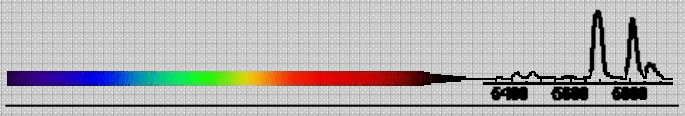
SONNEBERG 2006



Tagungsbericht der VdS-Fachgruppe

SPEKTROSKOPIE

Editor: Thomas Eversberg

SPEKTROSKOPIE ist eine Fachgruppe der "Vereinigung der Sternfreunde (VdS)". Die Fachgruppe ist eine für jede/jeden offene deutschsprachige Gemeinschaft von rund 50 interessierten Amateur- und Profiastronomen auf dem Gebiet der spektroskopischen Stellar- und Sonnenastronomie, des entsprechenden Instrumentenbaus sowie der physikalischen Datenanalyse. Die Gruppe wird von ihrem Gründer und Sprecher Ernst Pollmann organisiert.

Kontakt:
Ernst Pollmann, Emil Nolde Straße 12, 51375 Leverkusen
Tel.: 0214-91829
Fax: 0403603-038949
Email: ErnstPollmann@aol.com
http://hometown.aol.de/pollmann/homepage

Webseite der Fachgruppe: **http://spektroskopie.fg-vds.de**

Inhalt

Vorwort Seite 7

Beobachtungen an spektroskopischen Doppelsternen Seite 10
Bernd Hanisch – Lebus

Ein Spaltspektrograph maximaler Effizienz Seite 15
Thomas Eversberg & Klaus Vollmann – STScI Schnörringen

Spektroskopische Untersuchungen auf der Sonne mit einem Lichtwellenleiter-Spektrografen Seite 21
Dieter Goretzki – Langenselbold

What we learn studying binary Be stars Seite 32
Anatoli Miroshnichenko – University of Greensboro

10.000 Spektren in einem Schuss; Spektroskopie heute und morgen Seite 37
Reinhard Hanuschik – ESO Garching

Spektroskopische Zeitserien von P Cygni und anderen heißen Überriesen Seite 42
Otmar Stahl – Landesternwarte Heidelberg

59 Cygni – Ein zweiter Be-Doppelstern mit heißem, kompaktem Begleiter Seite 48
Monika Maintz – Landesternwarte Heidelberg

Absorptionslinien in Sternspektren Seite 54
Thomas Hunger – Warstein

Jugend-forscht-Projekt „Solarspektroskopie“ Seite 65
Sara Butte, Martin Gotthardt, Deborah Weißer & Lara Wimmer – Kassel

Selbstbau eines klassischen Gitterspektrographen und erste Beobachtungsergebnisse Seite 73
Lothar Schanne – Völklingen

Nachwort von Ernst Pollmann Seite 79

Teilnehmerliste Seite 80

Vorwort

Wer 1992, als die VdS-Fachgruppe „Spektroskopie“ von Ernst Pollmann aus Leverkusen gegründet wurde, eine Prognose über die Entwicklung dieser Initiative abgegeben hätte, wäre wohl kaum auf den Gedanken gekommen, dass sich im Laufe weniger Jahre eine auf hohem Arbeitsniveau international aktive Gruppe von rund 50 Personen entwickeln würde. Nach einigen Projekten, Tagungen und Workshops über mehrere Jahre fand am 13.-14. Mai 2006 an der Sternwarte Sonneberg in Thüringen die Fachgruppentagung 2006 statt. Auf diesen alle zwei Jahre an verschiedenen Orten stattfindenden Treffen werden Erfahrungen präsentiert und ausgetauscht. Durch eine Reihe von Vorträgen aus verschiedenen spektroskopischen Bereichen wurde das mittlerweile hohe Arbeitsniveau aller Beteiligten belegt. Dazu gehören der Instrumentenbau, praktische und theoretische Aspekte der Sonnen- und Stellarspektroskopie sowie Beobachtungsschwerpunkte.

Die Spektroskopie hat für die Amateurastronomen eine Sonderstellung. Mit Ausnahme weniger Entwicklungen stehen dem Amateur heute prinzipiell zwar die gleichen Technologien zur Verfügung wie dem Profiastronomen, allerdings ist aufgrund begrenzter finanzieller Mittel eine Annäherung an wissenschaftliche Ziele oder gar eine Zusammenarbeit mit den Profis in den meisten Bereichen kaum denkbar. In der Spektroskopie ist das anders! Die mögliche Zusammenarbeit zwischen Amateuren und Profis wird durch die vorliegenden Arbeiten verdeutlicht.

Dieser Band ist eine Zusammenfassung aller zehn Vorträge auf der Tagung in Sonneberg 2006. Das Arbeitsspektrum erstreckt sich vom Jugend-forscht-Projekt bis zu Ergebnissen aus der Spitzenforschung und dokumentiert die aktuellen Fortschritte der amateurastronomischen Spektroskopie.

Ehm… bevor ich die Tagung eröffne… der Kuchen ist alle!

…er sagte „Der Kuchen ist alle“!

Wie bitte?

Moment mal, es waren doch
noch drei Stücke da…!

Egal, ich fang jetzt mal an.

Die Beobachtung des spektroskopischen Doppelsterns βAurigae

Bernd Hanisch

Am Bahnhof 8A, 15326 Lebus

Zusammenfassung

Nachfolgend wird über den Versuch berichtet, einen spektroskopischen Doppelstern mit einem einfachen Amateur-Objektivprismenspektrografen zu beobachten.

1. Theoretische Überlegungen zu spektroskopischen Doppelsternen

Spektroskopische Doppelsterne sind Sternsysteme mit zwei oder mehreren Komponenten, die sich nach den Keplerschen Gesetzen um einen gemeinsamen Schwerpunkt bewegen und die so eng beieinander stehen, dass sie optisch nicht mehr getrennt werden können [1]. Die Bewegung der Komponenten wird aber in ihren Spektren durch periodische Linienverschiebungen bzw. Linienaufspaltungen sichtbar, wodurch diese Sterne letztlich als Mehrkomponentensysteme identifiziert werden können. Ob lediglich die periodische Verschiebung einer Linie oder die Aufspaltung zu einem Linienpaar beobachtet werden kann, hängt praktisch vom Helligkeitsunterschied der Komponenten des Systems ab. Beträgt dieser nicht mehr als 1 bis 2 Magnituden, können unter Amateurbedingungen bei helleren Sternen in der Regel beide Komponenten beobachtet werden. Das Prinzip der Verschiebung bzw. Aufspaltung der Linien infolge der Bewegung des Systems bzw. der Komponenten zeigt Abb. 1.

Zunächst wird eine Spektrallinie mit der Laborwellenlänge λ_0 durch die Bewegung des gesamten Systems relativ zum Beobachter mit der Geschwindigkeit v_s (im dargestellten Fall auf den Beobachter zu) zu kürzeren Wellenlängen verschoben. Diese Linienverschiebung wird durch die periodisch veränderliche Bewegung der hier farblich unterschiedlich dargestellten Einzelkomponenten relativ zum Beobachter überlagert. So werden in den Stellungen A und C, in denen sich jeweils eine Komponente auf den Beobachter zu bzw. von ihm weg bewegt, die Linien dieser Komponenten zu kürzeren bzw. längeren Wellenlängen verschoben. Bei etwa gleichen Helligkeiten wird eine Linienaufspaltung mit der Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ sichtbar.

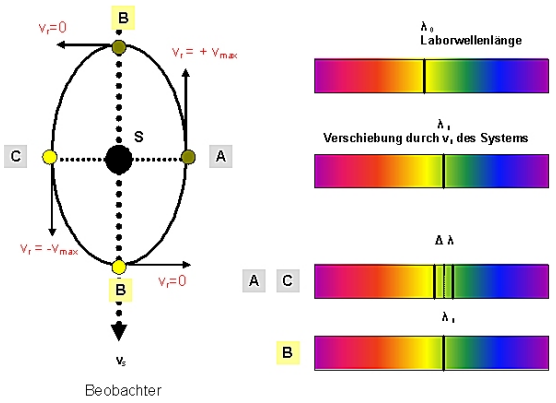


Abbildung 1: Bahnbewegung eines spektroskopischen Doppelsterns und Spektrum (in Anlehnung an [7])

In der Stellung B sind die radialen Geschwindigkeitsanteile v_r der Komponenten jeweils Null und es kommt zu keiner Linienaufspaltung. Gegenüber der Laborwellenlänge der Spektrallinie bleibt lediglich die durch die Relativbewegung des Gesamtsystems zum Beobachter verursachte Linienverschiebung λ_0 zu λ_s bestehen. Aus dem Betrag der Wellenlängendifferenz bei der maximalen Linienaufspaltung $\Delta\lambda_{max}$ kann nach Gleichung (1) der maximale radiale Geschwindigkeitsanteil $v_{r\ max}$ der Einzelkomponenten bzw. die Radialgeschwindigkeitsdifferenz beider Komponenten errechnet werden.

$$V_{r,\max} = \tfrac{1}{2}\left(\Delta\lambda_{\max} \cdot \tfrac{c}{\lambda}\right) \qquad \text{bzw.}$$

$$\Delta V_{r,\max} = 2 \cdot V_{r,\max} = \left(\Delta\lambda_{\max} \cdot \tfrac{c}{\lambda}\right) \qquad \text{(Gl. 1)}$$

Ziel der praktischen Beobachtung ist die Ermittlung von $\Delta\lambda$ bzw. v_r zu möglichst vielen Zeitpunkten, um letztlich die Radialgeschwindigkeit v_r über die Zeit t aufzutragen und somit eine Radialgeschwindigkeits-Zeit-Kurve zu erhalten. Aus der so erhaltenen Radialgeschwindigkeits-Zeit-Kurve lassen sich

für ein Zwei-Komponenten-System dann (im Idealfall, Inklination i = 90°) Aussagen zur mittleren Bahngeschwindigkeit v_r der Einzelkomponenten in der Sichtebene des Beobachters (Gleichung (1), zur Umlaufperiode T der Komponenten um den gemeinsamen Schwerpunkt, zum Bahnradius r (nach Gleichung (2), zum Massenverhältnis m_A:m_B der Komponenten (nach Gleichung (3) sowie zur Gesamtmasse des Systems m_A+m_B (nach Gleichung (4) treffen.

$$r_A = \frac{1}{2\pi} \cdot V_{rA} \cdot T \qquad \text{,wenn i = 90 ° und Kreisbahn}$$

$$r_A = \frac{1}{2\pi \cdot \sin x} \cdot V_{rA} \cdot T \quad \text{,wenn i = x ° und Kreisbahn} \qquad \text{(Gl. 2)}$$

$$\frac{m_A}{m_B} = \frac{r_B}{r_A} \qquad \text{(Gl. 3)}$$

und

$$m_A + m_B = \frac{4\pi^2 \cdot (r_A + r_B)^3}{G \cdot T^2} \qquad \text{(Gl. 4)}$$

mit

V_r : Radialgeschwindigkeit in km/s
i : Inklinationswinkel zwischen Bahn- und Tangentialebene in °
m_A und m_B : Massen der Komponenten A und B in Sonnenmassen
r_A und r_B : Sternradien der Komponenten A und B in Sonnenradien
T : Umlaufperiode in Tage

Aber auch hinsichtlich der Bahnexzentrizität *e* und des Periastronwinkels ω, der u.a. die Lage der Bahn im Raum beschreibt, kann die Radialgeschwindigkeits-Zeit-Kurve wertvolle Aufschlüsse geben. In Abb. 2 ist beispielhaft die Abhängigkeit des Aussehens der Radialgeschwindigkeits-Zeit-Kurve allein von diesen beiden Parametern dargestellt. Es wird dabei deutlich, dass Radialgeschwindigkeits-Zeit-Kurven nicht unbedingt symmetrisch sein müssen und dass sich die Bewegung einer Komponente nahe des gemeinsamen Schwerpunktes (bei großer Bahnexzentrizität) zeitgleich mit der maximalen Bewegung vom Beobachter weg (oder zum Beobachter hin) zu maximalen Radialgeschwindigkeitsbeträgen addieren können (siehe Abb. 2, rechts oben). In der Realität wird das Erscheinungsbild dieser Kurve aber noch von weiteren Parametern beeinflusst. Eine Vorstellung, in welcher Weise die Radialgeschwindigkeits-Zeit-Kurve in einem Zwei-Komponenten-System von den beiden Sternmassen, dem Abstand der Sterne voneinander, der Bahnexzentrizität, dem Inklinationswinkel und dem Knotenwinkel abhängt, vermittelt in sehr anschaulicher Weise das Modellierungsprogramm ORBITING BINARY STARS von Terry Herter [5].

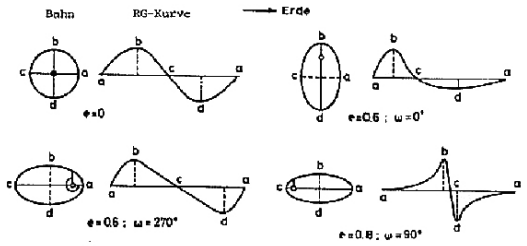


Abb. 2: Einfluss von Exzentrizität e und Periastronwinkel ω auf die Radialgeschwindigkeits-Zeit-Kurve (aus H.H. Voigt: Abriss der Astronomie [4])

2. Spektroskopische Beobachtungen an βAurigae

Das Doppelsternsystem βAurigae ist in vielfacher Weise besonders gut für den Anfänger der spektroskopischen Doppelsternbeobachtung geeignet. βAurigae ist ein Zwei-Komponenten-System vom Spektraltyp A2 mit zwei annähernd gleich großen (r_A = 2,77 Sonnenradien, r_B = 2,63 Sonnenradien), etwa gleich schweren (m_A = 2,38 m Sonnenmassen, m_B = 2,31 Sonnenmassen) und (wegen des geringen Abstandes voneinander) nahezu gleich hellen Einzelkomponenten [2]. Letzteres lässt erwarten, dass im Spektrum auch die Linien beider Komponenten gleichberechtigt sichtbar werden. Das gesamte System, das sich mit - 18 km/s [8] auf uns zu bewegt, ist von der Erde etwa 24,8 pc [2] entfernt. Es besitzt eine scheinbare Helligkeit von 1,9mag und ist damit auch für Besitzer kleinerer Fernrohre leicht zu spektroskopieren. Beide Einzelkomponenten umkreisen einen gemeinsamen Schwerpunkt auf einer kreisrunden Bahn (*e* = 0, [3]) mit einer Periode von 3,96004732 d [6]. Wegen des Inklinationswinkels der Bahnebene zur Tagentialebene von 76,71 ° [2] entspricht der radiale (aus dem Spektrum ableitbare) Anteil der Bahngeschwindigkeit annähernd der tatsächlichen Bahngeschwindigkeit. Die beschriebene Konstellation des Systems lässt für jede Komponente eine um 180 ° verschobene, symmetrische Radialgeschwindigkeits-Zeit-Kurve der in Abb.2 oben links dargestellten Form erwarten. Die in der Literatur angegebene maximale Linienaufspaltung ΔV_r , die jeweils in den Phasen 0,25 und 0,75 er-

reicht wird, beträgt 217,92 km/s [3] bzw. 219 km/s [2].

In Abb. 3 sind einzelne spektroskopische Beobachtungen des Systems βAurigae im Bereich der K-Linie des einfach ionisierten Kalziums bei 3934 Å bei verschiedenen Phasen (P) dargestellt. Die Spektren wurden jeweils im Frühjahr 2005 und 2006 mit einem Objektivprismenspektrografen (Zeiss Meniscas® 180/1800 mit einem vorgesetzten 45°-BK2-Prisma von 120 mm Kantenlänge auf Ilford Delta 400 plus ® und KODAK T MAX 400® aufgenommen. Die Dispersion betrug bei der K-Linie 42 Å/mm. In Abhängigkeit von der Phase werden die Aufspaltung der Linie um die Phase 0,75 bzw. die fehlende Aufspaltung (scharfe Linie) um die Phasen 0 und 0,5 sichtbar. Verglichen mit den benachbarten starken Balmerlinien Hε und Hζ eignet sich die wesentlich schärfere K-Linie, die bei einem A2-Stern dennoch die Bahnbewegungen der Komponenten widerspiegelt, für derartige Beobachtungen besser.

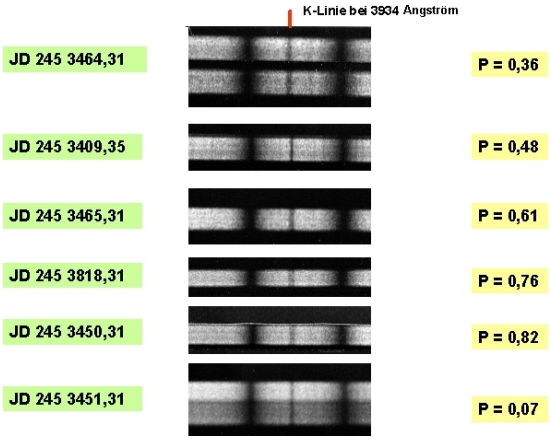


Abb.3: Aufspaltung der K-Linie bei βAurigae als Nachweis der Doppelsternnatur des Systems. Die für den jeweiligen Aufnahmezeitpunkt gültigen Phasen wurden anhand der Daten für das Minimum HJD = 2431076,7269 und der Periodendauer von 3,96004732 d [6] berechnet.

Weiterhin wurde das Spektrum mit der größten sichtbaren Linienaufspaltung (JD 2453818,31; P=0,76) im Bereich der K-Linie gescannt und wellenlängennormiert (siehe Abb. 4), um aus der Wellenlängendifferenz der Absorptionsmaxima der aufgespaltenen K-Linie die Radialgeschwindigkeitsdifferenz der Komponenten zu berechnen und mit den Literaturwerten (217,92 km/s [3] bzw. 219 km/s [2]) zu vergleichen. Die so erhaltene Wellenlängendifferenz der aufgespaltenen K-Linie beträgt 2,8 Å. Dies entspricht nach Gleichung (1) einer Radialgeschwindigkeitsdifferenz von 213 km/s, die im dargestellten Fall recht gut mit den Literaturwerten übereinstimmt. Insgesamt gesehen muss aber für die Radialgeschwindigkeitsbestimmung unter den beschriebenen Bedingungen (unvollständige Linientrennung bei relativ geringer Dispersion, spaltlose Aufnahmetechnik) von einem (abgeschätzten) Fehler von etwa 20 % ausgegangen werden.

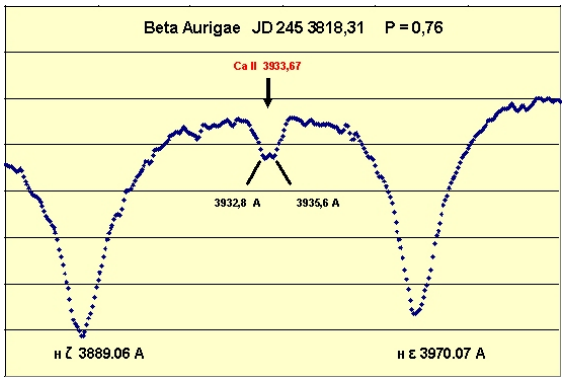


Abb. 4: Spektrum von βAurigae im Bereich der K-Linie zum Zeitpunkt der maximalen Linienaufspaltung

Die dargestellten Beobachtungen zeigen, dass die Beobachtung spektroskopischer Doppelsterne durchaus auch ein Arbeitsgebiet des Amateurs mit einfacher Ausrüstung sein kann. Eine Auflistung von 53 spektroskopischen Doppelsternen heller als 4mag und nördlich von - 40 ° Deklination ist in [3] dargestellt. Allerdings sollte die Auswahl geeigneter Beobachtungsobjekte zu Übungszwecken nach sorgfältiger Planung und unter Berücksichtigung folgender Fragen erfolgen:

- Wie groß ist der Helligkeitsunterschied der Komponenten?
- Wie groß ist die maximal zu erwartende Aufspaltung Δλ? Reicht die Dispersion des Spektrografen?
- Wie groß sind Periode und Bahnexzentrizität, d.h., wie viele Spektren sind zu welcher Zeit erforderlich?
- Wie genau kann die Wellenlängenkalibration erfolgen?

Literatur

[1] Weigert/Zimmermann, Brockhaus ABC Astronomie, 5. Aufl., Brockhaus Verlag Leipzig, 1977, S. 285 f.

[2] Nordström B., Johansen K.T.; Radii and masses for β Aurigae, Astron. Astrophys., 291, 777 (1994)

[3]Ahnert P., Kleine praktische Astronomie, Johann Ambrosius Barth Leipzig, S. 103

[4] Voigt, H.H., Abriss der Astronomie, 1980

[5] http://instruct1.cit.cornell.edu/courses/astro101/java/binary/binary.htm

[6] Johansen K.T., Sörensen H.; Times of minimum for AR Aur and β Aur and a new period determination for βAurigae; Commissions 27 and 42 of the IAU Information Bulletin on variable stars, Number 4533 (1997)

[7] http://www.astro.uni-jena.de/Teaching/Praktikum/pra2002/nodel155.html

[8] The Bright Star Catalogue, 5th Revised Ed. (preliminary version) Hoffleit+, 1991), http://www.alcyone.de/cgi-bin/search_bayer.pl

… und hier habe ich die guten Stellen des Prismas
mit einem Schraubenzieher angekreuzt.

Ein Spalt-Spektrograph maximaler Effizienz

Thomas Eversberg & Klaus Vollmann

Schnörringen Telescope Science Institute (STScI), 51545 Waldbröl, www.stsci.de

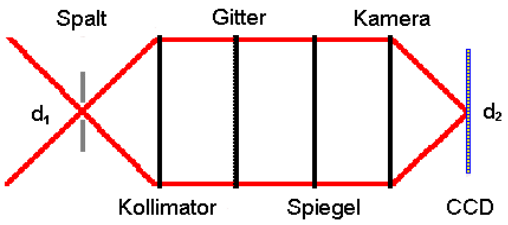
STScI.de

Zusammenfassung

Wir beschreiben die Entwicklung eines klassischen Spalt-Spektrographen für den Newtonfokus zur Aufnahme von Sternspektren. Ziel unserer Arbeit war die Analyse der Winde von massiven Sternen. Um auch von den schwachen WR-Sternen brauchbare Spektren zu erhalten, mussten wir auf maximale Effizienz unseres Systems achten. Unser Ziel war es, den Anforderungen einer wissenschaftlichen Datenqualität zu genügen. Dazu wurden grundsätzliche Überlegungen für alle beteiligten Parameter in Betracht gezogen.

1. Der optische Spalt

Zur Beobachtung zeitabhängiger Linieneffekte ist eine zeitlich konstante spektrale Auflösung notwendig. Durch Seeing ist das Auflösungsvermögen variabel. Abbildung 1 verdeutlicht den geometrischen Zusammenhang.



$$d_2 = \frac{f_{Kam.}}{f_{Koll.}} \cdot f_{Tel.} \cdot \tan\omega$$

Abbildung 1: Das Prinzip eines Spalt-Spektrographen. Der optische Spalt liegt im Teleskopfokus und erzeugt in Dispersionsrichtung eine Lichtquelle (Stern) konstanter Breite. Die Brennweiten von Kollimator und Kamera bestimmen das spektrale Auflösungsvermögen ebenso wie die Brennweite des Teleskops und das Seeing ω $\left(f_{Tel.} \cdot \tan\omega = d_1\right)$.

Mit dem Spalt wird das Seeing-Scheibchen in Dispersionsrichtung auf konstanter Breite gehalten indem Randteile der Sternabbildung abgeblendet werden (Abb. 2). Der Spalt ist also ein rein auflösungsdefinierendes optisches Element und muss senkrecht zur Dispersionsrichtung orientiert sein.

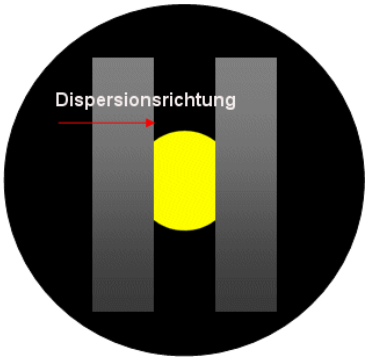


Abbildung 2: Der optische Spalt definiert die spektrale Auflösung indem die Flügel des fluktuierenden Seeingscheibchens ausgeblendet werden. Die Spaltbacken stehen immer senkrecht zur Dispersionsrichtung um ein konstantes spektrales Auflösungsvermögen zu garantieren.

In manchen Texten wird der Spalt jedoch oft als Blende zur Reduktion des Himmelshintergrunds und somit zur Verbesserung des S/N angesehen. Dazu folgende Überlegung: Im Gegensatz zum annähernd punktförmigen Stern wird der gesamte Himmelshintergrund auf dem Chip bzw. auf jedes einzelne Pixel spektral abgebildet und wir müssen diesen in Relation zum eng begrenzten Sternlicht setzen. Wenn wir ein optisches Gitter von 50mm Länge betrachten und die zu beobachtenden Sterne bei einer Teleskopbrennweite von rund 1m in einer Mondnacht (Himmelshintergrund ~ 19mag/□'') heller sind als 4mag bleibt die Verschlechterung des S/N bei rund 1000 Pixel jedoch geringer als 10%. Analog gilt dies für Sterne von etwa 5.5mag bei einer Teleskopbrennweite von rund 4m. Der mechanische Aufwand für eine Blende steht also i.d.R. in keinem Verhältnis zu der erreichbaren Verbesserung der Datenqualität. Daher macht ihr Einbau nur dann Sinn, wenn diese direkt als Spalt ausgelegt wird.

Der Spalt ermöglicht außerdem eine von den aufgenommenen Spektren unabhängige Wellenlängenkalibration mittels einer Kalibrationslampe. Eine direkte bzw. abhängige Kalibration an den gemessenen Spektrallinien ist oft unzuverlässig oder gar

unmöglich. Für den Einbau eines Spalts sprechen somit eine definierte und konstante spektrale Auflösung sowie die unabhängige Kalibration auf der Sternlichtachse. Nachteilig sind die notwendigerweise exakte Nachführung (der Zielstern muss auf dem Spalt bleiben), der zusätzliche Lichtverlust (siehe unten), der höhere mechanischer Aufwand und damit auch die höheren Kosten.

2. Planung und Rechnungen

Die Bestimmung aller optischen Parameter des Systems Teleskop – Spektrograph – CCD-Pixelgröße wurde mit dem Excel-Sheet SIMSPEC von C. Buil erstellt, welches wir für die Nutzung eines Spalts modifiziert haben. Diese modifizierte Version SIMSPEC_Slit kann unter www.stsci.de oder spektroskopie.fg-vds.de geladen werden.

Für unseren f/4-Newton entschieden wir uns für das klassische Design *Teleskopfokus → Spalt → Kollimator → Gitter → Umlenkspiegel → Kamera → CCD*. Unsere Guiding-CCD sollte den Stern zwecks Nachführung direkt im Spektrographen erfassen sowie die Positionierung auf dem Spalt ermöglichen. Unsere Vorgaben lauteten wie folgt:

1. Grenzhelligkeit etwa 8mag (wg. schwächster WR-Zielsterne).
2. Spektrale Dispersion = 0.4 Å/Pixel (wg. Linienprofilanalyse).
3. S/N ≥ 100 (wg. Datenqualität).
4. Belichtungszeit maximal 30 Minuten (wg. schneller Sternwindstrukturen).

Daraus ergaben sich folgende Parameter:

Teleskopöffnung:	$D = 317.5mm$
Teleskopbrennweite:	$f = 1270mm$
Kollimatorbrennweite:	$f_c = 180mm$
Kamerabrennweite:	$f_k = 500mm$
Gitterkonstante:	$k = 1200 Linien / mm$

3. Aufbau

Der Spektrographenentwurf ist in Abbildung 3 abgebildet. Der Fokus des Newton-Teleskops wird zunächst mittels eines Umlenkprismas von 10mm Kantenlänge (1) in die optische Achse des Spektrographen gelenkt und auf den Spalt (2) abgebildet.

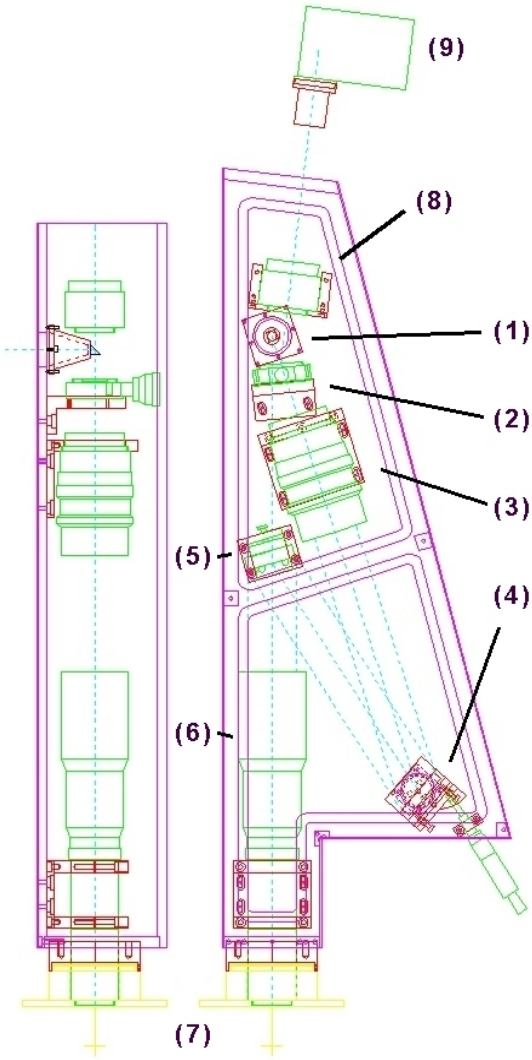


Abbildung 3: Zusammenbauansicht des Spektrographen.
1: Einspeisung des Newtonfokus mit Umlenkprisma, 2: Spalt, 3: Kollimator, 4: Reflexionsgitter, 5: Umlenkspiegel, 6: Kamera, 7: CCD-Flansch, 8: Guidingoptik, 9: Guiding-CCD.

Nach dem Spalt wird der Strahl via Kollimator (3) parallelisiert und auf das Reflexionsgitter (4) geworfen. Der nachfolgende Spiegel (5) reflektiert den Strahl danach parallel zur optischen Achse des Teleskops in Richtung Kamera (6). Als Detektor nutzen wir eine CCD-Kamera mit einer Pixelgröße von 24µm und als Guider eine AlphaMaxi mit 9µm-Pixel. Um das Teleskop im spektroskopischen Modus mit der Vergrößerungsoptik (8) und der AlphaMaxi (9) sicher nachführen zu können, nutzen wir die beiden Reflexionen der Sternabbildung am Spaltrand. Dabei sollte ausreichend Licht von den Flügeln der Intensitätsfunktion vom Spaltrand reflektiert werden und wir mussten den Intensitätsverlauf des Seeing-Scheibchens berücksichtigen. Das Intensitätsprofil einer Sternabbildung folgt in guter Näherung der sog. Moffat-Funktion, welche im Gegensatz zur reinen Gauss-Funktion die Seeing-

Bedingungen sowie Beugungserscheinungen berücksichtigt[1]:

$$I(r) = \frac{I_0}{\{1 + (r/R)^2\}^{\beta}}$$

Dabei ist β ein reiner Formfaktor, der i.d.R. zwischen 2.5 und 3 liegt. Mit dem von atmosphärischen Turbulenzen abhängenden Skalenfaktor R lässt sich das beobachtete Profil dann entsprechend anpassen. Da der einfallende Sternfluß konstant bleibt, wird die Intensität mir zunehmender Breite der Funktion (Seeing) kleiner. Abbildung 4 zeigt zwei Moffat-Funktionen mit R=1 und R=2.

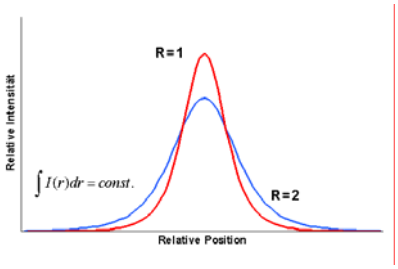


Abbildung 4: Moffat-Funktionen mit $\beta = 2.5$ (Rot: R=1, Blau: R=2. Das Integral unter beiden Funktionen ist konstant.

Die Halbwertsbreite der Moffat-Funktion ist ein Indikator des Seeing und sollte genau der Spaltbreite entsprechen. Die beiden reflektierten Funktionsflüge sollten nun von ausreichend vielen Pixel der Nachführkamera überdeckt werden. Dazu nutzen wir ein 50mm-Objektiv (8) in Verbindung mit einer 1:2 Barlowlinse vor der AlphaMaxi als Mikroskop um den Spalt etwa 10fach zu vergrößern und auf unserer Nachführkamera (9) abzubilden. Um das Objektiv ausreichend nahe vor dem Spalt positioniert, haben wir den Prismenträger (1) in Form eines hohlen Kegels (der „Vulkan“, Abb. 8) entworfen. Um einen Stern mit der CCD auf dem Spalt zu positionieren, muss darüber hinaus gewährleistet sein, dass man das reflektierte Sternlicht auch sieht. Um die Belichtungszeit für den Guider zu verringern und entsprechend schnelle Positionskorrekturen durchführen zu können, haben wir die Oberflächen polieren lassen und damit die Reflektivität der Spaltbacken deutlich erhöht.

4. Konstruktion

Als Basis haben wir eine Aluminiumplatte von 10mm Stärke gewählt. Auf dieser Platte werden nun alle Elemente des Geräts befestigt. Sowohl die Seiten also auch die Deckplatte haben Abdeckbleche aus Aluminium. Abbildung 6 zeigt den geöffneten Spektrographen und Abbildung 7 zeigt den fertigen Spektrograph am Teleskop.

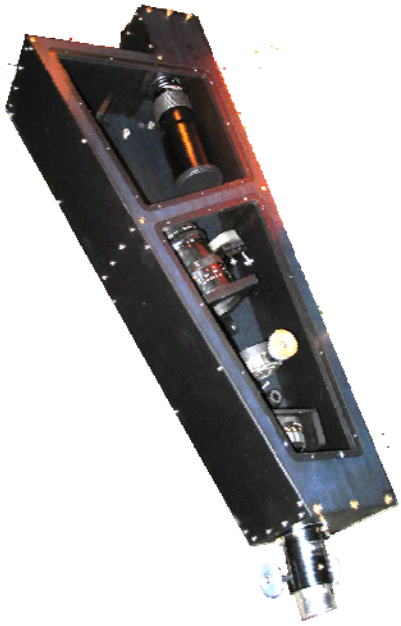


Abbildung 6: Gesamtansicht des geöffneten Spektrographen.

Abbildung 7: Der fertige Spektrograph mit angeschlossenem MegaTEK-Detektor am Newton-Fokus. Der Okularauszug für den Guider wird ist am oberen Ende des Systems sichtbar.

Der "Vulkan" mit dem aufgesetzten Prisma bildet den optischen Zugang zum Spektrographen. Dieser ist über mehrere Schrauben justierbar. Der Tele-

[1] Die Moffat-Fuktion (Moffat 1969 Astronomy & Astrophysics, 3, 455) beschreibt das Verhalten einer Sternabbildung in einer fotographischen Emulsion. Das Verhalten von CCD-Chips weicht davon ab, die Funktion kann jedoch als gute Näherung von Seeing- und Beugungserscheinungen genutzt werden.

skopfokus wird abgelenkt und auf den Spalt geworfen. Das optische Gitter wurde auf eine Halterung montiert, die eine vertikale und azimutale Justage ermöglicht. Abbildung 8 zeigt die Einspeisungsoptik, welche den Newtonfokus dem Spalt zuführt.

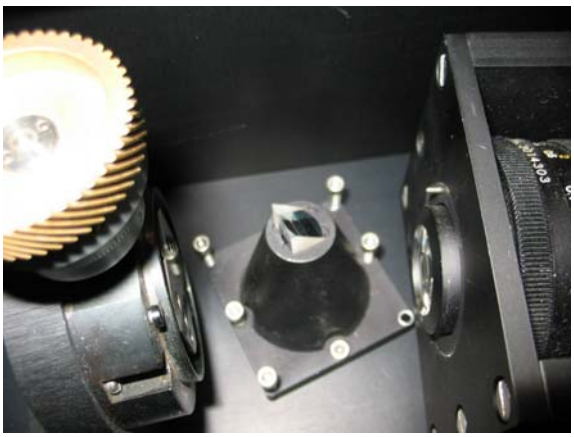


Abbildung 8: Die Newton-Einspeisungsoptik mit dem „Vulkan“, dem Spalt und dem 50mm-Mikroskopobjektiv für den Guider.

6. Erste Ergebnisse

Unsere erste Aufnahme eines Spektrums erfolgte mit einem Gitter von 638 Linien/mm an einer Neonlampe im Labor. Abbildung 9 zeigt diese Aufnahme.

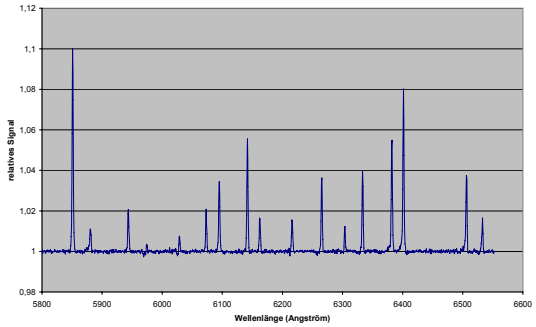


Abbildung 9: Das erste Neon-Laborspektrum.

In diesem ersten Spektrum kann man sehen, dass das System eine Halbwertsbreite der Emissionslinien von etwa 2.4 Pixel liefert. Damit liegen wir etwa 20% über der von uns angestrebten optimalen Auflösung von 2 Pixel.

Für eine Nachführung auf dem Spalt haben wir dessen Reflektivität sowie die Qualität der Spaltbacken zunächst mit einem Stern von rund 4mag geprüft. Dazu haben wir zunächst 1 Sekunde belichtet. In der entsprechenden Abb. 10 (oben) sind die beiden Spaltphasen deutlich sichtbar. Beide Phasen bilden den Stern aufgrund der von den Spaltbacken abweichender Reflexionsrichtung nicht mehr ab. Für eine zuverlässige Nachführung ist eine Abbildung bis zu den Spaltkanten jedoch unerlässlich. In Abb. 10 (unten) ist derselbe Stern nun 10 Sekunden belichtet.

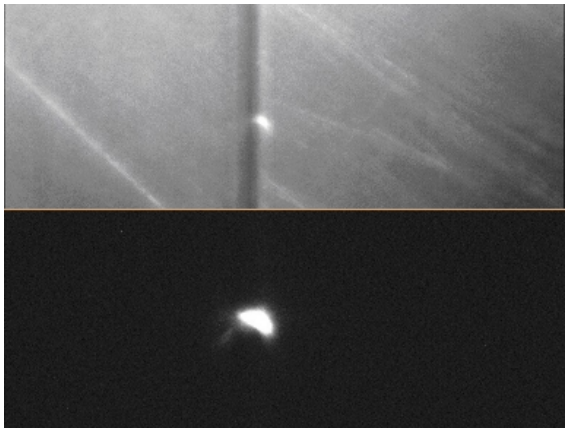


Abbildung 10: Ein Stern 4. Größe in Reflexion auf dem polierten Spalt. Oben: Die Spaltphasen reflektieren nicht in Kamerarichtung und die Abbildung ist stark abgeschwächt (Belichtungszeit 1 Sekunde, der Spalt wurde zusätzlich beleuchtet). Unten: Dieselbe Anordnung bei einer Belichtungszeit von 10 Sekunden (der Spalt ist unbeleuchtet).

Nach entsprechender Politur des Spalts haben wir nochmals dessen Reflektivität sowie die Qualität der Spaltbacken mit Wega geprüft. Abbildung 16 zeigt in zwei Aufnahmen unseres Guiders wie der Stern bei entsprechender Bewegung des Teleskops über den Spalt wandert. Der Spalt wurde zur besseren Orientierung durch einige LEDs beleuchtet und die Spaltweite betrug 15 µm.

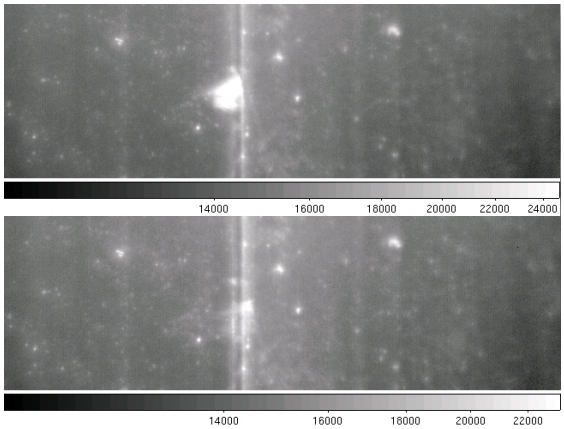


Abbildung 16: Der Stern Wega auf dem polierten und beleuchteten Spalt.

Im oberen Bild ist der Stern neben der Spaltöffnung positioniert und liefert ein maximales Signal von etwa 24000 Counts bei einer Belichtungszeit von 1 Sekunde. Im unteren Bild ist der Stern genau auf der Spaltöffnung positioniert, verschwindet und lie-

fert nun ein maximales Signal von etwa 1200 Counts. Das reflektierte Restlicht kann von dem Guider gemessen werden, womit eine hinreichend genaue Nachführung auf dem Spalt gewährleistet ist.

7. Fazit

Mit dem vorgestellten Gerät werden professionelle Ansprüche an spektroskopische Untersuchungen von Sternen hinsichtlich einer optimalen Anpassung des Systems Teleskop – Spektrograph – CCD sowie eines definierten Auflösungsvermögens durch einen Spalt erfüllt.

Die größten Kosten verursachte mit 250 € der gebrauchte Spalt. Ein effizientes Blazegitter ist schon für rund 200 € zu bekommen und der Umlenkspiegel plus Halterung kostet rund 100 €. Alle anderen Bauteile sind günstig bei diversen Gebrauchtmärkten zu erhalten, so dass von Gesamtkosten für die Materialien von rund 800 € ausgegangen werden kann.

Durch unseren Zugang zu einer professionellen Werkstatt mit CNC-Werkzeugen konnten wir eine hochwertige mechanische Ausführung unseres Geräts erreichen. Wir möchten jedoch betonen, dass unser Ziel maximaler Effizienz auch durch einfachere Herstellungsverfahren erreichbar ist. Die entscheidenden Faktoren für ein genau definiertes und arbeitendes System liegen vielmehr in einer sorgfältigen Analyse und Anpassung an alle wichtigen Parameter wie Zielobjekte, Teleskop und CCD-Kamera.

Danksagung: Wir danken Wolfhard Schlosser und Christian Vilter vom Astronomischen Institut der Ruhr-Universität Bochum sowie Anthony Moffat vom Département de Physique an der Université de Montréal für hilfreiche Diskussionen zur Optik und der mechanischen Umsetzung.

Sag mal, Thomas, was meintest Du denn mit
„die Profis haben ja alle keine Ahnung…“ ?

…ich hatte gerade eine Diskussion
mit Otmar und Andreas.

Spektroskopische Untersuchungen auf der Sonne mit einem Lichtwellenleiter-Spektrografen

Dieter Goretzki

Akazienstr. 16, 63505 Langenselbold

Zusammenfassung

In der folgenden Arbeit wird gezeigt, wie mit einem kleinen Teleskop und einem Spektrografen, die beide über einen Lichtwellenleiter (LWL) verbunden sind, die Struktur der Sonnenphotosphäre erforscht werden kann. Mit Hilfe des Dopplereffekts wird die Rotation der Sonne bestimmt und aus dem Mitte-Rand-Kontrast und Beobachtung starker Linien exemplarisch die Temperaturschichtung der Photosphäre abgeleitet. Abschließend wird erläutert, wie mit Computer-Programmen Spektren berechnet werden können. Als Beispiel wird durch einen Vergleich aus Rechnung und Beobachtung die Makrotubulenz zweier Linien abgeleitet.

1. Einführung

Üblicherweise werden professionelle Spektren der Sonne mit Hilfe eines Coelestaten erhalten. Diese Vorrichtung bewirkt, dass das Bild der Sonne unabhängig von der Erddrehung ortsfest auf den Eingangsspalt eines Spektrografen abgebildet wird und Spektren definierter Punkte auf der Sonne gewonnen werden können. Durch die Verwendung eines LWL entfällt die aufwendige Konstruktion eines Coelestaten und die dadurch bedingte starre geometrisch Verbindung aus abbildender Optik und Spektrograph. Der Vorteil dieser Anordnung liegt darin, dass, neben der Flexibilität im Aufbau, an den Spektrographen keine besonderen Anforderungen hinsichtlich Größe und Gewicht gestellt werden müssen. Ein noch nicht gelöstes Problem der Aufnahmeapparatur ist, Punkte auf der Sonne, die durch Höhe und Breite definiert werden, genau zu treffen. Punkte wie die Sonnenmitte, der Sonnenrand oder definierte Abstände vom Sonnenrand sind gut zu positionieren. Für beliebige Punkte gelingt dies allerdings noch nicht.
Die Beobachtung von Spektrallinien an definierten Punkten wie auf der Sonne ist für den Amateur an keinem anderen Stern möglich. Durch solche Beobachtungen lassen sich Erkenntnisse über die Rotation der Sonne und die Struktur der Photosphäre gewinnen. Darüber hinaus sind dem Amateur mit den Programmen von Kurucz (portiert auf PC-Linux) und spectrum von O. Gray Möglichkeiten eröffnet worden, Spektren unter der Annahme verschiedener Photosphäreneigenschaften zu berechnen und mit den Beobachtungen zu vergleichen. In der folgenden Arbeit werden Ergebnisse dargestellt, die natürlich nur amateurmäßigen Genauigkeitsanforderungen genügen.

2. Aufnahmetechnik

Mit Hilfe eines 4''-SC (f/10) wird das Bild der Sonne auf eine feste Fläche projiziert, die mit dem Teleskop fest verbunden ist. Die Brennweite des Teleskops wird mit Hilfe einer Barlow-Linse so verlängert, dass das Sonnenbild einen Durchmesser von ca. 60 mm hat. Die Projektionsfläche hat in der optischen Achse ein Loch von 0,5 mm ∅, hinter dem sich das eine Ende des LWL befindet. Dieser hat einen Kerndurchmesser von 0,2 mm und eine Länge von 15 m.

Abb. 1: Teleskop, Projektionsschirm und LWL-Einkoppelung

Das projizierte Bild der Sonne wird mit einer Webcam aufgenommen und kann auf einem PC beobachtet werden. Mit Hilfe einer manuellen Steuerung des Teleskops ist es möglich, den LWL an definierte Stellen der Sonnenoberfläche zu führen. Wenn z.B. der Rand der Sonne mit einer Markierung, wie sie die Abb. 2 zeigt, übereinstimmt, hat der LWL einen geometrisch festgelegten Abstand zum Sonnenrand.

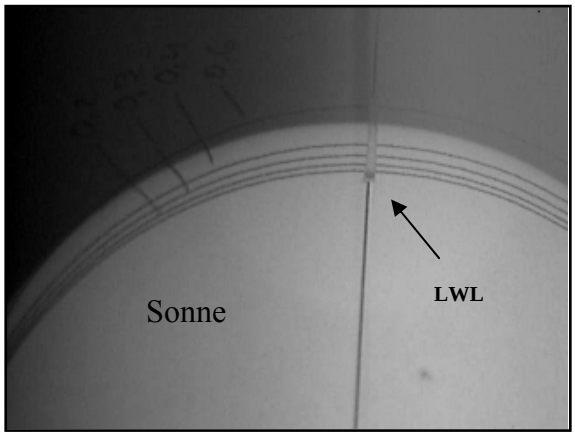


Abb. 2: Sicht der Webcam

Das Licht aus dem anderen Ende des LWL wird mit einer Linse von 6 mm Brennweite kollimiert und so der Eintrittsspalt des Spektrographen beleuchtet. Versuche haben gezeigt, dass diese Vorgehensweise im Gegensatz zu einer fokussierenden Abbildung die bessere Auflösung liefert. Allerdings wird dadurch Licht verschenkt, so dass die Aufnahme von Spektren mit hoher zeitlicher Auflösung nicht möglich ist. Die üblichen Belichtungszeiten betragen 20 – 40 Sekunden je Einzelspektrum.
Der Spektrograph hat den sog. Cherney-Turner-Aufbau. Das Licht gelangt zunächst auf den Spalt, der eine feste Dimension von 10 µm Breite und 3 mm Höhe aufweist. Kollimator- und Kameraspiegel haben ca. 1000 mm Brennweite und einen Durchmesser von 50 mm.

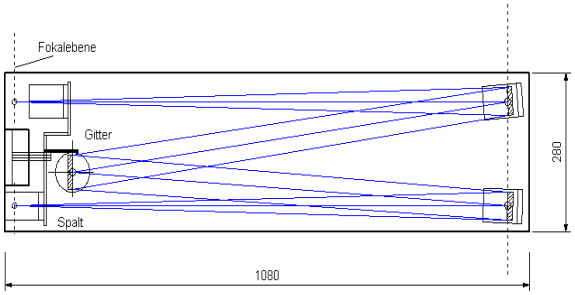


Abb. 3: Design des Spektrographen (Angaben in mm)

Das drehbar gelagerte holografische Gitter hat eine Größe von 50 x 50 mm² mit 2400 Linien/mm. Der Arbeitsbereich beträgt 370 – 700 nm. Als Detektor wird eine CCD-Kamera Platinum USB mit KAF 402 ME Chip verwendet. Die Kalibration erfolgt mit Hilfe einer Quecksilber-Niederdruck-Lampe. Diese hat neben genügend Kalibrier-Linien im Arbeitbereich auch den Vorteil, das Auflösungsvermögen zu kontrollieren. Einige Hg-Linien zeigen eine charakteristische Feinstukturaufspaltung, die nur bei höherer Auflösung und entsprechend genauer Justage des Spektrographen getrennt werden können.

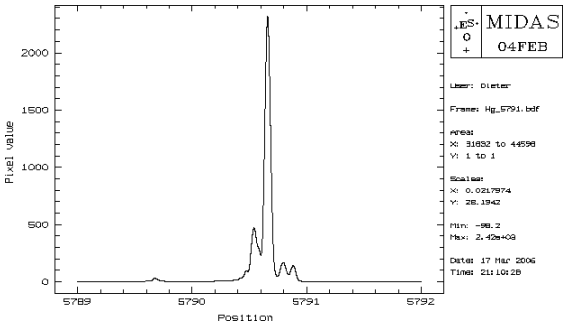


Abb. 4: Aufnahme der Hg-Linie bei 579,1 nm

Das Auflösungsvermögen des Spektrographen wurde zu etwa 80000 ermittelt. Der Abbildungsbereich auf dem Chip beträgt ca. 2 nm bei einer Lineardispersion von ca. 0,002 nm/Pixel.

3. Beobachtungen

Mit Hilfe des beschriebenen Equipments wurden verschiedene Experimente durchgeführt. Ziel dabei war, die Vorgehensweisen und Überlegungen der professionellen Astronomen, insb. aus der Zeit von vor 1960, nachzuvollziehen. Die Spektren wurden zunächst mit dem kommerziellen Programm AstroArt® unter Windows XP® aufgenommen. Die Reduktion (dark- und flat-Korrektur sowie die Kalibration) erfolgte anschließend mit dem Programm MIDAS [1] unter Linux [2].

3.1 Doppler-Effekt

Vergleicht man Spektren, die einmal am rechten und dann am linken Rand des Sonnenäquators gewonnen wurden, kann eine Dopplerverschiebung, bedingt durch die Rotation der Sonne, beobachtet werden. Dazu wird aber eine feste Wellenlängen-Referenz benötigt, die nicht an der Rotation beteiligt ist. Hier hilft die Erdatmosphäre weiter, bei der in bestimmten spektralen Fenstern die Absorptions-

linien des Sauerstoff-Moleküls erscheinen. Ein solches spektrales Fenster liegt z.B. bei 630 nm.
Zur Auswertung werden die Spektren ausschließlich mit den terrestrischen Sauerstoff-Linien kalibriert [3]. Mit dieser Vorgehensweise erhält man zwangläufig die doppelte Rotationsgeschwindigkeit der Sonne, da einmal die Bewegung vom Beobachter weg und einmal auf den Beobachter zu gemessen wird.

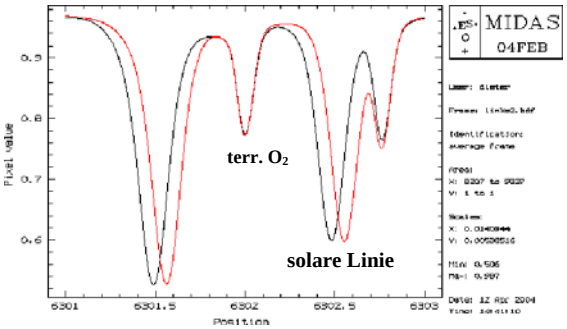


Abb. 11: Dopplereffekt durch die Rotation der Sonne

Die in der Abb.11 ermittelte Wellenlängendifferenz der solaren Linie (Fe I) betrug 0,0073 nm. Daraus errechnet man nach der Formel:

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot c$$

v = 3,5 km/s, wobei für c die Lichtgeschwindigkeit zu setzen ist. Dies ist, wie gesagt, der doppelte Effekt. Die Rotationsgeschwindigkeit beträgt danach ≈ 1,8 km/s am Sonnenäquator. Berechnungen aus dem Durchmesser und der Rotationsdauer der Sonne ergeben ca. 2 km/s. Da die Sonne als Gaskugel keine feste Oberfläche hat, differieren die Angaben je nach dem, nach welcher Methode die Bestimmung durchgeführt wurde. In einem zukünftigen Experiment soll versucht werden, die Bestimmung an Linien durchzuführen, die in unterschiedlichen Tiefen der Photosphäre entstehen.

3.2 Mitte-Rand-Kontrast

Der Mitte-Rand-Kontrast bezeichnet die Veränderung der Lichtintensität über der Sonnenscheibe. Dabei wird die Intensität der Sonnenmitte willkürlich auf 1 gesetzt. Um diesen Verlauf zu messen, wurde die CCD-Kamera gegen einen Foto-Transistor† ersetzt. Der Spektrograph wurde auf eine Wellenlänge von 600 nm eingestellt. Dieser Wert ist ein Kompromiss zwischen dem Detektor einerseits, dessen Empfindlichkeit erst bei etwa 700 nm ein Maximum durchläuft und dem Spektrographen, der nur bis ca. 700 nm einsetzbar ist. Das Ausgangssignal wurde mit einer kleinen selbst gebastelten Verstärkerschaltung verarbeitet, mit einem Mulimeter aufgezeichnet und mit EXCEL® weiter verarbeitet. Lässt man nun das Bild des Sonnenäquators durch die Erddrehung über den LWL laufen (vgl. Abb. 2), erhält man die typische ∩-Kurve.

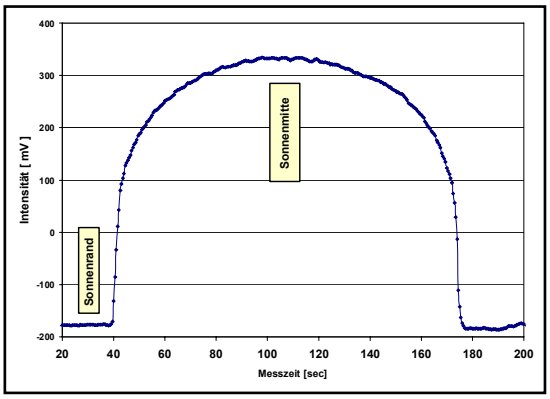


Abb. 5: Mitte-Rand-Kontrast der Sonne bei 600 nm

Die Intensität steigt zunächst rasch an und verläuft dann bis zur Sonnenmitte etwas flacher. Wie die Abb. 5 zeigt, dauert die Messung über den Sonnenäquator ca. 2 min. In dieser Zeit muss die Sichtlinie absolut frei von zusätzlich absorbierenden Schichten (Wolkenzirren, Kondensstreifen u.ä.) sein. Überdies sollte auch auf der Sonne kein Fleck im Wege stehen. Diese Bedingungen werden nur an wenigen Tagen erfüllt. Aus diesen Messungen, die je nach Detektor auch bei anderen Wellenlängen durchgeführt werden können, kann nun die Temperaturschichtung der Photosphäre abgeleitet werden.

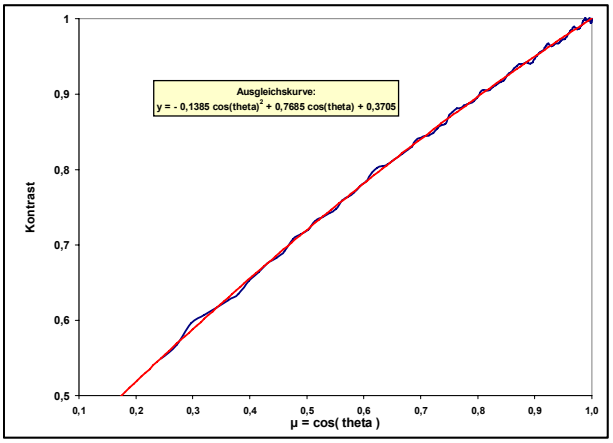


Abb. 6: MRK bei 600 nm umgerechnet auf den Austrittswinkel

Dazu wird die Intensität (hier mV), die ja als Funktion der Zeit gemessen wurde, auf den Austritts-

† Die Linearität des Fototransistors und der Verstärkerschaltung wurde nach den Datenblättern als hinreichend erachtet.

winkel $\mu = \cos(\Theta)$ umgerechnet. Unter Beachtung der Grenzen ($\mu = 1$ auf der Sonnenmitte und $\mu = 0$ am Sonnenrand) ist dies ist eine einfache geometrische Umrechnung. Man wird dabei rasch feststellen, dass der Sonnenrand nicht mit beliebiger Genauigkeit festgelegt werden kann. Dies liegt u.a. an der Luftunruhe, die Messungen nur bis etwa 2 Bogensekunden am Sonnenrand zulassen. Nach dieser Methode sind deshalb nur Aussagen von $\mu \approx 0{,}2$ bis 1 möglich. Messungen dieser Art wurden z.B. von H. Raudenbusch u.a. um 1920 bei verschiedenen Wellenlängen durchgeführt. Eine Zusammenstellung findet man bei [4].
Wie in der Abb. 6 gezeigt, kann die auf den Austrittswinkel umgerechnete Intensität durch ein Polynom 2-ten Grades approximiert werden. Die Koeffizienten dieses Polynoms sind für die weitere Auswertung wichtig. Die Anwendung eines Polynoms höherer Ordnung bringt nach [4] keine Vorteile. Die bis hierher durchzuführenden Rechnungen sind elementarer Natur gewesen. Die weitere Auswertung wird nun durch die Anwendung der Strahlungstransportgleichung (STG) etwas aufwendiger aber nicht zu schwierig, wenn man sich auf den eindimensionalen Fall einer planparallelen Platte beschränkt. Dies ist bei der Sonne gegeben:

$$I(\mu) = \int_0^\infty \frac{S(\tau)}{\mu} e^{-\tau/\mu} d\tau \qquad \text{(STG)}$$

Zur Herleitung wird auf [5] verwiesen. Die STG sieht kompliziert aus, ist aber nichts anderes als eine Gleichung. Die Funktion $I(\mu)$ wurde messtechnisch bei einer Wellenlänge von 600 nm ermittelt (vgl. Abb. 6). Zu berechnen ist die Funktion $S(\tau)$, also die sog. Quellfunktion der optischen Tiefe τ, über die zunächst nichts bekannt ist.
Trick 1: stelle $S(\tau)$ als Polynom 2-ten Grades dar:

$$S(\tau) = a_0 + a_1 * \tau + a_2 * \tau^2$$

Die drei Koeffizienten des Polynoms sind zunächst unbekannt. Ersetzt man aber $S(\tau)$ im Integral durch dieses Polynom, so wird das Integral elementar lösbar und man erhält als Ergebnis wieder ein Polynom 2-ten Grades. Da man nun je ein Polynom 2-ten Grades auf beiden Seiten der Gleichung hat, kann man die unbekannten Koeffizienten des zweiten Polynoms durch einen Koeffizientenvergleich ermitteln. Diese gelten natürlich nur für 600 nm. Eine ausführliche Beschreibung des ganzen Verfahrens mit weiteren hilfreichen Informationen kann u.a. [7] und [8] entnommen werden.
Als Ergebnis erhält man nun die Quellfunktion in Abhängigkeit der optischen Tiefe τ bei 600 nm. Um den Anschluss an die absoluten Intensitäten zu erhalten, sind die entsprechenden Messwerte der Strahlung des Kontinuums auf der Sonnenmitte erforderlich. Diese Daten können z.B. [6] entnommen werden. Für 600 nm wurde daraus ein Wert von 32,7 erg cm^{-2} s^{-1} cm^{-1} interpoliert.
Nun folgt sogleich:

Trick 2: setze $S(\tau) = B(\lambda,T)$

Wobei nach [7] gilt:

$$B(\lambda,T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1}$$

Dies bedeutet nichts anderes, als dass die Quellfunktion der Planck-Funktion gleichgesetzt wird. Dies folgt aus dem Kirchhoffschen Gesetz im Falle des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE). Die Planck-Funktion $B(\lambda,T)$ ist nur von der Temperatur T und der Wellenlänge λ abhängig. Die Wellenlänge (hier 600 nm) ist bekannt. Durch Auflösung von $B(\lambda,T)$ nach T erhält man nun die Temperaturschichtung als Funktion der optischen Tiefe bei der gegebenen Wellenlänge.
Im Rückblick ist die ganze Vorgehensweise eigentlich mit „mathematischen Bordmitteln“ zu erledigen, also kein Hexenwerk.
Wie der Abb. 7 zu entnehmen ist, steigt die Temperatur der Photosphäre von Außen nach Innen kontinuierlich an. Gesicherte Aussagen sind allerdings nur für den Bereich von $\tau \approx 0{,}1$ bis etwa $\tau \approx 1{,}5$ möglich. Alles Weitere ist reine Extrapolation und messtechnisch so nicht zu belegen. Bei $\tau = 1$ wird das Sonnenlicht schon auf ca. 36 % geschwächt. Aus tieferen Schichten gelangt praktisch keine sichtbare Strahlung mehr an die Oberfläche. Die Grenze nach Außen wird durch die Unruhe der Erdatmosphäre bestimmt.

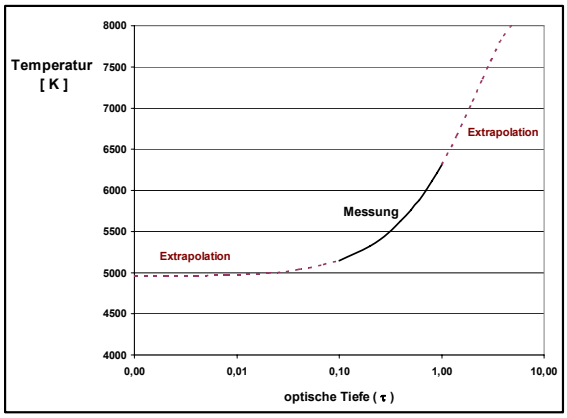


Abb. 7: Die ermittelte Temperaturschichtung bei 600 nm

Wie Messungen bei unterschiedlichen Wellenlängen zeigen [4], scheint die Temperatur am äußersten Sonnenrand, unabhängig von der Wellenlänge, einer Grenztemperatur von ca. 4900 K zuzustreben. Allerdings wurde schon früh erkannt, dass diese Temperatur eigentlich zu hoch ist. Zu dieser Erkenntnis kam man, durch spektroskopische Untersuchungen starker Fraunhofer-Linien in verschiedenen Abständen zum Sonnenrand.

3.3 Spektren am Sonnenrand

Mit der in dieser Arbeit verwendeten Technik ist es möglich, Spektren in definierter Entfernung zum Sonnenrand zu erhalten. Mit „definierter Entfernung“ ist hier der Austrittswinkel $\mu = \cos(\Theta)$ gemeint. Das projizierte Bild der Sonne habe einen Radius R von 30 mm und der verwendete Lichtleiter ist 0,2 mm stark. Wenn man den LWL direkt an den Sonnenrand positioniert, hat er einen Abstand von $D \approx 0{,}2$ mm (vgl. Abb. 8). Dies ist sicherlich eine idealisierte Annahme. Sie zeigt lediglich die Grenze der Möglichkeiten mit dem verwendeten Equipment auf.

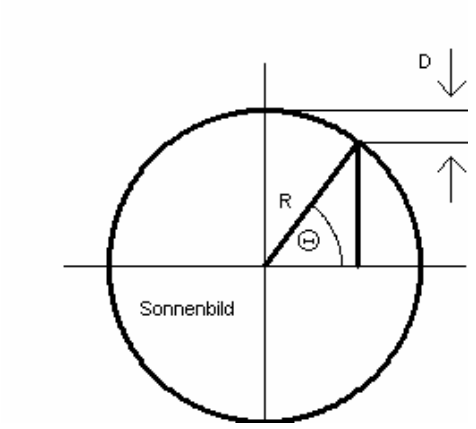


Abb. 8: Beispiel zur Festlegung des Austrittswinkels

Der beobachtete Austrittswinkel berechnet sich nun nach der folgenden Formel:

$$\mu = \cos(\Theta) = \sqrt{1-\left(\frac{R-D}{R}\right)^2}$$

Mit den angegebenen Daten erhält man $\mu \approx 0{,}1$. Realistischer Weise kann davon ausgegangen werden, dass das Licht bei dieser extremen Einstellung etwa aus einem Austrittswinkel von μ=0,1 bis 0,2 spektroskopiert wird. Bei einer größeren Wahl von D erhält man entsprechend andere Winkel, die etwas genauer definiert sind. Es sei darauf hingewiesen, dass die durchgeführten Untersuchungen nur exemplarischen Charakter haben und deshalb nur amateurmäßigen Genauigkeitsanforderungen genügen müssen.

Das Interessante ist nun, dass man am Sonnenrand in höhere und damit, wie gezeigt, kühlere Schichten der Photosphäre schaut. Die optische Tiefe τ ist beide Male gleich, nicht aber die geometrische Tiefe. Die Photosphäre wird für optische Strahlung nach Innen immer dichter. Diese Eigenschaft wird durch den sog. kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten der Photosphäre hervorgerufen, der bei der Sonne hauptsächlich durch H^- - Ionen bedingt ist.

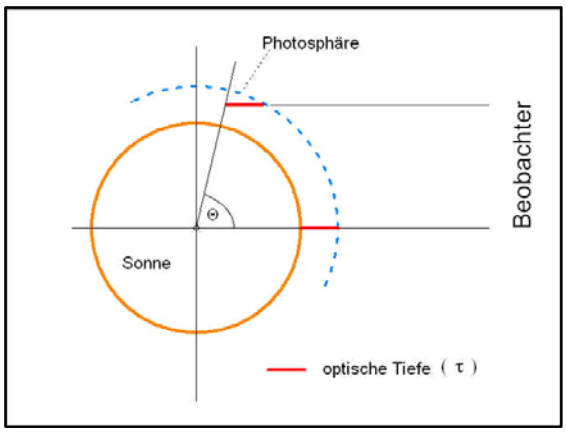


Abb. 9: Spektren vom Sonnenrand (die roten Balken sind gleich lang)

Dieses Verhalten kann man sich wie bei einer Nebelwand vorstellen, ob man direkt reinschaut oder schräg, die Sichtweite beträgt beispielsweise 50 m.

Da man am Sonnenrand in andere Temperaturschichten der Photosphäre schaut als in der Sonnenmitte, sollte dies einen Einfluss auf die Ausprägung der beobachteten Spektrallinien haben, da sich mit der Temperatur auch andere Parameter der Photosphäre ändern.

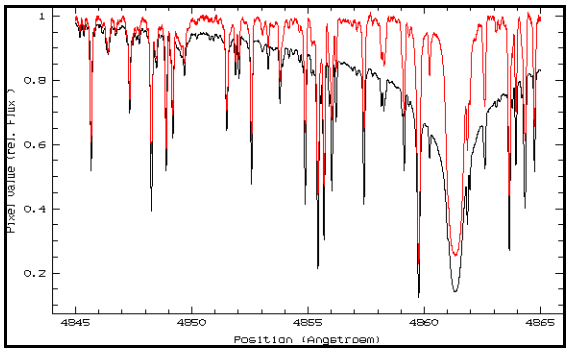


Abb. 10: Hβ auf der Sonnenmitte und am Sonnenrand (rot)

Eine Linie des neutralen Wasserstoffs (hier Hβ) zeigt am Sonnenrand nicht die ausgeprägten Dämp-

fungsflügel, da hier die Materie nicht mehr so dicht ist. Andererseits ist die Linie selbst (und weitere Metalllinien) deutlich erkennbar. Dies lässt nach Aussagen professioneller Astronomen [4] darauf schließen, dass die Temperatur auch in der Schicht, in der der Kern der Linie gebildet wird, nach Außen noch abfallen muss. Die Kerne starker Linien entstehen in den höchsten Schichten der Photosphäre. Dies wird an der besonders starken Linie Ca II-K deutlich, die in ihrem Zentrum schon eine chromosspärische Emission (mit Selbstabsorption) zeigt.

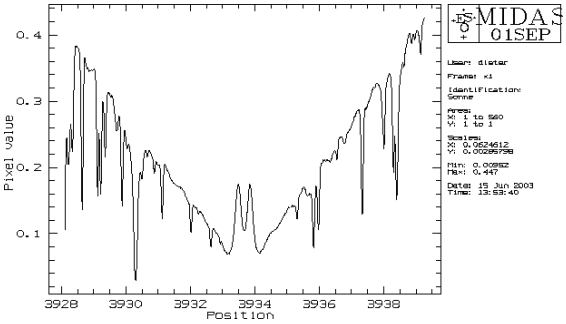


Abb. 11: Zentralbereich der Ca II – K Linie (Sonnenmitte)

Durch die Messung der sog. Restintensität im Kern starker Linien kann die Bestimmung der Temperatur auf höhere Schichten der Photosphäre, die durch die Messung des Mitte-Rand-Kontrastes nicht zugänglich sind, ausgedehnt werden. Dazu wurde als Beispiel die Restintensitäten (Rc) der Linie Hβ bei verschiedenen Austrittswinkeln (μ) auf der Sonne gemessen. Zur Auswertung ist es erforderlich, die Intensität des Kontinuums auf die Intensität bei dem entsprechenden Austrittswinkel zu beziehen. Diese Daten wurden einer Arbeit von G. Elste [10] entnommen (Spalte Kontrast in der Tab. 1), da eine direkte Messung bei 480 nm wegen unzureichender Detektorempfindlichkeit nicht möglich war. Die absolute Intensität auf der Sonnenmitte wurde [6] mit $I_{4861} = 4{,}1 * 10^{14}$ erg/cm³/s entnommen.

μ	Rc [%]	Kontrast λ_{4880}	I_{Rc} (μ) [erg/cm³/s]	B → T [K]
1,0	13,5	1,000	$5{,}54*10^{13}$	**4440**
0,6	14,4	0,745	$4{,}40*10^{13}$	**4290**
0,4	15,6	0,600	$3{,}84*10^{13}$	**4210**
0,3	18,1	0,512	$3{,}80*10^{13}$	**4200**
0,2	19,0	0,416	$3{,}24*10^{13}$	**4110**
~ 0,1	25,3	~ 0,300	$3{,}11*10^{13}$	**4090**

Tab. 1: Temperatur aus Restintensitäten

Beispielrechnung für μ = 0,6:
Die Intensität im Kern der Linie betrug 14,4 % bezogen auf das Kontinuum = 1. Der Kontrast wurde aus [10] zu 0,745 entnommen, d.h. die Intensität des Kontinuums bei μ=0,6 beträgt nur noch ≈ 75% der Sonnenmitte. Damit ergibt sich:
$I_{Rc}(0{,}6) = 0{,}144 * 0{,}745 * 4{,}1*10^{14} = 4{,}40*10^{13}$erg/cm³/s
Nun wird I_{Rc} der Planck-Funktion B(T,λ) gleichgesetzt und diese nach T aufgelöst. Daraus errechnet sich eine Temperatur von ca. 4300 K. Die Linearität des Detektors (CCD) wurde dabei stillschweigend vorausgesetzt.

Wird z.B. die Messung direkt am Sonnenrand ausgewertet, ergibt sich T ≈ 4090 K. Nun ist es aber so, dass der Kern der Hβ –Linie nicht bei τ ≈ 0.1 gebildet wird sondern viel weiter draußen (vielleicht bei τ = 0,001), wo genau ist eigentlich unbekannt. Werden solche Messungen an vielen starken Linien durchgeführt [9], wird eine Temperatur am Sonnenrand von etwa 3800 K angezeigt. Nach dieser Methode sind, rein empirisch, die frühen Photosphärenmodelle wie z.B. Vitense I und II entstanden.

Ein weiterer interessanter Aspekt der Randspektren ist die Tatsache, dass solare Linien, die von hoch angeregten Termen gebildet werden, sehr temperaturempfindlich sind. Durch die geringere Temperatur am Sonnenrand müssten, wenn man die Gleichungen nach Bolzmann und Saha zu Grunde legt [11], diese Linien deutlich geschwächt werden oder ganz verschwinden. Um diese Linien unter der Fülle der Fraunhofer-Linien zu finden, wird man, unter Kenntnis des Bohrschen Atommodels, schnell auf die Elemente C, N und O kommen. Dabei ist allerdings zu beachten, dass die ausgewählte Linie auch im Sonnenspektrum beobachtet werden kann, d.h. nicht durch andere Linien überdeckt wird. Der Amateur bedient sich in diesen Fällen gleich der professionellen Literatur, in der diesbezüglich schon eine Auswahl getroffen wurde [12].
Dies ist übrigens ein grundsätzliches Problem bei der Spektroskopie der Sonne, dass auch durch eine höhere spektrale Auflösung nicht behoben werden kann. Hier stoßen Profi und Amateur an die gleiche Grenze.
Eine Linie des neutralen Sauerstoffes (λ 615,7 nm) entsteht von einem hoch angeregten Niveau von 10,7 eV, so dass sich bei den am Sonnenrand herrschenden Temperaturen einfach nicht genug Atome in dem entsprechenden Anregungszustand befinden um die Linie zu bilden.

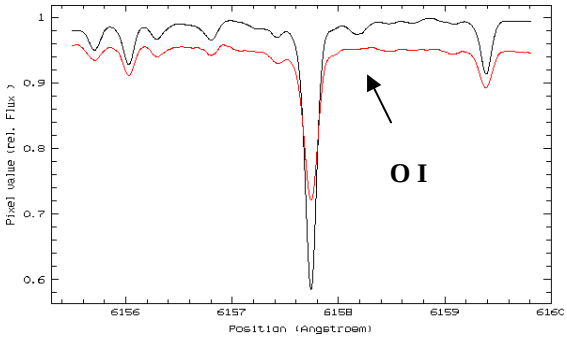


Abb. 12: Die Sauerstoff - Linie bei 615,7 nm auf der Sonnenmitte und am Sonnenrand (rot)

Dieses Verhalten kann z.B. auch bei der Kohlenstoff-Linie C I bei λ 538,0 nm beobachtet werden, die mit 7,7 eV von einem nicht ganz so hohen Anregungszustand entsteht.

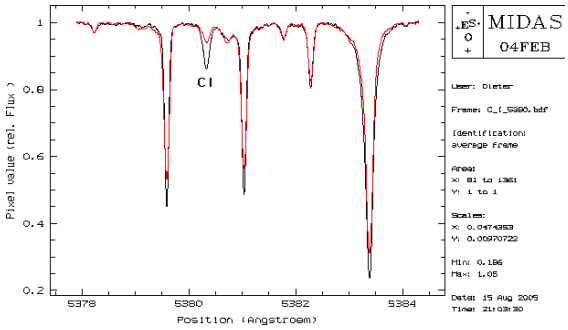


Abb. 13: Die Kohlenstoff-Linie bei 538,0 nm auf der Sonnenmitte und am Sonnenrand (rot)

Diese Linie verschwindet nicht ganz am Sonnenrand. Die Aufnahme zeigt übrigens auch, dass sich die Stärke mancher Linien am Sonnenrand kaum verändert.
Die gezeigten Spektren wurden „so weit wie möglich“ am Sonnenrand gewonnen. Der Austrittswinkel wurde zu μ = 0,15 geschätzt.

4. Berechnung von Spektren

Die Berechnung von Spektren und der anschließende Vergleich mit den Beobachtungen ist mit einigen frei erhältlichen PC-Programmen möglich. Ohne auf die Details dieser Programme eingehen zu können, dies würde die Kompetenz des Verf. weit übersteigen, wird in diesen Abschnitt nur die grundsätzliche Vorgehensweise erklärt und an einem Beispiel erläutert. Alle Angaben beziehen sich meist auf die Sonne, können aber mit Einschränkungen auch auf andere Sterne übertragen werden.

4.1 Das Modell der Photosphäre

Zunächst benötigt man ein Modell der jeweiligen Sternatmosphäre. Dieses liegt oft in schier endlosen Zahlenkolonnen in Form von Tabellen vor. Der Aufbau ist meist ähnlich. Es wird der Verlauf von Temperatur, Gasdruck, Elektronendruck und weitere Parameter als Funktion der optischen Tiefe (meist bezogen auf 500 nm) in diskreten Schichten angegeben. Die Anzahl der Schichten variiert je nach Modell. Diese, häufig historischen Modelle, wurden teilweise aus Messungen des Mitte-Rand-Kontrastes der Sonne und unter der Annahme einer entsprechenden Elementverteilung experimentell gewonnen. Zusätzlich gibt es Modelle, die aus rein theoretischen Überlegungen bei gegebener Elementzusammensetzung der Photosphäre berechnet wurden. Diese Modelle, z.B. von Kurucz, sind z.B. im Internet verfügbar oder können mit Hilfe des Programms Atlas 9 selbst berechnet werden. Dieses Programm wurde von F. Castelli u.a. von VMS auf PC-Linux übertragen [13] und steht so auch dem interessierten Amateur zur Verfügung. Atlas 9 beschreibt einen iterativen Prozess, so dass ein Startmodel vorhanden sein muss. Dies kann ein historisches Model sein.

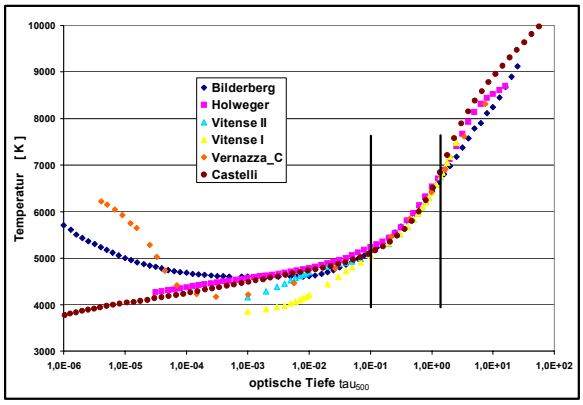


Abb. 14: Beispiele von Photosphärenmodellen

Als Ergebnis erhält man den Verlauf von Temperatur, Gasdruck, Elektronendruck usw. nicht als Funktion der optischen Tiefe τ sondern als Funktion der sog. „Säulendichte“. Dies ist der Quotient aus Gasdruck und Gravitation an der Sternoberfläche. Zu beachten ist, dass es in der Astronomie üblich ist, im cgs-System zu rechnen. Für die Sonne gilt somit g = 27400 cm/s². Die Drücke werden meist in der Dimension dyn/cm² angegeben. Um eine Vergleichbarkeit mit den historischen Modellen zu erhalten, kann z.B. mit dem Programm spectrum von O. Gray [14] die Säulendichte in die optische Tiefe τ bezogen auf 500 nm umgerechnet werden. Dazu

wurde das Programm vom Verf. ein klein wenig modifiziert.
Die Abb. 14 zeigt einen Vergleich verschiedener Modelle. Einige Modelle zeigen einen kontinuierlichen Temperaturabfall zum Sonnenrand. Bei anderen durchläuft diese Kurve ein Minimum. Allen Modellen gemeinsam ist ein kontinuierlicher Temperaturanstieg ab etwa $\tau = 0{,}001$ zum Sonneninneren. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass nur der Temperaturverlauf zwischen den schwarzen Balken messtechnisch (z.B. durch den Mitte-Rand-Kontrast) von der Erde aus ermittelt werden kann. Hier zeigen alle Modelle auch eine gute Übereinstimmung.
Vom Verf. wird zur Berechnung meist das Modell ap00t5777g44377k1asp.dat verwendet [15], das wohl die z.Z. genaueste Elementhäufigkeit verwendet.

4.2 Linien-Listen

Zur Berechnung von Spektren werden zudem spezifische Angaben der verschiedenen Übergangszustände der Elektronen in den verschiedenen Atomen benötigt. Diese sog. linelist's enthalten alle erforderlichen Daten wie z.B. Atomart, Ionisierungszustand, Wellenlänge, Übergangswahrscheinlichkeit u.v.m. in Form von Tabellen. Die Mutter aller linelist's ist vermutlich die Zusammenstellung von Kurucz. Daneben gibt es weitere Zusammenstellungen z.B. von O. Gray (luke.lst). Die Angaben in luke.lst haben den Vorteil, dass hier die Übergangswahrscheinlichkeiten vieler Linien (die sog. log(gf) – Werte) aus Beobachtungen von Sonnenspektren abgeleitet wurden. Gegenüber den Listen von Kurucz sind hier aber weniger Atome erfasst, dafür aber zusätzlich viele Moleküllinen, die bei Kurucz in separaten files abgelegt sind.

4.3 Die Berechnungsprogramme

Die beiden Teile bestehend aus Photosphären-Modell und Linien-Liste dienen als Eingangsfiles für die Programme zur Berechnung von Spektren. Vom Verf. werden zwei Programme verwendet:

- spectrum von O. Gray
- Synthe von Kurucz

Das Programm spectrum ist sehr gut dokumentiert und sogar unter Windows® lauffähig. Verf. verwendet aber ausschließlich die Linux-Version. Diese Anwendung ist problemlos und selbsterklärend. Ein interessantes Tool ist das mitgelieferte Programm lines. Hier wird nicht das Spektrum selbst sondern die Äquivalentbreite einzelner Linien berechnet. Dadurch kann man sich im Vorfeld schon überlegen, ob die Beobachtung einer bestimmten Linie überhaupt möglich ist. Als untere Grenze kann man etwa 1-3 milli-Angström annehmen.
Zum Programm Synthe für PC-Linux gibt es mittlerweile auch eine Dokumentation [13]. Aus eigener Erfahrung ist aber festzustellen, dass diese Anwendung nicht ganz so einfach zu handhaben ist. Ohne zu Hilfenahme von externen Sachverstand ist es schwierig, alleine damit zurecht zu kommen.
Beiden Programmen gemeinsam ist, dass die Anwendung gewissen Restriktionen unterliegt. Die Spektren von Hüllensternen sind damit nicht zu berechnen. Für die Sonne sind aber beide bestens geeignet. Zudem ist auch die Berechnung von Spektren bei unterschiedlichen Austrittswinkeln möglich. Zu beachten ist ferner, dass die drei Teile Modell, Linien-Liste und Programm nicht beliebig miteinander kombiniert werden können. Das Programm Synthe versteht nur Atlas 9 – Modelle und die Linien-Listen von Kurucz. Das Programm spectrum ist hier flexibler, man muss nur die Eingangs-files in die entsprechende Form bringen. Damit sind dann auch Berechnungen mit historischen Modellen möglich.

4.4 Beispiel

Im Folgenden wird die Anwendung an einem Beispiel erläutert. Als Rechenprogramm wurde Synthe verwendet.
Die Abb. 15 zeigt einen kleinen Teil des Sonnenspektrums um 505 nm. Neben zahlreichen Linien verschiedener Metalle ist hier auch eine Linie des neutralen Kohlenstoffs vertreten (C I bei 505,2 nm, siehe Pfeil).

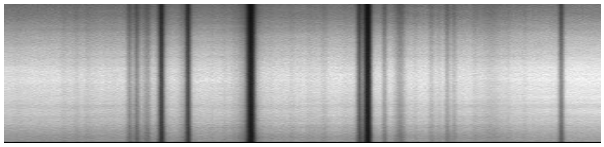


Abb. 15: Spektralbereich um 505 nm

C I

Die Linie macht einen etwas verwaschenen Eindruck, insbesondere gegenüber einer dicht daneben befindlichen Cr I – Linie. Dies zeigt sich auch nach der Extraktion des Spektrums (vgl. Abb. 16).

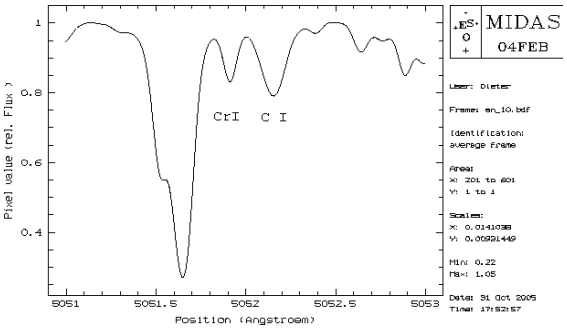


Abb. 16: extrahiertes Spektrum

Beide Linien haben fast gleiche Restintensitäten, dennoch ist die Linie C I deutlich breiter. Wie Rechnungen zeigen, kann diese Verbreiterung nicht alleine auf die durch das geringere Atomgewicht von Kohlenstoff bedingte höhere Verbreiterung infolge der thermischen Bewegung zurückgeführt werden. Andere mögliche Verbreiterungsmechanismen wie die Rotation würden beide Linien gleichermaßen betreffen und die Mikroturbulenz betrifft nur die Kerne starker Linien. Es verbleibt nur die sog. Makroturbulenz, die ein Verschieben der Linie als Ganzes durch Turbulenzen in der Photosphäre bewirkt. Eine Erklärung ist, dass die C I – Linie in geometrisch tieferen Schichten der Photosphäre entsteht. Dies kann aus den unterschiedlichen Anregungsniveaus beider Linien hergeleitet werden.

Mit dem Programm Synthe ist es nun möglich, das Spektrum für diesen Wellenlängenbereich für verschiedene Werte der Makroturbulenz zu berechnen. Dabei zeigt sich, dass in der Tat die Linie des Kohlenstoffes gut bei der Annahme einer Makroturbulenz von 2,6 km/s erklärt werden kann und dagegen die Cr I – Linie gut mit 1,6 km/s übereinstimmt.

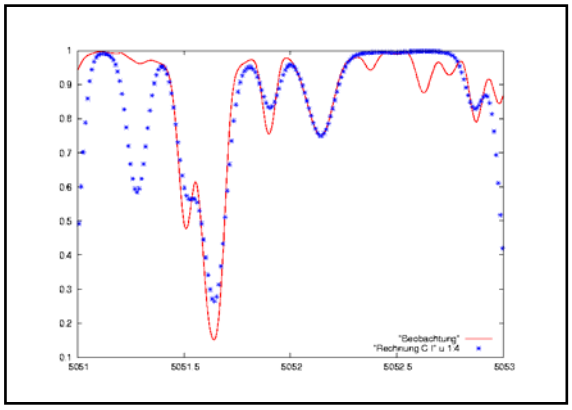


Abb.17: Spektrum berechnet mit 2,6 km/s (blaue Punkte)

Die Berechnung zeigt auch, dass die benachbarten Linien (Fe I) mit einer Makroturbulenz von 2,6 km/s nicht gut dargestellt werden. Die Wahl der entsprechenden Turbulenzgeschwindigkeiten erfolgte durch rein visuellen Vergleich ohne Anwendung spezieller Algorithmen.

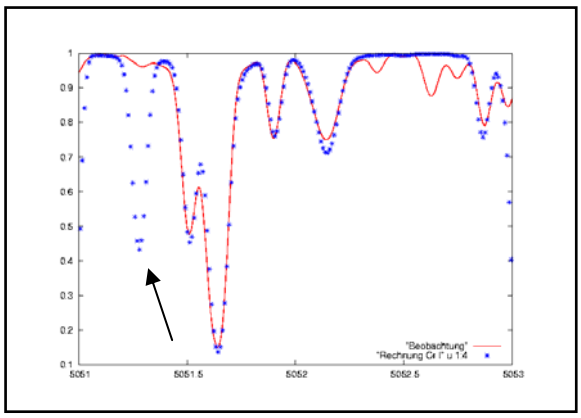


Abb.18: Spektrum berechnet mit 1,6 km/s (blaue Punkte)

Die Abb. 18 zeigt auch (siehe Pfeil), dass Rechnung und Beobachtung nicht notwendigerweise übereinstimmen müssen. Die Differenzen stammen meist aus den häufig nicht genau genug bekannten log(gf)-Werten der einzelnen Übergänge. Zu erwähnen ist außerdem, dass von beiden Programmen die terrestrischen Linien (H_2O, O_2) nicht berechnet werden.

Nach dem angegebenen Verfahren wurden weitere Linien berechnet, die sich, mehr oder weniger zufällig, in den beobachteten Spektralbereichen befanden.

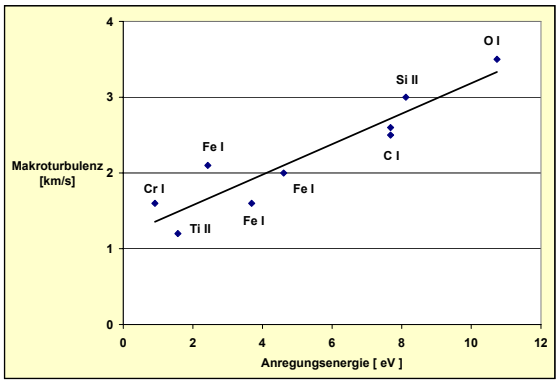


Abb. 19: Anregungsenergie als Funktion der Makroturbulenz

Wie die Abb. 19 zeigt, scheint die Makroturbulenz mit der Anregungsenergie anzusteigen. Da Linien mit höherer Anregungsenergie vorzugsweise in tieferen (heißeren) Schichten der Photosphäre entstehen, kann man schließen, dass die Makroturbulenz mit der Tiefe der Photosphäre zunimmt.

Referenzen

[1] www.eso.org/esomidas/

[2] G. Gebhard: http://www.spektros.de/

[3] H. D. Babcock, L. Herzberg, Fine structure of the red system of atmospheric oxygen bands, 1948

[4] A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, 2. Auflage, 1955

[5] H. Scheffler, H. Elsässer, Physik der Sterne und der Sonne, 2. Auflage, 1990

[6] E. Böhm-Vitense, Introduction to stellar astrophysics, Volume 2, 1997

[7] www.uni-sw.gwdg.de/academics/praktikum

[8] www.kis.uni-freiburg.de/astropraktikum

[9] E. Böhm-Vitense, Über die Temperatur- und Druckschichtung der Sonnenatmosphäre, 1954

[10] K.-H. David und G. Elste, Der Einfluß von Streulicht auf die Photometrie der Sonnenoberfläche, 1961

[11] D. Goretzki, Die Gleichungen von Boltzmann und Saha in der Sternspektroskopie, RB 23 - 25

[12] D. L. Lambert, The abundances of the elements in the solar photosphere – VIII. Revised abundances of carbon, nitrogen and oxygen, 1978

[13] http://wwwuser.oat.ts.astro.it/atmos/

[14] http://www1.appstate.edu/dept/physics/spectrum/spectrum.html

[15] Atlas 9 solar model for Asplund et al. (2005) solar abundances

…sooo, Vortrag nicht vergessen…

Nanu, wo ist denn mein Vortrag ???

Oh je, er findet seinen Vortrag nicht…

Mist, das ist er auch nicht…

What we learn studying binary Be stars

Anatoly Miroshnichenko

Department of Physics and Astronomy, University of North Carolina at Greensboro
Mary Macy Petty Science Building, Greensboro, NC 27402-6170, www.uncg.edu/phy

Abstract

Nearly 30 years ago it was suggested that Be stars might be binary systems. Theoretical studies of the binary evolution do not generally support this suggestion. Nevertheless, observers continuously reveal new Be binaries. Analysis of the existing data for 250 brightest Be stars shows that long-term monitoring programs and high-resolution spectroscopic observations are the most effective methods to study these objects. I will review the main results of this analysis as well as those from recent monitoring campaigns for the brightest Be stars (such as Gamma Cassiopeae, Zeta Tauri, Pi Aqruarii, Delta Scorpii). Observing strategies to search for Be binaries and the role of collaboration between amateurs and professionals will be discussed.

Introduction

Be stars is the largest group of hot emission-line stars. They were discovered ~140 years ago with the first introduction of astronomical spectroscopy (Secchi 1867). Spectral surveys of the 20th century (e.g., Merrill & Burwell 1933, 1950) revealed that many bright (2-10 mag) B-type stars exhibit hydrogen lines of the Balmer series in emission. This implies the presence of a large amount of gas in the immediate vicinity of the star, in its circumstellar (CS) region. Important features of Be stars are their brightness and spectral variations, fast rotation rate (close to the break-up limit) and the presence of CS gaseous disks. Nearly 25 years ago, Jaschek & Egret (1982) compiled a catalog of 1159 Be stars. Although its brightest objects are mostly genuine Be stars, those fainter than ~7–8 mag are not well classified. As a result, many objects of different nature were included there just because of the detected Hα line in emission (e.g., Herbig Ae/Be stars, B[e] stars, supergiants, Wolf-Rayet stars, and planetary nebulae). Nevertheless, this catalog continues to serve as the basis for studies of Be stars that aim at revealing their nature through statistical analysis (e.g., Yudin 2001, Zhang et al. 2004). However, uncertainties in classification of many Be stars and the presence of unrelated objects (at least 20%) make conclusions of such studies inaccurate and inapplicable to the group as a whole, thus misleading both theoretical and observational efforts and strategies.

Be stars are considered to be main-sequence objects (Zorec et al. 2005). Therefore, their CS matter is due to mass loss from the star. Current theories seem to provide a definite explanation for the cause of mass loss, which is due to the radiatively-driven wind (Lucy & Solomon 1967), only for single supergiant stars. In lower-luminosity objects, such as Be stars, the radiation pressure is not strong enough to supply the amount of CS matter that is needed to explain the observed emission-line strengths. The rotational acceleration of a mass-gaining companion in an interacting binary system was suggested by Křiž & Harmanec (1975) to explain both the high rotation rate of Be stars and the existence of disks around them. However, the theories of both single and binary star evolution fail to explain the properties and the observed population of Be stars (e.g., Bjorkman & Cassinelli 1993, van Bever & Vanbeveren 1997). Furthermore, until recently the binary hypothesis has not been supported observationally either, because of a small binary fraction (~10%) detected among Be stars (Pavlovski et al. 1997, Gies 2000). Nevertheless, binarity is crucial for studies of Be stars, because orbital parameters are the only direct source of stellar masses. The orbital parameters also provide good estimates of the disk sizes and, along with the spectral line profiles, of the CS veiling (the amount of CS absorption) and the CS contribution to the stellar brightness.

New Be star catalog

A few years ago I studied literature about Be stars and complied a catalog of 310 brightest galactic Be stars. The faintest objects have visual brightness of V ~ 7.5 mag, while the brightest one, Achernar, has

a negative visual magnitude. The literature shows that 50% of the brightest 24 objects, which represent all known Be stars brighter than V = 4 mag, are recognized binaries. There are 60 binaries among the 243 catalog objects brighter than 7 mag (the faintest members of the catalog were not included in this analysis, because the only thing known about them is the presence of the Balmer emission lines in their spectra). Therefore, binaries are very common among Be stars. Also, the fraction of known binaries goes down as the brightness decreases. This indicates that fainter stars are less studied than brighter ones. However, binaries are still being discovered among the brightest Be stars. For example, the first Be star detected by Secchi, Gamma Cas (V ~ 2.2 mag), was found to be a spectroscopic binary (Harmanec et al. 2000, Miroshnichenko et al 2002). Another Be star, Pi Aqr (V ~ 4.8 mag), lost almost all its CS matter in 1995, when a periodic motion of a remaining faint emission component of its H-alpha line as well as that of the wings of the photospheric H-alpha line were detected (Bjorkman et al. 2002). One of the brightest stars in the sky, Delta Sco, began to show signs of CS matter in 2000 and became a typical Be star by the present time.

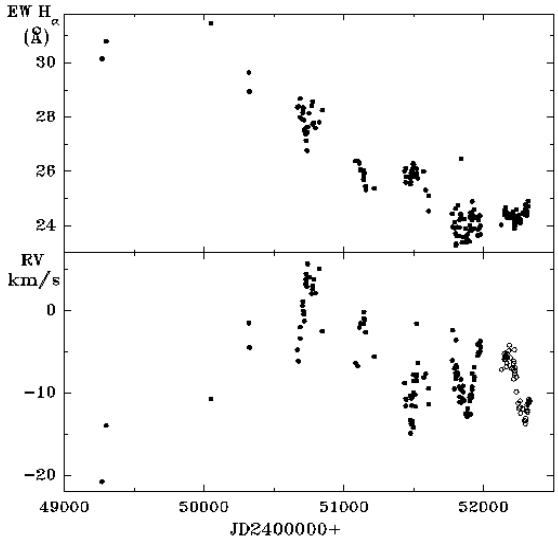


Fig. 1: The behaviour of Gamma Cas in 1993-2002. The upper panel shows variations of the equivalent width of the H-alpha line, while the lower panel shows the radial velocity variations of a certain part of the H-alpha line profile. The orbital period is 205 days. The observations were obtained at the 1-meter telescope of the Ritter Observatory of the University of Toledo, Ohio, USA. The data are published in Miroshnichenko et al. (2002).

Analysis of the catalog

Statistics of the Balmer line profiles of many Be stars shows that they are mostly double-peaked or have a narrow single peak. This phenomenon was explained by the CS matter spatially distributed in a geometrically-thin disk, in which the gaseous particles move on Keplerian orbits around the star with very little radial motion. When such a disk is viewed pole-on, single-peaked lines are observed. When the angle between the disk plane and the line of sight is intermediate, the line profiles become double-peaked with the separation that increases as the angle gets larger. An edge-on configuration produces the most separated peaks and a deep central depression, which may go below the stellar continuum. At the same time, various spectroscopic observing programs show that the line profiles can be more complex than just single or double peaks. Hanuschik et al. (1996) suggested that such complex profiles may belong to binary stars. Indeed, Gamma Cas and Pi Aqr with single-peaked but broad H-alpha profiles turned out to be binary systems. Zeta Tau, which sometimes shows a triple-peaked H-alpha line profile, is a well-known binary. Thus, observations of Be stars with complex line profiles may be a good way of finding new binaries. Some examples of such objects are Chi Oph and Nu Gem.

My study of Be stars with determined orbital periods shows that binaries with longer periods have stronger emission-line spectra. A similar relationship has been found for Be/X-ray binaries by Reig et al. (1997). This fact can be understood in the framework of the standard model of binary systems: each stellar companion has a certain region around it (called the Roche lobe) where its gravity is stronger than that of the other companion. In wider systems, the orbital periods are larger and each companion has a larger Roche lobe, where the CS matter can be stored. Moreover, since Be stars by definition are non-supergiant objects, it is hard to expect strong stellar winds from such single objects. Their masses are not high enough to produce very high temperatures in their cores and, as a result, sufficient amount of energy for generating radiation pressure, which is responsible for strong mass loss. Therefore, strong line emission is more likely associated with binaries, and Be stars with strong emission lines are better binary candidates. Typical orbital periods of strong-lined Be binaries lie between about 2 and 7 months. Stellar temperature also plays a role in the spectral line strength. Hotter Be stars of early subtypes of the type B, which emit more ionizing ultraviolet radiation, show stronger emission lines than Be stars of later subtypes. Therefore, a B8e-type star βCMi with the equivalent width the H-alpha line of 8 Å can be considered strong-lined. Typical equivalent widths

Name	V-magnitude	Spectral Type	H-alpha equivalent width, A
EW Lacertae	5.4	B3 III	46
V777 Cassiopeae	7.0	B2 V	20-45
V659 Monocerotis	6.5	B2.5 V	45
HD 206773	6.9	B0 V	0-43
105 Tau	5.9	B2 V	42
HD 208682	5.9	B2 IV	41
Psi Persei	4.2	B5 V	30-40
HD 202904	4.4	B2 V	32
DX Eri	5.9	B2 V	30
Nu Geminorum	4.2	B7 IV	8

of the H-alpha line of early B-subtype Be stars is 20-40 Å, with an upper limit of about 70 Å.

What else do we know about Be binaries? Most of them show only spectral lines of the brightest companion. The secondary companion in most cases is 2 to 4 mag fainter than the primary in the visual spectral region. Spectral types of the secondary companions are not well-known. There is a group of Be binaries with helium-rich companions of the spectral type O. It includes Phi Per, 59 Cyg, HR 2142, and perhaps a few more objects with unconfirmed secondary type. Another group has K-type secondary companions (e.g., AX Mon, V644 Mon). Secondary companions of other known binaries may have intermediate spectral types (between O and K). However, the properties of these companions are hard to reveal due to their faintness relative to the primary companions.

In summary, I can suggest that more Be stars are binary systems. Spectroscopy seems to be the best method to reveal them through radial velocity variations, which can be detected only at a relatively high resolution of above R = 10000. This limit has already been achieved by amateur astronomers. Even higher resolving powers (R > 40000) are needed to reveal fine structure of the line profiles in order to study kinematics and density distribution of the CS matter. At the same time, low-resolution observations of Be stars are also important to detect strong variations of the line intensity, for example when a Be star starts to loose its CS matter. Such observations, if readily made available to the community of both amateurs and professionals, may initiate closer studies of objects changing their activity phase.

The new Be star catalog, some results from which I presented here, needs a lot of work to include fainter objects and recent observations. I hope it can be ready some time next year to become available to the community. In the meantime, I suggest the following relatively bright Be stars as good candidates for investigation as possible binary systems (see Table). They all have strong H-alpha lines, strong line variations have been detected for some of them (see column 4), but their binarity has not been revealed yet.

References

Bjorkman, J.E., & Cassinelli, J.P., Equatorial disk formation around rotating stars due to Ram pressure confinement by the stellar wind, ApJ, 409, 429-449, 1993

Bjorkman, K.S., Miroshnichenko, A.S., McDavid, D.A., & Pogrosheva, T.M. A study of π Aqr during a quasi-normal star phase: refined fundamental parameters and evidence for binarity. ApJ, 573, 812-824, 2002

Gies, D., Glimpses of Be Binary Evolution, in The Be Phenomenon in Early-Type Stars, eds. M.A. Smith, H.F. Henrichs, and J. Fabregat, ASP Conf. Ser., 214, 668-680, 2000

Hanuschik, R.W., Hummel, W., Sutorius, E., Dietel, O., & Thimm, G., Atlas of high-resolution emission and shell lines in Be stars. Line profiles and short-term variability, A&AS, 116, 309-358, 1996

Jaschek, C., & Egret, D., A catalogue of Be stars, Proc. IAU Symp. 98, 261-263, 1982

Harmanec, P., Habuda, P., Stefl, S., et al., Properties and nature of Be stars. XX. Binary nature and orbital elements of gamma Cas A&A, 364, L85-L88, 2000

Křiž, S., & Harmanec, P., A hypothesis of the binary origin of Be stars, Bull. Astron. Inst. Czekh., 26, 65-81, 1975

Lucy, L.B., & Solomon, P.M., Mass loss from O and B supergiants, AJ, 72, 310, 1967

Merrill, P.W., & Burwell, C.G., Catalogue and bibliography of stars of classes B and A whose spectra have bright hydrogen lines, ApJ, 78, 87-140, 1933

Merrill, P.W., & Burwell, C.G., Additional stars whose spectra have a bright Hα line, ApJ, 112, 72-89, 1950

Miroshnichenko, A.S., Bjorkman, K.S., & Krugov, V.D., Binary Nature and Long-Term Variations of Gamma Cassiopeiae, PASP, 114, 1226-1233, 2002

Pavlovski, K., Harmanec, P. Bozic, H. Koubsky, P. Hadrava, P. Kříž, S. Ruzic, Z. & Stefl, S., UBV photometry of Be stars at Hvar: 1972—1990, A&AS, 125, 75-98, 1997

Reed, B.C., Catalog of Galactic OB Stars, AJ, 125, 2531-2533, 2003

Reig, P., Fabregat, J., & Coe, M. J., A new correlation for Be/X-ray binaries: the orbital period-Hα equivalent width diagram, A&A, 322, 193-196, 1997

Secchi, A., Correspondence - Stellar Spectrometry, Astronomical Register, 5, 18, 1867

van Bever, J., & Vanbeveren, D., The number of B-type binary mass gainers in general, binary Be stars in particular, predicted by close binary evolution, A&A, 322, 116-126, 1997

Yudin, R.V., Statistical analysis of intrinsic polarization, IR excess and projected rotational velocity distributions of classical Be stars, A&A, 368, 912-931, 2001

Zhang, P., Cheng, P.S., & He, J.H., A new approach to IRAS observations of Be stars, New Astronomy, 9, 509-524, 2004

Und jetzt führe ich vor, wie man
ein Kaninchen herbeizaubert!

Toll!

HOKUSPOKUS!

10.000 Spektren in einem Schuss – Spektroskopie heute und morgen

Reinhard Hanuschik

Data Management and Operations Division, Europäische Südsternwarte, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching b. München, www.eso.org

Zusammenfassung

In diesem Text werden die gegenwärtigen spektroskopischen Techniken und Instrumente der professionellen Astronomie vorgestellt, ebenso werden die zukünftigen Entwicklungen beleuchtet.

1. Spektroskopie am VLT

Die Europäische Südsternwarte betreibt das Very Large Telescope (VLT) auf dem Cerro Paranal in Chile. Dort stehen vier 8.2m-Teleskope, die mit insgesamt 11 Instrumenten ausgestattet sind, viele davon Spektrographen oder Instrumente mit spektroskopischen Moden (Abb. 1). Alle Daten dieser Instrumente werden, nachdem sie gemessen worden sind, in die Zentrale der ESO nach Garching b. München übertragen, dort gespeichert und prozessiert, und schließlich an die Astronomen in den Heimatinstituten in ganz Europa verteilt. Im Moment werden pro Semester etwa 2 Terabyte Daten verarbeitet.

Abbildung 1: Das Very Large Telescope (VLT) auf dem Cerro Paranal in Chile.

Spektroskopie hat in der Astronomie eine besondere Rolle: sie hat nicht den unmittelbaren „sinnlichen“ Zugang, wie ihn die Photographie bieten kann, aber sie enthält sehr viel an physikalischer Information und ist daher für den Kenner sehr reizvoll. Am bekanntesten ist der Dopplereffekt, der sich in der Verschiebung einer Linie (Absorption oder Emission) oder ihrer Verbreiterung äußert und ein Maß darstellt für die Radialgeschwindigkeit, die das beobachtete Objekt relativ zum Beobachter besitzt. Die Genauigkeit dieser Methode ist frappierend: bei einer Auflösung von R=10.000 kann man Geschwindigkeiten von 30 km/s messen. Mit speziellen Instrumenten (z.B. HARPS am ESO 3.6m-Teleskop auf La Silla) und Techniken (Kreuzkorrelation tausender von Linien statt Messung nur einer) sind heute Genauigkeiten von einigen m/s möglich. Mit noch höherem Aufwand scheint auch der Bereich von cm/s in wenigen Jahren erreichbar. Dabei bedeutet m/s bereits Fußgängertempo!

Eindrucksvoll auch, dass diese Präzision unabhängig ist von der Entfernung, sie hängt nur von der Helligkeit des Objekts. Wir können also Quasare am Rande des Universums genauso genau vermessen wie Doppelstern in unserer Nähe, oder Exoplaneten in anderen Sonnensystemen. Genau dies sind auch die Haupt-Anwendungsgebiete: Umlaufbahnen von Doppelsystemen, wechselwirkende Doppelsterne, Begleiter um kompakte Objekte usw.

Eine weitere, vielleicht noch wichtigere Anwendung ist die Messung von Linienprofilen, die durch den Dopplereffekt verbreitert werden. Mit dieser Technik lassen sich Geschwindigkeitsfelder z.B. von Materie in der Umgebung von Sternen bestimmen (sog. zirkumstellare Materie). Dies kann Sternwind sein, also ionisiertes Gas, welches durch den Strahlungsdruck heißer Frühtypsterne beschleunigt und ausgeworfen wird, oder rotierendes Gas in einer Scheibe um einen Be-Stern. Der Sternwind bewegt sich beschleunigt auf den Beobachter zu. Der Teil, der projiziert auf den Stern erscheint, erscheint daher als blauverschobener Absorptionstrog, der gesamte Rest erscheint als verbreitertes Emissionsvolumen. Das Ergebnis ist ein asymmtreisches P-Cygni-Profil, mit blauem Trog und rotem Emissionsbuckel (Abb. 2). Maximale

Expansionsgeschwindigkeit, Volumen und Masse des Sternwindes lassen sich aus dem Profil ablesen.

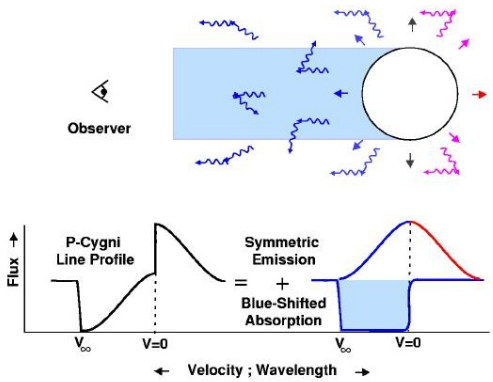


Abbildung 2: Entstehung eines P Cygni-Profils.

Die rotierende Scheibe dagegen erscheint als symmetrisches Doppelgipfelprofil, da für jedes Teilchen, welches sich auf den Beobachter zu bewegt, auch eines findet, das sich gerade genau entgegengesetzt bewegt (Abb. 3). Störungen der perfekten Symmetrie deuten auf ungleichmäßige Dichteverteilung oder ein gestörtes Geschwindigkeitsfeld hin (z.B. durch Dichtewellen oder einen Begleiter).

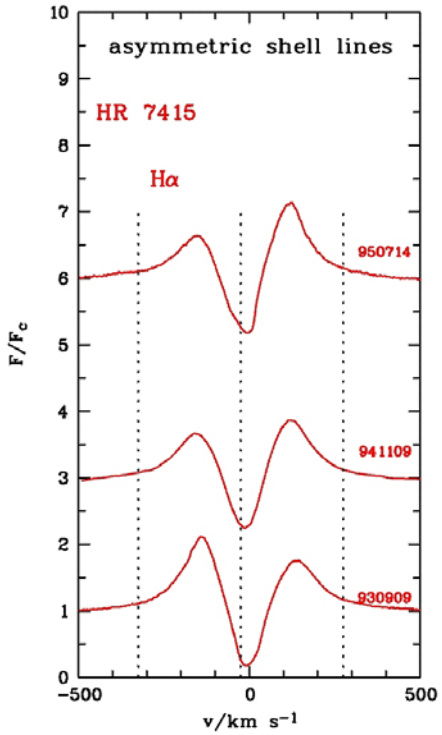


Abbildung 3: Asymmetrische Hüllenlinien bei Be-Sternen.

Schließlich wird der Dopplereffekt auch statistisch benutzt: in einem Sternhaufen hilft er, Mitglieder von bloßen Vordergrundsternen zu trennen, den „Mitglieder der Familie“ haben alle die gleiche Radialgeschwindigkeits-Verteilung.

Eine weitere wichtige Anwendung der Spektroskopie ist die Analyse von Linienprofilen mit dem Ziel, die chemische Zusammensetzung oder den Spektraltyp eines Sterns zu bestimmen. Sterne zeigen sehr verschiedene Spektren, die von drei Parameters abhängen: ihrer Helligkeit, ihrer Temperatur und ihrer Zusammensetzung. Ein Blick aufs Spektrum genügt, um dem Kenner zu verraten, ob es sich um einen Frühtypstern (starke Balmerlinien), einen mittleren Spektraltyp oder einen Spättypstern handelt (viele Moleküllinien).

2. Amateurbeiträge und die Voraussetzungen

Welche Amateurbeiträge sind im Bereich der Spektroskopie möglich und sinnvoll? Zunächst kann man sagen, dass die Messung und Betrachtung eines Sternspektrums schon als Selbstzweck, ganz ohne Ambitionen, sinnvoll ist: sie führt uns zu einem tieferen Verständnis und ist ohne Zweifel reizvoll. Aber auch die systematische Messung ist sinnvoll, besonders wenn „Nischen“ ausgefüllt werden, die im Beriech der Profis gar nicht oder nur schwer zugänglich sind. Messreihen und systematische Untersuchungen sind für den Amateur leichter möglich als an großen Observatorien. Besonders lohnend ist es sicherlich, sich auf Emissionslinien-Objekte zu konzentrieren.

Wichtig für eine systematische Messreihe ist es, dass „Spielregeln“ eingehalten werden: die wichtigste lautet, keine Messung ohne Kalibration. Um z.B. ein interessantes und ungewöhnliches Linienprofil publizieren zu können, müssen Vergleichsmessungen eines Sterns mit bekanntem und stabilem Profil vorher und nachher vorliegen, sonst ist die Messung nicht kalibriert und eigentlich wertlos. Wichtig ist auch, Vergleichsspektren z.B. von Lampen oder auch der Sonne zu erhalten, um die Wellenlängenskala eichen zu können.

Wichtigste Kenngrößen von Linienprofilen sind:

- Linienbreite $\Delta\lambda$ oder Auflösungsvermögen $R = \lambda/\Delta\lambda$
- Verschiebung $\lambda - \lambda_0$
- Äquivalentbreite W_λ

Letztere (Abb. 4) ist unabhängig von der instrumentellen Auflösung und daher besonders wichtig für Messreihen und die physikalische Interpretation. Gerade dieser Parameter erfordert sorgfältiges Messen und Prozessieren der Daten: sowohl der Untergrund als auch das umgebende Kontinuum müssen

genau bekannt sein, um die Fläche der Linien zu bestimmen, die dann nach Division durchs Kontinuum die gesuchte Äquivalentbreite ergibt.

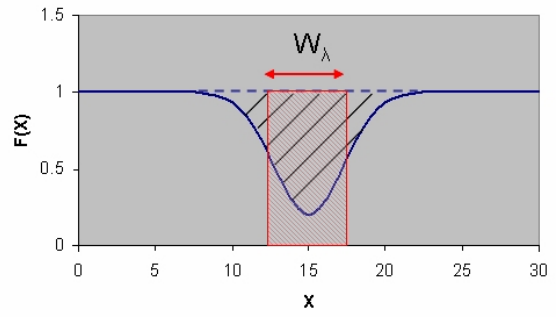


Abbildung 4: Prinzipielle Definition der Äquivalentbreite.

Das Messprinzip der Spektroskopie ist relativ einfach: Licht muss ausgewählt und zerlegt werden. Zum Auswählen wird ein Spalt benutzt, zum Zerlegen („Dispergieren“) bietet sich entweder ein Prisma oder, für höhere Auflösung, ein Gitter an.

Nach diesem Prinzip werden Langspaltspektrographen gebaut, die für jedes Objekt, das in den Spalt fällt, ein Spektrum erzeugen. Dies ist auch die Standardtechnik für den Amateur, wenn nicht sogar auf den Spalt verzichtet wird und das gesamte Feld spektroskopiert wird (Objektivprisma).

3. Multiobjekt-Spektroskopie

Für die Spektroskopie mehrerer Objekte auf einmal werden im Bereich der professionellen Astronomie mehrere Techniken angewendet:

- MOS (multi-object spectroscopy, Abb. 5): mehrere Spalte sind frei beweglich, der Astronom verschiebt sie auf die gewünschten Objekte; die Spektren werden auf dem Detektor übereinander angeordnet.

- Faserunterstützte MOS: der Spektrograph FLAMES/Giraffe am VLT besitzt 120 frei verschiebbare Magnetköpfe, die das Licht der Objekte über Glasfasern zum Spektrographen leiten (Abb. 6). Hier kann der Astronom also seine Objekte frei innerhalb des Gesichtsfeldes wählen.

- Schließlich gibt es noch die Integralfeld-Spektroskopie (integral-field unit, IFU), bei der das Gesichtsfeld mit einem Linsenmosaik in ein Raster zerlegt wird und von jedem Rasterelement eine Faser zum Spektrographen führt. Bei dieser Technik sind die Koordinaten der Objekte nicht frei wählbar, aber es können sehr viele Rasterpunkte auf einmal gemessen werden. Diese Technik wird vor allem verwendet, um das Geschwindigkeitsfeld eines ausgedehnten Objekts, z. B. einer Galaxie, aufzunehmen. Der zurzeit größte IFU-Spektrograph der ESO ist VIMOS (Abb. 7).

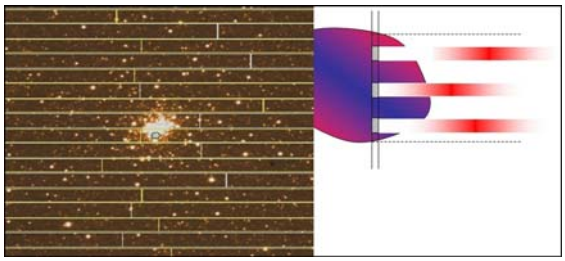


Abbildung 5: Multi-Objekt-Spektroskopie.

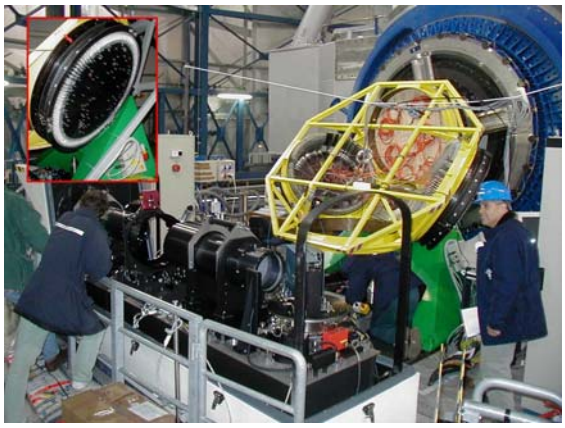


Abbildung 6: FLAMES/Giraffe am VLT. Einzelne Glasfasern (inset) sind frei beweglich.

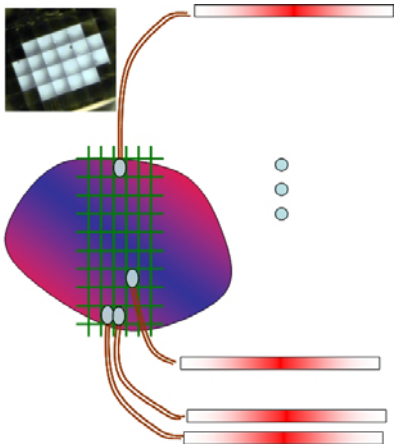


Abbildung 7: Integralfeld (IFU)-Spektroskopie: Viele Spektren im 2D-Raster. Zerlegung mit Glasfasern oder Slicer ⇒ Bild *und* Spektrum: Spektro-Imaging mit großen Datenmengen.

Dieses Instrument verfügt über 4 Arme, die jeweils 1600 Spektren erzeugen. Man kann also in einer Belichtung bis zu 6400 Spektren messen und damit z.B. das Geschwindigkeitsfeld im Zentrum einer Galaxie komplett vermessen.

Diese Integration wird auf 4 CCDs verteilt. Die Reduktion dieser Datenmengen ist ohne Automatisierung gar nicht mehr durchführbar. Bei der ESO werden all diese Daten prozessiert und dem Astronomen zur Verfügung gestellt. Vereinfacht ausgedrückt erhält man also am Ende das Radialgeschwindigkeitsfeld fertig ausgewertet und kann sich der weiteren wissenschaftlichen Erschließung widmen.

Was bringt die Zukunft? In der Amateurastronomie steht heute zu moderaten Preisen eine technische Ausstattung zur Verfügung, die noch vor 10 Jahren nur im Profi-Bereich vorkam. CCDs mit ihrer hervorragenden Charakteristik (Linearität, Effizienz, digitales Signal) ermöglichen ernsthafte Spektroskopie, die auch wissenschaftlich wertvoll ist.

An den großen Observatorien wird mit den Teleskopen auch die Instrumentierung immer aufwendiger. Als Beispiel sei hier der Spektrograph MUSE genannt, der als sog. *second-generation* Instrument etwa im Jahre 2010 in Betrieb gehen wird (Abb. 8). Dort werden 24 identische Spektrographen zu einer Batterie zusammengeschaltet, die ein Gesichtsfeld von 60“x60“ mit 0.2“ Auflösung in 300x300 Spektren, also 90.000 Spektren auflöst. Mit dieser Maschine sollen extrem ferne Galaxien der ersten Generation analysiert werden.

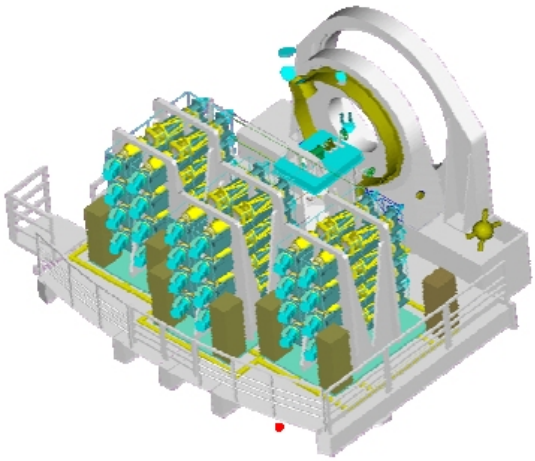


Abbildung 8: “2nd generation”-Projekt MUSE (multi-unit spectroscopic explorer) mit 24 Spektrographen, 24 IFU und 24 CCD.

Dieser Vortrag kann als Powerpoint-Präsentation unter der Adresse
http://www.eso.org/~rhanusch/10000spektren.pps
heruntergeladen werden.

Information über die ESO-Instrumente kann man unter http://www.eso.org/instruments/ finden.

Die ESO unterhält eine Abteilung für Öffentlichkeitsarbeit, mehr unter
http://www.eso.org/outreach/press-rel.

Verdammt, wie bekomme ich das Kaugummi nur aus der Tastatur…?

…er hat den Rechner verklebt!

Tatsächlich… ℵψ♠♠&§%&…!!!

Kaugummi kann man gut mit Verdünner wie diesem hier lösen…

Aha!

Spektroskopische Zeitserien von P Cygni und anderen heißen Überriesen

Otmar Stahl

Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Landessternwarte, Königstuhl, 69117 Heidelberg, www.lsw.uni-heidelberg.de

Zusammenfassung

Ich beschreibe Sternwindphänomene massiver Stern. Anhand verschiedener Typen und Beobachtungsergebnisse erläutere ich wo Amateure auch mit kleinen Teleskopen die Winde heißer Überriesen mit Zeitserien analysieren können.

1. Winde heißer Überriesen

P Cygni ist der Prototyp der P Cygni-Sterne, die durch ihre Linienprofile charakterisiert sind. P Cygni-Profile bestehen aus einer unverschobenen Emission und einer blauverschobenen Absorption. Bei P Cygni haben fast alle Linien dieses Profil, bei vielen anderen Sternen nur die stärksten Linien. P Cygni-Profile sind ein sicheres Anzeichen von Massenverlust. Massenverlust kann bei fast allen heißen Sternen beobachtet werden, wenn auch selten so einfach wie bei P Cygni. Der Massenverlust ist wichtig für die Sternentwicklung, da während der Entwicklung ein großer Anteil der Gesamtmasse durch Massenverlust verloren geht. Der Massenverlust führt auch zu veränderten Oberflächenhäufigkeiten, da durch den Verlust der äußeren Hülle prozessierte Materie an die Oberfläche gelangt. Der Massenverlust ist auch wichtig für das interstellare Medium, dem die Sterne Energie und angereicherte chemische Elemente liefern. Die Winde heißer Sterne werden durch den Strahlungsdruck der Sterne angetrieben. Diese Winde sind charakterisiert durch hohe Geschwindigkeiten von 2000 - 3500 km/s und Massenverlustraten von $10^{-6} - 10^{-5}$ Sonnenmassen/Jahr. Bei extremen Sternen wie P Cygni sind die Massenverlustraten noch höher und die Windgeschwindigkeiten deutlich geringer, d.h. die Dichten sind viel höher als bei normalen heißen Sternen.

Die meisten heißen Sterne rotieren schnell, was die Sternwinde deutlich beeinflusst. Da rotierende Sterne am Pol heißer als am Äquator sind, können Fliehkräfte zur Scheibenbildung führen, einer „oblaten“ Struktur. Andererseits ist der Sternwind am Pol verstärkt, was zu „prolaten“ Strukturen führen kann. Beide Fälle sind wahrscheinlich bei verschiedenen Sterntypen realisiert.

Variationen sind typisch für Winde und Massenverlust. Die Massenverlustvariabilität äußert sich z.B. durch „discrete absorptions components“ (DACs), Röntgenstrahlung aus dem Wind (die durch Schocks entsteht) und nichtthermische Radiostrahlung. Die Klumpigkeit von Sternwinden zeigt sich auch darin, dass Methoden die linear bzw. quadratisch von der Dichte abhängen, zu anderen Ergebnissen für die Massenverlustrate führen. Die Ursache der Variationen ist nicht genau bekannt: Sternwinde können intrinsisch instabil sein oder Störungen in der Photosphäre können sich im Wind ausbreiten. Radialsymmetrische Störungen (Hüllen) kann man aber ziemlich sicher ausschließen. Eher kann man sich Sternwinde als von spiralförmigen Störungen durchsetzt vorstellen. Die Wanderung dieser Störungen durch den Sehstrahl führt dann zu den beobachteten Variationen. Variabilität und Struktur von Sternwinden sind also eng verbunden. Zeitliche Variabilität bedeutet Struktur im Wind. Die Verbindung wird durch die Rotation hergestellt, die zusammen mit der Expansion des Windes zu nicht-radialen Bewegungen führt. Da Strukturen in den Sehstrahl wandern können, kann man diese Strukturen durch Zeitserien beobachten. Die Fragen dabei sind: Wie entstehen Strukturen im Wind und wie breiten sie sich aus?

2. P Cygni und Verwandte

P Cygni wird heute in die Klasse der Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen (LBV) gestellt. Das sind blaue Sterne der Spektralklassen O bis F, die im visuellen zu den hellsten Sterne in externen Galaxien gehören. Sie sind stark variabel auf langen Zeitskalen von Monaten bis Jahrzehnten. Der Spektraltyp variiert dabei mit der Helligkeit stark, so dass die gesamte (bolometrische) Helligkeit etwa konstant bleibt. Das geht nur, wenn der Radius ex-

trem variabel ist, da $R^2 T_{eff}{}^4 = const.$ sein muss. Der Massenverlust der LBV ist hoch und variiert über den Helligkeitszyklus. Obwohl die LBV-Phase sehr kurz ist, ist der Massenverlust in der LBV-Phase daher wichtig für die Entwicklung dieser Sterne. LBVs sind sehr selten und als Gruppe zuerst in externen Galaxien erkannt worden. Bekannte Vertreter sind P Cygni, η Car, AG Car, S Dor in der Großen Magellanschen Wolke. LBVs waren wichtige Objekte in mehreren Kampagnen mit dem Heros-Spektrographen der LSW. Diese Kampagnen hatten als wichtigstes Ziel Beobachtungen über lange Zeitskalen (Monate) mit hoher Auflösung über einen großen Spektralbereich. Die langen Beobachtungsruns waren nur möglich an kleinen Teleskopen. Der transportable Heros Echelle-Spektrographe war mit einem Lichtleiter an das Teleskop gekoppelt. Mit Hilfe eines Strahlteilers konnten zwei Kanäle (blau und rot) mit zwei Kameras und zwei CCDs gleichzeitig benutzt werden.

Heros wurde über mehr als zehn Jahre an verschiedenen Teleskopen von 50cm bis 2,2m Öffnung eingesetzt, unter anderem 1989 - 1990 in Heidelberg an einem 70cm-Teleskop, 1990 - 1991 in Tautenburg am 2m Teleskop, 1992 am Calar Alto am 1,23m-Teleskop und 2,2m-Teleskop, 1992 - 1999 bei ESO am 50cm, Bochum-60cm, Dutch-90cm, ESO-1,52m und ESO-2,2m-Teleskop, 2002--2004 am Wendelstein, 80cm-Teleskop und in Ondřejov (Tschechien) am 2m-Teleskop. Dabei wurden neben P Cygni auch Be-Sterne, verschiedene OBA-Überriesen und im Detail ζ Sco und die LBVs AG Car und HD 160529 beobachtet. Ein Beispiel für eine Zeitreihe, die 1990 in Heidelberg aufgenommen wurde, ist in Abb. 1 gezeigt.

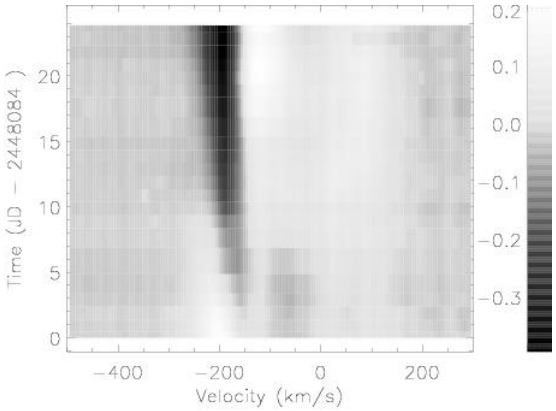


Abbildung 1: Zeitserie von P Cygni in einem Linienprofil. Gezeigt sind Differenzspektren, um den Kontrast zu verstärken. Man sieht deutlich die Entwicklung einer verstärkten blauen Absorptionskomponente über mehrere Wochen. Die Beobachtungen wurden mit Heros in Heidelberg durchgeführt.

Die Heros-Aufenthalte in La Silla waren besonders wertvoll, da das gute Wetter ununterbrochene Zeitserien über mehrere Monate erlaubte. Möglich war das, da die kleinen Teleskope in La Silla wenig benutzt wurden und uns daher Aufenthalte von bis zu drei Monaten pro Jahr in mehreren Jahren hintereinander genehmigt wurden. Das ermöglichte die Untersuchung von Zeitskalen von Tagen bis Jahren.

Abbildung 2 zeigt bei ζ Sco ähnliche Phänomene wie Abb. 1 bei P Cygni. Durch den langen zusammenhängenden Run sind die Variationen aber wesentlich klarer. Abbbildung 3 zeigt Variationen in dem sehr aktiven LBV AG Car während eines Helligkeitsausbruchs. Die Variationen sind wesentlich komplexer als bei P Cygni.

3. Pulsationen und Massenverlust bei normalen Sternen

Obwohl LBVs und ähnliche Sterne viele physikalisch interessante Effekte zeigen, können viele Aspekte an normaleren Sternen besser studiert werden. Hier will ich mich mit der Ursache der Massenverlustvariationen durch eine Zeitserie von HD 64760 beschäftigen.

HD 64760 ist ein B0-Stern, bei dem periodische Variationen im Sternwind mit einer Periode von 2,4 oder 1,2 Tagen nachgewiesen wurden. HD 64760 ist ein normaler, heller B0-Überriese, aber der schnellste Rotator ($v \sin i = 265 km/s$ seiner Spektralklasse (B0I). Wir sehen wahrscheinlich direkt auf den Äquator des Sterns. Die periodischen Variationen können als Sternflecken oder Pulsationen gedeutet werden. Um das zu unterscheiden, beobachteten wir den Stern elf Nächte und damit mehrere Zyklen lang. Die Beobachtungen wurden mit dem Feros-Spektrograph in La Silla durchgeführt. Feros ist wie Heros ein fasergekoppelter Echelle-Spektrograph und wurde am ESO 1,52m und 2,2m-Teleskop eingesetzt. Feros ist wesentlich effizienter als Heros (20% im Maximum) und hat mit 48000 auch eine höhere spektrale Auflösung. Zur Querdispersion wird ein Prisma benutzt. Das erlaubt die Aufnahme eines sehr großer Wellenlängenbereich (3700 – 9200Å) ohne Lücken mit einem 2 x 4k CCD-Chip. Mit zwei Fasern können ein Stern und gleichzeitig der Himmelshintergrund beobachtet werden. In Abb. 4 ist ein Überblick über diese Beobachtungen gezeigt.

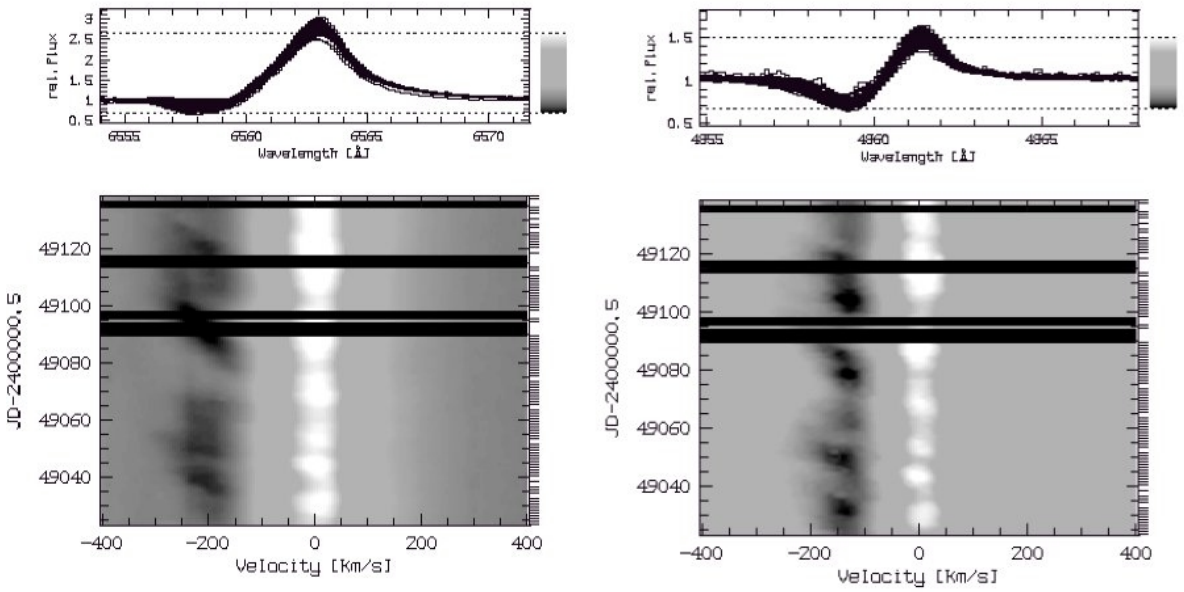


Abbildung 2: Zeitserie von ζ Sco in Hα und Hβ. Deutlich ist die Verschiebung von Absorptionskomponenten zum Blauen hin zu beobachten. Die Beobachtungen wurden mit Heros, in La Silla, Chile, durchgeführt.

Die Profile zeigen nicht-radiale Pulsation mit hoher Ordnung ($l,m \sim 6\ldots10$) an.

Die Variationen sind multi-periodisch, wobei die Perioden etwa 0,2 Tage betragen. Die Unterschiede von Nacht zu Nacht sind auf die Überlagerung mehrerer Pulsationen zurückzuführen, die eine ähnliche Periode haben. Die Überlagerung von Moden mit verschiedenem $l = -m$ führt zu einen Temperaturverteilung mit mehreren Maxima auf der Oberfläche, wobei die Überlagerungswelle sich prograd (mit der Rotation) oder retrograd (gegen die Rotation) bewegen kann.

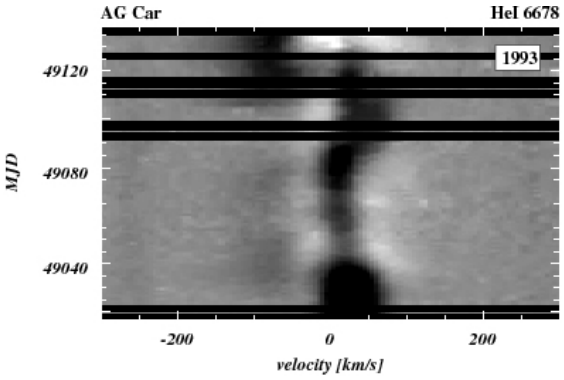


Abbildung 3: Zeitserie von AG Car in einem HeI-Linienprofil. Die Variationen sind sehr komplex und teilweise schnell. Die Beobachtungen wurden mit Heros in La Silla, Chile, durchgeführt.

Diese Maxima führen zu einer lokalen Verstärkung des Sternwindes. Die Periode mit der der Sternwind moduliert wird, ist die Schwebungsperiode, nicht die Rotationsperiode des Sterns. Die Schwebungsperiode ist wesentlich länger als die Periode der Pulsationen. Die Beobachtungen zeigen, dass Pulsationen Sternwindvariationen auslösen können.

4. η Car und der Homunculus-Nebel

η Car ist einer der bekanntesten Sterne überhaupt. Er ist von einem sehr bekannten Reflektionsnebel umgeben (dem Homunculus-Nebel), der im 19. Jahrhundert in einem großen Ausbruch abgeworfen wurde. Legt man einen Spalt über den Nebel, dann erlaubt es die Geometrie des Nebels, den Sternwind, der von der stellaren Breite abhängt, entlang des Spalts in verschiedenen Breiten zu spektroskopieren. Räumliche Variationen des Spektrums entlang des Spalts entsprechen also Variationen des Sternwinds entlang der Breite auf dem Stern.

η Car ist periodisch variabel mit einer Periode von 5,52-Jahre. Während einer kurzen Phase (Monate) werden hoch angeregte Linien schwächer, die Radio-Leuchtkraft nimmt ab und man beobachtet im sichtbaren und IR ein bedeckungsartiges Ereignis. Das Modell, mit dem diese Variationen erklärt werden, benötigt einen heißen Begleiter auf einer exzentrischen Umlaufbahn.

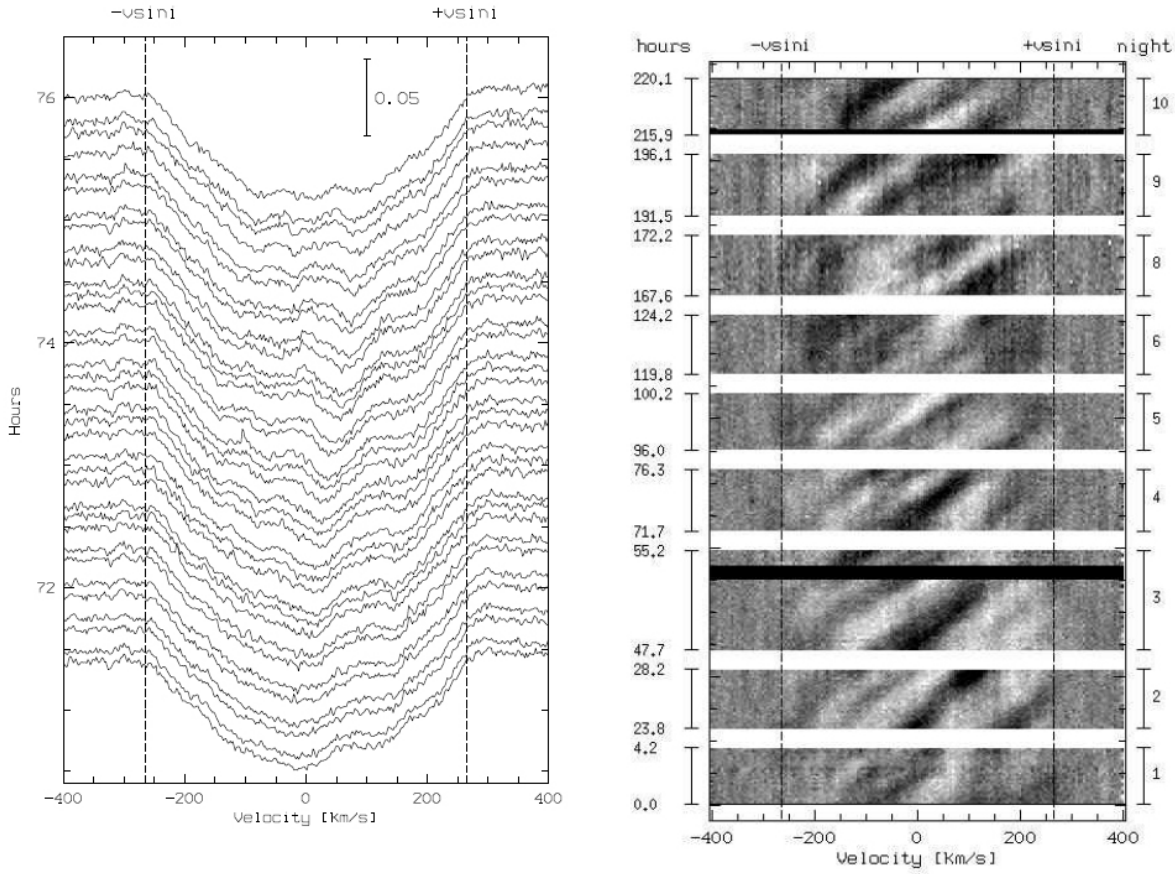


Abbildung 4: Zeitserie von HD 64760 im Profil von SiIII λ 4553. Die Variationen sind charakteristisch für nichtradiale Pulsationen. Die Beobachtungen wurden mit Feros in La Silla, Chile, durchgeführt.

Durch die Kollision der Winde beider Sterne und das Eintauchen des Begleiters in den Sternwind von η Car können die Variationen erklärt werden.

Wir habe den Nebel von η Car in einer Zeitserie um eine Bedeckung beobachtet, um die Sternwindvariationen genauer zu untersuchen. Damit kann man detailliert die Sternwindvariationen über die Zeit und den Ort auf dem Stern erfassen. Die Beobachtungen wurden mit Uves durchgeführt. Uves ist ein Echelle-Spectrograph mit zwei Armen (rot und blau), der am VLT eingesetzt wird. Uves hat zwei Echellegitter und jeweils zwei Crossdisperser, ein CCD im blauen, zwei Mosaic-CCDs im roten Arm. Die Auflösung beträgt bis 80000 im Blauen bzw. 110000 im Roten. Abbildung 5 zeigt Variationen der HeI λ 6678-Linie an einer Stelle im Homunculus, die einer Sicht auf den Pol des Sterns entspricht. Diese Beobachtungen zeigen u.a. für kurze Zeit eine stark blauverschobene Absorption, die vorher nicht bekannt war.

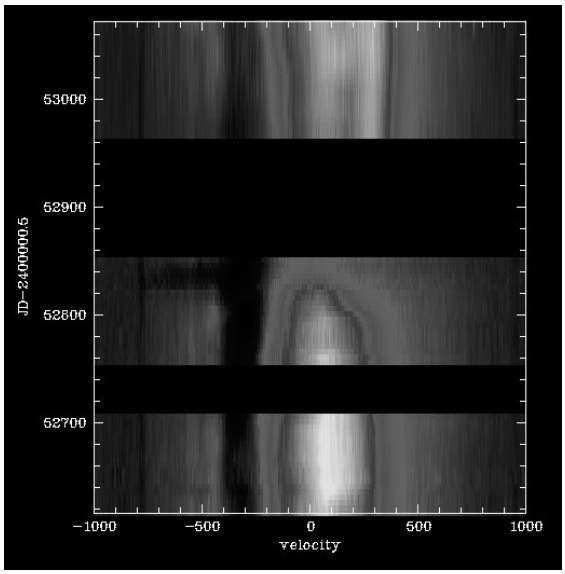


Abbildung 5: Zeitserie von η Car im Profil von HeI λ 6678. Die Beobachtungen wurden im Homunculus-Nebel gemacht. Die Variationen sind sehr stark. Man beachte besonders die stark blauverschobene Absorption nahe der „Bedeckung“ wo auch die Emissionskomponente verschwindet. Die Beobachtungen wurden am VLT mit Uves durchgeführt.

5. Zusammenfassung

Heiße Sterne haben komplexe Sternwinde, die zeitlich variabel und räumlich strukturiert sind. Verschiedene Mechanismen sind wichtig (z.B. Rotation, Pulsation…) zur Erklärung dieser Beobachtungen. Langzeitbeobachtungen sind entscheidend für das genaue Verständnis dieser Phänomene. Dabei können kleine Teleskope wichtige Beiträge liefern. Für Amateure sind in diesem Zusammenhang außer P Cygni z.B. α Cyg und β Ori interessante Objekte, da diese Objekte sehr hell sind und in der Hα-Linie interessante Variationen zeigen.

Hör mal, Anatoly…Kaninchen herbeizaubern
kann ich doch schon lange… HOKUSPOKUS!

Uuups…

Tja, da der Beamer jetzt nur noch Kaninchen
zeigt…wer hat Folien dabei?

59 Cygni – Ein zweiter Be-Doppelstern mit heißem, kompaktem Begleiter

Monika Maintz

Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Landessternwarte, Königstuhl, 69117 Heidelberg, www.lsw.uni-heidelberg.de

1. Einführung

B-Emissionslinien-Sterne oder kurz Be-Sterne sind Sterne vom Spektraltyp B, die den Leuchtkraftklassen III, IV oder V angehören und in deren Spektrum mindestens eine Wasserstoff-Linie in Emission zu sehen ist oder früher zu sehen war. Etwa 10 bis 20 % aller B-Sterne der Milchstraße gehören zu dieser Gruppe. Die Emissionslinien entstehen in einer Gasscheibe, die den Be-Stern umgibt und die durch seine UV-Strahlung zum Leuchten angeregt wird. Be-Sterne rotieren extrem schnell. Ihre Rotationsgeschwindigkeiten liegen bei mindestens 70 % des Geschwindigkeitslimits, an dem sie aufgrund der Fliehkraft zerreißen würden. Noch ist nicht eindeutig geklärt, wie Be-Sterne entstehen und warum sie so schnell rotieren.

Modellrechnungen für mittelschwere Sterne in engen Doppelsternsystemen zeigen, dass Masse und Drehimpuls von der Primär- auf die Sekundärkomponente überfließt, wenn diese sich zum Riesen entwickelt hat und ihre Roche-Grenze ausfüllt. Der Begleiter wird dadurch „aufgedreht“ und kann seine Rotationsgeschwindigkeit deutlich erhöhen. Die ursprüngliche Sekundärkomponente kann sich so zu einem schnell rotierenden Be-Stern entwickeln und zur neuen Primärkomponente des Doppelsternsystems werden.

Etwa 5 bis 20 % (Van Bever & Vanbeveren, 1997) oder bis zu 50 % (Pols et al., 1991) aller Be-Sterne könnten auf diese Weise entstanden sein. Be-Doppelsterne wären demzufolge entwickelte enge Doppelsternsysteme, in denen der Massenübertrag bereits abgeschlossen ist. Der ursprüngliche Primärstern, der nun zum Begleiter geworden ist, müsste eines von drei möglichen Endstadien erreicht haben und entweder ein Heliumstern (O-Unterzwerg; engl.: subdwarf O, kurz sdO), ein Weißer Zwerg (engl.: white dwarf, kurz WD) oder ein Neutronenstern sein. Be-Doppelsterne, die als Sekundärkomponente einen Neutronenstern enthalten, bilden Be-Röntgendoppelsterne (engl.: Be/X-ray binaries). Die meisten Be-Doppelsterne sollten Modellrechnungen zufolge einen Heliumstern (Be+sdO) oder einen Weißen Zwerg (Be+WD) enthalten (Tab. 1). Bisher waren aber nur ein Be+sdO-Doppelstern, Φ Persei (Poeckert, 1979; Štefl et al., 2000), kein einziger Be+WD-Doppelstern, aber etliche Be-Röntgendoppelsterne (Be/X-ray) bekannt. Dieses Missverhältnis lässt sich dadurch erklären, dass Be+sdO- bzw. Be+WD-Doppelsterne wegen der geringen Masse ihrer heißen, kompakten Begleiter nur schwer zu finden sind und bisher wohl einfach übersehen wurden. Be-Röntgendoppelsterne verraten sich dagegen durch ihre Röntgenstrahlung und sind selbst in großen Entfernungen aufzuspüren. Auch Be+WD-Doppelsterne sollten bestimmte Röntgenstrahlen aussenden und sich dadurch von Be+sdO-Doppelsternen unterscheiden.

Im Folgenden wird gezeigt, dass 59 Cygni (Tarasov & Tuominen, 1987; Rivinius & Štefl, 2000; Harmanec et al., 2002) ein weiterer Be+sdO-Doppelstern ist und dass sich in seinem Spektrum kurzperiodische Linienprofilvariationen nachweisen lassen, mit deren Hilfe man andere Be+sdO- bzw. Be+WD-Doppelsterne leichter identifizieren kann (Maintz, 2003).

2. Der Be+sdO-Doppelstern 59 Cygni

Für die Untersuchung von 59 Cygni (HD 200120, HR 8047; B1Ve, Slettebak, 1982; B1,5Vne, Chauville et al., 2001) standen über einhundert Spektren zur Verfügung, die im Zeitraum von 1990 bis 2002 aufgenommen wurden und zum größten Teil einen Spektralbereich von 3800 bis 8600 Ångström umfassen. Da der Be-Stern mit 450 km/s (Harmanec et al., 2002) extrem schnell rotiert, sind seine Absorptionslinien sehr breit und häufig ineinander verschmiert. Außerdem ist die Emission im gesamten Spektrum so stark, dass fast alle Absorptionslinien zumindest eine geringe Emissionskomponente aufweisen.

	vorhergesagt	beob.
Be + Heliumstern (Be+sdO)	20%[1]; > 80%[2]	1 → Φ Persei
Be + Weißer Zwerg (Be+WD)	70%[1]; < 20%[2]	0
Be + Neutronenstern (Be/X-ray)	10%[1], wenige %[2]	64

Tabelle 1: Anteil der Be-Doppelsterne mit sdO-Begleiter, Weißem Zwerg oder Neutronenstern aufgrund von Modellrechnungen im Vergleich zur Beobachtung ([1]: Van Bever und Vanbeveren, 1997; [2]: Pols et al., 1991).

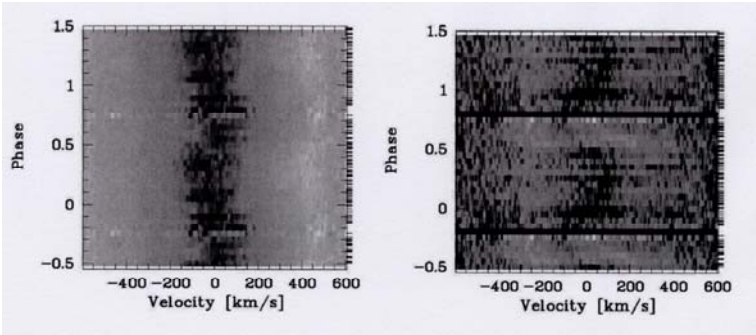


Abbildung 1: Dynamisches Spektrum der He-I-Linie bei 4471 Å (links) und der He-II-Linie bei 4686 Å (rechts).

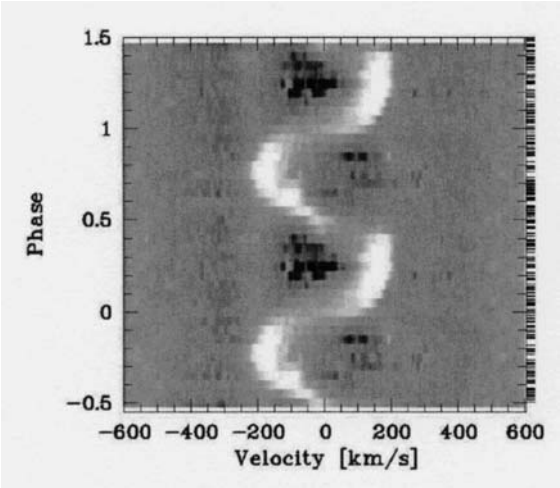
2.1 Bahnperiode *P*

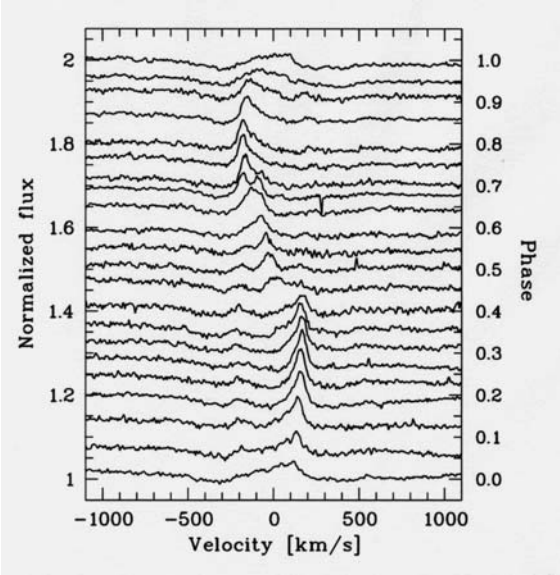
Die Umlaufperiode des Doppelsternsystems wurde mit Hilfe der Helium-I-Absorptionslinie (neutrales Helium) bei 4471 Ångström ermittelt. Sie beträgt P = 28,192 ±0,004 Tage. Auch diese Linie ist nicht völlig emissionsfrei. Die Emissionskomponente ist allerdings sehr klein und tritt nur bei bestimmten Phasen im Kernbereich der Absorptionslinie in Erscheinung. Für die Messung der Radialgeschwindigkeiten, mit denen die Bestimmung der Bahnperiode erfolgte, wurden jedoch die Linienflügel verwendet.

Aufgrund dieser Periode wurden für verschiedene Spektrallinien dynamische Spektren erstellt, die auch sehr kleine zeitliche Veränderungen in den Linienprofilen deutlich hervortreten lassen (Abb. 1). Dafür wurde die Umlaufperiode in gleiche „Phasenabschnitte“ unterteilt. Die Spektren wurden gemäß ihrer Phase in die entsprechenden Bereiche einsortiert und dann pro Phasenabschnitt gemittelt. Die resultierenden Linienprofile wurden in ein zweidimensionales Diagramm eingetragen, wobei die Phase in Richtung der Y-Achse zunimmt. Auf der X-Achse sind die in Radialgeschwindigkeiten umgerechneten Wellenlängen aufgetragen. Die Geschwindigkeit $v = 0$ entspricht der Ruhewellenlänge der Spektrallinie. Die Intensität der Linienprofile ist farblich kodiert. Als Ergebnis erhält man eine detaillierte Darstellung des zeitlichen Verhaltens einer Spektrallinie über die gesamte Phase hinweg bzw. während eines vollständigen Bahnumlaufs. In Abb. 1, links, ist das dynamische Spektrum der Helium-I-Linie bei 4471 Ångström zu sehen. Der Verlauf des dunkel eingefärbten Kernbereichs dieser Absorptionslinie spiegelt die Doppler-Bewegung des Be-Primärsterns wider.

2.2 Direkter Nachweis des heißen kompakten Begleiters

Durch eine Helium-II-Linie (einfach ionisiertes Helium) bei 4686 Ångström gelang es, die Sekundärkomponente von 59 Cygni direkt nachzuweisen. Das dynamische Spektrum im Bereich dieser Linie zeigt eine schwache Absorptionslinie (Abb. 1, rechts), die sich gegenläufig zur photosphärischen Helium-I-Linie des Be-Sterns bei 4471 Ångström bewegt (Abb. 1, links). Daher muss es sich bei der Helium-II-Linie um eine photosphärische Linie des Begleiters handeln. Da derartige Linien aber nur in Spektren von O- bis B0-Sternen zu finden sind und von 59 Cygni keine Röntgenstrahlung ausgeht, muss der Sekundärstern ein Heliumstern (sdO) sein. Damit ist 59 Cygni nach Φ Persei der zweite Be-Doppelstern, der eindeutig als Be+sdO-Doppelstern identifiziert wurde.





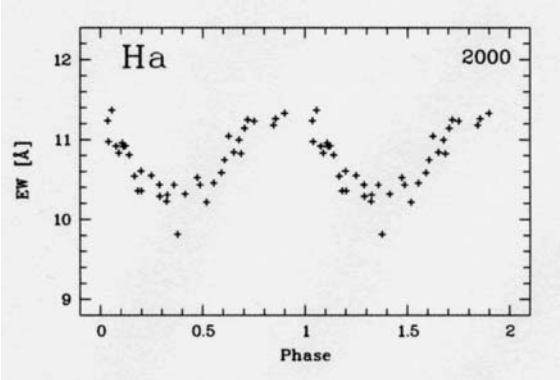


Abbildung 2: Im dynamischen Spektrum der He-I-Linie bei 6678 Å (oben) erscheint die Emissionsspitze als weiße Schlangenlinie. Wenn man die einzelnen Profile dieser Linie gemäß ihrer Phase übereinander aufträgt, ist die *V*/*R*-Variation gut zu erkennen (Mitte). Unten: Variabilität der Äquivalentbreiten von Hα im Jahr 2000.

2.3 Charakteristische Strukturen im Spektrum von 59 Cygni

59 Cygni zeigt eine charakteristische Emissionsvariabilität, die an die Phase der Bahnperiode gekoppelt ist, d.h. die Variationen der Linienprofile gehen mit der Änderung der Phase einher. Diese Variabilität wird durch eine zusätzliche Emissionskomponente hervorgerufen, die sich im Spektrum des Be-Doppelsterns auf folgende Weise bemerkbar macht:

1.) Emissionskomponente mit nur einer Emissionsspitze, die während eines Bahnumlaufs zwischen dem rot- und blauverschobenen Teil des Linienprofils hin- und herwandert (Abb. 2, oben)
2.) Phasengekoppelte *V*/*R*-Variation der Emissionslinien (Abb. 2, Mitte)
3.) „Knotige Struktur“ der Absorptionslinien (Abb. 1, links)
4.) Phasengekoppelte Variabilität der Äquivalentbreiten optisch dicker Linien (Abb. 2, unten)

Diese Variationen lassen sich vollständig durch das Sektormodell von Štefl et al. (2000) erklären (Abb. 3).

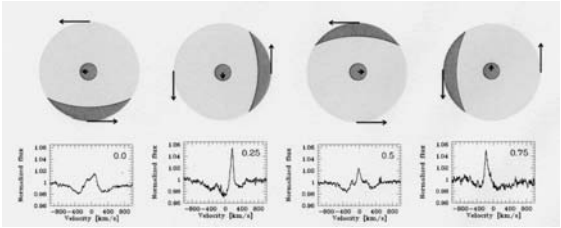


Abbildung 3: Sektormodell: Oben: Modellgeometrie von 59 Cygni, von oben gesehen. Ein Teil der Scheibe (hellgraue Scheibenringe) um den Be-Stern (dunkelgraue Punkte) ist ionisiert (dunkelgraue Kalotten). Während eines Umlaufs wandert dieser Scheibensektor einmal um den Be-Stern und emittiert zusätzliche Strahlung. Diese erscheint als einfache Emissionsspitze und wandert durch das gesamte Linienprofil (unten). Dargestellt sind die Phasen 0,0; 0,25; 0,5 und 0,75. Die langen Pfeile (oben) geben die Drehrichtung der Scheibe an, die kurzen Pfeile die Bewegungsrichtung des Be-Sterns. Der Beobachter befindet sich oberhalb des Bildes.

Demnach wird ein Teil der Gasscheibe, die den Be-Stern umgibt, durch die UV-Strahlung eines heißen, kompakten Begleiters (Heliumstern oder Weißer Zwerg) ionisiert und so verstärkt zum Leuchten angeregt. Dieser Bereich befindet sich stets auf der dem Begleiter zugewandten Seite der Scheibe. Daher bewegt er sich quasi mit dem Begleiter um den Be-Stern herum. Dies gilt auch für die Zusatzemission, die in dem ionisierten Scheibensektor entsteht. Sie erscheint daher als Emissionskomponente mit nur einer Emissionsspitze.
Die knotige Struktur der Absorptionslinien kommt durch die Überlagerung von Emissionsspitze und Absorptionsprofil zustande, wenn die Zusatzemis-

sion nur wenig oder mäßig stark ausgeprägt ist (Abb. 4).

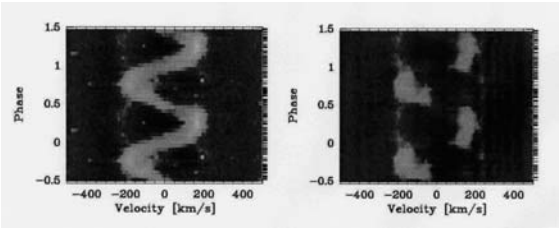


Abbildung 4: Dynamische Spektren der He-I-Linien bei 6678 Å (links) und 5876 Å (rechts). Beide Linien enthalten eine starke Emissionskomponente mit nur einer Emissionsspitze. Da die Emission in der He-I-Linie bei 5876 Å aber deutlich weniger ausgeprägt ist, zeigt sich in ihrem Kernbereich eine knotige Absorptionsstruktur.

Die phasengekoppelte Variabilität der Äquivalentbreiten ergibt sich daraus, dass bei optisch dicken Linien nur die Randflächen des ionisierten Scheibensektors strahlen und nicht das gesamte Volumen. Wenn der Sektor vom Beobachter weggerichtet ist, wird nur der Teil der Strahlung sichtbar, der von seiner Oberfläche ausgesandt wird. Zeigt der Sektor hingegen zum Beobachter hin, wird neben der Strahlung von der Oberfläche auch die Strahlung vom Rand des Scheibensektors sichtbar. Da die beim Beobachter ankommende Strahlungsmenge folglich von der Phase des Bahnumlaufs abhängt, muss die gemessene Äquivalentbreite ebenfalls mit der Phase variieren. Damit diese Variabilität jedoch sichtbar werden kann, darf die Inklination eines Be-Sterns wie im Falle von 59 Cygni nicht zu groß sein. Sonst würde man nämlich ausgedehnte Shell-Phasen beobachten.

3. Be-Doppelsterne mit entwickelten Begleitern

Die phasengekoppelten Linienprofilvariationen, die im Spektrum von 59 Cygni gefunden wurden, lassen sich auch für den Be+sdO-Doppelstern Φ Persei und für HR2142 nachweisen. Zwar ist schon lange bekannt, dass HR2142 ebenfalls ein Be-Doppelstern ist, sein Begleiter konnte bisher aber noch nicht identifiziert werden (Peters, 1983). Die Inklination von Φ Persei ist mit mindestens 80° sehr hoch. Der Be-Stern ist daher fast genau von der Seite zu sehen. In seinem Spektrum zeigen sich deshalb immer dann ausgedehnte Shell-Phasen, wenn der durch den sdO-Begleiter ionisierte Scheibensektor vom Beobachter aus gesehen genau vor dem Be-Stern steht. In diesem Fall erhöht sich die Absorption in der Sichtlinie zum Beobachter. Auch im Spektrum von HR2142 treten ausgedehnte Shell-Phasen auf. Aufgrund der großen Ähnlichkeit mit 59 Cygni und Φ Persei kann HR2142 als weiterer Be+sdO-Doppelstern identifiziert werden. Die charakteristischen Strukturen, die bei 59 Cygni beobachtet und die auch in den Spektren von Φ Persei und HR2142 nachgewiesen wurden, werden daher als Indikatoren für Be-Doppelsterne mit heißen, kompakten Begleitern (Heliumsterne oder Weiße Zwerge) betrachtet. Sie können die Suche nach weiteren Be+sdO- bzw. Be+WD-Doppelsternsystemen und deren Identifikation erleichtern.

4. Zusammenfassung

59 Cygni ist ein weiterer Be+sdO-Doppelstern. Sein heißer, kompakter Begleiter wurde durch eine Helium-II-Linie direkt nachgewiesen. Die beobachtete phasengekoppelte Emissionsvariabilität wird durch das Sektormodell von Štefl et al. (2000) vollständig erklärt. Da die phasengekoppelte spektrale Variabilität von HR2142 der von 59 Cygni und Φ Persei sehr stark ähnelt, handelt es sich bei HR2142 mit größter Wahrscheinlichkeit auch um ein Be+sdO-Doppelsternsystem. Durch Vergleich der drei Sterne wurden charakteristische Strukturen identifiziert, die für Be-Doppelsterne mit heißen, kompakten Begleitern (Heliumsterne oder Weiße Zwerge) typisch sind:

1.) Absorptions- oder Emissionslinien von Helium II (direkter Nachweis)
2.) Emissionskomponente mit nur einer Emissionsspitze
3.) Phasengekoppelte *V*/*R*-Variation der Emissionslinien
4.) Knotige Struktur der Absorptionslinien
5.) Phasengekoppelte Variabilität der Äquivalentbreiten optisch dicker Linien
6.) Ausgedehnte Shell-Phasen

Sie lassen sich als Indikatoren bei der Suche nach weiteren Be+sdO- bzw. Be+WD- Doppelsternsystemen einsetzen. Die Identifikation von mittlerweile drei Be+sdO-Doppelsternen, Φ Persei, 59 Cyg und HR2142, bestätigen die Annahme, dass ein Teil der Be-Sterne durch Massen- und Drehimpulsübertrag in engen Doppelsternsystemen entstanden ist.

Literatur

Chauville, J., Zorec, J., Ballereau, D., Morrell, N., Cidale, L. und Garcia, A., 2001, Astronomy & Astrophysics, Ausgabe 378, S. 861

Harmanec, P., Božić, H., Percy, J.R., Yang, S., Ruždjak, D., Sudar, D., Wolf, M., Iliev, L., Huang, L., Buil, C. und Eenens, P., 2002, Astronomy & Astrophysics, Ausgabe 387, S. 508

Maintz, M., 2003, Dissertation, Karl-Ruprechts-Universität Heidelberg, Deutschland

Peters, G.J., 1983, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Ausgabe 95, S. 311

Poeckert, R., 1979, Astrophysical Journal, Ausgabe 233, L73

Pols, O.R., Coté, J., Waters, L.B.F.M. und Heise, J., 1991, Astronomy & Astrophysics, Ausgabe 241, S. 419

Rivinius, T. und Štefl, S., 2000, in: "The Be Phenomenon in Early-Type Stars", M.A. Smith, H.F. Henrichs und J. Fabregat (Hrsg.), ASP Conference Series, Nr. 214, S.581

Slettebak, A., 1982, Astrophysical Journal Supplement Series, Ausgabe 50, S. 55

Štefl, S., Hummel, W. und Rivinius, T., 2000, Astronomy & Astrophysics, Ausgabe 358, S. 208

Tarasov, A.E. und Tuominen, I., 1987, in Proc. Reg. Eur. IAU Meet., P. Harmanec (Hrsg.), Publ. Astron. Inst. Czechosl. Acad. Sci 5, 70, 127

Van Bever, J. und Vanbeveren, D., 1997, Astronomy & Astrophysics, Ausgabe 322, S. 116

So, Monika, darf ich eine Frage zu Deinem Vortrag stellen?

NEIN!

Was nun? Sie lässt keine Fragen zu…

Kurzer Abriss der Theorie von Sternspektren - oder: Schwarze Linien in bunten Bändern

Thomas Hunger

Hagenstr. 22, 59581 Warstein

Einleitung

Keine Angst: Zugegeben, die Theorie des Strahlungstransportes und deren Anwendung auf Sternatmosphären ist kein leichtes Thema - wenn wir einfache Anschauungen beiseite legen und ein detailliertes Bild erarbeiten wollen. Immerhin gibt es dafür mehrsemestrige Vorlesungen. Jedoch sollten wir den Versuch wagen und den Stoff in komprimierter Art darlegen. Im ersten Abschnitt stellen wir in allgemeiner Form den Strahlungstransport vor. Ziel ist das Verständnis für die Formation des Kontinuums im zweiten Abschnitt. Der dritte Teil behandelt die Linienentstehung. Dabei werden die grundlegenden physikalischen Mechanismen vorgestellt. Es folgt die Anwendung auf die Sternatmosphären.

Strahlungstransport - oder: Wie verkehrt Licht?

Zunächst definieren wir notwendige und häufig genutzte Begriffe. Zuerst die *(spezifische) Intensität* I_ν, mit ν als Frequenz der Strahlung[1]:

$$I_\nu(\vec{r},t) = \frac{dE_\nu}{(\vec{l}\cdot\vec{n})\cdot dA\cdot dt\cdot d\nu\cdot d\Omega}, \qquad (1)$$

mit $\vec{l}\cdot\vec{n} = \cos\vartheta$,

dem Kosinus des Winkels zwischen der Flächennormale $\vec{n}$ und der Beobachtungsrichtung $\vec{l}$ am Bezugsort $\vec{r}$ und zur Zeit t. Die Intensität ist also nichts anderes als die frequenzabhängige Energie dE_ν durch eine Fläche dA gemessen unter dem Blickwinkel ϑ pro Zeitintervall dt, der Flächengröße dA, des Frequenzintervalls $d\nu$ und den Raumwinkel $d\Omega$ in Beobachterrichtung. Klarer wird dies beim Betrachten von Abb. 1. Die Einheit der Intensität ist $[I_\nu] = W/m^2\cdot Hz\cdot Steradian$.

[1] Die Frequenz ist mit der Wellenlänge λ über die Lichtgeschwindigkeit c verbunden, $c = \lambda\cdot\nu$.

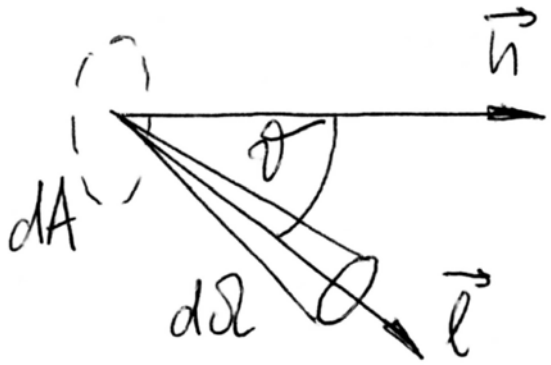


Abb. 1: Definition der Größen im Text.

Eine weitere Größe ist die *mittlere Intensität* J_ν. Sie ist die Mittelung der spezifischen Intensität am Ort $\vec{r}$ über alle Raumrichtungen $\vec{l}$, normiert auf den Raumwinkel $\oint d\Omega = 4\pi$:

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi}\oint I_\nu d\Omega\,. \qquad (2)$$

Anzumerken ist hier, dass sich die Mittelung der Intensität auf den Ort $\vec{r}$ bezieht, also nicht auf eine Sternoberfläche o.ä.
Schließlich gibt es noch den *Strahlungs-Fluss* F_ν. Er ist der Nettofluss der Energie durch die Fläche dA am Ort $\vec{r}$:

$$\pi F_\nu = \oint I_\nu \cos\vartheta d\Omega \qquad (3)$$

In mancher Literatur wird noch der *astrophysikalische Fluss* $\tilde{F}_\nu$ benutzt, er ist lediglich $\tilde{F}_\nu = \pi\cdot F_\nu$.

Nun führen wir das Integral aus:

$$\oint I_\nu \cos\vartheta d\Omega = \int_0^{2\pi} d\Phi \times \int_0^{\pi} I_\nu \cos\vartheta \sin\vartheta s\vartheta =$$

$$2\pi \times \left[\int_0^{\pi/2} + \int_{\pi/2}^{\pi}\right] I_\nu \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta =$$

$$\equiv 2\pi\left[F_\nu^{out} + F_\nu^{in}\right] \tag{4}$$

Auf der Oberfläche eines Sterns gilt: $F^{in} = 0$. Keine Energie strömt von außen in den Stern ein.

Warum ein Unterschied zwischen Intensität und Fluss?

Dazu folgende Feststellungen: Die Sonne können wir ortsaufgelöst beobachten, Fixsterne sind immer punktförmige Quellen. Damit ist schon klar, was wir beobachten. Auf der Sonne sehen wir in der Tat die Intensität in Abhängigkeit vom Ort auf der Oberfläche, bei einem Fixstern können wir das nicht. Wir mitteln hier über die Sternstrahlung von verschiedenen Oberflächenpunkten, also nichts anderes als den Fluss. Wie hängen beide voneinander ab? Dazu vergleichen wir die Integration der Intensität über eine Halbkugel auf der Sternoberfläche und des oben definierten ausgehenden Flusses F^{out}. Es ergibt sich:

$$\pi F_\nu^{out} = \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\pi/2} I_\nu \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta = \pi J_\nu^{out} \tag{5}$$

Der ausgehende Fluss ist proportional zu der mittleren ausgehenden Intensität (Abb. 2).

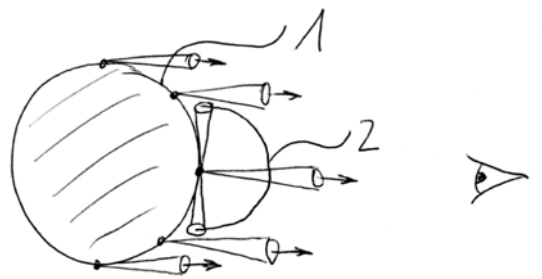


Abb. 2: Gleichheit der Integration über die Sternoberfläche in richtung des Beobachters (1) und über den Halbraum von einem Punkt der Oberfläche (2).

Das gilt natürlich nur, wenn die Intensität an der Sternoberfläche an jedem Punkt gleich ist.
Bleibt noch an dieser Stelle zur Vollständigkeit einen weiteren Begriff einzuführen, die *bolometrische Leuchtkraft L*:

$$L = \oint_{Oberfläche} dA \int d\nu \tilde{F}_\nu \overset{def}{=} 4\pi R^2 \cdot \sigma T_{eff}^4 \tag{6}$$

mit σ als Stefan-Boltzmann-Konstante und T_{eff} die hier definierte *effektive Temperatur*.

Bilanzen - nicht nur in der Wirtschaft

Bisher haben wir nur recht formale Dinge behandelt. Jetzt starten wir mit dem Strahlungstransport. Dazu fragen wir, wie kann sich die Intensität entlang eines Wegstückes $d\vec{s}$ ändern? Die Antwort ist einfach: Es kann etwas hinzukommen und es kann etwas verschwinden. Das Hinzukommen wird mit der Größe Emissivität $j_\nu(\vec{s})$ beschrieben, die mit der Energieänderung $dE\nu = j_\nu(\vec{s}) dA ds dt d\nu d\Omega$ einhergeht. Damit ändert sich die Intensität auf dem Wegstück ds wie:

$$dI_\nu = j_\nu(\vec{s}) \cdot ds\,. \tag{7}$$

Das Verschwinden wird mit der Extinktion κ_ν beschrieben:

$$dI_\nu = -\kappa_\nu(\vec{s}) \cdot I_\nu \cdot ds \tag{8}$$

Die Extinktion kann zwei Ursachen haben: *Absorption und Streuung*. Bei der Absorption werden die Lichtteilchen (Photonen) vernichtet, bei der Streuung werden sie aus ihrer Bewegungsrichtung abgelenkt und eventuell in ihrer Energie verändert. Ein wesentlicher Teil der Physik von Sternatmosphären ist nun die Diskussion der unterschiedlichen Absorptions- und Streuprozesse. Es gilt:

$$\kappa_\nu = \sum_i \kappa_{\nu,i}^{Absorption} + \sum_j \kappa_{\nu,j}^{Streuung}\,. \tag{9}$$

In der Literatur werden unterschiedliche Definitionen im Zusammenhang mit der Extinktion gleichwertig benutzt: der *Wirkungsquerschnitt* $\tilde{\kappa}$ und der *Massenextinktionskoeffizient* (auch *Opazität*) $\hat{\kappa}$. Es gilt:

$$\kappa = \tilde{\kappa} \cdot n = \hat{\kappa} \cdot \rho$$

n ist die Teilchendichte $\left([n] = 1/m^3\right)$ und ρ die Massendichte $\left([\rho] = kg/m^3\right)$.
Nun können wir über den Weg $d\vec{s}$ bilanzieren:

$$dI(\vec{s}) = I(\vec{s} + d\vec{s}) - I(\vec{s}) = \left(j(\vec{s}) - \kappa I(\vec{s})\right) ds \tag{10}$$

Umstellen führt zu

$$\frac{dI(\vec{s})}{\kappa \cdot ds} = \frac{j(\vec{s})}{\kappa} - I(\vec{s}) \tag{11}$$

Die Größe $j(\vec{s})/\kappa$ wird als *Ergiebigkeit* oder *Quellfunktion* S_ν bezeichnet. Kennt man nun S_ν

und κ_ν, ist der Strahlungstransport beschrieben, und damit auch die Sternatmosphäre!
Zur Vollständigkeit und der Bequemlichkeit der Beschreibung sei noch eine weitere Größe eingeführt, die *optische Tiefe* τ_ν:

$$d\tau_\nu \overset{def}{=} \kappa_\nu(s)ds \tag{12}$$

oder

$$\tau_\nu = \int_0^t \kappa_\nu(s)ds \tag{13}$$

t ist die geometrische Tiefe. Üblicherweise gilt die Konvention, dass τ und t von der Oberfläche sterneinwärts positiv gezählt werden.

Fall der Planparallelen Atmosphäre

Beleben wir den oben aufgebauten Formalismus. Dazu betrachten wir den Fall der sog. planparallelen Atmosphäre. Es gibt bei dieser nur eine Abhängigkeit aller Größen in eine Raumrichtung, sagen wir z (Abb. 3).

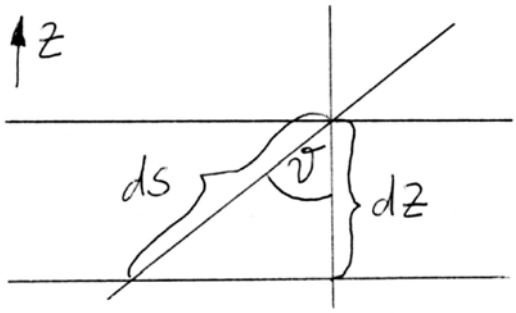


Abb. 3: Definition der Geometriegrößen für die planparallele Atmosphäre.

Die Gleichungen müssen nun angepasst werden. Dazu schreiben wir für $ds = -dz/\cos\vartheta$ und für die optische Tiefe

$$d\tau = -\kappa \frac{dz}{\cos\vartheta} \tag{14}$$

Daraus folgt

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\cos\vartheta \cdot \frac{dI_\nu}{dz} \tag{15}$$

und

$$\cos\vartheta \cdot \frac{di_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \vartheta) - S_\nu(\tau_\nu, \vartheta) \tag{16}$$

Jetzt stellen wir formal nach der Intensität an der Sternoberfläche $I_\nu(0,\vartheta)$ um:

$$I_\nu(0,\vartheta) = \int_0^\infty S(\tau_\nu)\exp(-u)du \tag{17}$$

mit $u = \tau_\nu / \cos\vartheta$. Hier sehen wir die Bedeutung der Ergiebigkeit. Kennt man ihren Verlauf mit τ und ϑ, so ist die Intensität voll beschrieben. Wir können nun noch den Fluss an der Sternoberfläche beschreiben, verzichten aber auf die Herleitung. Für diese sei auf die Literatur verwiesen.

$$\pi F_\nu(0) = \oint d\Omega \cdot \cos\vartheta \cdot I_\nu(0,\vartheta) \tag{18}$$

$$F_\nu(0) = 2 \cdot \int_0^\infty S_\nu(t) \cdot E_2(t)dt \tag{19}$$

E2 hat die Bedeutung einer Wichtungsfunktion. Sie ist in Abb. 4 gezeigt.

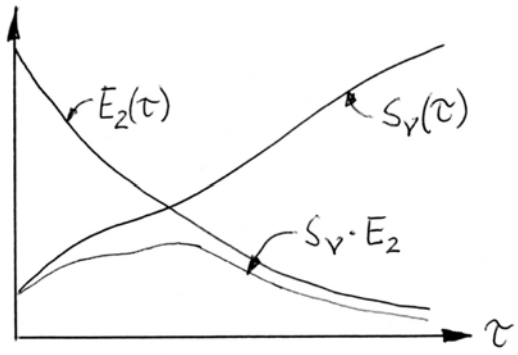


Abb. 4: Der Fluss ist das Integral über die Funktion S und E_2. Der Integralkern ($E_2 \cdot S$) hat sein Maximum nicht an der Sternoberfläche.

Nun nehmen wir für die Ergiebigkeit ein Polynom an. Es ist dabei relativ einsichtig, dass S mit zunehmender optischen Tiefe auch zunehmen muss. Schließlich strahlt ein Stern.

$$S_\nu(\tau_\nu) = \sum_{i=0}^\infty a_i \tau_\nu^i \tag{20}$$

Eine didaktisch wertvolle weitere Einschränkung ist das Weglassen der Glieder mit $i > 2$. Wir erhalten die Eddington-Barbier-Relation $S = a_0 + a_1\tau$. Daraus ergibt sich für die Sonne

$$I_\nu(0,\vartheta) = a_0 + a_1 \cdot \cos\vartheta \tag{21}$$

Das ist nichts anderes als die *Randverdunklung*. Für den Fluss, also einen Fixstern, ergibt sich

$$F\nu(0) = a_0 + a_1 \cdot \frac{2}{3} = S_\nu\left(\tau_\nu = \frac{2}{3}\right). \qquad (22)$$

Der beobachtete Fluss wird im Wesentlichen nicht an der Oberfläche des Sterns "produziert", sondern in einer optischen Tiefe von 2/3. Exakter ist natürlich die Wichtung von S_ν mit E_2 von oben (siehe Abb. 4).

Spezialfall des Falles

Machen wir uns die Bedeutung der Begriffe noch mit einem Spezialfall klarer. Wir betrachten den senkrechten Einblick: $\vartheta = 0, \cos\vartheta = 1$. Gleichzeitig setzen wir Isothermie voraus, d.h. die Temperatur und damit S_ν seien unabhängig von τ_ν. Mit anderen Worten: wir schauen durch eine Wolke homogener Temperatur. Die Intensität kann nun ausgedrückt werden durch

$$I_\nu = S_\nu \int_0^{\tau_\nu} \exp(-\tau')d\tau' = S_\nu\left(1 - e^{-\tau_\nu}\right) \qquad (23)$$

Erinnern wir uns: $\tau = \kappa \cdot x$.
Ist nun $\tau >> 1$, so nennen wir das Gebiet optisch dick. Es folgt direkt $I_\nu = S_\nu (\equiv B_\nu)$. B_ν ist dabei das Spektrum des Schwarzen Strahlers[1]. Die Äquivalenz gilt nur dann für alle Frequenzen ν, wenn das Medium im *thermischen Gleichgewicht* ist, d.h. die Materie und die Strahlung ist durch eine Temperaturen beschreibbar. Wichtig an dieser Stelle ist die Tatsache, dass die Strahlung im optisch dicken Fall nicht mehr von Materieeigenschaften beeinflusst wird, es ist immer nur das universelle Schwarzkörperspektrum sichtbar!
Der andere Grenzfall ist das optisch dünne Medium, es gilt $\tau << 1$ (es ist $e^{-\tau} = 1 - \tau$). Wir erhalten aus Gl. (23): $I_\nu = S_\nu \cdot \tau_\nu$. Die Intensität wird also von der Materie in diesem Falle direkt durch τ beeinflusst.
Bisher haben wir immer so getan, das unsere Wolke der Ausdehnung *x* nicht von hinten beleuchtet wird, also *I(x = hinten) = 0* gilt. Wenn wir dies nicht mehr voraussetzen, dann erhalten wir:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(t) \cdot e^{-(\tau_\nu - t)}dt$$

$$I_\nu(x) = I_\nu(x) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu \cdot \left[1 - e^{-\tau_\nu}\right]$$

$$= S_\nu, \text{ für } \tau_\nu >> 1$$

bzw.

$$= I(0) + \tau_\nu\left(I(0) - S_\nu\right), \text{ für } \tau_\nu << 1 \qquad (24)$$

Im optisch dicken Fall $\tau >> 1$ ist die aus der Wolke abgehende Strahlung nur durch die Ergiebigkeit gegeben. Die von hinten einfallende Strahlung spielt keine Rolle mehr. Anders im optisch dünnen Medium: Die Strahlung ist nun modifiziert. Wenn $S > I(0)$ ist, ist $I(x) < 0$ und umgekehrt, d.h. wir sehen weniger oder mehr Licht als vor der Wolke.

Graue Atmosphären - Herbststimmung bei den Sternen?

Wenden wir uns wieder den Sternatmosphären zu, indem wir die sog. Graue Atmosphäre betrachten. Wesentlich in dieser Näherung ist die Wellenlängenunabhängigkeit der Exktinktion: $\kappa_\nu = \kappa_0$.

Es ergibt sich für den Fluss mittels Eddington-Barbier Gl. (22)

$$F_\nu(0) = S_\nu\left(\tau = \frac{2}{3}\right) \overset{(L)TE}{=} B_\nu\left(T\left(\tau = \frac{2}{3}\right)\right), \qquad (25)$$

mit B_ν der Planckschen Funktion für den schwarzen Körper. B_ν ist selbst nur von der Temperatur abhängig, diese wiederum von der geometrischen bzw. optischen Tiefe. Bedingung ist, dass wir vom *(lokalen) thermischen Gleichgewicht* (LTE, local thermal equilibrium) reden können. D.h. in jeder Tiefe ist eine Temperatur für Strahlung und Gas gemeinsam definierbar. Damit erhalten wir für den bolometrischen Fluss

$$F(0) = \int d\nu F_\nu(0)$$

$$F(0) = \int d\nu B_\nu\left(T\left(\tau = \frac{2}{3}\right)\right)$$

$$F(0) = \sigma \cdot T^4\left(\tau = \frac{2}{3}\right) \quad (26)$$

$$\equiv \sigma \cdot T_{eff}^4 \quad (27)$$

und die wichtige Feststellung, dass die effektive Temperatur T_{eff} der Temperatur in einer optischen Tiefe $\tau = 2/3$ entspricht. Die Oberflächentemperatur ist nicht die effektive Temperatur!

[1] Bewusst wird zum Thema Schwarzkörperstrahlung nicht weiter eingegangen. Der Leser sei auf die Literatur verwiesen.

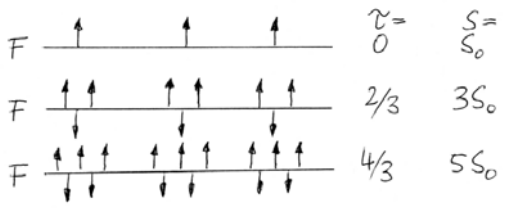


Abb. 5: Der Fluss an der Oberfläche ist die Differenz der nach außen gehenden und nach innen gerichteten Strahlung gegeben durch S in jeder Tiefe.

Wie sieht es nun mit der Temperaturschichtung, d.h. dem funktionellen Zusammenhang zwischen T und τ aus? Dazu betrachten wir - zugegeben eine etwas wild anmutende – Herleitung, eher eine Plausibilisierung (Die genaue Herleitung ist wie immer der Literatur zu entnehmen). Zunächst folgt aus der Energieerhaltung $dF/d\tau = 0$ oder auch $S = J$. Wir fordern thermisches Gleichgewicht und damit zeitliche Unabhängigkeit: $T(r,t) = T(\tau)$. Mit Hilfe der Skizze 5 finden wir

$$\frac{\Delta(2S)}{\Delta\tau} = \frac{F}{2/3} \rightarrow \frac{dS}{d\tau} = \frac{3}{4}F$$

Nun gilt weiterhin an der Oberfläche: $I^+ = F(0)$ und $I^- = 0$, zusätzlich $J = \oint d\omega I = \frac{1}{2}I$. Mit $dS/d\tau = \frac{3}{4} \cdot F$ ergibt sich

$$S(\tau) = \frac{3}{4}F\tau + C \text{ und}$$

$$S = B = \sigma T^4(\tau) \equiv \frac{3}{4}\sigma T_{eff}^4 + C \qquad (28)$$

Bleibt die Bestimmung der Konstante C. An der Oberfläche gilt, $I^+ = F(0) = B(0)$, damit ist $T^4(0) = 1/2 \cdot T_{eff}^4$. Wir erhalten als Temperaturschichtung für die Graue Atmosphäre in Eddington-Barbier-Näherung und unter Annahme von LTE

$$T^4(\tau) = \frac{3}{4} \cdot T_{eff}^4 \cdot \left(\tau + \frac{2}{3}\right) \qquad (29)$$

Übergänge in Atomen, Ionen und Molekülen - Alles springt

Bisher haben wir schon ausgiebig von der Extinktion Gebrauch gemacht, ohne aber genau zu sagen, was das eigentlich ist. Dies wollen wir jetzt tun.

Klassifizierung - Wovon reden wir?

Dazu ein kleiner Exkurs über das, was uns die Atomphysik lehrt. Dazu ist in Abbildung 6 ein einfaches schematisches Energiediagramm gezeigt. Es gibt Linien ($E_0 ... E_\infty$) - das sind die gebundenen Zustände und einen schraffierten Bereich - die freien Zustände. Gebunden heißt, das Elektron, welches mit dem Photon wechselwirkt, gehört fest zu seinem Atom/Ion/Molekül. Frei heißt, dass es ungebunden ist.

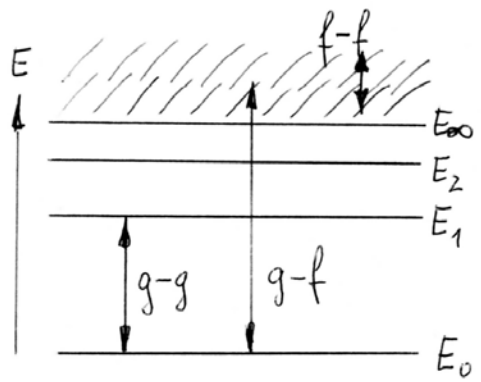


Abb. 6: Schema eines Energiediagramms. g-g: gebunden-gebunden-übergänge, g-f: gebundenfrei, f-f: frei-frei. übergänge der Elektronen von unten nach oben bedeuten Absorption, andersherum Emission.

ABER, es kann die Präsenz der Atome/Ionen/Moleküle über die elektrische Coulomb-Wechselwirkung spüren. Wenden wir uns zunächst den f-f und g-f übergängen zu.

Streuung - Warum der Himmel blau ist

Oft werden zwei Arten diskutiert: die Thompson- und Rayleigh-Streuung. Die Thompson-Streuung bedeutet hier die elastische Streuung (= ohne Energieveränderung) der Photonen an freien Elektronen. Sie ist wellenlängenunabhängig. Bedeutend wird die Thompson-Streuung, sobald der Wasserstoff in den Atmosphären ionisiert ist. Dagegen ist die Rayleigh-Streuung die Streuung an Atomen/Ionen/Molekülen und stark wellenlängeabhängig. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma \sim \lambda^{-4}$ d.h. kurzwelliges Licht wird stärker als langwelliges gestreut. Deshalb erscheint der Taghimmel übrigens blau. Ein weiteres Prozess ist von Bedeutung, sobald Staubpartikel in der Sternatmospähre vorhanden sind. Dann gibt es die sogenannte Mie-Streuung.

Absorption - Weg ist das Photon!

Wasserstoff H: Der prominenteste Vertreter von g-f Übergängen des Wasserstoffs ist der Balmer-Sprung bei 3747 Å.

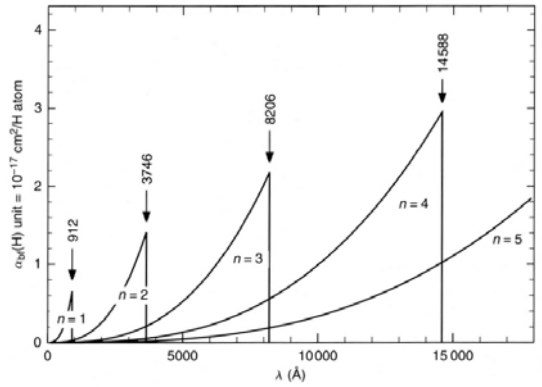


Abb. 7: Die Absorption des Wasserstoffs durch gebunden-frei-Übergänge (Aus Gray 2005).

Wasserstoff-Ion H^- : Das etwas seltsam anmutende negativ (!) geladene Wasserstoff-Ion zeigt zwar keine Linienabsorption, trägt aber wesentlich zur Extinktion durch Streuung in den g-f- und f-f-Übergängen bei. Das liegt im wesentlichen an der kleinen Bindungsenergie von 0,755 eV. Dominant für das Kontinuum ist die Bedeutung bei F- und G-Sternen (also auch für die Sonne).

Wasserstoffmolekül-Ion H_2^- : Ebenso exotisch ist das H_2^- -Ion. Es trägt zur Erzeugung der kontinuierlichen Strahlung bei Sternen der Klasse M oder kälter bei.

Kontinuum einer Photosphäre: Fassen wir zunächst nur die Streuungen und g-f Absorptionen zusammen, ergibt sich schon ein recht gutes Bild für die Prozesse, die für die Kontinuumsstrahlung notwendig sind. Dies ist in den Abb. 9-11 gezeigt.
Um nun im Prinzip zu verstehen, wie das kontinuierliche Spektrum eines Sterns entsteht, erinnern wir uns der Eddington-Barbier-Relation in LTE: Der Fluß (bei Frequenz ν) entspricht der Schwarzkörperstrahlung in der Tiefe τ . D.h. bei hoher Extinktion erhalten wir die Strahlung aus hohen Atmosphärenschichten und andersherum. Daraus folgt aber eine niedrigere Temperatur und damit weniger Intensität, siehe Abb. 12. Damit erklärt sich leicht die "gestufte" Struktur des Kontinuums. Prominentester Vertreter im nahen UV ist der Balmer-Sprung.

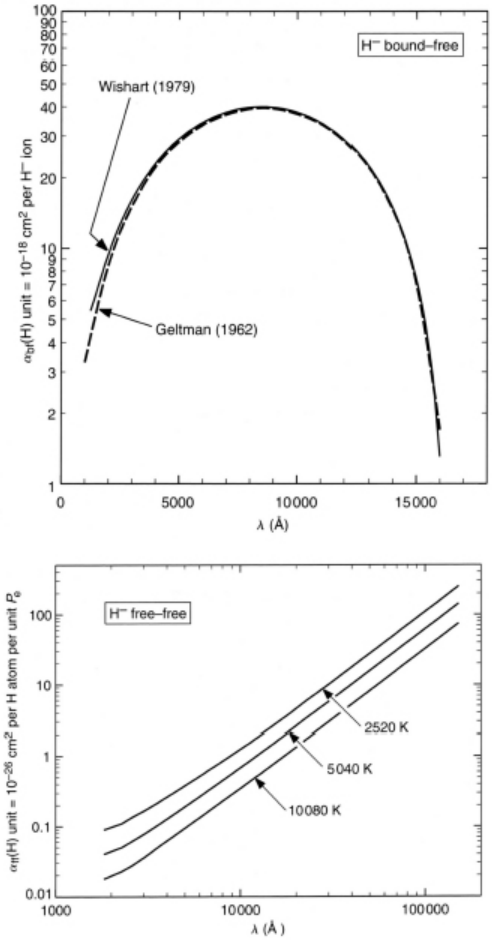


Abb. 8: Negatives Wasserstoff-Ion. Oben: Absorption durch gebunden-frei. Unten: Absorption durch frei-frei (Aus Gray 2005).

Linien - Schwarze Striche in einem bunten Band

Nachdem wir das Kontinuum im Prinzip verstanden haben, kommen wir nun endlich zu den Absorptionslinien. Ausgehend von den grundlegenden physikalischen Vorgängen - offenbar die g-g Übergänge - erarbeiten wir das Verständnis für die Ausbildung der Linien. Letztendlich beantworten wir die Frage, warum die Linien dunkler erscheinen und wie die beobachtete Linienform entsteht.

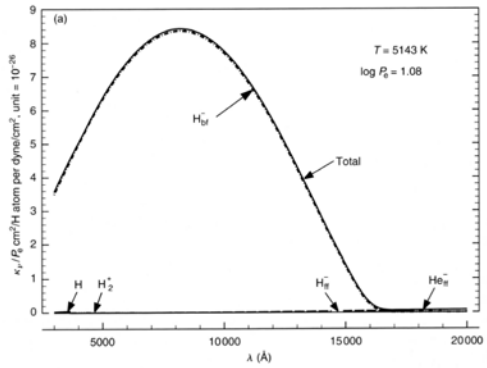


Abb. 9: Gesamtabsorption der Kontinuumsprozesse für einen Stern mit T_{eff} = 5143 K (Aus Gray 2005).

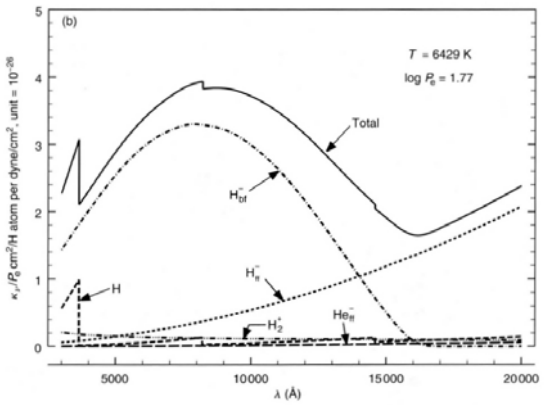


Abb. 10: Gesamtabsorption der Kontinuumsprozesse für einen Stern mit T_{eff} = 6429 K (Aus Gray 2005).

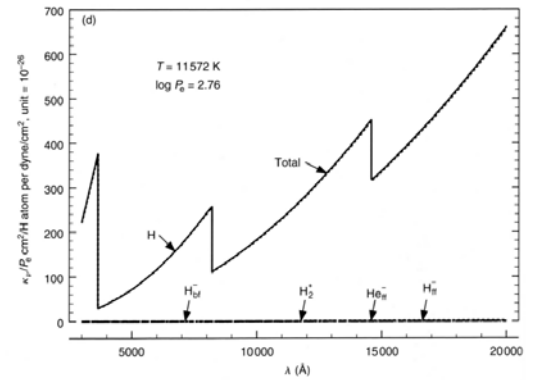


Abb. 11: Gesamtabsorption der Kontinuumsprozesse für einen Stern mit Teff = 11572 K (Aus Gray 2005).

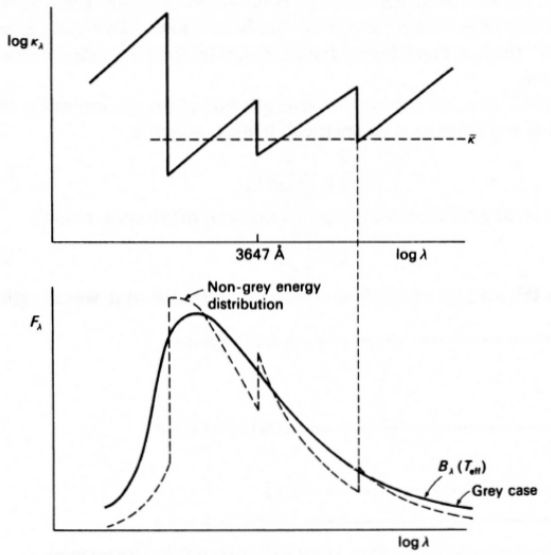


Abb. 12: Zusammenhang zwischen der Gesamtabsorption und dem Kontinuumsfluss (Aus Böhm-Vitense 2005).

Mechanismen - Absorption und Realität

Natürliche Linienbreite - natürlich: Was passiert, wenn ein Photon auf ein isoliertes Atom trifft? Dieses Problem kann klassisch im Modell des Elektrons, welches per Feder an den Kern gebunden ist, beantwortet werden. Dies ist ein schwingfähiges System, die Absorption an sich wird mit einer Dämpfung γ beschrieben. Das Photon wird durch eine elektomagnetische Welle repräsentiert und führt zur erzwungen Schwingung des Elektron-Feder-Kern-Systems. Optimal wird der Schwinger angeregt, wenn die Eigenfrequenz (gegeben durch die Feder) zur Frequenz der anregenden Welle passt. Das nennt man dann Resonanz. Die Energie wird aus der Welle entnommen und im Schwinger umgesetzt. Mathematisch ergibt sich die Lorentz-Kurve:

$$\kappa \sim \frac{\gamma}{(\nu-\nu_0)^2+\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \qquad (30)$$

mit γ der Halbwertsbreite. Sie entspricht - umgerechnet auf eine Wellenlängendifferenz - $1{,}2\cdot 10^{-4}$ Å. Nun, das ist deutlich kleiner, als Linienbreiten in Sternen. Folglich ist die natürliche Linienbreite nicht der gesuchte Prozess. Allerdings besteht die Atmosphäre auch nicht nur aus einem Atom.

Quantentheoretisch korrekt betrachtet ergibt sich erstaunlicherweise ein vergleichbares Ergebnis. Der Unterschied ist ein multiplikativer Faktor *f*, die *Oszillatorstärke*. Es gilt $f \le 1$.

Doppler-Verbreiterung - Wenn's warm wird, wird's breiter: Was passiert nun in der realistischen Situation, dass mehrere Atome/Ionen/Moleküle vorhanden sind? Die entsprechenden Gasteilchen – charakterisiert durch eine Temperatur *T* - sind nicht alle gleich schnell und fliegen chaotisch durcheinander. Diesen Zustand fasst man statistisch, z.B. mit einer Geschwindigkeitsverteilung. Für die Teilchenzahl *N* pro Geschwindigkeitsintervall $d\xi$ gilt:

$$\frac{dN}{d\xi} = \frac{N}{\sqrt{\pi}\cdot\xi_0}\exp\left(-\frac{\xi}{\xi_0}\right)^2 \;,\quad \xi_0^2 = \frac{2kT}{m} \qquad (31)$$

Wenn Strahlung durch das Gas absorbiert oder emittiert wird, spiegelt sich diese Geschwindigkeitverteilung über den Doppler-Effekt:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{u_r}{c} \qquad (32)$$

mit u_r die Relativgeschwindigkeit, die ξ entspricht, in κ wieder. Damit ergibt sich für die Absorption

$$\kappa \sim \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D}\exp\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2 \;,\quad \Delta\lambda_D = \lambda_0\cdot\frac{\xi_0}{c}. \qquad (33)$$

In Zahlen bedeutet dies bei 500 nm, 6000K und Wasserstoff: $\Delta\lambda_D = 0{,}14$ Å. Das ist schon deutlich

größer als die natürliche Linienbreite, reicht aber noch nicht.
Druckverbreiterung - Wenn's eng wird, wird's breiter: Tatsächlich fehlt noch die Wechselwirkung zwischen den Teilchen im Gas. Diese führt im Wesentlichen zu einer Verkürzung der Lebensdauer von den durch die Absorption angeregten Gasteilchen, d.h. diese emittieren Photonen schneller als ohne Wechselwirkung. Prinzipiell kann man das unter Anwendung der Heisenbergschen Unschärferelation verstehen: $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$. Wenn das Zeitintervall (= Lebensdauer) klein wird, dann muss die Energieverbreiterung (=Linienbreite) größer werden. Daraus folgt, je stärker die Wechselwirkung, umso breiter die Linien.
Beide gleichzeitig: Das Voigt-Profil: Beide Effekte - Doppler- und Druckverbreiterung - treten immer mehr oder weniger gemeinsam auf. Das resultierende Linienprofil wird als Voigt-Profil bezeichnet. Es gibt den "Doppler-Kern" und die Dämpfungsflügel.
Noch mehr Mechanismen? Bleibt noch die Erwähnung weiterer Verbreiterungsmechanismen (ohne Vollständigkeitsgarantie). Zunächst wäre da die *Mikroturbulenz*. Es gibt - wie in der irdischen Atmosphäre – Turbulenzzellen der Abmessung *d*, die sich mit Geschwindigkeiten $\xi_{Mikturb} = 0{,}5...5$ m/s eigenständig bewegen. Solange $\kappa \cdot d << 1$ gilt (die Zellen sind optisch dünn), kann dies wie eine zusätzliche Dopplerverbreiterung gehandhabt werden, $\xi_0^2 = \xi_{therm}^2 + \xi_{Mikturb}^2$. Ist $\kappa \cdot d \geq 1$, so sehen wir nicht durch die "obere" Schicht von Turbulenzzellen hindurch. Dies nennt man dann "Makroturbulenz". Die Mittelung ist anders vorzunehmen.
Ein weiterer wichtiger Mechanismus ist die *Rotationsverbreiterung*. Ein Teil der Atmosphäre kommt auf den Beobachter zu und andersherum (natürlich nur dann, wenn wir nicht auf den Pol schauen). Das Profil sieht bei genügend schneller Rotation wie eine Wanne aus. Die Äquivalentbreite (siehe Gl. (35) ist gleich der des nichtrotierenden Sterns. Das ist dem Umstand geschuldet, das die Menge der Absorber gleich bleibt.
Der Zeeman-Effekt durch Magnetfelder führt zur Linienaufspaltung und damit zu einer Verbreiterung durch Mittelung des Flusses über die Sternenscheibe. Weitere Effekte können Isotopeneffekte und Hyperfeinwechselwirkung sein, spielen für den Amateur aber keine Rolle.

Linienprofil - durch dünn und dick

Nachdem nun die Grundlagen gelegt sind, können wir zum wahren Profil der Linien in Sternspektren übergehen. Sie sind nicht nur durch die Form der Absorption κ allein gegeben. Die Eddington-Barbier-Relation gilt auch hier: $F(0) = S(\tau = 2/3)$. Der frequenzabhängige Fluss an der Oberfläche entspricht der Quellfunktion in der optischen Tiefe 2/3. Dies ist in Abb. 13 gezeigt.

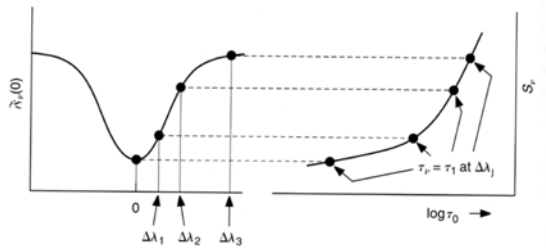


Abb. 13: Zusammenhang zwischen Fluß und Quellfunktion bei unterschiedlicher optischer Tiefe. $\tau_1 = 2/3$ (Aus Gray 2005).

Weil die Temperatur nach außen abnimmt, damit die Quellfunktion kleiner ist, ist der Fluss kleiner. Bereiche größerer Absorption, also die Linienzentren, erscheinen dunkler. Das ist es schon...
Natürlich ist die genauere Analyse wieder eine Wichtung der Quellfunktion über verschiedene optische Tiefen ähnlich dessen, was wir schon vom Kontinuum kennen.
Dünne Linien: Für dünne Linien lassen sich noch weitere analytische Ausdrücke formulieren. Dünne Linien sind dadurch gegeben, dass die Absorption des Linienmechanismus viel kleiner als die des Kontinuums ist, $\kappa_l << \kappa_c$ (Eigentlich ist es besser, von schwachen und starken Linien zu sprechen, anstatt dünn und dick. Das führt leichter zur Verwechselung mit optisch dünn und dick. Beides ist aber nicht direkt verknüpft.). Mit einer Taylor-Reihe lässt sich die Quellfunktion als

$$S_\nu(\tau_\nu) = S_\nu(\tau_\nu^c) - \left.\frac{dS_\nu}{d\tau_\nu}\right|_{\tau_\nu^l = 2/3} \Delta\tau_\nu$$

ausdrücken.
Damit erhalten wir für die Linieneinsenkung

$$R_\nu = \frac{F_c - F_\nu}{F_\nu}$$

$$R_\nu = \frac{2}{3}\frac{\kappa_\nu^l}{\kappa_\nu^c}\left.\frac{d\ln S_\nu}{d\tau_\nu}\right|_{\tau_\nu = 2/3} \qquad (34)$$

Wir sehen den Einfluß der verschiedenen Einflüsse auf *R*: Zunächst ist $R \sim \kappa^l$, aber auch $R \sim 1/\kappa^c$, außerdem der Gradient der Quellfunktion. Zumindest die Proportionalität mit der Linienabsorption ist leicht einsichtig: Je mehr Absorber (Zahl *N*), desto ausgeprägter die Linien.

Wenn es breit und dick wird - Wachstumskurve: Was passiert, wenn die Zahl der Absorber weiter zunimmt? Die Antwort ist für die LTE-Näherung in Abb. 14 skizziert.

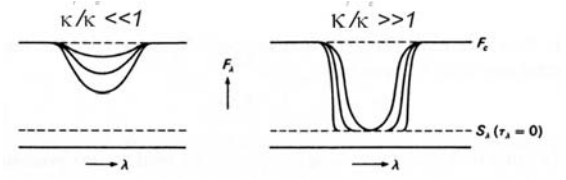


Abb. 14: Schema der Linienform in Anhängigkeit von κ^l / κ^c (Aus Böhm-Vitense 2005).

Für zunehmendes κ^l wird die Linie tiefer und breiter. Allerdings kann Sie nicht unter den Wert für die Quellfunktion an der Sternoberfläche $S_\nu(0)$ fallen. Für einen Wert $\kappa^l / \kappa^c \geq 1$ wird die Linie "nur" noch breiter. Die Abhängigkeit zwischen der Anzahl von Absorbern und der Linieneinsenkung kann nicht mehr linear wie für die dünnen Linien sein. In diesem Zusammenhang ist die schon oben erwähnten Äquivalentbreite W_ν eine interessante Größe. Sie ist definiert als

$$W_\nu = \int_{-\infty}^{\infty} R_\nu d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_c - F_\nu}{F_\nu} d\nu \qquad (35)$$

Wenn nun diese über der Absorberanzahl aufgetragen wird, erhalten wir die Wachstumskurve. Diese ist schematisch in Abb. 15 gezeigt.

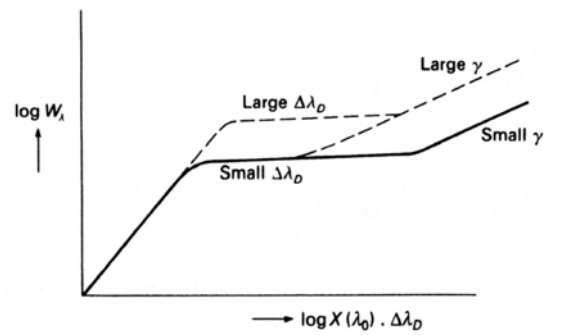


Abb. 15: Schema der Wachstumskurve mit den im Text beschriebenen Bereichen (Aus Böhm-Vitense 2005).

Für kleine Absorberzahlen ergibt sich der schon oben analytisch gefundene lineare Zusammenhang. Wir erkennen weitere Gebiete einer Sättigung und eines erneuten Anstieges proportional zu $\sqrt{N}$.
Dies wollen wir anhand der Schuster-Schwarzschild-Modellatmosphäre (SSA) noch genauer betrachten. Die SSA besteht aus einer Photosphäre, die das Kontinuum erzeugt, mit einer oben aufgesetzten Absorberschicht (die sog. Umkehrschicht, engl. Reversing layer)[1]. Es ergibt sich für die Äquivalentbreite

$$W_\nu = D_{\max} \int \left(1 - e^{-\tau_\nu}\right) d\nu \quad \text{(Herleitung im Anhang).}$$

Für dünne Linien gilt $W_\nu \sim N$. Im Sättigungsgebiet erhalten wir $W_\nu \sim \Delta D \cdot D_{\max}$. W ist in der Tat unabhängig von der Absorberanzahl. Sobald die Dämpfung (= Flügel der Linien) nennenswerten Einfluß gewinnen, erhalten wir wegen

$$\tau_\nu \sim \tau_{\nu_0} \cdot \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \text{ und } \tau_{\nu_0} \sim N: \quad W \sim \sqrt{N} .$$

Die Atmosphären sind aber durch Druck und (Effektiv-)Temperatur charakterisiert. Wie hängen diese zusammen? Die Temperatur bestimmt im wesentlichen, wie viele Absorber einer Sorte ionisiert sind. Klar ist, das wir keine Linien einer Spezies beobachten können, wenn Sie nicht vorhanden ist. Analytisch kann dies mit dem Boltzmann-Saha-Formalismus behandelt werden. Damit ist das Wechselspiel zwischen Auftreten und Verschwinden von Ionisationsstufen in Abhängigkeit von T_{eff} erklärbar (Siehe dazu auch die Artikelreihe von D. Goretzki im Rundbrief "Spektrum").
Die Druckabhängigkeit der Linien ist maßgeblich durch die Dämpfung gegeben. Zusätzlich moduliert der Elektronendruck direkt die Kontinuumsabsorption, diese wiederum die Linieneinsenkung und damit die Linienstärke.

Fazit - Alles klar?

Zugegeben, der Stoff ist nicht einfach, wenn wir über das übliche Maß der Darstellung in der einschlägigen Literatur hinausgehen. Die Darstellung auf so engem Raum kann deshalb auch nicht mehr als ein Abriss sein. Nichtsdestotrotz, wir haben einen überblick erhalten, wieso die Sterne so leuchten, wie sie es tun. Und das war letztlich das Ziel.

Anhang: Die Schuster-Schwarzschild-Atmosphäre

Die SSA besteht aus einer Schicht mit der Temperatur T_U , die auf einer Photosphäre liegt, wo das (Schwarzkörper-)Kontinuum mit T_P entsteht. Es gilt an der Oberfläche der SSA

[1] Die Linienentstehung wird in bekannten Buch von J. Kaler, Sterne und ihre Spektren, mit der SSA eingeführt. Sie ist aber eigentlich nur ein gutes Modell für Laborexperimente, z.B. Gasabsorber vor einer Flamme.

$$I_\nu = B_\nu(T_P)e^{-\tau_\nu} + B_\nu(T_U)\left(1 - e^{-\tau_\nu}\right),$$

T_U ist die Temperatur der Umkehrschicht, T_P die der Photosphäre. τ_ν ist die optische Tiefe der Umkehrschicht: $\tau_\nu = \kappa_\nu \cdot D_\nu = \sigma_\nu \cdot N$. Für die Linieneinsenkung gilt

$$R_\nu = 1 - \frac{I_\nu}{I_c} = \frac{B(T_P) - B(T_U)}{B(T_U)} \cdot \left(1 - e^{\tau_\nu}\right)$$

Wir definieren

$$D_{\max} = \frac{B(T_P) - B(T_U)}{B(T_U)}$$

und erhalten die oben aufgeschriebene Beziehung für die Äquivalentbreite.

Literatur

E. Böhm-Vitense, Introduction to Stellar Astrosphysics, Vol. 2, Stellar Atmospheres, 1997, Cambridge University Press

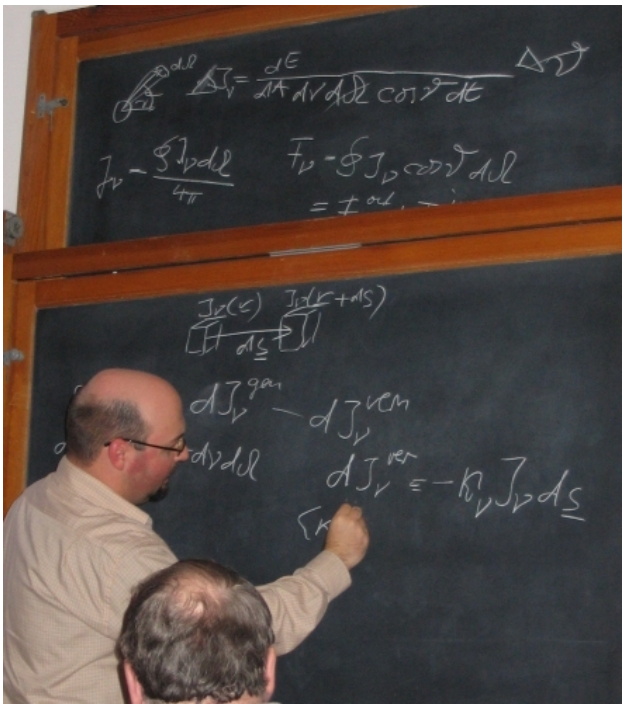
D. F. Gray, The Observation and Analysis of Stellar Photospheres, 3rd. ed., 2005, Cambridge University Press

G. W. Collins, The Fundamentals of Stellar Astrophysics, 2003, web edition

J. B. Kaler, Sterne und ihre Spektren, 1994, Spektrum Verlag

R. J. Rutten, Radiative Transfer in Stellar Atmospheres, 2003, Utrecht University lecture notes, www.astro.uu.nl/»rutten

J. B. Tatum, Stellar Atmospheres, astrowww.phys.uvic.ca/»tatum/stellatm.htm



Bei meiner letzten Reise nach Mesopotamien
habe ich diese Texte entdeckt...

…und hier sind die originalen Keilschriften.

Jugend-forscht-Projekt „Solarspektroskopie

Sara Butte, Martin Gotthardt, Deborah Weißer & Lara Wimmer

Friedrichs-Gymnasium Kassel, Astronomie-AG, Humboldtstraße 5, 34117 Kassel,
www.friedrichsgymnasium-kassel.de

Einführung in die Spektroskopie

Zunächst ist es wichtig, sich mit grundlegenden theoretischen Aspekten der Spektroskopie zu befassen. Hauptsächlich geht es darum, den Prozess der Absorption und Emission zu verstehen.

a) - Verschiedene Spektrentypen

- Ein *glühender* Festkörper, eine Flüssigkeit oder ein sehr dichtes Gas sendet ein kontinuierliches Spektrum aus. Die Farbabfolge im sichtbaren Teil ist wie bei einem Regenbogen: violett-blau-grün-gelb-orange-rot. Es enthält keine Linien, da es Licht in allen Wellenlängen aufweist, die kontinuierlich ineinander übergehen.
- Ein glühender fester oder flüssiger Körper, der von einem kühleren Gas umgeben ist, sendet ein Absorptionsspektrum aus, das äußerlich nichts anderes ist als ein kontinuierliches Spektrum, das jedoch von schwarzen Absorptionslinien durchzogen ist. Wo sich jeweils die Absorptionslinien befinden, hängt von dem jeweiligen Atom, Molekül oder Ion ab. (Die Sonne sendet solch ein Spektrum aus.)
- Ein leuchtendes Gas sendet ein Emissionsspektrum (Linienspektrum) aus, d.h. man sieht einzelne schmale scharfe Linien in unterschiedlichen Farben auf schwarzem Hintergrund. Die Anordnung und die Intensität der Linien hängt vom jeweiligen Gas ab. (Abb. 1)

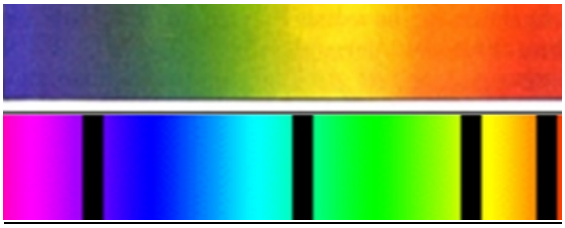


Abbildung 1: Kontinuierliches Spektrum (oben) und Absorptionsspektrum (unten).

b) - Wie kommt ein kontinuierliches Spektrum zu Stande?

Dies lässt sich am besten mithilfe eines Schwarzkörpers erklären. Ein schwarzer Körper ist ein Ideal, das so in der Natur nicht vorkommt. Ein Schwarzkörper reflektiert kein Licht, da jedes Photon unmittelbar nach seiner Entstehung wieder absorbiert wird. Daraus folgt ein kontinuierliches Spektrum. Die Erkenntnis von Max Planck (1900) in Bezug auf die Schwarzkörperstrahlung war, dass sich die Energie proportional zur Frequenz verhält. Diese Konstante erhielt den Namen "Plancksches Wirkungsquantum" ($6.625 \cdot 10^{-34} Js$). Die Intensitäten der einzelnen Farben hängen hierbei nur von der Temperatur ab und können durch die Plancksche Strahlungsformel berechnet werden.

c) - Die Entstehung der Absorptions- und Emissionslinien

Die Entstehung der Absorptions- und Emissionslinien resultiert aus dem Atomaufbau. Wir wollen uns zuerst mit dem Wasserstoffatom befassen, weil dies aufgrund seines leichten Atomaufbaus mit einem Proton im Atomkern und einem Elektron, das um den Kern kreist, am leichtesten zu verstehen ist. Wichtig ist, sich erst einmal mit dem Bohrschen Atommodell zu befassen, da man mit dessen Hilfe den Aufbau und das Verhalten von Atomen vielleicht besser nachvollziehen kann. Die Modellvorstellung von Bohr besagt, dass sich um den Atomkern Bahnen befinden, die mit den Elektronen des Atoms besetzt sind; jedoch gibt es auch unbesetzte Bahnen bzw. Bahnen, die erst dann existieren, wenn Elektronen auf diese springen. Zu beachten ist, dass die Elektronen auf ihren Bahnen kreisen und dabei keine Energie abstrahlen. Kommen wir zurück auf das H-Atom: Durch die positive Ladung im Kern wird das negativ geladene Elektron an den Kern gebunden. Nun stellen wir uns folgendes vor:
Das Elektron kreist auf der Bahn, die sich am nächsten am Atomkern befindet. Die Bahn nummerieren wir mit der Zahl “1“. Diesen Zustand bezeichnet man als Grundzustand. Aber wir wissen ja bereits, dass es auch noch viel mehr Niveaus gibt, die weiter vom Kern entfernt sind; und außerdem

nimmt der Abstand zwischen den einzelnen Bahnen immer mehr ab, je weiter diese vom Kern entfernt sind. Wenn das Elektron nun mit einem Photon wechselwirkt, kann es auf solch eine weiter entfernte Bahn springen und dann befindet es sich im angeregten Zustand. Dieser Vorgang kann jedoch nur stattfinden, wenn das Photon genau die Energie hat, die sich aus der Energiedifferenz von angeregtem- und Grundzustand ergibt. Noch einmal zusammenfassend: Wenn das Elektron bestimmte Energiemengen absorbiert, kann es von seinem Grundzustand in einen angeregten Zustand gelangen. Da wir zunächst vom völlig ungestörten Atom ausgehen, ist an die Absorption immer eine Emission gekoppelt. Denn das Elektron kann sich nur kurz in seinem angeregten Zustand befinden. Wenn diese Verweilzeit vergangen ist, springt es wieder in seinen Grundzustand zurück. Dabei gibt das Elektron seine zugeführte Energie wieder ab, indem es ein Photon aussendet. Diese Art von Emission nennt man auch spontane Emission. (Abb. 2 und 3)

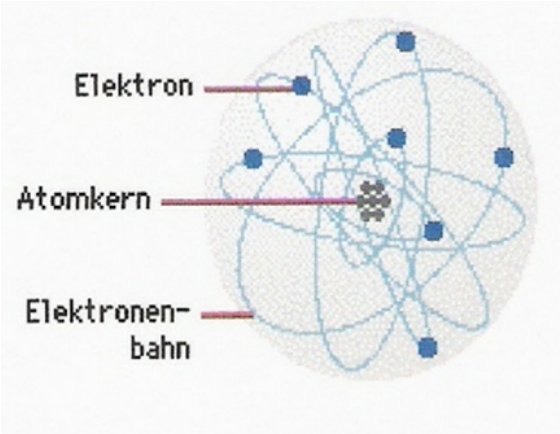


Abbildung 2: Das Bohrsche Atommodell ‚quantelte' die Elektronenbahnen, um die Stabilität des Atoms zu erklären.

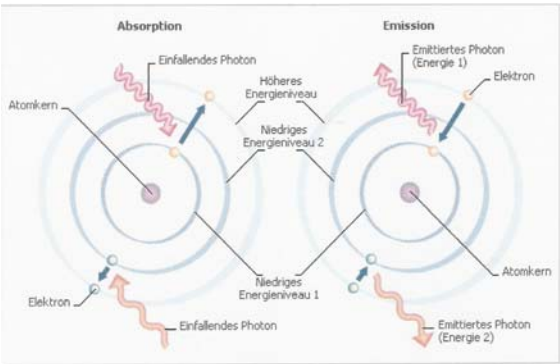


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines Absorptions- und Emissionsprozesses.

Bisher haben wir gebunden-gebundene Übergänge besprochen, also Übergänge, bei denen sich das Elektron zwischen den festgelegten Energieniveaus bewegt. Jedoch gibt es auch noch andere Arten von Übergängen: Um den Atomkern ist also eine bestimmte Anzahl von Energieniveaus möglich, jedoch nur bis zum Grenzniveau. Wenn einem Elektron ausreichend viel Energie zugeführt wird, kann es bis über die Ionisierungsgrenze hinaus gelangen und ist somit nicht mehr an den Atomkern gebunden, sondern ist frei; deshalb nennt man dies einen gebunden-frei Übergang. Dabei entsteht ein positiv geladenes Ion und ein freies Elektron. Dieses freie Elektron kann nun alle beliebigen Photonen absorbieren, da es sich nicht mehr zwischen bestimmten Energieniveaus bewegen muss. Das gilt auch schon am Anfang eines gebunden-frei Übergangs: Wenn das Photon mehr als die nötige Ionisierungsenergie (beim H-Atom 13,59 eV) besitzt, kann dies auch vom Elektron absorbiert werden, da es die Restenergie in Form von kinetischer Energie mit auf den Weg bekommt.

Natürlich kann ein positiv geladenes Ion auch wieder zum Atom reduziert werden; dabei erfolgt ein frei-gebundener Übergang, auch Rekombination genannt. Dabei gibt das freie Elektron eine ausreichend große Energiemenge ab, so dass es wieder vom Atomkern angezogen wird. Genau festgelegt sind die ganzen Kombinationen von Übergängen vom H-Atom in der Lyman-, Balmer-, Paschen-, Brackett-, Pfund-Serie, wobei die Lyman-Serie im UV-Bereich, die Balmer-Serie im Sichtbaren und die restlichen im Infrarotbereich liegen.

Und nun wollen wir uns mit Atomen befassen, die mehr Elektronen besitzen. Kreisen nämlich mehrere Elektronen um den Atomkern, wird das Spektrum erheblich komplizierter. Jetzt gilt, dass die Niveaus von unten her mit Elektronen aufgefüllt werden. Dabei spielt das Pauli-Prinzip eine entscheidende Rolle: Es besagt, dass sich nicht beliebige Elektronen zusammen auf einer Bahn befinden dürfen, sondern die Elektronen innerhalb einer "Elektronengemeinschaft" müssen sich in mindestens einer Quantenzahl voneinander unterscheiden. Zwischen den voll besetzten inneren Niveaus können demnach keine Elektronenübergänge stattfinden. Somit wäre die einzige Übergangsmöglichkeit bis ganz außen in Nähe der Ionisierungsgrenze; und solch eine hohe Energie, die für diesen Übergang erforderlich wäre, hat beispielsweise nur die Röntgenstrahlung.

Sonnenflecken

Sonnenflecken sind dunkle Stellen auf der Sonne, die schon bei geringer Vergrößerung zu sehen sind (Abb. 4).

Abbildung 4: Sonnenflecken

Ihre Größe reicht von einigen Tausend bis zu 50000km Durchmesser (Durchmesser der Erde knapp 13000km). Häufig treten die Flecken in Gruppen mit zwei Hauptflecken auf. Der westlichere, also in Rotationsrichtung vorangehende Fleck wird p-Fleck (für proceeding) genannt, der folgende heißt f-Fleck (für following). Meist liegt der vordere Fleck näher am Äquator. Die Häufigkeit der Flecken wechselt in einem 11-jährigen Zyklus, der sich in einem Schmetterlingsdiagramm darstellen lässt Zu Beginn des Zyklus‘ erscheinen die Flecken 30° - 40° vom Äquator entfernt. Im Laufe dieser 11 Jahre entstehen die Flecken immer näher am Äquator, zum Schluss in einem Bereich von 5°**.** Dann zeigen sich schon die ersten Flecken des nächsten Zyklus oben (Abb. 5).

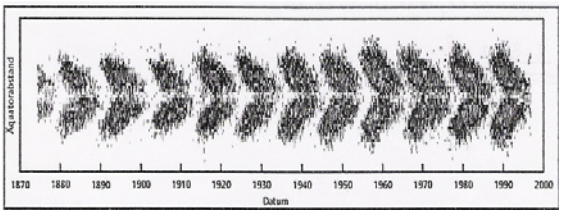


Abbildung 5: Der 11 jährige Sonnenfleckenzyklus. Sonnenflecken entstehen immer näher am Äquator. Nach dem Zyklus polt sich das Magnetfeld der Sonne um. Alle 80 Jahre ändert sich die Lebensdauer der Sonnenflecken.

Fleckengruppen haben meist eine entgegen gesetzte magnetische Polarität. Die magnetische Feldstärke in Sonnenflecken kann bis zu 0,4 Tesla groß werden. Jeweils die p-Flecken auf einer Sonnenhalbkugel haben die gleiche Polarität. Auf der anderen Halbkugel ist die Polarität der p-Flecken umgekehrt. Nach diesem 11 - jährigen Zyklus polt sich das Magnetfeld der Sonne um. Genau genommen dauert der Zyklus also 22 Jahre (Hale-Zyklus). Im Laufe des Zyklus verwandelt sich das Magnetfeld von einem meridionalen (ähnlich dem der Erde) in ein toroidales Magnetfeld, in dem die Feldlinien senkrecht zur Rotationsrichtung verlaufen. Das geschieht so, weil die Sonne an verschiedenen Breitengraden eine unterschiedliche Rotationsdauer hat. Die Feldlinien verwickeln sich so zu sagen. Dazu kommt, dass sich die Lebensdauer von Flecken in einem 80-jährigen Zyklus ändert.

Die Waldmeier-Klassifikation zeigt das Entwicklungstadium eines Sonnenfleckes (Abb. 6).

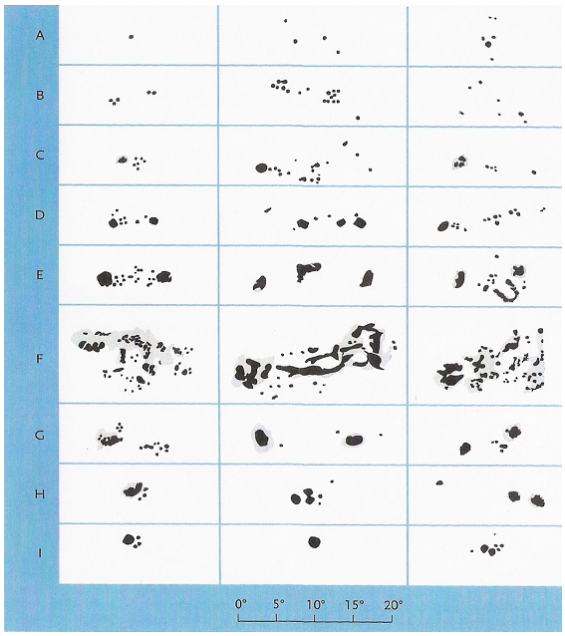


Abbildung 6: Waldmeier-Klassifikation

A: Ein einzelner unipolarer Sonnenfleck ohne Penumbra (das ist ein helleres Gebiet um die dunklen Stellen, die Umbra heißen).
B: Bipolare Gruppe ohne Penumbra, die von zwei Flecken dominiert wird.
C: Eine bipolare Gruppe, in der einer der ersten Flecken eine Penumbra bekommt.
D: Der zweite Fleck der bipolaren Gruppe bekommt eine Penumbra. Insgesamt nimmt die Gruppe weniger als 10° auf der Sonne ein.
E: Die bipolare Fleckengruppe nimmt mehr als 10° auf der Sonne ein. Die beiden Hauptflecken besitzen eine komplexe Penumbra, es gibt viele kleine Flecken.
F: Dies ist die höchste Entwicklungsstufe. Die Ausdehnung beträgt bei gleichen Eigenschaften wie E mehr als 15°**.**
G: Die ersten kleinen Flecken der über 10° großen, bipolaren Gruppe verschwinden.
H: Ein einzelner Fleck, der über 2,50° groß ist.

I: Ein einzelner Fleck, der weniger als 2,5° auf der Sonne einnimmt.

Diese Klassifikation wurde von McIntosh erweitert: Ein Fleck wird durch drei Buchstaben charakterisiert. Der erste zeigt die Waldmeier-Klasse ohne die Stadien G (zu E oder F) und I (zu H). Der zweite, kleine Buchstabe beschreibt die Beschaffenheit der größten Penumbra:
x heißt: Keine Penumbra vorhanden.
r ist eine dünne, helle Penumbra, die unvollständig ist.
s kennzeichnet eine symmetrische Penumbra, die unter 2,5° breit ist und sich langsam verändert. Sie kann auch elliptisch sein.
a steht für eine Penumbra von gleicher Größe wie s, die asymmetrisch ist und sich schnell verändert.
k bedeutet, dass die Penumbra größer als 5° ist.
Und der dritte, auch kleine Buchstabe kennzeichnet die Verteilung der Flecken einer Gruppe:
x ist ein Einzelfleck; **o** zeigt, dass die Flecken offen verteilt sind; **c** steht für eine kompakte Verteilung; **i** ist zwischen **o** und **c**. In der Mitte dieser Gruppe existieren kleine Flecken ohne Penumbra.

Die magnetische Wilson-Klassifikation beurteilt die Magnetfelder der Flecken, nämlich ob die Gruppe alpha: unipolar, beta: bipolar oder gamma: komplex ist. Schon durch die Form der Penumbra lässt sich feststellen, wie die Polarität in der Penumbra verteilt ist. Die wenigsten Flecken durchlaufen alle Entwicklungsstadien. Die meisten bilden sich schon sehr viel früher zurück und verschwinden nach wenigen Tagen (90% existieren weniger als 10 Tage, 50% weniger als 2 Tage). Meist erscheinen Sonnenflecken in Kombination mit anderen Sonnenaktivitäten wie zum Beispiel Fackeln.

In einer bis zu 500 km tiefen Einsenkung, der Wilson-Depression findet man die Umbra. Die Beschaffenheit der Umbra ist unregelmäßig (Umbral dots und dark nuclei), wie ihr Magnetfeld. Die Struktur der Penumbren ist durch radial nach außen führende Filamente bestimmt. Die Materie in den hellen Linien bewegt sich mit einigen Kilometern pro Sekunde nach außen. Zur ungestörten Sonne hin wird der Strom langsamer. Die dunklen Adern wandern mit dem gleichen Tempo in die entgegen gesetzte Richtung. Überkreuzen sich zwei helle Filamente, sieht man dies als leuchtende Stellen. Die gehen zur ruhigen Sonne oder zur Umbra, je nachdem, wo sie näher liegen. Die Bewegung der leuchtenden Filamente lässt sich im Evershed-Effekt beobachten (Abb. 7).

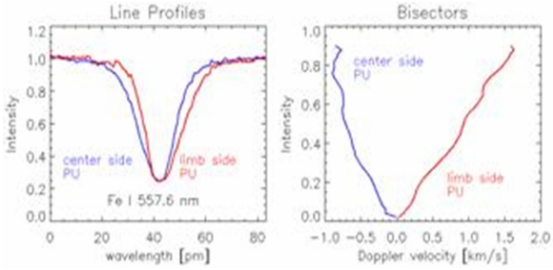


Abbildung 7: Evershed-Effekt

Der Evershed-Effekt basiert auf dem Doppler-Effekt. Die Wellen elektromagnetischer Strahlung, welche von sich auf den Betrachter zu bewegenden Körpern ausgesandt werden, werden zusammengestaucht, also ins Blaue verschoben. Bewegt sich der Körper vom Betrachter weg, werden die Wellen gestreckt und damit findet eine Rotverschiebung statt. Der Evershed-Effekt ist umso besser zu sehen, je weiter die Penumbra aus dem Sonnenzentrum verschoben ist. Auf der Seite, die näher am Zentrum ist, bewegt sich die leuchtende Materie auf den Betrachter zu; auf der dem Rand zugewandten Seite entfernt sie sich. Also verbreitern sich die Absorptionslinien der Penumbra. Doch zu diesen Messungen braucht es bessere Geräte (und Kenntnisse) als wir sie besitzen. Für uns messbar könnte der Zeeman-Effekt (Abb. 8 und 9) sein.

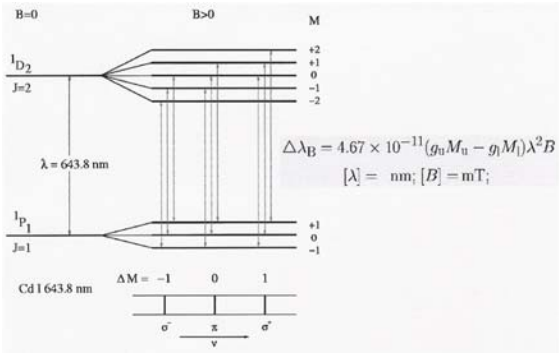


Abbildung 8: Zeeman-Effekt

Abbildung 9: Beobachtung des Zeeman-Effekts

Die Aufnahmen in Abb. 9 sind Bilder eines Laborversuchs zum Zeeman-Effekt. Eine Cadmiumlampe steht im Zentrum eines starken Magneten mit durchbohrten Polschuhen. Der Magnet wird durch das Netzgerät mit 4 A auf Dauer oder 5 A kurzzeitig versorgt. Über eine Sammellinse (f = 10 cm fest eingebaut), und einen roten Farbfilter wird ein Fabry-Perot-Interferometer beleuchtet. Mit der Kamera lassen sich die lichtstarken Interferenzringe beobachten. Beobachtet man durch die Polschuhbohrung, longitudinal zum Feld des Magneten, die Cadmiumlampe so sieht man im Interferometer konzentrische Kreise. Beim Zuschalten des Feldes spalten sich diese Ringe in je zwei neue Ringe (symmetrisch zur Lage des Ringes ohne Feld) auf. Bei der Beobachtung transversal zum Magnetfeld erfolgt nach Einschalten des Magnetfeldes eine Aufspaltung in drei Ringe. Mit einem zwischengeschaltetem Polfilter kann man, je nach Stellung des Filters entweder den Mittelring oder die beiden Außenringe ausblenden.

Die beteiligten Energieniveaus spalten im Magnetfeld in 2L+ 1 Niveaus auf, so dass unter Berücksichtigung der Auswahlregeln neun strahlende Übergänge vorkommen, von denen allerdings immer drei die gleiche Energie haben. Bei Beobachtung quer zur Feldrichtung (transversaler Effekt) sind zwei senkrecht und eine parallel zur Feldrichtung polarisierte Linien zu beobachten, während bei Beobachtung in Feldrichtung (longitudinaler Effekt) 2 zirkular polarisierte Linien beobachtet werden. Versuchsaufbau, wie er von der Firma PHYWE für Schulen angeboten wird (der Preis beträgt ca. 6000 Euro).

Beim Zeeman-Effekt werden die Spektrallinien aufgrund eines Magnetfeldes verdreifacht (selten auch noch mehr). Die mittlere Linie befindet sich auf der Wellenlänge der ursprünglichen, für das Element, Molekül oder Ion typischen Wellenlänge. Elektronen im Atom sind bewegte Ladungen. Sie bilden einen Kreisstrom. Die Lorentzkraft, die senkrecht zu den Feldlinien des Magnetfeldes und senkrecht zu der Bewegungsrichtung verläuft ,wirkt auf die Elektronen und damit auf das Kräftegleichgewicht zwischen der Zentrifugalkraft und der Coulomb-Kraft. Je nach Bewegungsrichtung des Elektrons addiert sich die Lorentzkraft nun auf die Zentrifugalkraft oder subtrahiert sich von dieser. Die Änderung der Kräftegleichung zeigt sich in einer anderen Geschwindigkeit und nicht in einem kleineren oder größeren Radius. Das ist bei den stufenartigen Energieniveaus nicht möglich. Das Elektron fliegt auf seiner Bahn nun schneller oder langsamer, je nach Bewegungsrichtung und besitzt damit eine andere Energiemenge. Um auf die nächste Stufe zu gelangen, muss es mehr oder weniger Energie aufnehmen, je nachdem ob es gebremst oder beschleunigt wurde. Die Energie hängt direkt mit der Wellenlänge der absorbierten oder emittierten elektromagnetischen Strahlung zusammen. Weil die Lorentzkraft, egal, ob sie addiert oder subtrahiert wurde, die gleiche ist, ist der Abstand zur ursprünglichen Linie auf beiden Seiten gleich. Je größer diese Entfernung ist, desto größer war auch die Lorentzkraft und damit das Magnetfeld. Also lässt der Zeeman-Effekt Rückschlüsse auf die Stärke des Magnetfeldes zu. In der Formel sieht diese Gesetzmäßigkeit dann folgendermaßen aus:

$$\Delta E = h \cdot \Delta \nu = \pm B \cdot \frac{e}{4\pi \cdot m} \cdot h$$

Mit e = Elementarladung, m = Masse, h = Planck-sches Wirkungsquantum.

Beim anormalen Zeeman Effekt wird nicht nur die Richtung der Bahn, sondern auch der Spin (die Eigenrotation des Elektrons) miteinbezogen. Beides hat Einfluss aufeinander, was sich in der Spin-Bahnkopplung (Gesamtdrehimpuls J und Kopplung der magnetischen Momente) ausdrückt. Die passende Formel lautet:

$$\Delta E_{n,j,l,m_j} = \frac{e \cdot h}{4\pi \cdot m} \cdot B \cdot g \cdot m_j$$

mit

$$g = 1 + \frac{j \cdot (j+1) - l \cdot (l+1) + s \cdot (s+1)}{2j \cdot (j+1)}$$

Die genaue Entstehung von Sonnenflecken ist noch ungeklärt. Sie entstehen an den Austrittspunkten magnetischer Flussröhren aus der Sonnenoberfläche (Photosphäre). Aber nicht jede dieser Austrittstellen wird ein Sonnenfleck. Zuerst löst sich die Granulationsstruktur der Sonne (Energie wird über sehr viele Granulen abgegeben, die aussehen wie helle Flächen auf dunklem Grund) auf, dann entsteht eine kleine Pore. Dort wird die Materie mit bis zu 7200 Kilometer pro Stunde ins Innere der Sonne gezogen und so an der Konvektion gehindert.

Da unser eigentliches Thema, der Vergleich mit einem K0 -Spektrum leicht aus vorhandenen Arbeiten geklärt werden konnte, möchten wir in der nächsten sonnigen Zeit die Spektren der Sonnenflecken im Verlauf auf ihrer Entwicklung (daher oben ihre Klassifizierung). Unsere Helfer hatten allerdings

Zweifel, ob sich mit unserem Refraktor das Spektrum eines Sonnenfleckes ohne größeres Streulicht isolieren lässt. Schaffen wir es dennoch, kann unsere Arbeit Vorbild für weitere Schülerversuche dieser Art sein. Die Untersuchung von Sonnenfleckenspektren im Laufe ihrer Entwicklung hat den Vorteil, dass wir jedes Fleckenspektrum (genau genommen nur das Spektrum der Umbra, die Penumbra hat ja, wie bereits erklärt, ein anderes Spektrum) verwerten können. Zu dem, was uns an Messergebnissen erwartet, haben wir nur vage Angaben gefunden. Das Magnetfeld variiert im Verlauf eines „Sonnenfleckenlebens“, so dass der Zeeman-Effekt wohl unterschiedlich stark ausfallen wird. Außerdem ändert sich die Temperatur. Je dunkler eine Umbra ist, desto kälter ist sie. Wir sind gespannt darauf, was wir finden werden!

Vergleich und Auswertung der Bilder

Auf Abbildung 10 ist ein Bild des integralen Sonnenspektrums zu sehen, inklusive der Fraunhoferschen Linen A bis H.

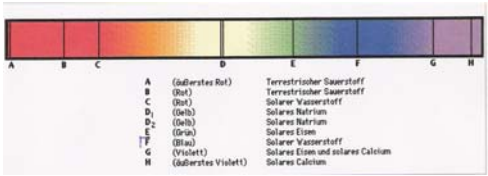


Abbildung 10: Fraunhoferlinien im Sonnenspektrum

Der linke Bildbereich ist rot, dies bedeutet, dass das Licht eine größere Wellenlänge hat, dafür aber weniger Energie. Im Gegenzug ist der rechte Bildbereich bläulich, hier hat man also eine kleinere Wellenlänge mit viel Energie.

Auf Abbildung 11 sieht man zum einen die Lichtkurve des Spektrums der ungestörten Photosphäre (oberer Graph) und zum anderen die Lichtkurve des Spektrums in der Umbra eines Sonnenfleckens (unterer Graph). Dabei ist ein deutlicher Unterschied bei der Ca II-Linie zu erkennen.

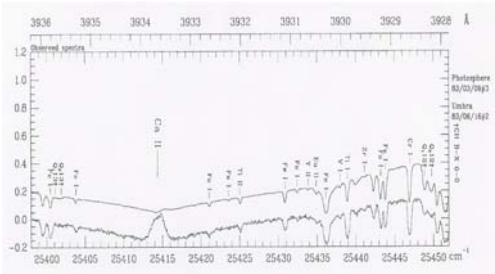


Abbildung 11: Photosphärenspektrum (oben) und Sonnenfleckenspektrum (unten).

Abbildung 12 zeigt die Calcium II-Linie (nach der Fraunhoferschen Bezeichnung: H-Linie) bei 3968 Å. Deutlich zu sehen sind neben der Hauptlinie (3968 Å) mehrere Nebenlinien und ein starker Intensitätsabfall mit höherer Wellenlänge.

Abbildung 12: Die Calciumlinie (CII) bei 3968 Å.

Abbildung 13 zeigt die Ca II-Linie (nach Fraunhoferscher Bezeichnung K-Linie) bei 3933,74 Å.

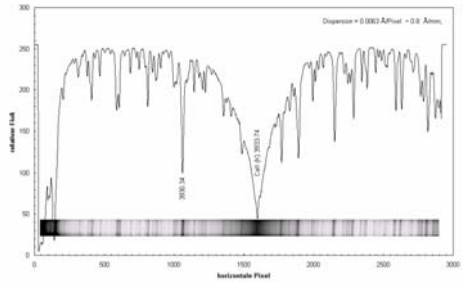


Abbildung 13: Die Calciumlinie (CII) bei 3933 Å.

Jetzt ist es wichtig diese Linie zu identifizieren, was entweder über die Skalierung des Spektrographen oder Atlanten geschieht. Bei diesem Bild hat man zudem den Vorteil, dass neben der Ca II-Linie eine zweite prägnante Linie zu erkennen ist (bei 3930,34 Å). Man setzt nun die Wellenlängendifferenz ins Verhältnis zu der zugeordneten Pixeldifferenz: (3933 - 3930 Å) / (1600 – 1000 Pixel) und kommt zu einem Verhältnis von ungefähr 1 Å zu 200 Pixel. Dadurch kann man die Pixelskala in eine Wellenlängenskala umrechnen. In Abbildung 14 sieht man die H β Linie bei 4861 Å.

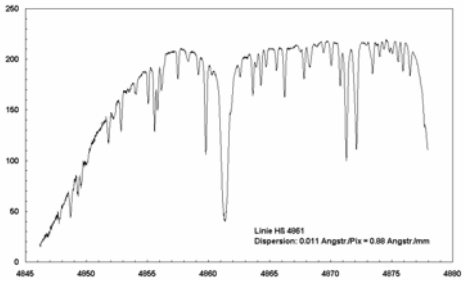


Abbildung 14: H β bei 3933 Å.

Bei dem Einfügen der Bilder in die Graphiken muss darauf geachtet werden, dass sie nicht seitenverkehrt eingefügt werden. Dies kann man leicht überprüfen: Am linken Bildrand hat man einen starken Intensitätsabfall. Neben der Hauptlinie sind dann noch drei stärkere Absorptionslinien zu erkennen, sodass das Bild an Hand dieser Merkmale richtig ausgerichtet werden kann.

Danksagung: Wir bedanken uns ganz herzlich bei Herrn Pollmann, in erster Linie für seine Unterstützung und dafür, dass er uns seinen wertvollen Spektrographen geliehen hat.

Referenzen

Dr. H. Nussbaumer - Einführung in die Astrophysik - Verlag der Fachvereine Zürich

Helmut Saulter - Astrophysik 2. Auflage - Gustav Fischer

W. Bechmann & J. Schmidt - Struktur und Stoffanalytik mit spektroskopischen Methoden - G. Teubner

Hans-Ulrich Keller - Astrowissen - KOSMOS-Verlag

Karttunen-Kröger - Astronomie - Eine Einführung - Springer-Lehrbuch

Encarta Enzyklopädie 2002-Spekroskopie; Absorption; Emission

I. Czycykowski 1997 - Analyse von hochaufgelösten Messungen des Magnetfeldes aktiver solarer Regionen - Diplomarbeit an der TU Berlin

K. Reinsch, R. Beck, Heinz Hilbrecht - Die Sonne beobachten - Sterne und Weltraum © 1999

Pierre Lena - Observational Astrophysics - Springer-Verlag Berlin Heidelberg © 1988

Physik der Sterne - Kaplan © 1980

Michael Stix, The sun - Springer Verlag Berlin Heidelberg ©

I.Czycykowski, erscheint 2006 - Zeitliche Veränderungen aktiver Regionen der Sonnenoberfläche in zweidimensionaler Polarimetrie - Dissertation an der Universität Potsdam

www.wikipedia.de: Spektroskopie

Anmerkung des Editors

Diese Arbeit sowie der entsprechende gemeinsame Vortrag auf der Tagung der Fachgruppe sind eine außergewöhnliche Leistung von motivierten Schülern der Klassen 11 und 12.
Frau Ingeborg Reuter ist für ihren besonderen Einsatz als Lehrerin für Mathematik und Physik am Friedrichs-Gymnasium Kassel zu danken, welche diese Arbeit unter hohem Einsatz initiierte und betreute.

Guckt mal, die alten Knacker dort versuchen einen Salto…

Au Mann, wie peinlich…

Aus dem Tagebuch eines Anfängers – Selbstbau eines klassischen Gitterspektrographen und erste Beobachtungsergebnisse

Lothar Schanne

D-66333 Völklingen, Hohlstrasse 19, schanne@t-online.de

Zusammenfassung

Es wird das erste „Lehrjahr“ eines angehenden Amateurspektroskopikers beschrieben.

1. Das Design

Der Vortrag beschreibt das erste Lehrjahr eines Spektroskopieanfängers. Ausgehend von einer einfachen Ausrüstung, bestehend aus

- Intes Micro MN58, 5“-Maksutov-Newton, 1016 mm Brennweite, f 1/8
- HEQ-5 Montierung
- CCD-Kamera Audine mit einstufiger Peltierkühlung, KAF 401E-Chip (768 x 512 Pixel der Größe 9µ x 9µ)

wollte der Verfasser in die Sternspektroskopie einsteigen, ohne einen großen finanziellen Aufwand zu treiben.

Nach einem Einstieg in die Theorie der Spektrographen wurde mittels des frei zugänglichen Spektrographenberechnungsprogramms SIMSPEC von Christian Buil der zu planende spaltlose Spektrograph an das vorhandene Teleskop angepasst.

Die Wahl fiel auf ein klassisches symmetrisches Design mit 135mm-Kollimator, 25x25mm^2-Reflexionsgitter (1200 Linien/mm) und 135mm-Kameraobjektiv. Bei einem Gesamtreflexionswinkel von 45° sollte eine Dispersion von 0,37 Å/Pixel und eine spektrale Reinheit von 1,5 Å (Auflösung R = 4600 bei 6563 Å Wellenlänge) zu erreichen sein. Auf dem CCD-Chip werden in Dispersionsrichtung 290 Å des Spektrums abgebildet.

Aus praktischen Gründen wurde in einer Zoohandlung eine aus Sperrholz präzise gefertigte „Mäusevilla“ gekauft, die bereits an der richtigen Stelle und im richtigen Durchmesser die Bohrungen für Kollimator und Objektiv und eine Öffnung für den Einbau der CCD-Kamera besaß. Einen passenden Deckel und einige Klemmelemente zu bauen, war dann kein Problem mehr. Die beiden Foto-Objektive wurden im Internet für wenige Euro ersteigert.

In Fig. 1 ist die Anordnung der Elemente im Spektrograph erkennbar. Der Sucher auf der rechten Seite ermöglicht in nullter Ordnung (das Gitter wird als Spiegel benutzt) das gewünschte Objekt am Himmel auf die optische Achse des Spektrographen zu setzen (Zentrierung). Dies erleichtert die sonst knifflige Aufgabe, das Spektrum des Wunschobjekts auf den CCD-Chip zu bekommen.

Fig. 1: Aufbau des Spektrographen

2. Spektrometertests

Nach einem ersten erfolglosen Versuch am Teleskop wurde der Spektrograph systematisch bezüglich seiner optischen Leistungsfähigkeit getestet und justiert. Mittels einer Neon-Glimmlampe und selbst gefertigten Blenden aus Aluminiumfolie wurden die ersten Emissionsspektren aufgenommen (Fig. 2).

Gitterstellung [°]	Theoretischer Wellenlängenbereich (Zentrum und Bereich [Å])	Foto des künstlichen Sterns (Emissionslinien ergeben Bilder der Lochblende in horizontaler Richtung)
22,5	Bild nullter Ordnung, keine Dispersion	
4	4900 (4687 bis 5113)	
3	5100 (4887 bis 5313)	
2,5	5400 (5187 bis 5613)	
1,5	5500 (5287 bis 5713)	
0	5900 (5687 bis 6113)	
-1	6200 (5987 bis 6413)	
-2	6400 (6187 bis 6613)	
-3	6600 (6387 bis 6813)	
-4	6900 (6687 bis 7113)	

Fig. 2: Neon-Emissionslinien einer Glimmlampe, abgebildet mit einer selbst gefertigten Blende.

Mit einer gekauften 5µm-Lochblende wurde eine deutlich bessere Auflösung erreicht (Fig. 3).

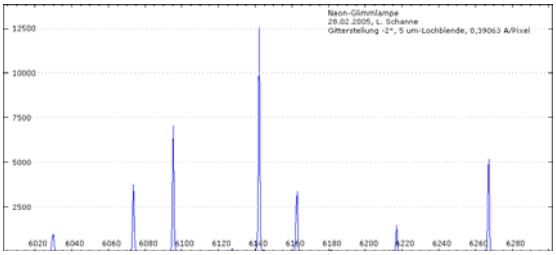


Fig. 3: Neon-Emissionslinien einer Glimmlampe, abgebildet mit einer 5µm-Lochblende.

Auch erste Spektren der Sonne konnten unter Verwendung der Lochblende als „Eintrittsspalt“ aufgenommen werden (Fig. 4).

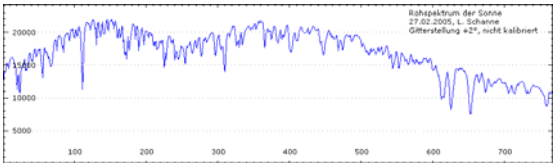


Fig. 4: Spektrum der Sonne, rechts das Mg-Triplett, aufgenommen mit einer 5µm-Lochblende.

Mit diesem Erfahrungshintergrund wurde mit dem Teleskop am 25. Februar 2005 das erste Sternspektrum aufgenommen (Fig. 5).

Vergrößertes Siriusspektrum im Bereich der Hγ-Linie und Vergleich mit Literaturspektrum, nach Normierung auf das Kontinuum

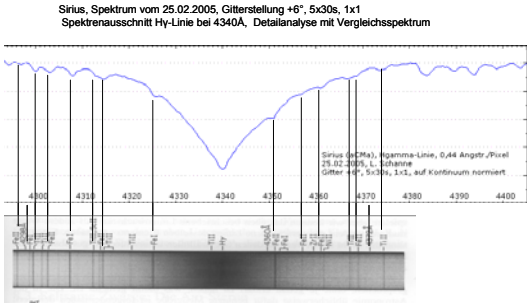


Fig. 5: Gemessene Hγ-Linie von Sirius im Vergleich mit einem Literaturspektrum.

3. Erste Serienbeobachtungen

Im Verlauf des Jahres 2005 wurden viele Sternspektren aufgenommen, wobei der Autor einen wachsenden Erfahrungshintergrund im Umgang mit dem Spektrographen, der CCD-Kamera und den Datenreduktionsprogrammen (IRIS, VisSpec, Midas) sammelte, immer in stetem fachlichen Austausch mit den Mitgliedern der VdS-Fachgruppe Spektroskopie. Einige prägnante Beispiele werden nachfolgend wiedergegeben.

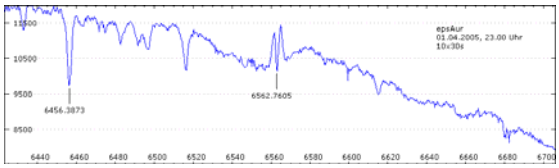


Fig. 6: Erste beobachtete Emissionslinie: Hα von εAur.

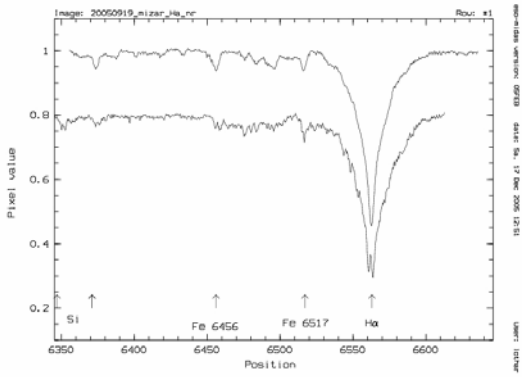


Fig. 7: Spektroskopischer Doppelstern: Aufspaltung der Hα und anderer Absorptionslinien von Mizar.

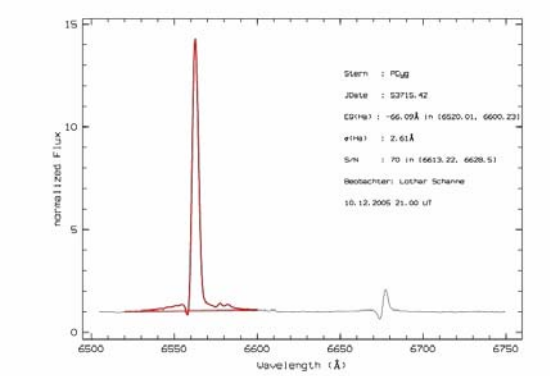


Fig. 8: Emissionslinien mit dem typischen P Cygni-Profil: Hα von P Cyg.

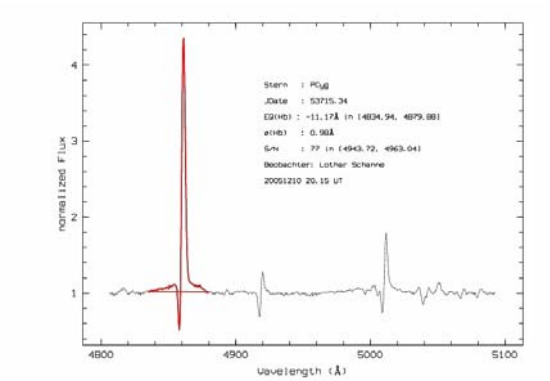


Fig. 9: Emissionslinien mit dem typischen P Cygni-Profil: Hβ von P Cyg.

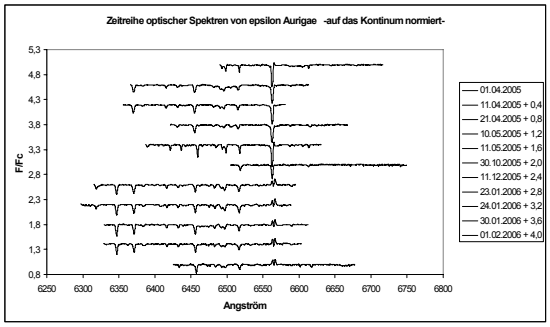


Fig. 10: Zeitreihe des optischen Spektrums von ε Aur im Bereich der Hα-Linie.

4. Probleme

Jede Beobachtungsnacht muss die gesamte Apparatur neu aufgebaut, justiert und später wieder abgebaut werden. Dies kostet jeweils ca. 1,5 bis 2 Stunden Zeit.

Die gesamte Mechanik ist nicht ausreichend stabil. Die Spektren der Einzelaufnahmen springen auf dem CCD-Chip hin und her. Wegen der geringen Öffnung des Teleskops (5“) verbunden mit den Instabilitäten sind viele kurze Einzelaufnahmen erforderlich (50 bis 100 je 30 s Belichtungszeit für Sterne von 4 mag), die anschließend zu registern und zu addieren sind.

Die damit verbundenen Schwierigkeiten lässt die folgende Abbildung 11 erahnen.

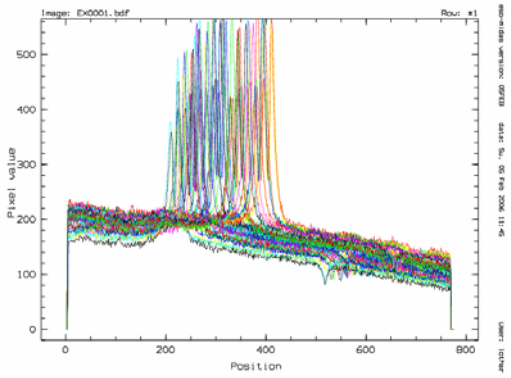


Fig. 11: Mechanische Instabilitäten der Mechanik verursachen auf dem CCD-Chip springende Spektren.

5. Die nächsten Schritte

Wegen der mechanischen Schwäche des bisherigen Systems wurde in eine schwere Montierung investiert. Eine passende Säule wurde konstruiert und durch Freunde gebaut (Fig. 12).

Fig. 12: Neue Säule, schwere Montierung, Intes Micro MN 58 und aufgesatteltes Leitrohr.

Parallel wurde ein Bausatz für einen Littrow-Spaltspektrographen (LHIRES III) bestellt und zusammengebaut (Fig. 13).

Fig. 13: LHIRES III-Spaltspektrograph

Zudem ist noch ein SC-Teleskop (C14) geplant. Mit dieser verbesserten Ausrüstung sollten auch lichtschwächere Sterne bis 8 mag zu beobachten sein. Außerdem sind theoretisch Auflösungen bis R = 20.000 zu erreichen (0,4 Å), womit Linienprofilanalysen und Radialgeschwindigkeitsmessungen in Reichweite kommen.

Und nun, liebe Freunde spreche ich ein Gebet…

Lieber Gott, mach mich fromm,
dass ich in den Himmel komm.

Nachwort von Ernst Pollmann

Die Räumlichkeiten der ehemaligen Wirkungsstätte des bekannten Sonneberger Astronomen Cuno Hoffmeister waren vom 12.-14.5.2006 Veranstaltungsstätte der Jahrestagung der Fachgruppe SPEKTROSKOPIE. Die Verbundenheit der damaligen Sonneberger professionellen Astronomie zur Amateurastronomie wird auch in unserer Fachgruppe rückblickend auf die vergangenen Jahre auf dem Sektor der Spektroskopie deutlich. Das freundschaftliche Entgegenkommen der Sternwartenadministration, unsere Jahrestagung dort veranstalten und in der ungestörten Atmosphäre unserem Gedankenaustausch nachgehen zu können, die Bereitschaft einiger FG-Mitglieder, mit interessanten Programmbeiträgen mitzuwirken wie auch die Vorträge aus der Fachastronomie, haben wesentlich zum Erfolg der Jahrestagung beigetragen.

Keinesfalls darf die überaus freundliche Aufnahme unserer Sonneberger Gastgeber, Frau und Herrn Weber, unerwähnt bleiben. Beiden haben wir es zu verdanken, dass die Kuchen aus fachgruppeninternen Backstuben stets mit frischem Kaffee und anderen Getränken im Sinne notwendiger Erfrischungen in den Pausen verzehrt werden konnten.

In Sonneberg zu verweilen…..immer wieder ein besonderes Erlebnis!

Teilnehmerliste

Wolfgang Arnold, Burggraben 1, 61206 Wöllenstadt
arnoldwo@aol.com

Marcel Baer, Auwiesenstraße 45c, 9030 Abtwil, CH
Praxis.baer@st.gallen.com

Sara Butte, Friedrichs-Gymnasium Kassel, Humboldtstraße 5, 34117 Kassel
sarahbutte@web.de

Franz Bolduan, Friedrich Karl Str. 2, 68165 Mannheim
franzbolduan@aol.com

Ulrich Diel, Am Linsenberg 2, 65719 Hofheim
Ulrich.diel@schott-instruments.com

Joachim Draeger, Lindenstraße 16, 83317 Teisendorf/Ufering
draeger@iabg.de

Thomas Eversberg, Bataverstraße 13, 50679 Köln
eversberg@stsci.de

Dieter Goretzki, Akazienstraße 16, 63505 Langenselbold
d.goretzki@t-online.de

Martin Gotthardt, Friedrichs-Gymnasium Kassel, Humboldtstraße 5, 34117 Kassel
martin.baron_silvian@gmx.net

Bernd Hanisch, Am Bahnhof 8a, 15326 Lebus
Bernd.hanisch@lua.brandenburg.de

Reinhard Hanuschik, European Southern Observatory (ESO), Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching
rhanusch@eso.org

Thomas Hunger, Hagenstraße 22, 59581 Warstein
Thunger03@web.de

Hugo Kalbermatten, Ebnetstraße 12, 3982 Bitsch, CH
elektro@hkalbermatten.ch

Andreas Kaufer, ESO-La Silla, Chile
akaufer@eso.org

Ferdinand Knappmann, Hirschweg 12, 44869 Bochum

Heinrich Kuypers, Meisenweg 3, 40764 Langenfeld
heinrichkuypers@web.de

Peter Kroll, Sternwarte Sonneberg, Sternwartestr. 32, 96515 Sonneberg
pk@stw.tu-ilmenau.de

Monika Maintz, Landessternwarte, Königstuhl, 69117 Heidelberg
m.maintz@lsw.uni-heidelberg.de

Anatoly Miroshnichenko, P.O. Box 26170, Greensboro, NC, USA
a_mirosh@uncg.edu

Ernst Pollmann, Emil-Nolde-Str. 12, 51375 Leverkusen
ernstpollmann@aol.com

Ingeborg Reuter, Friedrichs-Gymnasium Kassel, Humboldtstraße 5, 34117 Kassel

Lothar Schanne, Hohlstraße 19, 66333 Völklingen
schanne@t-online.de

Christian Schießl, Untere Dorfstraße 40, 89343 Freihalden

Jörg Schirmer, Gütschrain 5, 6130 Willisau, CH
jottschi@lula.ch

Hans Schmunkamp, An der Kreuzkirche 12, 31515 Wunstorf
h.schmunkamp@gmx.de

Günther Spohr, Pestalozzi Str. 81, 50767 Köln
espohr@mexgo.de

Otmar Stahl, Landessternwarte, Königstuhl, 69117 Heidelberg
o.stahl@lsw.uni-heidelberg.de

Michael Steffen, Zum Kaiserort 9, 21218 Seevetal
Michael.steffen.1@t-online.de

Berthold Stober, Nelkenweg 1, 66907 Glan-Münchweiler
Dr.b.stober@dgn.de

Andreas Ulrich, Augsburger Str.17, 85221 Dachau
ulrich@bl.physik.tu-muenchen.de

Klaus Vollmann, Ringweg 7. 51545 Waldbröl
vollmann@stsci.de

Thomas Weber, Sternwarte Sonneberg, Sternwartestr. 32, 96515 Sonneberg
twe@4pisysteme.de

Deborah Weißer, Friedrichs-Gymnasium Kassel, Humboldtstraße 5, 34117 Kassel
wss212@aol.com

Lara Wimmer, Friedrichs-Gymnasium Kassel, Humboldtstraße 5, 34117 Kassel
Lara-wimmer@web.de

Ernst!!! Komm da sofort wieder runter…!

…und nun beginnen wir mit der Versteigerung der Teleskope!

Hm…ich glaube, ich biete auf den Schmidt-Spiegel da oben.

…und hier findest Du den Blähboy.

Klasse!

Und bitte… lassen Sie die Finger von den Teleskopen!