

Spektroskopie

Gruppe 1

Udo Beier

Leon Brückner
Sebastian Ziegler

Valentin Olpp

März 2014

Inhaltsverzeichnis

1	Abstract	4
2	Einleitung	5
3	Methoden	6
3.1	Allgemeine Funktionsweise eines Spektrographen	6
3.2	Die Rolle des Spalts	7
3.2.1	Wellenlängenunschärfe hervorgerufen durch endliche Spaltbreiten .	7
3.2.2	Auflösung des Spektrographen	9
3.2.3	Optimierung der Auflösung des Spektrographen	9
3.3	Echelle-Spektrograph	10
3.3.1	Überlappung von Beugungsordnungen	10
3.3.2	Funktionsweise eines Echelle-Spektrographen	10
3.4	Auflösung des CCD-Chips	11
3.5	Durchführung der Messung	12
3.5.1	Messung eines Sonnenspektrums	12
3.5.2	Messung eines Sternspektrums	12
3.6	Datenreduktion	12
4	Auswertung	14
4.1	Bestimmung der Auflösung	14
4.2	Auswertung der Spektren	14
4.2.1	Die Harvard-Klassifikation	14
4.2.2	Untersuchung des Sonnenspektrums	16
4.2.3	Untersuchung des Sternspektrums	17
4.2.4	Bestimmung der Radialgeschwindigkeit	24
5	Fazit	25
6	Anhang	27

Abbildungsverzeichnis

1	Schematischer Aufbau eines Gitterspektrographen mit Blaze-Gitter (Abbildung entnommen aus [Ast])	7
2	Beispiel eines Blaze-Gitters und seiner charakteristischen Größen (Abbildung entnommen aus [Ast])	8
3	Abbildungsmaßstab einer Linse (Abbildung entnommen aus [Ast])	8
4	Prinzip eines Echelle-Spektrographen (Abbildung entnommen aus [Ast])	10
5	Qualitative Abhängigkeit der Äquivalentbreite einiger Elemente von der Spektralklasse/Temperatur eines Sternes (Abbildung entnommen aus [Ast])	16
6	Spektrum des beobachteten Sterns	18
7	Mögliche Position der HeI-Linie im Spektrum des beobachteten Sterns	18
8	Position der CaI-Linie im Spektrum des beobachteten Sterns	19
9	Position des TiO-Bands im Spektrum des beobachteten Sterns	19
10	Spektrum von Stern 2	20
11	Mögliche Position des TiO-Bandes im Spektrum von Stern 2	21
12	Position der CaI-Linie im Spektrum von Stern 2	21
13	Mögliche Position des G-Bandes im Spektrum von Stern 2	22
14	Spektrum von Stern 3	22
15	Mögliche Position der HeII-Linie im Spektrum von Stern 3	23
16	Position der HeI-Linie im Spektrum von Stern 3	23

Tabellenverzeichnis

1	Eigenschaften des im Praktikum verwendeten Echelle-Spektrographen (Tabelle entnommen aus [Ast])	11
2	Existenz von Absorptionslinien nach Spektralklasse	15
3	Messung der Äquivalentbreiten für die Sonne und die Sterne σ Dra und χ Dra	17
4	Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten für den gemessenen Stern	24
5	Gemessene Wellenlängen und Breiten der ThAr-Lampe mit dazu berechneten Auflösungen	27
6	Absorptionslinien des Sonnenspektrums mit gemessener Abweichung	28

1 Abstract

Mit dem Bamberger 40cm-Teleskop und einem Echelle-Spektrographen wurden Absorptionsspektren der Sonne und eines weiteren Sterns aufgenommen. Die Spektren wurden in MIDAS reduziert und die Spektralklasse des Sterns in der Harvard-Klassifikation in Klasse M eingeteilt. Weiterhin wurde die Dopplerverschiebung der Linien bestimmt. Im Fall der Sonne wurde die mittlere Abweichung der Wellenlänge zu $\Delta\lambda = -0.021 \pm 0.086$ bestimmt, was im Rahmen der Messgenauigkeit der theoretischen Erwartung entspricht.

2 Einleitung

Bereits in der Schule lernt man, dass Licht aus verschiedenen Farben zusammengesetzt ist. Dies zeigt sich z.B. bei Prismen oder am natürlichen Phänomen des Regenbogens. 1814 hat Joseph von Fraunhofer im Sonnenspektrum schwarze Linien entdeckt.¹ Er konnte den Ursprung der nach ihm benannten Linien jedoch nicht erklären. Heutzutage ist der Ursprung der Linien bekannt. Die Linien entstehen dadurch, dass die Atome der Sonne nur das Licht bestimmter Frequenzen absorbieren können, was es erlaubt, aus Absorptions- oder Emissionsspektren von Licht auf Eigenschaften der Lichtquelle zu schließen. Das Zerlegen und Analysieren von Spektren wird als Spektroskopie bezeichnet und erlaubt die Erforschung vieler Eigenschaften von Himmelskörpern, wie z.B. die Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten oder die Spektralklassifikation von Sternen. Im Folgenden wird sich deshalb mit der Spektroskopie beschäftigt.

¹ [Spe]

3 Methoden

3.1 Allgemeine Funktionsweise eines Spektrographen

Mit Hilfe eines Spektrographen kann man Licht in seine Farben zerlegen. Dabei besteht ein Spektrograph im Wesentlichen aus folgenden Komponenten:

- Teleskop: Das Teleskop wird benötigt, um Licht zu sammeln und es zu fokussieren.
- Spalt: Der Spalt schirmt unerwünschte Störquellen ab und sorgt dafür, dass am Dispersionselement ankommende Strahlung im besten Fall von einem Punkt ausgeht, da sich sonst die Auflösung verringert. Dabei kann die Spaltbreite allerdings nicht beliebig klein gewählt werden, da dadurch natürlich auch die Intensität des Lichts abnimmt. Deshalb muss hier ein Optimum gefunden werden.
- Kollimator: Der Kollimator ist eine Linse, die aus dem einfallenden Licht paralleles Licht erzeugt.
- Dispersionselement: Das Dispersionselement ist der Hauptbestandteil des Spektrographen. Es trennt das Licht in Abhängigkeit von der Frequenz. Dabei kann es ein Prisma, oder auch ein Gitter sein. (Das Prisma trennt das Licht auf Grund der Frequenzabhängigkeit der Brechung, während die Trennung beim Gitter durch Interferenzeffekte hervorgerufen wird.)
- Kamera-Objektiv: Das Kamera-Objektiv wird benötigt, um das durch das Dispersionselement erzeugte Spektrum auf den CCD-Detektor abzubilden.
- CCD-Detektor: Der CCD-Detektor nimmt das Bild auf und digitalisiert es.

Im Bamberger Spektrographen wird ein Blaze-Reflektionsgitter verwendet. (siehe Abb. 1 und 2) Dieses hat regelmäßig angeordnete geneigte Furchen und bietet so den Vorteil, dass das Intensitätsmaximum in Richtung des dispergierten Lichtes verschoben wird. Laut [Ast] ergibt sich aus der Bedingung für konstruktive Interferenz und dem Huygensschen Prinzip:

$$d \cdot (\sin(\alpha) + \sin(\beta)) = \Delta s \stackrel{!}{=} n \cdot \lambda \quad (1)$$

Dabei sind α , β und d wie in den Abb. 1 und 2 zu erkennen. Δs ist die Wegdifferenz, n die Beugungsordnung und λ die Wellenlänge des Lichts. Mit Hilfe dieser Formel kann man durch Messung von β λ bestimmen.

Um die Qualität eines Spektrums zu beurteilen, wird das spektrale Auflösungsvermögen R mittels der Wellenlänge λ und der zugehörigen Unschärfe $\Delta\lambda$ folgendermaßen definiert:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (2)$$

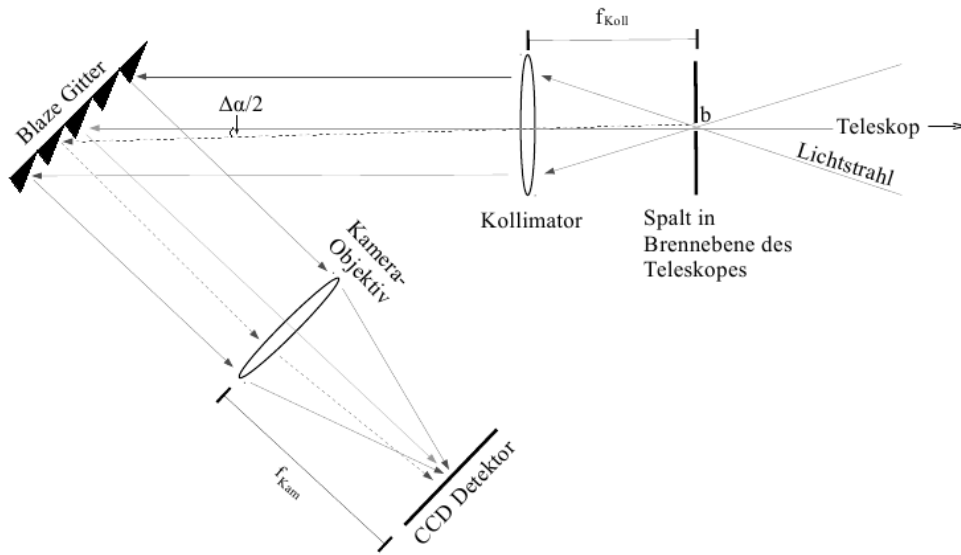


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines Gitterspektrographen mit Blaze-Gitter (Abbildung entnommen aus [Ast])

Die Unschärfe $\Delta\lambda$ wird dabei durch zwei Prozesse erzeugt:

- Beim Beugen des Lichts am Gitter kommt es zum Verwaschen der Linien. Das Auflösungsvermögen des Gitters beträgt $R_{Gitter} = n \cdot N$, wobei N die Anzahl der beleuchteten Spalten ist.
- Die Breite des Spalts führt dazu, dass beliebig nahe Punkte im Spektrum nicht mehr getrennt werden können.

3.2 Die Rolle des Spalts

Da der Spalt nicht unendlich schmal ist, trifft das Licht nicht perfekt parallel auf das Gitter. Deshalb variiert der Einfallswinkel α um $\Delta\alpha$, was letztendlich das Auflösungsvermögen verschlechtert.

3.2.1 Wellenlängenunschärfe hervorgerufen durch endliche Spaltbreiten

Für eine Linse (siehe Abb. 3) gilt mit Hilfe der Kleinwinkelnäherung:

$$B = 2 \cdot \sin \frac{\phi}{2} \cdot f = 2 \cdot \frac{\phi}{2} \cdot f = f \cdot \phi \quad (3)$$

Der vom Spalt „umspannte“ Winkelbereich $\Delta\alpha$ beträgt nach (3):

$$\Delta\alpha = \frac{b}{f_{koll}} \quad (4)$$

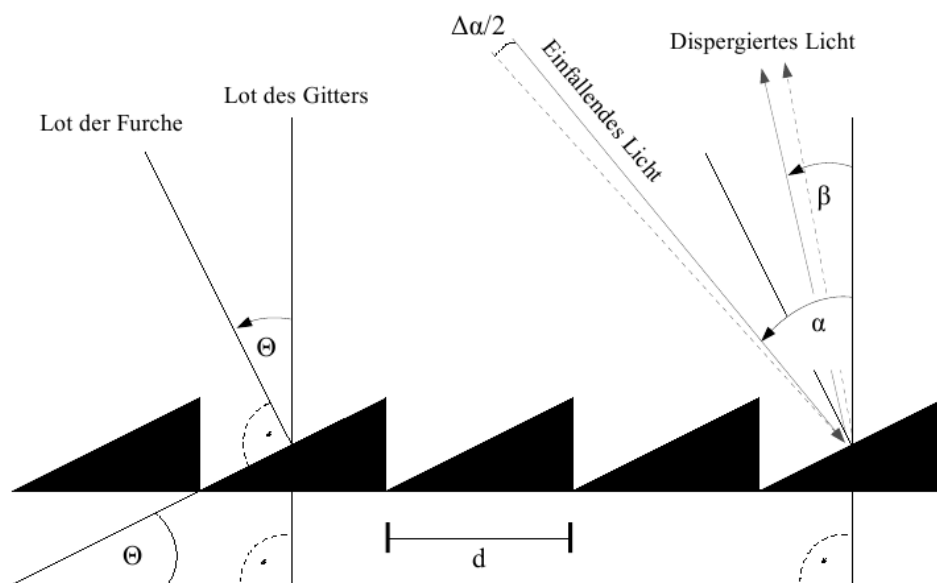


Abbildung 2: Beispiel eines Blaze-Gitters und seiner charakteristischen Größen (Abbildung entnommen aus [Ast])

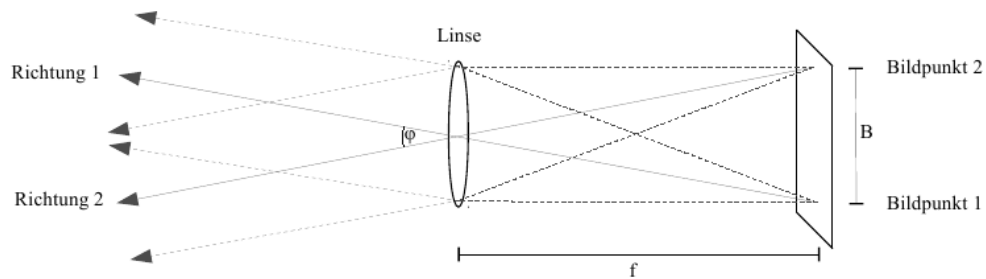


Abbildung 3: Abbildungsmaßstab einer Linse (Abbildung entnommen aus [Ast])

Leitet man (1) nach α ab, erhält man:

$$\frac{d\lambda}{d\alpha} = \frac{d}{n} \cdot \cos \alpha \quad (5)$$

Für hinreichend kleine α ergibt sich mit der Näherung $\Delta\lambda = \frac{d\lambda}{d\alpha} \cdot \Delta\alpha$:

$$\Delta\lambda = \frac{d}{n} \cdot \cos \alpha \cdot \frac{b}{f_{koll}} \quad (6)$$

Für das Auflösungsvermögen des Spalts ergibt sich mit $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ die Formel:

$$R_{Spalt} = \frac{n \cdot f_{Koll}}{d \cdot b \cdot \cos \alpha} \lambda \quad (7)$$

Also ist die Auflösung auch durch den Spalt auf einen endlichen Wert begrenzt.

3.2.2 Auflösung des Spektrographen

Laut [Ast] ist die durch die Spaltbreite vorgegebene Auflösung typischerweise wesentlich kleiner als die des Gitters. Deshalb kann in guter Näherung davon ausgegangen werden, dass für die Auflösung des gesamten Spektrographen gilt:

$$R = \frac{n \cdot f_{Koll}}{d \cdot b \cdot \cos \alpha} \lambda \quad (8)$$

Um eine möglichst gute Auflösung zu erhalten, muss man also die Parameter aus (8) so wählen, dass R möglichst groß wird. Dies ist in der Praxis jedoch nur bedingt möglich. Die zwei einfachsten Maßnahmen, dies umzusetzen sind:

- Verkleinern der Spaltbreite b
- Beobachten in hohen Beugungsordnungen n

3.2.3 Optimierung der Auflösung des Spektrographen

Beide oben genannten Maßnahmen bringen auch Nachteile mit sich. So darf z.B. die Spaltbreite nicht zu klein gewählt werden, da Sterne die von der Erde aus beobachtet werden durch das Seeing eine nicht zu vernachlässigende Ausdehnung erhalten. Ein Stern beim durchschnittlichen Bamberger Seeing hat in der Fokalebene einen Durchmesser von $48.9\mu\text{m}$. Dieser Wert wäre also der kleinste mögliche Wert mit voller Lichteinstrahlung und somit der ideale Wert für die Blendenöffnung.

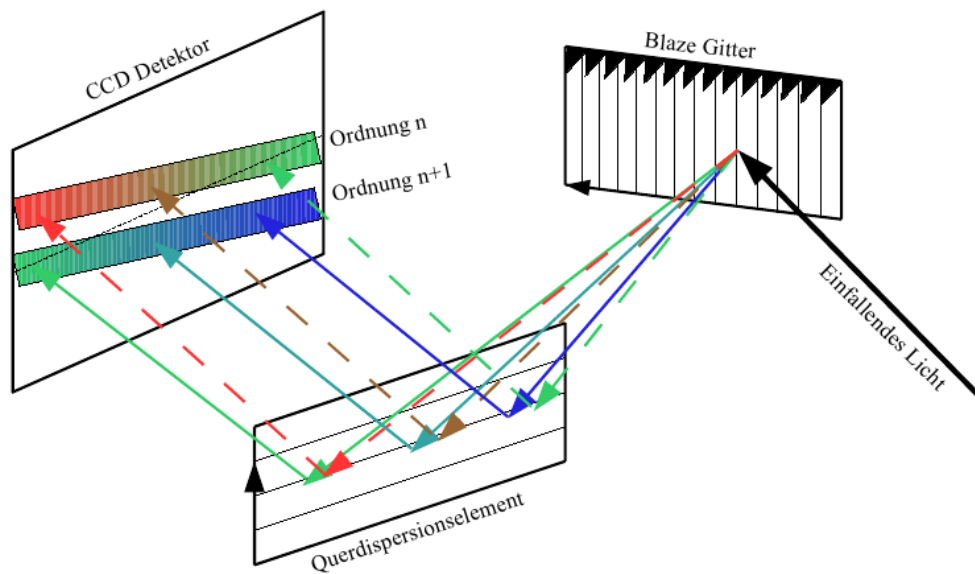


Abbildung 4: Prinzip eines Echelle-Spektrographen (Abbildung entnommen aus [Ast])

3.3 Echelle-Spektrograph

3.3.1 Überlappung von Beugungsordnungen

Verwendet man hohe Beugungsordnungen, überlappen sich diese meistens sehr stark. Im Folgenden soll als Beispiel berechnet werden, für welche Wellenlängen der Ordnungen $n = 34, 46$ und 58 Licht unter dem gleichen Ausfallswinkel β gebeugt wird wie Licht der Wellenlänge $\lambda_{33} = 6662.2686 \text{ \AA}$ in der Ordnung $n = 33$. (Dabei sollen der Einfallswinkel α und der Spaltabstand konstant gehalten werden.)

Da α und d konstant gehalten werden und β konstant sein soll, muss für das Licht verschiedener Wellenlängen $n_1 \cdot \lambda_1 = n_2 \cdot \lambda_2$ gelten. Somit folgt:

$$\lambda_n = \frac{33}{n} \cdot \lambda_{33}. \quad (9)$$

Dies ergibt für $n = 34$ $\lambda_{34} \approx 6466.3195 \text{ \AA}$, für $n = 46$ $\lambda_{46} \approx 4779.4536 \text{ \AA}$ und für $n = 58$ $\lambda_{56} = 3790.6011 \text{ \AA}$.

Um diese Überlagerungen aufzuspalten, wird ein Echelle-Spektrograph verwendet.

3.3.2 Funktionsweise eines Echelle-Spektrographen

Das zusätzliche Element eines Echelle-Spektrographen ist ein weiteres Beugungsgitter, das allerdings senkrecht zur Beugungsrichtung des ersten Gitters angebracht wird. Dadurch

Parameter	Wert	Parameter	Wert
Blaze Winkel Θ	63.5°	Spaltbreite b	$25 \mu\text{m}$
Einfallwinkel α	73.2°	Pixelbreite b_{Pixel}	$9 \mu\text{m}$
Ausfallwinkel β	53.8°	Kollimatorbrennweite f_{Koll}	100 mm
Spaltabstand d	$1/79 \text{ mm}$	Kamerabrennweite f_{Kam}	150 mm

Tabelle 1: Eigenschaften des im Praktikum verwendeten Echelle-Spektrographen (Tabelle entnommen aus [Ast])

spalten sich die z.B. horizontal verschmierten Beugungsordnungen in vertikaler Richtung auf und das Spektrum kann mit Hilfe eines CCD-Chips und anschließender Reduktion der Daten erzeugt werden. Da $\alpha + \beta = 2\Theta$ (siehe Abb. 2), folgt mit der zugehörigen als Blaze-Wellenlänge bezeichneten Wellenlänge λ_n^0 :

$$n\lambda_n^0 = d(\sin(\alpha) + \sin(\beta))|_{\alpha+\beta=2\Theta} = d(\sin(\alpha) + \sin(2\Theta - \alpha)) \quad (10)$$

Ersetzt man λ aus (8) durch λ_n^0 , erhält man laut [Ast] eine sehr gute Näherung für die Auflösung R_{Echelle} . Das Ersetzen liefert:

$$R_{\text{Echelle}} = \frac{n \cdot f_{\text{Koll}}}{d \cdot b \cdot \cos\alpha} \cdot \frac{d}{n} [\sin\alpha + \sin(2\Theta - \alpha)] = \frac{f_{\text{Koll}}}{b} \cdot \left[\tan\alpha + \frac{\sin(2\Theta - \alpha)}{\cos\alpha} \right] \quad (11)$$

Dieser Term enthält nur Variablen, die sich aus dem Versuchsaufbau als konstant ergeben. Damit ergibt sich R_{Echelle} mittels Einsetzen der Werte aus Tabelle 1 zu:

$$R_{\text{Echelle}} = \frac{100 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{25 \cdot 10^{-6} \text{ m}} \cdot \left[\tan(73.2^\circ) + \frac{\sin(53.8^\circ)}{\cos(73.2^\circ)} \right] \approx 24416 \quad (12)$$

3.4 Auflösung des CCD-Chips

Die gesamte Auflösung des Aufbaus ist natürlich nur ungefähr so gut, wie das Bauteil mit der schlechtesten Auflösung. Deshalb ist es nur dann sinnvoll die Auflösung eines Bauteils zu verbessern, wenn alle anderen eine ähnliche oder bessere Auflösung besitzen. Ist dies nicht der Fall, sollten zuerst die schlechteren Bauteile verbessert werden. Daher ist es auch sinnvoll sich über die Auflösung des CCD-Chips Gedanken zu machen.

Das Nyquist-Kriterium besagt nach [Ast], dass das räumliche Auflösungselement des CCDs durch die zweifache Pixelbreite b_{Pixel} gegeben ist. Ersetzt mal also aufgrund des Nyquist-Kriteriums die Größe b durch $2b_{\text{Pixel}}$, ergibt sich:

$$R_{\text{CCD}} = \frac{f_{\text{Kamera}}}{2b_{\text{Pixel}}} \cdot \left[\tan\beta + \frac{\sin(2\Theta - \beta)}{\cos\beta} \right] \quad (13)$$

Einsetzen von Tabellenwerten aus Tabelle 1 liefert:

$$R_{CCD} = \frac{150 \cdot 10^{-3} m}{18 \cdot 10^{-6} m} \cdot \left[\tan(53.8^\circ) + \frac{\sin(73.2^\circ)}{\cos(53.8^\circ)} \right] \approx 25000 \quad (14)$$

Also ist die Auflösung der CCD-Kamera optimalerweise in der gleichen Größenordnung wie die des Spektrographen.

3.5 Durchführung der Messung

Die Hauptaufgabe dieses Experiments war es ein Sonnen- und ein Sternspektrum aufzunehmen und auszuwerten. Im folgenden wird ausgeführt, wie dabei vorgegangen wurde.

3.5.1 Messung eines Sonnenspektrums

Bei der Messung des Sonnenspektrums wurde zuerst ein Spektrum mit der Thorium-Argon-Lampe, dann das Sonnenspektrum und schließlich wieder das der Thorium-Argon-Lampe aufgenommen, um sichergehen zu können, dass die Messung korrekt funktioniert hat. Mit der Thorium-Argon-Lampe wurde 45 Sekunden lang belichtet, während bei der Messung des Sonnenspektrums natürlich wesentlich kürzer belichtet werden musste.

Dabei durfte das Teleskop unter keinen Umständen direkt auf die Sonne zeigen, da der Spektrograph sonst durch die starke Sonnenstrahlung beschädigt werden hätte können!

3.5.2 Messung eines Sternspektrums

Bei der Messung des Sternspektrums musste zuerst das zu messende Objekt mit dem Sucher gefunden und mit der Kamera eingestellt werden. Dies stellte sich als problematisch heraus, da der Sucher nicht genau auf das Teleskop eingestellt war. Als das Objekt richtig eingestellt war, wurde zunächst eine 45-sekündige Aufnahme mit der Thorium-Argon-Lampe durchgeführt. Dann wurden jeweils 5-minütige Aufnahmen eines Darkframes und des Sternspektrums und schließlich wieder eine 45-sekündige Aufnahme mit der Thorium-Argon-Lampe durchgeführt.

3.6 Datenreduktion

Um die aufgenommenen Spektren am Computer untersuchen zu können, müssen sie zunächst kalibriert und reduziert werden. Dies wurde in diesem Versuch mit dem Programmpaket MIDAS (Munich Image Data Analysis System) durchgeführt. Zunächst wurden die Beugungsordnungen und deren Position auf dem CCD-Chip identifiziert. Dazu mussten mehrere Kalibrationen mit verschiedenen angegebenen Anzahlen von Beugungsordnungen durchgeführt werden, bis alle Beugungsordnungen korrekt identifiziert wurden. Der zweite Schritt bestand darin, den Pixeln auf dem CCD-Chip die entsprechenden Wellenlängen zuzuordnen. Dazu wurde das aufgenommene Spektrum der ThAr-Lampe mit einem Referenzspektrum verglichen, indem zwei im Referenzspektrum gegebene Linien und deren Beugungsordnungen in dem aufgenommenen Spektrum markiert wurden. Anhand dieser Daten konnte MIDAS dann die Wellenlängenkalibration durchführen. Die eigentliche Reduktion der Daten wurde danach vorgenommen. In der Reduktion

werden CCD-Effekte (Dunkelstrom, überbelichtete Pixel aufgrund von hochenergetischer kosmischer Strahlung) und in dem optischen Aufbau entstehendes Streulicht von der Aufnahme entfernt. Weiterhin wird eine Wellenlängenkalibration anhand des ThAr-Vergleichsspektrums durchgeführt und die einzelnen Beugungsordnungen extrahiert und in eindimensionale Datenarrays umgewandelt („rebinning“). Es ist außerdem notwendig, den Einfluss der Blaze-Funktion durch eine Flatfield-Korrektur zu entfernen, um ein lückenloses Spektrum zu erzeugen. Schließlich werden noch die einzelnen Beugungsordnungen zu einem einzelnen Spektrum zusammengefügt und das kontinuierliche Spektrum auf eins normiert. Die Normierung wurde für unsere Messung jedoch nicht durchgeführt.

4 Auswertung

4.1 Bestimmung der Auflösung

Aus dem aufgenommenen Spektrum der ThAr-Lampe kann empirisch eine Auflösung bestimmt werden, indem für mehrere Linien der Quotient aus Wellenlänge und Halbwertsbreite bestimmt und gemittelt wird. Dies wurde in MIDAS durchgeführt, indem über die Peaks eine Gaußfunktion gefittet wurde. Die erhaltenen Daten sind in Tabelle 5, Seite 27 enthalten. Der Wert wurde also über die Formel

$$R_{Emp} = \frac{\lambda}{b} \quad (15)$$

bestimmt, wobei λ die Wellenlänge und b die Halbwertsbreite ist. Der aus diesen Werten bestimmte Mittelwert mit Standardabweichung ergibt sich zu:

$$R_{Emp} = 13663.3 \pm 2445.8 \quad (16)$$

Dieser Wert lässt sich auch von MIDAS direkt berechnen, wobei MIDAS das Ergebnis

$$R_{Emp} = 12547.7 \pm 3398.3 \quad (17)$$

ausgibt. Es ist anzunehmen, dass MIDAS eine weitaus größere Anzahl von Linien für die Berechnung des Werts verwendet, deswegen ist dieser Wert trotz der größeren Standardabweichung als genauer anzunehmen.

Es wurden bereits aus theoretischen Überlegungen Auflösungen für das Spektrometer und die CCD-Kamera bestimmt:

$$R_{Echelle} = 24416 \quad (18)$$

$$R_{CCD} = 25000 \quad (19)$$

Man sieht, dass die empirisch bestimmte Auflösung zwar in der gleichen Größenordnung, aber um ca. einen Faktor 2 kleiner ist. Dies ist vor allem dadurch begründet, dass die Kollimatorlinse nicht „perfekt“ ist, also verschiedene Wellenlängen unterschiedlich stark bricht. Dadurch verändert sich die Brennweite der Linse je nach Wellenlänge und das Bild wird unscharf. Eine Verbesserung der tatsächlichen Auflösung wäre also nur durch eine bessere, d.h. farbtreuere Linse möglich, dies würde aber die Kosten für den Spektrographen entsprechend hochtreiben.

4.2 Auswertung der Spektren

4.2.1 Die Harvard-Klassifikation

Die folgenden Informationen wurden entnommen aus [Kar]:

Sterne können anhand ihres Spektrums in verschiedene Typen eingeteilt werden. Diese Einteilung heißt Harvard-Klassifikation und ordnet Sterne in die Klassen O,B,A,F,G,K, oder M ein (fränkischer, geschlechtsneutraler Merkspruch: „Ohne Bier ausm Fass gibts

	He II	He I	Fe II	Ca I	G-Band	TiO-Band
O	•	•				
B		•				
A						
F			•			
G				•	•	
K				•		
M				•		•

Tabelle 2: Existenz von Absorptionslinien nach Spektralklasse

ka Maß“). Eine Einteilung der Sterne in diese Klassen ist anhand des Vorhandenseins bestimmter Absorptionslinien möglich. Der Unterschied zwischen Spektren von verschiedenen Sternen ist vor allem durch die Temperatur der Sterne bedingt. Die Linien werden durch Absorption von Photonen durch die Elektronen der Atome in der stellaren Atmosphäre erzeugt. So wird z.B. die Helium I - Linie durch Absorption von Photonen durch He-Atome im angeregten Zustand erzeugt. Der Übergang vom Grundzustand in den angeregten Zustand ist durch Photonen aus dem sichtbaren Spektrum nicht möglich. Um die He-Atome anzuregen, muss die Temperatur aber entsprechend hoch sein, sodass diese Linie in kalten Sternen nicht zu sehen ist. Bei höherer Temperatur sind auch mehr Atome im angeregten Zustand, womit mehr Photonen absorbiert werden und die Linie eine stärkere (bzw. niedrigere) Intensität erhält. Wenn die Temperatur weiter ansteigt, werden die He-Atome jedoch ionisiert und können daher keine Photonen mehr absorbieren, womit die Intensität der Linie wieder abnimmt (bzw. größer wird). Mit diesen Mechanismen lässt sich auch das Verhalten anderer Linien (Ca I, He II, Fe I) erklären. Bei Molekülen (z.B. TiO) gibt es so viele Übergänge, dass sie im Spektrum nicht mehr unterschieden werden können und als durchgängiges Absorptionsband erscheinen. Eine graphische Übersicht ist in Abb. 5 dargestellt.

Anhand der Absorptionslinien im Spektrum kann man nun einige Kriterien zur Einteilung angeben:

- Wenn das Spektrum nur wenige, dafür sehr intensive Linien zeigt, ist der Stern heiß, also in den Klassen O, B oder A.
- Wenn das Spektrum sehr viele Linien zeigt, ist der Stern kalt, also in den Klassen F, G, K oder M.

Kalte Sterne zeigen viele Linien in ihrem Spektrum, da Elemente wie Eisen oder Calcium nur wenig Energie für die Übergänge zwischen Energieniveaus benötigen und aufgrund der großen Anzahl von Elektronen auch viele Übergänge besitzen. Bei heißen Sternen sind diese Atome bereits ionisiert und es dominieren die Übergänge von Wasserstoff und Helium.

Mit diesen beiden Kriterien und den in Tabelle 2 dargestellten Linien kann man Sterne sehr gut anhand ihres Spektrums in Spektraltypen einordnen. Da die Übergänge zwischen Spektraltypen fließend sind, ist die so gefundene Einordnung aber manchmal

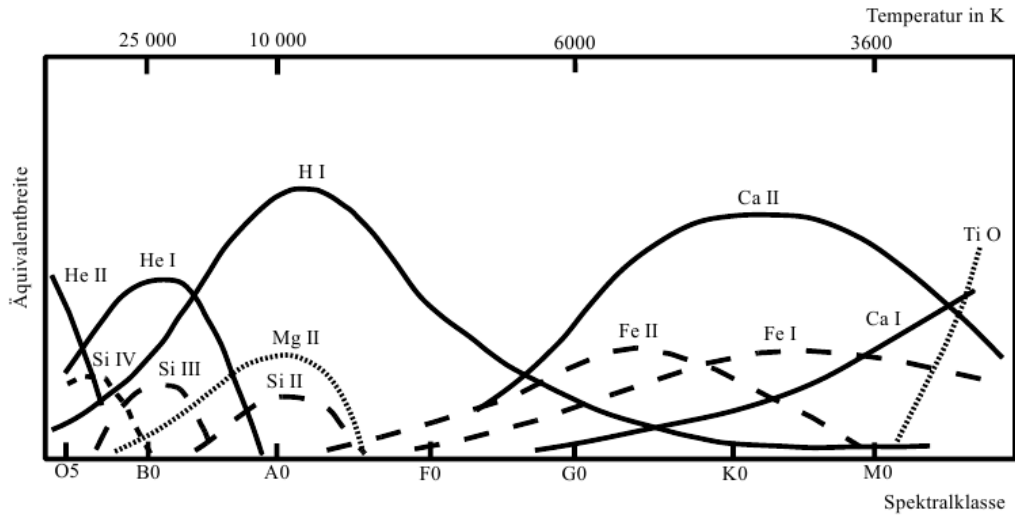


Abbildung 5: Qualitative Abhängigkeit der Äquivalentbreite einiger Elemente von der Spektralklasse/Temperatur eines Sternes (Abbildung entnommen aus [Ast])

nicht eindeutig und es muss eine gründlichere Untersuchung durchgeführt werden, für die Zwecke des Praktikums ist dies aber ausreichend.

4.2.2 Untersuchung des Sonnenspektrums

In dem reduzierten aufgenommenen Sonnenspektrum wurden die wichtigsten Absorptionslinien (entnommen aus [Ast]) identifiziert und deren Position in MIDAS mittels einer gefitteten Gaußfunktion bestimmt. Die Abweichungen von den theoretischen Werten wurden bestimmt und daraus ein Mittelwert mit Standardabweichung berechnet. Die Werte sind in Tabelle 6, Seite 28 aufgetragen. Die Verschiebung von Spektrallinien ist durch den Dopplereffekt bedingt, der bei sich relativ zum Empfänger bewegenden Licht- bzw. allgemeinen Quellen auftritt. Da die Sonne jedoch relativ zur Erde keine Radialgeschwindigkeit besitzt, weil die Erde sich in einer Kreisbahn (Ellipsenbahn, dies ist hier aber vernachlässigbar, da die Exzentrizität der Erdbahn sehr klein ist) um die Sonne bewegt, sollte keine Verschiebung auftreten. Aus den Daten wurde der Mittelwert und die Standardabweichung der Verschiebung zu

$$\overline{\Delta\lambda} = -0.021 \pm 0.086 \quad (20)$$

berechnet. Der Wert ist sehr klein und hat eine vergleichsweise große Standardabweichung. Er liegt damit im Bereich der Messgenauigkeit nahe des erwarteten Werts von 0, wobei hier natürlich eigentlich die elliptische Erdbahn mit einbezogen werden müsste. Für eine genauere Bestimmung des Werts müsste eine weitaus größere Zahl an Linien ausgewertet werden.

Stern	Linie	Wellenlänge in Å	Äquivalenzbreite
Sonne	Ca I	6122.23	0.203
	Fe I	6430.85	0.110
	H_α	6562.81	1.595
σ Dra	Ca I	6122.23	0.310
	Fe I	6430.85	0.144
	H_α	6562.81	1.401
χ Dra	Ca I	6122.23	0.148
	Fe I	6430.85	0.049
	H_α	6562.81	1.632

Tabelle 3: Messung der Äquivalentbreiten für die Sonne und die Sterne σ Dra und χ Dra

Weiterhin wurden im Sonnenspektrum und in den Spektren von zwei weiteren Sternen mit bekannter Klassifikation die Äquivalentbreiten von drei Linien mittels MIDAS bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 eingetragen.

Aus Abb. 5 ist zu erwarten, dass die Sonne als G-Stern für die Ca I-Linie eine kleinere Äquivalentbreite als der K-Stern σ Dra aufweist, während die Ca I-Linie im F-Stern χ Dra fast nicht sichtbar sein sollte. Die Fe I-Linie sollte die größte Halbwertsbreite in σ Dra aufweisen, die geringste in χ Dra. Die H_α -Linie sollte die geringste Halbwertsbreite in σ Dra, die größte Halbwertsbreite in χ Dra aufweisen. Diese Vermutungen werden durch die Messdaten im Wesentlichen bestätigt, wobei noch erwähnt werden sollte, dass der Wert für die Ca I-Linie im F-Stern χ Dra doch relativ groß ist. Dies liegt daran, dass χ Dra ein „später“, also kalter F-Stern (F7) ist, und deswegen noch genügend nicht ionisierte Ca-Atome vorliegen.

4.2.3 Untersuchung des Sternspektrums

Das aufgenommene und reduzierte Sternspektrum wurde mit einem Spektralatlas verglichen, um es mit Hilfe der vorher beschriebenen Kriterien in die Harvard-Klassifikation einordnen zu können. Dies wurde ebenfalls für zwei andere Sternspektren (ab sofort „Stern 2“ und „Stern 3“ genannt) durchgeführt.

Beobachteter Stern In Abbildung 6, Seite 18 ist das Spektrum des beobachteten Sterns dargestellt. Es sind viele Linien zu erkennen, weswegen zu vermuten ist, dass der Stern zu den kalten Spektralklassen F, G, K und M gehört.

Wie in Abbildung 7, Seite 18 zu erkennen, ist im Spektrum des beobachteten Sterns keine He I-Linie bei 5875.70\AA identifizierbar, ein weiteres Indiz dafür, dass der Stern zu den kalten Spektralklassen gehört.

In Abbildung 8, Seite 19 ist die Ca I-Linie bei 4226.74\AA klar identifizierbar, also ist der Stern wahrscheinlich nicht in Klasse F.

In Abbildung 9, Seite 19 ist das TiO-Band zwischen den Wellenlängen $6200 - 6400\text{\AA}$ gut zu erkennen, welches nur in Klasse M-Sternen vorkommt.

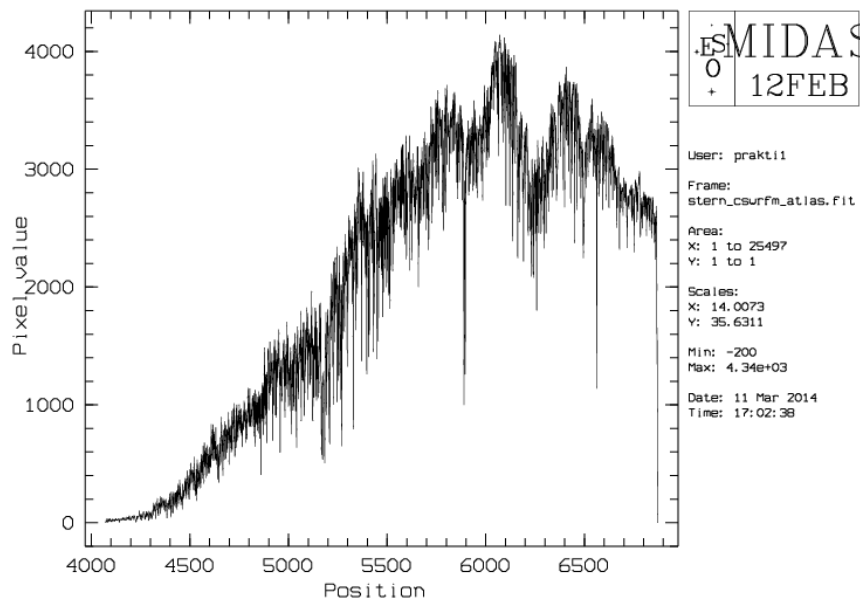


Abbildung 6: Spektrum des beobachteten Sterns

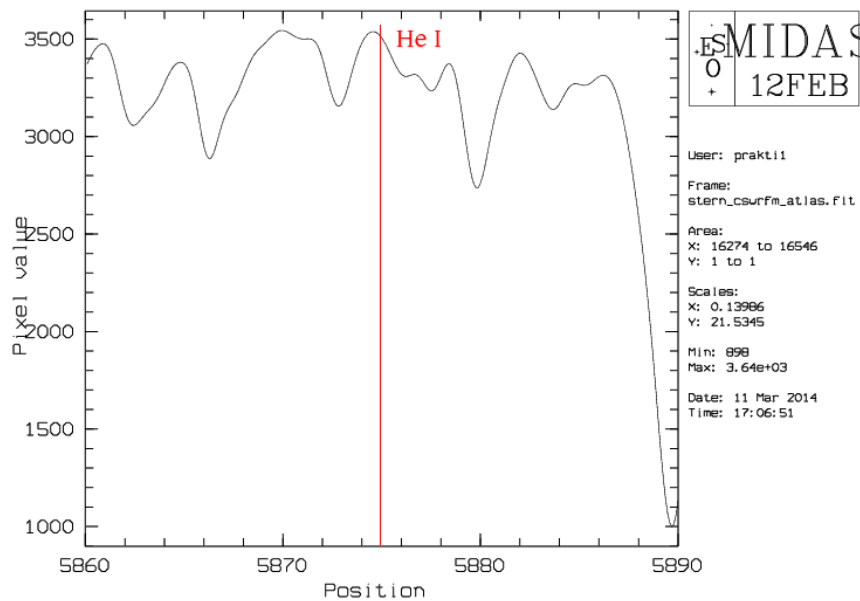


Abbildung 7: Mögliche Position der HeI-Linie im Spektrum des beobachteten Sterns

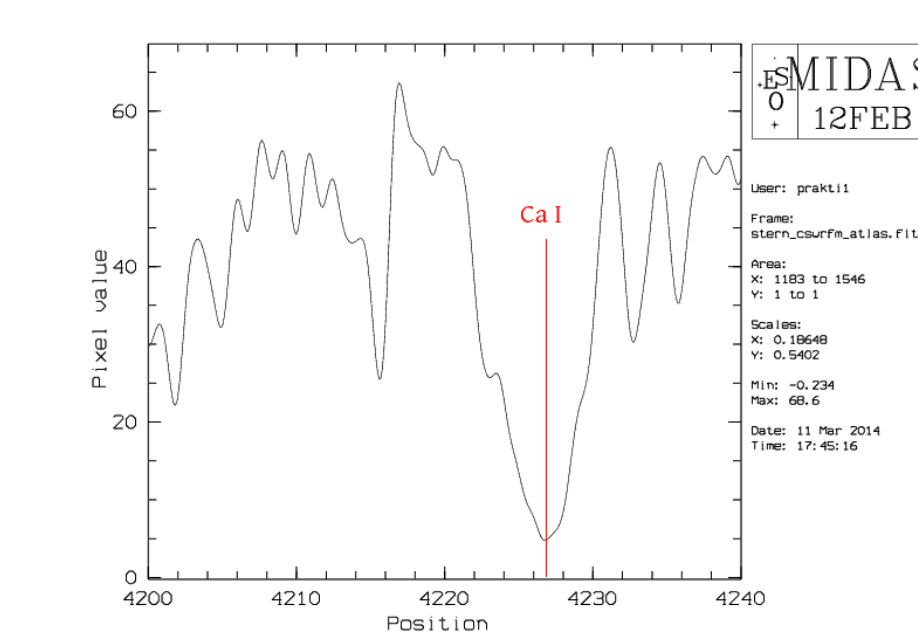


Abbildung 8: Position der CaI-Linie im Spektrum des beobachteten Sterns

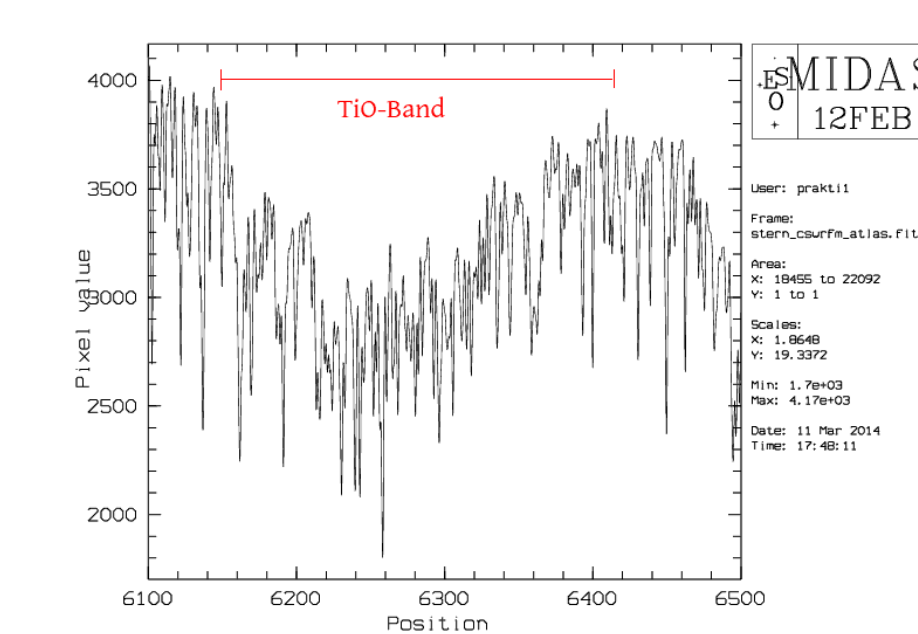


Abbildung 9: Position des TiO-Bands im Spektrum des beobachteten Sterns

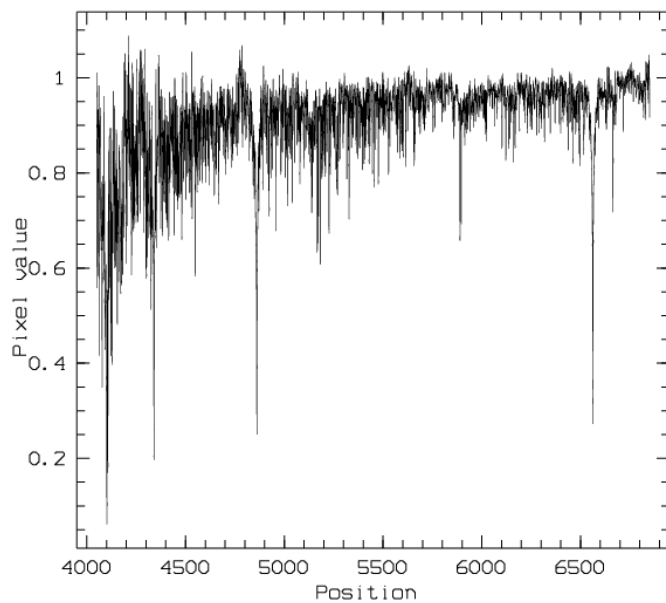


Abbildung 10: Spektrum von Stern 2

Diese Indizien sprechen klar dafür, dass der beobachtete Stern in die Spektralklasse M einzuordnen ist.

Stern 2 Im Spektrum von Stern 2 (Abbildung 10, Seite 20) sind viele Linien zu erkennen, was wiederum darauf schließen lässt, dass der Stern in die Klassen F,G,K oder M einzuordnen ist.

Zwischen den Wellenlängen $6700 - 7000\text{\AA}$ ist kein TiO-Band zu erkennen, was eine Einteilung in Klasse M ausschließt.

Bei der Wellenlänge 4226.74\AA ist die CaI-Linie klar identifizierbar, weswegen der Stern nicht in die Klasse F eingeordnet werden kann.

In der Umgebung der Wellenlänge 4310\AA ist kein G-Band zu erkennen, weshalb der Stern kein G-Stern sein kann.

Damit bleibt nur noch die Klasse K als mögliche Einteilung übrig.

Stern 3 Im Spektrum von Stern 3 (Abbildung 14, Seite 22) sind wenige Linien mit einigen klar definierten Peaks zu erkennen. Daraus lässt sich schließen, dass der Stern in die heißen Spektralklassen O,B oder A eingeordnet werden muss.

Bei 5411.52\AA ist keine HeII-Linie identifizierbar, der Stern kann also kein O-Stern sein.

Die HeI-Linie bei 4026.20\AA ist eindeutig erkennbar. Daraus lässt sich nun schließen, dass der Stern innerhalb der Spektralklasse B einzuordnen ist.

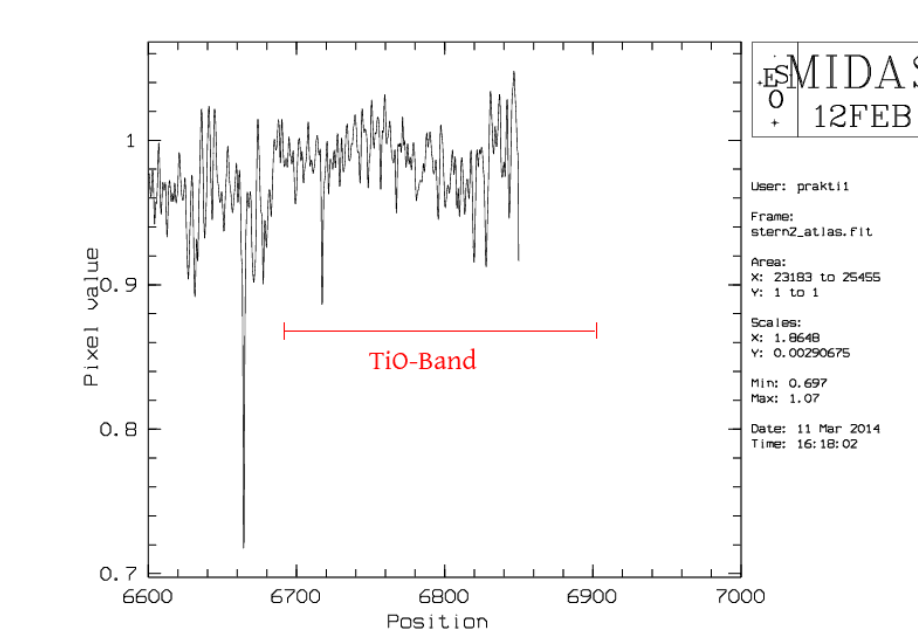


Abbildung 11: Mögliche Position des TiO-Bandes im Spektrum von Stern 2

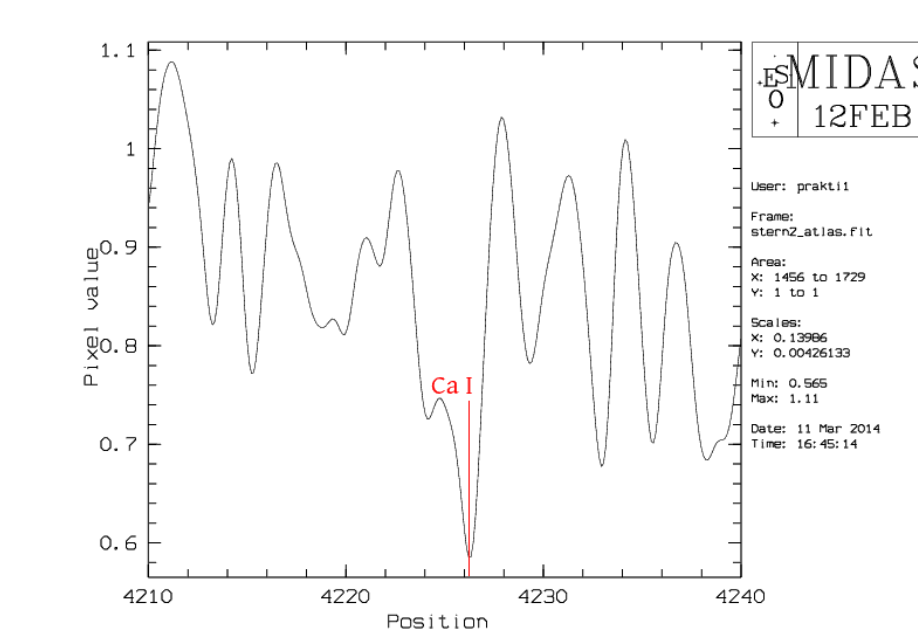


Abbildung 12: Position der CaI-Linie im Spektrum von Stern 2

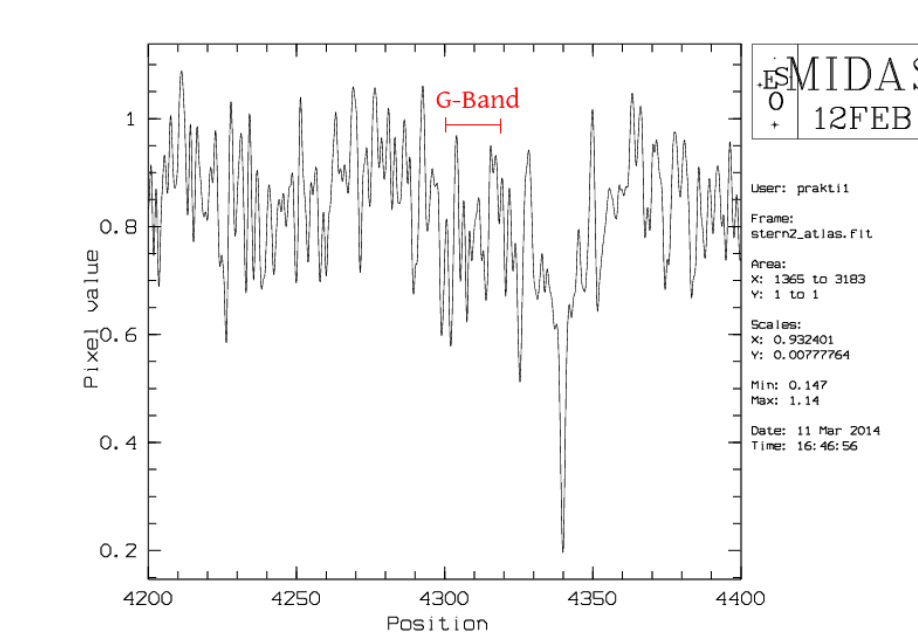


Abbildung 13: Mögliche Position des G-Bandes im Spektrum von Stern 2

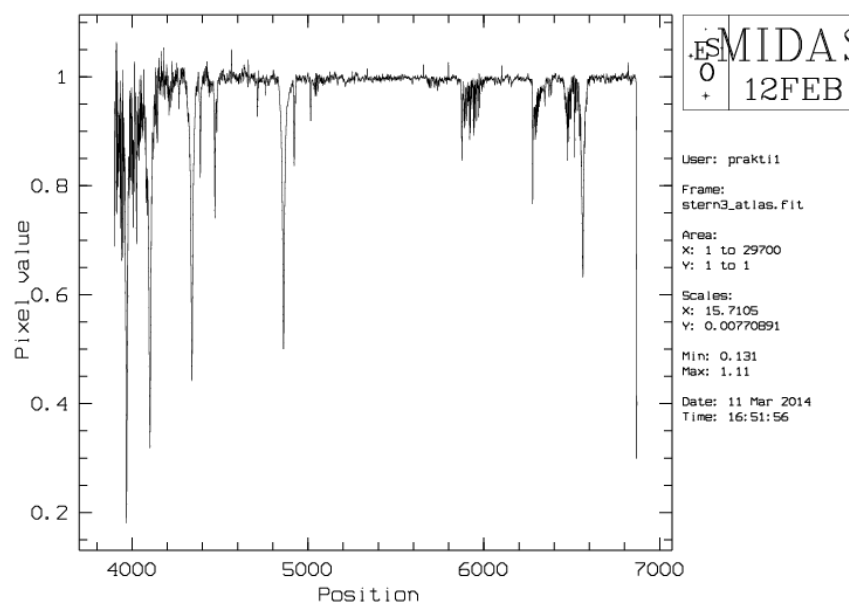


Abbildung 14: Spektrum von Stern 3

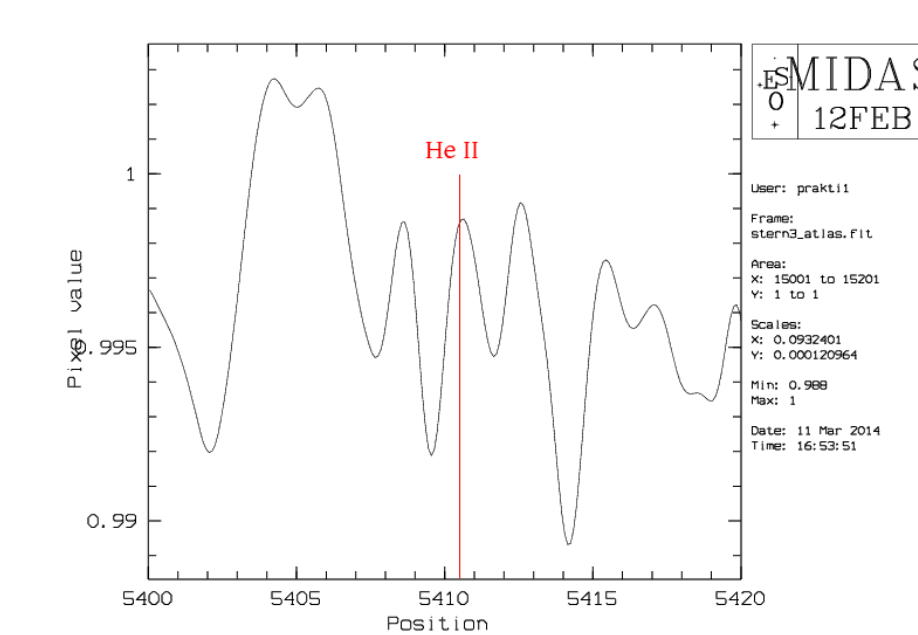


Abbildung 15: Mögliche Position der HeII-Linie im Spektrum von Stern 3

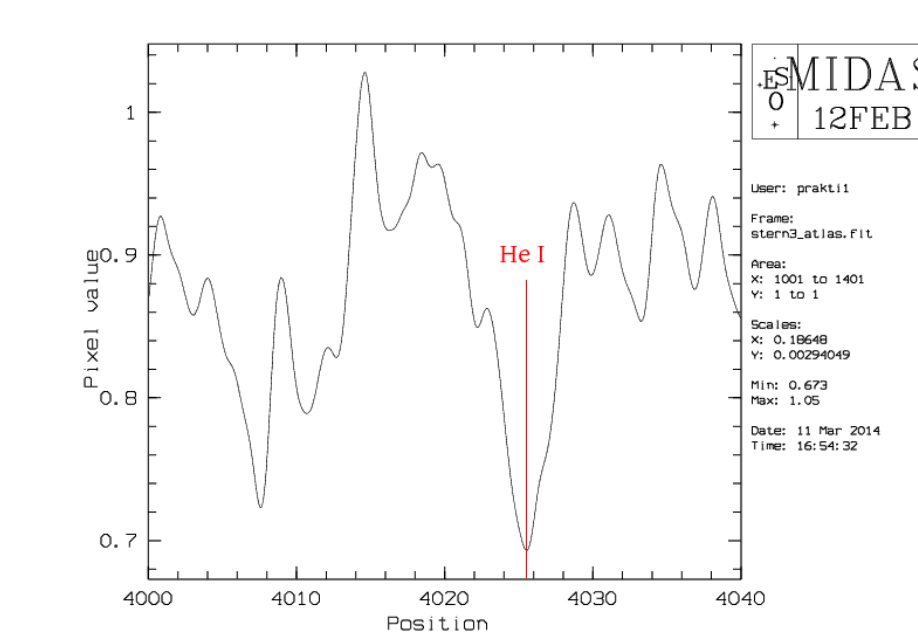


Abbildung 16: Position der HeI-Linie im Spektrum von Stern 3

4.2.4 Bestimmung der Radialgeschwindigkeit

Im Spektrum des gemessenen Sterns wurden mehrere Linien identifiziert und mit den theoretischen Wellenlängen verglichen, um die Dopplerverschiebung zu bestimmen. Hierbei sind alleinstehende und schmale Linien zu bevorzugen, weil sich durch die Verschiebung sonst Linien überlagern könnten. Die Geschwindigkeiten wurden mit der relativistischen Dopplerformel (die klassische Formel wäre auch ausreichend gewesen, hat jedoch zunächst absurde Ergebnisse geliefert, was evtl. an fehlerhafter Eingabe im Rechner lag)

$$f_B = f_Q \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} \Leftrightarrow v = \frac{f_B^2 - f_Q^2}{f_B^2 + f_Q^2} \cdot c = \frac{\lambda_Q^2 - \lambda_B^2}{\lambda_B^2 + \lambda_Q^2} \cdot c \quad (21)$$

wobei die Größen mit Index B für den Betrachter und Q für die Quelle stehen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 dargestellt.

Element	theoretische Wellenlänge in Å	gemessene Wellenlänge in Å	$\Delta\lambda$	V in km/s
Ca I	4226.74	4226.685	0.055	3.90
Fe I	4383.56	4383.705	-0.145	-9.92
Fe I	5328.05	5328.087	-0.037	-2.10
Ca I	6162.18	6161.736	0.444	21.60
Na I	5889.97	5889.672	0.298	15.17
Fe I	4891.5	4890.983	0.517	31.70

Tabelle 4: Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten für den gemessenen Stern

Aus den berechneten Geschwindigkeiten lässt sich ein Mittelwert mit Standardabweichung berechnen, dies ist aber aus mehreren Gründen nicht sonderlich aussagekräftig. Der berechnete Wert wäre

$$\bar{v} = 10.1 \pm 15.6 \text{ km/s} \quad (22)$$

Die Standardabweichung ist offensichtlich sehr groß, was vor allem daran liegt, dass nur wenige Linien ausgewertet wurden und der Fit in MIDAS auch nur begrenzte Genauigkeit hat. Vor allem treten sowohl positive als auch negative Verschiebungen auf, weswegen aus diesen Ergebnissen keine klare Erkenntnis gewonnen werden kann. Weiterhin muss gesagt werden, dass die Verschiebung sich aus mehreren Komponenten zusammensetzt, so bewegt sich nicht nur der Stern radial von der Erde weg, sondern auch die Sternwarte wegen der Erddrehung, die Erde bewegt sich um die Sonne, das Sonnensystem um das galaktische Zentrum und die Milchstraße relativ zur Galaxie des Sterns. Die Bestimmung der Geschwindigkeit des Sterns relativ zur Erde ist also nicht so einfach durchzuführen.

5 Fazit

Abschließend lässt sich sagen, dass der Versuch erfolgreich verlaufen ist. MIDAS hat sich als sehr effektives und relativ einfach zu bedienendes Werkzeug erwiesen, mit dem die Auswertung der Spektren gut möglich war. Die Einteilung der Sterne in Spektralklassen konnte anhand weniger simpler Kriterien erfolgreich vorgenommen werden, eine genauere Einteilung in Unterklassen dürfte mittels einer genaueren Untersuchung möglich sein. Die Tatsache, dass selbst mittels der eher oberflächlichen Untersuchung des Spektrums wichtige Informationen über die Sterne gefunden werden konnten zeigt, wieso die Spektroskopie ein wichtiges Werkzeug der Astronomie ist.

Literatur

[Spe] Wikipedia: Spektroskopie. Online im Internet: URL:
<http://de.wikipedia.org/wiki/Spektroskopie> (Stand: 11.03.2014).

[Ast] Anleitung für das Astronomische Praktikum.

[Kar] KARTTUNEN, Hannu et al. . Fundamental Astronomy. Springer, 2003.

6 Anhang

Wellenlänge in Å	Breite in Å	Auflösung
4131.740	0.337	12290
4158.605	0.355	11709
4277.536	0.300	14247
4300.105	0.296	14514
4348.055	0.290	14972
4379.666	0.293	14927
4425.986	0.280	15795
4545.044	0.326	13931
4589.892	0.302	15207
4806.020	0.290	16566
5017.182	0.299	16783
5495.875	0.392	14024
5606.712	0.456	12282
6032.141	0.703	8580
6416.310	0.703	9122

Tabelle 5: Gemessene Wellenlängen und Breiten der ThAr-Lampe mit dazu berechneten Auflösungen

Element	theoretische Wellenlänge in Å	Gemessene Wellenlänge in Å	Abweichung in Å
H_δ	4101.75	4101.739	0.011
Ca I	4226.74	4226.744	-0.004
G-Band	4310 ± 10	4308 ± 10	/
H_γ	4340.48	4340.475	0.005
Fe I	4383.56	4383.541	0.019
Mg II	4481.22	4481.215	0.005
H_β	4861.34	4861.330	0.010
Fe I	4891.50	4891.469	0.031
Fe I	4920.51	4920.526	-0.016
Fe I	4957.61	4957.528	0.082
Mg I	5167.33	5167.228	0.102
Mg I	5172.70	5172.704	-0.004
Mg I	5183.62	5183.663	-0.043
Fe I	5232.62	5232.954	-0.334
Fe I	5269.55	5269.569	-0.019
Fe I	5324.19	5324.195	-0.005
Fe I	5328.05	5328.197	-0.147
Mg I	5528.42	5528.405	0.015
Na I	5889.97	5889.981	-0.011
Na I	5895.94	5895.970	-0.030
Ca I	6122.23	6122.258	-0.028
Ca I	6162.18	6162.241	-0.061
H_α	6562.81	6562.850	-0.040

Tabelle 6: Absorptionslinien des Sonnenspektrums mit gemessener Abweichung