips an.

Des Weiteren ist zu beachten, dass man die durch ein Spiegelteleskop gegebenen wellenlängenunabhängigen Abbildungseigenschaften möglichst erhält. Durch das Kombinieren von Linsen verschiedenen Materials wird versucht, den chromatischen Fehler gering zu halten. Ein System von Linsen ist auch notwendig, um die Fokalebene des Teleskops auf eine Ebene – die des CCD-Chips – abzubilden.

Nun können aber auch statt einem Linsensystem gleich zwei eingebaut werden, welche beide in sich wellenlängenkorrigiert sein sollten. Parallelisiert man den Strahlengang mit dem ersten Teil der Optik, kann man in diesem parallelen – oder auch kollimierten – Strahlengang verschiedene Analysatoren zum Einsatz bringen. Eine spektrale Teilung des Lichts durch ein dispersives Medium ist wohl der wichtigste Analysator. Die schmalbandige Filterung durch ein Fabry-Pérot-Etalon oder die Polarisation des Lichts mit Hilfe eines Wollaston-Prismas sind weitere Anwendungen. Hinter den Analysegeräten wird mit dem zweiten Linsensystem auf den CCD-Chip fokussiert.

Die Möglichkeit, zum einen direkte Himmelsfeldaufnahmen zu machen und zum anderen ohne Teleskopumrüstung *low resolution* zu spektroskopieren, zeigt die universelle Einsetzbarkeit des Geräts. Zusätzlich kann durch das größere Gesichtsfeld und den Einsatz von Multispaltmasken Beobachtungszeit eingespart werden.

Auch soll versucht werden, durch eine Multi-Spalt-Vorrichtung bis zu 25 Objekte gleichzeitig zu spektroskopieren, was eine weitere Zeitersparnis darstellt.

Nach dem Vorbild eines Fokalreduktors — dem EFOSC der ESO (1980) — und dem erfolgreichen Bau des CAFOS [Glä94, Mei94] für das 2,2-Meter-Teleskop auf dem Calar Alto, wurde ein weiterer Fokalreduktor-Spektrograf in Angriff genommen: **MOSCA** — *Multi Object Spectrograph for Calar Alto* — für das 3,5-Meter-Teleskop.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den Eigenschaften, Möglichkeiten und Grenzen dieses Gerätes. Nach der Beschreibung und Analyse der mechanischen (Kapitel 3) und optischen Eigenschaften (Kapitel 4), werden die beiden astronomischen Beobachtungsmodi Direktaufnahmen (Abschnitt 5.1) und Spektroskopie (Abschnitt 5.2) untersucht. In Kapitel 6 werden dann einige Beobachtungsbeispiele gezeigt. Zunächst folgt eine allgemeine Übersicht über MOSCA (Kapitel 2).

Kapitel 2

Beschreibung von MOSCA

Es werden im nächsten Abschnitt die grundlegenden Überlegungen zur Optik dargelegt (Abschnitt 2.1). Anhand des optischen Strahlengangs wird sodann ein Überblick über den Aufbau von MOSCA gegeben (Abschnitt 2.2) und anschließend die elektronische Steuerung und Softwarebedienung des Geräts (Abschnitt 2.3) beschrieben.

2.1 Optik

2.1.1 Eckdaten von MOSCA

Das 3,5-Meter-Teleskop auf dem spanischen Calar Alto hat eine Brennweite von 35 000 mm.

Mit dem Öffnungsverhältnis 1/10 ergibt sich im RC-Fokus ein Abbildungsmaßstab von

$$m_{3.5} = 169.7 \frac{\mu m}{arcsec}$$

Das Seeing in der Kuppel des 3,5-Meter-Teleskops auf dem Calar Alto liegt in den astronomisch nutzbaren Nächten durchschnittlich bei 1,19". Der Medianwert beträgt 0,98", also haben über die Hälfte der Nächte ein Seeing von unter 1". Als photometrische Nächte unter 0,8" bleiben immerhin noch 20% der Nächte und die Spitzenwerte beim Seeing liegen bei 0,65" [Kas97].

MOSCA wurde für CCD-Chips mit 2048×2048 Pixel (*Picture-Element*) von je 15 μm konzipiert. Als Kompromiss zwischen Auflösungsvermögen, Empfindlichkeit und Bildgröße wurde der Abbildungsmaßstab so gewählt, dass 1" auf drei Pixel abgebildet wird:

$$m_{Fokalreduktor} = \frac{3 \cdot 15 \mu m}{1 arcsec} = 45 \frac{\mu m}{arcsec}$$

Dann ergibt sich beim Medianwert des Seeing eine Sterngröße von ca. 3×3 Pixel. Beim besten Seeing wird ein Stern immer noch auf 2×2 Pixel abgebildet. Dann können durch das Anfitzen von Gaußkurven an die Intensitätsverteilung Positionsgenauigkeiten von 0,1 Pixel erzielt werden, und es geht nichts von der erreichbaren Auflösung verloren.

Der Fokalreduktor sollte also einen Reduktions- oder Verkleinerungsfaktor von

$$R = \frac{m_{Fokalreduktor}}{m_{3.5}} = \frac{45}{169.7} = 0.265 = \frac{1}{3.77}$$

haben.

Dadurch ergibt sich die effektive Brennweite:

$$f_{Teleskop\ mit\ Fokalreduktor} = F_{Teleskop} \cdot 0.265 = 35\,000\text{mm} \cdot 0.265 = 9281\text{mm}$$

Diese ergibt sich auch direkt aus der Anforderung, $1''$ auf 3 Pixel abzubilden (Abbildung 2.1):

$$\tan 1'' = \frac{45\mu\text{m}}{f} \Leftrightarrow f = 9282\text{mm}$$

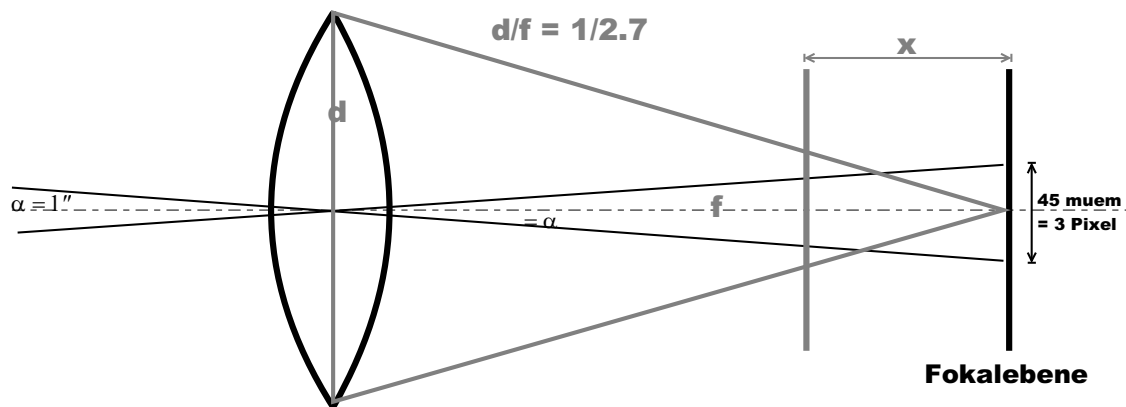


Abbildung 2.1: Skizze zum Strahlensatz

Es ergibt sich nun ein neues Öffnungsverhältnis oder eine Lichtstärke von

$$\frac{d_{tel}}{f} = \frac{3500\text{mm}}{9450\text{mm}} = \frac{1}{2.7}$$

Das zu erwartende Bildfeld liegt mit einem Maßstab von etwa $45 \frac{\mu\text{m}}{\text{arcsec}}$ und einem CCD-Chip von 2048×2048 mit $15\mu\text{m}$ Pixel bei $11,4' \times 11,4'$.

2.1.2 Realisation der Optik

Mit diesen Anforderungen wurde die Optik des Fokalreduktors MOSCA für das 3,5-Meter-Teleskop von U. Laux berechnet und von Carl Zeiss Jena gefertigt, wobei auf gute chromatische Korrektur der einzelnen Linsensysteme geachtet wurde. Aus den Brennweiten $f_{Kamera} = 159\text{mm}$ und $f_{Kollimator} = 589\text{mm}$ ergibt sich folgender Reduktionsfaktor:

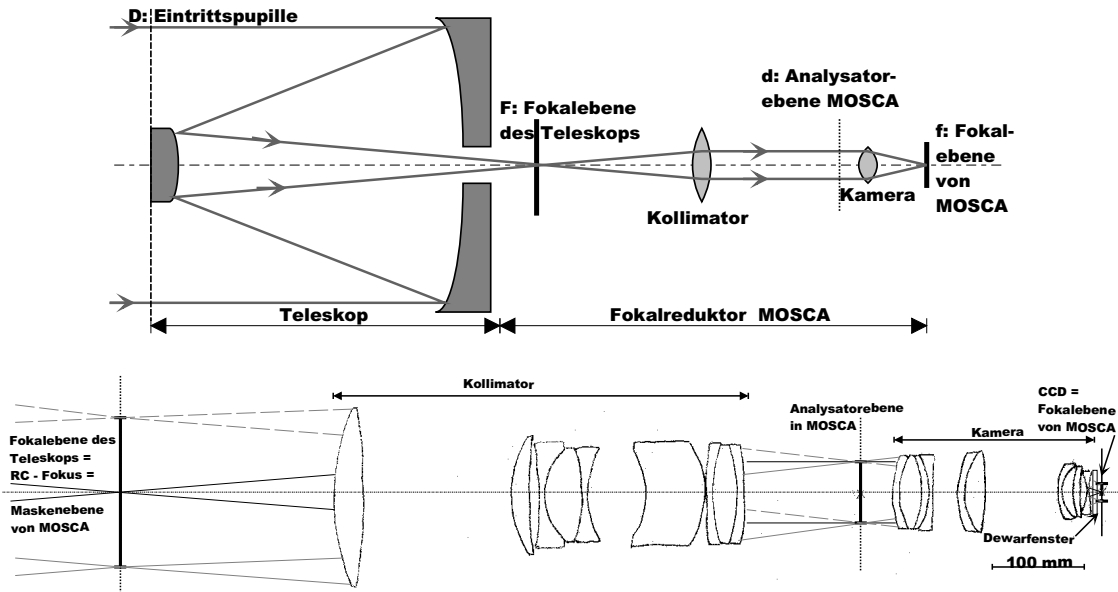


Abbildung 2.2: Strahlengang in MOSCA
 a) [oben] mit Teleskop
 b) [unten] MOSCA vergrößert.

$$R = \frac{f_{\text{Kamera}}}{f_{\text{Kollimator}}} = \frac{1}{3.7} = 0.27$$

Abbildung 2.2a und b zeigen den Strahlengang von Teleskop und MOSCA. Die von einem Beobachtungsobjekt einfallenden Strahlen werden durch den Haupt- und Fangspiegel des 3,5-Meter-Teleskops in die Fokalebene F_T abgebildet. Es handelt sich hier um einen sogenannten Cassegrain-Reflektor. Die Fokalebene wird als RC-Fokus bezeichnet, benannt nach einer Modifikation des Cassegrain-System von **R**itchey und **C**hrétien, die zur zeichnungs-freien Abbildung eines großen Himmelsausschnitts einen hyperbolischen Hauptspiegel (statt parabolischen) und einen stärker hyperbolischen Fangspiegel einführten. In dem RC-Fokus befindet sich dann die Maskenebene des Fokalreduktors, damit der für spektroskopische Untersuchungen eingebrachte Spalt scharf abgebildet wird. Durch das erste Linsensystem in MOSCA werden die Strahlen kollimiert. In den parallelen Strahlengang können die verschiedenen Analysatoren eingefügt werden (Analysatorebene). Dahinter werden die Strahlen durch das zweite Linsensystem (Kamera) in der Brennebene von MOSCA fokussiert.

Die Strahlengänge für die beiden Aufnahmemodi von MOSCA, Direktaufnahme und Spektroskopie, sind in Abbildung 2.4 zu sehen.

Für die Spektroskopie braucht man einen Spalt in der Fokalebene des Teleskops (RC-Fokus) und im parallelen Teil des Strahlengangs einen Analysator, der das Licht in seine spektralen Anteile zerlegt (Abbildung 2.4b). Der Spalt in der Fokalebene lässt nur das Licht des zu spektroskopierenden Objekts durch. Fest eingebaut ist für diese Zwecke ein Langspalt für ein bis zwei Objekte, aber auch eine Mehrfachspaltmaske oder eine Mehrfachspalteinheit mit flexiblen Spaltpositionen ist vorgesehen (Kapitel 7.2).

Für die Aufspaltung des Lichts bei MOSCA wird ein Grism benutzt. Ein Grism ist ein Pris-

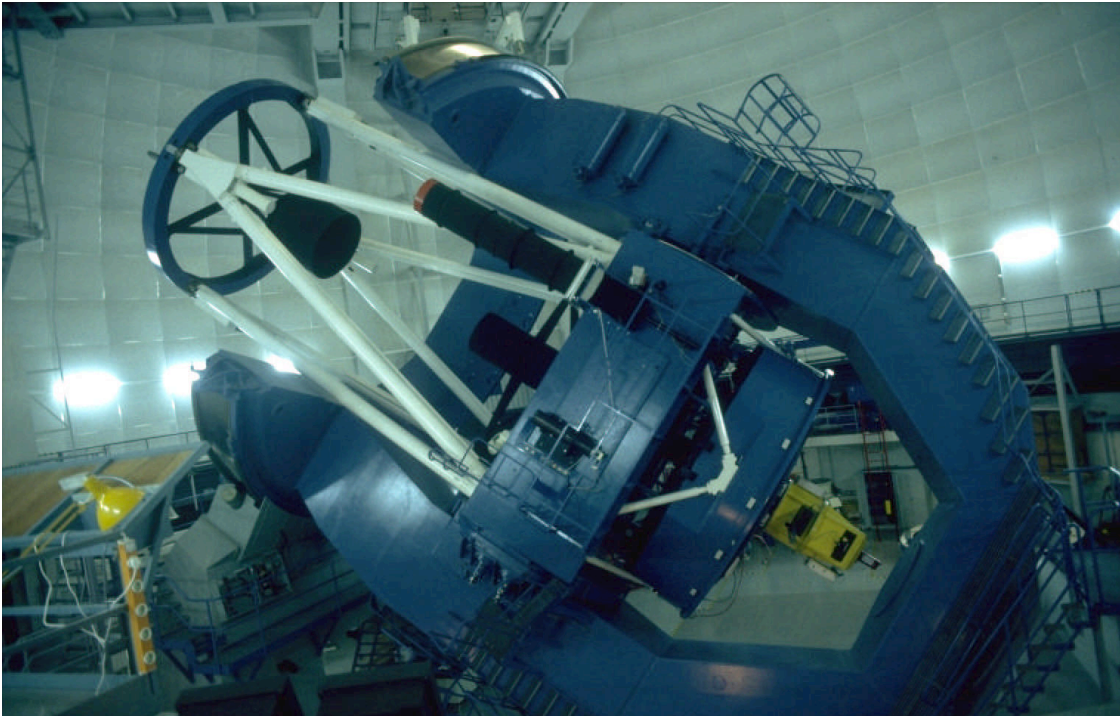


Abbildung 2.3: MOSCA am 3,5-Meter-Teleskop

ma mit einer Gitterkonstruktion auf der Oberfläche (Grism ist ein aus dem Englischen aus “grating” und “prisma” zusammengesetzter Begriff). Es unterscheidet sich von den herkömmlichen Gitter- oder Prismenspektrografen durch folgende Eigenschaften [Tra90]:

- Spektrale Aufspaltung erfolgt im direkten, geraden Strahlengang. Es erfolgt also keine Ablenkung aus dem direkten Strahlengang wie bei reflektierenden Gittern oder bei Prismen. Im Grism wird die Prismenablenkung durch die Gitterablenkung kompensiert.
- Die Nicht-Linearität in der spektralen Aufspaltung wird mit einem Grism in großen Wellenlängenbereichen kompensiert (maximal 14% Abweichung des Ablenkungswinkels β von der Linearität $\beta \propto \lambda$). Beim Prisma ergibt sich am blauen Ende des Spektrums eine größere spektrale Auflösung (Abweichung ca. 300%), während beim Gitter der rote Spektralbereich stärker divergiert.
- Die Effizienz von Grisms beträgt 80 bis 90 %. Bei Gitterspektrografen sind nur Effizienzen bis zu 50% möglich. Bei Prismenspektrografen je nach Auflösung 60 - 90 %.
- Die Auflösung eines Grisms ist begrenzt durch die Größe des Prismas und die Anzahl der Gitterlinien auf der Oberfläche. In Gitterspektrografen mit vielen Gitterlinien können Auflösungen in Sternspektren von 0,05 Ångström erreicht werden. Bei Grisms ist das Auflösungsvermögen um einen Faktor 10 - 20 kleiner.
- Bei der Verwendung von Grism muß für jeden Spektralbereich ein eigenes Grism eingesetzt werden, da die Wellenlänge nicht wie beim Gitterspektrograf durch den Winkel des Gitters zum Strahlengang verändert werden kann.

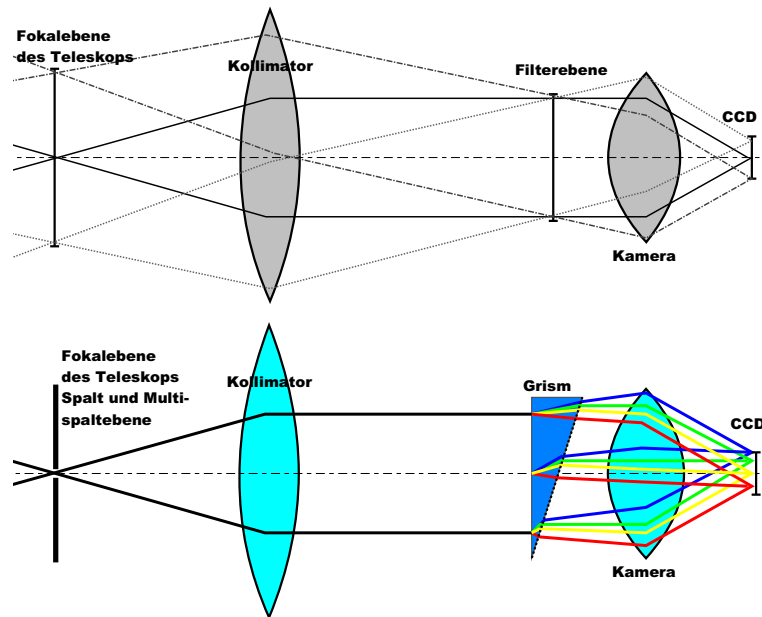


Abbildung 2.4: schematischer Strahlengang MOSCA
 a) Direktaufnahmen
 b) Spektroskopie.

2.2 Aufbau von MOSCA

In Abbildung 2.5 ist die Konstruktion von MOSCA schematisch dargestellt. Abbildung 2.6 zeigt das Aussehen von MOSCA ohne Gehäuseendstück und CCD. Im Anhang A wird MOSCA vollständig gezeigt.

Im Folgenden seien die Elemente im Einzelnen von oben nach unten beschrieben:

- Gelbes Aluminiumgehäuse, das voll bestückt 650 kg wiegt. Die Abmessungen betragen 1,85 m Höhe, 1 m Durchmesser und 1,76 m maximale Breite am Apertureschlitten (siehe unten). MOSCA wird mit dem Flansch des 3,5-Meter-Teleskops verschraubt (mit zwischengeschalteter *Guiding-Kamera*-Einheit). Der Flansch des Teleskops ist drehbar gelagert, so dass die gesamte MOSCA-Einheit am Teleskop verdreht werden kann, um den Langspalt in jede beliebige Richtung zu bringen.
- 19-Zoll-Rahmen mit MOSCA-Regelelektronik zur Steuerung von Filter und Grismeschüben, Fokussiereinheit, Apertureschlitten und Vergleichslichteinheit.
- Vergleichslichteinheit mit Spektrallampen: Beim Einführen des 45°-Umlenkspiegels in den Strahlengang von MOSCA wird das Licht der Vergleichslichteinheit in die optische Achse gelenkt, um Flatfields und Vergleichslichtspektren zu erzeugen. In der Vergleichslichteinheit befindet sich eine Neon-, eine Quecksilber-Argon- und eine Argongaslampe. Sie sind mit Blenden auf annähernd gleiche Beleuchtungsstärke gebracht worden (Ar: $\varnothing = 11\text{ mm}$; HgAr: $\varnothing = 21\text{ mm}$; Ne: $\varnothing = 6,8\text{ mm}$). Zusätzlich befindet sich in der mittleren Kammer eine Halogen-Kontinuumslampe. Diese ist in ihrer Helligkeit auf 40%, 60%,

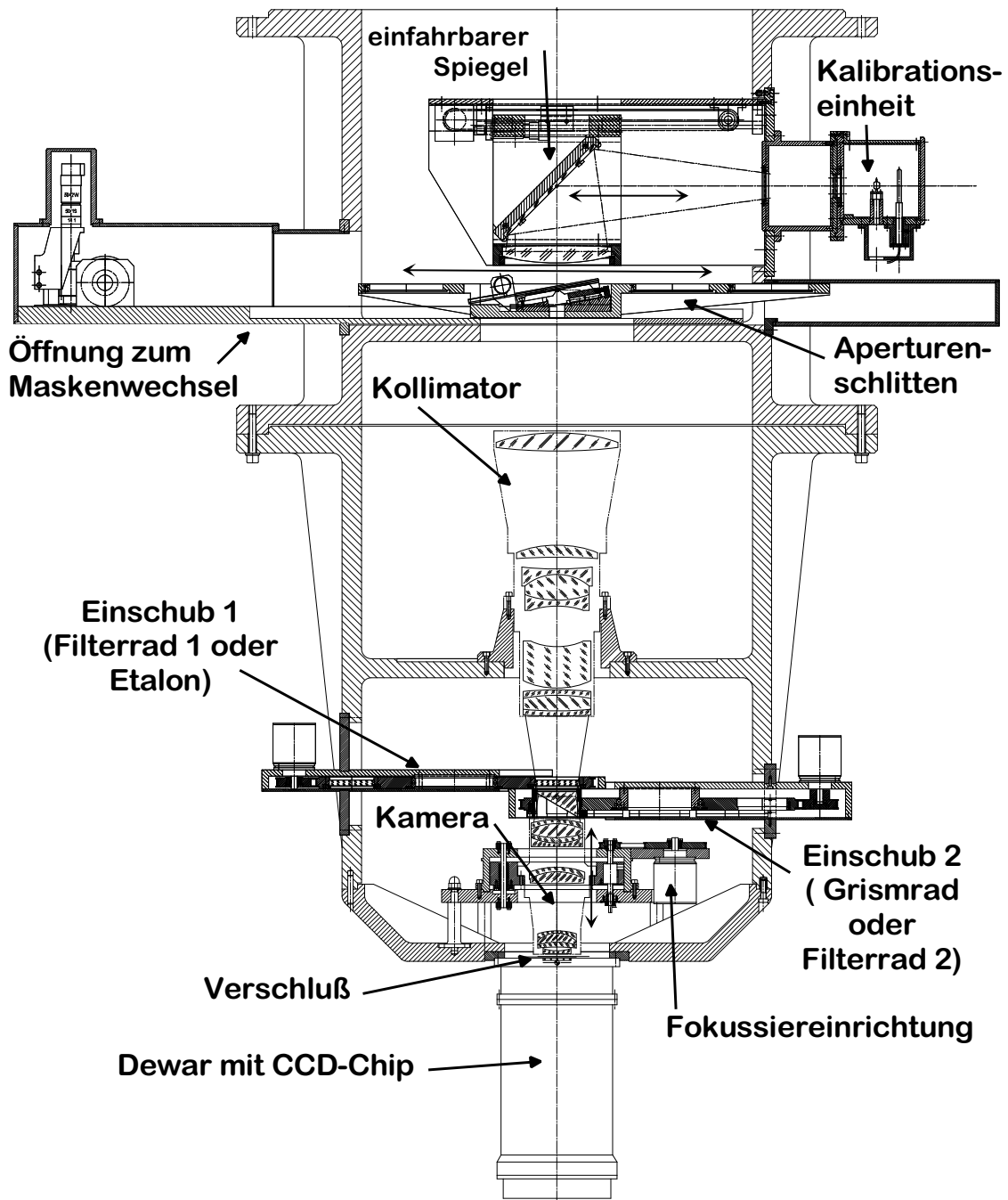


Abbildung 2.5: Skizze zum Aufbau von MOSCA

80% und 100% einstellbar. Ihr ist eine 2,5 mm-Blende (\emptyset) vorgeschaltet und ihr Licht wird mit einem 2 mm dicken BG38-Filter im roten Spektralbereich um 99% gedämpft, um auch im B und U Band eine höhere Beleuchtungsintensität zu erzielen.

- Fokalebene mit Apertureschlitten, welcher 5 Grundpositionen besitzt :

1. Eine Öffnung von $11,5 \times 11,5 \text{ cm}^2$ für die freie Durchsicht bei Direktaufnahmen.

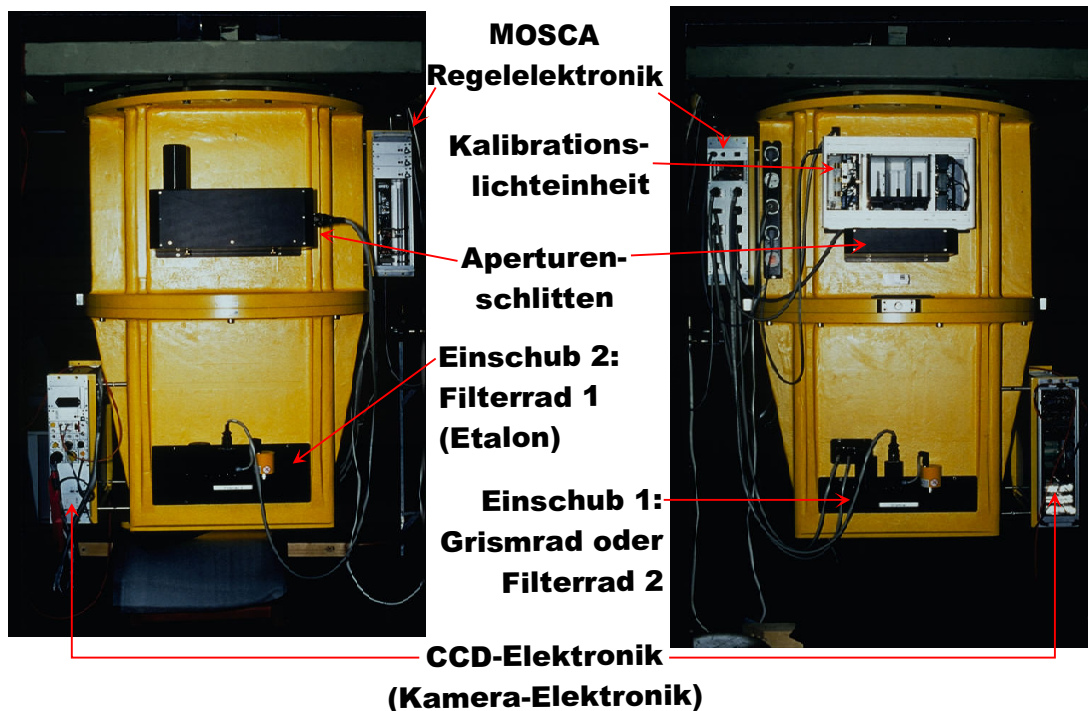


Abbildung 2.6: Seitenansicht von MOSCA

2. Ein Loch "hole" von $0,1 \text{ mm } \varnothing$ als Referenzposition für das Bestimmen von Spaltlage und optischem Zentrum (Kapitel 4.1) .
3. Ein Langspalt zur Spektroskopie von ein oder zwei Objekten, bei dem die nördliche Spaltbacke unbeweglich ist. Die Spaltbreite kann von $0,3''$ bis $11''$ eingestellt werden. Bei dem Langspalt handelt es sich um eine schon bei CAFOS eingesetzte Konstruktion, welche sich in Hinblick auf Oberflächenmikrorauigkeit, Parallelität, Steifheit der Spaltbacken und Exaktheit der Positionierung bewährt hat [Glä94]. Die Spaltoberfläche ist geneigt und verspiegelt, damit man mit der *Guiding-Kamera* Bezugsobjekte beobachten und mit ihrer Hilfe das Teleskop nachführen kann. Ein überlagerter Decker kann ein zentrales, überstrahlendes Objekt von $1''$ bis $10''$ Größe ausblenden oder die Breite des Spektrums auf 3, 5, 10, 30, 60, 300 oder 660 Bogensekunden begrenzen .
4. Zwei Maskenpositionen zum Einbau von vorgefertigten Multispaltmasken, welche während der Nacht gewechselt werden können. Die Befestigung erfolgt mit Hilfe einer einfach zu bedienenden Spannfeder. Durch die unsymmetrische Form der Masken wird einem verdrehten Einbau vorgebeugt (Abbildung 4.4).

In der nächsten Ausbaustufe ist ein Einschub mit einer Multispalteinheit geplant (Kapitel 7.2).

Bewegt wird der Schlitten über einen Zahnriemen. Mit einem Gegengewicht versehen soll dieser spielfrei laufen. Der Enkoder zur Positionsbestimmung und Nachregelung wird über einen eigenen Zahnriemen angetrieben.

- Kollimatoroptik: Sie besteht aus 9 Linsen mit einer Frontlinse von 19 cm Durchmesser.

Diese Optikeinheit ist fest mit dem Gehäuse verschraubt.

- **Einschub 2:** Dieser ist das Filtrerrad 1 mit 10 Positionen von denen 7 mit dem Standardfiltersatz nach Johnson und Morgan U, B, BV, V, R, I und z bestückt (Kapitel 5.1.1) sind.
Ein Einschub mit einem Fabry–Pérot–Etalon für die schmalbandige Filterung ist im Bau (Kapitel 7.2). Fokussierprisma
- **Einschub 1:** Dieser ist ein Grismrad zur Spektroskopie oder das Filtrerrad 2. Das Grismrad hat 8 Positionen, in die 6 Grisms (Kapitel 5.2.1) und ein Fokussierprisma (Kapitel 5.1.5) eingebaut sind. Die Positionierung der Grisms ist so genau, dass die Wellenlängenkalkulation bis auf ± 0.15 Pixel mit einer Standardabweichung von $\sigma = 0.12$ Pixel reproduzierbar ist.
Das Filtrerrad 2 hat 10 Positionen und kann mit Filtern mit 70 cm Durchmesser bestückt werden. Eine mechanische Stiftkodierung mit Mikroschaltern lässt die Software den jeweils eingesetzten Einschub erkennen. Nicht verwendete Einschübe werden in einem mobilen Wagen gelagert.
- **Kameraoptik mit Fokussiereinheit:** Die Kameraoptik besteht aus einem Linsensystem von 10 Linsen. Die Fokussierung wird von einem Spindelgetriebe bewerkstelligt, welches das gesamte Linsensystem bis zu 2,5 mm parallel zur optischen Achse verschiebt. Gestützt wird dies an zwei weiteren Punkten durch Gleitlager. Die Genauigkeit der Einstellung beträgt 10 μm . Es konnte kein mechanisches Spiel oder Kippen beim Anfahren aus verschiedenen Positionen festgestellt werden.
- **19-Zoll-Rahmen mit Elektronik für die Kamera.** Von hier aus werden Verschluss und CCD gesteuert und die Bilddaten über Lichtleiter an den Rechner zur Speicherung weitergeleitet.
- **Verschluss:** Beim in MOSCA eingebauten Verschluss handelt es sich um einen zweiseitigen Sichelverschluss. Dieser hat sich schon bei CAFOS bewährt und hat bei Verschlusszeiten von einer Sekunde oder mehr eine maximale Vignettierung am Rand von 1,6% [Glä94].
- **CCD-Chip mit Dewar und Stickstofftank zur Kühlung des CCDs auf -110°C .** Die Einheit ist 5° um die optische Achse drehbar, um die Pixelreihen des CCDs parallel zum Langspalt auszurichten zu können. Dies muss vor jeder Campagne gemacht werden, da sich durch das An- und Abschrauben des Dewars die CCD-Ausrichtung immer ein wenig ändert.

2.3 Elektronik und Software

Die elektronische Steuerung von MOSCA besteht aus zwei Teilen. Ausgelagert aus der allgemeinen Steuerung und Bedienung der Komponenten von MOSCA ist die CCD-Kameraelektronik, die zuständig ist für die Bilddatenaufnahme und den Kameraverschluss. Sie ist allgemein für die Bildaufnahme mit CCDs bestimmt und wird auch andernorts eingesetzt. Das Teleskop besitzt eine eigene unabhängige Steuerung.

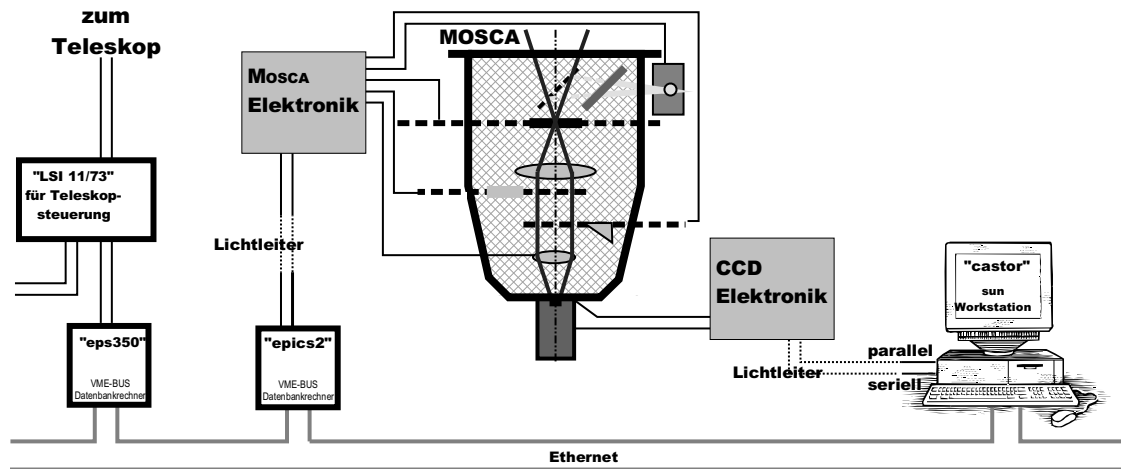


Abbildung 2.7: Blockschaltbild für die Rechner–Elektronikkonfiguration von MOSCA

In Abbildung 2.7 ist schematisch dargestellt, dass das Teleskop und MOSCA jeweils mit eigenen Rechnern gesteuert werden, die ihre Befehle ausschließlich über das Ethernet bekommen und keine eigenen Eingabeterminals haben. Es handelt sich um modulare VME-Bus Datenbankcomputer, die zum einen über eine serielle Verbindung die jeweiligen Geräte steuern, aber auch über eine realtime Datenbank die Daten über den Gerätestatus abfragebereit dem Netz zur Verfügung stellen.

Die CCD–Kamera wird dagegen direkt von einer SUN–Workstation gesteuert, damit die anfallenden Datenmengen direkt auf Festplatte gespeichert werden können. Über eine parallele Schnittstelle von der Kameraelektronik zur Workstation werden die Bilddaten übertragen. Die Kameraelektronik besitzt eine eigene serielle Leitung zur Befehlsübermittlung, damit der Datentransfer nicht unterbrochen werden muss.

Der Aufbau der Kamerasteuerung ist dem Blockschaltbild in Abbildung 2.8a [GdTdE96] zu entnehmen. An die SUN–Workstation angeschlossen ist ein Dateninterface, welches sowohl die parallele, als auch die seriellen Schnittstellen des Rechners zur sicheren Übertragung in Lichtleiter einkoppelt, die dann vom Beobachterraum zum Teleskopflansch geführt werden. Die über die serielle Leitung übertragenen Steuerbefehle werden durch eine DSP in der Kameraelektronik verarbeitet und steuern über einzelne Einsteckkarten die Temperaturregelung, den Verschluss und den CCD–Chip am Ende des Strahlenganges von MOSCA. Die angenommenen Bilddaten werden dann über den Lichtleiter an das Dateninterface und von dort an die parallele Schnittstelle des Rechners übertragen [GdTdE96].

Auf die Steuerung von MOSCA in Abbildung 2.8b wird nun etwas genauer eingegangen. Es wurden hier als Kernstück zwei mit Mikrocontrollern besetzte Motorsteuerungsplatinen verwendet. Die Mikrocontroller erhalten ihr Programm beim Einschalten der Elektronik aus EPROM-Programmspeichern. Sie warten nun auf Befehle zur Steuerung aus der seriellen Lichtleiterübertragung vom PEP Datenbankrechner "epics2". Ist der Befehl nicht für sie bestimmt, wird er über die serielle Leitung weitergegeben. So kann über den gleichen Weg das Etalon–Steuergerät CS 100 angesprochen werden (siehe Kapitel 7.2 über weitere Ausbaustufen des Systems).

Die Prozessoren steuern die Motoren, die für die Auswahl der Beobachtungsgeräte in MOSCA

von MOSCA mit entsprechenden Filterrädern und Maskeneinheiten wird automatisch erkannt. Bei der Anwahl der im GUI-Hauptmenü vermerkten Baugruppen werden entsprechende Untermenüs zum Einstellen der Baugruppe geöffnet (Abbildung 2.9). Die Steuerung ist selbsterklärend für den Benutzer, der mit den Funktionen und Möglichkeiten des Geräts vertraut ist. Fehlbedienungen wie ausgefahrener Vergleichslichtspiegel mit gleichzeitig eingeschalteter Lampe und Ähnliches werden von der Software abgefangen. Auch die Korrektur des Fokus bei verschiedenen Filtern wird automatisch vorgenommen.

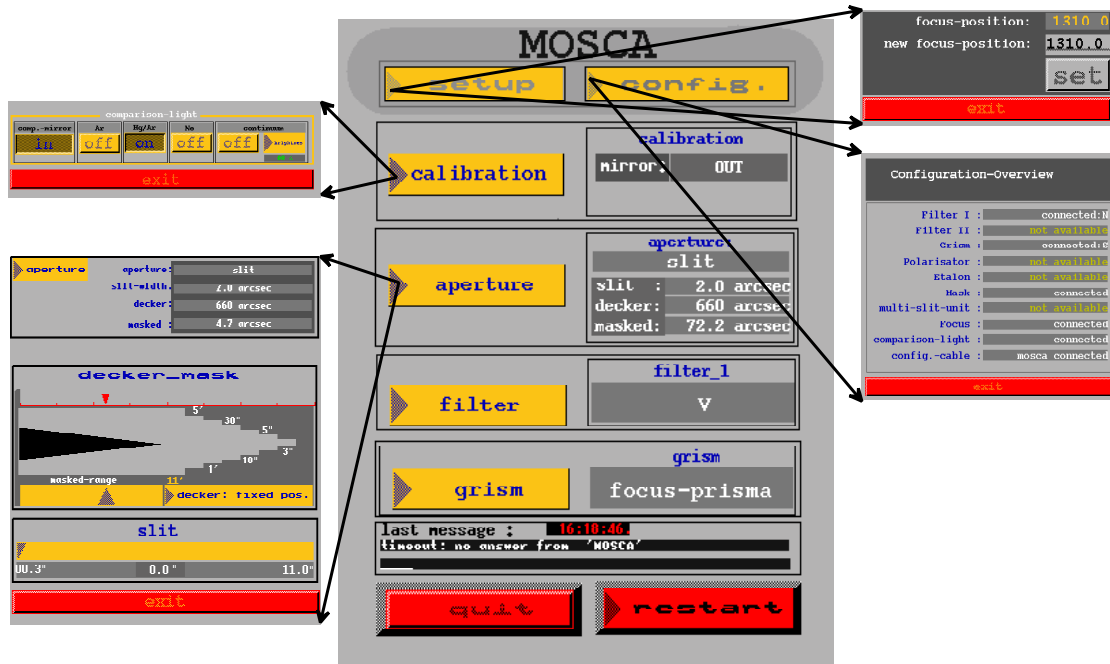


Abbildung 2.9: Übersicht über das MOSCA-GUI und Untermenüs

Die Aufnahme der astronomischen Bilder erfolgt durch ein gesondertes Programm, welches auf der SUN-Workstation abläuft und die CCD-Kameraelektronik steuert. Auch dieses Programm ist GUI-gesteuert und für den Astronomen selbsterklärend. Es schreibt die aufgenommenen astronomischen Bilder in Datenfiles und fügt die Daten über die Einstellung von MOSCA aus dem "epics2"-Datenbankrechner über das Netz hinzu. Ähnlich verfährt es mit den Teleskop-Daten, die aus dem Teleskopdatenbankrechner "eps350" kopiert werden.

Die Steuerung des 3,5-Meter-Teleskops erfolgt durch ein ähnliches System wie bei MOSCA, nur dass das Steuerungsprogramm auf der SUN-Workstation abläuft und nur die Steuerungsbefehle an den Datenbankrechner weitergegeben werden. So kann das Teleskop auch zum Beispiel von der Guiding-Kamera nachgeführt werden, die Befehle an den "epics2"-Rechner schickt.

Zur schnellen Datenanalyse und Bildbetrachtung wird das Programmpaket MIDAS der ESO empfohlen, für das auch einige Routinen zur Steuerung des Fokus, der Seeing-Analyse, der Bestimmung von Positionswinkeln, von Teleskop-Offsets, sowie der Schnellbetrachtung von Spektren zur Verfügung gestellt werden.

Kapitel 3

Mechanische Eigenschaften

Die nächsten Abschnitte beschäftigen sich mit den mechanischen Eigenschaften, wie der Positionierungsgenauigkeit des Apertureschlittens (Abschnitt 3.2) und den Biegeeigenschaften von MOSCA mit Teleskop (Abschnitt 3.3). Zunächst werden die Anforderungen, die an die mechanischen Teile gestellt werden, festgelegt.

3.1 Anforderungen

Aus dem Öffnungsverhältnis ergibt sich für die Einstellgenauigkeit der Fokussiereinheit (Abbildung 2.1), wenn man eine Schärfe entsprechend dem besten Seeing von $0,65''$ erreichen möchte:

$$\frac{1}{2.7} = \frac{0.65'' \cdot 46.2}{x} \frac{\mu m}{arcsec} \iff x = 81.1 \mu m$$

Die Fokussiereinheit sollte ca. um einen Faktor 5 genauer einzustellen sein, also auf ca. $15 \mu m$ genau.

Für den mechanischen Aufbau gilt, dass eine Verschiebung des Bildes während der astronomischen Aufnahme nur in der Größenordnung der Genauigkeit der Positionsbestimmung von 0,1 Pixel zugelassen werden darf. Astronomischen Integrationszeiten sind wegen störender Cosmics auf ca. 1 Stunde begrenzt. In dieser Zeit verändert das Teleskop auf dem Calar Alto seine Lage gegenüber dem Zenit um maximal 9° . Also sollte bei 10° Schräglageänderung die Verbiegung des Fokalreduktors und die Bewegung der inneren Optiken nur eine Bildveränderung von unter 0,1 Pixel bewirken. Ob diese Anforderung erfüllt wird, wird durch Biegetests in Abschnitt 3.3 geprüft. Zuvor ist festzustellen, wie genau die Position des simulierten Sternes zu reproduzieren ist. Deshalb wird nun die Positioniergenauigkeit des Apertureschlittens behandelt.

Bei der Positionierung von Spalt und Spaltmaske für die Spektroskopie ist eine Genauigkeit von 0,5 Pixel auf dem CCD-Chip gefordert. Hieraus ergibt sich für die Position der Masken in der Fokalebene des Teleskops eine Genauigkeitsanforderung von:

$$0.5 \cdot 15\mu m \cdot \frac{1}{0.27} = 27.8\mu m$$

Dies wird im folgenden Abschnitt untersucht.

3.2 Positionierungseigenschaften des Apertureschlittens

Um das Spiel im mechanischen Aufbau des Apertureschlittens festzustellen, wurde dieser von verschiedenen Ausgangslagen auf das Referenzloch positioniert und die Position des Lochbildes auf dem CCD gemessen. Die Positionswerte streuten senkrecht zur Bewegungsrichtung des Apertureschlittens von $-0,015$ bis $+0,021$ Pixel um eine mittlere Position. Die Standardabweichung betrug $\sigma = 0,011$ Pixel. In Bewegungsrichtung des Schlittens ergab sich eine Variation von $-0,565$ bis $+0,894$ Pixel mit einer Streuung von $\sigma = 0,663$ Pixel.

Für verschiedene Positionen des Teleskops, also verschiedene Angriffsrichtungen der Gravitationskraft, liegen die Streuungen in der gleichen Größenordnung.

Die Schlußfolgerung hieraus ist, dass der Zahnriemenantrieb von MOSCA nicht spielfrei läuft und nachgespannt oder umkonstruiert werden sollte. Noch deutlicher wurde dies bei einer Testreihe zu der Fragestellung, wie genau die Schlittenposition gehalten werden kann.

Der Schlitten wird durch einen zweiten Zahnriemen mit einem Absolutenkoder ständig kontrolliert und soll bei Veränderung der Schiefelage durch eine Regelschleife auf seiner Position gehalten werden. Getestet wurde dies wiederum durch das Anfahren einer Teleskopposition aus verschiedenen Richtungen, wobei die Position des Apertureschlittens nicht geändert wurde. Senkrecht zur Bewegungsrichtung des Schlittens traten Abweichungen von $-0,01$ bis $0,01$ Pixel, mit $\sigma = 0,004$, in Bewegungsrichtung $-1,26$ bis $+1,29$ Pixel, mit einer Standardabweichung von $\sigma = 1,146$ auf.

Die Position des Spalts auf dem CCD-Bild kann somit beim erneuten Anfahren einer Himmelsposition um bis zu $2,5$ Pixel von der beim ersten Anfahren bestimmten Position abweichen, was insbesondere bei der Aufnahme von Vergleichsspektren zur Kalibration nicht ausreichend ist. Es wäre günstiger, den Spalt parallel zur Bewegungsrichtung des Maskenschlittens auszurichten, da dann die Positionierungsgenauigkeit in Bewegungsrichtung des Schlittens für die Spektrenkalibration nicht relevant wäre.

3.3 Biegeeigenschaften

Um die Verbiegung des Gesamtsystems oder das Spiel einzelner Bauteile zu untersuchen, wurde die Position des Lochbilds auf dem CCD für verschiedene Teleskopneigungen vermessen. Durch Schwenken des Teleskops mit MOSCA wirkt die Gravitation in unterschiedlichen Richtungen auf den Fokalreduktor. 0° Neigungswinkel bedeutet, das Teleskop zeigt in Richtung Zenit. Bei positiven Winkeln wurde das Teleskop in Richtung Süden zum Himmelsäquator geneigt und bei negativen Winkeln in Richtung Norden. Aufgrund der Ergebnisse des letzten Abschnitts ist dabei zu unterscheiden, ob in Bewegungsrichtung des Apertureschlittens oder senkrecht dazu gemessen wird. Um dies zu berücksichtigen, wurde bei einem Teil der Messungen MOSCA am Teleskopflansch um 90° gedreht, so dass die Bewegungsrichtung des Schlittens

horizontal verläuft und dadurch die reine Biegung gemessen werden kann. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.1 dargestellt.

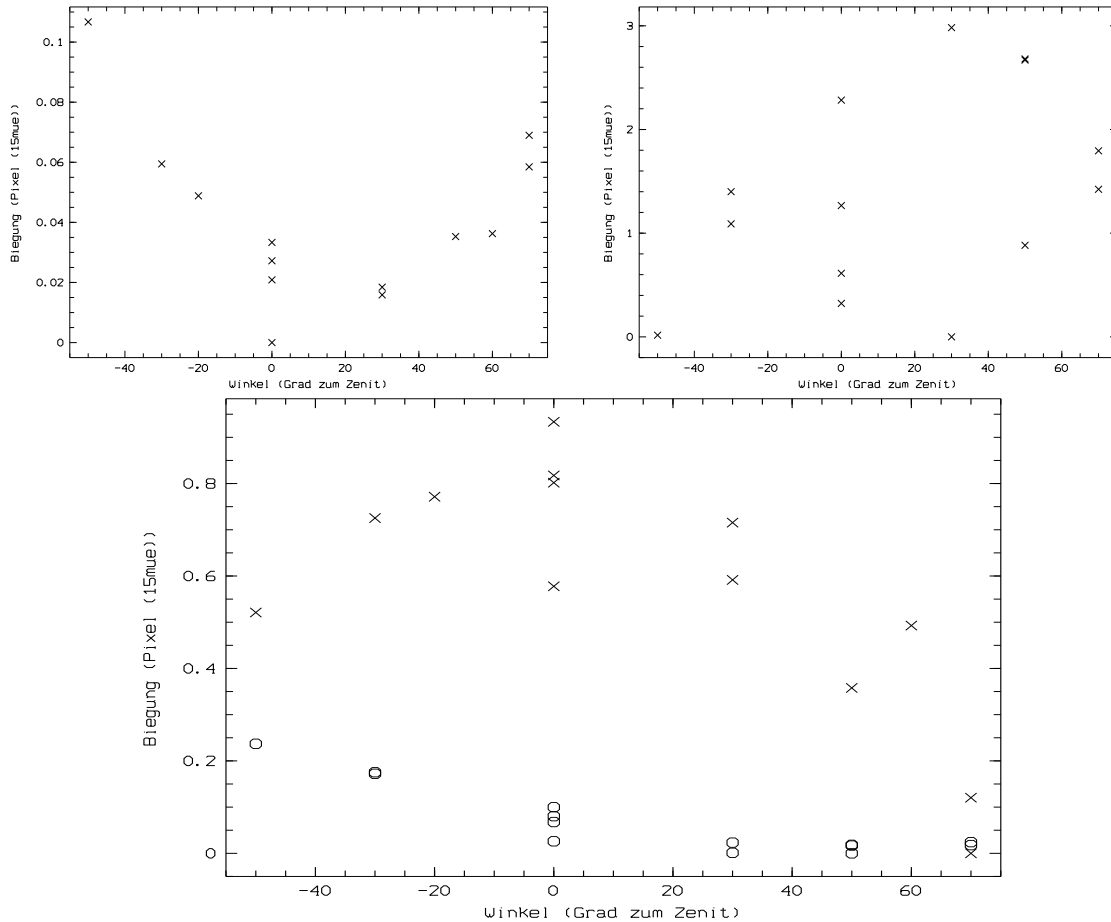


Abbildung 3.1: Biegeeigenschaften von MOSCA

- [links oben] Schwerkraft senkrecht zur Bewegungsrichtung des Apertureschlittens
 - [rechts oben] Schwerkraft hat Komponente in Bewegungsrichtung des Apertureschlittens
 - [unten] Positionsverschiebung senkrecht zur Gravitation; Kreuze parallel zur Bewegungsrichtung des Apertureschlittens; Kreise senkrecht dazu (Referenzmessung).
- Die Bewegung ist jeweils relativ zum Minimalwert dargestellt.

Die Einflüsse durch Biegung auf die Position eines Objektes sind maximal 0,1 Pixel (Abbildung 3.1a). Bei der maximalen Lageänderung des Teleskops während einer astronomischen Aufnahme von 10° ist der Biegeeffekt in der Größenordnung von 0,01 Pixel und liegt somit an der Nachweisgrenze, wie es als Konstruktionsvorgabe spezifiziert wurde.

Anders verhält es sich aber, wenn die Gravitationskraft auch in Bewegungsrichtung des Apertureschlittens wirkt. In Abbildung 3.1b sind Positionsunterschiede von bis zu 3 Pixel zu beobachten. Diese entstehen durch das festgestellte Spiel im Antrieb der Positionsregelung. In Hinblick auf spektroskopische Aufnahmen ist diese Genauigkeit nicht ausreichend und be-

darf der Verbesserung, möglichst auf die spezifizierten 0,1 Pixel.

Zum Abschätzen der erreichbaren Güte der Positionsbestimmung wurde für beide Messreihen auch die Koordinate gemessen, die durch die Schwerkraft unbeeinflusst bleibt (senkrecht zur Schwerkraft). Auch hier ist in Bewegungsrichtung des Wagens ein größeres Spiel festzustellen (Abbildung 3.1c). In Bewegungsrichtung ist die Standardabweichung 0,032 Pixel und senkrecht dazu 0,007 Pixel. Die ersteren Messungen liegen also jeweils deutlich über diesen letztgenannten Messungen und zeigen, dass es sich bei der gemessenen Biegung um einen realen Effekt handelt.

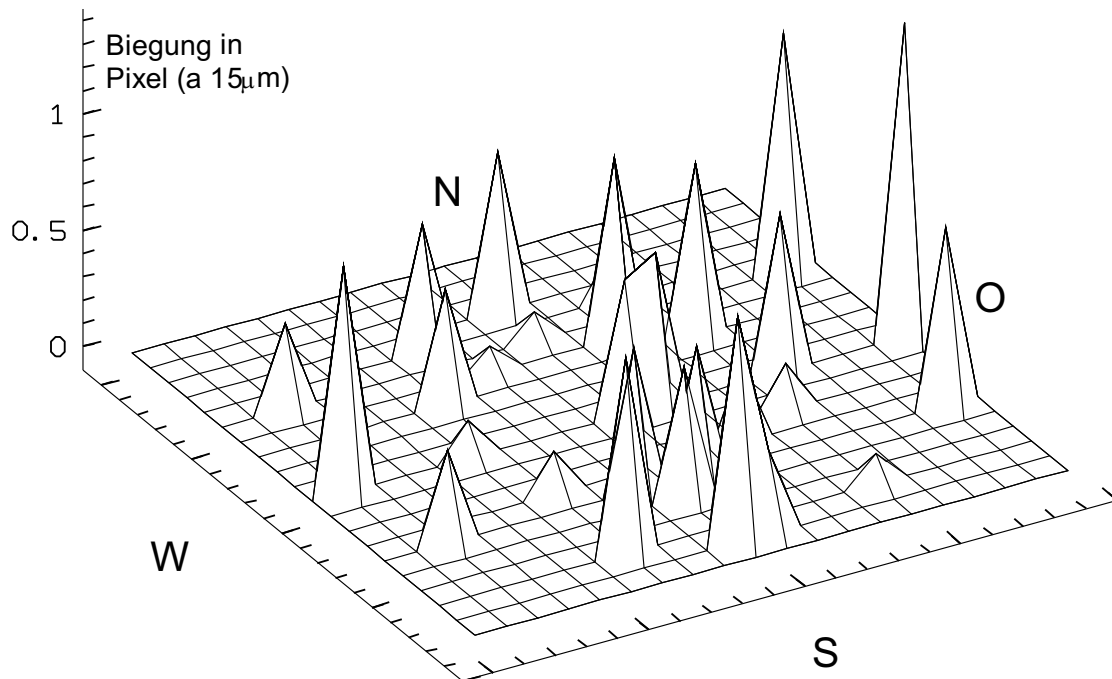


Abbildung 3.2: Biegung von MOSCA bei verschiedenen Teleskoppositionen. Es sind Messungen im Zenit, sowie in 30°- (innerer Kreis) und 60°-Stellung (äußerer Kreis) zum Zenit dargestellt.

Bei der Bewegung des Teleskops in verschiedene Richtungen soll festgestellt werden, ob Biegeeffekte oder die festgestellten Mängel im Apertureschlitten in einer Richtung besonders groß sind oder bei allen Teleskoppositionen annähernd gleiche Größenordnung haben. Mit dem Teleskop wurde ein Kreis mit 30° und einer mit 60° Schräglage gefahren und in verschiedenen Himmelsrichtungen die Position des Maskenmittelpunktes vermessen. In Abbildung 3.2 ist die Abweichung von der mittleren Position aufgetragen (z-Achse). Die Abweichung der Verschiebungsrichtung von der erwarteten (Schwerkraft-Richtung) betrug maximal $\pm 15^\circ$. Die Verschiebung ist, wie zu erwarten, in 30° Schräglage (innerer Kreis) kleiner, als bei 60° (äußerer Kreis). Ist das Teleskop nach Osten geneigt, sind die Auswirkungen der Schwerkraft am größten. Die Abweichungen betragen aber, wie schon beim vorangegangenen Biegetest in einer Ebene, bis zu 1,5 Pixel in alle Richtungen, wobei der Effekt in Bewegungsrichtung des Apertureschlittens immer um einen Faktor 10 bis 20 größer ist als senkrecht dazu.

Einflüsse der Biegung und somit der Teleskopposition auf die Bildqualität, also auf die FWHM

der Intensitätsverteilung, konnten nicht festgestellt werden. Die FWHM waren bei allen Messungen innerhalb von $\pm 2\%$ konstant.

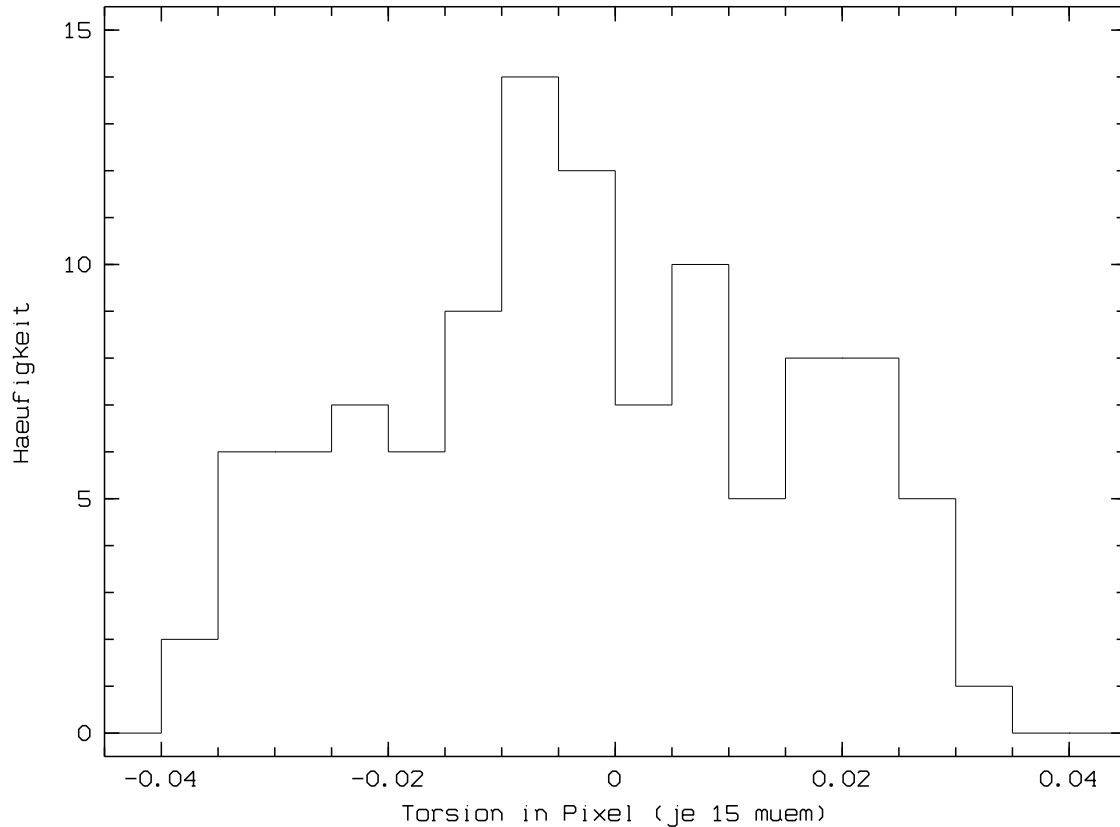


Abbildung 3.3: Statistische Verteilung der Abweichungen der Biegemessung am Rand des CCD von den Biegemessungen in der Mitte, zur Feststellung einer möglichen Torsion des Geräts

Auch durch Torsion des Greätes kann die Bildqualität von MOSCA beeinflusst werden. Um diesen Einfluss festzustellen, wurde eine Biegemessreihe durchgeführt, bei der nicht nur die Position des zentralen Lochs, sondern auch mehrere Positionen anderer Löcher (mit Hilfe des Maskenbildes aus Abbildung 4.2) vermessen wurden. Verglichen wurden die Veränderungen der Lage der Intensitätsmaxima am Ost-, West-, Nord- und Südrand der Aufnahme in Relation zum Mittelpunkt der Aufnahme. Es konnte keine Torsion festgestellt werden. Insgesamt streuten die Werte statistisch um 0 mit einer Standardabweichung von $\sigma = 0,017$ (Abbildung 3.3).

Zur Vervollständigung sollen hier noch zwei Ergebnisse aus den Vortests angegeben werden. Zum einen wurde eine Biegemessreihe ohne eingebauten Apertureschlitten durchgeführt, um die vom Schlitten verursachten Fehler auszuschließen. Statt dessen wurde eine passgenaue Lochblende verwendet. Das Ergebnis war eine Biegekurve, die eine Abweichung von 0,6 Pixel bei 60° -Stellung von MOSCA gegenüber dem Zenit aufwies (Abbildung 3.4a). Sie ist in der Größenordnung vergleichbar mit den Messungen senkrecht zur Apertureschlittenbewegungsrichtung. Der Sprung in der Zenitstellung von MOSCA ist darauf zurückzuführen, dass die eingesetzte Lochblende auf $0,02 \text{ mm}$ passgenau gefertigt wurde und daher bei positiven Winkeln noch ein wenig nachrutschte.

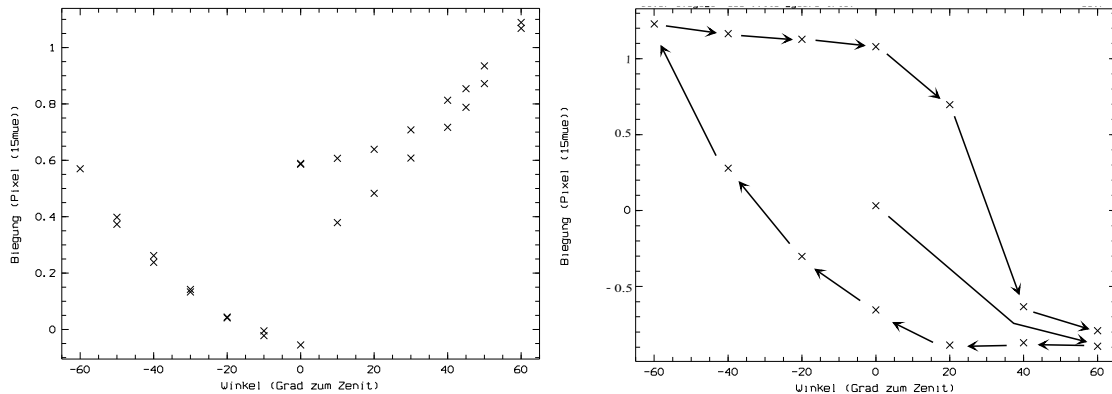


Abbildung 3.4: Biegediagramme aus dem Vortest

- a) [links] Biegung ohne Apertureschlitten
- b) [rechts] Biegehysterese aufgrund von Mängeln in der Optik

In Abbildung 3.4b ist eine Hysterese in der Biegunsmessreihe dargestellt, die lange Anlass zur Fehlersuche gab. Nachdem Apertureschlitten und Optik- und CCD-Montierung durch Tests ausgeschlossen worden waren, wurde die Optik vom Hersteller untersucht. Die Ursache der Hysterese lag letztlich in einer oder mehreren losen Linsen in den Optikfassungen und konnte durch ein neues Verkitten der Linsen in Kamera und Kollimator behoben werden.

Zusammengefasst bewirken die mechanischen Eigenschaften der Konstruktion folgende Ungenauigkeiten: Die Maskenposition ist insgesamt mit $\pm 0,01$ Pixel (a $15\mu m$) senkrecht zur Maskenbewegungsrichtung genau zu bestimmen und zu reproduzieren und ändert ihre Position in der Fokalebene von MOSCA durch Biegeeffekte um maximal $\pm 0,1$ Pixel. Während einer Aufnahme von bis zu einer Stunde wird die Position auf $0,01$ Pixel genau gehalten.

In Bewegungsrichtung des Schlittens liegt eine Unsicherheit bei der Positionierung von $\pm 1,27$ Pixel vor. Die Positionsveränderungen bei der Bewegung des Teleskops durch Spiel im Aperturenwagen betragen bis zu $\pm 1,5$ Pixel und während der Integrationszeit einer Himmelsaufnahme ca. $0,2$ Pixel. In dieser Richtung ist keine genügende Genauigkeit erreicht.

Aufgrund dieser Messergebnisse sind im April 1997 mechanische Verbesserungen im Antrieb durchgeführt worden, die das Spiel im Apertureschlitten verringert haben.

Kapitel 4

Optische Eigenschaften

4.1 Bestimmung von optischen Bezugspunkten

Bei der Arbeit mit optischen Geräten in der Astronomie sind einige Achsen und die Punkte, an denen sie die CCD-Ebene schneiden, ausgezeichnet, da ihre Lage in die Auswertung der wissenschaftlichen Daten eingeht.

Referenzpunkt

Da bei jeder Campagne das CCD mit dem Dewar neu installiert wird, ändert sich dessen Lage relativ zu MOSCA. Um Positionen wie das optische Zentrum oder die Spaltposition auf dem Bild lokalisieren zu können, ist ein Referenzpunkt nötig. Diesen Referenzpunkt soll bei MOSCA eine Aufnahme mit der Schlittenposition "hole" festlegen. Alle folgenden Positionen werden zu dieser in Relation gesetzt. Am Anfang einer Campagne sollte daher diese Position bestimmt und abgespeichert werden.

Bei unserer Campagne lag die Position des Referenzpunktes auf dem CCD-Chip Loral #11i bei:

$$X = 981.55 \pm 0.14 \tag{4.1}$$

$$Y = 999.44 \pm 0.13 \tag{4.2}$$

Die x-Achse liegt dabei in Ost-Westrichtung mit Osten bei größeren X (kleinere Rektaszension). Norden (hohe Deklination) befindet sich bei hohen Y.

Drehzentrum

Um zwei Objekte auf den Spalt zu bekommen oder bei einer Multispaltaufnahme das Bildfeld optimal mit Spalten auszunutzen, kann man MOSCA gegenüber dem 3,5-Meter-Teleskop ver-

drehen. Hierzu muss die Drehachse bekannt sein. Das dazugehörige Drehzentrum befindet sich auf dem CCD bei:

$$X = 1038 \pm 1 \text{ Pixel} \quad Y = 1023 \pm 1 \text{ Pixel}$$

das sind **0,847 mm** (56,45 Pixel) westlich und **0,353 mm** (23,56 Pixel) nördlich des Referenzpunktes.

Die Koordinaten wurden durch die Vermessung von 5 Sternpaaren auf zwei zueinander gedrehten Aufnahmen bestimmt. Die Standardabweichung der errechneten Drehzentren lag bei einem Pixel.

Wie sich bei späteren Analysen herausstellte (Bestimmung der Verzeichnung mit einem Sternhaufen, Kapitel 4.2) ist das Bild von MOSCA leicht gegenüber den Himmelskoordinaten gedreht: Wenn der Positionswinkel 0° eingestellt ist, dann liegt eine Bildrotation gegenüber Nord um $+0,4915^\circ$ vor. Diese Verdrehung kann aus den astronomischen Daten herausgerechnet oder eliminiert werden, indem vor der Campagne ein Positionswinkel von etwa $-0,5^\circ$ eingestellt wird.

Bildausschnitt

Der aufgenommene Bildausschnitt ist im Idealfall durch die Ausdehnung des CCDs begrenzt. Es wurde aber festgestellt, dass durch die nicht frei programmierbare Position des Aperturschlittens das Bildfeld an zwei Seiten durch den Rahmen der freien Maske begrenzt wird (im Norden und im Westen). Leicht zu erkennen sind die Begrenzungen durch einen nicht geraden Kantenverlauf. Vielmehr sind die Ränder leicht konvex gekrümmt, was sich aus der Verzeichnung der geraden Kante der freien Maske ergibt.

Das Bildfeld im Einzelnen in Pixel:

	2013	...	2008	...	2013	
10						2042
:						:
10						2038
:						:
14						2041
	10	...	10	...	10	

Damit ist der auswertbare Bereich in x-Richtung von Pixel 11 bis 2013 und in y-Richtung von Pixel 11 bis 2036 (die Spalte 2037 ist auf Chip Loral #11i fehlerhaft).

Das Zentrum der freien Maske liegt bei:

$$X = 1011.5 \text{ Pixel} \quad Y = 1023 \text{ Pixel}$$

Das sind **0,44 mm** (29,95 Pixel) westlich und **0,35 mm** (23,56 Pixel) nördlich des Referenzpunktes.

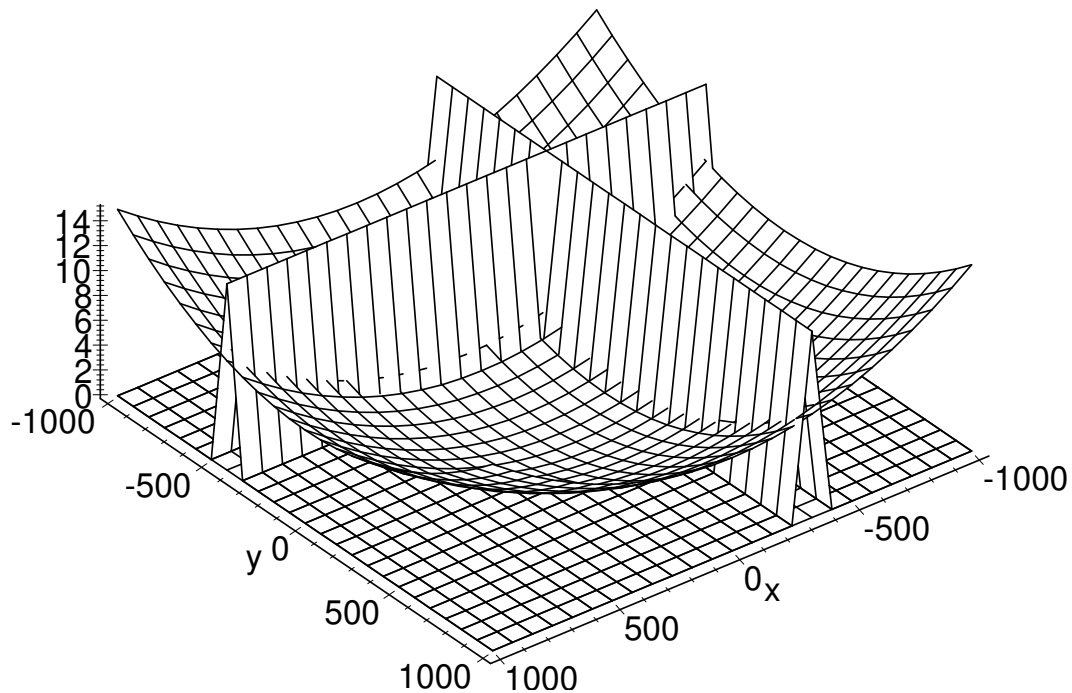


Abbildung 4.1: Verzeichnungsfunktion $f(x, y)$ (schematisch): Im Ursprung liegt das optische Zentrum. Angedeutet sind zwei zueinander senkrechte Schnitte durch die Funktion. Bei Verschiebung der Schnittebenen ändert sich die Lage der jeweiligen Minima wegen der Symmetrie nicht. Aus den beiden Minima ergibt sich die Lage des optischen Zentrums.

Das optische Zentrum

Zur Bestimmung der Verzeichnungsfunktion von MOSCA wird die Lage des optischen Zentrums benötigt, dieses ist der Punkt an dem der Abbildungsmaßstab ein lokales Extremum hat. Zur Bestimmung des optischen Zentrums kann ausgenutzt werden, dass dies der Punkt ist an dem die optische Achse die Bildebene durchdringt und dass das Linsensystem von MOSCA zur optischen Achse symmetrisch ist (Abbildung 4.1). Aus dieser Abbildung ist erkennbar, dass man durch zwei zueinander senkrechte Schnitte durch die Verzeichnungsfunktion das Verzeichnungsminimum bestimmen kann. Mathematisch verbirgt sich dahinter das Prinzip des Aufspaltens in zwei linear unabhängige Gleichungen.

Bei MOSCA ist der praktikabelste Weg die Analyse zweier zueinander senkrechter Punktreihen der eingebauten Maske (Abbildung 4.2a). Die abgebildeten Löcher in der Punktmaske sind in gleichmäßigem Abstand gebohrt. Die Abweichungen des Abstands der Intensitätsmaxima

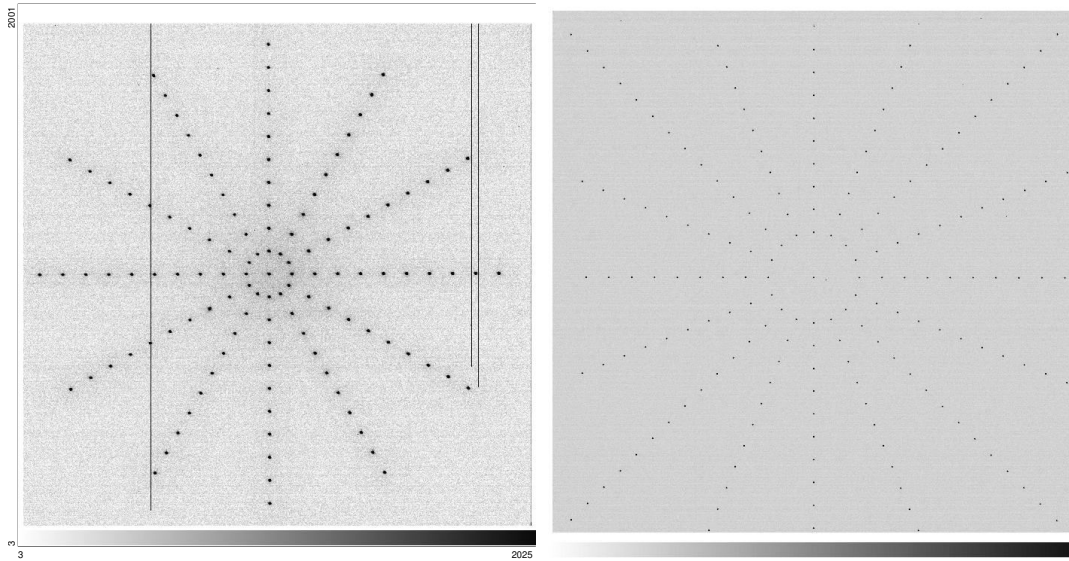


Abbildung 4.2: a) [links] Bild der “Maske 1” zur Bestimmung des optischen Zentrum von MOSCA.
 b) [rechts] Bild der Lochmaske 3 mit Löcher bis in die Ecken mit radialem Lochabstand von jeweils $5\text{ mm} \pm 0.005\text{mm}$ zur Bestimmung der Verzeichnungsfunktion

auf dem CCD vom minimalen Abstand entsprechen der Verzeichnung des Bildes durch die MOSCA-Optik.

Bei diesem Vorgehen wird allerdings nur die Verzeichnung von MOSCA berücksichtigt und die des Teleskops außer Acht gelassen. Wenn die optischen Achsen von MOSCA und Teleskop nicht exakt übereinstimmen oder nicht parallel sind, wird die Bestimmung des optischen Zentrums sowie der Verzeichnungsfunktion komplexer. Da die durch die Fertigung bedingte Abweichung der beiden optischen Achsen in der CCD-Ebene unter $0,5\text{ mm}$ liegt, wird auch bei der Bestimmung des optischen Zentrums das Teleskop nicht berücksichtigt.

Zum Vorgehen im einzelnen:

Zunächst wird der minimale Maßstab des Geräts mit Hilfe der Messpunkte im mittleren Teil der Maske bestimmt. Die zwei zueinander senkrechten Koordinatenrichtungen werden nun einzeln analysiert. An die Maßstabsabweichungen der Messpunkte vom linearen Maßstab wird eine symmetrische Fitfunktion $ax^2 + bx^4$ angepasst. Durch Verschiebung des Symmetriezentrums werden nun die Koordinaten des optischen Zentrums errechnet, indem die Position mit minimaler Standardabweichung der Messwerte von der jeweiligen Fitfunktion bestimmt wird. Hierzu wurde durch Intervallschachtelung das

Das optische Zentrum liegt danach bei:

$$X = 898.96 \pm 0.1\text{ Pixel} \quad Y = 963.42 \pm 0.1\text{ Pixel}$$

Das sind **1,239 mm** (82,59 Pixel) östlich und **0,540 mm** (36,02 Pixel) südlich des Referenzpunktes.

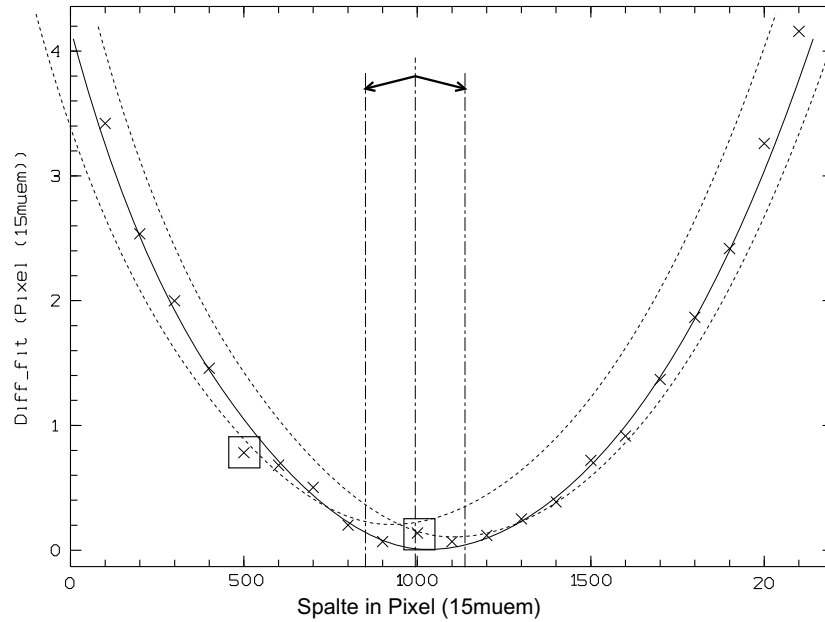


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung zur Bestimmung des optischen Zentrums durch das Anpassen einer symmetrischen Fitfunktion an die Verzeichnungsmesswerte in x- bzw. y-Richtung. Durch die Verschiebung des Symmetriepunktes der Fitfunktion wird nach der geringsten Standardabweichung der Messwerte von der variablen Fitfunktion gesucht.

Die Bestimmungsmethode ist bei gegebenen Messwerten theoretisch auf 0,01 Pixel genau. Wird allerdings zum Beispiel ein schlechter Messwert nicht eliminiert (Abbildung 4.3 bei $x = 500$), erhält man ein Minimum, das sich von dem ohne diesen Messwert um 4,5 Pixel unterscheidet. Ferner ist noch die Unsicherheit von 1,5 Pixel bei der Positionierung des Aperturenslittens in y-Richtung (Süd-Nord) zu nennen, welche in der Praxis den größten Fehler darstellt, denn die Positionierung des optischen Zentrums auf dem Bild hängt davon ab, wie genau das Referenzloch auf dem CCD positioniert werden kann. In x-Richtung (Ost-West) ist somit die Genauigkeit um den Faktor 10 bis 20 höher.

Punkt	x (Pixel)	x in mm	y (Pixel)	y in mm
Referenzloch ('hole')	0	0	0	0
optisches Zentrum	-82.59 (O)	-1.239 (O)	-36.02 (S)	-0.540 (S)
Drehpunkt	56.45 (W)	0.847 (W)	23.56 (N)	0.353 (N)
Bildmittelpunkt	29.95 (W)	0.44 (W)	23.56 (N)	0.350 (N)
nördliche Spaltbacke	52.09 (W)	0.781 (W)	-8.99 (S)	-0.134 (S)
Maske 1	0.55 (W)	0.008 (W)	5.12 (N)	0.077 (N)
Maske 2	10.93 (W)	0.164 (W)	0.71 (N)	0.011 (N)
Maske 3	5.44 (W)	0.082 (W)	-8.64 (S)	-0.130 (S)

Tabelle 4.1: Ausgezeichnete Punkte in der Fokalebene von MOSCA mit CCD Loral #11i ($15\mu\text{m}$ Pixelgröße). Der Fehler in x-Richtung beträgt $\pm 0.02\text{Pixel} = \pm 0.3\mu\text{m}$ und in y-Richtung $\pm 1\text{Pixel} = \pm 0.015\text{mm}$.

In Hinblick auf die Wellenlängenkalibration (Kapitel 5.2.3) muss die Lage des Langspaltes auf

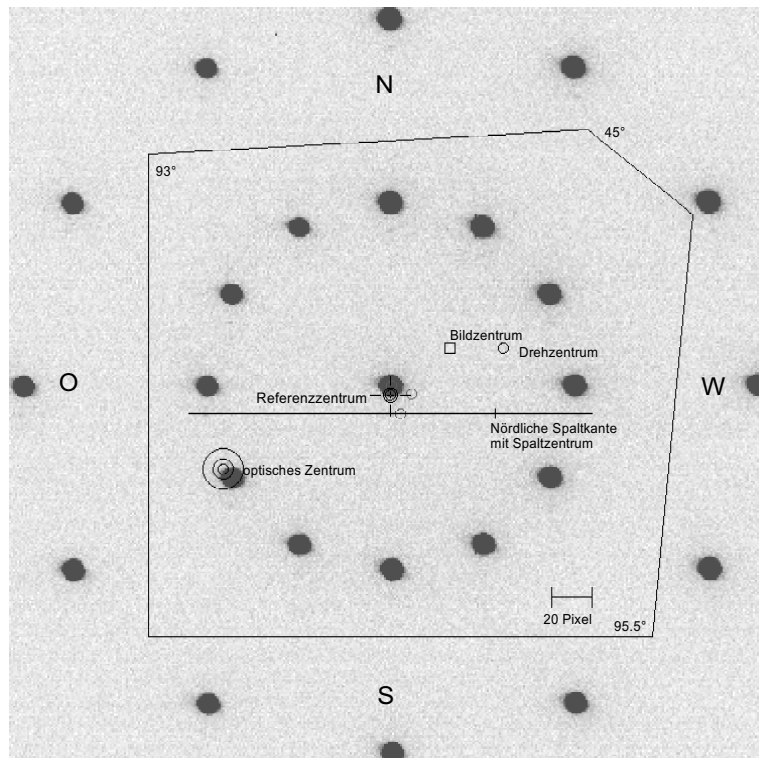


Abbildung 4.4: Zeichnung ausgezeichneter Punkte von MOSCA in der Fokalebene (mit Maske 1). Die Umrisse der Masken im Apertureschlitten für Multispaltaufnahmen sind nicht maßstabsgerecht skizziert.

dem CCD bekannt sein. Die nördliche, feste Spaltbacke liegt bei Reihe 990,54 somit 8,99 Pixel (0,135 mm) südlich des Referenzpunktes. Die südliche Spaltbacke und die Spaltmitte hängen von der Spaltöffnung ab.

Das Zentrum des Spalts wird definiert durch den eingefahrenen Decker oder die Keilabdeckung. Sie liegt bei 1033,64, also 52,09 Pixel (0,7814 mm) westlich des Referenzpunktes.

In Tabelle 4.1 und in Abbildung 4.4 sind noch einmal alle beschriebenen Punkte sowie vollständigshalber die Positionen der Maskenmitten, zusammengefaßt. Alle Positionsangaben sind in Apertureschlittenbewegungsrichtung durch die Positionierungsgenauigkeit auf die Genauigkeit von 1,5 Pixel limitiert. Senkrecht dazu, in x-Richtung, ist die Genauigkeit um den Faktor 20 höher.

4.2 Abbildungsmaßstab und Verzeichnung

Der Abbildungsmaßstab eines optischen Systems gibt das Verhältnis von Bildgröße zu Gegenstandsgröße an. Die Änderung des Abbildungsmaßstabes über das Bildfeld wird als Verzeichnung bezeichnet. Verzeichnung bedeutet somit, dass ein achsenferner Punkt in einen Bildpunkt abgebildet wird, der nicht an der gleiche Stellen liegt wie der paraxiale Bildpunkt

[Hec87]. Stattdessen befindet er sich an einem Punkt, der in 1. Näherung für eine Linse um

$$\Delta r = C \frac{L}{n} r^2 \quad (4.3)$$

radial verschoben ist [Hec87] (mit dem Abstand L der Bildebene von der Linsenebene, n Brechungsindex der Linse und C Linsenkonstante, abhängig von Linsenradius und -geometrie). Ist der Koeffizient positiv, handelt es sich um eine kissenförmige Verzeichnung (Abbildung 4.5), ist er negativ, um eine tonnenförmige Verzeichnung.

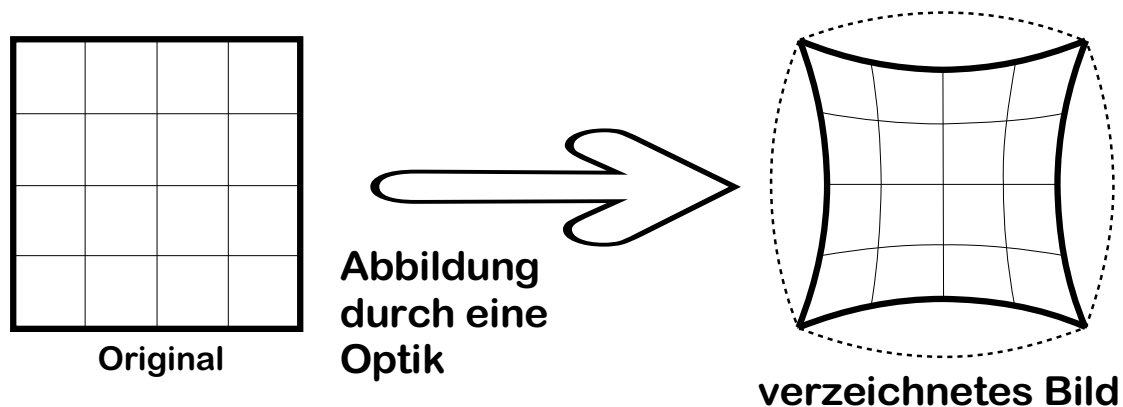


Abbildung 4.5: Schematische Skizze der Verzeichnung eines Bildes. Mit den durchgezogenen Linien wird eine kissenförmig Verzeichnung symbolisiert. Die gestrichelten Linien stellen eine tonnenförmige Verzeichnung dar.

Idealisiert kann man die beiden Linsensysteme (Kollimator und Kameraoptik) in MOSCA als jeweils eine Linse ansehen. Die Beschreibung des Bildfehlers muss daher mindestens einen Term vierter Ordnung im Radius enthalten. Beim Linsensystem von MOSCA wird die Verzeichnung experimentell bestimmt.

Die Kenntnis des Abbildungsmaßstabes und der damit zusammenhängenden Verzeichnung ist aus mehreren Gründen erforderlich:

- Zum Vergleich von Aufnahmen mit anderen Geräten oder mit Literaturwerten müssen die Daten in Himmelskoordinaten umgerechnet werden.
- Die Positionen von Spalten für Multi-Objekt-Spektroskopie müssen berechnet werden.
- Mehrere Aufnahmen mit verschiedenen Bildzentren können nun unter Berücksichtigung der Verzeichnung zusammengefügt werden (Mosaikbilder oder Koaddition von Aufnahmen verschiedenerer Teleskoppositionen).

Für diese Zwecke sollten Positionsgenauigkeiten von $0,1''$ über das gesamte Bild erreicht werden.

Der Maßstab wird bestimmt aus dem Vergleich der Lochpositionen auf der Maske, die radial in 5 mm Abstand gebohrt wurden, und der gemessenen Positionen auf dem CCD. Um

abzuschätzen, ob eine Korrektur notwendig ist, wird zunächst die Abweichung vom durchschnittlichen Maßstab ($\overline{m}_{MOSCA} = 21,497 \text{ arcsec/mm}$), der aus allen Lochpositionen von Maske 1 (Abbildung 4.2a) bestimmt wurde, ermittelt.

In Abbildung 4.6a ist zu sehen, dass im inneren Bereich die Abweichungen unter 1,2 Pixel liegen. Mit dem inneren Bereich des Bildes sei der Kreis mit Radius 1000 Pixel um das optische Zentrum bezeichnet. Für die Positionierung von Multispaltmasken ist eine solche Genauigkeit genügend.

Man sollte aber auch bemerken, dass dann über 20% des Bildes unberücksichtigt bleiben (Abbildung 4.6b). Um eine ausreichende Genauigkeit auf dem gesamten Bild zu erzielen, ist es daher unumgänglich, eine Verzeichnungsfunktion zur Korrektur zu berechnen.

Zur Bestimmung der Verzeichnung von MOSCA wurde die Aufnahme einer Lochmaske (Abbildung 4.2b) verwendet. Dabei kann allerdings nur die von MOSCA bewirkte Verzeichnung und nicht die des Teleskops bestimmt werden. Die Verzeichnung des 3,5-Meter-Teleskops liegt aber bei einem Bildfeld von $11' \times 11'$ unter $0,1''$ und kann daher vernachlässigt werden [Fri96].

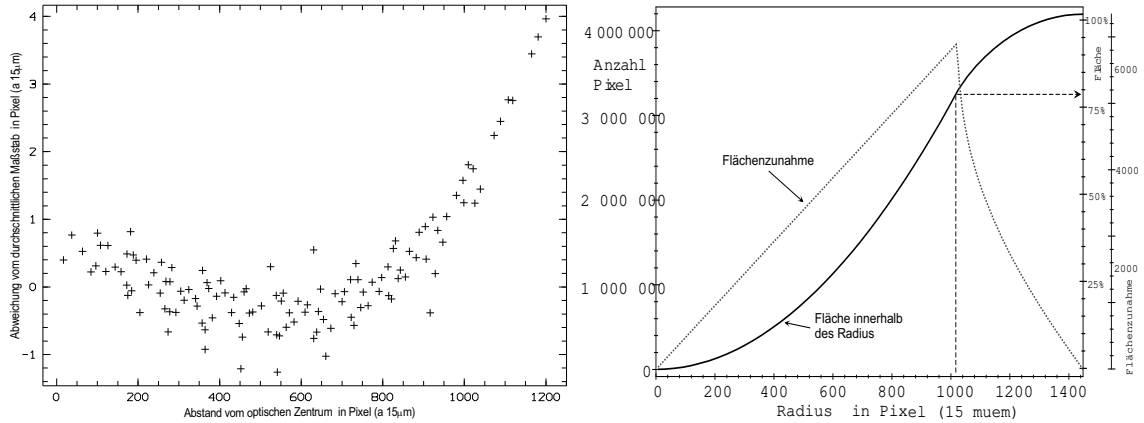


Abbildung 4.6: a) [links] Abweichungen vom durchschnittlichen Maßstab des gesamten Bildes in Abhängigkeit vom Abstand vom optischen Zentrum
b) [rechts] Flächenbetrachtung innerhalb des Radius und differenzielle Flächenzunahme vom Radius bei einem CCD-Chip mit 2048×2048 Pixel

Dazu betrachtet man nun den Abbildungsmaßstab in Abhängigkeit vom Abstand zum optischen Zentrum (Abbildung 4.7). Es stellt sich heraus, dass dieser im inneren Teil des Bildes annähernd konstant ist. Wir definieren daher nun als Abbildungsmaßstab den Mittelwert der Messwerte innerhalb von 6 mm (oder 400 Pixel) um das optische Zentrum. Es ergibt sich:

$$R_{MOSCA} = \frac{r_{ein}}{r_{aus}} = \frac{1}{3.66074} = 0.273170$$

mit R_{MOSCA} = Reduktionsfaktor von MOSCA im Zentrum, r_{ein} = Stecke in mm auf der Lochmaske (vor MOSCA) und r_{aus} = Stecke in mm auf dem CCD (hinter MOSCA).

Daraus erhält man den Abbildungsmaßstab:

$$m_{brenn} = \frac{1}{m_{3.5} \cdot m_{MOSCA}} = \frac{1}{169.7 \cdot 0.273170} \left[\frac{\text{arcsec}}{\mu\text{m}} \right] = 21.572 \frac{\text{arcsec}}{\text{mm}}$$

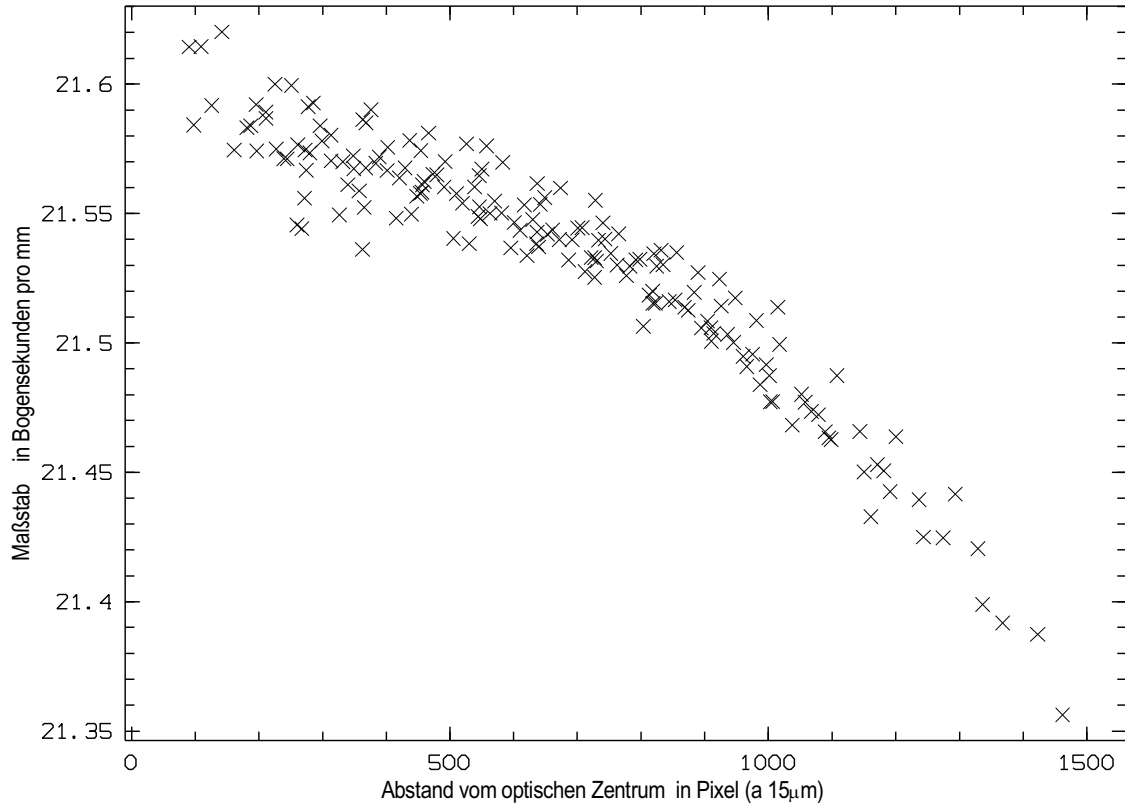


Abbildung 4.7: Maßstab von MOSCA in $arcsec/mm$ in Abhängigkeit vom Abstand zum optischen Zentrum.

mit m_{brenn} = Maßstab in der Brennebene, m_{MOSCA} = Maßstab von MOSCA, $m_{3.5} = 169.7 \frac{\mu m}{arcsec}$ Maßstab des 3,5-Meter-Teleskop auf dem Calar Alto.
Daraus ergibt sich

$$m_{brenn} \cdot x_{pixel} = 21.572 \cdot 0.015 \left[\frac{arcsec}{Pixel} \right] = 0.32358 \frac{arcsec}{Pixel} \quad (4.4)$$

mit m_{brenn} = Maßstab in der Brennebene von MOSCA, $x_{pixel} = 0.015 \left[\frac{mm}{Pixel} \right]$ Pixelgröße des verwendeten CCD-Chips.

Aus der Differenz zwischen den Positionen, an denen die Intensitätsmaxima liegen, und den Positionen, an denen die Intensitätsmaxima sein müßten, wenn ein konstanter Abbildungsmaßstab (aus dem inneren Bereich bestimmt, s.o.) vorliegt, ergibt sich die Verzeichnung. An diese Messwerte kann die Verzeichnungsfunktion angefitet werden. Es handelt sich um eine symmetrische Funktion. Sie hat also nur Terme in x^2 , x^4 , x^6 , In Abbildung 4.8 sind die Fitfunktionen zusammen dargestellt. Bei einer Fitfunktion 6. Grades gewinnt man gegenüber der 4. Grades nur noch 0,1% an Genauigkeit (in der Standardabweichung) hinzu. Die Näherung 4. Grades wird daher hier als ausreichend angesehen, was auch mit den oben festgestellten Überlegungen übereinstimmt (Seite 27).

Entzerrt man mit der bestimmten Verzeichnungsfunktion die Messwerte der Maske und errechnet dann die Differenz zu einem konstanten Maßstab, so bleibt noch ein linearer Restfehler

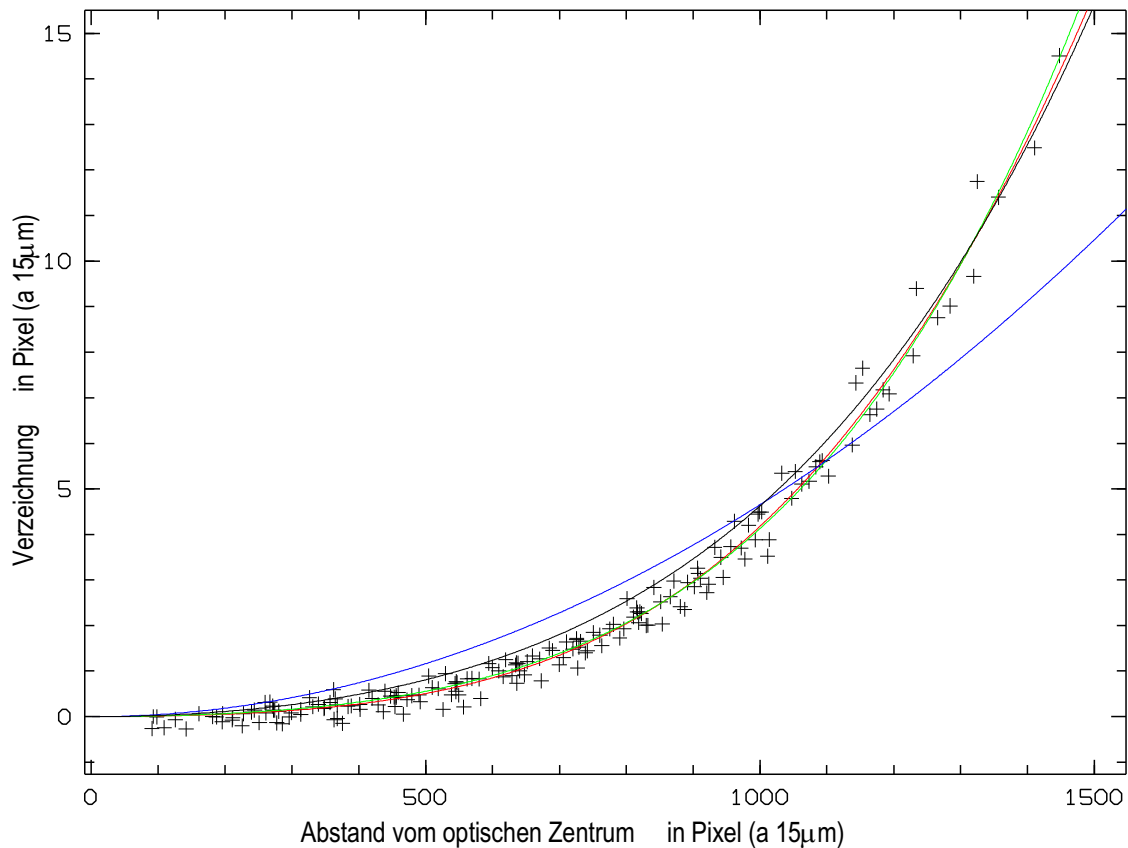


Abbildung 4.8: Vergleich der Verzeichnungsfunktionen (Fitfunktionen: blau = x^2 ; grün = $x^2 + x^4$; rot = $x^2 + x^4 + x^6$; zum Vergleich die Fitfunktion, ohne Messwerte in den Ecken zu berücksichtigen: schwarz = $x^2 + x^4$)

(Abbildung 4.9a). Dies kommt daher, dass man bei dem Fitten an die Differenz zum linearen Maßstab durch das Verwenden des Mittelwertes davon ausgeht, dass der Maßstab im inneren Bereich konstant ist. Der verwendete mittlere Maßstab ist daher geringer als der Maßstab im optischen Zentrum. Da der Abbildungsmaßstab aber linear in die Berechnung der Positionsabweichungen eingeht, bleibt nach dem Abziehen der bisherigen Verzeichnungsfits der in Abbildung 4.9a zu sehende lineare Anteil übrig. Dies kann nachträglich korrigiert werden, indem man aus Abbildung 4.8 die durchschnittliche Steigung der Fitfunktion in den inneren 6 mm (400 Pixel) des Bildes bestimmt und als linearen Anteil der Korrekturfunktion hinzufügt (erklärende schematische Darstellung in Abbildung 4.9 b-d).

Man kann natürlich den linearen Term umgehen, indem man eine Fitfunktion an die direkten Abbildungsmaßstabsdaten (Abbildung 4.7) anpasst. Dieses ist jedoch nicht sinnvoll, da für die Weiterverarbeitung der Daten nicht der Abbildungsmaßstab, sondern die Positionsdaten der Bildobjekte benötigt werden.

Es wäre dann auch schwer einen mittleren Maßstab des Bildes zu definieren, es sei denn die Tangente an die Maßstabsfunktion im Bildzentrum, welches nur ein theoretischer und in der Praxis nicht einsetzbarer Wert ist.

Den um die Verzeichnung korrigierten Abstand eines Bildpunktes vom optischen Zentrum

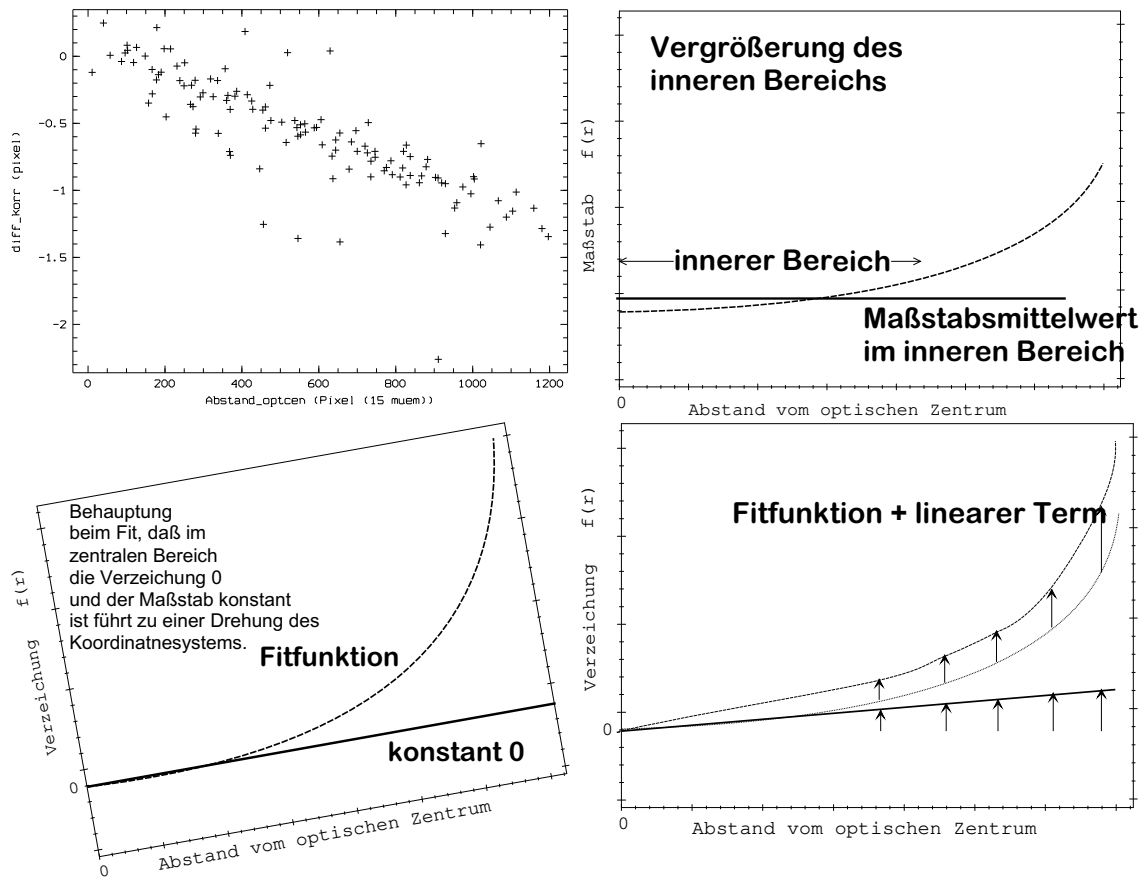


Abbildung 4.9: Linearer Anteil der Fitfunktion

- [oben links] linearer Restfehleranteil nach dem Erstellen der Fitfunktion
- [oben rechts] Bestimmung des Maßstabes anhand der Messwerte im inneren Teil des Bildes (6 mm bzw. 400 Pixel)
- [links unten] Beim Errechnen der Fitfunktion wird behauptet, dass die Messwerte im inneren Bereich des Bildes keine Steigung haben (das Koordinatensystem wird quasi gedreht).
- Zur Korrektur wird der Anteil, den die Steigung der Messwerte im inneren Bereich des Bildes hat, in Form eines linearen Terms auf die Verzerrungsfunktion addiert und somit die Drehung des Koordinatensystems aus c) wieder korrigiert.

(1,239 mm südlich (82,59 Pixel [15 μm]) und 0,540 mm östlich (36,02 Pixel [15 μm]) des Referenzpunktes "hole" (siehe Kapitel 4.1) bestimmt man mit Hilfe einer der folgenden Korrekturfunktionen:

$$X = x_{ge} - 8.0139 \cdot 10^{-4} \cdot x_{ge} - 1.0658 \cdot 10^{-4} \cdot x_{ge}^2 - 7.4957 \cdot 10^{-7} \cdot x_{ge}^4 \quad (4.5)$$

- x_{ge} : auf dem CCD ausgemessener Abstand zum optischen Zentrum in mm
- X : korrigierter Abstand zum optischen Zentrum in mm

oder

$$\alpha = \gamma_{ge} - 8.0139 \cdot 10^{-4} \cdot \gamma_{ge} - 4.9407 \cdot 10^{-6} \cdot \gamma_{ge}^2 - 7.4669 \cdot 10^{-11} \cdot \gamma_{ge}^4 \quad (4.6)$$

- γ_{ge} : auf dem CCD ausgemessener Abstand zum optischen Zentrum in Bogensekunden
- α : korrigierter Abstand zum optischen Zentrum in Bogensekunden

oder

$$R = r_{ge} - 8.0139 \cdot 10^{-4} \cdot r_{ge} - 1.5987 \cdot 10^{-6} \cdot r_{ge}^2 - 2.5298 \cdot 10^{-12} \cdot r_{ge}^4 \quad (4.7)$$

- r_{ge} : auf dem CCD ausgemessener Abstand zum optischen Zentrum in Pixel ($15\mu m$)
- R : korrigierter Abstand zum optischen Zentrum in Pixel ($15\mu m$)

Als Güte der Funktion soll die Standardabweichung der gemessenen Werte von der Fitfunktion angegeben werden:

\pm	1,31 μm	oder
\pm	28 marcsec	oder
\pm	0,087 Pixel	

Die Korrektur ist demnach so exakt, dass die auftretenden Abweichungen durch die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Positionen mit den Gaußfitroutinen (ca. 0,1 Pixel) und der Ungenauigkeit bei der Bohrung der Löcher in der Maske mit der CNC-Maschine ($0,005mm \cdot 0,2731 = 1,36\mu m$) erklärt werden können. Vergleicht man diese Restfehler mit dem Median des Seeing von $0,98''$, so ist festzustellen, dass die obigen Korrekturen ausreichend sind und somit geräteseitig bei der Astrometrie keine Einschränkungen bestehen.

Da die Koeffizienten der Korrekturfunktion negativ sind, liegt bei MOSCA also eine kissenförmige Verzeichnung vor.

Der Vollständigkeit halber sei auch noch der Fit der Verzeichnungsfunktion 6. Grades angegeben:

$$R = r_{ge} - 7.0087 \cdot 10^{-4} \cdot r_{ge} - 1.24452 \cdot 10^{-6} \cdot r_{ge}^2 - 3.21795 \cdot 10^{-12} \cdot r_{ge}^4 + 2.81792 \cdot 10^{-19} \cdot r_{ge}^6$$

- r_{ge} : auf dem CCD ausgemessener Abstand zum optischen Zentrum in Pixel ($15\mu m$)
- R : korrigiert Abstand zum optischen Zentrum in Pixel ($15\mu m$)

Der aus der Fitfunktion (Formel 4.5) berechnete Maßstab ist als durchgezogene Kurve in Abbildung 4.10 dargestellt. Allerdings ist dies immer nur der aus dem wirklichen Abstand zum optischen Zentrum und dem Sollabstand berechnete Maßstab, also nur ein durchschnittlicher Maßstab vom betrachteten Punkt bis zum Bildzentrum. Der lokale Maßstab kann aus dem Abstand zwischen zwei benachbarten Punkten des Bildes errechnet werden. Die entstehende Funktion ist in Abbildung 4.10 gestrichelt dargestellt. Es ist zu sehen, dass der Maßstab zum Bildrand um bis zu 4% von dem im Bildzentrum abweicht.

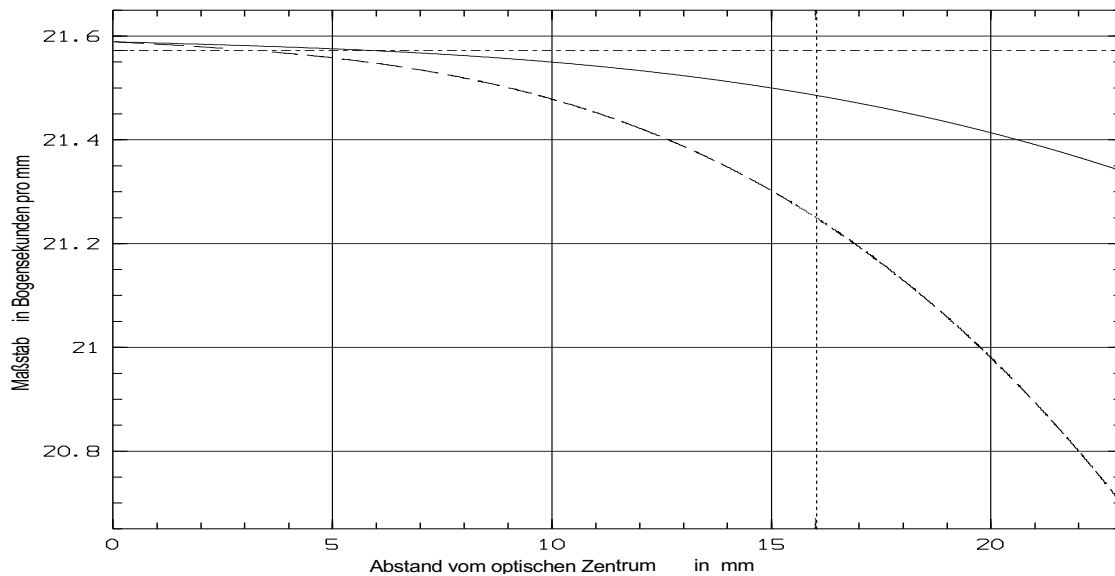


Abbildung 4.10: Maßstab von MOSCA am 3,5-Meter-Teleskop.

Durchgezogene Kurve: Durchschnittlicher Maßstab innerhalb des aufgetragenen Radius

Gestrichelte Linie: Lokaler Maßstab bei dem jeweiligen Radius

Punktierte Senkrechte: 16 mm = Radius des Inkreises des CCD-Chips (halbe Kantenlänge)

Strichpunktierte Waagerechte: Durchschnittlicher Maßstab von $21,572 \frac{\text{arcsec}}{\text{mm}}$ innerhalb des 6mm-Kreises um das optische Zentrum

Test der Verzeichnungsfunktion

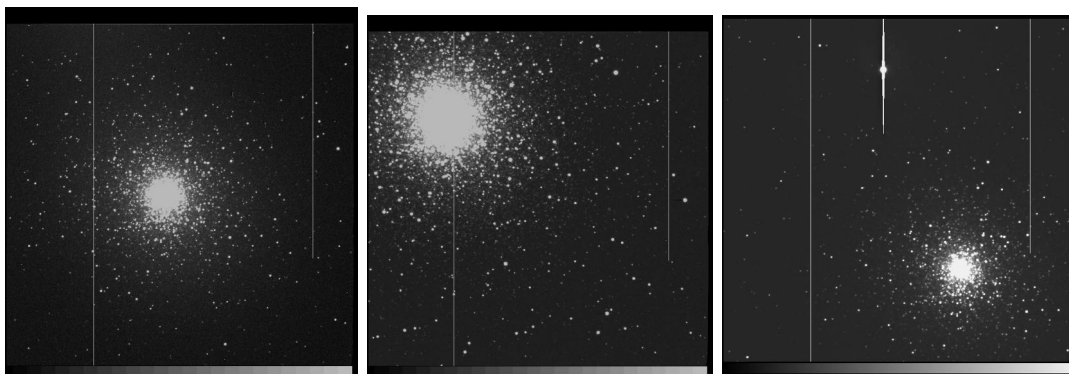


Abbildung 4.11: Referenzbilder vom Sternhaufen M15 (mit V-Filter aufgenommen), bei dem 1092 Sternpositionen bekannt sind.

a) [links] zentrale Aufnahme

b) [Mitte] Sternhaufen am Rande zum Messen der Verzeichnung am Rande des Bildfeldes.

c) [rechts] wie b, jedoch am anderen Rand

Zum Test der Verzeichnungsfunktion wird eine Sternenfeldaufnahme mit möglichst vielen genau vermessenen Sternen verwendet. Hierfür sind Sternhaufen am geeignetsten; einer dieser

vermessenen Sternhaufen ist M15. Die Positionen von 1092 ausgewählten Sternen dieses Haufens sind bis auf 50 - 70 *mas* vermessen und werden ständig weiter beobachtet [CCG96]. Um in jedem Abstand vom optischen Zentrum genügend viel Messpunkte zu haben, wurden drei Aufnahmen von M15 ausgewertet (Abbildung 4.11 a-c) und die Positionen der in der Literatur vermessenen Sterne bestimmt (Abbildung 4.12).

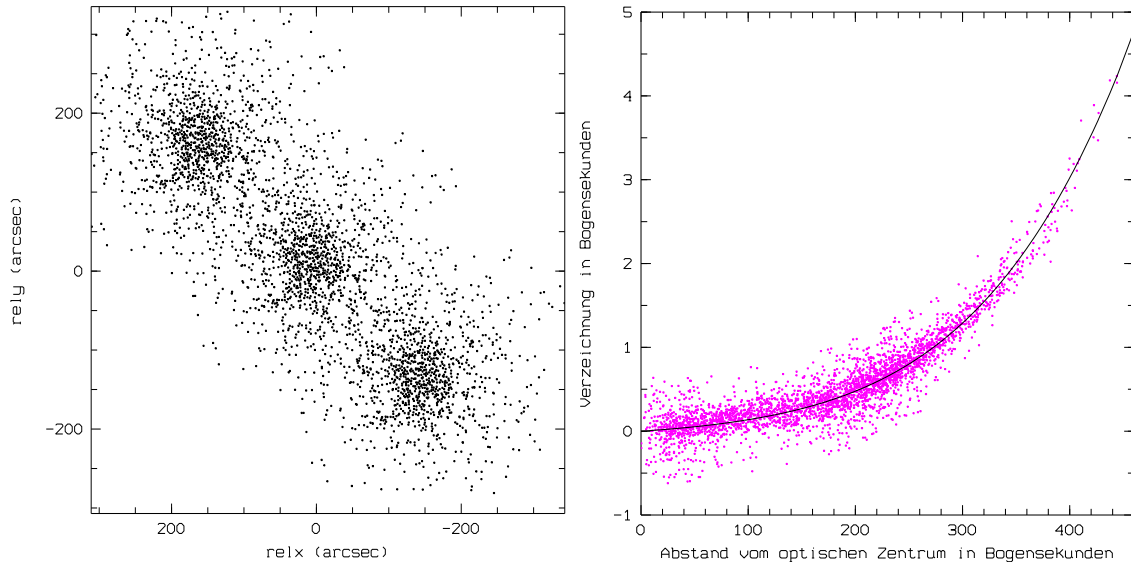


Abbildung 4.12: Messungen von Sternpositionen zum Test der Verzeichnungsfunktion

- a) [links] Position der Sterne, die vermessen wurden.
- b) [rechts] Verzeichnungsfunktion und gemessene Verzeichnung der Sternpositionen

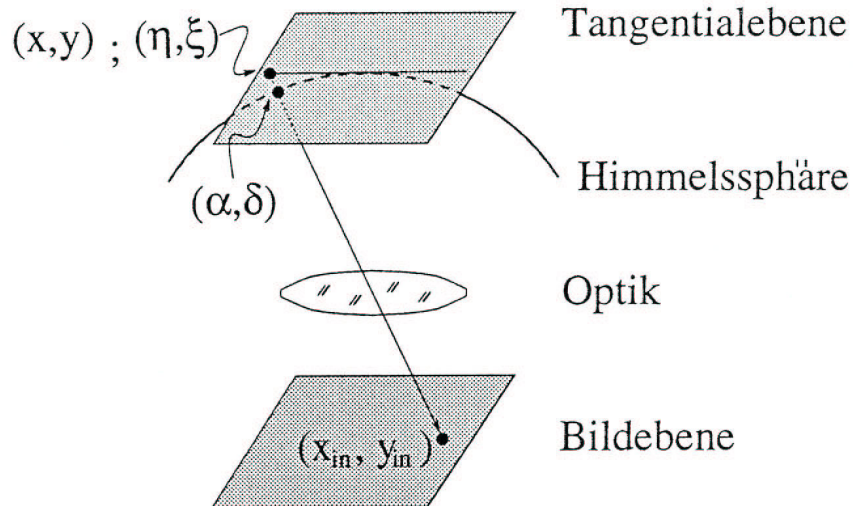


Abbildung 4.13: Skizze zur Umrechnung der Himmelskoordinaten (sphärisch $\alpha; \delta$) in Koordinaten in einer Tangentialebene ($\eta; \xi$), die dann auf die Bildebene abgebildet werden.

Die Abbildung von einem sphärischen System des Himmels auf eine ebene Fläche, beinhaltet einen Koordinatenwechsel. Die Messwerte sind daher, bevor sie verzeichnungskorrigiert

werden können, in Koordinaten $(\eta; \xi)$ einer Tangentialebene umzurechnen (Abbildung 4.13) [Sma71, MP91]. Es ergeben sich für die Koordinaten in der Tangentialebene:

$$\eta = -\frac{\cos \delta \cdot \sin(\alpha - \alpha_0)}{\cos \delta_0 \cdot \cos \delta \cdot \cos(\alpha - \alpha_0) + \sin \delta_0 \cdot \sin \delta} \quad (4.8)$$

$$\xi = -\frac{\sin \delta_0 \cdot \cos \delta \cdot \sin(\alpha - \alpha_0) - \cos \delta_0 \cdot \sin \delta}{\cos \delta_0 \cdot \cos \delta \cdot \cos(\alpha - \alpha_0) + \sin \delta_0 \cdot \sin \delta} \quad (4.9)$$

- $\delta_0; \alpha_0$: Koordinaten des Bildzentrums (z.B. in Bild 4.11a ist $\alpha_0 = 21h 29' 52''$; $\delta_0 = 12^\circ 09' 22''$ (2000))
- $\alpha; \delta$: Himmelskoordinaten des analysierten Objektes

Vernachlässigt man diese Umrechnung, entsteht in unserem Fall ein Fehler von bis zu $7,7''$ in Ost–West Richtung und $0,38''$ in Nord–Süd Richtung.

Aus dem Abbildungsmaßstab ($m_{MOSCA} = 0,32358 \frac{arcsec}{Pixel}$, Formel 4.4) von MOSCA mit dem 3,5–Meter–Teleskop und der Verzeichnungsfunktion (Formel 4.7) ergeben sich die theoretischen Sternpositionen auf dem CCD–Chip.

Festgestellt wurde beim Vergleich der gemessenen Positionen mit den Literaturangaben, dass das MOSCA–Bild um $+0,4915^\circ$ gegenüber dem Himmelsnordpol gedreht ist.

Die Abweichung der gemessenen Sternpositionen von den Literaturwerten ist $\sigma = 0,18''$ (Abbildung 4.12). Dieses ist mit dem Seeing von $2,4''$, das bei dem Integrieren der Aufnahmen geherrscht hat, zu vergleichen. Zusammenfassend ist daher zu bemerken, dass mit der Vermessung des Sternhaufens M15 die Verzeichnungsfunktion für MOSCA sehr gut bestätigt werden konnte.

4.3 Fokus

Da MOSCA am 3,5–Meter–Teleskop ein Öffnungsverhältnis von $\frac{1}{2,7}$ hat, wirken sich Abweichungen der Fokalebene von der CCD–Ebene besonders stark in Form von großen Bildunschärfen aus.

Im Folgenden soll betrachtet werden, ob sich der Fokus über das gesamte Bildfeld ändert, damit die Qualität späterer astronomischer Aufnahmen abzuschätzt werden kann (Kapitel 4.3.1). Zum Beispiel würde bei morphologischen Analysen von Objekten ohne die Kenntnis der Güte der Bildschärfe keine Datenreduktion und –interpretation möglich sein.

Es wurde bei der Konstruktion der Optiken von MOSCA darauf geachtet, die Wellenlängenabhängigkeit so weit wie möglich durch Kombination von Linsenmaterialien mit verschiedenen Brechungsindizes zu kompensieren. Die verbleibende Abhängigkeit des Fokus von der Wellenlänge soll in Abschnitt 4.3.2 untersucht werden.

Fokusreihe

Abbildung 4.14a zeigt eine Fokusreihe mit dem internen MOSCA-Fokus. Dargestellt ist ein FWHM der abbildung eines Maskenloches. Daneben (Abbildung 4.14b) ist eine Fokusreihe mit einem Stern dargestellt, aufgetragen über den Teleskopfokus, welcher die Position des Sekundärspiegels angibt. In beiden Fällen wurde eine Gaußkurve an das Intensitätsprofil gefittet und auf Bogensekunden umgerechnet. Die Umrechnung auf Bogensekunden ist in diesem Zusammenhang sinnvoll, da aus diesen Werten bei einer Beobachtung später auf das Seeing geschlossen wird.

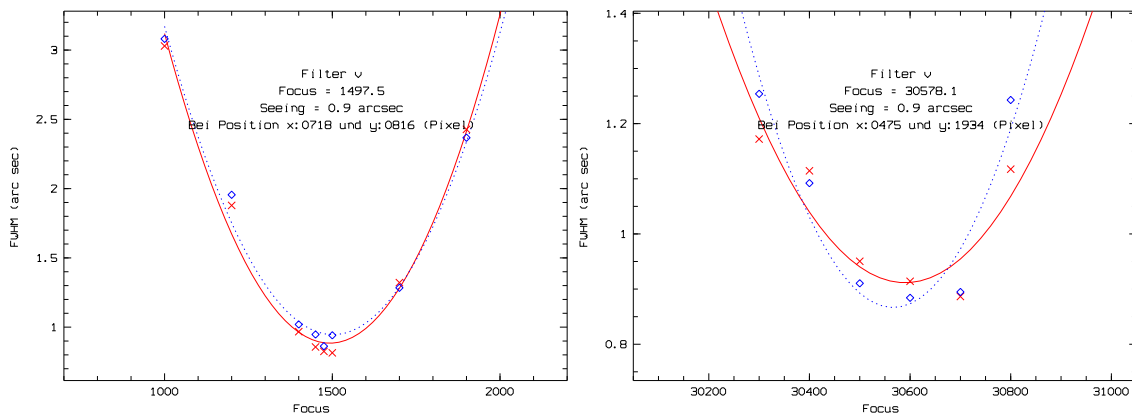


Abbildung 4.14: Fokusreihen von MOSCA: Es sind jeweils die Ergebnisse aus der FWHM in x- (Kreuze und durchgezogene Linie) und y-Richtung (Karos und gestrichelte Linie) dargestellt. Als Endergebnis ist das arithmetische Mittel beider Werte angegeben.

- a) [links] interne Fokusreihe mit einer Lochmaske (Die Fokuswerte geben die Position der Kameraoptik in μm an.)
- b) [rechts] externe Fokusreihe mit einer Himmelsaufnahme (Die Fokuswerte entsprechen der Position des Sekundärspiegels in μm .)

Erst einmal ist zu beobachten, dass in beiden Fokusreihen die x-Werte über den y-Werten des Fokus liegen. Dieses ist auch bei allen anderen bestimmten Fokussen aufgefallen und wird mit noch nicht optimaler Parametereinstellung des CCDs erklärt. Durch das Anpassen der Schwellenwerte der Potentialbarrieren könnte dieser Effekt eliminiert werden, was für spätere Campagnen geplant ist. Vorläufig kann diese Differenz nur als maximal auftretender Fehler bei der Fokusbestimmung interpretiert werden, durch den sich alle anderen Fehlerbetrachtungen — wie zur nicht ganz parallelen Ausrichtung von Teleskop und Gerät oder Gerät und CCD — erübrigen.

Lässt man eine Ungenauigkeit in der FWHM-Bestimmung von 5% des Medians des Seeings zu, also $5\% \cdot 0,98'' = 0,05''$, so kann aus der Grafik entnommen werden, dass dies einer Ungenauigkeit von $\pm 55\mu\text{m}$ im Fokuswert von MOSCA entspricht. Entsprechendes Vorgehen ergibt für den Teleskopfokus eine Genauigkeit von $\pm 90\mu\text{m}$, die eingehalten werden sollte. Diese Werte werden im Folgenden als Sensitivitäten des Fokus bezeichnet.

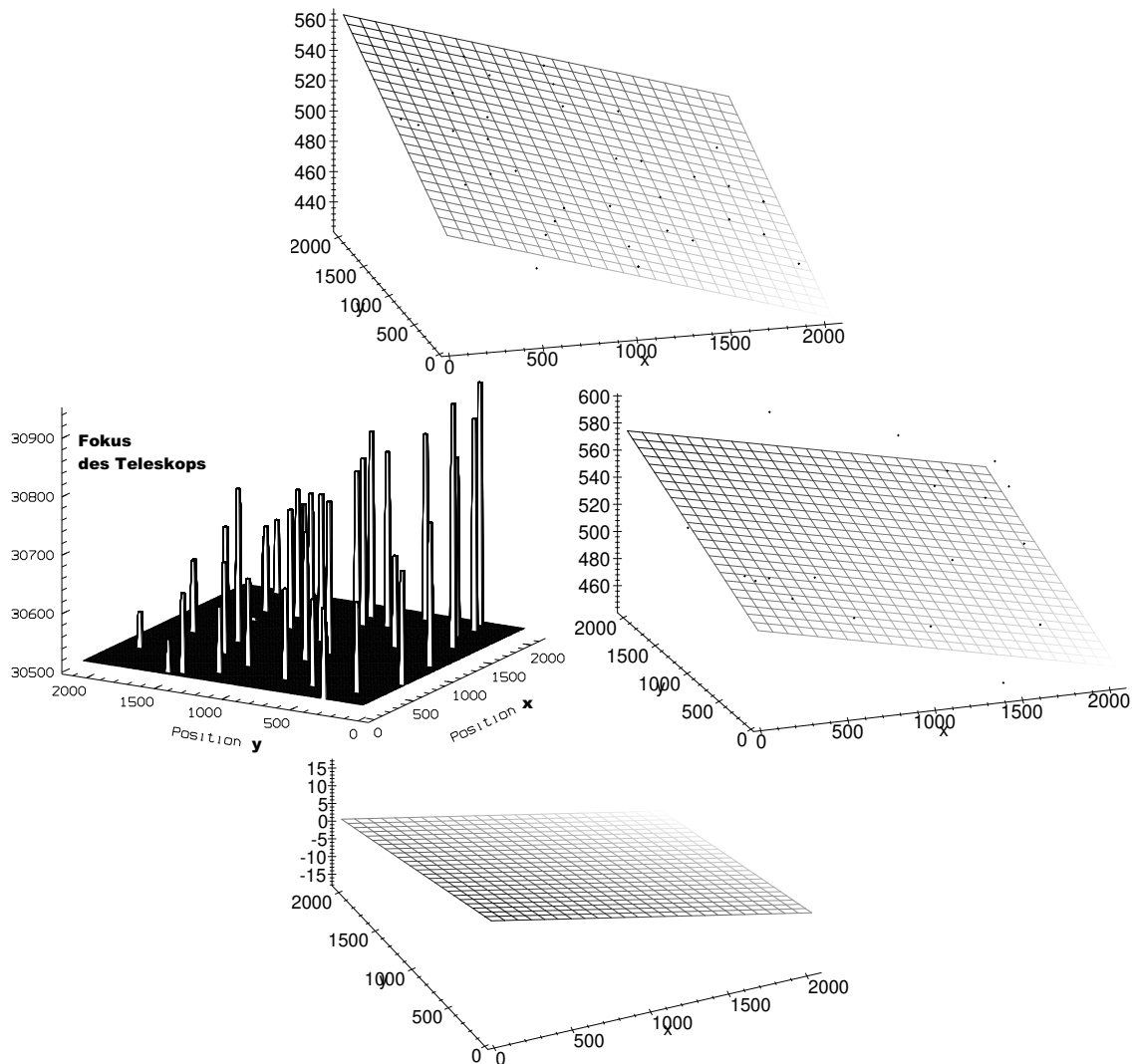


Abbildung 4.15: Fokusverschiebung über das gesamte Feld

- a) [oben] MOSCA-Fokusreihen mit interner Maske
- b) [Mitte links] Teleskopfokus für den gesamten CCD-Chip
- c) [Mitte rechts] Fokuswerte aus b) umgerechnet in Werte des MOSCA-Fokus (zum Vergleich mit MOSCA-Fokuswerten in a)
- d) [unten] Differenz der Fitebenen aus a) und c)

4.3.1 Fokus über das ganze Feld

Es soll nun untersucht werden, wie sich der Fokus in verschiedenen Bereichen des Bildes ändert. Dieser als Bildfeldwölbung [Czi91] bezeichnete Effekt ist symmetrisch zur optischen Achse. Aufgefallen ist bei der Analyse einer Maskenbild-Fokusreihe aber, dass die optimalen Fokuswerte eine schiefe Ebene ergeben (Abbildung 4.15a), was darauf hindeutet, dass entweder Optik, CCD oder Maske schief eingebaut sind. Um eine schiefe Maske auszuschließen wurde eine Fokusreihe von einem Sternfeld gemacht (Abbildung 4.15b). Nach Umrechnen der Fokuswerte von Teleskopfokus auf MOSCA-Fokus mit einem Faktor von -0.61 (Abbildung

4.15c) ergibt sich, dass die Fokusebene der eingebauten Maske und des Sternenfeldes etwa in die gleiche Richtung abfallen (Differenzebene, Abbildung 4.15d). Da auch eine schiefe Optik und die nicht parallele Ausrichtung von Teleskop und MOSCA unwahrscheinlich sind, kann man auf eine Schiefelage des CCDs schließen.

Zusätzliche Erkenntnisse könnten durch weitere Testaufnahmen zum Beispiel mit um 90° gedrehtem Dewar gewonnen werden. Sie werden aber unter Umständen gar nicht notwendig, denn es ist geplant, dem Problem der schiefen Lagerung entgegenzuwirken, indem der CCD-Chip im Dewar nicht fest installiert wird, sondern mit Piezoelementen gelagert eingebaut wird, so dass mit einer Spannungseinstellung die Ausrichtung des CCDs für jede Campagne möglich wäre. Zur Ausrichtung lässt sich dann die eingebaute Maske verwenden, denn die Differenz der Fokusebenen von Sternenfeld und Maske ist maximal $15\mu m$ (Abbildung 4.15d) und eine höhere Genauigkeit ist kaum zu erreichen, da auch die Fokussmesswerte mit einer Standardabweichung von $17\mu m$ um die Sternenfelditebene streuen.

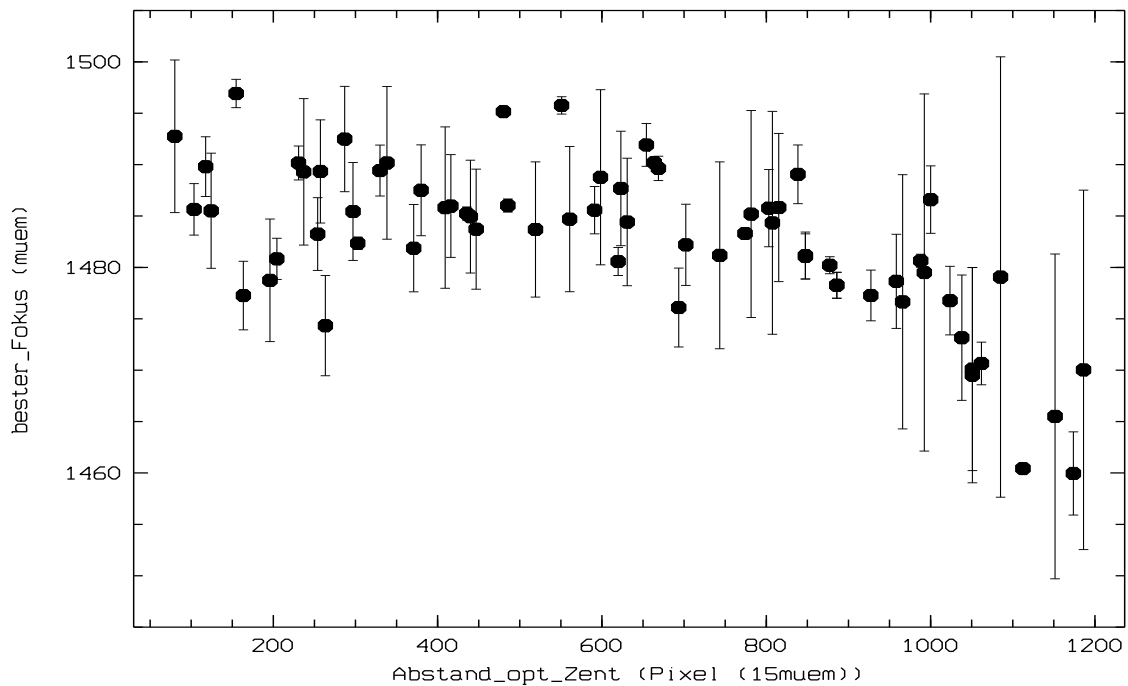


Abbildung 4.16: Abhängigkeit des optimalen Fokus vom Abstand zum optischen Zentrum (Die Fehlerbalken geben die Differenz des Fokus in x- und y-Richtung an. Der Fokus in y-Richtung liegt dabei immer über dem Fokus in x-Richtung.)

Zieht man den Anteil der schiefen Ebene von den Fokussmesswerten ab, so kann nun die Bildfeldwölbung bestimmt werden, indem man den optimalen Fokus in Abhängigkeit vom Abstand zum optischen Zentrum bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.16 dargestellt und es ist zu erkennen, dass der optimale Fokus sich zum Rand hin ändert. Interpoliert man bis in die Bildecken (1448 Pixel Radius), ergeben sich Abweichungen des optimalen Fokus vom optimalen Fokus in der Mitte von bis zu $30\mu m$. Stellt man bei einer Bildaufnahme in der Mitte scharf, bewirkt dieser Effekt ein Aufweiten der Sternenprofile um 4% (Aus Abbildung 4.14a von $0.9''$ auf $0.94''$). In der Bildmitte (bis Radius 900) ist der beste Fokus konstant. Die Fokusswerte streuen mit $\sigma = 6\mu m$ um den Mittelwert. Die Korrektur der Bildfeldwölbung durch das

Linsensystem ist also im inneren Bereich gut, aber auch in den Ecken noch ausreichend.

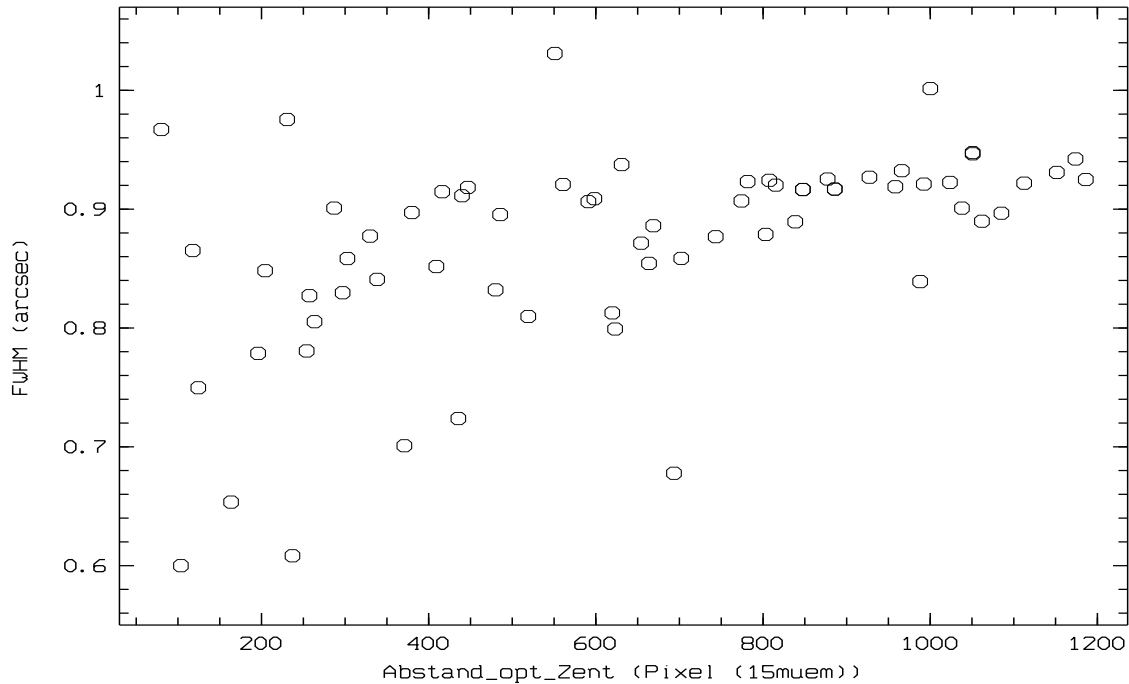


Abbildung 4.17: Die Abhängigkeit der FWHM bei optimalem Fokus vom Abstand zum optischen Zentrum.

Zusätzlich zum nicht optimalen Fokus am Rand des Bildes ist auch die Abbildungsqualität bei optimalen Fokus (sphärische Aberation, [Czi91]) zu untersuchen. Hierfür wurde die FWHM im besten Fokus auf dem gesamten Bildfeld bestimmt. In Abbildung 4.17 ist ein Anstieg der FWHM zum Rand hin zu erkennen. Durch Interpolation ergibt sich in den Ecken (Radius 1448 Pixel) des CCD ein Anstieg von $0,14''$ oder 17% gegenüber dem Zentrum ($0,82''$).

Im Bildzentrum mit einem Radius kleiner 800 Pixel kann allerdings von einem konstanten FWHM-Wert gesprochen werden. Die FWHM-Werte streuen in diesem Bereich mit $\sigma = 0,11''$ um eine Gerade. Dieser Fehler lässt sich zurückführen auf die mechanische Genauigkeit bei dem Bohren möglichst gleichgrosser Löcher ($0,2 \text{ mm}\varnothing$) und deren späteren Lackierungsvorgang. Die bestimmte Standardabweichung von $0,11''$ entsprechen in der Maskebene $0,018 \text{ mm}$, also eine Durchmesser Bohrgenauigkeit von unter 10% (Löcher von $\varnothing 0,2 \pm 0,02 \text{ mm}$).

Da die Schiefelage des CCDs in Kürze behoben sein wird, überlagern sich nur die beiden anderen Unschärfefekte. In der Bildmitte kann man beide Abbildungsfehler vernachlässigen; in den Bildecken müssen diese Effekte aber berücksichtigt werden.

Die maximal zu erwartenden Fehler bei MOSCA betragen:

Fehlergrund	Abbildungsverbreiterung	
Bildfeldwölbung	$0.04''$	± 0.008
sphärische Aberation	$0.16''$	± 0.11
Gesamt	$0.17''$	± 0.12

Ein Beobachtungsobjekt von $0,98''$ (Medianwert des Seeings) hat also im Zentralbereich des Bildes tatsächlich $0,98''$ FWHM; aber das gleiche Objekt in einer Bildecke besitzt dann nach der quadratischen Addition der Fehler eine FWHM von $1,1''$. Bei einem Seeing von $1,3''$ liegt nur eine Verbreiterung auf $1,311''$ vor, welche vernachlässigbar ist.

4.3.2 Wellenlängenabhängigkeit des Fokus

Filter	Wellenlänge	MOSCA Fokus	relativer MOSCA Fokus
U	3653 ± 102.4	992	-20
B	4293 ± 505.6	949	-63
BV	4720 ± 785.2	971	-41
V	5463 ± 451.6	1012	0
R	6390 ± 730.0	1394	382
I	> 7690	1138	126
z	> 8290	1122	110
ohne Filter	3000 – 11 000	1032	20

Tabelle 4.2: Fokuswerte für die in MOSCA eingebauten Standardfilter (vom Juli 1996)

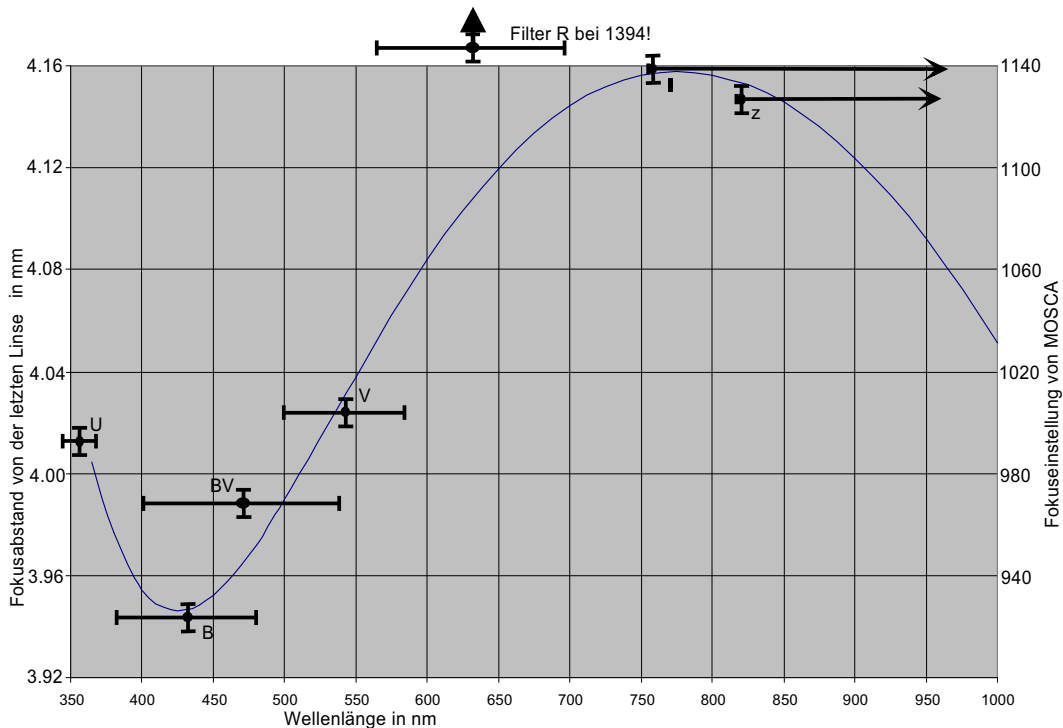


Abbildung 4.18: Fokusverschiebung von MOSCA bei verschiedenen Wellenlängen. Die durchgezogene Linie sind die berechneten Fokuswerte in *mm* hinter der letzten Linse. Eingetragene Messwerte sind die gemessenen MOSCA-Fokuswerte der Standardfilter. Der Messwert für das R-Filter liegt weit oberhalb der Grafik.

Bei MOSCA handelt es sich um eine weitgehend chromatisch korrigierte Optik (Achromat).

In diesem Abschnitt wird die Restabhängigkeit des Fokus von der Wellenlänge betrachtet und ihre Relevanz abgeschätzt. Hierzu wurden optimale Fokuswerte für die in MOSCA eingebauten Standard-Filter (Kapitel 5.1.1) bestimmt (Tabelle 4.2) und in Abbildung 4.18 gegen die Wellenlänge aufgetragen. Auch eingetragen ist die mit Optik-Software¹ berechnete Verschiebung des Fokuspunktes für verschiedene Wellenlängen.

Die ermittelten Messwerte stimmen gut mit der theoretischen Kurve überein (Abbildung 4.18). Lediglich das R-Filter weicht vom berechneten Verlauf ab. Dieser ist offenbar von minderer Qualität. Die Fokusverschiebung ist durch eine nicht planparallele Fertigung des Filters zu erklären. Dieser Filter wirkt dann wie eine zusätzliche schwache Linse in der MOSCA-Optik und verschiebt somit den Fokus. Das R-Filter sollte so bald wie möglich ersetzt werden.

Es zeigt sich, dass die Fokusverschiebung im Vergleich zur oben genannten Sensitivität des Fokus von $\pm 55\mu m$ nicht zu vernachlässigen ist. Die Veränderung des Fokus beim Wechsel des Filters wird von der Bedienungssoftware gesteuert. Als Referenzwert ist zum Anfang einer Campagne der Fokus für den V-Filter zu bestimmen (Tabelle 4.2).

Die in der Tabelle 4.2 und Abbildung 4.18 angegebenen Werte entsprechen nicht den aktuell gültigen, da sie sich durch den späteren Neueinbau der Filter mit 7° Neigung noch verändert haben.

¹Berechnet mit "Sigma 2100" der Firma Kidger Optics von Herr R. Lenzen.

Kapitel 5

Astronomische Eigenschaften

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Eigenschaften von MOSCA bei astronomischen Direktaufnahmen (Abschnitt 5.1), sowie beim Spektroskopieren (Abschnitt 5.2).

5.1 Direktaufnahmen

5.1.1 Filter

Informationen über die beobachteten astronomischen Objekte können aus der farblichen Zusammensetzung ihres Lichts gewonnen werden. Dieses geschieht bei Direktaufnahmen mit Hilfe von Filtern. Als ein Standard-Filtersatz in der Astronomie hat sich der Filtersatz UBV von H. J. Johnson und W. W. Morgan etabliert [JM53]. Die Filter U, B und V in MOSCA sind an diesen angelehnt. Um die Filter BV, R, I und z ergänzt, wird damit annähernd eine Abdeckung des gesamten Wellenlängenbereichs des CCD-Chips erreicht. Im Folgenden werden die benötigten Filtertransmissionen bestimmt.

Es wurden zwei Methoden angewendet, um die Transmission der Filter von MOSCA zu messen:

1. Im Labor mit einem Filtermessgerät¹.
Die Maßgenauigkeiten sind mit $\Delta\lambda = \pm 50\text{\AA}$ in der Wellenlänge und $\pm 0,02$ in der Transmission angegeben.
2. In MOSCA mit Hilfe von Grismspektroskopie.
Die Filtertransmission ergibt sich dann als der Quotient von einer Grism-Flatfeldaufnahme mit und ohne Filter.

Als Beispiel soll nun die Transmission des R-Filters analysiert werden. Abbildung 5.1 zeigt hierfür das Grism-Flatfield (schwarz), das Grism-Flatfield mit Filter bei gleicher Beleuchtungseinstellung (gelb) und die resultierende Filtertransmission (blau), welche auf 50 000 Counts (100%) skaliert ist, um sie in der gleichen Grafik darstellen zu können. Vor dem

¹Gemessen von G. Hille mit dem Filtermessgerät DMR 22 der Firma Carl Zeiss Jena.

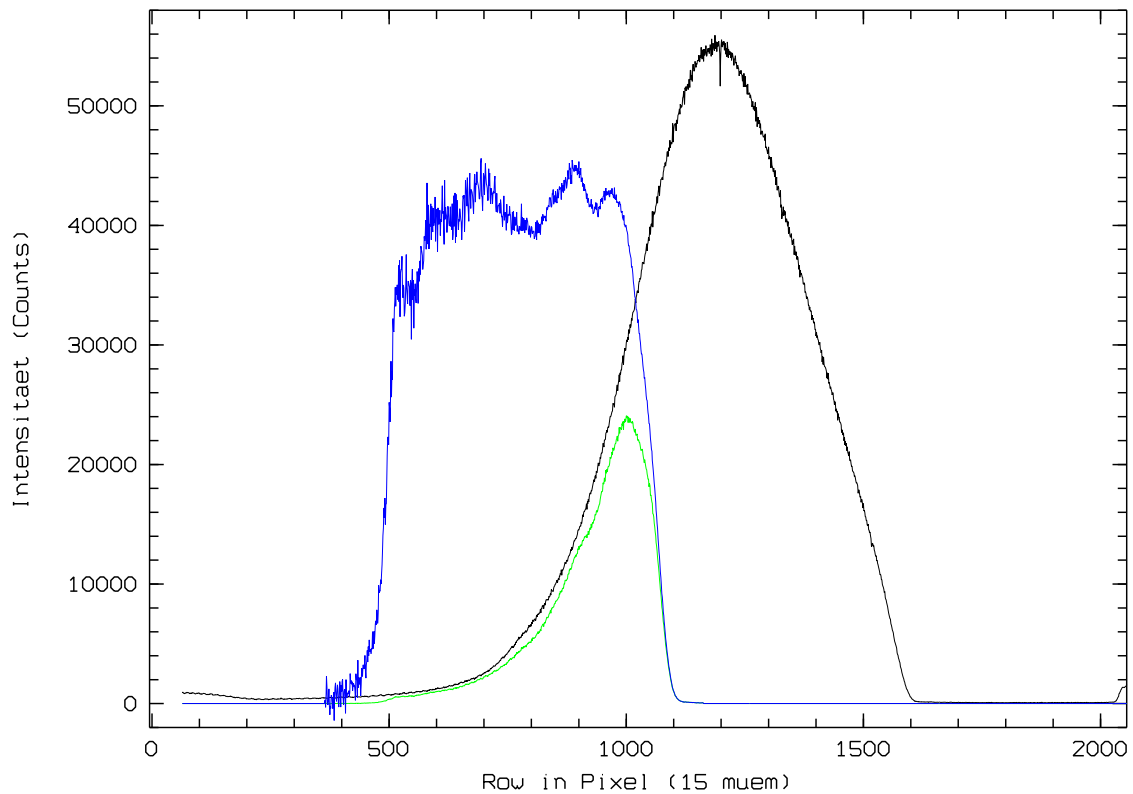


Abbildung 5.1: Filtertransmission des R-Filters mit Grism green 500 aufgenommen: Grism-Flatfield in schwarz, Grism-Flatfield mit Filter bei gleicher Beleuchtung in gelb, Filtertransmission in blau (mit 50 000 multipliziert, also 50 000 = 100%)

Bilden des Quotienten muss der Bias- und Dunkelwert abgezogen werden. In Bereichen, in denen die Intensitäten um den Dunkelwert schwanken (über Reihe 1550), ist keine Aussage mehr möglich.

Beim Intensitätsmaximum um Reihe 2000 handelt es sich um einen internen Reflex (siehe Kapitel 5.2.3). Durch die geringen Absolutwerte der Intensitäten unterhalb der Reihe 600 verursacht das Hintergrundrauschen einen zunehmenden Fehler. In diesem Bereich wird die Abweichung von Labormessung und der MOSCA-internen Messung am deutlichsten (Abbildung 5.2). Das Rauschen reicht jedoch nicht aus, um diese Abweichung zu erklären. Diese rührt vielmehr von der Nicht-Linearität des CCDs für geringe Intensitäten her. Weitere Fehlerquellen von bis zu 3% entstehen durch das Glätten und Interpolieren der Messwerte (Abbildung 5.2). Zu bedenken ist auch, dass bei den MOSCA-Messungen die Filter um einem Winkel von 7° geneigt sind (siehe unten).

Bei der Analyse der Infrarotfilter I und z mit dem Grism *green 250* ist eine Überlagerung der Filterdurchlaßkurve mit dem Spektrum 2. Ordnung zu beachten (siehe Kapitel 5.2.3). Beim U-Filter sind die Beleuchtungsintensitäten sehr gering, so dass bei den MOSCA-internen Messungen ein sehr großer absoluter Fehler entsteht. Bei den Filtern U, I und z sind daher die Labormessungen vorzuziehen.

Aus den gemessenen Filtertransmissionen kann man idealisierten bestimmen. Als mittlere Wellenlänge des idealisierten Filters wird die des realen Filters genommen, welche die Trans-

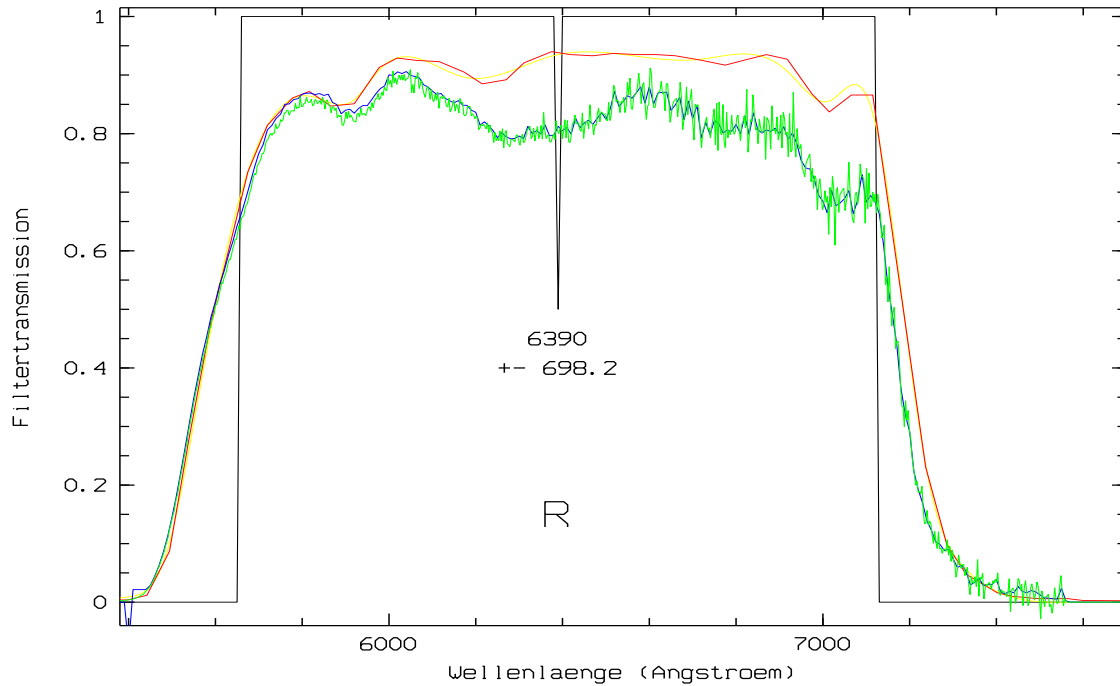


Abbildung 5.2: Transmission des R-Filters

rot: Messkurve aus dem Labor; gelb: interpolierte Messkurve aus dem Labor; grün: Transmission mit MOSCA gemessen; blau: geglättete Filtertransmission aus der MOSCA-Messung; schwarz: errechnete idealisierte Filterkurve mit markierter Zentralwellenlänge

missionskurve in zwei gleich große Flächen teilt. Die Bandbreite errechnet sich durch gleich große Flächen unter der realen und idealisierten Filterkurve, wobei die idealisierte Filterkurve innerhalb der Bandbreite die Effizienz eins hat (Abbildung 5.2).

Filter	λ_{0-Lab} Å	Bandbreite \pm Å	$\lambda_{0-MOSCA}$ Å	Bandbreite \pm Å	λ_0 Å	Bandbreite \pm Å
U	3653	102.4	3672	86.6	3653	102.4
B	4307	506.0	4299	505.2	4293	505.6
BV	4765	782.3	4694	788.1	4720	785.2
V	5463	454.0	5462	449.2	5463	451.6
R	6390	730.3	6369	698.2	6390	730.0
I	7690		7600		7690	
z	8290		8154		8290	

Tabelle 5.1: Messwerte idealisierter Filterkurven: Zentralwellenlänge und Bandbreite eines entsprechenden 'Rechteckfilters' (links: aufgrund von Labormessungen, Mitte: aufgrund von Messkurven aus MOSCA; rechts: resultierende beste Werte; Fehler ± 0.6 Å)

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengetragen. Die empfohlenen Werte (rechte Spalten) ergeben sich als Mittelwerte aus der im Labor und der mit MOSCA gemessenen Filtertransmission, außer bei den Filtern U, I und z, bei welchen aus den erwähnten Gründen die Werte aus der Labormessung übernommen wurden. Der vollständige Satz Filtertransmissionskurven

ist im Anhang B zu finden.

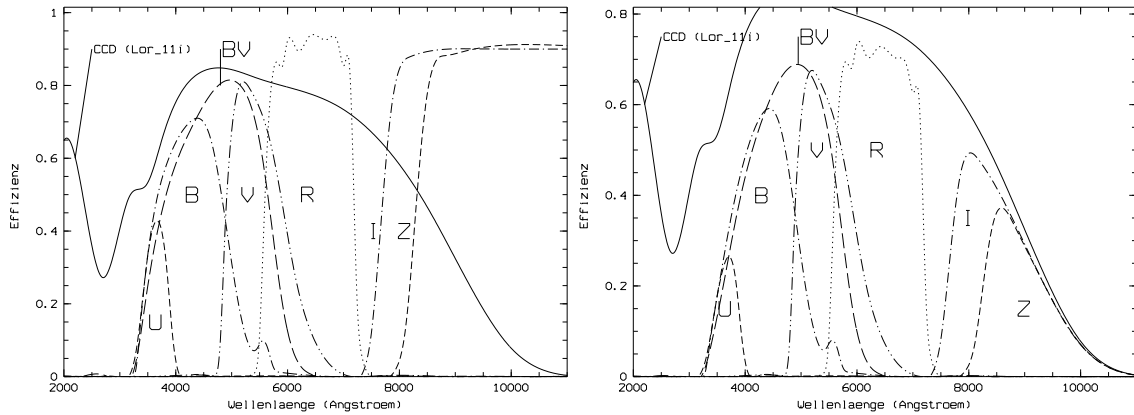


Abbildung 5.3: CCD Effizienz und Transmissionen der Standardfilter in MOSCA

- a) [links] Transmissionen der Filter U, B, BV, V, R, I und z
 b) [rechts] Gesamteffizienzen bei der Verwendung von CCD Loréal #11i

Abbildung 5.3 zeigt alle MOSCA Standardfilter im Vergleich mit der Effizienz des CCDs Loréal #11i [Mar96](rechts) und welche Effizienzen sich ergeben, wenn CCD und Filter hintereinandergeschaltet werden, welches von der Effizienzkurve des verwendeten CCD-Chips abhängig ist.

Beim Grism *blue 500* tritt mit allen Filtern ein Reflex bei der Wellenlänge von 6100 Ångström auf. Dieser Reflex tritt durch eine Spiegelung zwischen Filter und Grism auf und ist für astronomische Beobachtungen nicht relevant, da ein Einsatz von Filter und Grism gleichzeitig nicht sinnvoll ist.

Auch beim Verwenden von Filtern bei Direktaufnahmen ist zu beachten, dass Reflexe von 0,8% des Ursprungssignals entstehen (Abbildung 5.4). Dieser störende Effekt wurde in MOSCA durch eine Schiefstellung der Filter um 7° behoben. Beim Einbau von neuen Filtern muss dieser Winkel unter Umständen neu bestimmt oder entspiegelte Filter verwendet werden.

5.1.2 Transformation des photometrischen Systems

Um eine Umrechnung der Helligkeitsmesswerte auf das Standardfiltersystem von Johnson [JM53] möglich zu machen werden die Koeffizienten für Transformationsgleichungen bestimmt [ZSM90], welche beinhalten wie sich das verwendete Filtersystem von dem ursprünglich in der Literatur definierten unterscheidet.

Die Koeffizienten werden anhand der neuen in Kapitel 5.1.4 vermessenen Sterne des photometrisch vermessen Haufens M92 bestimmt:

$$V = v - 29.964 - 0.217X + 0.0920(B - V) \quad \sigma = 0.19$$

$$V = v - 29.822 - 0.217X + 0.1486(V - R) \quad \sigma = 0.069$$



Abbildung 5.4: Reflexe beim Einsatz von Filtern im parallelen Strahlengang (bei Positionierung des Filters senkrecht zur optischen Achse). Zur Vermeidung der Reflexbildung können die Filter um ca. 7° schräg gestellt werden.

$$R = r - 29.804 - 0.157X + 0.4266(V - R) \quad \sigma = 0.17$$

$$B = b - 30.134 - 0.375X + 0.139(B - V) \quad \sigma = 0.62$$

$$B = b - 30.267 - 0.375X + 0.0981(U - B) \quad \sigma = 0.039$$

$$U = u - 29.450 - 0.619X + 0.0274(U - B) \quad \sigma = 0.077$$

$$I = i - 29.625 - 0.057X + 0.105(R - I) \quad \sigma = 0.077$$

- X = Luftmasse
- Großbuchstaben Literaturwerte
- Kleinbuchstaben gemessene Werte

Die bestimmten Werte können nur als grobe Richtwerte benutzt werden, da nur bei einer Luftmassen gemessen wurde und daher nur mit der mittleren Extinktion korrigiert werden konnte [All76, NRF97]. Auch stammen die Aufnahmen aus keiner photometrischen Nacht, und mit neuen Messwerten liegt auch keine genügende Statistik vor, was sich in der Standardabweichung σ ausdrückt.

Die Koeffizienten in Verbindung mit dem der R-Filter sind recht hoch, da es sich um eine hausinterne von der Literatur abweichende Spezifikation mit höherer Bandbreite handelt, und dieser Filter zu dem noch von minderer Qualität ist.

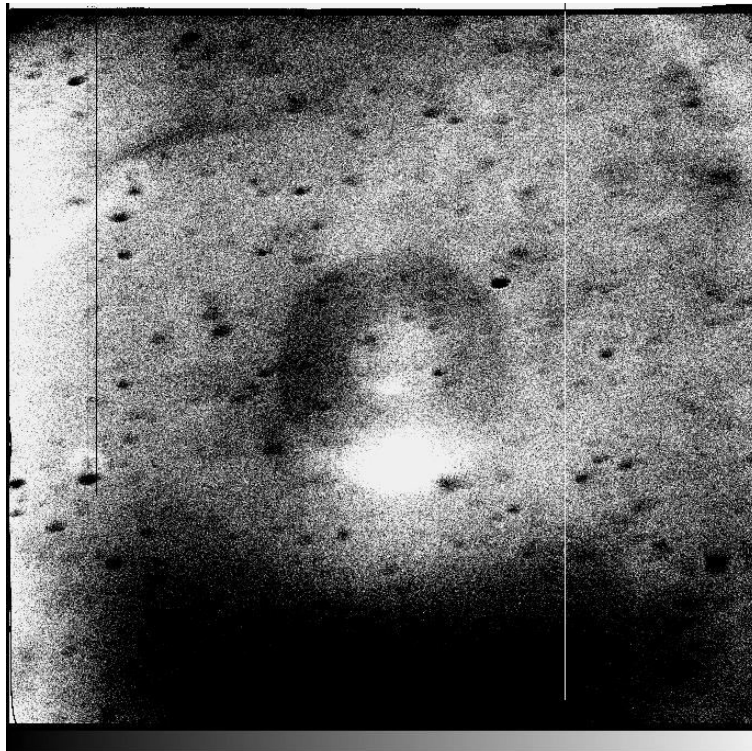


Abbildung 5.5: Quotient der Flatfeldaufnahmen von internem Flat und Dome-Flat für das BV-Filter.

5.1.3 Flatfield-Korrekturen

Um Empfindlichkeitsunterschiede der einzelnen CCD-Pixel und großräumige Unterschiede in den Durchlass-effizienzen des optischen Systems zu korrigieren, dividiert man durch gleichmäßig bis an die Grenze der Linearität des CCD-Chips belichtete und anschließend normierte Aufnahmen, die sogenannten Flatfeldaufnahmen.

Je nach verwendeter Lichtquelle soll hier zwischen Himmels-, Dome- und internen Flats unterschieden werden. Himmels-Flats werden durch das Belichten des Dämmerungshimmels gewonnen und sind anderen Flatfeldaufnahmen vorzuziehen. Sind diese nicht zu erhalten, verwendet man Dome-Flats, bei denen das Teleskop auf die mit einer Hallogenglühlampe angestrahlte Kuppel gerichtet wird. Alternativ hat man bei MOSCA die Möglichkeit, die Kontinuumslampe der internen Kalibrationseinheit zu verwenden, was hier als internes Flat

bezeichnet wird.

Richtwerte der Belichtungszeiten sind in Anhang C, Tabelle C.1 angegeben. Sie müssen für den in der entsprechenden Campagne verwendeten CCD-Chip angepaßt werden.

Die aufgenommenen Himmelsflats weisen in den Ecken der Aufnahmen Intensitätseinbußen von 5% gegenüber den hellsten Stellen des Flatfeldes in der Mitte des CCD-Chips auf.

Die internen Flatfields weisen einige Strukturen auf, die in Himmels- und Dome-Flats nicht zu finden sind (siehe Abbildung 5.5). Es handelt sich hierbei um Verunreinigungen im Strahlengang der Kalibrationseinheit. Trotzdem sind damit sinnvolle Flatfieldkorrekturen möglich, da gemessen worden ist, dass die Quotientenbilder zwischen internen und Domeflats bei allen Filtern annähernd konstant sind.

Durch Multiplikation mit einem berechneten Quotienten aus internem und einem Domeflatfield kann man also aus den internen Flatfields Pseudo-Domeflats errechnen. Auf diese Weise erzeugte Flatfieldbilder weichen nur um etwa $\pm 0,7\%$ von den "echten" Dome-Flats ab. Abbildung 5.5 zeigt den Quotient aus internem und Dome-Flat für den BV-Filter.

5.1.4 Effizienz des Gesamtsystems

Für die Bestimmung von zu erwartenden Integrationszeiten und Nachweisgrenzen wird die Effizienz von MOSCA mit dem 3,5-Meter-Teleskop benötigt. Es soll nun die Effizienz des Geräts bestimmt werden, welche angibt, wieviele der ankommenden Photonen tatsächlich im Gerät registriert werden. Effekte, die zum Verlust von Photonen führen, sind:

- Absorption und Reflexion in den eingebauten Linsensystemen
- Reflexionsverluste an den Spiegeln des 3,5-Meter-Teleskops
- Quantenausbeute des verwendeten CCD (Loral #11i) [Mar96]:
Diese ist aus Labormessungen bekannt (Abb. 5.3, Seite 46) und kann somit herausgerechnet werden.

Da die genannten Effekte wellenlängenabhängig sind, muss die Effizienz für verschiedene Wellenlängen bestimmt werden. Es wurden Aufnahmen in den Filtern U,B,V,R und I analysiert, deren Transmissionen bekannt sind (Abb. 5.3, Seite 46).

Für die Analyse wurde der Kugelsternhaufen M92 ausgewählt, in dem einige Sterne in ihrer Helligkeit genau vermessen sind (Abbildung 5.6) [CAB⁺85, Cat74]. Die hier ausgewerteten Bilder sind in einer Nacht mit einem Seeing von ca. 2,1" entstanden. Diese Nacht kann in keiner Weise als photometrisch bezeichnet werden und die gewonnenen Ergebnisse können somit allenfalls als Richtwerte gelten.

Es wurde die Zahl der pro Zeiteinheit einfallenden Photonen aus den Literaturwerten berechnet und zur Zahl der registrierten Photonen ins Verhältnis gesetzt. Die Photonen, die ein Stern aussendet und die in ein 1-Meter-Teleskop pro Ångström und Sekunde einfallen, berechnen sich nach Massey und Strobel [MS88] aus:

$$N_{\lambda} = \frac{4.5 \cdot 10^{10}}{\lambda} \cdot 10^{-\left[\frac{m_{\lambda} + A_{\lambda} \cdot x}{2.5}\right]} \quad (5.1)$$

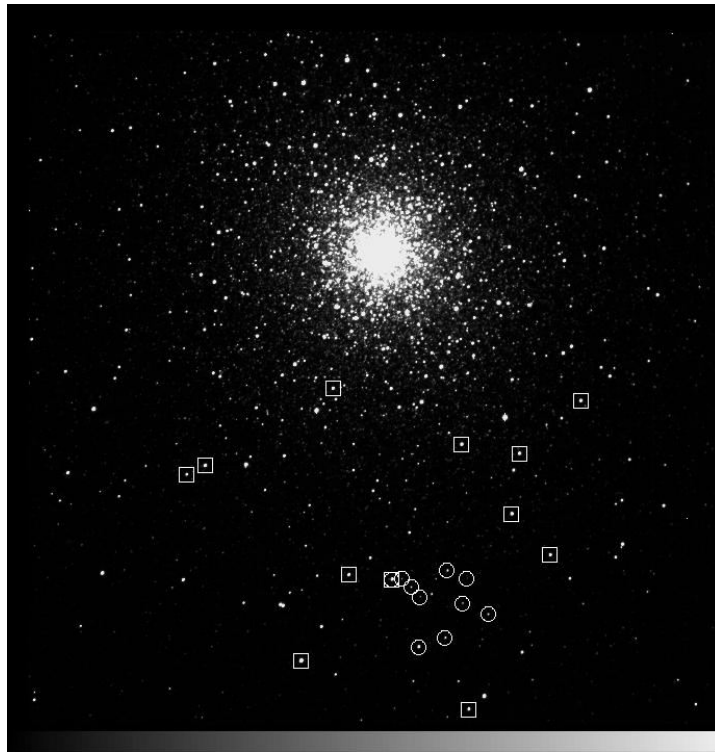


Abbildung 5.6: Aufnahme des Kugelsternhaufens M92 ($11' \times 11'$). Mit Kreisen gekennzeichnet sind die für B, V, R und I analysierten Sterne [CAB⁺85], mit Rechtecken die für U und V analysierten Sterne [Cat74].

- N_λ : Anzahl der Photonen der Wellenlänge λ in einem 1-Meter-Teleskop pro Ångström und Sekunde
- λ : analysierte Wellenlänge in Ångström (z.B. für Filter V: 5463 Ångström)
- m_λ : Helligkeit des Objektes in Magnituden bei der Wellenlänge λ
- A_λ : Extinktion pro Luftmasse bei der Wellenlänge λ , entnommen aus [All76, NRF97] (z.B. für Filter V=5463 Ångström ist $A_{5463} = 0,217$)
- x : Luftmasse, durch die die Aufnahme gemacht wurde (z.B. bei den gemachten Aufnahmen von M92 war $x=1,0366$)

Dann ergeben sich:

$$N = N_\lambda \cdot \frac{\left(\frac{3,5}{2}\right)^2 - \left(\frac{1,367}{2}\right)^2}{\left(\frac{1}{2}\right)^2} \cdot \Delta\lambda \cdot t \quad (5.2)$$

mit

- $\frac{\left(\frac{3,5}{2}\right)^2 - \left(\frac{1,367}{2}\right)^2}{\left(\frac{1}{2}\right)^2}$: Umrechnungsfaktor von 1 Meter auf 3,5 Meter–Teleskop mit einem Sekundärspiegel von 1,367m Durchmesser
- $\Delta\lambda$: Umrechnungsfaktor auf die Filterbreite in Ångström (Kapitel 5.1.1), z.B. bei V-Filter: $2 \cdot 451,6 \text{ \AA}$
- t : Belichtungszeit (z.B. 30 Sekunden bei der gemachten V Aufnahme von M92)

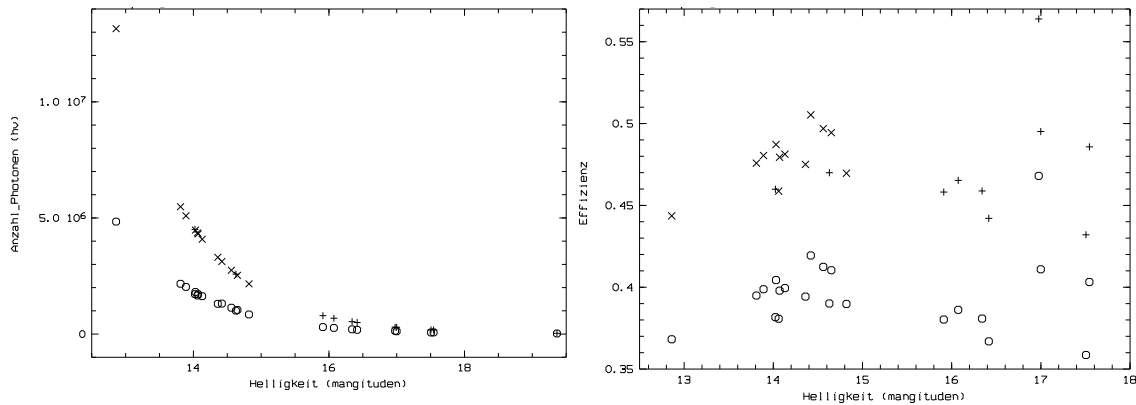


Abbildung 5.7: Photometrie mit MOSCA am 3,5-Meter-Teleskop

- [links] einfallende Photonen (Kreuze) und registrierte Photonen (Kreise) bei Aufnahmen mit dem V-Filter
- [rechts] Effizienz mit dem V-Filter mit (Kreise) und ohne (Kreuze) CCD Loral #11i, (+ aus [CAB⁺85] und × aus [Cat74])

Für den V-Filter sind Werte im Helligkeitsbereich von 13 bis 19 Magnituden in Abbildung 5.7a zu sehen.

Aus den auf dem CCD registrierten Counts (N_{Counts}) ergeben sich die zugehörigen Photonenzahlen durch Multiplikation mit dem eingestellten Verstärkungsfaktor (sensitivity-gain, $g = 1,7$) des Chips. Um die Effizienz von MOSCA unabhängig vom CCD zu bestimmen, wird durch die wellenlängenabhängige Quantenausbeute des CCDs dividiert [Mar96].

Die Effizienzwerte für den V-Filter sind in Abbildung 5.7b dargestellt. Die starke Streuung kann als Messungenauigkeit gewertet werden, die auf die nicht photometrischen Sichtbedingungen in der Beobachtungsnacht zurückzuführen ist. Es ergeben sich für die verschiedenen ausgewerteten Filter die in Tabelle 5.2 zusammengefassten Messergebnisse.

Abbildung 5.8 zeigt die Abhängigkeit der Effizienz von der Wellenlänge. Es ist zu bemerken, dass die Werte zum blauen hin stark abnehmen.

5.1.5 Fokussierprisma

Um das exakte Fokussieren bei MOSCA zu beschleunigen, können aufwendige Fokusreihen durch eine Aufnahme mit dem eingebauten Fokussierprisma ersetzt werden. Die Analyse eines einzigen Bildes mit dem Fokussierprisma lässt die Bestimmung des Fokus mit der gleichen Genauigkeit wie eine Fokusreihe zu.

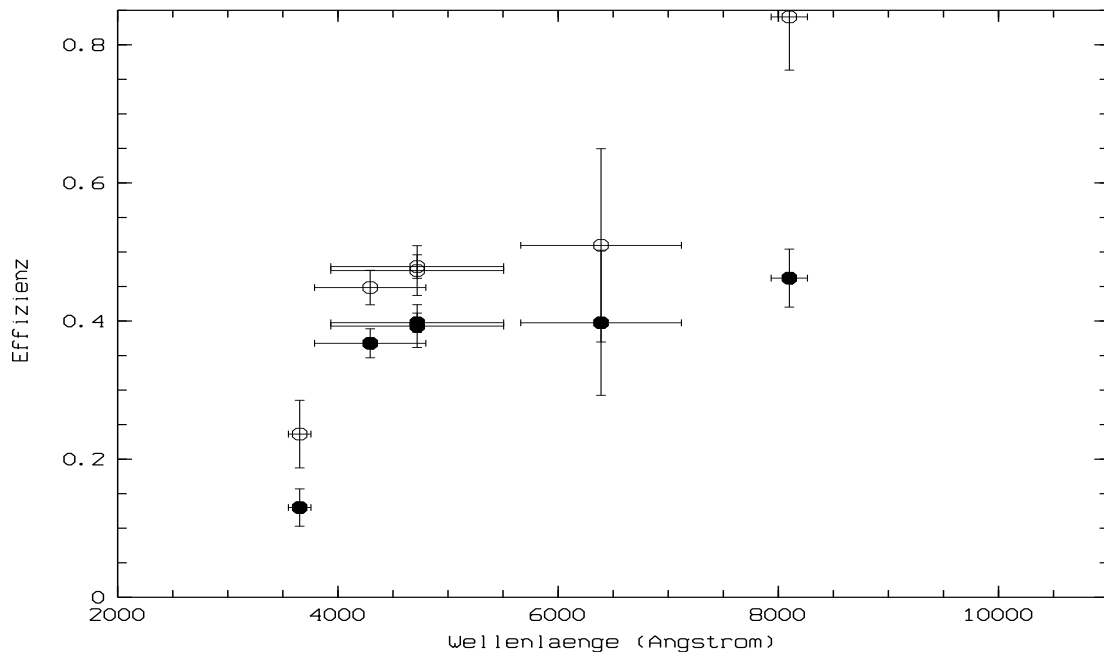


Abbildung 5.8: Effizienzen von MOSCA für die einzelnen Filter: Kreise - Effizienz von MOSCA; ausgefüllte Punkte - Effizienz von MOSCA mit CCD Loral #11i

Filter	Effizienz MOSCA+CCD	σ	Effizienz MOSCA	σ
U $3653 \pm 102.4 \text{ \AA}$	0.1299	0.03	0.2363	0.05
B $4293 \pm 505.6 \text{ \AA}$	0.3678	0.02	0.4485	0.03
V $5463 \pm 451.6 \text{ \AA}$	0.3927	0.03	0.3731	0.04
R $6390 \pm 730.0 \text{ \AA}$	0.3975	0.11	0.5096	0.14
I ca. $8100 \pm 165 \text{ \AA}$	0.4622	0.04	0.8404	0.08

Tabelle 5.2: Effizienzwerte für die Standardfilter in MOSCA. Werte von U und erste Reihe von V nach [Cat74] und alle anderen nach[CAB⁺85]

Das verwendete Prisma ist nach dem Vorbild der ESO gebaut und beruht auf dem Hartmann-test [Loi80]. Die Funktion des Fokussierprismas soll im folgenden beschrieben werden und für das Fokussieren relevanten Größen theoretisch berechnet werden.

Hartmantest

Beim Hartmantest wird zur Bestimmung des Fokus eines Sterns oder eines Lochs in einer Lochblende zunächst eine Hälfte des Strahlengangs abgedeckt. Gezeigt wird dies in Abbildung 5.9 mit der hellgrauen Abdeckung 1. Es können dann nur die schraffierten Strahlen passieren, die außerhalb des Fokus ein zur fokussierten Position versetztes Intensitätsmaximum ergeben. Anschließend wird die andere Hälfte des Strahlengangs abgedeckt (2), welches dann den karierten Strahlengang freigibt. Vergleicht man die beiden Aufnahmen, kann man aus dem Abstand der beiden Bildpunkte d auf die Differenz zum optimalen Fokus x schließen. Die

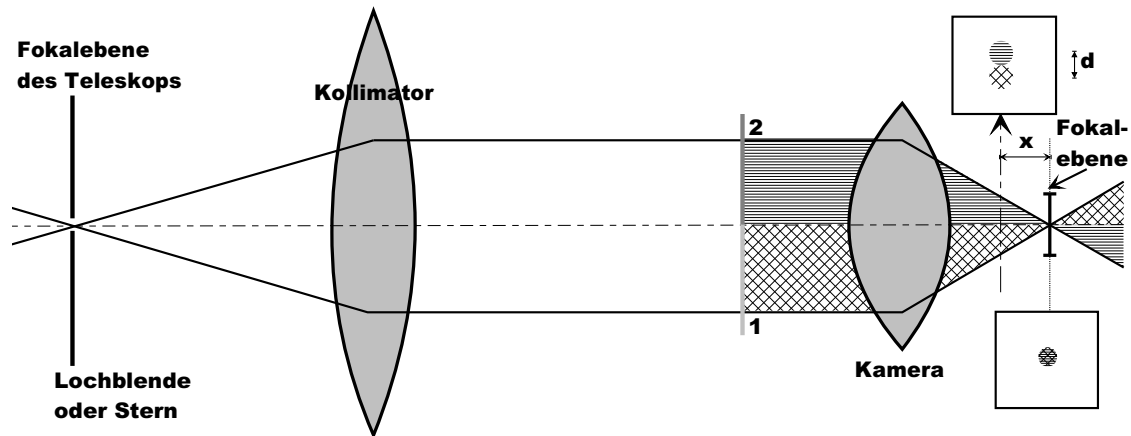


Abbildung 5.9: Strahlengang beim Fokussieren nach dem Hartmanttest. Zuerst wird der eine Teil des Strahlengangs (1) abgedeckt, dann der andere (2).

Umrechnungsformel ergibt sich experimentell aus einer einmalig vorher gemachten Fokusreihe oder auch aus dem Öffnungsverhältnis (Durchmesser/Brennweite) der Optik.

Durch den Einsatz des Fokussierprismas, welches den Strahlengang teilt, um beide Teilstrahlen auf einem Bild sichtbar zu machen, kann die Fokusdifferenz mit einer einzigen Aufnahme bestimmt werden.

Fokussierprisma

Baut man nun ein Prisma nur in der Hälfte des kollimierten Strahlengangs ein, so wird ein Stern oder Loch in der Lochmaske doppelt abgebildet: Einmal durch den direkten Strahlengang (Abbildung 5.10a schwarz) und zum anderen versetzt durch das Prisma etwas weiter oben (Abbildung 5.10a grau). Diese beiden Bildpunkte entsprechen gerade den beiden unterschiedlichen Abdeckungszuständen beim Hartmanttest (Abbildung 5.10b, gestrichelter und kariertes Strahlengang). Befindet man sich nicht im Fokus, sind die Bildpunkte nicht übereinander, sondern haben einen seitlichen Versatz d . Aus diesem kann man die Differenz zum Fokus x bestimmen, analog zum Verfahren beim Hartmanttest.

Vergleichbar ist diese Methode mit den in Spiegelreflexkameras üblichen Schnittbildindikatoren.

Bei MOSCA wird ein Prisma aus Plexiglas ($n_{5500} = 1,52$) verwendet, welches an einer Seite ca. $0,4\text{mm}$ dünner ist als an der anderen und eine Länge von 70mm hat. Über die Brechung von Licht am Prisma (für kleine Winkel: $\delta = (n-1)\gamma$, mit $\gamma =$ Winkel an der brechenden Kante des Prismas und $\delta =$ Ablenkungswinkel) und die Abbildungseigenschaften der Kamerabrennweite $\tan \alpha = y/f$ ergibt sich für die Verschiebung des Bildpunktes y nach oben:

$$y = \tan((n-1)\gamma) \cdot f = \tan\left(\left(1,52 - 1\right) \arctan\left(\frac{0,4}{70}\right)\right) \cdot 159 = 0,454\text{mm}$$

Gemessen werden konnten $29 \text{ Pixel} = 0,435\text{mm}$. Die Abweichung vom obigen Wert kann mit dem Fehler in der Bestimmung der Dicke des Prismas erklärt werden ($0,4\text{mm} \pm 0,05$).

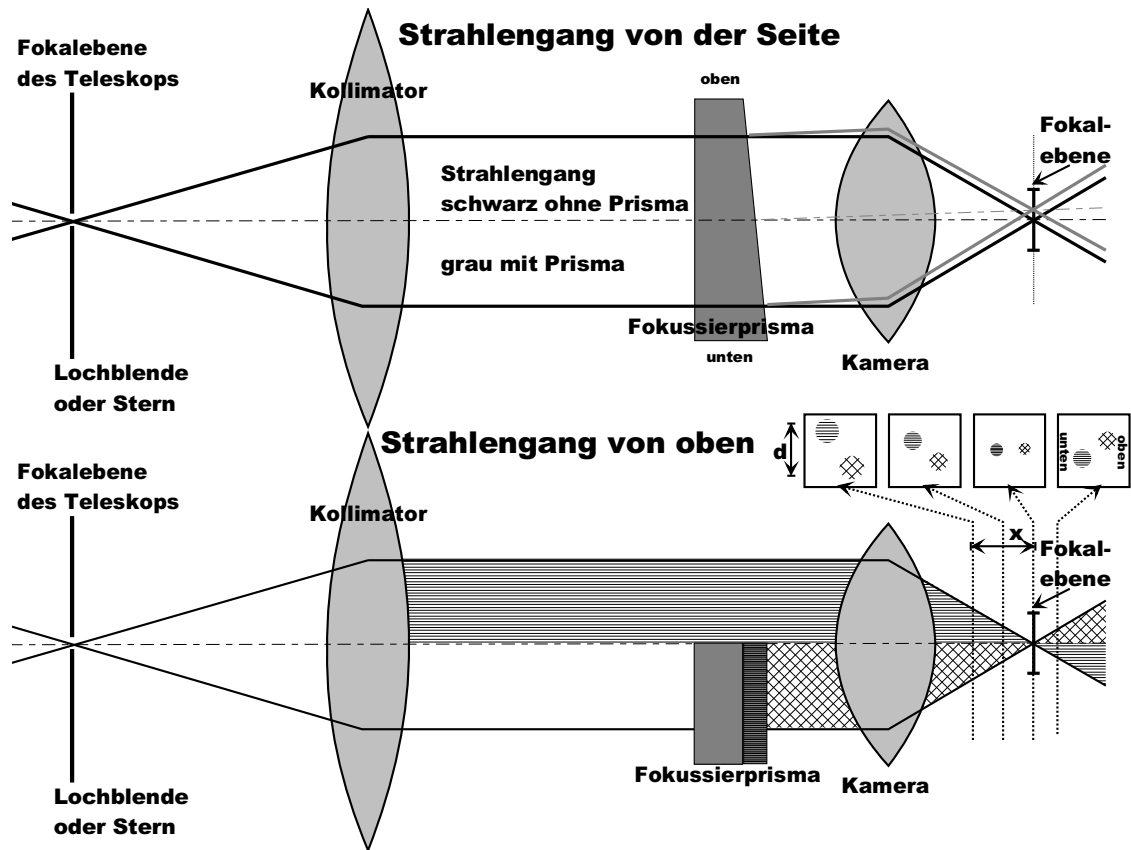


Abbildung 5.10: Schematische Zeichnung des Strahlengangs beim Fokussieren mit einem Fokussierprisma:

- [oben] Ansicht von der Seite; in schwarz Strahlengang ohne Prisma, in grau mit Prisma
- [unten] Ansicht von oben

Die beiden Punkte sind im Fokus von MOSCA nicht genau übereinander, sondern um 6,15 Pixel = 0,41mm versetzt, welches durch eine nicht genau senkrechte Ausrichtung des Prismas zur optischen Achse oder eine nicht exakt geschliffene Oberfläche hervorgerufen wird. Eine Schiefstellung von nur 1,1° kann durch ein paralleles Versetzen an dem 15 mm dicken Prisma eine solche Abweichung bewirken. Sie ist auch nicht relevant, da es sich nur um eine andere Position des Nullpunktes der Umrechnungsfunktion von d zu x handelt.

Der Zusammenhang zwischen Positionsdivergenz d und Fokusdivergenz x ergibt sich aus dem Öffnungsverhältnis der Optik (Durchmesser/Brennweite = 1/2,7). Der Öffnungswinkel beträgt:

$$\alpha = 2 \cdot \arctan \frac{0.5}{2.7} = 21^\circ$$

Daraus erhält man für den Proportionalitätsfaktor zwischen d und x :

$$\frac{x}{d} = \frac{1}{2} \cot \left(\frac{\alpha}{4} \right) = 5,441 \quad (5.3)$$

Das bedeutet, wenn die beiden Maxima 1 mm voneinander entfernt sind, liegt man 5,4 mm außerhalb des Fokus.

Die Fokussierfunktion von MOSCA wurde anhand einer Fokusreihe im Vergleich mit einer Aufnahmereihe mit dem Fokussierprisma bestimmt (Abbildung 5.11).

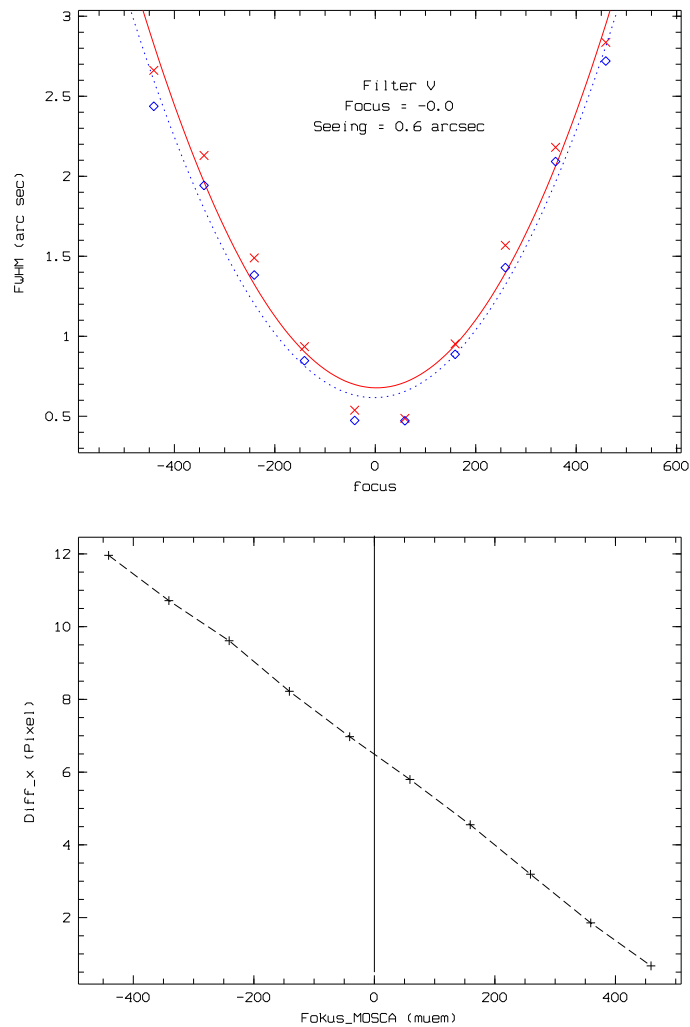


Abbildung 5.11: a) [oben] FWHM einer Fokusreihe von MOSCA
b) [unten] Horizontaler Abstand der beiden Intensitätsmaxima des Fokussierprismas

Der Fit an die Messwerte in Abbildung 5.11b liefert:

$$\Delta x = -503 - 81.5 \cdot \Delta d \quad (5.4)$$

- Δd Differenz der Intensitätsmaxima in x-Richtung in Pixel
- Δx Fokusdifferenz (MOSCA-Einstellung $\hat{=}$ μm)

Für den Teleskopfokus ergibt sich mit dem Umrechnungsfaktor -0,61

$$\Delta X = 0.835 + 134.7 \cdot \Delta d$$

- ΔX Fokussdifferenz des Teleskopfokus (Abstand des Sekundärfokus vom Scheitelwert in μm)

Rechnet man den experimentell bestimmten Wert aus Formel 5.4 von Pixel in μm um, kommt man auf $81.5/15 = 5.4$, was obigem theoretisch bestimmten Wert (Formel 5.3) entspricht. Da der Nullpunkt der Funktion von der Ausrichtung des Grisms zur optischen Achse abhängig ist, sollte nach Aus- und Einbau des Grismrads der Nullpunkt der Fokussierfunktion erneut bestimmt werden.

5.2 Spektroskopie

Bei der Spektroskopie besteht die Auswahl zwischen sechs verschiedenen Grisms, die den Wellenlängenbereich von 3000 bis 10 000 Ångström mit drei verschiedenen Auflösungen abdecken.

In diesem Abschnitt werden die Spektren behandelt, die diese Grisms erzeugen. Es soll zunächst das Gesamtausehen (5.2.2) der Spektren gezeigt werden. Sodann werden die Wellenlängenkalibration (5.2.3) durchgeführt und die Effizienzkurven (5.2.4) bestimmt. Um die Güte der aufgenommenen Spektren beurteilen zu können, wird schließlich noch die Güte der Linienprofile auf dem gesamten Bildfeld untersucht (5.2.5). Zuerst soll Allgemeines zur Theorie der Spektroskopie mit Grisms genannt werden (Abschnitt 5.2.1).

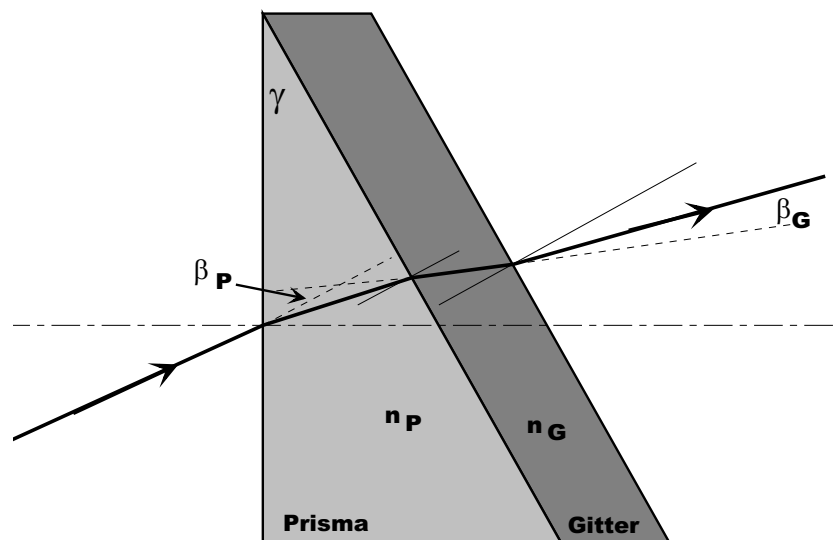


Abbildung 5.12: Spektrale Aufspaltung am Grism (schematisch).

5.2.1 Theorie der Spektroskopie mit Grisms

Für den Ablenkungswinkel ergeben sich folgende Gesetzmäßigkeiten, zuerst für den Prismenanteil für kleine Ablenkungswinkel β_P :

$$\beta_P \simeq (n_p(\nu) - 1)\gamma$$

- $n_p(\nu)$ Brechungsindex des Prismenmaterials, der von der Wellenlänge (Frequenz) des Lichts abhängig ist
- γ Winkel an der brechenden Kante des Prismas

Für die Abhängigkeit des Brechungsindexes gilt für Glas näherungsweise [Sch87]:

$$\frac{dn}{d\nu} \simeq D_p \nu,$$

mit der Materialkonstante D_p für das verwendete Glas.

Zusammen folgt daraus:

$$\frac{d\beta_P}{d\nu} \simeq \gamma D_P \nu \quad (5.5)$$

Für die Intensitätsmaxima des Gitters gilt die bekannte Gittergleichung:

$$n_G \sin \alpha - \sin \beta_G = m \frac{\lambda}{\sigma} \quad (5.6)$$

- n_G Brechungsindex des Gittermaterials, da in der Praxis das Gitter durch eine geschliffene Glaskonstruktion realisiert wird.
- α Einfallswinkel der Strahlen in das Gitter
- $m = 1, 2, 3 \dots$ Ordnungsnummer
- σ Gitterkonstante

Da in unserem Fall ausschließlich Spektren 1. Ordnung verwendet werden, erhält man für kleine Winkel β :

$$\beta_G \simeq n_G - \frac{1}{\sigma \nu}$$

$$\frac{d\beta_G}{d\nu} \simeq \frac{1}{\sigma \nu^2} \quad (5.7)$$

Die Prisma- und Gittereigenschaften zusammengefasst, ergibt sich für die Gesamtablenkung eines Grisms (Formel 5.5, 5.7):

$$\beta(\nu) \simeq \beta_P + \beta_G = (n_P + \frac{1}{2} D_P \nu^2 - 1) \gamma + n_G - \frac{1}{\sigma \nu} \quad (5.8)$$

$$\beta'(\nu) = \frac{d\beta}{d\nu} \simeq \gamma D_P \nu + \frac{1}{\sigma \nu^2} \quad (5.9)$$

n_P ist hierbei eine weitere Materialkonstante für das verwendete Prismenglas.

Hieraus ergibt sich die zentrale Wellenlänge ν_0 mit der Ablenkung $\beta = 0$ und die Dispersion bei der zentralen Wellenlänge β_0 :

$$\nu_0 = \sqrt[3]{\frac{1}{\gamma D_P \sigma}} \quad (5.10)$$

$$\beta'_0 \simeq \frac{3}{\sigma \nu_0^2}$$

$$\beta'(\nu) \simeq \beta'_0 \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^2 \right] \quad (5.11)$$

Aus Formel 5.11 ist zu ersehen, dass die Dispersion bei der zentralen Wellenlänge minimal wird. Diese ist von der Geradeauswellenlänge zu unterscheiden, die angibt, welche Wellenlänge auf dem Chip dort abgebildet wird, wo der Spalt ist. Die zentrale Wellenlänge hingegen wird durch das parallele Versetzen im Prisma nicht in der Mitte des Chips abgebildet (Abbildung 5.13). Die Dispersion ist also weder symmetrisch, noch hat sie ihr Minimum auf der optischen Achse. Bei der Wellenlängenkalibration ist somit eine Fitfunktion von höherer als 2. Ordnung zu erwarten.

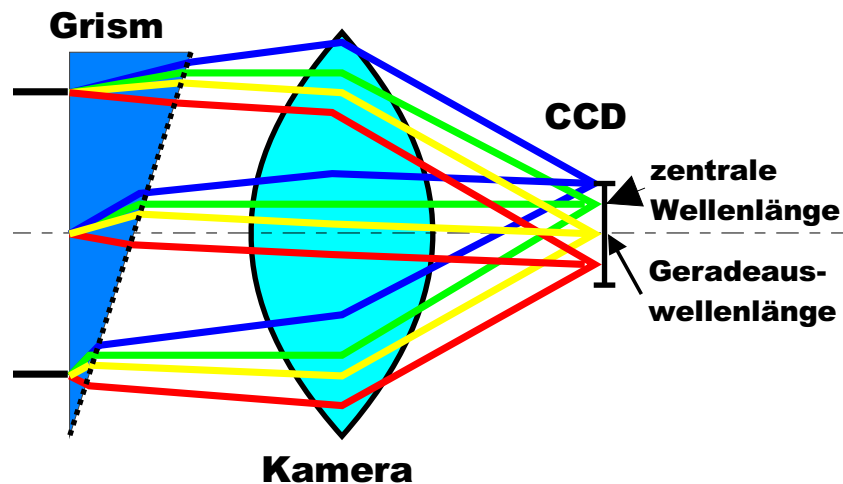


Abbildung 5.13: Strahlengang beim Spektroskopieren mit MOSCA

Durch das Kippen der Grisms könnte man erreichen, dass die zentrale und Geradeauswellenlänge identisch sind und das Dispersionsminimum auf der optischen Achse liegt. Bei MOSCA sind alle Grisms mit der Stirnfläche senkrecht zum Strahlengang eingebaut und die daraus folgenden Asymmetrien werden durch den Dispersionsfit ausgeglichen (Kapitel 5.2.3).

5.2.2 Krümmung der Spektrallinien

In Abbildung 5.14 ist eine Spektralaufnahme der Kalibrationslampen mit dem Grism *red 1000* dargestellt. Die aufgenommenen Spektrallinien der eingebauten Eichspektrallampen weisen eine Krümmung auf, die durch die Verzeichnung beim Durchgang durch die Kameraoptik entsteht.

Zusätzlich erkennt man, dass die ungekrümmte Spektrallinie nicht in der Mitte des Bildes liegt, sondern im unteren Teil. Dies erklärt sich durch die Versetzung des parallelen, konzentrischen Strahlenbündels durch das Grism (Abbildung 5.13, grüne Strahlen). Dadurch aber liegt das

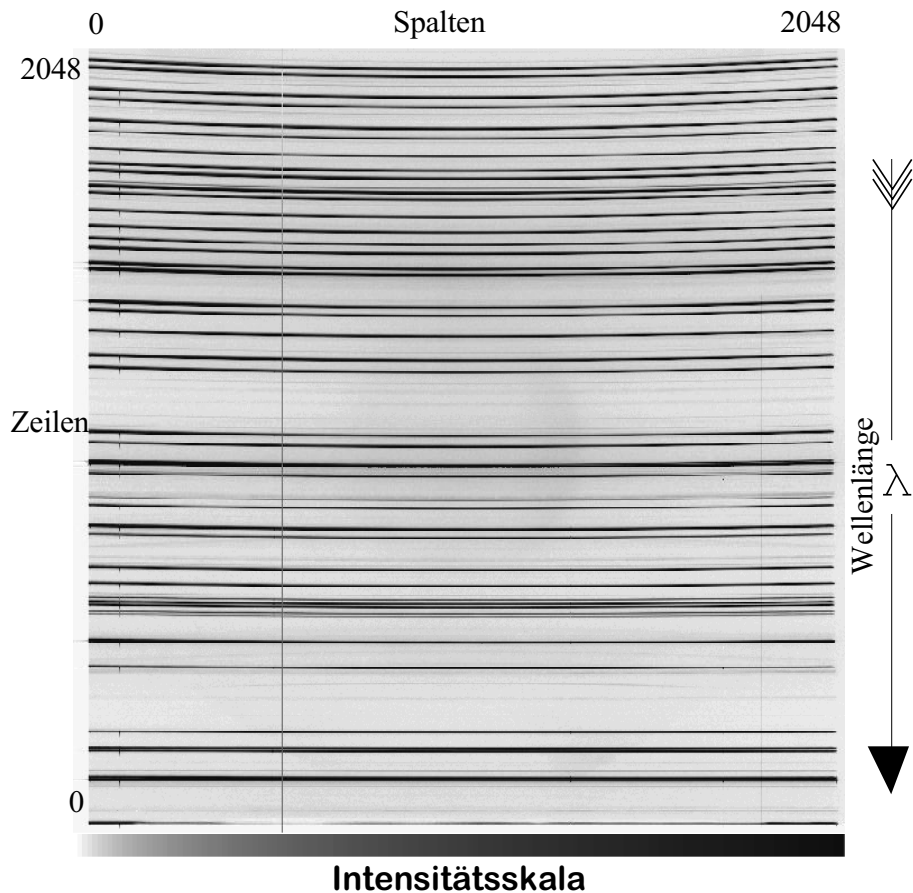


Abbildung 5.14: Spektrum der Kalibrationsspektrallampen Ar, HgAr und Ne mit dem Grism *red 1000* aufgenommen (Wellenlängenbereich ca. 5700 bis 8300 Ångström).

Zentrum des Strahlenbündels nicht mehr auf der optischen Achse und fällt nicht mehr zentral auf die Kameraoptik.

Grism	green 250	blue 500	blue 1000	green 500	green 1000	red 1000	Fehler
Winkel (Grad)	8	12	15	19	21	30	1
Maximale Dicke (mm)	7.0	10.4	12.9	16.3	17.9	25.0	0.2
Verschiebung (mm)	2.4	2.7	6.2	8.1	8.2	10.8	0.5
Abstand in Pixel	161	177	413	538	547	721	30
Position in Pixel	852	836	600	475	466	292	30

Tabelle 5.3: Abhängigkeit der Verschiebung der geraden Linie von der Dicke des Grisms.

1. Zeile: Herstellerangabe zum Winkel (keine Fehlerangaben erhältlich; somit geschätzter Fehler)
2. Zeile: Maximale Dicke des Grism
5. Zeile: Auf dem CCD-Bild vermessene Position der geraden Linie (sehr großer Fehler, der sich aus der nicht flächendeckenden Linienpräsenz ergibt)
4. Zeile: Abstand der geraden Linie zum optischen Zentrum
3. Zeile: Verschiebung der geraden Linie (1 Pixel \cong 0,015 mm)

Je dicker das Gristm ist, desto weiter ist die ungekrümmte Spektrallinie vom optischen Zentrum entfernt (Tabelle 5.3, Zeile 2 proportional zu 3), was die obige Interpretation bestätigt. Die Krümmung der Spektrallinien kann also mit dem Verzeichnungsfehler der Optik erklärt werden. In Abbildung 5.14 ist zur Verdeutlichung der beschriebenen Phänomene eine Spektralaufnahme des dicksten Gristms abgebildet.

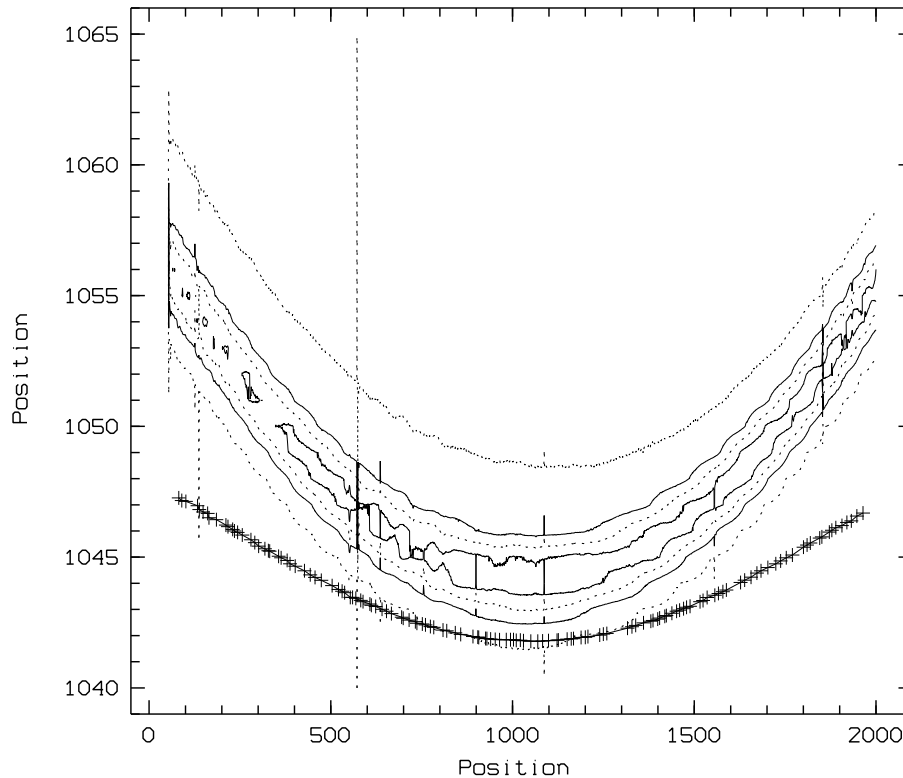


Abbildung 5.15: Konturplot einer Kalibrationslinie des Gristms *red 1000* (in Ausrichtung West links; Nord oben) mit Kreuzen gezeichnet, die die Linienposition mit der Verzeichnungsfunktion entzeichnet.

Zum Test für dieses ist eine Spektrallinie des Gristms *red 1000* mit der Verzeichnungsfunktion aus Abschnitt 4.2 entzeichnet worden (Abbildung 5.15). Es ist zu beobachten, daß nicht die gesamte Linienkrümmung durch die Verzeichnungskorrektur entzerrt worden ist. Das liegt daran, dass die Spektrallinien vor dem Eingang in die Kameraoptik noch ungekrümmt sind und somit nur durch ein Linsensystem verzerrt werden. Beim Berechnen der Verzeichnungsfunktion sind aber Abbildungseigenschaften von der gesamten Optik eingegangen, nicht die Verzeichnung nur für eine Kameraoptik, welche allein nicht bekannt ist.

Wie stark sich eine Linie krümmt, kann der Abbildung 5.16 entnommen werden. Die Krümmung – ausgedrückt als Differenz des Linienmaximums zwischen Rand und Mitte – kann bis zu 30 Pixel (a $0,015\text{mm}$) betragen (in der Abbildung 24,6 Pixel).

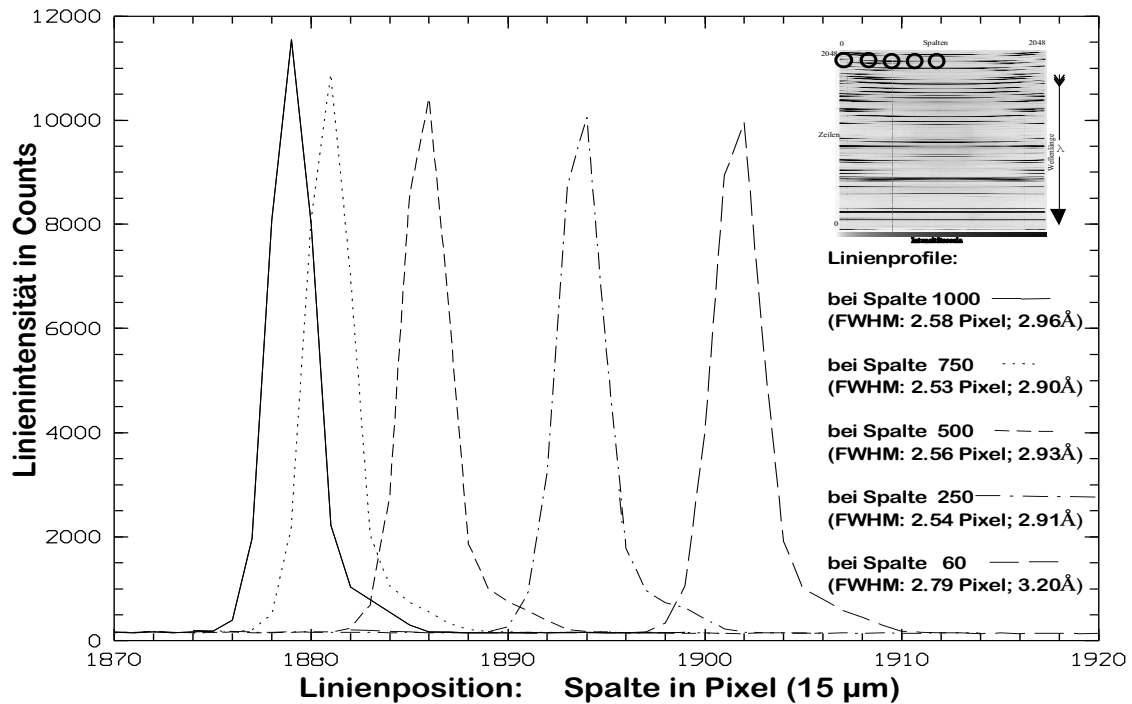


Abbildung 5.16: Linienprofile der Spektrallinien der Vergleichslichteinheit aufgenommen mit dem Grism *red 1000*. Dargestellt wird eine Linie am oberen Rand des Bildes in verschiedenen Spalten (siehe Kreise in der kleinen Orientierungszeichnung rechts oben).

5.2.3 Wellenlängenkalibration

Der Maßstab der spektralen Auflösung (in Å pro Pixel) ändert sich über das gesamte Bild (siehe Gleichung 5.9). Zum Beispiel ist beim Grism *green 500* die Dispersion im Bildzentrum (5500 Å) 2,7 Å pro Pixel und an den Rändern 2,2 Å pro Pixel (für 3000 Å) und 2,9 Å pro Pixel (für 8000 Å). Deshalb ist für jedes Grism eine Dispersionskurve anhand der bekannten Spektrallinien der eingebauten Spektrallampen zu messen.

Da sich die Lage des Spalts relativ zum CCD bei jeder Beobachtungscampagne ändern kann, sollte die Wellenlängenkalibration für das jeweils aufgenommene Objektspektrum erneut durchgeführt werden. Hier sollen grobe Richtwerte für diese Dispersionsfunktion vorgegeben werden.

Die Güte dieser Dispersionsfunktion ist abhängig von der Anzahl der Messwerte, an die gefittet wird. Für die Kalibration der Wellenlänge hat MOSCA drei eingebaute Spektrallampen: eine Argonlampe (Ar) mit Linien hoher Intensität bei 7200 bis 8500 Ångström, eine Neonlampe (Ne) mit vielen Linien mit Bereich 5500 bis 7000 Ångström und eine Quecksilberlampe mit einer Spur Argongas (HgAr) mit einigen intensitätsstarken Linien bei 3500 bis 4100 Ångström. Es ist kaum möglich, eine homogene Verteilung der Linien über das gesamte Spektrum zu erzielen. Es ergeben sich also zwangsläufig Lücken, in denen die Dispersionskurve nur ungenau bestimmt werden kann. Diese Lücken liegen bei MOSCA in den Bereichen unter 4000 Ångström und über 8500 Ångström.

Die einzelnen Spektrallampen wurden mit Blenden versehen, um sie möglichst gleich hell

erscheinen zu lassen. Die empfohlenen Belichtungszeiten für die einzelnen Grisms sind in Tabelle C.2 in Anhang C angegeben. Die langen Belichtungszeiten von 3000 Sekunden sind nötig, da die entsprechenden Spektrallampen in dem Spektralbereich des Grisms keine intensitätsstarken Linien haben und so versucht wird, Linien schwacher Intensität sichtbar zu machen. Zusätzlich sind in der Tabelle C.2 die Belichtungszeiten für Grismflatfields angegeben. Grismflatfieldkorrekturen sind speziell im roten Wellenlängenbereich wegen des dort verstärkt auftretenden “Fringing” zu empfehlen.

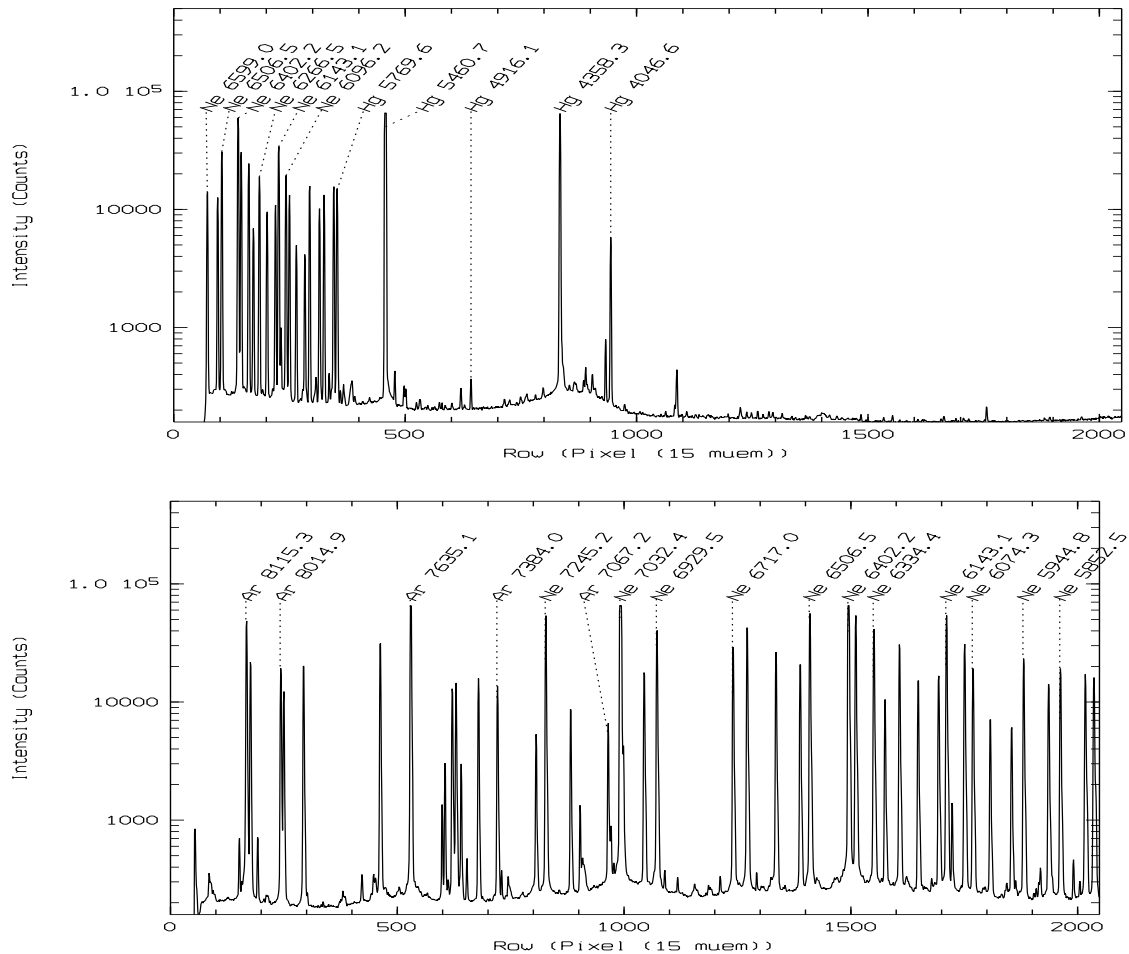


Abbildung 5.17: Beispiele für Kalibrationsbilder für die Spektren zweier Grisms in MOSCA a) [oben] *blue 500* b) [unten] *red 1000*

Im einzelnen ergeben sich Spektren, wie sie in Anhang D aufgeführt sind. Für die Identifikation der Spektrallinien wurden Laborwellenlängenangaben mit einer Genauigkeit von 0,0001 Ångström verwendet [MH72]. Hier seien nur auszugsweise Beispiele zur Verdeutlichung einiger Sachverhalte gegeben.

Abbildung 5.17 zeigt Übersichten über das gesamte Spektrum der Grism *blue 500* und *red 1000*. Während in Teilbild b) die Emissionslinien der Spektrallampen flächendeckend verteilt sind, ist links nur das halbe CCD-Bild mit intensitätsstarken Spektrallinien überdeckt. Auf der einen Seite wird es schwierig all die dicht zusammenliegenden Linien zu identifizieren, auf der anderen Seite scheint es, dass man über das halbe Spektrum keine Linien hat.

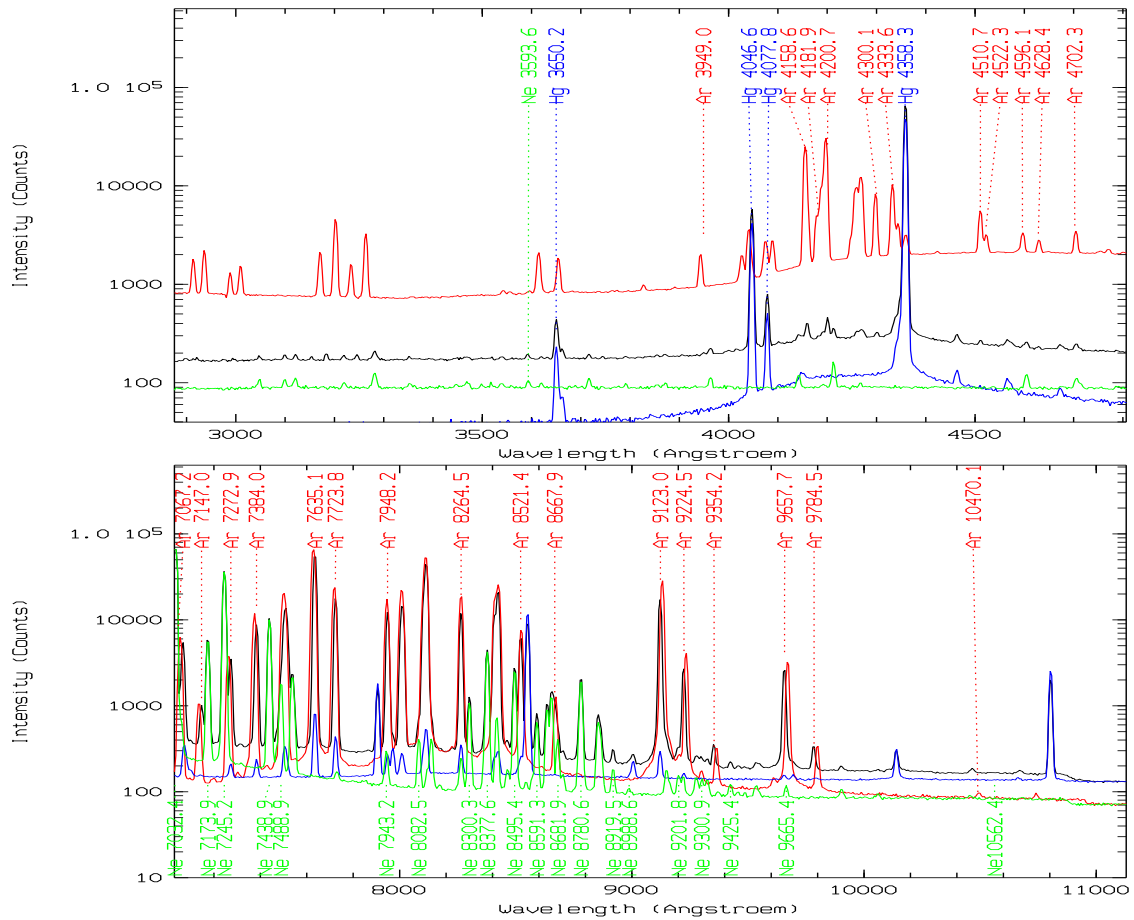


Abbildung 5.18: Beispiele für Kalibrationspektren (vollständiger Satz im Anhang D): Argon-Lampe in rot, alle Spektrellampen zusammen in schwarz, Quecksilber-Lampe in blau, Neon-Lampe in grün (zur besseren Übersicht sind die Spektren mit unterschiedlichen Offsets versehen)

- a) [oben] Grism *blue 500*
 b) [unten] Grism *green 250*

Diese Problematik kann bei der Wahl durch die fest eingebauten Spektrellampen beeinflusst werden. Entweder werden Spektrellampen mit weniger Linien gewählt, um die Identifikation so einfach wie möglich zu machen (wie bei CAFOS [Glä94]), oder man verwendet Lampen mit vielen Spektrallinien, die die Identifikation zwar schwieriger machen, aber dann auch eine höhere Genauigkeit bei der Wellenlängenkalibration zulassen. Wegen der hohen Liniendichte wird zur leichteren Identifikation für jedes Grism-Spektrum ein Satz vergrößerter Spektralaufnahmen in Anhang D (Detailzeichnung) angeboten, wovon Abbildung 5.18 zwei Beispiele zeigt.

In Abbildung 5.18a ist zu sehen, wie durch die längere Belichtung mit einzelnen Spektrellampen (hier Argon mit 3000 Sekunden) einige Linien erst aus dem Hintergrund heraustreten. Allerdings entstehen bei längeren Belichtungszeiten besonders viele Reflexe (z.B. Liniengruppen im roten Spektrum zwischen 2900 und 3300Å). Reflexe sind von echten Linien in der Regel dadurch zu unterscheiden, dass sie einen anderen Krümmungsradius und eine ande-

re Intensitätsverteilung parallel zum Spalt haben. Da bei der Benutzung von MOSCA in der Multi-Objekt-Spektroskopie solche Reflexe wegen dem kleineren Bildausschnitt nicht mehr an der Linienkrümmung erkennbar sind, sollte ausschließlich auf die im Anhang D identifizierten Spektrallinien zurückgegriffen werden. Dort wurden zur Vermeidung von Fehlidentifikationen Doppellinien nicht mit aufgeführt.

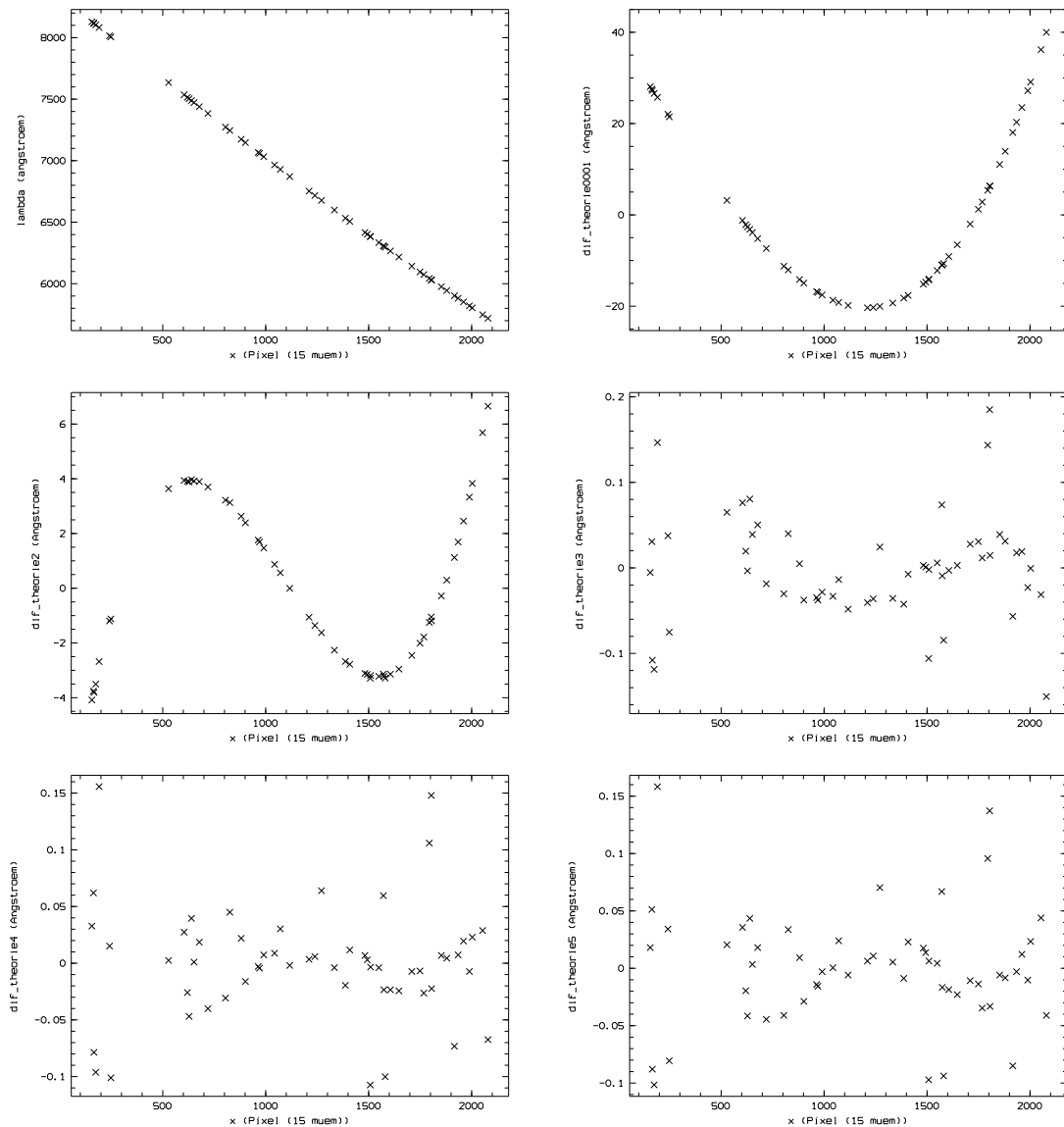


Abbildung 5.19: Polynom-Fit für die Dispersionsfunktion (Grism red 1000)

- a) [oben links] Abhängigkeit der Wellenlänge von der Position auf dem CCD
- b) [oben rechts] Abweichung der korrekten Wellenlänge vom linearen Fit
- c) [Mitte links] Abweichung der korrekten Wellenlänge vom Fit 2. Ordnung
- d) [Mitte rechts] Abweichung der korrekten Wellenlänge vom Fit 3. Ordnung
- e) [unten links] Abweichung der korrekten Wellenlänge vom Fit 4. Ordnung
- f) [unten rechts] Abweichung der korrekten Wellenlänge vom Fit 5. Ordnung

Nach der Identifikation der Spektrallinien werden die Messpunkte durch einen Polynom-Fit

Grism	START	STEP (Å)	Abweichung - in (Å)	Abweichung + in (Å)	σ (Å)
<i>green 250</i>	11277.08	- 6.00822	- 14.8	61.4	14.1
<i>green 500</i>	8513.64	- 2.88303	- 6.5	26.0	6.8
<i>blue 500</i>	6801.21	- 2.92035	- 9.7	27.8	7.7
<i>red 1000</i>	8255.76	- 1.25911	- 20.3	40.0	17.8
<i>green 1000</i>	6639.42	- 1.31205	- 17.6	48.9	14.2
<i>blue 1000</i>	5178.70	- 1.22931	- 30.9	85.1	33.6

Tabelle 5.4: Koeffiziententabelle für Schnellanalyse, bestimmt für eine Spaltmittenposition von "Row 997". Bei anderer Position des Spalts verschieben sich der Werte von START entsprechend einem Vielfachen vom STEP-Wert.

angenähert. In die Dispersionsfunktion gehen die Grismgleichung ($y_{Grism} \propto b_0 \cdot \lambda^1 + b_1 \cdot \lambda^{-2}$ nach Formel 5.8) und die Verzeichnung der Kameraoptik ($y_{gesamt} \propto a_1 \cdot y_{Grism}^2$ nach Formel 4.3) ein. Insgesamt ist daher eine Fitfunktion von mindestens 4. Ordnung zu erwarten. In Abbildung 5.19 a) bis f) ist dargestellt, welche Restabweichung sich beim sukzessiven Erhöhen der Ordnung des Fitpolynoms ergibt. Über den Sachverhalt eines linearen Zusammenhangs hinaus (Abbildung 5.19a) ist zu beobachten, dass ein quadratischer und ein kubischer Anteil in der Dispersionsfunktion enthalten ist. Bei der groben Analyse mit nur linearem Fit wird ein Fehler von bis zu 40 Ångström, bei anderen Grisms bis zu 85 Ångström gemacht (Tabelle 5.4). Beim Grism *red 1000* ergibt eine Fit-Funktion über dritten Grades hinaus keine großen Verbesserungen in der Genauigkeit mehr. Bei den Grism *blue 1000* und *green 250* ist der Anteil der Funktion 4. Grades jedoch noch 5 Ångström und somit nicht zu vernachlässigen. Deshalb wurde bei allen Grisms mit einem Polynom 4. Grades gefittet. Die errechneten Koeffizienten für die Dispersionsfitfunktionen sind im Anhang D aufgeführt.

Grism	λ_0	von	bis	Auflösung	Dispersion	Genauigkeit
	in Å	in Å	in Å	$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ bei λ_0	$\frac{\text{Å}}{m}$ bei λ_0	σ in Å
<i>green 250</i>	5086	11106	543.2	280.7	390.99	0.793
<i>green 500</i>	5640	8530	3037	645.5	188.47	0.167
<i>blue 500</i>	3807	6725	1570	444.5	184.76	0.334
<i>red 1000</i>	6982	8296	5774	1764.0	85.370	0.051
<i>green 1000</i>	5314	6672	4117	1315.0	87.180	0.267
<i>blue 1000</i>	3923	5248	2852	1047.5	81.180	0.475

Tabelle 5.5: Zusammenfassende Kenndatentabelle für die in MOSCA eingebauten Grisms mit Geradeauswellenlänge λ_0 , dem abgebildeten Spektralbereich der Auflösung pro Bogensekunde Spalt bei der Geradeauswellenlänge und der Dispersion bei der Geradeauswellenlänge; und die Genauigkeit bei Spektren mit einer Bogensekunde Spalt

Auflösung

Aus der Dispersion (Tabelle 5.6a, Spalte 4), kann noch die maximale Auflösung (Tabelle 5.6a, Spalte 5) bestimmt werden, die sich daraus ergibt, dass zwei Spektrallinien getrennt werden können, wenn sie 3 Pixel auseinander liegen (Maximum - Minimum - Maximum).

Theoretisch begrenzt wird die Auflösung durch die Auflösung des Gitters auf dem Grism. Die

Grism	Dispersion				maxilale Auflösung	
	$\frac{\Delta\lambda}{\Delta\theta}$ bei λ_0	$\frac{\lambda}{\frac{\Delta\lambda}{\Delta\theta}}$ bei λ_0	$\frac{\text{\AA}}{mm}$	$\frac{\text{\AA}}{Pixel}$ bei λ_0	in \AA	theor. in \AA
green 250	18.12	280.7 \approx 250	390.99	5.8648	11.7	0.65
green 500	8.737	645.5 \approx 500	188.47	2.8270	5.6	0.36
blue 500	8.565	444.5 \approx 500	184.76	2.7714	5.5	0.24
red 1000	3.958	1764.0 \approx 1000	85.370	1.2801	2.6	0.22
green 1000	4.041	1315.0 \approx 1000	87.180	1.3076	2.6	0.17
blue 1000	3.745	1047.5 \approx 1000	81.180	1.2117	2.4	0.13

Tabelle 5.6: Werte zur Grism-Dispersion, Auflösung und -Genauigkeit.

maximale Auflösung $\Delta\lambda$ liegt bei (Tabelle 5.6a, Spalte 6) [UB91]:

$$\Delta\lambda = \lambda \cdot \frac{k}{D} \quad (5.12)$$

- k : Gitterkonstante ($\frac{1}{\frac{\text{Linienanzahl}}{mm}}$; 150, 300, 600)
- D : Durchmesser des Gitters in mm (ca. 50 mm)
- λ : Wellenlänge in \AA

Die theoretischen Auflösungen sind um einen Faktor 10 kleiner als die zu erreichenden Auflösungen, die sich aus den Messwerten von MOSCA ergeben; somit ist keine Einschränkung der Auflösung durch Formel 5.12 zu befürchten.

In Tabelle 5.6 Spalte 2–4 ist die berechnete Auflösung in verschiedenen Einheiten angegeben. Unter anderem ist dort der genaue Wert für die $\frac{\lambda}{\Delta\lambda/\Delta\theta}$ bei λ_0 zu finden, nach dem die Grisms in Kombination mit der Geradeauswellenlänge ihre Namen bekommen haben (250, 500, 1000; red ca. 7000 \AA , green ca. 5300 \AA , blue ca. 3900 \AA). So ergeben sich die folgenden Grisms:

red 1000
green 500
green 250 *green 1000*
blue 500
blue 1000

Fehlerbetrachtung

Die Genauigkeit, der Gaußfitroutinen mit der das Zentrum der Wellenlängen bestimmt werden kann, beträgt 0,1 Pixel. Beim Grism *green 250* entspricht dies etwa 0,58 \AA Genauigkeit. Die Standardabweichung um die Dispersionsfitfunktion liegt bei 0,79 \AA , ist von gleicher Größenordnung und die Grenze der Genauigkeit ist somit erreicht (Tabelle 5.5).

Außer beim Grism *blue 1000* ist die Anzahl der identifizierten Linien bei 50 bis 80, welches der

Grund für die hohe Genauigkeit der Fitfunktion ist. Wird eine Kalibrationsaufnahme mit allen drei Kalibrationslampen zusammen gemacht, um Beobachtungszeit zu sparen oder werden weniger Linien identifiziert, dann erhöht sich der Fehler bei der Wellenlängenkalibration um den Faktor 3 bis 4. In Tabelle 5.6 ist die Standardabweichung der gemessenen Spektrallinien von dem Dispersionsfit aufgeführt. Sie gelten als Anhaltswerte für die am besten zu erreichende Wellenlängenkalibration. Da die Genauigkeit von der Spaltbreite abhängt, wird als Referenzwert noch die Genauigkeit in Relation zur Spaltbreite angegeben. Die Spaltbreite bei den Eichaufnahmen war $1''$.

In die Kalibrationsaufnahmen geht aber auch die schon an anderer Stelle kritisch erwähnte Spaltpositionierung und Einhaltung der Spaltposition (Kapitel 3.2) ein. Bei der Spaltpositionierung wurden Abweichungen von bis zu 2,5 Pixel festgestellt, was einer Unsicherheit in der Wellenlängenkalibration von 3 bis 15\AA (je nach Grism) entspricht.

Der durch Biegeeffekte maximal gemachte Fehler liegt bei 3 Pixel (also 4 bis 18\AA), wenn man die Kalibrationsaufnahme in Zenitstellung macht (Kapitel 3.2). Hinter diesem Fehler steckt ebenfalls das Bewegungsspiel im Maskenschlitten.

Zusammen sind diese Fehler dominierend, sollen aber durch eine mechanische Veränderung am Maskenwagen behoben werden. Vermieden werden können diese beiden Fehler zunächst, indem man eine Kalibrationsaufnahme direkt nach der Himmelspektralaufnahme macht. Durch die Schräglageänderung des Teleskops um maximal 9° während der Integrationszeit einer Spektralaufnahme (ca. $1h$) ergibt sich eine Positionsungenauigkeit von 0,5 Pixel (Abbildung 3.1, Kapitel 3.2). Daraus folgt je nach Grism ein Wellenlängenfehler von 0,6 bis 3\AA . Kann das Spiel im Aperturenwagen behoben werden, ist eine Verbesserung um den Faktor 5 möglich. Der Fehler durch den Wagen ist dann in der gleichen Größenordnung wie die Standardabweichung der Messwerte von der Dispersionsfunktion.

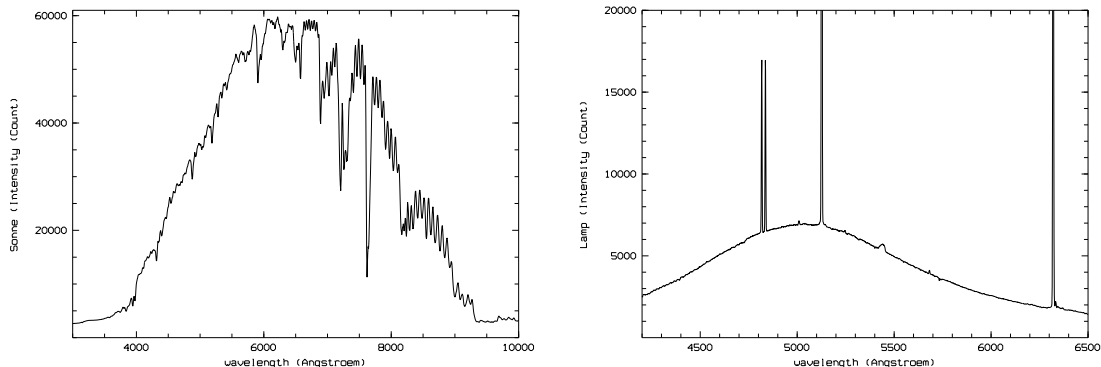


Abbildung 5.20: Beispielspektren zum Test der Wellenlängenkalibration

- a) [links] Sonnenspektrum mit Grism "green 500"
 - b) [rechts] Leuchtstoffröhrenspektrum mit Grism "green 1000"
- Die Spektren sind nicht flatfield- oder fringekorrigiert worden.

Test

Die durchgeführten Wellenlängenkalibrationen werden nun an zwei einfachen Spektren getestet (Abbildung 5.20). Bei den Montagearbeiten in der Werkshalle wurde mit dem Grism *green 500*

Bezeichnung nach Fraunhofer (1812)	Gemessen (\AA)	Literaturwert (\AA)	Element
A/A'	7640.1	7608 / 7665	K
B	6866.2	6867.2	O
C	6562.9	6562.725	H
$D_1/D_2/D_3$	5892.1	5875 - 5895	Na / He
E	5269.1	5270.3602	Fe
F	4859.8	4861.327	H
G	4308.1	4307.9048	H

Tabelle 5.7: Sonnenabsorptionslinien nach Fraunhofer [All76, Hec87, Voi88]

das Spektrum des Lichts unserer Sonne sowie der Leuchtstoffröhren an der Werkshalle aufgenommen. Die im Sonnenlicht zu erkennenden Einbrüche in der Planck-Verteilung des Lichts, entsprechen den schon 1812 gefundenen Absorptionslinien der Sonnenatmosphäre – den Fraunhoferlinien (Tabelle 5.7) [All76, Hec87, Voi88]. Bei dem Spektrum der Leuchtstoffröhren ist im Vergleich mit einer Glühlampe ein weiches Kontinuum mit scharfen Emissionslinien, bei denen es sich um Ne-5116 \AA und Ne-6330 \AA handelt, zu beobachten. Die Abweichung von den Literaturwerten (Tabelle 5.7) ist unter 1,5 \AA und liegt somit im Rahmen der ausgeführten Fehlerabschätzung.

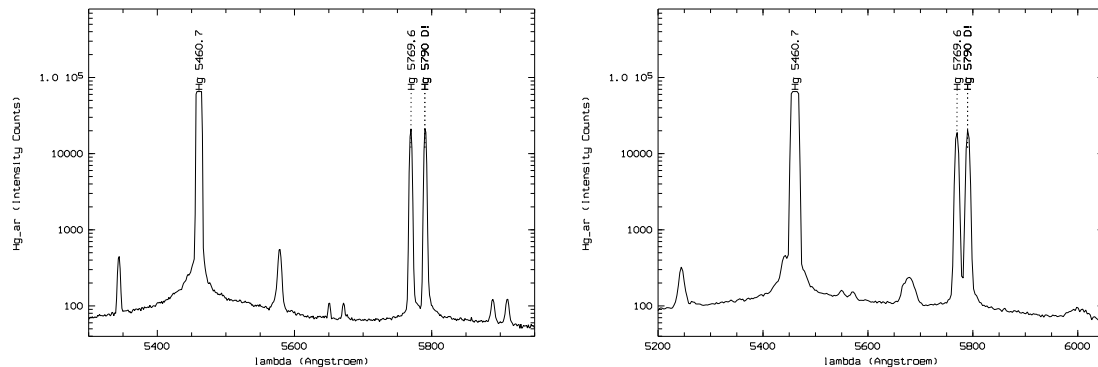


Abbildung 5.21: Beispiel Reflexe (Schattenbilder) in Grisms

- [links] Reflex bei Aufnahme mit Grism *green 500*
- [rechts] Reflex bei Aufnahme mit Grism *green 1000*

Probleme

Es sollen hier zwei für die Spektroskopie relevante Problematiken genannt werden: Reflexe sowie Spektren 2. Ordnung.

Zur Verdeutlichung von Reflexen sind zwei Spektralaufnahmen der Quecksilber-Kalibrationslampe in Abbildung 5.21 dargestellt. Bei beiden Aufnahmen sind symmetrisch zu der Spektrallinie Hg-5460,7 sowie der Doppellinie Hg-5769,6 / 5790 Intensitätsmaxima zu erkennen, die nicht zum Emissionsspektrum von Quecksilber gehören. Ob diese durch Reflexe an den Linsen der Optik oder am Gehäuse oder den Linsenfassungen entstehen, konnte noch nicht

geklärt werden. Die Schattenbilder haben ca. 1% der Intensität ihrer zugehörigen Originallinien. Bei Reflexen, die aufgrund der Himmelslinien entstehen könnten, ist zu bemerken, dass sie mit dem Himmelshintergrund automatisch abgezogen werden.

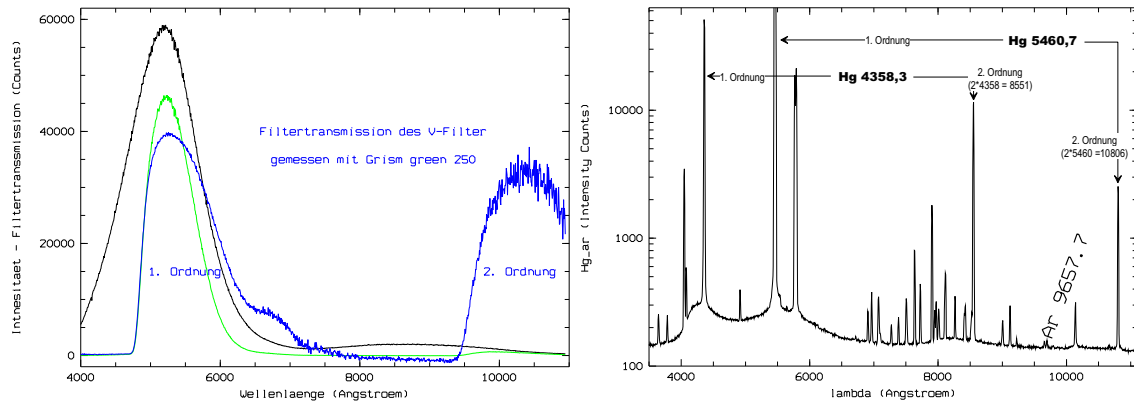


Abbildung 5.22: Beispiele für den Einfluss der 2. Ordnung beim Grism *green 250*

- a) [links] Filterkurvenaufnahme: Grism-Flatfield (schwarz), Grism-Flatfield mit Filter (grün), Filtertransmission (blau)
 b) [rechts] Aufnahme mit der Kalibrationslampe HgAr (Quecksilber Argon)

Spektren 2. Ordnung treten speziell beim Grism *green 250* auf. In der in Abbildung 5.22a gezeigten Filtertransmission (blau) ist ein zweites Maximum zu erkennen, welches im Grism-Flatfield nur stark abgeschwächt zu sehen ist. Genaueren Aufschluss gibt die Spektralaufnahme der Quecksilber-Argon Kalibrationslampe (Abbildung 5.22b). Die Spektrallinien 2. Ordnung von Hg-4358 und Hg-5460 sind dort deutlich zu erkennen und nicht ohne weiteres von Linien 1. Ordnung zu unterscheiden. Spektrallinien 2. Ordnung sind nicht genau bei der doppelten Wellenlänge zu finden, da – wie die Gittergleichung (5.6) zeigt – keine direkte Proportionalität zwischen der Ordnung m und dem Ablenkungswinkel β besteht (Formel 5.6).

Zur Beseitigung der Problematik des Spektrums 2. Ordnung könnte, wie schon beim Grism *green 500*, ein Ordnungstrennungsfiler dienen.

5.2.4 Grism-Effizienz

Es soll nun die Effizienz der Grisms für die Spektroskopie bestimmt werden, um unter anderem bei der Planung von Beobachtungen die Belichtungszeiten für Spektralaufnahmen abschätzen zu können.

Zur Bestimmung wurde ein bekannter Standardstern *“Hiltner 600“* mit allen Grisms spektroskopiert und die registrierten Photonenzahlen mit den Literaturwerten verglichen [MS88].

Bei der Analyse kann analog zu Kapitel 5.1.4 (Formel 5.1 und 5.2) vorgegangen werden. Es ergeben sich die in Abbildung 5.23 exemplarisch für Grism *green 500* dargestellten Werte für einfallende und registrierte Photonen pro 50 Ångström.

Die Effizienz des Grisms ergibt sich als Quotient aus registrierten zu ankommenden Photonen. Da das CCD ausgewechselt werden kann (bei uns Loral #11i), ist es sinnvoll seine Quantenausbeute herauszurechnen und die Effizienz des reinen Beobachtungsgeräts MOSCA mit Grism anzugeben (Abbildung 5.24).

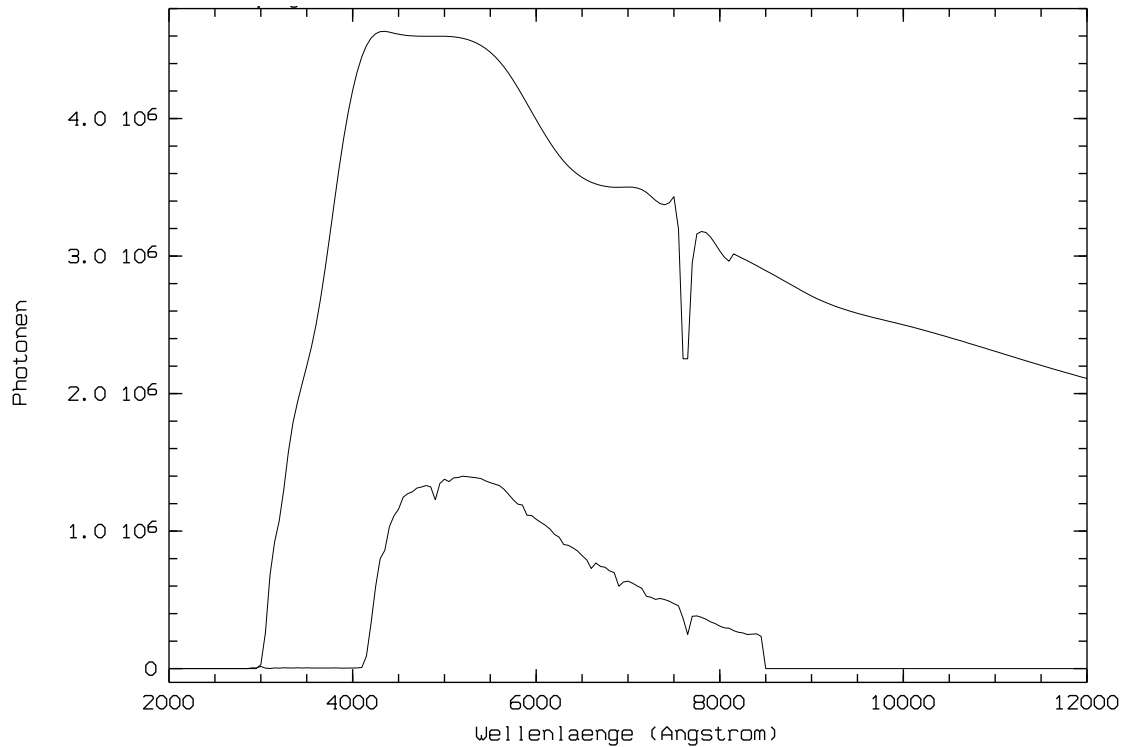


Abbildung 5.23: Ankommende Photonen vom Standardstern “Hiltner 600” (obere Kurve) und registrierte Photonen in MOSCA-Grism *green 500*. Die Werte sind umgerechnet auf je 50 Ångström Bandbreite, wie in der Literatur vorgegeben ist [MS88].

Es ist zu beobachten, dass der Abfall der Gesamteffizienz im Roten (> 8000 Ångström) zum Teil bedingt wird durch die niedrigere Quantenausbeute des CCDs in diesem Bereich. Dieser Effekt tritt auch auf der anderen Seite des Spektrums < 3700 Ångström auf. Eine Fitfunktion gleicht die Fluktuation in den Messwerten aus und ergibt die dargestellte Effizienzkurve (Abbildung 5.24).

Zu beobachten ist, dass der Wellenlängenbereich des Grisms *green 500* auf der einen Seite des Spektrums begrenzt wird durch die Ausdehnung des CCD-Chips (> 8530 Å) (siehe Tabelle 5.6). Auf der kurzwelligen Seite des Spektrums könnte der CCD-Chip bis 3040 Ångström abbilden (Tabelle 5.6), aber die Effizienz des Grism sinkt unter 4000 Ångström wegen dem eingebauten Ordnungstrennungsfiler auf nahezu Null ab. Durch eine nicht zentrale Positionierung des Spalts auf einer Multispaltmaske können die Wellenlängenbereiche verschoben werden und Spektren bis 9500 Ångström aufgenommen werden.

Alle Grism-Effizienzkurven, wobei die Quantenausbeute des CCDs herausgerechnet wurde, sind zum Vergleich in Abbildung 5.24 zusammengestellt. Es ist zu beobachten, dass eine Überdeckung des gesamten Wellenlängenbereiches mit drei verschiedenen Auflösungen ($\lambda/\Delta\lambda$: 250, 500, 1000) und somit immer fallender Effizienz gut gelungen ist. Zusammenfassende Abbildungen von Grism-Effizienzen mit CCD Loral #11i sind im Anhang E abgebildet.

Kritisch betrachtet werden muss auf jeden Fall die erstellte Effizienzkurve für das Grism *green 250*, denn ab der Wellenlänge 7500 Å spielt die Effizienzkurve zu hoch da das Spektrum 2. Ordnung sie verfälscht. Dieses kann nicht analytisch herausgerechnet werden kann.

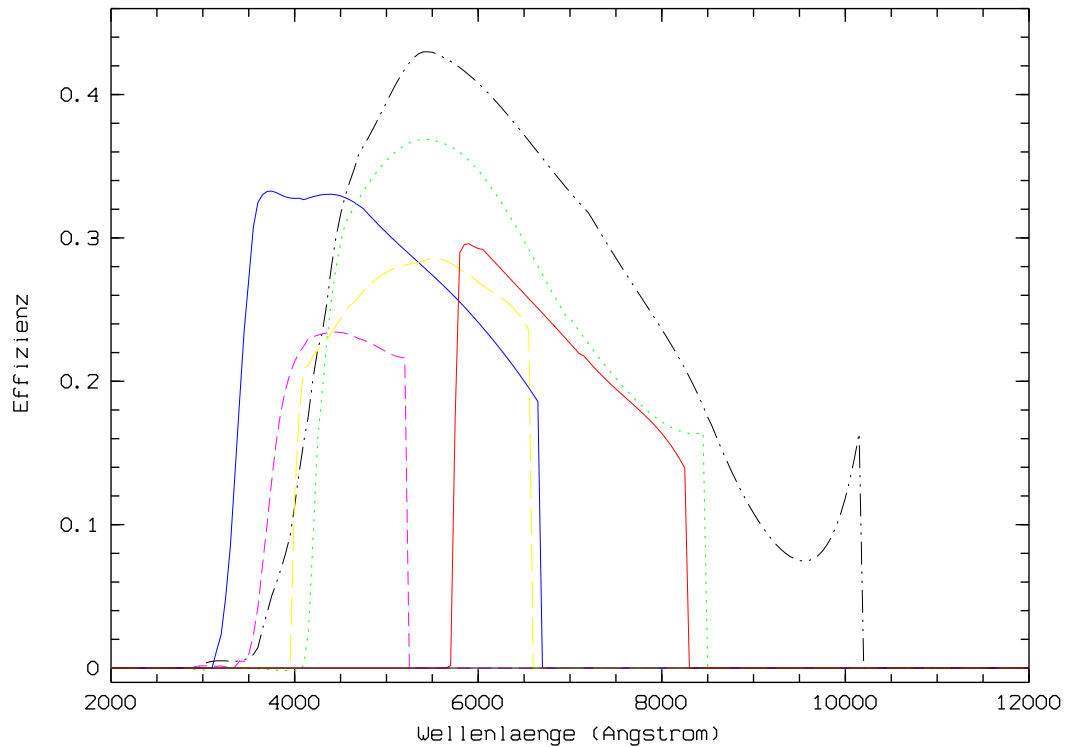


Abbildung 5.24: Effizienzkurven für alle in MOSCA eingebauten Grism (CCD-Quantenausbeute ist herausgerechnet). Von oben nach unten: *green 250* (schwarz), *green 500* (grün), *blue 500* (blau), *red 1000* (rot), *green 1000* (gelb), *blue 1000* (magenta).

5.2.5 Linienprofil

Um die Güte der Spektralaufnahmen zu beurteilen, wurden Linienprofile einer Kalibrationsaufnahme des Grism *red 1000* (Abbildung 5.14) auf dem gesamten CCD-Chip analysiert. Die Analyse der Form, Breite und Intensität der Spektrallinien ist für die Interpretation von Emissions- oder Absorptionslinien astronomischer Objekte interessant.

Helligkeit

In Abbildung 5.16 ist zu beobachten, dass die Intensität der gleichen Spektrallinie zu den Ecken des Chips hin um 19% abnimmt. Die Abschwächung der Intensität durch die Optik allein ist schon von der Analyse der Flatfields bekannt. Dort wurden nur 2 – 5% Intensitätsverlust von der maximalen Beleuchtungsstärke je nach Wellenlänge festgestellt, so dass dies nicht den Effekt erklären kann.

Ein zweiter Grund für die Intensitätsabschwächung ist, dass sich durch die Verzeichnung der Maßstab zum Rand hin ändert und somit die beim CCD eintreffenden Photonen auf eine größere Fläche verteilt werden. Mit diesem Effekt ist aber auch nur $\frac{1}{10}$ der Intensitätsabschwächung zu erklären.

Möglicherweise liegt der Grund vielmehr in der Geometrie der optischen Konstruktion. Das Grism ist zwar viereckig, aber der Strahlengang von MOSCA wird durch die Dimensionen einer runden Optik begrenzt. In den Randbereichen werden somit nicht alle Strahlen, die das Grism parallel versetzt passieren, wieder durch die Kameraoptik gesammelt.

Für absolute Helligkeitsanalysen ist der Effekt zu beachten. Da die angegebenen Grismeffizienzen (Kapitel 5.2.4) auf das Zentrum bezogen sind, sollte für die Randbereiche aus einer Spektrallampenaufnahme die Helligkeitseinbuße relativ zur Mitte bestimmt werden und diese bei der Datenanalyse in Form einer Flatfieldkorrektur einfließen.

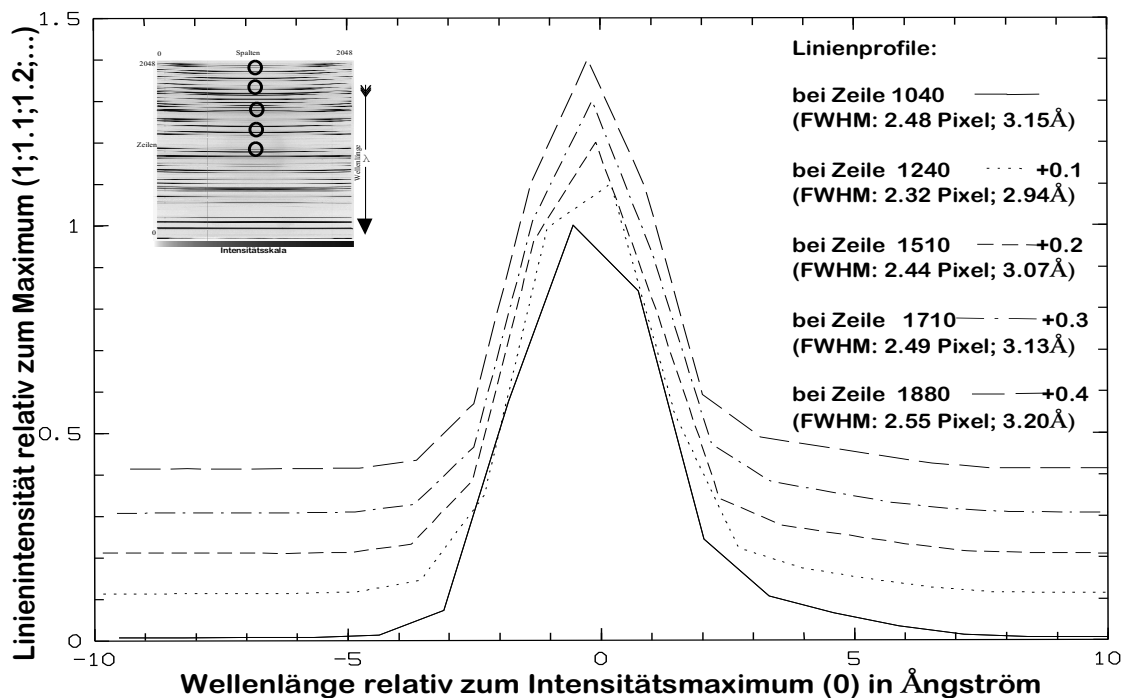


Abbildung 5.25: Linienprofile der Spektrallinien der Vergleichslichteinheit aufgenommen mit dem Grism red 1000. Verglichen werden Linien mit verschiedenen Wellenlängen (verschiedenen Zeilen / zunehmendem Abstand vom optischen Zentrum, siehe Kreise in Orientierungszeichnung oben links). Die Maxima der Linien wurden jeweils auf 1 normiert und die Position relativ zum Maximum angegeben. Der Übersicht wegen wurde ein Offset von jeweils 0,1 hinzuaddiert.

Breite

In Abbildung 5.16 ist zu sehen, dass die dargestellten Linien sich nicht wesentlich in ihrer Breite (FWHM) verändern. Zur genaueren Analyse sollen die Linienprofile auf gleiche Intensität relativ zum Maximum geeicht werden und in Ångström umgerechnet werden, um den unterschiedlichen Maßstab in der Bildmitte und am Rand auszugleichen. Auch die so erstellten Abbildungen 5.25 und 5.26 zeigen, dass die Breite der Linienprofile über das gesamte Bild konstant ist. Die berechneten FWHM sind dort mit aufgeführt. Hier ist gegenüber CAFOS eine entscheidende Verbesserung gelungen. Die Werte der FWHM in Pixel und umgerechnet in Wellenlängen vergrößern sich über den relevanten Teil des Bildes nur um maximal 4%.

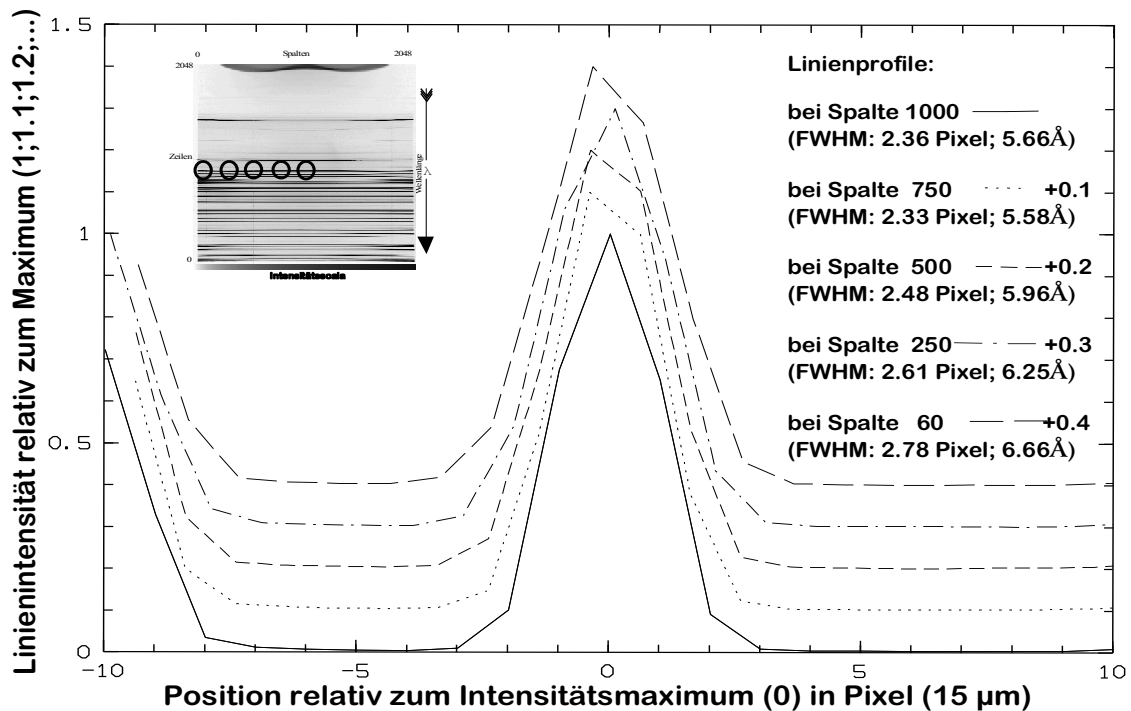


Abbildung 5.26: Linienprofile einer Spektrallinie der Vergleichslichteinheit, aufgenommen mit dem Grism *green 1000*. Verglichen werden Abbilder einer Linie in verschiedenen Spaltenpositionen mit zunehmendem Abstand vom optischen Zentrum (siehe Kreise in Orientierungszeichnung oben links). Die Maxima wurden jeweils auf 1 normiert und die Position relativ zum Maximum angegeben. Der Übersicht wegen wurde ein Offset von jeweils 0,1 hinzuaddiert.

Form

Bereits in Abbildung 5.16 war zu sehen, dass sich beim Grism *red 1000* eine Asymmetrie an den Flanken des Linienprofils abzeichnete, dies besonders bei größeren Spaltennummern (also niedrigeren Wellenlängen). Die Flankenhebung beträgt 15–20% und ist über das gesamte Bild etwa konstant (Abbildungen 5.25), deshalb ist nicht von einem Fehler in der Optik auszugehen. Als Fehlerquelle wird vielmehr das verwendete Grism vermutet. Daher wurde zum Vergleich eine Spektralaufnahme des Grism *green 1000* analysiert (Abbildung 5.26).

Hier konnte keine erhöhte Flanke der Spektrallinie mehr festgestellt werden, so dass dies also tatsächlich eine spezielle Eigenschaft des Grism *red 1000* zu sein scheint. Auch bestätigt werden konnte mit der Analyse der Aufnahme *green 1000*, dass sich die Linienprofile auf dem gesamten Feld der Aufnahme nicht wesentlich verbreitern. Diese Konstanz der Linienprofilbreite im gesamten Bildfeld weist auf die guten Abbildungseigenschaften und die gute chromatische Korrektur der Linsensysteme hin.

Die Herkunft der Flankenerhöhung bei der analysierten Aufnahme mit dem *red 1000* Grism konnte nicht geklärt werden. Bei dem Versuch weitere Informationen zu diesem Phänomen zu bekommen, wurden in einer späteren Testcampagne **keine** Flankenerhöhungen mehr festge-

stellt. Denkbar ist ein Reflex im Optiksistem, der bei später vorgenommenen Modifikationen unbeabsichtigt beseitigt worden ist. Auch eine nicht optimale Fokuseinstellung oder noch nicht optimales CCD-Chip-Setup sind denkbar.

Kapitel 6

Beobachtungsbeispiele

Es soll nun anhand einiger Beispiele die Leistungsfähigkeit von MOSCA dargestellt werden.

6.1 Direktaufnahmen

Eine der Motivationen für den Bau eines Fokalreduktors war die Möglichkeit einen größeren Himmelsausschnitt auf den CCD-Chip abzubilden.

Diese Eigenschaft wird hier mit der Aufnahme eines großflächigen Objektes demonstriert. Abbildung 6.1 zeigt die Aufnahme der $9,5' \times 9,5'$ großen Spiralgalaxie M74. Andere Beispiele sind die zur Auswertung der Verzeichnung und Photometrie verwendeten Aufnahmen der Kugelsternhaufen M15 und M92 (Abbildung 4.11 und 5.6), sowie eine Aufnahme der Balkengalaxie NGC 7479 (Abbildung 6.2)

Durch das elektronisch ferngesteuerte Filterwechselrad können Dreifarbenkompositionsaufnahmen gemacht werden. Abbildung 6.3 zeigt eine Echtfarbenaufnahme des Ringnebels in der Leier, zusammengesetzt aus je 120 Sekunden Integrationszeit mit dem R-, V- und B-Filter.

6.2 Spektroskopie

Zum Test der Spektroskopie-Eigenschaften von MOSCA wurden die BL-Lac-Objekte BL2254 und BL0048-09 spektroskopiert (Abbildung 6.4). Um die Leistung von MOSCA bei der Spektroskopie lichtschwacher Objekte zu demonstrieren, ist in Abbildung 6.5 das Spektrum eines möglichen roten Quasars mit der Helligkeit $19^m, 6$ gezeigt (Integrationszeit 1800 Sekunden), sowie das Spektrum des Quasars PKS2356+19 (Integrationszeit 1200 Sekunden).



Abbildung 6.1: Aufnahme der Spiralgalaxie M74 in 30 Millionen Lichtjahren Entfernung und mit 80 000 Lichtjahren Durchmesser, als Beispiel für das große Gesichtsfeld von MOSCA von $11' \times 11'$

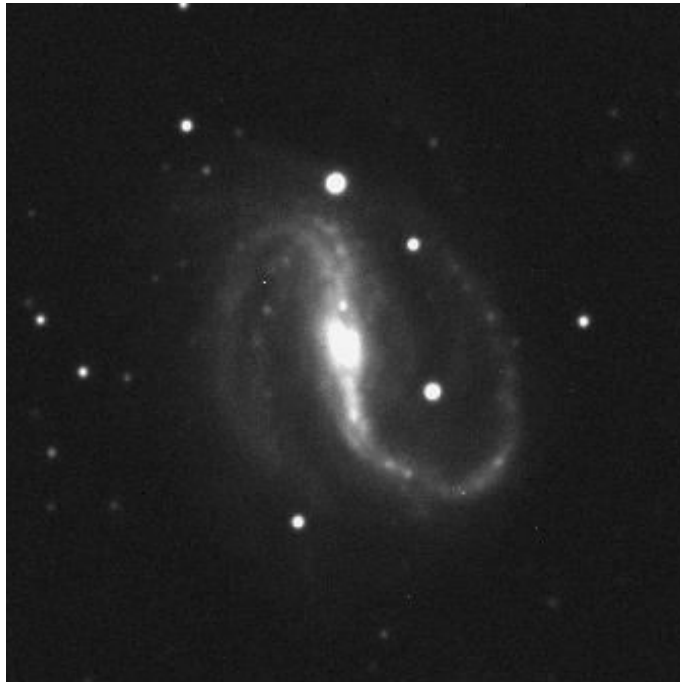


Abbildung 6.2: Balkengalaxie NGC 7479 mit der Helligkeit $11^m,6$ (Bildausschnitt $5' \times 5'$, V-Filter mit 150 Sekunden Integrationszeit)



Abbildung 6.3: Echtfarbenaufnahme des Ringnebels in der Leier (M57). Planetarischer Nebel im Abstand von 5400 Lichtjahren, mit Helligkeit ist $8^m,9$. Der Zentralstern hat hat eine Temperatur von 75 000 K und eine Helligkeit von $14^m,7$. (Bildausschnitt $6' \times 4,5'$)

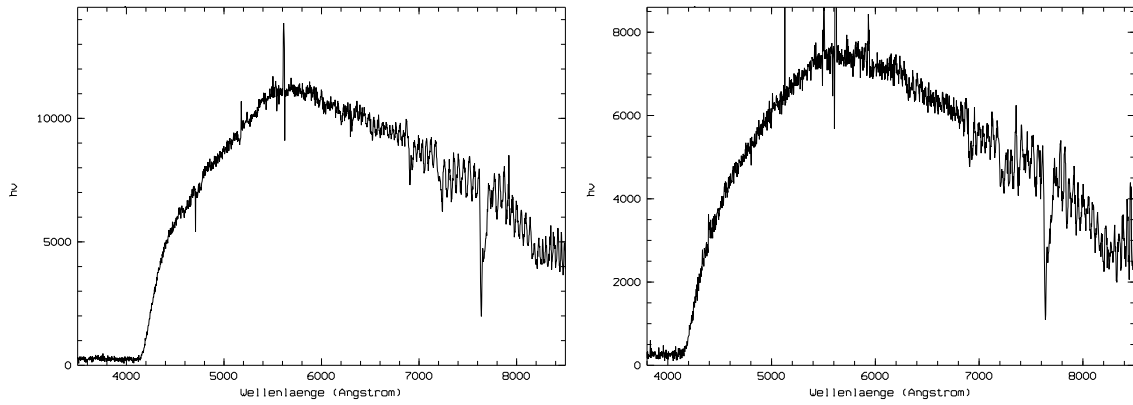


Abbildung 6.4: Spektren von 2 BL-Lac-Objekten 16. Größe

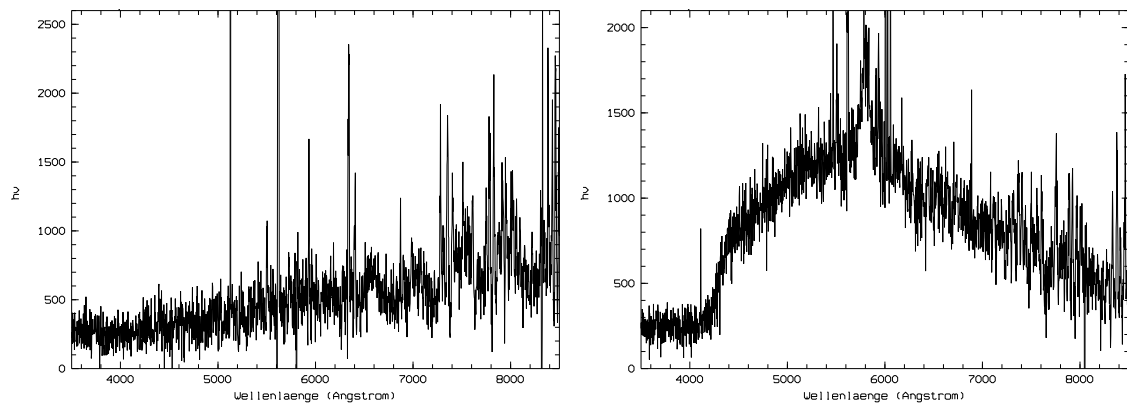


Abbildung 6.5: a) [links] Spektrum eines möglichen roten Quasars mit der Helligkeit $19^m,6$ (1800 Sekunden)
 b) [rechts] Spektrum des Quasars PKS2356+19 (1200 Sekunden)

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblicke

7.1 Resümee

Mit dem Bau des Fokalreduktor-Spektrografen MOSCA für das 3,5-Meter-Teleskops des MPIA ist ein multifunktionelles Instrument entstanden.

Bei Direktaufnahmen wird ein Himmelfeld von $11' \times 11'$ auf dem CCD abgebildet. Die Fehler in den Abbildungseigenschaften über das gesamte Bildfeld sind so gering, dass bei einem durchschnittlichen Seeing von $1,19''$ keine Beeinträchtigung der astronomischen Aufnahme hervorgerufen wird. Wegen des großen Öffnungsverhältnisses von $\frac{1}{2,7}$ kann die festgestellte Schräglage des CCDs von $0,11 \text{ mm}$ die Bildqualität beeinflussen und ein exaktes Fokussieren ist notwendig, welches mit dem eingebauten Fokussierprisma schnell und präzise bewerkstelligt werden kann.

Der Abbildungsmaßstab ändert sich über das gesamte Bildfeld um 4,1%. Positionen können mit der bestimmten Verzeichnungsfunktion auf $0,1''$ genau gemessen werden, was für das zu erwartende Seeing exakt genug ist.

Der Einfluß von Biegung auf Direktaufnahmen bis zu einer Stunde ist unter $0,04''$ und gegenüber dem Seeing zu vernachlässigen. Mängel in der Positionierung und Positionshaltung des Apertureschlittens konnten aufgezeigt werden.

Durch Kalibration mit den eingebauten Spektrallampen können Wellenlängenbestimmungen von 0.05 bis 0.79 Ångström Genauigkeit bei einer Bogensekunde Spalt gemacht werden (je nach verwendetem Grism).

Die Abbildungseigenschaften sind so gut das bis in die Ecken des Bildfeldes eine Analyse von Linienprofile möglich ist. Bei Spektroskopieren ist eine Transmission von bis zu 36% zu erreichen, womit gute Voraussetzungen für die spektrale Analysieren von schwachen Objekten gegeben ist. Um optimale Ergebnisse zu erzielen, wird dem Benutzer empfohlen, die Kalibrationsaufnahmen in gleicher Geräteposition, wie die astronomischen Aufnahmen zu machen und weder das Teleskop noch den Spalt im Gerät zu bewegen.

MOSCA entspricht seinen Spezifikationen als Spektrograf mit geringer Auflösung und ist in Kombination mit Multispaltmasken ein leistungsfähiger Multi-Objekt-Spektrograf.

7.2 Projekte und Planungen

Da es sich bei MOSCA um ein modular aufgebautes Gerät handelt, können auch noch nachträglich weitere Einschubmodule gefertigt werden. Um das Gerät zu einem vielseitigeren und effizienteren Einsatz zu bringen, sind die folgenden Einschübe geplant oder werden zur Zeit gefertigt.

Etalon

Mit einem Fabry-Pérot-Etalon kann man im parallelen Strahlengang das Licht sehr schmalbandig filtern. Die Filterwellenlänge ist in bestimmten Grenzen quasi wählbar, indem durch die Veränderung des Abstands zweier halbverspiegelter Platten Interferenzresonanzkörper für verschiedene Wellenlängen geschaffen werden (Abbildung 7.1a). Die Filterbandbreite liegt je nach Bauform zwischen 10 und 40 Ångström. Es kann für quasi monochromatische Aufnahmen eingesetzt werden, um Spektrallinien bei einer großen Anzahl von Objekten in einer Aufnahme zu identifizieren, da man das gesamte $11' \times 11'$ -Bildfeld von MOSCA zur Verfügung hat. Wegen der vielen entstehenden Maxima anderer Ordnung ist ein Fabry-Pérot-Etalon nur in Kombination mit schmalbandigen Ordnungstrennungsfilttern einsetzbar. Da diese schmalbandig sein müssen, bestückt man dann das Filterrad 2 mit Interferenzfiltern.

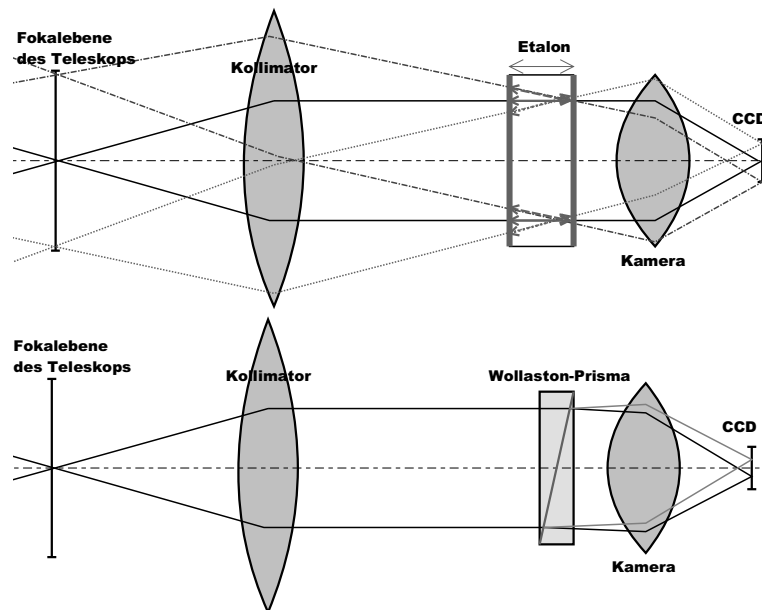


Abbildung 7.1: Strahlengang von Etalon [oben] und Wollaston-Prisma [unten]

Wollaston-Prisma

Bringt man ein doppelbrechendes Wollaston-Prisma in den kollimierten Strahlengang von MOSCA, wird das einfallende Licht linear polarisiert. Mit zwei zueinander senkrechten Pris-

menstellungen kann man über die Intensitäten die Polarisation des Lichts bestimmen (Abbildung 7.1b).

Interferenzfilter

Im Juni 1997 sind bei Beobachtungen mit Interferenzfiltern im parallelen Strahlengang von MOSCA (Filterrad 2) Interferenzmuster beobachtet worden. Sie beruhen auf Reflexionen von Nachthimmellinien und sind nicht zu korrigieren.

Deshalb wird für den Einsatz von Intefferenzfiltern ein weiteres Filterrad eingebaut, welches nicht im parallelen Strahlengang liegt, sondern im hinteren Teil der Kameraoptik, da dort keine Reflexe entstehen können.

Multispalteinheit

Durch eine Multispalteinheit, die alternativ zum Apertureschlitten eingesetzt werden kann, sollen die Multispektroskopiermöglichkeiten von MOSCA erweitert werden. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt müssen die Masken für die Multispaltspektroskopie vor der Campagne berechnet und gefertigt werden. Die Multispalteinheit soll dem Beobachter die Möglichkeit geben, nach einer Direktaufnahme interessante Objekte zu markieren, worauf sich dann Spaltbacken in der Fokalebene (RC-Fokus) über das Bild an die korrekten Positionen schieben. Bringt man dann ein Grism in den Strahlengang, können von den selektierten Objekten Spektren aufgenommen werden (siehe Skizze 7.2). Die für MOSCA vorgesehene Multispalteinheit soll bis zu 25 verschiedene Spalte haben. Diese erhöht die Effizienz von MOSCA immens, so dass man dann von einem wirklichen *Multi Object Spectrograph for Calar Alto* sprechen kann.

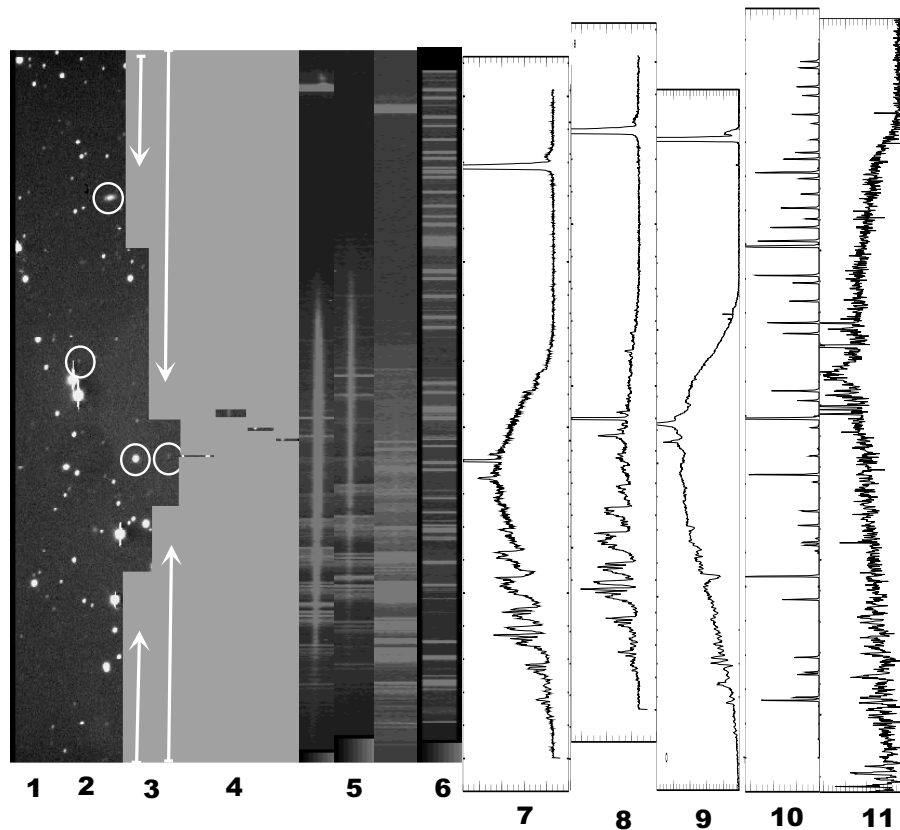


Abbildung 7.2: Schematisierte funktionsweise der Multispalteinheit:

Auf einem aufgenommenen Sternfeld (1) werden die zu spektroskopierenden Objekte markiert (2): die Spaltbacken der bis zu 25 Spalteinheiten werden im RC-Fokus über das Bild gefahren (3) und blenden den Rest des Himmels aus (4); mit eingefahrenem Grism werden die Spektren aufgenommen (5); zur Kalibrierung werden Vergleichsspektren belichtet (6); die aufgenommenen Spektren (7) werden mit Spektren des Nachthimmels (8) korrigiert, und es entstehen die Sternspektren (9) und mit Vergleichslichtspektren (10) kalibriert man die Wellenlänge und es entstehen aussagekräftige Ergebnisse (11).

Anhang A

Abbildungen von MOSCA

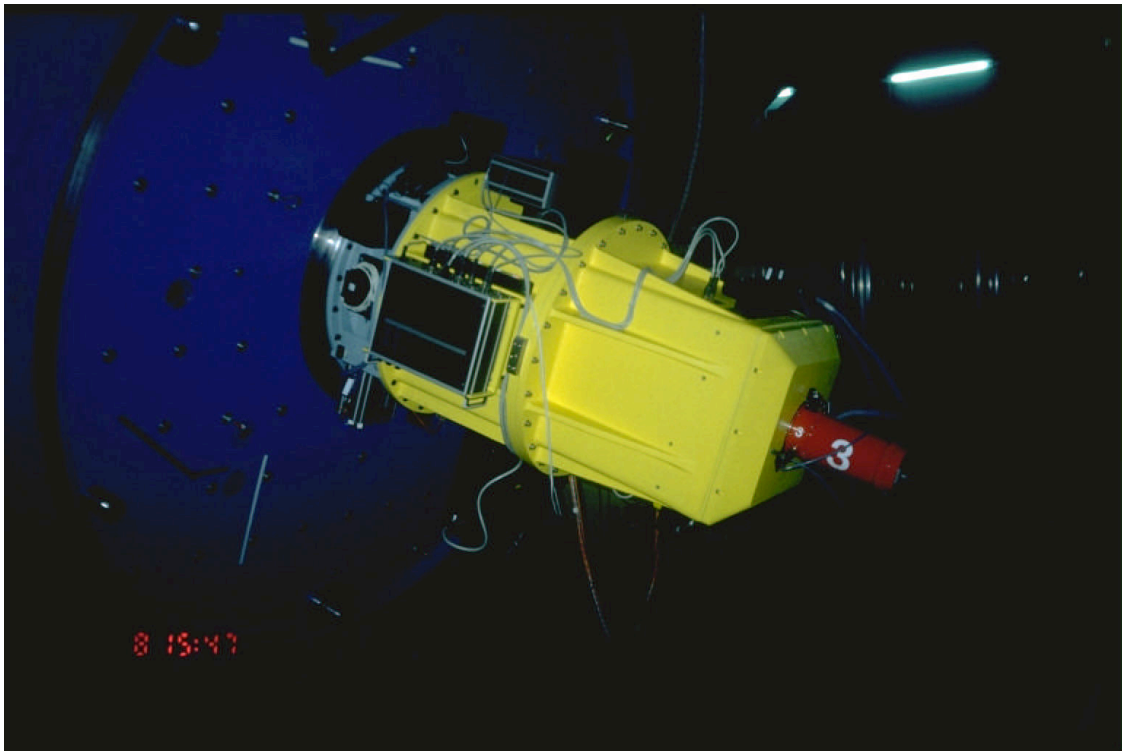


Abbildung A.1: MOSCA am 3,5-Meter-Teleskop

Bilder vom *first light*-Testrun von MOSCA am 03. - 08. September 1996:



Abbildung A.2: Testteam von MOSCA: K. Zimmermann (Software), N. Salm (Elektronik) Prof. J. Fried (principal investigator) und B. von Kuhlmann (Tests) mit MOSCA am 3,5-Meter-Teleskop.

Anhang B

Filterkurven

Messungen der Filtertransmission der Standardfilter von MOSCA

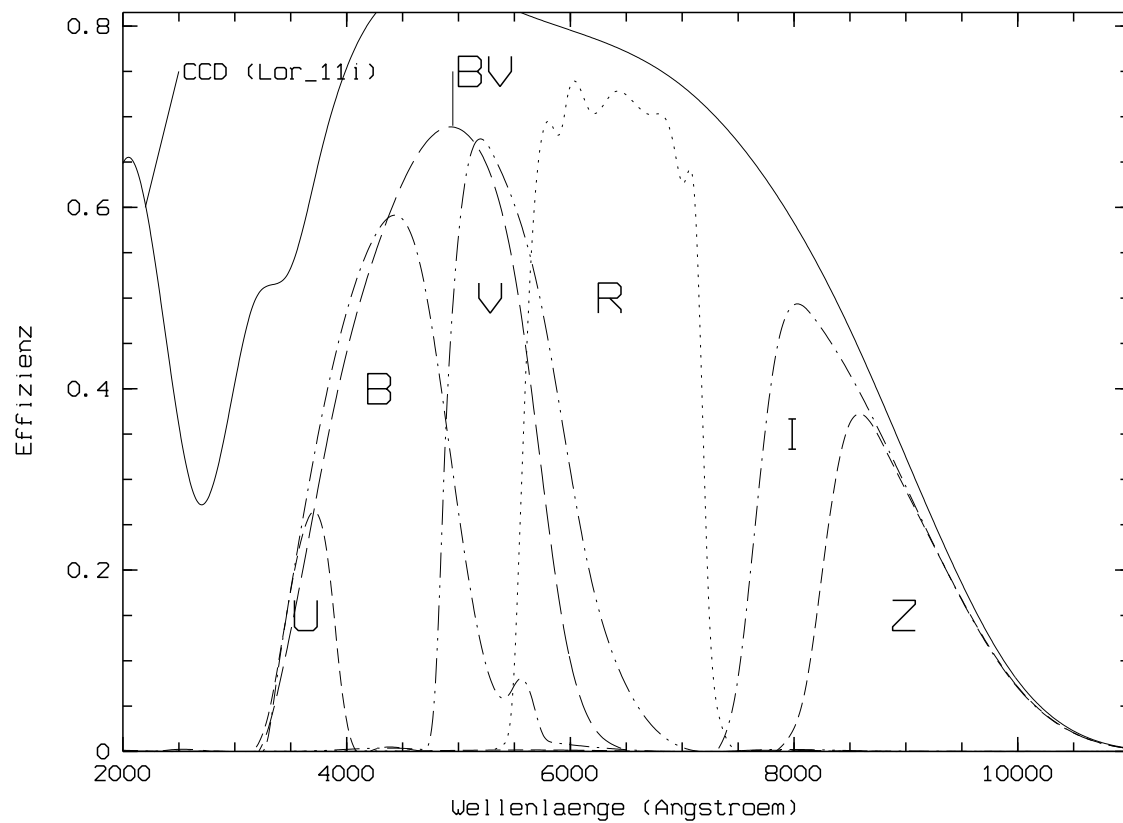


Abbildung B.1: Filtertransmission mit Effizienz beim Einsatz von CCD-Chip Loral #11i.

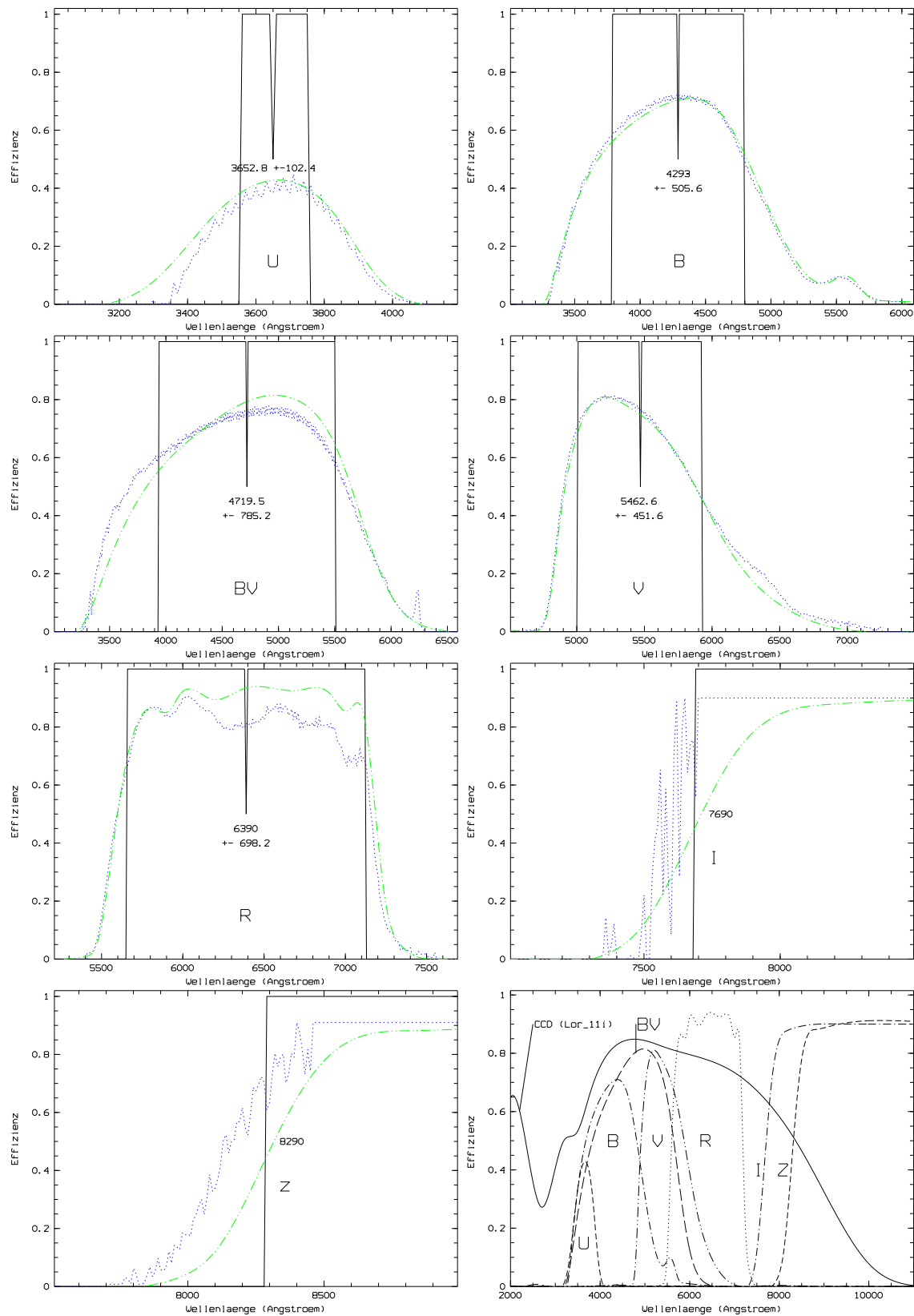


Abbildung B.2: Filtertransmission für MOSCA Standardfilter und Übersichtsbild mit Quanteneffizienz von CCD-Chip Lorai #11i (grün Labormessungen mit *Zeiss DMR 22*; blau Messung mit MOSCA Grisms; schwarz theoretische Filterkurve.)

Anhang C

Belichtungszeiten

Filter	U	B	BV	V	R	I	z
Belichtungszeit in sec	60	14	14	17	6	20	22
Counts (ca.)	40 000	40 000	40 000	41 000	43 000	40 000	40 000
Lampeneinstellung	100 % Cont.	60 % Cont.	40 % Cont.	40 % Cont.	60 % Cont.	100 % Cont.	100 % Cont.
Belichtungszeit in sec	35	25	7	6	2	1	2
Counts (ca.)	43 000	41 000	39 000	41 000	41 000	30 000	41 000
Bemerkung	100 % direkt	50 % seitlich	50 % seitlich	50 % seitlich	50 % seitlich	50 % seitlich	50 % seitlich

Tabelle C.1: Belichtungszeiten für Flatfeldaufnahmen mit MOSCA (mit CCD Loral #11i) Reihen 2-4 für Flatfields mit der internen Kalibrationseinheit, Reihen 5-7 für Domflats, bei denen der Dom mit einer Halogenlampe angestrahlt wird.

Grism	green 250	green 500	blue 500	red 1000	green 1000	blue 1000
Alle Spektrallampen	15	20	20	30	30	200
empfohlene Spektrallampe	HgAr (Ar)	HgAr (Ne)	HgAr	Ne (Ar)	HgAr (Ne)	HgAr
nur Argon Lampe	25	40	3000	45	3000	3000
nur Neon Lampe	15	15	20	25	30	3000
nur HgAr Lampe	20	20	15	45	30	200
interne Flatfield mit 100% Continuumlampe	60	60	60	120	120	120
ca. maximale Counts	40 000	20 000	19 000	8 000	14 000	12 500
externen Flatfields Domlampe 100%	20	20	20 /120	60	60	60 / 300
ca. maximale Counts	30 000	13 000	8000/15000	15 000	15 000	7000/40000

Tabelle C.2: Belichtungszeiten für die Wellenlängenkalibration von Spektren mit MOSCA (Spaltöffnung 1''), Integrationszeiten in Sekunden, abgestimmt auf den CCD-Chip Loral #11i

Anhang D

Linienidentifikationen

Es folgen Merkblätter zur Wellenlängenkalibration für die in MOSCA eingebauten Wellenlängenkalibration Grisms:

- je eine **Übersicht** mit technischen Daten, dem Gesamtaussehen des Spektrums aller Spektrallampen mit Bezeichnung von ca. 10 Linien zur Grobanalyse der Spektren und eine Tabelle aller identifizierten Linien.
- je eine **Detailzeichnung** mit dreifacher Vergrößerung der wellenlängengeeichten Spektren und eine Aufspaltung in die einzelnen Spektrallampen. (Eine nicht absolute Deckung der Spektren mit der Beschriftung wird durch die unterschiedlichen Positionen des Spaltes bei den einzelnen Spektralaufnahmen verursacht, welche auf Fehler im Aperturenwagen zurückzuführen sind.)

Zusammengefasst ergeben sich folgende Koeffizienten für die Dispersionsfunktionen, die als Richtwerte für die Wellenlängenkalibration gelten sollen:

Grism	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	σ (Å)
<i>green 250</i>	5086.4436	-5.86429	$5.39014 \cdot 10^{-4}$	$5.82643 \cdot 10^{-7}$	$1.99355 \cdot 10^{-10}$	0.79
<i>green 500</i>	5639.8985	-2.82684	$1.34318 \cdot 10^{-4}$	$8.02505 \cdot 10^{-8}$	$9.22921 \cdot 10^{-12}$	0.17
<i>blue 500</i>	3807.3851	-2.77117	$2.98699 \cdot 10^{-4}$	$1.94194 \cdot 10^{-7}$	$4.14659 \cdot 10^{-11}$	0.33
<i>red 1000</i>	6981.9939	-1.28004	$5.37927 \cdot 10^{-5}$	$1.88948 \cdot 10^{-8}$	$-4.98864 \cdot 10^{-13}$	0.051
<i>green 1000</i>	5314.3967	-1.30761	$1.80557 \cdot 10^{-5}$	$3.02965 \cdot 10^{-8}$	$-3.22307 \cdot 10^{-13}$	0.27
<i>blue 1000</i>	3923.3420	-1.21156	$1.56784 \cdot 10^{-4}$	$1.36760 \cdot 10^{-8}$	$-3.01073 \cdot 10^{-11}$	0.48

Tabelle D.1: Koeffiziententabelle für die Dispersionsfunktionen der Grisms in MOSCA

$$\lambda(y_{rel}) = a_0 + a_1 \cdot y_{rel} + a_2 \cdot y_{rel}^2 + a_3 \cdot y_{rel}^3 + a_4 \cdot y_{rel}^4 \quad (D.1)$$

- y_{rel} : Pixelabstand zur Spaltmitte
- a_i : Koeffizienten aus Tabelle D.1

MOSCA Grism green 250

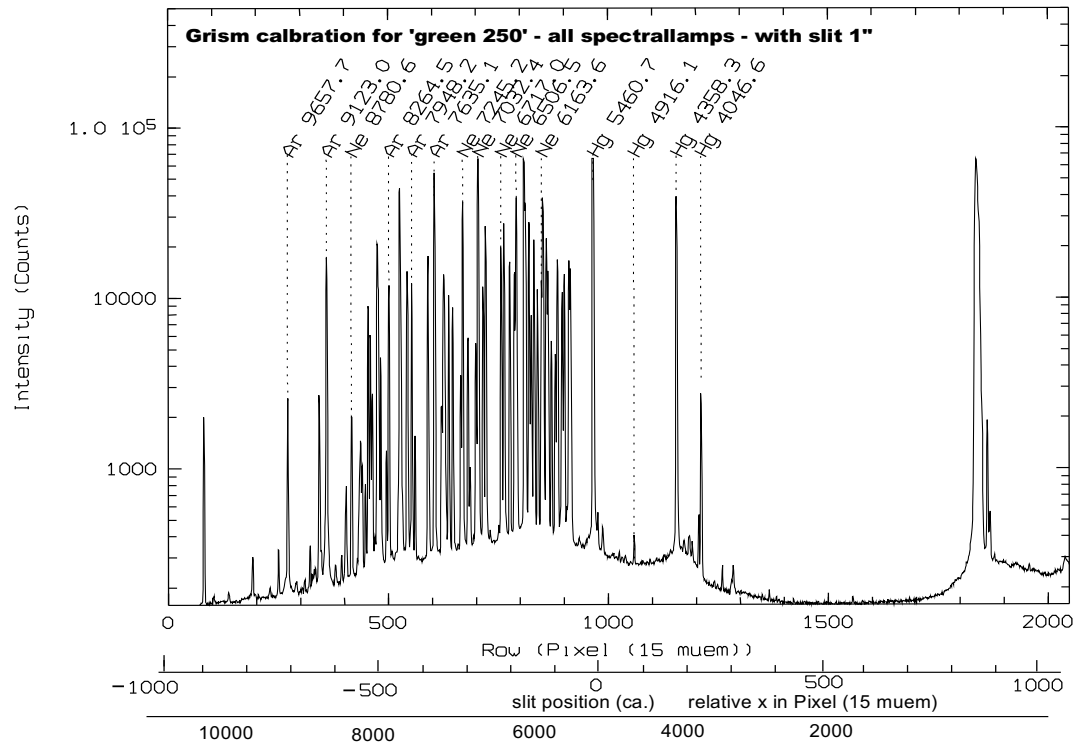
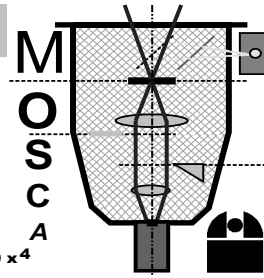
Information for spectroscopy unit in MOSCA

For first linear Fit (for slit at 997) Range
Start: 11277.08 A From: (11 106 A)
Step: -6.00823 A Middle: 5086,4 A
Toleranz: + 61 / - 15 A To: (543 A)

Dispersion - fitfunction (ca):

$$F(x) = 5086.4436 - 5.864286 x + 5.390141e-4 x^2 + 5.826433e-7 x^3 + 1.993554e-10 x^4$$

for x = -1000 . . . 1000 xrelative to the slit position in Pixel (15 muem) ==> wavelength in Angström (sigma = 0.79 A; 4/100 A^m)



Wavelength (Angström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peaktintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Angström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peaktintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Angström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peaktintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)
10562.4082	ne	-909	144	0.9	7943.1816	ne	-475	359	2.5	5889.5850	ar	-135	201	2.1
10470.0508	ar	-894	181	2.7	7723.7598	ar	-439	28344	2.3	5881.8950	ne	-134	10491	2.5
9784.5010	ar	-780	431	2.3	7635.1055	ar	-425	65535	3.4	5852.4878	ne	-129	13490	2.4
9665.4238	ne	-760	176	2.3	7488.8711	ne	-400	1839	2.2	5820.1558	ne	-124	437	4.1
9657.7842	ar	-759	4137	2.2	7438.8979	ne	-392	10102	2.4	5799.6641	hg	-119	21186	3.4
9486.6797	ne	-730	158	1.0	7383.9795	ar	-383	13969	2.4	5790.6631	hg	-119	21186	5.1
9425.3789	ne	-720	182	2.7	7272.9351	ar	-365	5383	2.4	5769.5981	hg	-116	18705	2.9
9373.3076	ne	-711	160	4.8	7245.1665	ne	-360	35915	2.4	5764.4189	ne	-114	526	2.8
9354.2178	ar	-708	451	2.3	7173.9380	ne	-349	5589	2.4	5719.2246	ne	-107	237	1.8
9300.8525	ne	-700	202	1.5	7147.0410	ar	-344	1302	2.4	5689.8164	ne	-102	227	2.3
9224.4951	ar	-687	4261	2.7	7067.2173	ar	-331	8149	2.4	5650.7041	ar	-95	196	1.9
9221.5801	ne	-686	209	0.8	7032.4126	ne	-325	65535	4.0	5606.7329	ar	-88	208	2.7
9220.0576	ne	-686	209	2.6	6965.4302	ar	-314	18519	2.4	5562.7661	ne	-81	202	2.3
9201.7588	ne	-683	215	3.5	6929.4673	ne	-308	28999	2.4	5485.8726	ar	-70	206	2.2
9122.9658	ar	-670	27973	2.4	6871.2900	ar	-299	281	2.6	5460.7349	hg	-64	65535	6.0
8988.5703	ne	-648	170	2.5	6752.8345	ar	-279	303	2.4	5400.5615	ne	-53	352	2.5
8919.5010	ne	-636	240	2.2	6717.0430	ne	-273	19565	2.5	5187.7466	ne	-17	194	2.1
8780.6211	ne	-614	1953	2.3	6677.2812	ar	-266	309	2.4	5116.5034	ne	-5	201	2.5
8761.6904	ar	-611	240	3.2	6598.9531	ne	-253	15905	2.4	5080.3853	ne	1	189	1.6
8679.4922	ne	-597	466	2.7	6532.8823	ne	-242	13764	2.6	5037.0000	ne	8	194	2.6
8581.5209	ne	-597	466	2.7	6506.5278	ne	-238	38228	2.5	4915.0679	hg	29	394	2.4
8667.9434	ar	-595	1498	2.4	6416.3066	ar	-223	238	2.4	4710.0669	ne	65	177	3.1
8654.3828	ne	-592	1303	2.5	6402.2461	ne	-221	65535	2.0	4708.8618	ne	65	177	3.2
8634.6475	ne	-590	956	3.1	6334.4277	ne	-210	27849	2.5	4628.4404	ar	79	188	1.1
8605.7793	ar	-584	259	1.8	6304.7891	ne	-205	7857	2.3	4628.3115	ne	79	181	3.1
8591.2588	ne	-582	700	2.3	6266.4951	ne	-198	21470	2.5	4596.0962	ar	84	191	2.5
8544.8963	ne	-574	188	1.8	6217.2812	ne	-190	10960	2.4	4358.3276	hg	126	51150	2.4
8521.4424	ar	-571	9781	2.2	6170.1733	ar	-182	194	1.1	4300.1006	ar	136	204	2.7
8495.3594	ne	-566	2547	2.2	6163.5938	ne	-181	12271	3.1	4200.6743	ar	154	329	2.8
8463.3574	ne	-561	241	2.7	6143.0625	ne	-178	38538	2.0	4198.3174	ar	154	329	2.9
8418.4277	ne	-554	786	2.2	6096.1631	ne	-170	22077	3.0	4158.5908	ar	161	293	2.6
8377.6064	ne	-547	4296	2.4	6074.3379	ne	-167	14071	3.0	4077.8313	hg	176	589	2.4
8300.3262	ne	-534	1138	2.2	6029.9971	ne	-159	5415	2.5	4046.5630	hg	181	3400	2.4
8264.5225	ar	-528	18724	2.2	5975.5342	ne	-150	4562	2.2	3894.6775	ar	219	173	3.0
8082.4575	ne	-498	471	2.3	5944.8340	ne	-145	16616	2.5	3650.1533	hg	254	253	2.9
7948.1753	ar	-476	19448	2.3										

Abbildung D.1: Grism green 250 Kalibrationsspektrum Übersicht

MOSCA Grism green 250 (Details)

Spectrum with slit = 1arcsec: Black: all Spectrallamps (15 sec)

Blue: Hg/Ar lamp (20 sec)

Green: Ne lamp (15 sec)

Red: Ar lamp (25 sec)

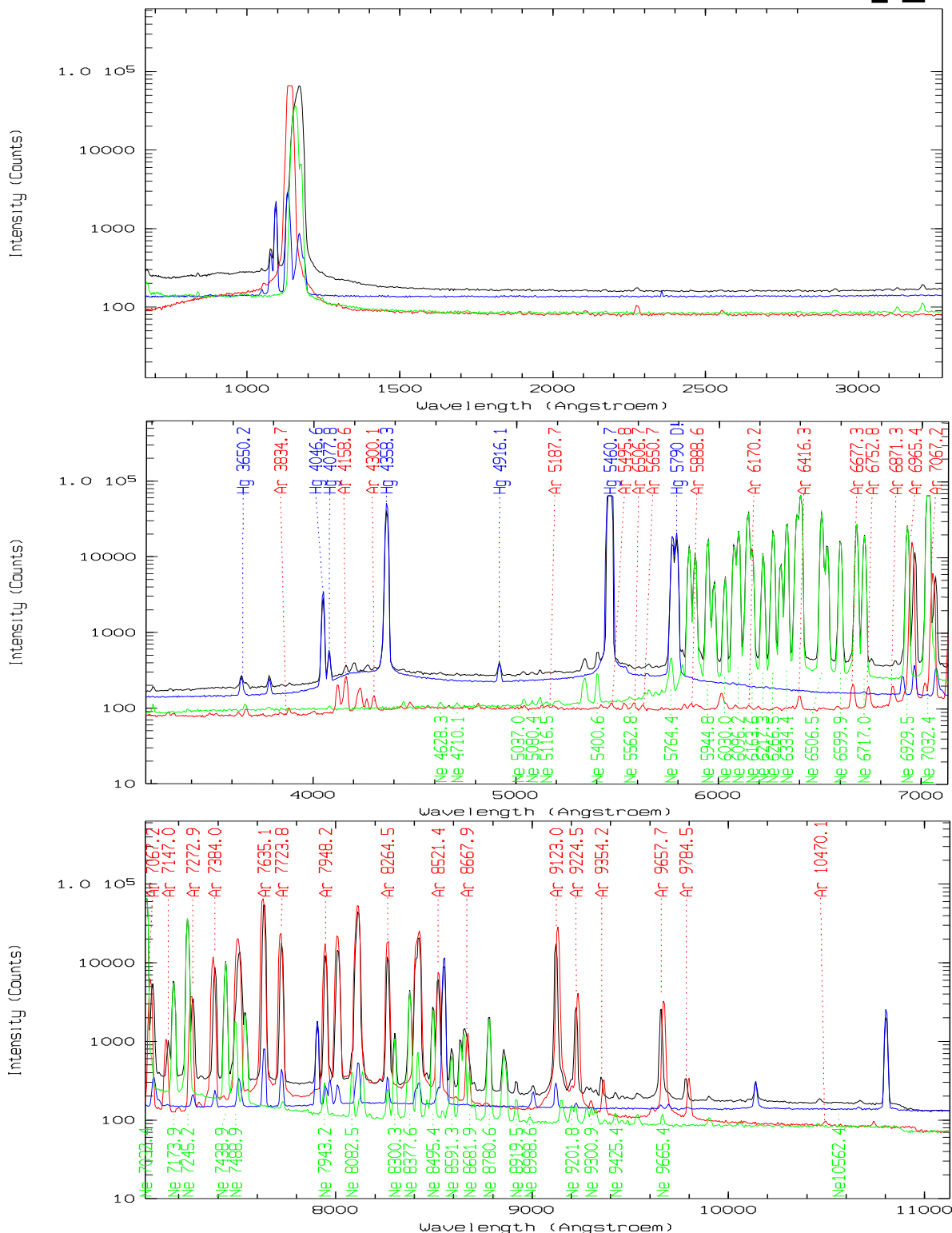
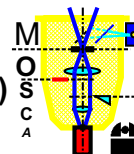
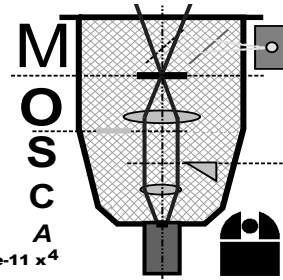


Abbildung D.2: Grism green 250 Kalibrationsspektrum Detailzeichnung

MOSCA Grism blue 500



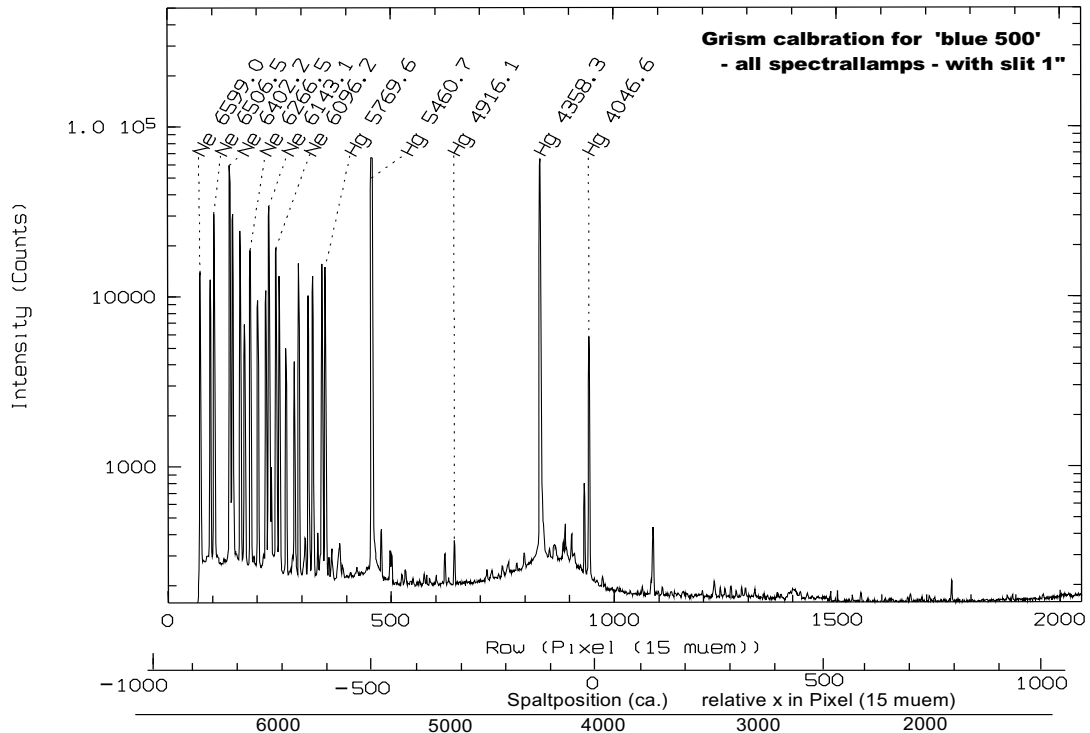
Information for Spectroscopy unit in MOSCA

For first linear Fit (for slit at 997) Range
Start: 6801.21 A From: 6725 A
Step: -2.920347 A Middle: 3807.4 A
Toleranz: + 28 / - 10 A To: 1571 A

Dispersion - Fitfunktion (ca):

$$F(x) = 3807.3851 - 2.771170 x + 2.986985e-4 x^2 + 1.941942e-7 x^3 + 4.146591e-11 x^4$$

for x = -1000 ... 1000 x relative to the slitposition in Pixel (15 muem) ==> Lambda in Angström (sigma = 0.33 A; 29/100 A/m)



Lambda (ca.) in Angström														
Wavelength (Angström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Angström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Angström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)
6598.9531	ne	-957	13733	2.2	5834.2642	ar	-699	2998	2.5	5116.5034	ne	-456	180	2.8
6532.8823	ne	-935	12483	2.3	5820.1558	ne	-694	330	2.3	5080.3853	ne	-443	163	2.9
6506.5278	ne	-926	30452	2.3	5804.4497	ne	-689	216	2.4	5037.0000	ne	-429	173	3.1
6416.3066	ar	-896	8734	2.5	5790.6631	hg	-684	11444	2.3	4916.0679	hg	-388	283	2.2
6402.2461	ne	-891	59013	2.4	5769.5981	hg	-677	10892	2.3	4887.9478	ar	-378	2884	3.0
6382.9912	ne	-884	30178	2.2	5764.4189	ne	-675	458	2.2	4876.2612	ar	-374	2865	2.5
6334.4277	ne	-868	24098	2.4	5748.2983	ne	-670	224	2.6	4702.3159	ar	-314	4049	2.5
6307.6562	ar	-859	4996	7.0	5739.5190	ar	-667	3283	2.6	4628.4404	ar	-289	3376	2.3
6304.7891	ne	-858	6807	2.3	5719.2246	ne	-660	172	2.9	4596.0962	ar	-278	3871	2.4
6296.8740	ar	-855	4968	2.5	5689.8164	ne	-650	174	2.3	4522.3232	ar	-252	3967	4.2
6266.4951	ne	-845	18633	2.3	5656.6587	ne	-639	188	2.7	4510.7334	ar	-248	6167	2.6
6217.2812	ne	-828	9317	2.2	5650.7041	ar	-637	3635	2.3	4358.3276	hg	-195	47645	2.3
6170.1733	ar	-813	5915	4.9	5606.7329	ar	-622	4654	2.5	4333.5610	ar	-187	10168	2.4
6163.5938	ne	-810	10647	2.3	5572.5405	ar	-611	3218	2.1	4300.1006	ar	-175	8378	2.4
6143.0625	ne	-803	33510	2.3	5562.7661	ne	-607	167	1.9	4200.6743	ar	-140	26397	2.4
6096.1631	ne	-787	19094	2.2	5558.7017	ar	-606	4690	2.4	4181.8833	ar	-134	5806	2.8
6074.3379	ne	-780	13037	2.4	5506.1104	ar	-588	2946	2.6	4158.5908	ar	-125	22474	2.6
6029.9971	ne	-765	4829	2.3	5495.8726	ar	-585	4310	2.5	4077.8313	hg	-97	605	2.4
5975.5342	ne	-747	4022	2.3	5460.7349	hg	-573	65535	3.1	4046.5630	hg	-86	4263	2.4
5944.8340	ne	-736	15434	2.2	5400.5615	ne	-552	343	2.2	3948.9785	ar	-51	3347	2.3
5942.6675	ar	-736	3009	2.3	5341.0938	ne	-532	254	2.5	3650.1533	hg	57	332	2.4
5928.8120	ar	-731	3451	2.4	5330.7773	ne	-529	237	2.5	3593.5264	ne	78	165	2.8
5912.0850	ar	-726	4299	2.7	5187.7466	ar	-480	3770	2.4	3593.6389	ne	78	165	2.6
5852.4878	ne	-705	13027	2.3	5151.3945	ar	-468	2910	2.3					

Abbildung D.3: Grism blue 500 Kalibrationspektrum Übersicht

MOSCA Grism blue 500 (Details)

Spectrum with slit = 1arcsec: Black: all Spectrallamps (20 sec)

Blue: Hg/Ar lamp (15 sec)

Green: Ne lamp (20 sec)

Red: Ar lamp (3000 sec)

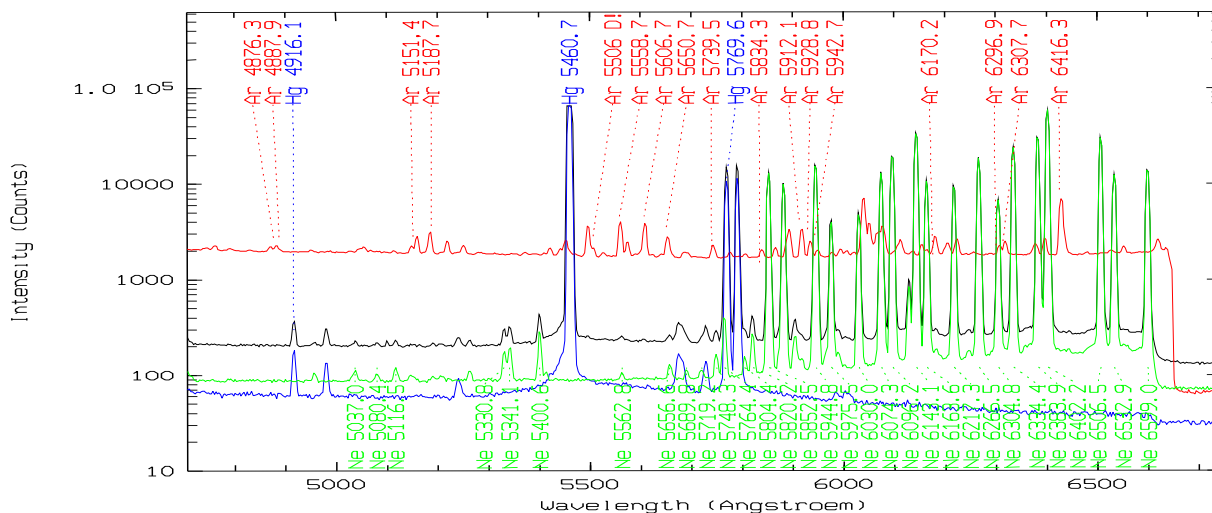
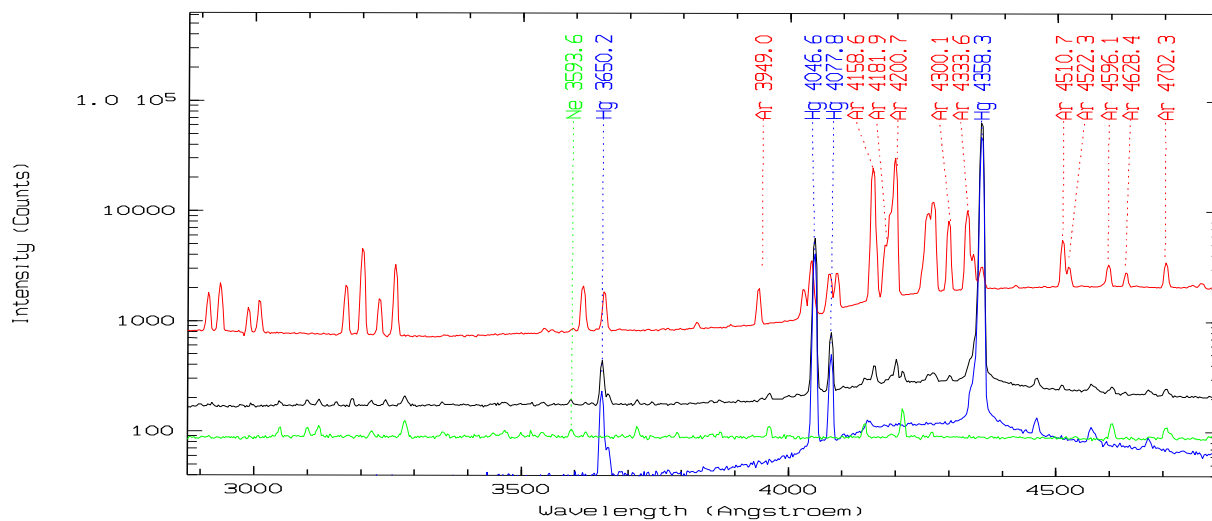
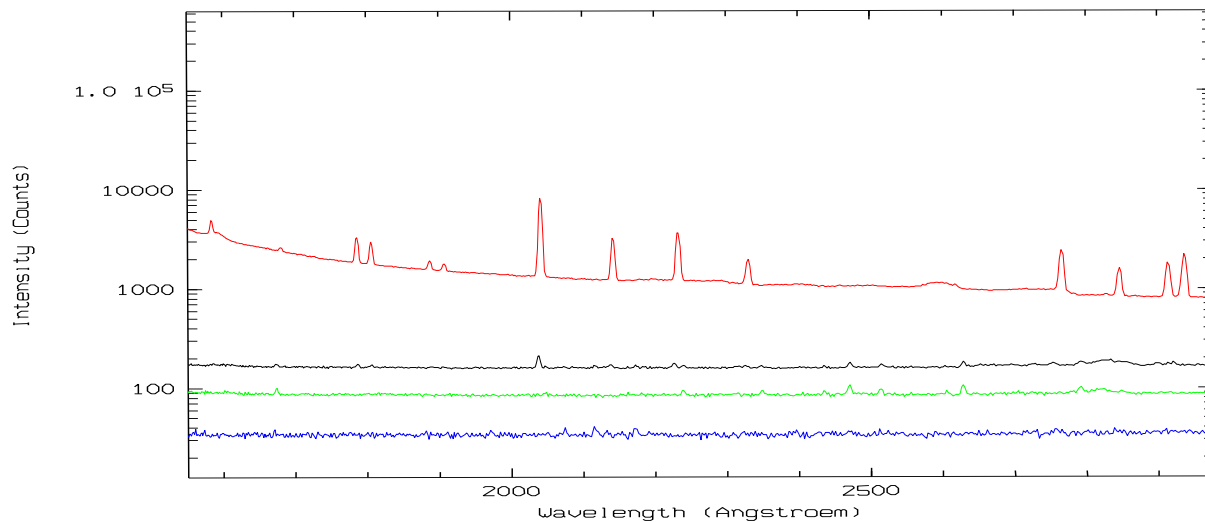
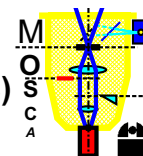
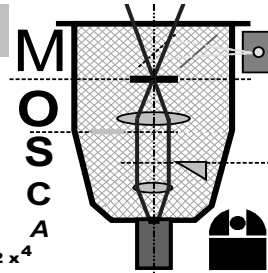


Abbildung D.4: Grism blue 500 Kalibrationsspektrum Detailzeichnung

MOSCA Grism green 500



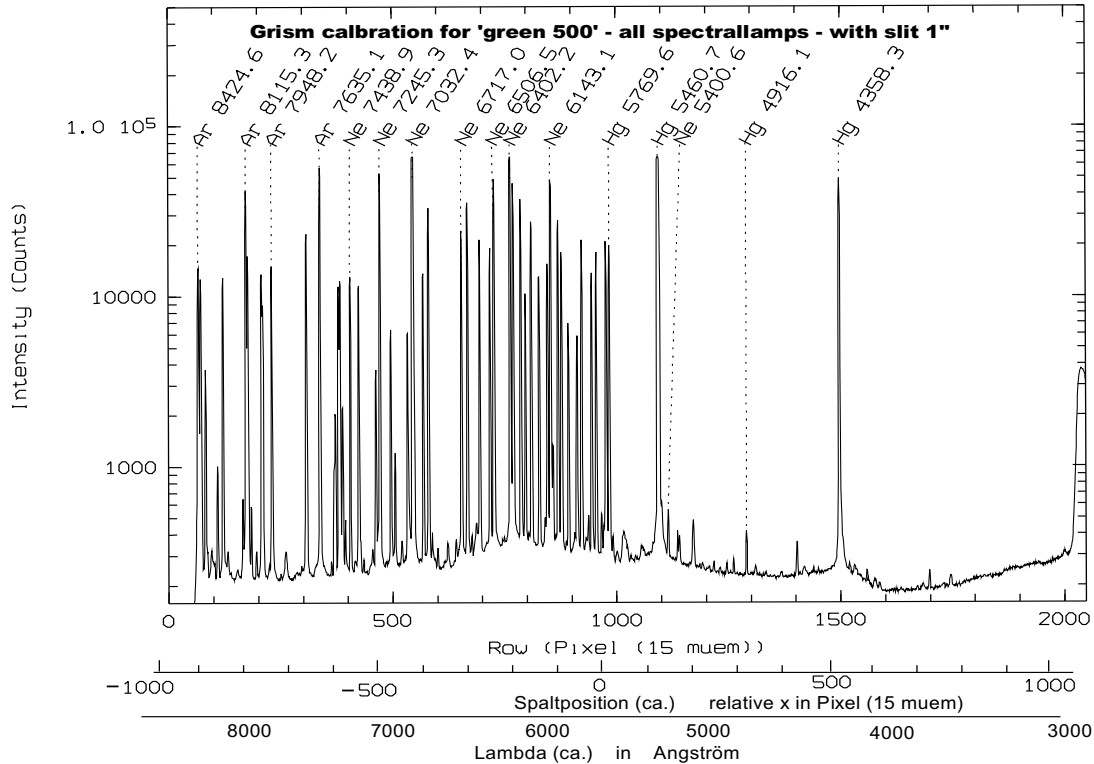
Information for Spectroscopy unit in MOSCA

For first linear Fit (for slit at 997) Range
Start: 8513.64 A From: 8530 A
Step: -2.88303 A Middle: 5639.9 A
Toleranz: + 26 / - 6 A To: 3037 A

Dispersion - Fitfunktion (ca):

$$F(x) = 5639.8985 - 2.826843 x + 1.343176e-4 x^2 + 8.025054e-8 x^3 + 9.229214e-12 x^4$$

for x = -1000 ... 1000 x relative to the slitposition in Pixel (15 muem) ==> Lambda in Angström (sigma = 0.17 A; 15/100 a/'')



Wavelength (Å)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Å)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Å)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)
8424.6475	ar	-964	28253	2.3	6965.4302	ar	-461	26232	2.1	6032.1274	ar	-138	279	2.4
8418.4277	ne	-961	675	2.3	6929.4673	ne	-449	24431	2.4	6029.9971	ne	-137	5109	2.4
8408.2090	ar	-958	24771	2.5	6752.8345	ar	-388	331	2.3	5975.5342	ne	-118	4339	2.3
8377.6064	ne	-947	2748	2.3	6717.0430	ne	-376	17937	2.3	5912.0850	ar	-96	202	2.6
8300.3262	ne	-921	731	2.3	6677.2812	ar	-362	357	2.3	5888.5830	ar	-88	216	3.7
8264.5225	ar	-908	24776	2.3	6598.9531	ne	-335	15945	2.3	5881.8950	ne	-85	10128	2.3
8118.5493	ne	-858	196	2.1	6532.8823	ne	-312	14298	2.3	5852.4878	ne	-75	13455	2.4
8115.3110	ar	-857	65535	2.7	6506.5278	ne	-303	36036	2.3	5804.4497	ne	-58	264	2.8
8082.4575	ne	-846	399	2.1	6416.3066	ar	-272	253	2.3	5769.5981	hg	-46	19078	2.4
8014.8755	ar	-822	26549	1.4	6402.2461	ne	-267	64349	2.4	5764.4189	ne	-44	492	2.4
7948.1753	ar	-799	29112	2.1	6384.7158	ar	-261	181	3.9	5748.2983	ne	-38	242	2.7
7943.1816	ne	-798	310	2.3	6382.9912	ne	-260	34247	2.4	5739.5190	ar	-35	184	2.7
7723.7598	ar	-722	45273	2.1	6334.4277	ne	-243	27395	2.3	5689.8164	ne	-18	187	1.7
7635.1055	ar	-692	65535	3.8	6307.6562	ar	-234	182	5.3	5606.7329	ar	12	212	2.4
7514.6514	ar	-650	22436	2.2	6304.7891	ne	-233	7652	2.4	5495.8726	ar	51	208	2.7
7503.8687	ar	-647	24025	2.2	6296.8740	ar	-230	177	4.6	5460.7349	hg	64	65535	5.3
7488.8711	ne	-641	1627	2.1	6266.4951	ne	-220	20431	2.2	5400.5615	ne	85	345	2.4
7438.8979	ne	-624	9645	2.1	6217.2812	ne	-203	9649	2.2	5330.7773	ne	110	241	2.8
7383.9795	ar	-605	22340	2.1	6212.5015	ar	-201	189	2.3	5187.7466	ar	161	197	2.7
7272.9351	ar	-567	6914	2.2	6163.5938	ne	-184	11575	2.3	5151.3945	ar	175	188	1.1
7245.1665	ne	-558	39173	2.2	6143.0625	ne	-177	35844	2.3	5116.5034	ne	187	180	3.2
7173.9380	ne	-533	4704	2.2	6113.6724	ne	-167	290	1.0	5037.0000	ne	216	176	2.5
7147.0410	ar	-524	2008	2.3	6096.1631	ne	-160	20718	2.3	4916.0679	hg	260	351	2.4
7067.2173	ar	-496	11457	2.1	6074.3379	ne	-153	13414	2.3	4358.3276	hg	468	47631	2.4
7032.4126	ne	-484	65535	3.1	6043.2231	ar	-142	209	2.4					

Abbildung D.5: Grism green 500 Kalibrationsspektrum Übersicht

MOSCA Grism green 500 (Details)

Spectrum with slit = 1arcsec: Black: all Spectrallamps (20 sec)

Blue: Hg/Ar lamp (20 sec)

Green: Ne lamp (15 sec)

Red: Ar lamp (40 sec)

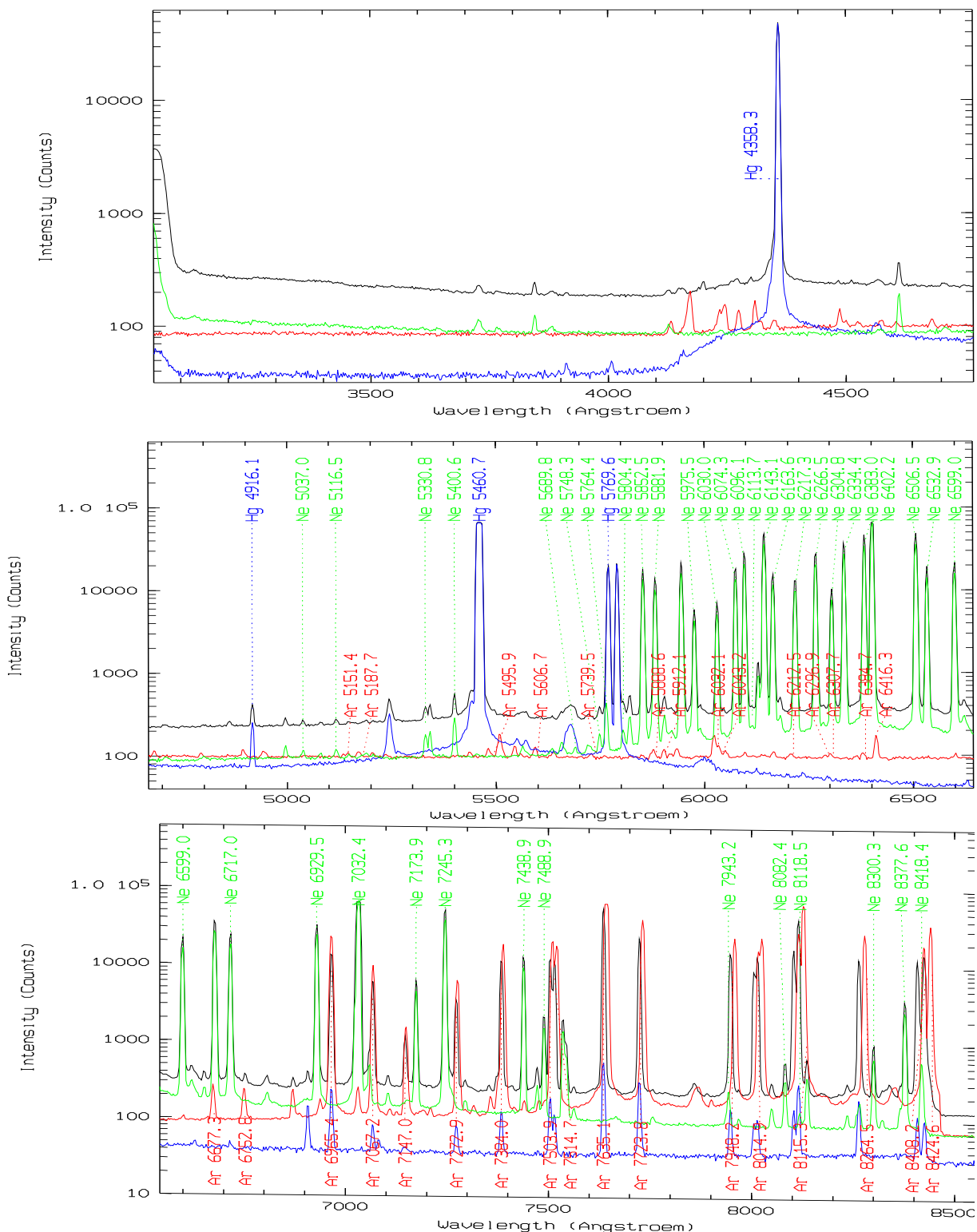
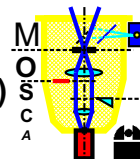
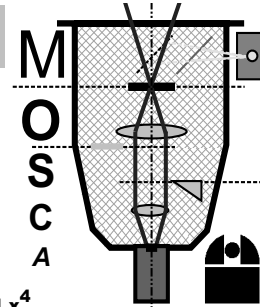


Abbildung D.6: Grism green 500 Kalibrationspektrum Detailzeichnung

MOSCA Grism blue 1000



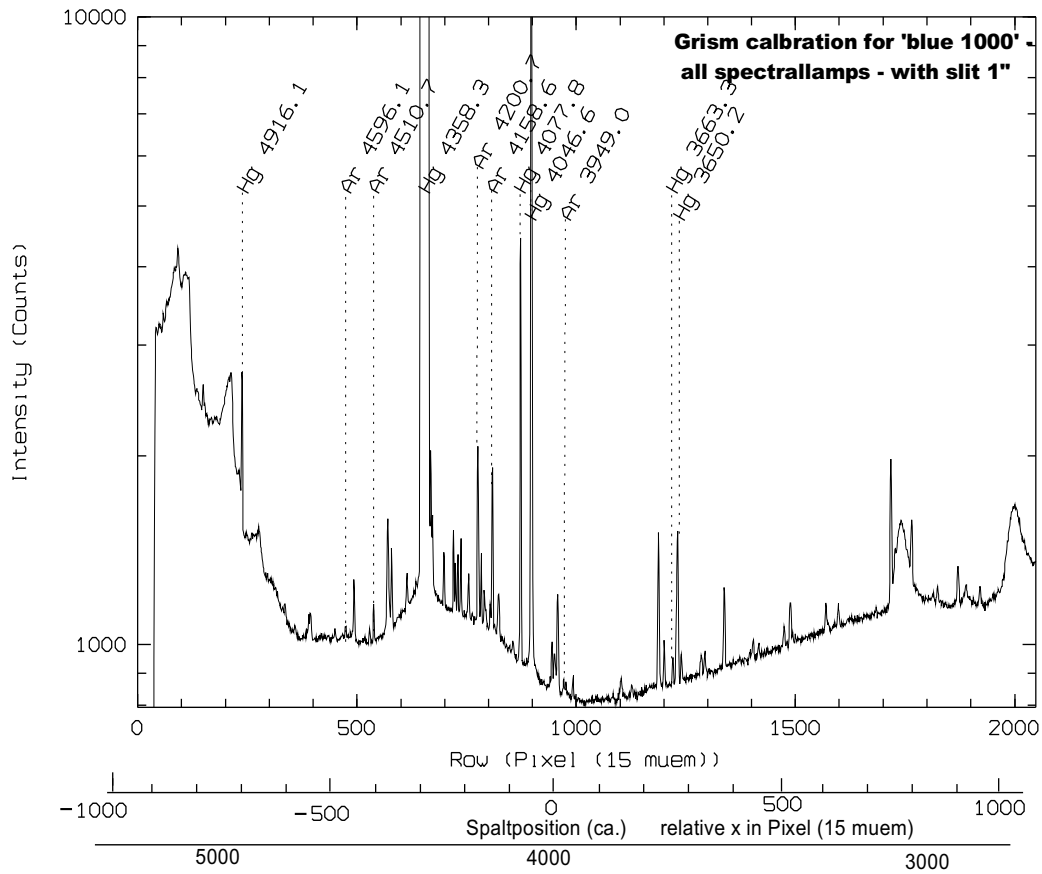
Information for Spectroscopy unit in MOSCA

For first linear Fit (for slit at 997) Range
Start: 5178.70 A From: 5248 A
Step: -1.229315 A Middle: 3923.3 A
Toleranz: + 85 / - 31 A To: 2852 A

Dispersion - Fitfunktion (ca):

$$F(x) = 3923.3420 - 1.211561 x + 1.567839e-4 x^2 + 1.367595e-8 x^3 - 3.010726e-11 x^4$$

for x = -1000 ... 1000 xrelative to the slitposition in Pixel (15 muem) ==> Lambda in Angström (sigma = 0.48 A; 19/100 A/m)



Lambda (ca.) in Angström														
Wavelength (Ångström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Ångström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Ångström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)
5187.7466	ar	-956	2033	3.7	4358.3276	hg	-343	31294	36.	4158.5908	ar	-190	6663	3.7
5151.3945	ar	-929	1888	3.6	4333.5610	ar	-326	3809	3.8	4077.8313	hg	-126	3088	3.5
5037.0000	ne	-847	14842	7.3	4300.1006	ar	-300	3427	3.6	4046.5630	hg	-101	24894	3.5
4887.9478	ar	-738	2064	3.2	4272.1689	ar	-278	4012	4.8	3948.9785	ar	-22	2396	3.6
4876.2612	ar	-730	2099	2.6	4259.3613	ar	-268	3624	3.5	3663.2793	hg	221	441	3.6
4628.4404	ar	-547	2153	4.0	4200.6743	ar	-222	8047	4.0	3650.1533	hg	233	692	4.0
4596.0962	ar	-523	2275	3.5	4191.0293	ar	-215	3762	4.0	3369.9070	ne	488	4357	3.9
4522.3232	ar	-468	2268	3.5	4190.7124	ar	-215	3762	5.2	3131.7000	hg	717	382	3.3
4510.7334	ar	-460	2787	3.5	4181.8833	ar	-208	2791	5.2	3025.6060	hg	824	379	4.9

Abbildung D.7: Grism blue 1000 Kalibrationsspektrum Übersicht

MOSCA Grism blue 1000 (Details)

Spectrum with slit = 1arcsec: Black: all Spectrallamps (200 sec)

Blue: Hg/Ar lamp (200 sec) Green: Ne lamp (3000 sec) Red: Ar lamp (3000 sec)

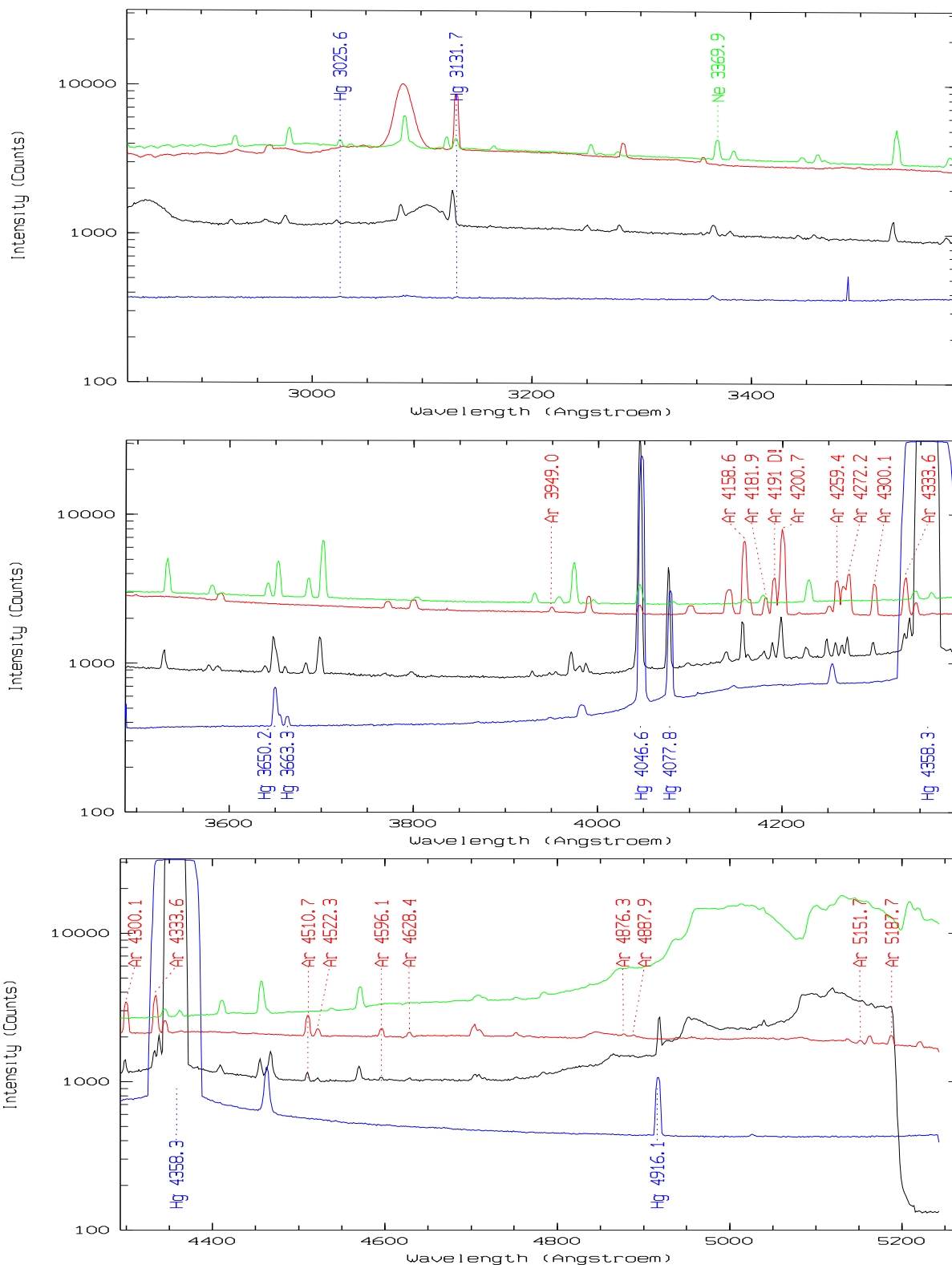
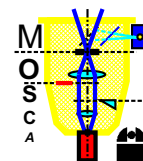


Abbildung D.8: Grism blue 1000 Kalibrationsspektrum Detailzeichnung

MOSCA Grism green 1000

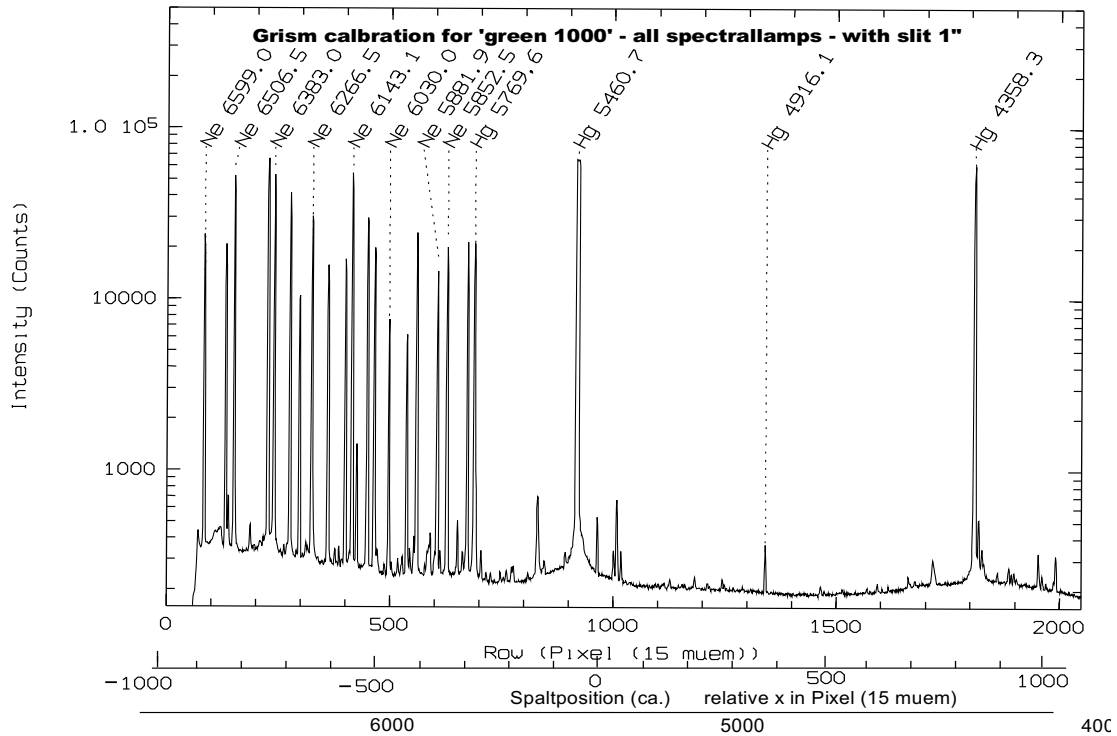
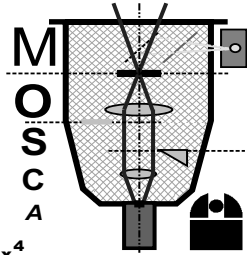
Information for Spectroscopy unit in MOSCA

For first linear Fit (for slit at 997) Range
Start: 6639.42 A From: 6672 A
Step: -1.31205 A Middle: 5314.4 A
Toleranz: + 49 / - 18 A To: 4117A

Dispersion - Fitfunktion (ca):

$$F(x) = 5314.3967 - 1.307605 x + 1.805568e-5 x^2 + 3.029648e-8 x^3 - 3.223066 e-13 x^4$$

for x = -1000 ... 1000 xrelative to the slitposition in Pixel (15 muem) ==> Lambda in Angström (sigma = 0.27 A; 11/100 A/'')



Lambda (ca.) in Angström															
Wavelength (Å)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Å)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Å)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peekintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	
6598.9531	ne	-947	23802	2.3	5942.6675	ar	-469	10106	2.1	5506.1104	ar	-145	8981	2.4	
6532.8823	ne	-899	20819	2.3	5928.8120	ar	-459	10531	2.4	5495.8726	ar	-138	10350	2.4	
6506.5278	ne	-880	52582	2.3	5918.9067	ne	-452	216	1.7	5460.7349	hg	-111	65535	6.2	
6416.3066	ar	-815	17425	2.3	5913.6328	ne	-448	224	2.7	5400.5615	ne	-66	428	2.6	
6402.2461	ne	-804	65535	3.4	5912.0850	ar	-447	11575	2.2	5341.0938	ne	-21	291	3.1	
6384.7158	ar	-792	13036	2.3	5881.8950	ne	-425	14687	2.4	5330.7773	ne	-13	275	2.7	
6382.9912	ne	-790	53177	2.3	5852.4878	ne	-403	20237	2.4	5188.6123	ne	97	173	3.3	
6334.4277	ne	-755	41844	2.3	5834.2642	ar	-390	10415	2.1	5187.7466	ar	98	7106	2.5	
6307.6562	ar	-736	12063	2.2	5820.1558	ne	-379	427	2.5	5080.3853	ne	181	175	2.3	
6304.7891	ne	-733	10428	2.3	5804.4497	ne	-368	245	2.5	4916.0679	hg	311	338	2.7	
6296.8740	ar	-728	11795	2.5	5769.5981	hg	-342	21145	2.5	4887.9478	ar	334	4947	1.7	
6266.4951	ne	-706	30489	2.3	5764.4189	ne	-338	643	2.6	4876.2612	ar	343	4931	3.6	
6217.2812	ne	-670	15771	2.3	5748.2983	ne	-326	271	2.7	4768.6748	ar	431	4868	1.8	
6163.5938	ne	-631	17180	2.3	5739.5190	ar	-319	10679	2.5	4710.0669	ne	478	159	1.0	
6143.0625	ne	-616	54734	2.4	5719.2246	ne	-305	183	2.4	4702.3159	ar	485	5483	2.4	
6096.1631	ne	-582	29991	2.3	5689.8164	ne	-283	187	2.4	4628.4404	ar	547	4919	2.4	
6074.3379	ne	-566	20031	2.4	5662.5488	ne	-262	169	1.0	4596.0962	ar	574	5107	2.5	
6043.2231	ar	-543	11807	2.2	5656.6587	ne	-258	208	2.5	4522.3232	ar	637	5189	2.4	
6029.9971	ne	-533	7577	2.4	5650.7041	ar	-254	12367	2.6	4510.7334	ar	647	6888	2.3	
5975.5342	ne	-493	6168	2.5	5606.7329	ar	-221	11493	2.3	4358.3276	hg	779	60875	2.8	
5944.8340	ne	-471	24479	2.4											

Abbildung D.9: Grism green 1000 Kalibrationspektrum Übersicht

MOSCA Grism green 1000 (Details)

Spectrum with slit = 1arcsec: Black: all Spectrallamps (30 sec)

Blue: Hg/Ar lamp (30 sec)

Green: Ne lamp (30 sec)

Red: Ar lamp (3000 sec)

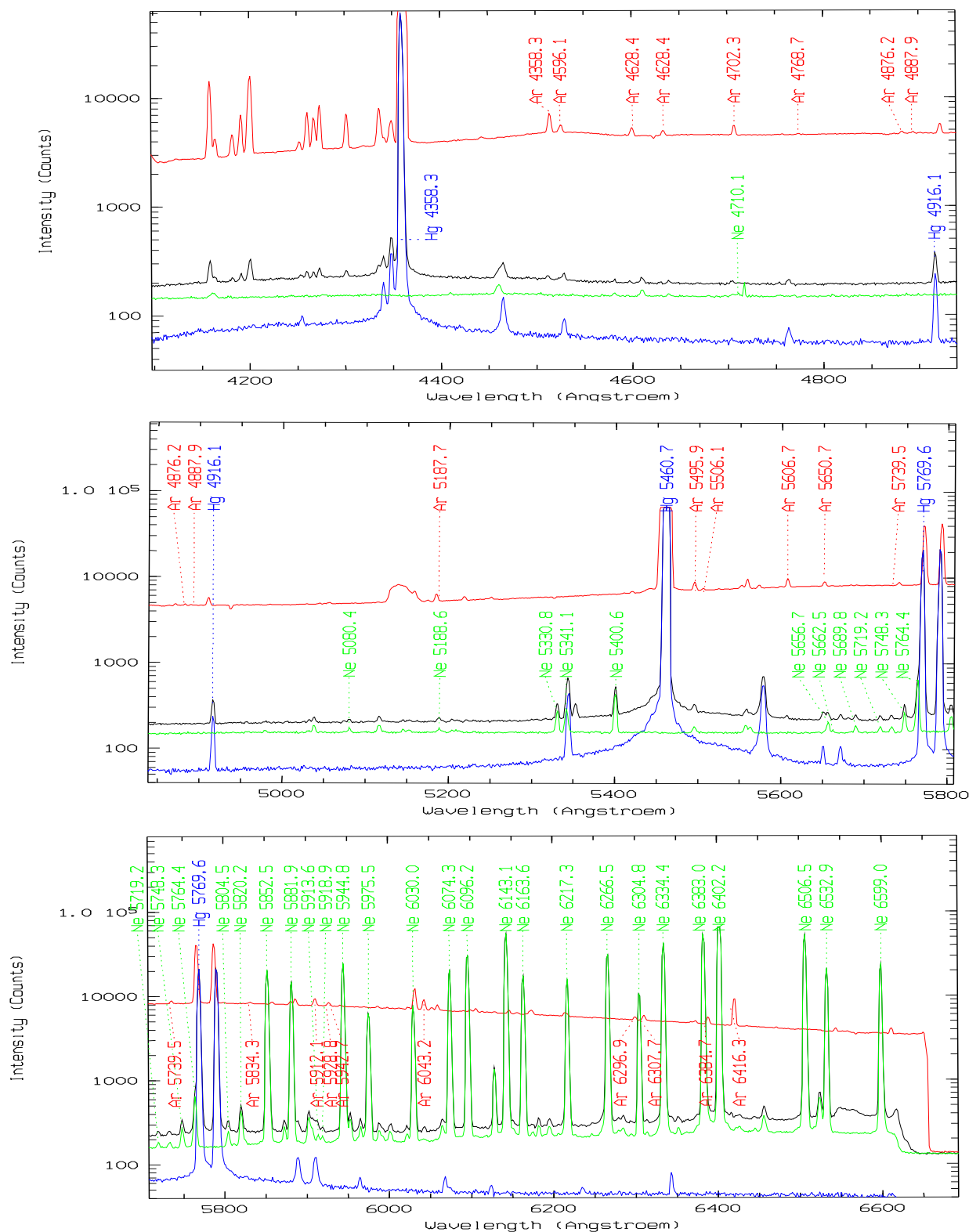
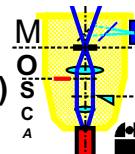
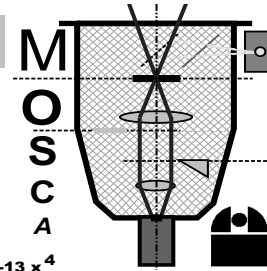


Abbildung D.10: Grism green 1000 Kalibrationspektrum Detailzeichnung

MOSCA Grism red 1000



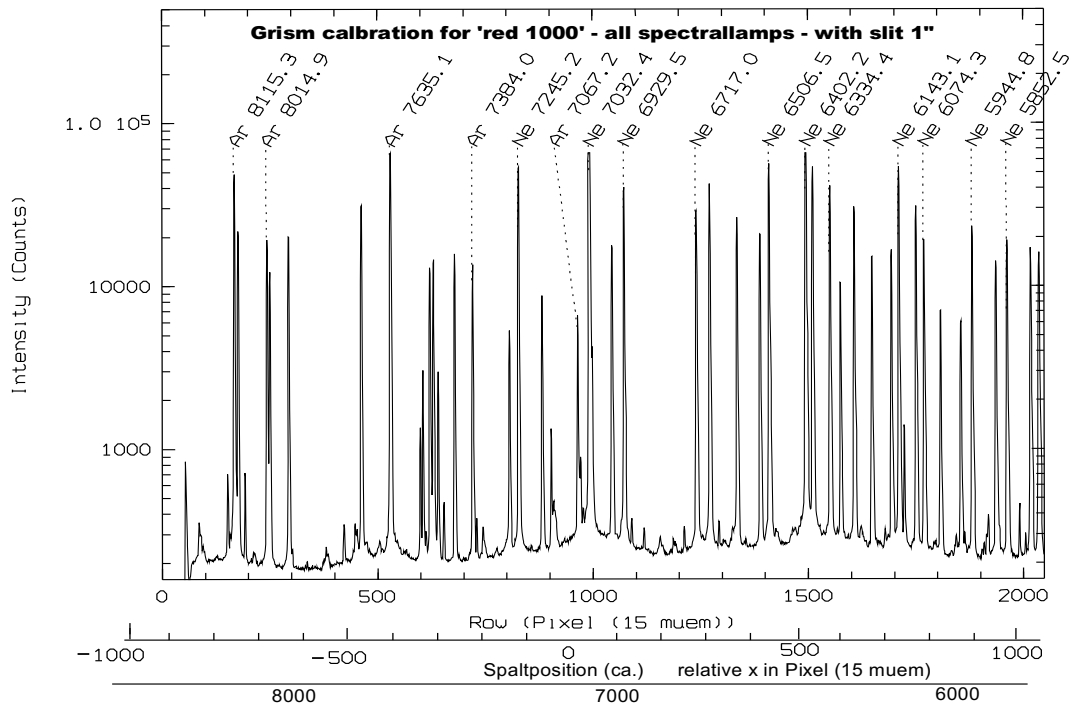
Information for Spectroscopy unit in MOSCA

For first linear Fit (for slit at 997) Range
Start: 8255.76 A From: 8296 A
Step: -1.259107 A Middle: 6982.0 A
Toleranz: + 40 / - 20 A To: 5774 A

Dispersion - Fitfunktion (ca):

$$F(x) = 6981.9939 - 1.280037 x + 5.379269e-5 x^2 + 1.889479e-8 x^3 - 4.988644e-13 x^4$$

for x = -1000 ... 1000 xrelative to the slitposition in Pixel (15 muem) ==> Lambda in Angström (sigma = 0.051 A; 2/100 A'')



Lambda (ca.) in Angström														
Wavelength (Ångström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peektintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Ångström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peektintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)	Wavelength (Ångström)	Spectral lamp	Position (rel Pixel)	Peektintensity (Counts)	FWHM (Pix 15mue)
8128.9106	ne	-874	152	2.1	7147.0410	ar	-128	1694	2.4	6296.8740	ar	550	153	1.6
8118.5493	ne	-866	177	2.2	7067.2173	ar	-66	9413	2.5	6266.4951	ne	576	13948	2.3
8115.3110	ar	-864	65331	2.5	7059.1074	ne	-60	454	2.3	6217.2812	ne	617	7374	2.4
8103.6919	ar	-855	31752	2.3	7032.4126	ne	-39	61146	2.2	6143.0625	ne	679	24526	2.4
8082.4575	ne	-839	396	2.2	6965.4302	ar	13	25106	2.4	6096.1631	ne	719	14338	2.4
8014.8755	ar	-788	28239	2.3	6929.4673	ne	41	19214	2.3	6074.3379	ne	738	9264	2.4
8006.1567	ar	-782	17810	2.4	6871.2900	ar	87	297	2.2	6043.2231	ar	765	173	2.7
7948.1753	ar	-738	29390	2.3	6752.8345	ar	180	306	2.5	6032.1274	ar	774	218	2.5
7723.7598	ar	-569	44978	4.3	6717.0430	ne	209	14171	2.4	6029.9971	ne	776	3425	2.4
7635.1055	ar	-502	65535	4.4	6677.2812	ar	241	327	2.4	5975.5342	ne	823	2885	2.5
7535.7739	ne	-426	1533	2.1	6598.9531	ne	304	11300	2.3	5944.8340	ne	849	10422	2.4
7514.6514	ar	-410	18960	2.3	6532.8823	ne	357	10190	2.4	5902.4624	ne	886	233	2.3
7503.8687	ar	-402	20999	2.3	6506.5278	ne	378	25764	2.4	5881.8950	ne	904	6367	2.4
7488.8711	ne	-390	1429	2.0	6416.3066	ar	452	221	2.7	5852.4878	ne	930	8573	2.5
7472.4385	ne	-378	254	2.2	6402.2461	ne	463	46839	2.3	5820.1558	ne	959	260	2.5
7438.8979	ne	-352	7558	2.0	6384.7158	ar	478	158	3.1	5804.4497	ne	973	181	2.5
7383.9795	ar	-310	19725	2.4	6382.9912	ne	479	24809	2.4	5769.5981	hg	1006	27879	2.8
7272.9351	ar	-225	7325	2.4	6334.4277	ne	519	19196	2.4	5748.2983	ne	1023	187	2.7
7245.1665	ne	-204	27309	2.2	6307.6562	ar	541	153	2.3	5719.2246	ne	1049	150	3.8
7173.9380	ne	-149	4277	2.3	6304.7891	ne	544	5138	2.4					

Abbildung D.11: Grism red 1000 Kalibrationsspektrum Übersicht

MOSCA Grism red 1000 (Details)

Spectrum with slit = 1arcsec: Black: all Spectrallamps (30 sec)

Blue: Hg/Ar lamp (45 sec) Green: Ne lamp (25 sec) Red: Ar lamp (45 sec)

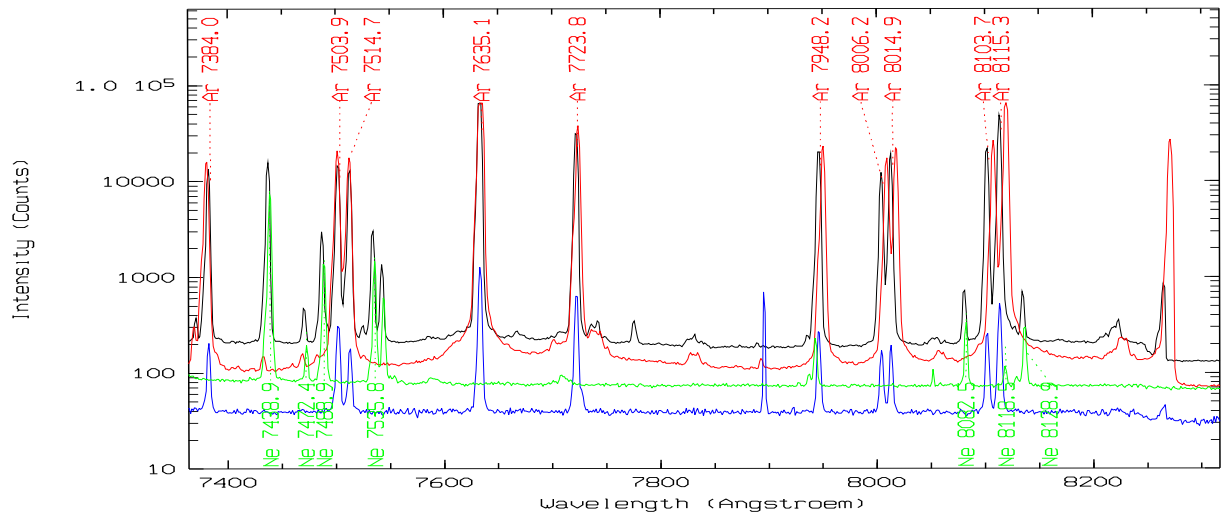
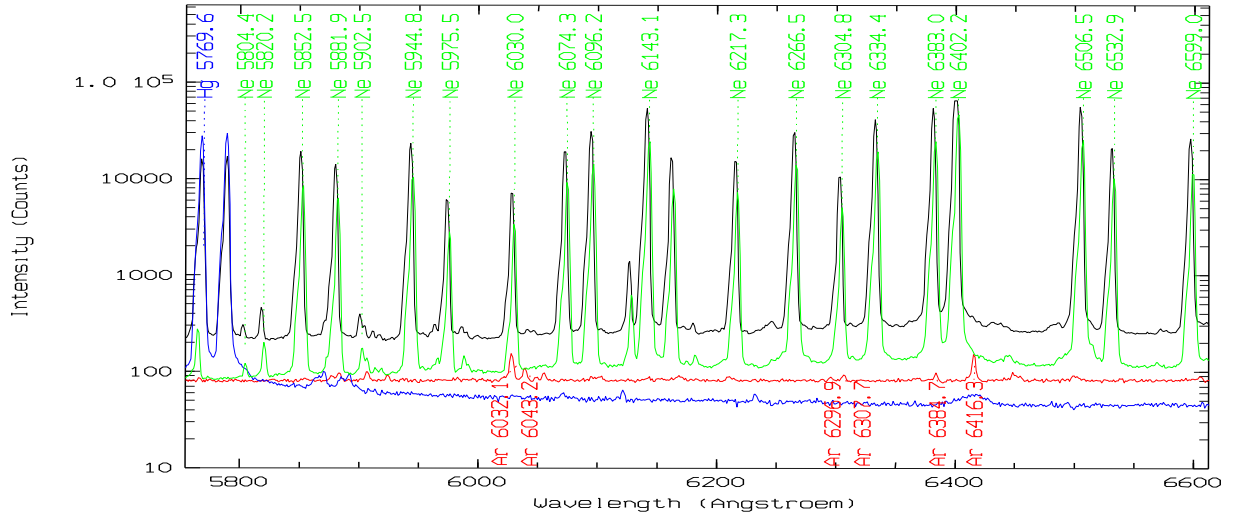
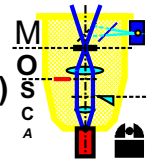


Abbildung D.12: Grism red 1000 Kalibrationsspektrum Detailzeichnung

Anhang E

Effizienzkurven der Grisms

Es folgen Effizienzkurven für die in MOSCA eingebauten Grisms mit und ohne CCD Loral #11i:

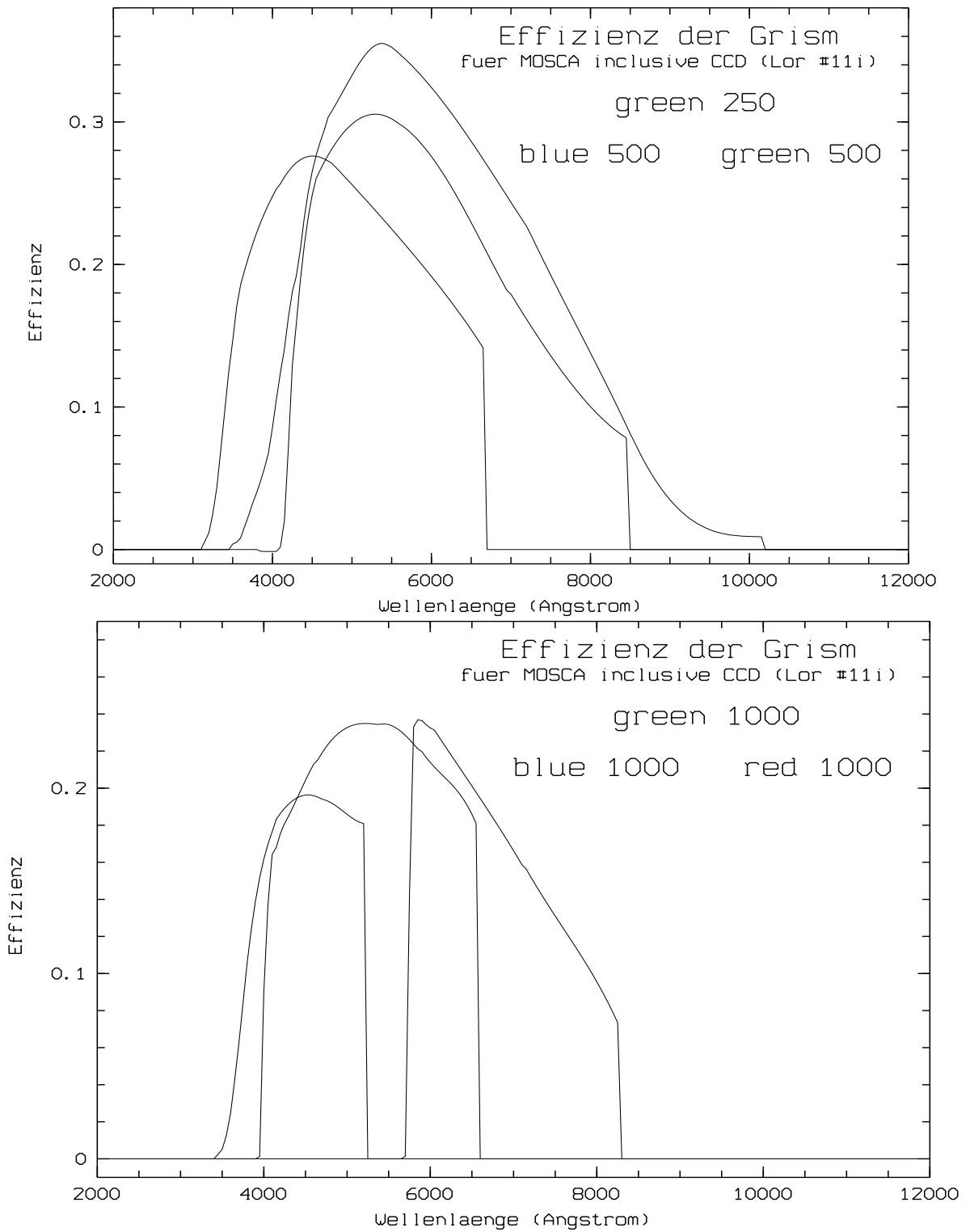


Abbildung E.1: Effizienzkurven für Spektroskopie mit MOSCA. Dargestellt Effizienzkurven für die verschiedenen Grisms in MOSCA mit CCD-Chip Loral #11i.

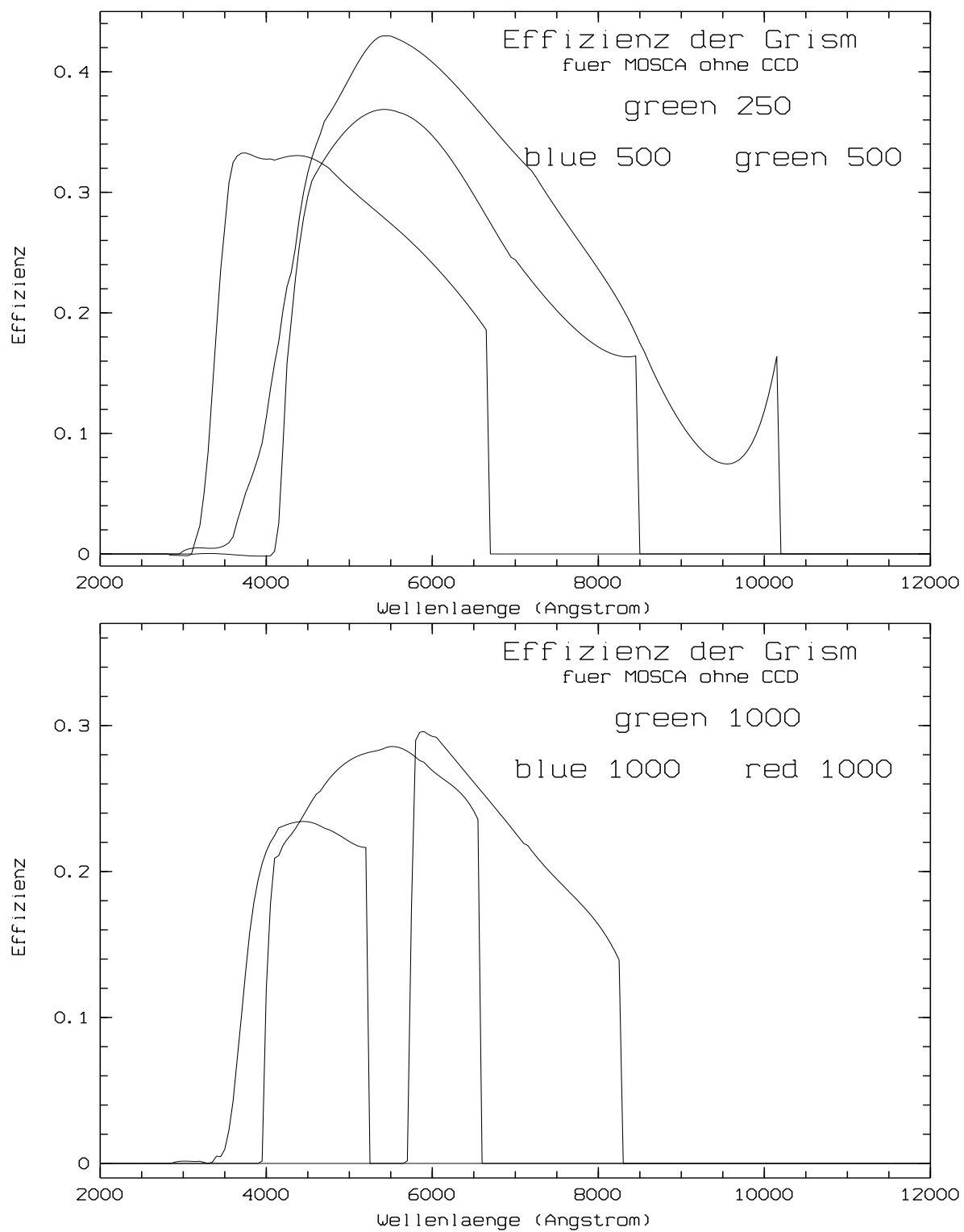


Abbildung E.2: Effizienzkurven für Spektroskopie mit MOSCA. Dargestellt Effizienzkurven für die verschiedenen Grisms in MOSCA ohne CCD.

Glossar

CAFOS CAFOS 2,2 ist das Schwestermodell von MOSCA, ein Fokalreduktor-Spektrograf für das 2,2-Meter-Teleskop auf dem Calar Alto. Der **Calar Alto Faint Object Spectrograph** (oder auch **Calar Alto Fokalreduktor Spektrograf**) besitzt ein Bildfeld von $11'' \times 11''$ und einen Reduktionsfaktor von $\frac{1}{1.75}$ und liefert seit 1994/1995 gute astronomische Daten.

CCD oder CCD-Chip oder Chip Das **Charged-Coupled Device** ist ein Halbleiterphoto-detektor aus zur Zeit ca. 2000×2000 rasterförmigen lichtempfindlichen Bildelementen (Matrixelementen). Er ist vergleichbar mit einem großen Setzkasten, in dem die einfallenden Photonen gesammelt werden. Die durch die einfallenden Photonen aufgebaute Ladung wird Zeile für Zeile ausgelesen und im Computer zu einem Bild zusammengesetzt. Die seit Anfang der 80er Jahre in der Astronomie eingesetzten CCDs besitzen Quantenausbeuten bis zu 90%. Unempfindlichere, aber schnellere CCDs werden in Video-Kameras eingesetzt.

CNC CNC-Maschinen sind metallverarbeitende Maschinen, die zur exakten Produktion von Metallteilen mit einem Computer gesteuert werden (**Computer Numerical Controlled**).

Calar Alto Der Calar Alto ist der höchste Berg (2168 m) in der süd-spanischen Sierra de los Filabres. Dort, nördlich von Almeria, in der regenärmsten Region Europas, befindet sich das Deutsch-Spanische Astronomische Zentrum (Calar Alto-Observatorium) mit den Teleskopen des Max-Planck-Institut für Astronomie in Heidelberg: Einem 1,23 m-, einem 2,2 m- und einem 3,5-Meter-Teleskop, dem größten Spiegelteleskop Westeuropas, sowie dem spanischen 1,5 m-Spiegelteleskop und dem Hamburger 80 cm-Schmidt-Teleskop. Die hohe Lage, die Nähe zum Meer (ca. 50 km), sowie die höhere Anzahl von wolkenfreien Nächten, ergibt deutlich bessere Beobachtungsbedingungen, als in der Heidelberger Heimat des Instituts.

(<http://www.mpia-hd.mpg.de/MPIA/Projects/MOSCA/index.html>)

Cassegrain-Teleskop Bauform eines Spiegelteleskops mit parabolischem Hauptspiegel und einem hyperbolischen Fangspiegel, der das Licht durch eine Öffnung in der Mitte des Hauptspiegels wirft und hinter dem Hauptspiegel fokussiert.

Cosmic Cosmics ist die Kurzform für kosmische Strahlen. Dies sind hochenergetische Teilchen aus höheren Atmosphärenschichten, wie zum Beispiel Myonen, die bis zum Erdboden durch die Atmosphäre dringen. Sie hinterlassen auf CCD-Chips intensitätsstarke Spuren.

ESO Das **E**uropean **S**outhern **O**bservatory ist eine Europäische Gemeinschaftssternwarte in den Chilenischen Anden.

FWHM Full Width Half Maximum ist ein Wert um die Breite einer Gaußverteilung zu bestimmen. Es handelt sich dabei um die Breite der Kurve beim halben Wert des Maximums.

Fringing Unter Fringing versteht man Interferenzen von roten und infraroten Himmelslinien im CCD.

Grism Ein Grism ist ein optisches Element (dispersives Element) zur Aufspaltung von Licht in seine spektralen Anteile (Farben). Eine Kombination aus Gitter (**g**rating) und Prisma (**p**risma) ergibt eine lineare Aufspaltung mit hoher Effizienz.

Guiding System Das Guiding System ist eine Vorrichtung zur Feinnachführung eines Teleskops. Ein kleiner Teil des Teleskoplichts wird durch einen kleinen Spiegel in eine Videokamera gelenkt, die anhand eines Sterns das korrekte Pointing des Teleskops kontrolliert und beim Verändern der Sternposition wird das Teleskop nachgeführt. Bei der Spektroskopie kann die Videokamera auf den Spalt gerichtet werden und auf der verspiegelten Oberfläche aus dem Spalt wandernde Objekte beobachten.

Inkrementalkoder Inkrementalkoder sind elektronische Bauelemente zur Bestimmung von Positionen. Eingebaut in Motoren liefern sie Informationen über die Stellung, Bewegung und Beschleunigung des Motors, durch Zählen (Inkrementieren) der Umdrehungen oder Teilumdrehungen. Zur Bestimmung der Absolutposition muß der Motor bei einer Initialisierung durch eine definierte Nullposition fahren um den Zähler auf Null zu setzen.

Loral Loral ist eine amerikanische Firma zur Herstellung von CCDs.

MOSCA MOSCA ist ein Fokalreduktor-Spektrograf für das 3,5-Meter-Teleskop auf dem Calar Alto. Der **M**ulti **O**bject **S**pectrograph **C**alar **A**lto besitzt ein Öffnungsverhältnis von $\frac{1}{2.7}$, ein Bildfeld von $11'' \times 11''$ und eine Reduktionsfaktor von $\frac{1}{3.67}$. Das Instrument sah im September 1996 *first light*. (<http://www.mpia-hd.mpg.de/CAHA/index.html>)

MPIA MPIA ist die Kurzform für das **M**ax-**P**lanck-**I**nstitut für **A**stronomie in Heidelberg, das 1965 gegründet wurde. Der Sitz des Instituts ist auf dem Königsstuhl bei Heidelberg und es hat eine Außenstelle auf dem spanischen Calar Alto. (<http://mpia-hd.mpg.de>)

Pixel Ein **P**icture **E**lement ist die kleinste Bildeinheit auf einem CCD. Derzeit sind CCDs mit Pixel von $10\mu m$ bis $30\mu m$ Größe zu erhalten.

RC-Fokus Der RC-Fokus ist die Fokalebene eines **R**itchey **C**hrétien Teleskopsystems. Es handelt sich um eine Modifikation des Cassegrain-Teleskops mit einem hyperbolischen Hauptspiegel und einem hyperbolischen Fangspiegel zur verzeichnungsfreien Abbildung eines größeren Bildausschnitts.

Seeing Seeing wird in der Astronomie die Unschärfe bezeichnet, die durch atmosphärische Unruhen entstehen. Aus dem englischen Sprachgebrauch kommt dieser Ausdruck für die Szintillation und alle turbulenten Bewegungen in unserer Atmosphäre. Unter den Sichtbedingungen von einem Seeing von $1''$ in einer Nacht versteht man, das ein punktförmiges

Objekt außerhalb unserer Atmosphäre (Stern) dem Beobachter mit einer Größe (Winkel) von $1''=1/3600^\circ$ erscheint. Dies ist ein statistischer Vorgang: Das punktförmige Objekt tanzt mit einer hohen Geschwindigkeit hin und her, sodass sich eine Intensitätsverteilung von einem FWHM von $1''$ Breite ergibt. Gute Werte für das Seeing sind auf hohen Bergen $0,5-1''$. In den Städten Mitteleuropas herrschen in der Regel nur $3-5''$ Seeing.

Literaturverzeichnis

- [All76] C. W. Allen. *Astrophysical quantities*. The Athlone Press, 1976.
- [CAB⁺85] C. A. Christian, M. Adams, J. V. Barnes, H. Butcher, D. S. Hayes, J. R. Mould, and M. Siegel. Video camera/CCD standard stars. *Publication of the astronomical society of the pacific*, 97:363–372, April 1985.
- [Cat74] Larry R. Cathey. UBVR photometry of stars in the global cluster M92, M13, and 47 Tucanae. *The Astronomical Journal*, 79(12):1370–1383, December 1974.
- [CCG96] J.-F. Le Campion, J. Colin, and M. Geffert. M15, an astrometric standard for CCD observations. *Astronomy & Astrophysics Supplemental Series*, 119:307–320, Oktober 1996.
- [Czi91] Horst Czichos, Editor. *Die Grundlagen der Ingenieurwissenschaften*. Springer-Verlag, 29. Edition, 1991.
- [Fri96] Josef Fried. Private, mündliche Mitteilungen. MPIA intern, 1996.
- [GdTdE96] B. Grimm and das Team der Elektronikwerkstatt. Private Mitteilung zur Konstruktion der CCD-Kameraelektronik. MPIA intern, 1996.
- [Glä94] Helmut Glänzer. Test und Kalibration eines Fokalreduktor-Spektrographen. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Astronomie in Heidelberg, 1994.
- [Hec87] Eugen Hecht. *Optics*. Addison-Wesley Publishing Company, 2. Edition, 1987.
- [JM53] H. L. Johnson and W. W. Morgan. Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas. *The Astrophysics Journal*, 117:313–352, Mai 1953.
- [Kas97] Markus Erdmann Kasper. Astronomisches Seeing: Theorie, Methodik und Messungen. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Astronomie in Heidelberg, Juli 1997.
- [Loi80] B. Loibl. Hartmann tests on large telescopes carried out with a small screen in pupil image. *Astronomy and Astrophysics*, 91:265–268, 1980.
- [Mar96] K.-H. Marien. Datenblatt des CCDs Loral #11i. MPIA intern, 1996.
- [Mei94] Klaus Meisenheimer. Cafos 2,2 – Der Fokalreduktor des 2.2-m-Teleskops auf dem Calar-Alto. *Stern und Weltraum*, 7:516–522, Juli 1994.

- [MH72] McGraw-Hill. *American Institut of Physics Handbook*. The Colonial Press Inc., 3. Edition, 1972.
- [MP91] Oliver Montenbruch and Thomas Pflieger. *Astronomie mit dem Personal Computer*. Springer-Verlag, 2. Edition, 1991.
- [MS88] Philip Massey and Kelvion Strobel. Spectrophotometric standards. *The Astrophysical Journal*, 328:315–333, Mai 1988.
- [NRF97] Thorsten Neckel, Herrmann-Josef Röser, and Josef Fried. Private Mitteilung zur Extinktionskurve des Calar Alto. MPIA intern, 1997.
- [Sch87] D. J. Schroeder. *Astronomical optics*. Academic Press, San Diego, 1987.
- [Sma71] W. M. Smart. *Text-Book on Spherical Astronomy*. Cambridge University Press, 5. Edition, 1971.
- [Tra90] Wesley A. Traub. Constant-dispersion grism spectrometer for channeled spectra. *J. Opt. Soc. Am.*, 7(9):1779–1791, September 1990.
- [UB91] A. Unsöld and B. Baschek. *Der Neue Kosmos*. Springer-Verlag, 5. Edition, Februar 1991.
- [Voi88] Hans-Heinrich Voigt. *Abriss der Astronomie*. Bibliographisches Institut Wissenschaftsverlag, 4. Edition, 1988.
- [ZSM90] Franz-Josef Zickgraf, Roberta M. Humphreys Michael L. Sitko, and Thomas Manley. CCD photometric UBVR sequences for NGC 2403 and M81. *Pub. A. S. P.*, 102:925–931, August 1990.

Danksagung

Mein spezieller Dank gebührt meinem Betreuer Herr Prof. Dr. Josef Fried für die vielen lehrreichen Stunden und die Ruhe und Sachlichkeit mir die richtigen Informationen zu vermitteln, sowie das immer gute Klima der Zusammenarbeit.

Den Direktoren des Instituts Prof. Dr. Beckwith und Prof. Dr. Elsässer danke ich, daß sie diese Diplomarbeit möglich gemacht haben.

Ein ganz besonderen Dank gilt meine Eltern, die mir nie Vorschriften über meine Lebensweg gemacht haben und mir immer alle Möglichkeiten gelassen und jegliche Unterstützung gewährt haben. Speziell mir die Möglichkeit gegeben haben in Münster, Oregon und Heidelberg Physik zu studieren und nach den Sternen zu greifen.

Meine Zimmerkollegen Ralf Fockenbrock, Thomas Berkefeld und Ulrich Hiller für die super Atmosphäre und die regenerativen ablenkenden Gespräche.

Den Kellerkindern Rainer Köhler und Andreas Tusche, sowie Ralf Fockenbrock, Oliver Baumann, Christian Wolf, Ulrich Hiller, Stefan Hippler, Michael Reuther, Prof. Dr. Röser und Markus Kasper für informative Diskussionen zu Software und Betriebssystemfragen.

Für die immer gute und konstruktive Zusammenarbeit danke ich Herr Bellemann und dem gesamten Team der mechanischen Werkstatt; Herr Grimm, Herr Salm und dem Team der Elektronischen Werkstatt; dem Team der Haustechnik; Herr Hille, Dr. Lenzen und Dr. Hippel für lehrreiche Stunden in Optikfragen; Ulrich Hiller, Herr Zimmermann und dem Team der System- und Softwaregruppe; Armin Brüge und Karl-Heinz (Charly) Marien für wichtige Informationen zu CCD-Chips.

Für hilfreiches Korrekturlesen danke ich besonders meinem Bruder Rolf von Kuhlmann sowie Alexandra Lott, Monika Petr, Irina Krets, Christian Wolf, Stefan Noll, Michael Meyer und meiner Mutter Karin von Kuhlmann.

All den netten Kollegen, die mich dann und wann mit dem Auto von und zum Institut mitgenommen haben, bedanke ich mich.

Dem Konsortium von Ärzten die mich speziell in der Endphase meiner Arbeit zusammengeflückt haben und den Freunden und Verwandten, die mir bei der Überwindung der mit Verletzungen verbundenen Schwierigkeiten geholfen haben, sei gedankt.

Für das Überlassen von Fotos und Abbildungen danke ich Herr Bellemann (Herr Neumann) (2.6 2.5), Herr Franke (2.5), Herr Grimm (2.8), sowie Herr Thiele (A.2).

Dem gesamten Mitarbeiterstab des Max-Planck-Instituts für Astronomie in Heidelberg sei gedankt, für das immer gute Betriebsklima, durch das mir die Zeit auf dem Königsstuhl für mich immer unvergessen sein wird.

Index

3,5-Meter-Teleskop 5, 6

A

Abbildung 34
Abbildungsfehler 39
Abbildungsmaßstab 2, 3, 26ff
Analysatoren 2, 5
Apertureschlitten 8, 16f
Aufbau von MOSCA 7f, 8, 9
Auflösung 3, 66

B

Belichtungszeiten 89
Biegung 16ff, 19
Bildausschnitt 22
Brennweite 4

C

CAFOS 2, 109
Calar Alto 109
Cassegrain-Teleskop 109
CCD 1, 3, 10, 11, 46, 51, 109
CNC 32, 109
Cosmics 15, 109

D

Direktaufnahmen 7, 43ff, 77
Dispersion 58, 62, 65
Dispersionsfunktion 66, 91
 Koeffizienten 91
Drehzentrum 21, 26

E

Effizienz 49, 70, 72, *siehe* Transmission
 Grisms 105
EFOSC 2
Elektronik 7, 10ff
ESO 2, 110
Etalon 2, 82

F

Fabry-Pérot-Etalon *siehe* Etalon
Fehler 16, 19, 39, 67
Filter 10, 40, 43, 43ff, 46, 49
 Transmission 43, 87f
Filterkurven *siehe* Filtertransmission
Filterrad 10
Flatfield 48, 48f
 Belichtungszeiten 89
Fokalreduktor 2
Fokus 15, 35ff, 37, 40, 51, 56
Fokusreihe 36, 55
Fokussierprisma 51ff, 54
Fotoplaten 1
Fringing 63, 110
FWHM 110

G

Grism 5f, 43, 57, 61, 67, 70, 72, 91ff, 105,
 110
 Belichtungszeiten 89
 Effizienz 70, 72
 Wellenlängenkalibration 91
Grismrad 10
Guiding System 7, 9, 13, 110

H

Hartmantest 51
hole *siehe* Referenzpunkt

I

Inkrementalkoder 12, 110
Interferenzfilter 83

K

Kalibrationsspektren *siehe*
 Vergleichsspektrum
Kamera 5, 10
Kollimator 2, 10

- L**
- Langspalt *siehe* Spalt
 Linienidentifikation *siehe*
 Vergleichslichtspektren
 Linienprofil 72
 Loch *siehe* Referenzpunkt
- M**
- Maßstab 28, 33
 MOSCA 3, 4ff, 7, 110
 Anforderungen 15
 Aufbau 7
 Biegung 16ff
 Bild 6, 9, 85f
 Eckdaten 3f
 Mechanik 15
 Namensgebung 2
 Optik 3ff, 21
 optisches Zentrum 26
 Realisation 4
 MPIA 110
 Multispaltspektroskopie 2
 Multispalteinheit 2, 9, 83
 Multispaltmasken 2, 9
- O**
- Öffnungsverhältniss 4
 Optik 21
 optisches Zentrum 23ff, 26
- P**
- Photometrie 46
 Pixel 110
 Polarisierung 2, 82
 Positionierung ... *siehe* Apertureschlitten
 pretty Pictures 6, 33, 50, 68, 78, 79, 86
- R**
- RC-Fokus 1, 3, 5, 110
 Reduktionsfaktor 4
 Referenzpunkt 9, 21, 26
 Reflexe 46, 47, 69f
- S**
- Seeing 3, 40, 110
 Software 12
 Sonnenspektrum 68
 Spalt 5, 9, 15, 26
- Spektraler Bereich 105
 Spektrallinien 59
 Spektroskopie 2, 5, 7, 43, 57, 77
 Sternhaufen 33, 50
 Strahlengang 5, 59, 82
- T**
- Torsion 19
 Transmission 49
 Filter 87f
 Grism 105
- V**
- Vergleichslichteinheit 8, 49
 Vergleichsspektren 59, 62–64, 91, 91ff
 Belichtungszeiten 89
 Verschuß 10
 Verzeichnung 23, 26, 29ff, 30, 31, 33
 Verzeichnungsfunktion 31
- W**
- Wellenlängenabhängigkeit 2, 40
 Wellenlängenkalibration 62ff, 68, 91

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 18. August 1997

(Bernd von Kuhlmann)