

Praktikum 4 – Versuch 464: Spektroskopie von Sternen

Jonas Wortmann^{1*} and Angelo Brade^{1*}

^{1*}Rheinische Friedrich–Wilhelms–Universität, Bonn.

*Corresponding author(s). E-mail(s): s02jwort@uni-bonn.de; s72abrad@uni-bonn.de;

1 Einleitung

Sterne lassen sich anhand ihrer Spektrallinien klassifizieren. Eine prägnante Spektrallinie ist die H- α Linie. Ihre Breite gibt Auskunft über die Größe der Besetzungszahl der Wasserstoffatome in einem Stern. Mit dieser Information lassen sich Aussagen über die Beschaffenheit eines Sterns tätigen.

Sternwinde beschreiben die Abstoßung von Gas aus der äußersten Hülle eines Sterns aufgrund von Fusionsdruck. Für verschiedene Spektralklassen unterscheiden sich Sternwinde nicht nur in ihrer Masse und Geschwindigkeit, sondern auch durch ihre Ursache.

2 Teleskop

Das verwendete Teleskop ist vom Typ CASSEGRAIN, siehe Abb. (1). Mit Hilfe der Software *Cartes du Ciel*, können Sterne am Himmel ausgewählt werden und dann mit der Software *N.I.N.A* vom Teleskop angefahren werden. Mit dem Okular kann der Stern beobachtet werden und per Fernbedienung wird das Teleskop so ausgerichtet, dass der Stern genau mittig im Okular zu sehen ist.

2.1 Spektrograph

Der verwendete Spektrograph ist der DADOS–Spektrograph (2). Eine schematische Zeichnung ist in Abb. (3) zu sehen. Das eingehende Licht vom Teleskop trifft auf einen halbdurchlässigen Spalt, mit dem es sowohl in ein Okular als auch in einen Kollimator geleitet wird. Hinter dem Kollimator trifft das Licht auf ein Reflexionsgitter, bei dem es

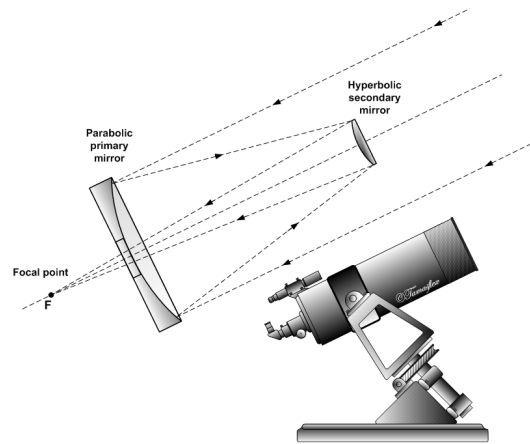


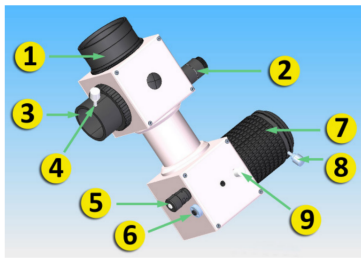
Abbildung 1 Schematische Darstellung eines CASSEGRAIN–Teleskops.[1]

in seine Wellenlängen aufgespalten wird. Mit Hilfe einer CCD kann dieses Licht eingefangen werden und als Absorptionsspektrum ausgelesen werden.

2.2 Kalibrierung

Um ein hochwertiges Bild mit dem Teleskop aufzunehmen, müssen verschiedene Kalibrierungen durchgeführt werden.

Der *dark frame* gleicht das thermische Rauschen der CCD aus. Durch eine gewisse thermische Energie der Elektronen, können diese aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben werden und dadurch in einen Potentialtopf der CCD gelangen. Um diese gemessenen Elektronen von dem eigentlichen light frame abzuziehen, wird ein



1. Teleskopanschluss
2. Spaltbeleuchtung an/aus
3. Nachführoktar
4. Klemmschraube
5. Mikrometerschraube zur Einstellung des Spektralbereichs
6. Schraube zur Gitterhalterung
7. Drehfokussierung
8. Klemmschraube der Drehfokussierung
9. Klemmschraube der Mikrometerschraube

Abbildung 2 Der verwendete DADOS-Spektrograph mit Legende.[2]

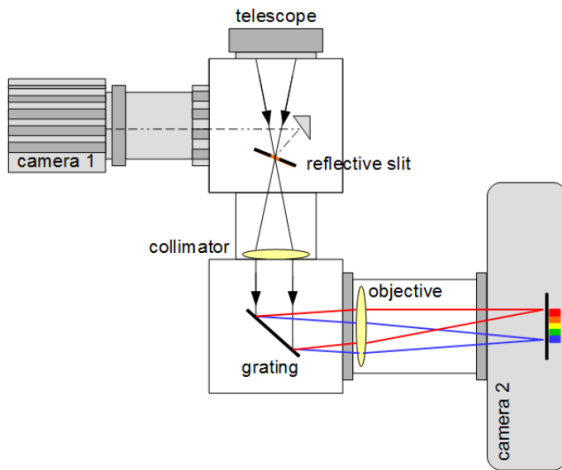


Abbildung 3 Schematische Zeichnung des DADOS-Spektrographen.[2]

Bild mit vollständig abgedunkelter CCD durchgeführt. Da dieses Rauschen im Mittel steigt, ist die Integrationszeit des dark frames gleich der Integrationszeit des light frames.

Der *Kalibrierungsframe* dient der Zuordnung der Wellenlänge zu den Pixeln. Mit einer Gasentladungslampe eines bekannten Gases wird ein Spektrum aufgenommen, um die Position der Emissionslinien (also den Wellenlängen) der Position der Pixel zuzuordnen.

3 Abhängigkeit der H- α Linie von der Spektralklasse

Sterne sind anhand ihrer Spektrallinien in verschiedene Klassen unterteilt, Abb. (4). Mit Hilfe der H- α Linie lassen sich Aussagen über die Menge an Wasserstoff in einem Stern tätigen und

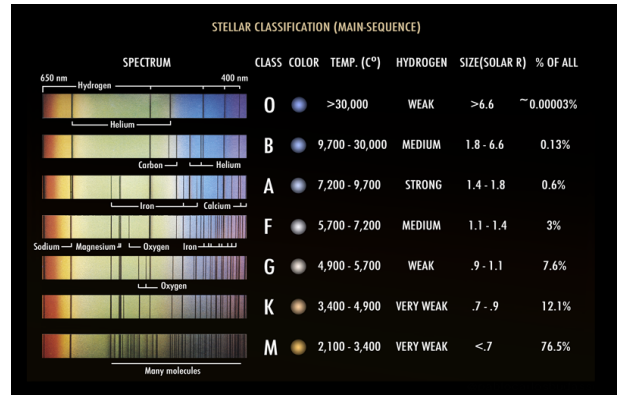


Abbildung 4 Spektralklassen der Sterne.[3]

damit auch über seine Eigenschaften und Entwicklung. In diesem Versuch wird die Besetzungszahl der Elektronen im $n = 2$ Niveau des Wasserstoffatoms berechnet und der Elektronendruck überprüft.

3.1 Theoretischer Hintergrund: Wasserstoff

Die H α oder die Balmer- α Linie von Wasserstoff beschreibt den Übergang eines Elektrons in Wasserstoff von $n = 3$ auf $n = 2$. Mit Hilfe der SAHA-Gleichung kann die Besetzungszahl der Elektronen im $n = 2$ Zustand geschrieben werden als

$$n_2 = \frac{8p_e \lambda_{th,e}^3 e^{\chi/4k_B T}}{4k_B T + p_e \lambda_{th,e}^3 Z_{int,0}} \quad (1)$$

$$Z_{int,0} \approx 2e^{\chi/2k_B T} + 8e^{\chi/4k_B T} + \dots \quad (2)$$

Dies ist genau der Anteil an Elektronen im Wasserstoff, der die H α Linie erzeugt. Für eine detailliertere Herleitung sei auf [2] und [4] verwiesen. Die Größe $p_e = 10 \text{ Pa}$ ist der Elektronendruck, deren Wert experimentell überprüft wird.

3.2 Theoretischer Hintergrund: Spektralklassen

Ein Stern durchläuft in seiner Lebenszeit auf der Hauptreihe verschiedene Fusionsprozesse. Dabei fusioniert dieser ausgehend von Wasserstoff zu immer schwereren Atomen, wodurch das Alter eines Sterns anhand seiner Zusammensetzung gedeutet werden kann. Aufschluss auf diese Zusammensetzung bietet eine spektralanalyse des Emissionsspektrums. Da verschieden schwere Atome Licht von unterschiedlichen Wellenlängen emittieren,

kann mit Hilfe eines Absorptionsspektrums (4) oder Emissionsspektrums auf die Zusammensetzung eines Sterns und damit auf das Alter oder die Temperatur geschlossen werden.

3.3 Durchführung & Auswertung: Sternspektren

Das aufgenommene Sternspektrum wird mit dem Programm nEDAR analysiert. Mit dem Kalibrierbild können Wellenlängen zu den Pixeln zugeordnet werden. Dabei wird von einem linearen Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Pixel ausgegangen, sodass die Zuordnung über einen linearen Fit geschehen kann.

Die $H\alpha$ Linienbreite kann mit Hilfe eines Fits an das, mit nEDAR extrahierte, Spektrum berechnet werden. Diese Linienbreite wird dann in Abhängigkeit der Temperatur aufgetragen und mit der Besetzungszahl $n_2(T)$ verglichen.

Die Auswertung der Daten hat gezeigt, dass die selbst aufgenommenen Spektren nicht verwertet werden können. Grund hierfür waren die Umstände während der Messung. Die Nacht war wegen des Vollmonds nicht vollständig dunkel, daher ist das Spektrum der Sonne in die Messung eingegangen. Gegen Mitternacht zogen Wolken in großen Teilen des Himmels auf, was die Messung erschwert hat. Zudem gab es viel Lichtverschmutzung bei Sternen, die vor Allem in der Nähe des Horizonts lagen. Daher wurde sich auf die Messung von Sternen in der Nähe des Zenits in möglichst großer Entfernung von Mond und Wolken konzentriert.

3.3.1 Beobachtet: HD32630(B3), HD56537(A3), HD77327(A1)

Die beobachteten Sterne waren HD32630(B3), HD56537(A3) und HD77327(A1). Die Maßnahmen für eine gute Qualität der Messung, wie in (3.3) beschrieben, wurden für diese Sterne befolgt. Allerdings ohne Erfolg, da sich auf den ausgewerteten Spektren keine Emissionslinien erkennen lassen. Dafür betrachtet man die Analyse des selbst aufgenommenen Spektrums aus Abb. (27).

Die Deutung dieses Spektrums beläuft sich darauf, dass eine breit gefächerte Menge an verschiedenen Lichtquellen (Wellenlängen) mit in das Spektrum eingeflossen sind. Darunter ist wahrscheinlich das Spektrum der Sonne aufgrund des

Vollmonds und durch die Streuung in den Wolken, aber auch das Licht der Städte am Horizont, welches sich über den Himmel verteilt. Hier lassen sich allerdings keine quantitativen Aussagen über die eingestreuten Wellenlängen treffen, da dieses Spektrum nicht eine definierte Emissionslinie aufweist. Die Auswertung dieser Aufnahmen konnte dementsprechend nicht durchgeführt werden, da selbst eine Anpassung nicht möglich ist.

3.3.2 Bereitgestellt: HD109358(G0), HD134083(F5), HD21428(B3), HD29488(A5), HD60179(A1)

Da die aufgenommenen Sternspektren allein nicht für die Auswertung reichen, werden Daten von weiteren Sternen bereitgestellt. Diese sind HD109358(G0), HD134083(F5), HD21428(B3), HD29488(A5) und HD60179(A1). Die Analyse des Spektrums wurde mit nEDAR durchgeführt, kalibriert und dann mit einer GAUSS-Kurve die $H\alpha$ Linie angepasst. Für einen Stern sind diese Plots in Abb. (6) (nEDAR), (7) (Anpassung $H\alpha$) und (8) (Kalibrierung) zu sehen. Für die anderen vier Sterne ist dies analog; Abb. (9), (10), (11) und (12), (13), (14) und (15), (16), (17) und (18), (19), (20).

Aus einer Gaußskurve der Form

$$G_f(x) = c + a_0 \cdot \exp\left(-\frac{(x - a_1)^2}{2a_2^2}\right) \quad (3)$$

ergibt sich durch Integration die Fläche

$$A = \sqrt{2\pi} \cdot a_0 a_2 \quad (4)$$

und somit über die Maximalintensität $I_0 := c$ die Äquivalenzbreite

$$B_{\text{äq.}} = \sqrt{2\pi} \frac{a_0 a_2}{c}. \quad (5)$$

Hieraus ergeben sich

Stern	Äquivalenzbreite $H\alpha$
HD109358	$2.066(137) \times 10^{-10} \text{ m}$
HD134083	$3.268(275) \times 10^{-10} \text{ m}$
HD21428	$4.300(278) \times 10^{-10} \text{ m}$
HD29488	$7.446(316) \times 10^{-10} \text{ m}$
HD60179	$9.154(563) \times 10^{-10} \text{ m}$

Diese sind gegen die Temperatur des jeweiligen Sterns in Abb. (21) aufgetragen. Die Temperatur ergibt sich aus der Spektralklasse. Man siehe dafür [2] oder Abb. (4). In diese Abbildung ist weiter die Besetzungszahl n_2 des Wasserstoffs eingezeichnet, die sich wie Gleichung (1) verhält.

Zu erkennen ist, dass für tiefe Temperaturen bist zum Peak der Kurve bei 1×10^4 K die Theorie sehr gut mit den Messungen übereinstimmt. Die Datenpunkte liegen in diesem Intervall mit ihren Fehlergrenzen auf der Kurve.

Für Temperaturen größer als 1×10^4 K gibt es zwar nur einen Datenpunkt, dieser liegt aber erheblich weit weg von der Kurve. Für größere Temperaturen ist die Theorie nach dieser Messung als nicht mit der Realität vereinbar; dafür müsste die Kurve weniger stark abfallen und einen längeren Auslauf haben.

4 Sternwinde

Sternwinde sind Massenabstoßungen in der Form von Gas aus der äußersten Hülle eines Sterns. Da diese von unterschiedlicher Masse und Geschwindigkeit sein können, beeinflussen sie die Entwicklung eines Sterns signifikant. Diese können unter anderem dazu beitragen, dass ein O-Stern in einen WR-Stern übergeht. Das Zwischenstadium bilden die LBV-Sterne, deren Sternwindgeschwindigkeiten in diesem Versuch bestimmt werden.

4.1 Theoretischer Hintergrund: Sternwinde

Überwiegt der Strahlungsdruck dem Gravitationsdruck in der oberen Atmosphäre von Sternen, so stößt dieser seine äußere Hülle ab. Dabei sind zwei verschiedene Sternwinde zu unterscheiden.

Sterne, wie Rote Riesen oder Überriesen die nicht mehr auf der Hauptreihe sind, stoßen oft viel Masse ($\dot{M} > 10^{-3} M_{\odot}/y$) mit langsamer Geschwindigkeit ($v = 10$ km/s) aus. Diese Winde sind von Strahlungsdruck angetrieben.

Sterne, wie O und B Sterne, stoßen nur wenig Masse ($\dot{M} < 10^{-6} M_{\odot}/y$) mit großer Geschwindigkeit ($v > 1$ km/s – 2000 km/s) ab. Diese großen Geschwindigkeiten kommen von Resonanzen der Strahlung des Sterns mit dem Material des Sternwindes.

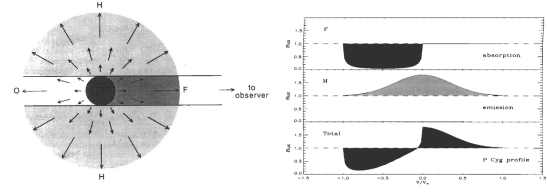


Abbildung 5 Das P Cygni Profil eines Sterns. Abzisse: $v/v_{\infty} \cdot [2]$

4.2 Theoretischer Hintergrund: P Cygni Profil

Betrachtet man bestimmte Emissionslinien eines Sterns, so lässt sich bei einem Stern mit vorhandenem Sternwind ein P Cygni Profil, Abb. (5), erkennen.

Innerhalb des Windes emittiert der Stern Licht. Dieses Licht wird von dem Sternwind, welcher genau in der Linie zwischen Beobachter und Stern liegt, absorbiert. Dadurch lässt sich hier eine Verringerung des Flusses feststellen. Dies erkennt man in Abb. (5) in F. Da sich der Sternwind jenseits des Sterns ausbreitet, wird dort ein größerer Fluss festgestellt, der durch die Emission des Windes selbst hervorgerufen wird. Dies erkennt man in H. Hinter dem Stern (relativ zum Beobachter) wird keine Strahlung gemessen, da diese nicht durch den Kern des Sterns zur Seite des Beobachters dringt. Fügt man F und H zusammen, so ergibt sich eine charakteristische Kurve, die bei Sternen mit Sternwinden auftritt.

Die Absorption ist keine Absorptionslinie, sondern ein Absorptionstrog, da der Sternwind verschiedene Geschwindigkeiten aufweist. Dabei hat er eine Geschwindigkeit von $-v_{\infty}$ am äußersten Rand¹ und eine Geschwindigkeit von $v \approx 0$ unmittelbar vor dem Stern. Dadurch ist dieser DOPPLER-verschoben und es bildet sich eine breite Absorptionslinie.

Das Emissionsspektrum ist GAUSS-förmig von $-v_{\infty}$ bis v_{∞} da es über den ganzen Umfang des Windes verteilt ist. Der Emissionspeak ist kreisförmig um den Stern verteilt und besitzt dort – bei $v \approx 0$ – ein Maximum.

Die Endwindgeschwindigkeit des Windes kann daher mit dem DOPPLER-Effekt bestimmt werden, indem die Wellenlängendifferenz der blauen

¹Die Bewegung ist relativ zum Beobachter, daher ist die Geschwindigkeit negativ. Die Richtung vom Beobachter weg ist Positiv.

Kante des Absorptionstogs bei $\nu = -\nu_\infty$ und dem Emissionspeak bei $\nu \approx 0$ verglichen wird. Dabei ist

$$\lambda_b = \lambda_e \sqrt{\frac{c - \nu_\infty}{c + \nu_\infty}}, \quad (6)$$

wobei λ_b die Wellenlänge an der blauen Kante des Absorptionstogs und λ_e der Peak des Emissionsspektrums ist.

4.3 Durchführung & Auswertung: P Cygni Profil Endsternwindgeschwindigkeit

Analog zur H α Linie wird das Spektrum von P Cygni aufgenommen, mit nEDAR analysiert und ein linearer Fit zur Wellenlängenkalibrierung durchgeführt. Da es wie auch in (3.3.1) nicht möglich war ein gelungenes Spektrum aufzunehmen, wird hier auf die bereitgestellten Daten zugegriffen. Hierfür vergleicht man die Analyse des selbst aufgenommenen Spektrums in Abb. (28) und die des bereitgestellten Spektrums in Abb. (29).

Um die Endwindgeschwindigkeit ν_∞ zu bestimmen kann wie in 4.2 vorgegangen werden. Es ist

$$\nu_\infty = \frac{c(\lambda_e^2 - \lambda_b^2)}{\lambda_e^2 + \lambda_b^2}. \quad (7)$$

Die Wellenlängen λ_e und λ_b werden an dem Plot des P Cygni Profils abgelesen. Dies wird für die Linien H α , NII 6482.0 Å und HeII 6678.2 Å durchgeführt. Diese sind als gesamtes Spektrum in Abb. (22) und einzeln in (23), (24), (25) und (26) zu sehen. Die blaue Kante ist als blaue vertikale Linie eingezeichnet. Es ergeben sich die Werte aus Tab. (1). Das Mittel liegt bei

$$\overline{\nu_\infty} \approx 1.78(336600) \times 10^5 \text{ m/s}. \quad (8)$$

Die Größenordnung ($\approx 178 \text{ km/s}$) liegt im erwarteten Bereich von bis zu 2000 km/s . Der relativ große Fehler auf die Endwindgeschwindigkeit der HeII Linie (und damit auch auf den Mittelwert) kommt von den wenigen Datenpunkten, an die eine GAUSS-Kurve angepasst werden kann.

4.4 Durchführung & Auswertung: P Cygni Profil Radialgeschwindigkeit

Die Radialgeschwindigkeit des Sterns zum Beobachter kann mit der Rotverschiebung der H α

Linie, also dem Emissionspeak des Sternwindes der H α Linie, berechnet werden. Diese ergibt sich dann zu

$$\nu_R = -87\,325(2289) \text{ m/s}. \quad (9)$$

Der Literaturwert liegt bei[5]

$$\nu_\infty^{\text{lit}} = -8.9 \text{ km/s}. \quad (10)$$

Die Abweichung beträgt ca. 38.1σ bei einem relativen Fehler von 38.1% . Dies ist nicht mit dem Literaturwert vereinbar. Eine signifikante Abweichung kann durch die Schwierigkeit des Ablesens des Emissionspeaks im P Cygni Spektrum begründet werden. Da nicht viele Datenpunkte zur Verfügung standen, ist hier ein exaktes Ablesen nicht möglich.

5 Fazit

Literatur

- [1] Cassegrain reflector. https://en.wikipedia.org/wiki/Cassegrain_reflector. Letzter Zugriff: 2025-01-14
- [2] Praktikumsleitung: P464 spektroskopie von stern. Universität Bonn (2016)
- [3] Spektralklasse. <https://de.wikipedia.org/wiki/Spektralklasse>. Letzter Zugriff: 2025-01-14
- [4] Ionization, Saha Equation. <https://www.astro.princeton.edu/~gk/A403/ioniz.pdf>. Letzter Zugriff: 2025-01-16
- [5] Radialgeschwindigkeit P Cygni. <https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-5?-out.add=&-source=III/252/table8&HIP=100044>. Letzter Zugriff: 2025-01-19

6 Appendix

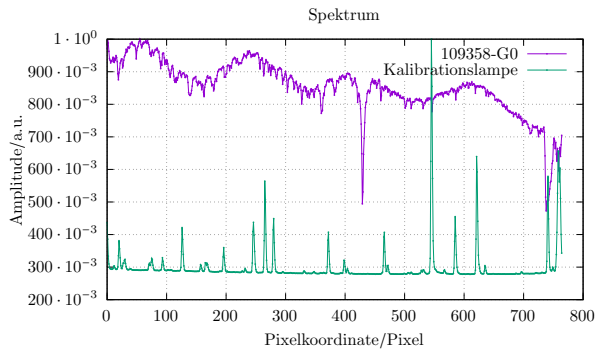


Abbildung 6

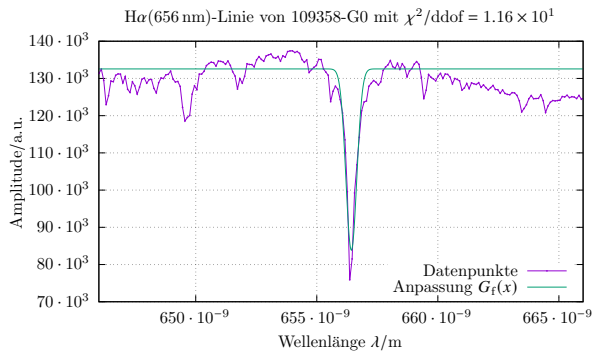


Abbildung 7

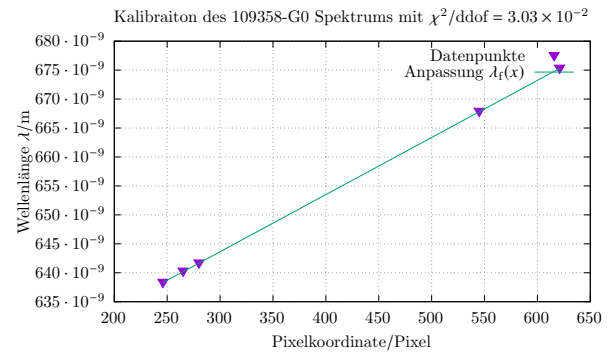


Abbildung 8

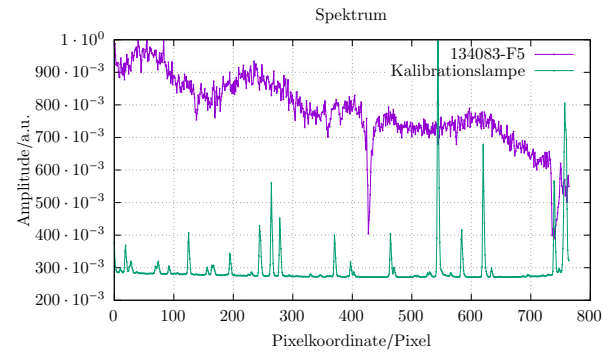


Abbildung 9

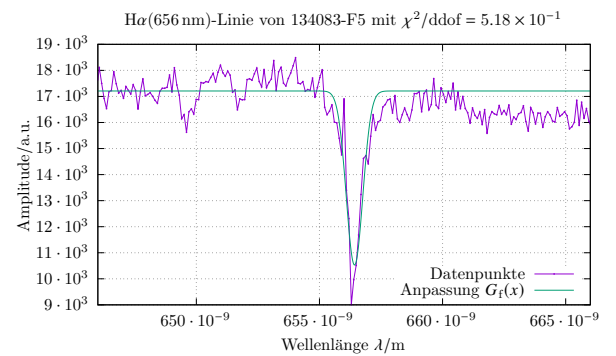


Abbildung 10

	H α	HeII	NII
λ_b	$6.5580(3) \times 10^{-7} \text{ m}$	$6.4793(2) \times 10^{-7} \text{ m}$	$6.67404(40) \times 10^{-7} \text{ m}$
λ_e	$6.56272(5) \times 10^{-7} \text{ m}$	$6.482(21821) \times 10^{-7} \text{ m}$	$6.67807(9) \times 10^{-7} \text{ m}$
v_∞	$2.1801(1391) \times 10^5 \text{ m/s}$	$1.36(1009800) \times 10^5 \text{ m/s}$	$1.808(201) \times 10^5 \text{ m/s}$

Tabelle 1 Die Endwindgeschwindigkeiten der verschiedenen Emissionslinien.

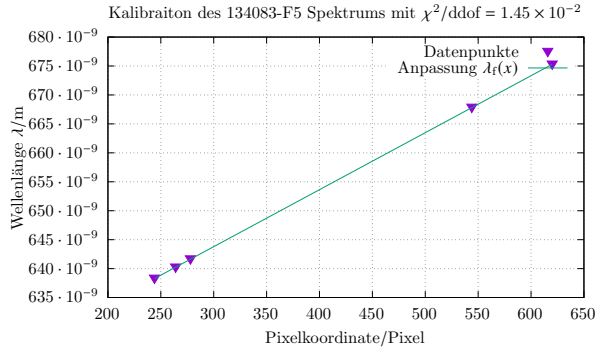


Abbildung 11

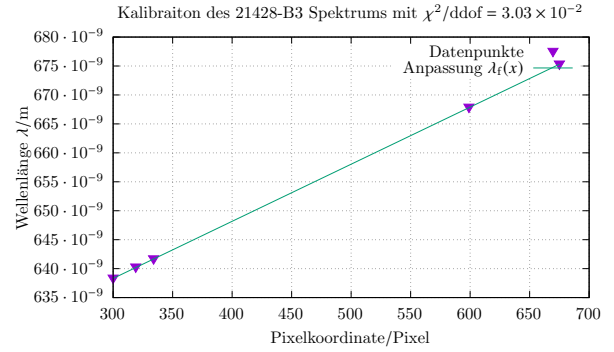


Abbildung 14

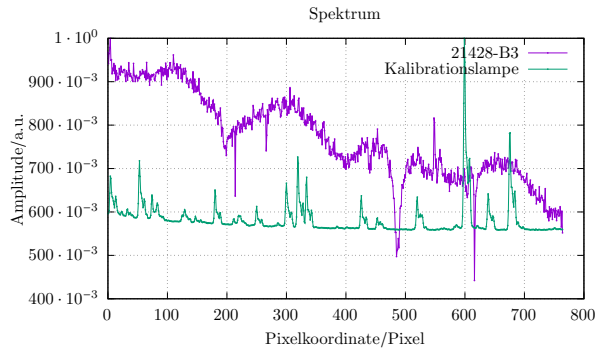


Abbildung 12

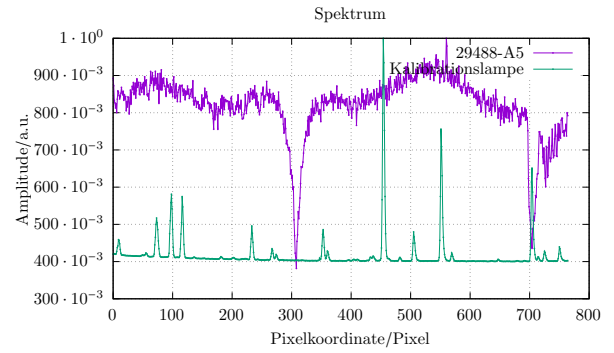


Abbildung 15

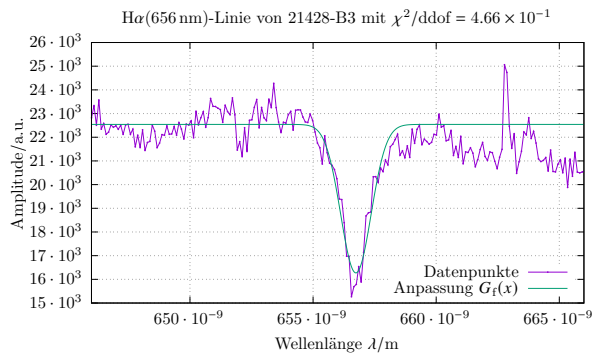


Abbildung 13

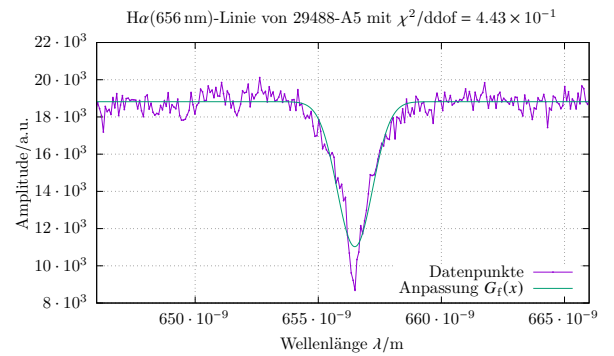


Abbildung 16

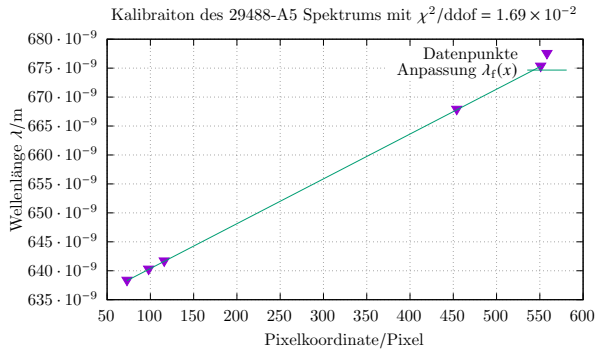


Abbildung 17

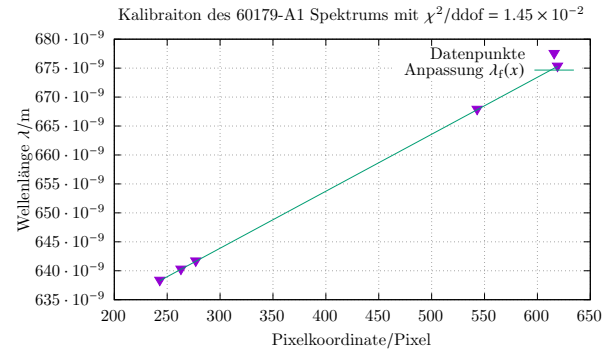


Abbildung 20

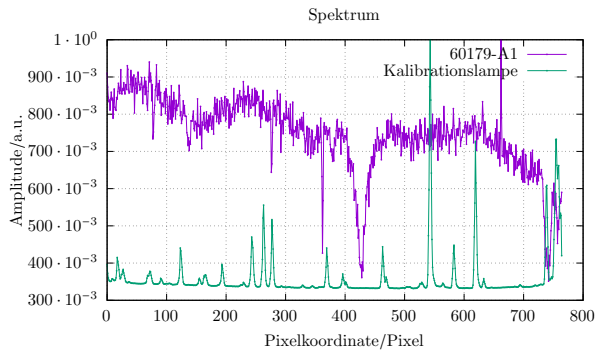


Abbildung 18

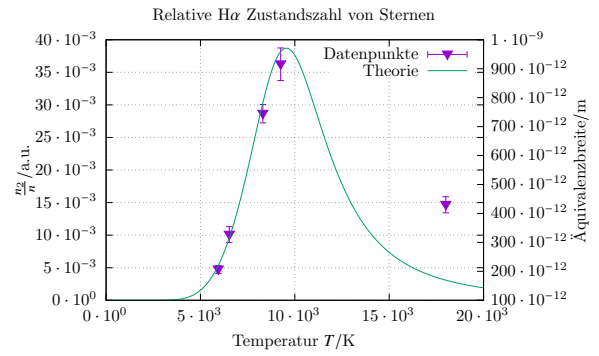


Abbildung 21 Äquivalenzbreiten

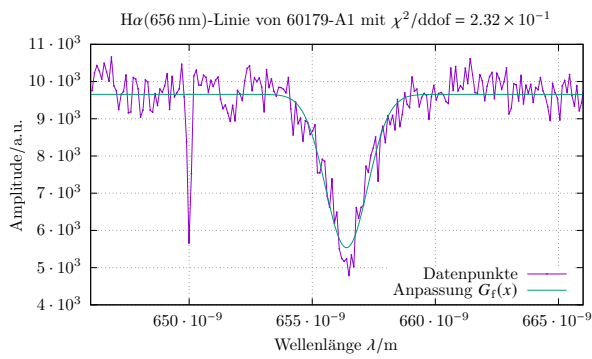


Abbildung 19

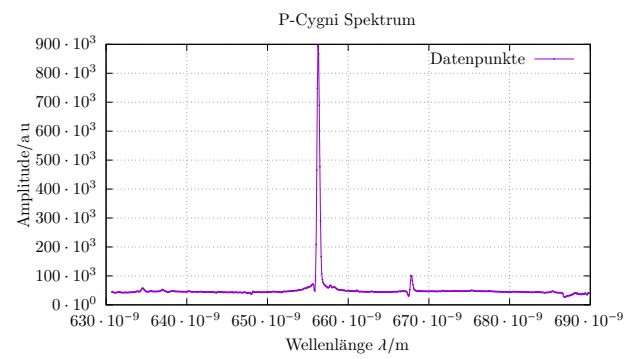


Abbildung 22

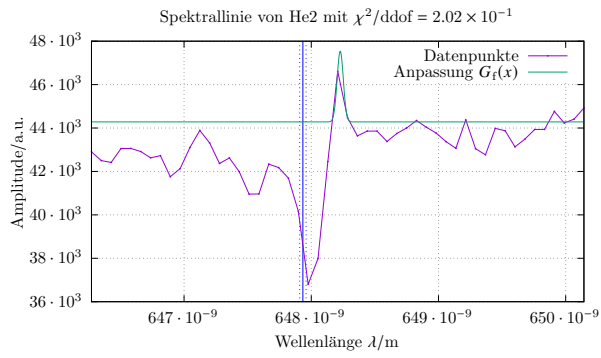


Abbildung 23

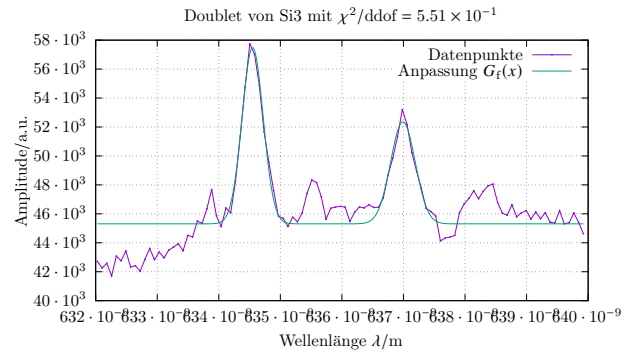


Abbildung 26

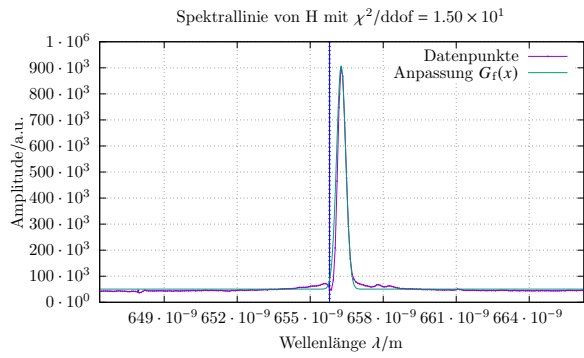


Abbildung 24

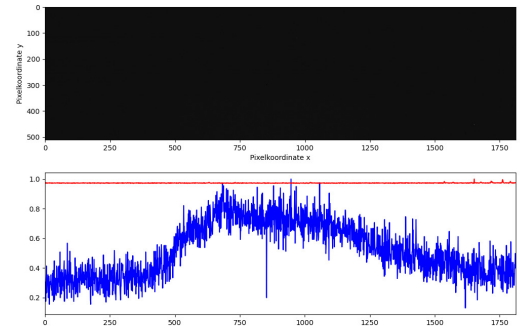


Abbildung 27 Analyse des selbst aufgenommenen Spektrums von HD32630 mit nEDAR.

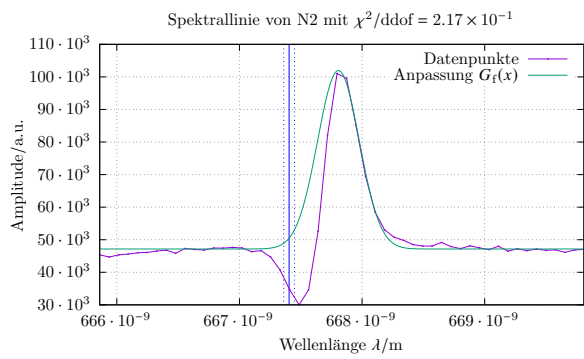


Abbildung 25

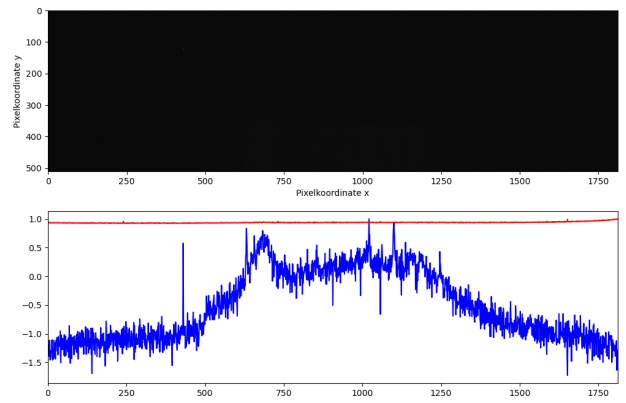


Abbildung 28 Analyse des selbst aufgenommenen Spektrums von P Cygni mit nEDAR.

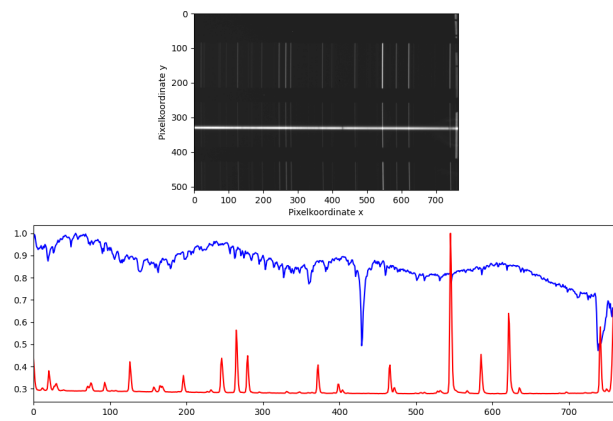


Abbildung 29 Analyse der gestellten Daten von P Cygni mit nEDAR.