

**FG
SPEKTRUM**

Mitteilungsblatt der
Fachgruppe

S P E K T R O S K O P I E

der Vereinigung der
Sternfreunde e.V.

Rundbrief Nr. 29 (2005)

Einzelheft: 3,50 Euro (plus Porto)
Herausgeber: Ernst Pollmann
Charlottenburgerstraße 26c
51377 Leverkusen

Inhaltsverzeichnis

Seite

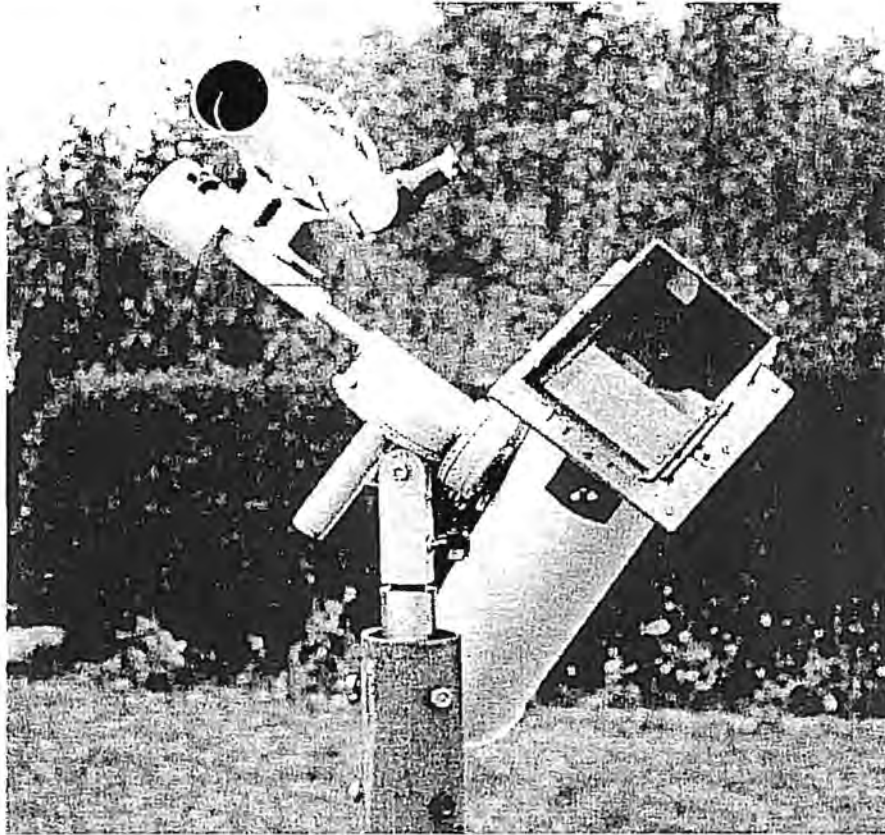
Bernd Hanisch	Objektivprismenspektroskopie	1
Thomas Eversberg	Fehlerbestimmung bei der Messung von Äquivalentbreiten.....	15
Michael Winkhaus	Aufnahme u. Analyse von Sternspektren (III).....	18

Objektivprismenspektroskopie

Vortragspräsentation

(von Bernd Hanisch, Lebus)

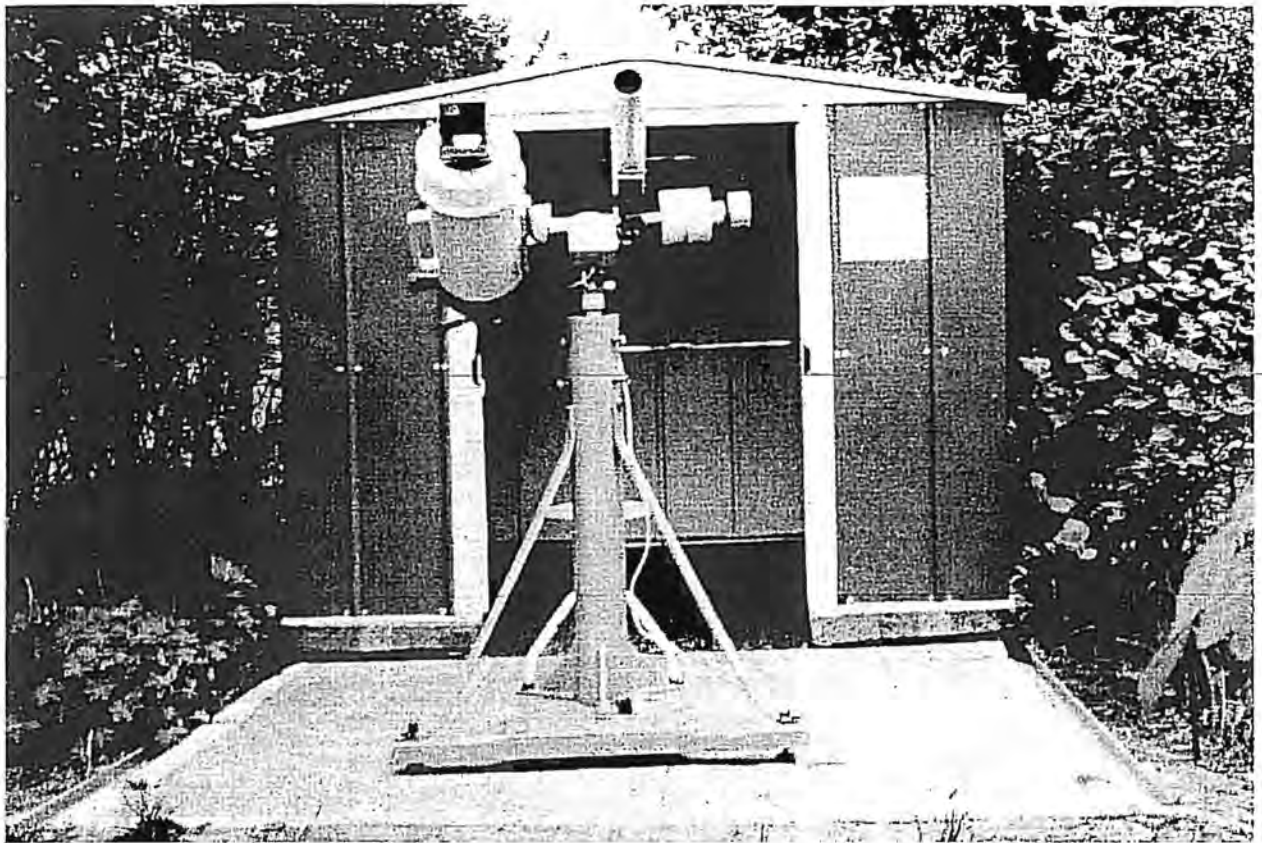
Objektivprismenspektrograph Newton 120/690 mit 45°- Prisma BK 2



Objektivprismenspektrograph auf Zeiss-Ib-Montierung,
Zeiss-Meniscas 180/1800 mit Flintglasprisma SF 2,
5° brechender Winkel, Ø 205 mm

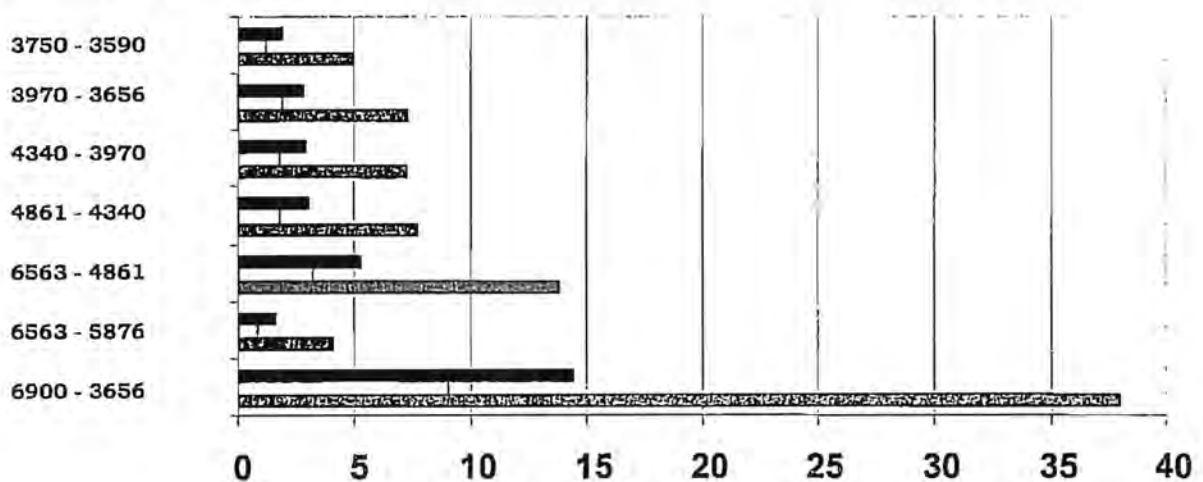


Objektivprismenspektrograph Meniscas 180/1800 mit 45°- Prisma BK 2
auf Zeiss Ib-Montierung mit Leitrohr 63/840 in abfahrbarer Schutzhütte



Länge verschiedener Spektralbereiche in der Fokalebene in mm

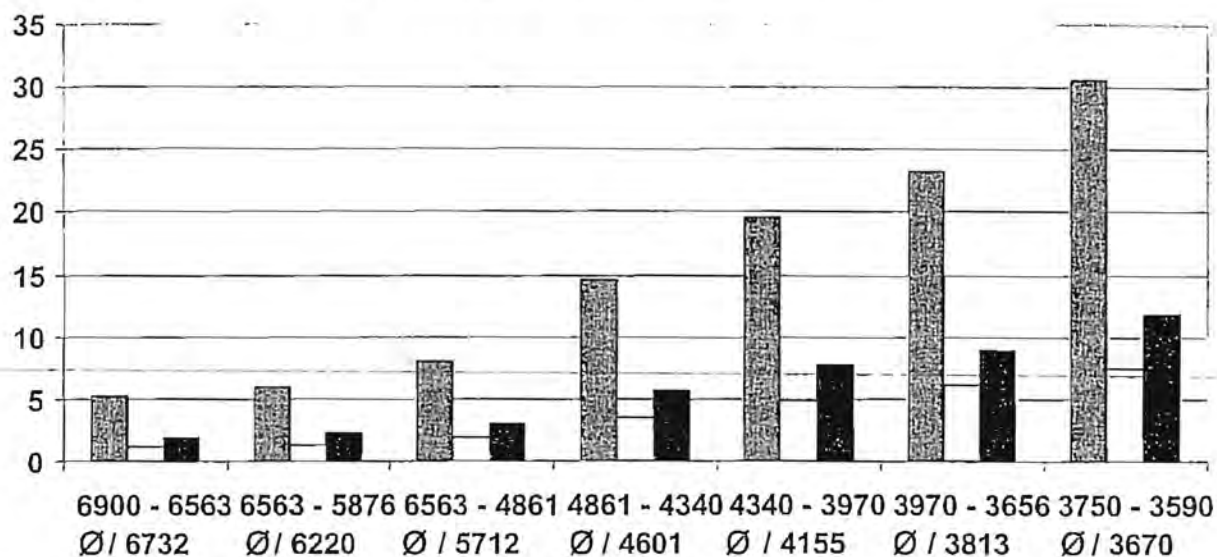
Spektralbereich in Angstr.



- ⊗ Meniscas 180/1800 mit 45°- Prisma BK 2
- Meniscas 180/1800 mit 5°- Prisma SF 2
- ⊙ Newton 120/690 mit 45°- Prisma BK 2

μm/Angstr.

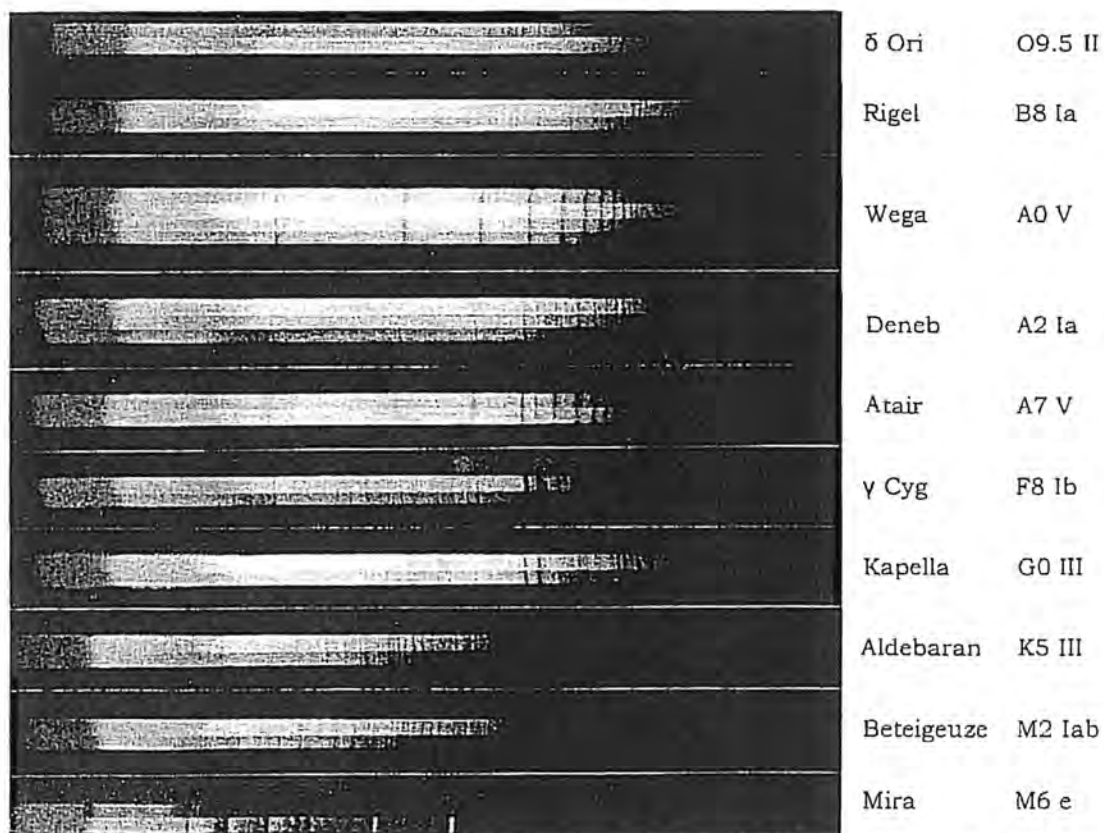
Vergleich der Lineardispersionen



Spektralbereich in Angstr. und Mittelwert des Bereiches

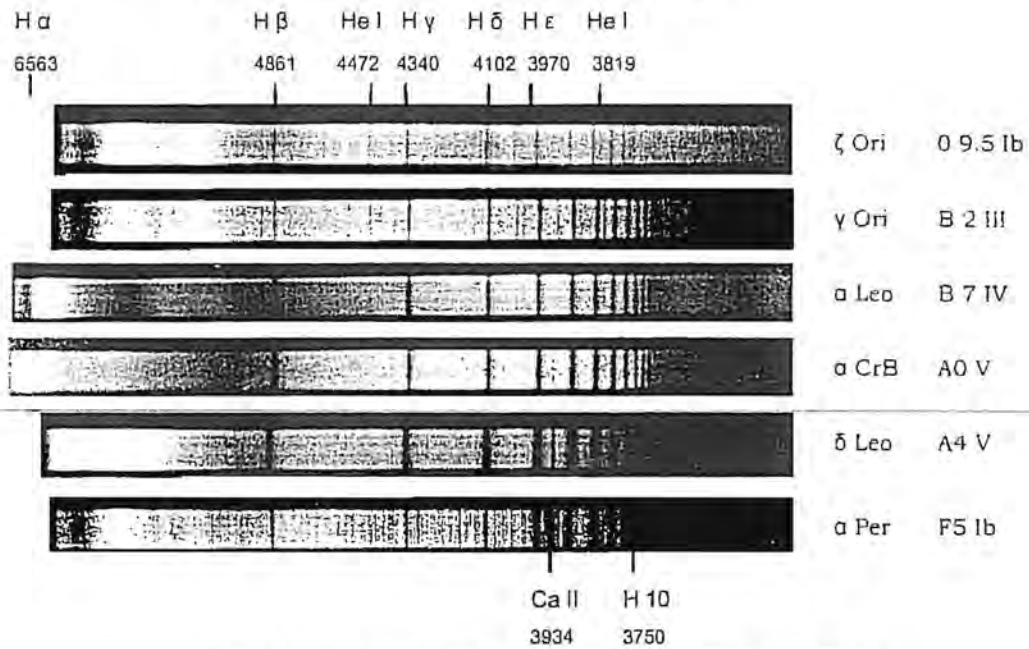
- ⊗ Meniscas 180/1800 mit 45° - Prisma BK 2
- Meniscas 180/1800 mit 5° - Prisma SF 2
- ⬛ Newton 120/690 mit 45° - Prisma BK 2

Sequenz der Hauptspektralklassen



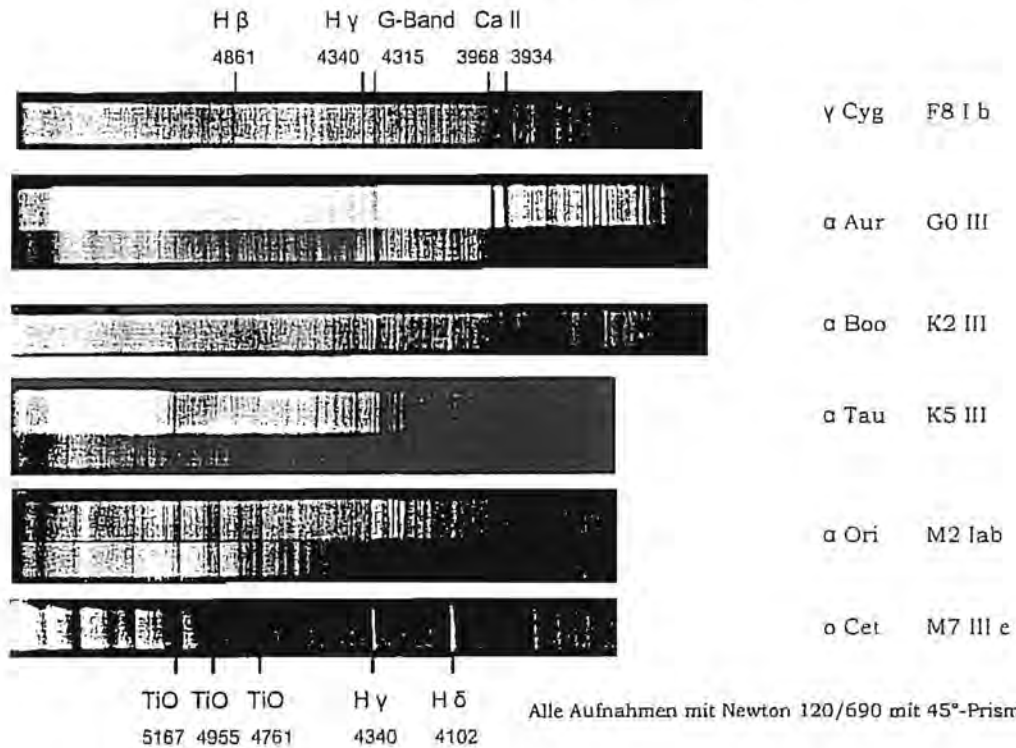
Aufgenommen mit Newton 120/690 mit Objektivprisma 45° BK2 auf AGFA 1000 XRS im Oktober 1990

Spektralsequenz 1 – Frühe Spektraltypen



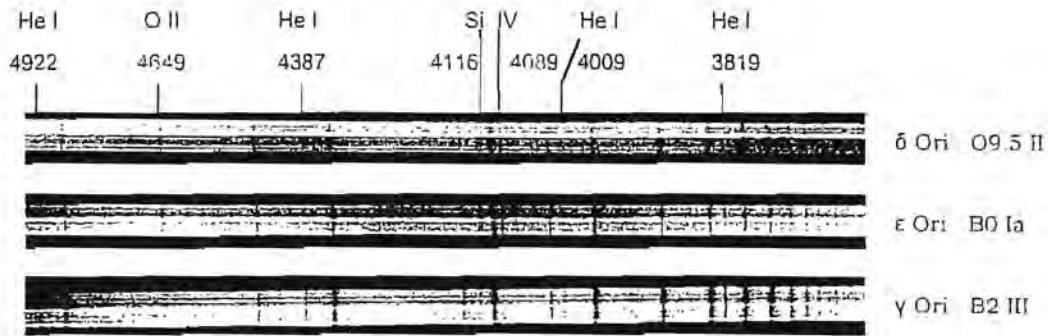
Alle Aufnahmen mit Newton 120/690 mit 45°-Prisma BK 2

Spektralsequenz 2 – Späte Spektraltypen



Alle Aufnahmen mit Newton 120/690 mit 45°-Prisma BK 2

Heiße Riesen im Orion



Der B2-Stern γ Ori ist an der Oberfläche bereits etwa 10 000 K kühler als der O 9,5-Stern δ Ori. Dies äußert sich in einer deutlichen Abnahme der Intensitäten höher angeregter Zustände wie Si IV und O II und einer Zunahme der Linienintensitäten des neutralen Heliums (He I). Die Intensitätsverhältnisse von Si IV / He I können z.B. bei B0-Sternen auch zur Leuchtkraftklassifikation verwendet werden. Das Verhältnis steigt mit sinkender absoluter Helligkeit.

Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit 45°-Objektivprisma BK 2 27.12.2003 auf Ilford Delta 400

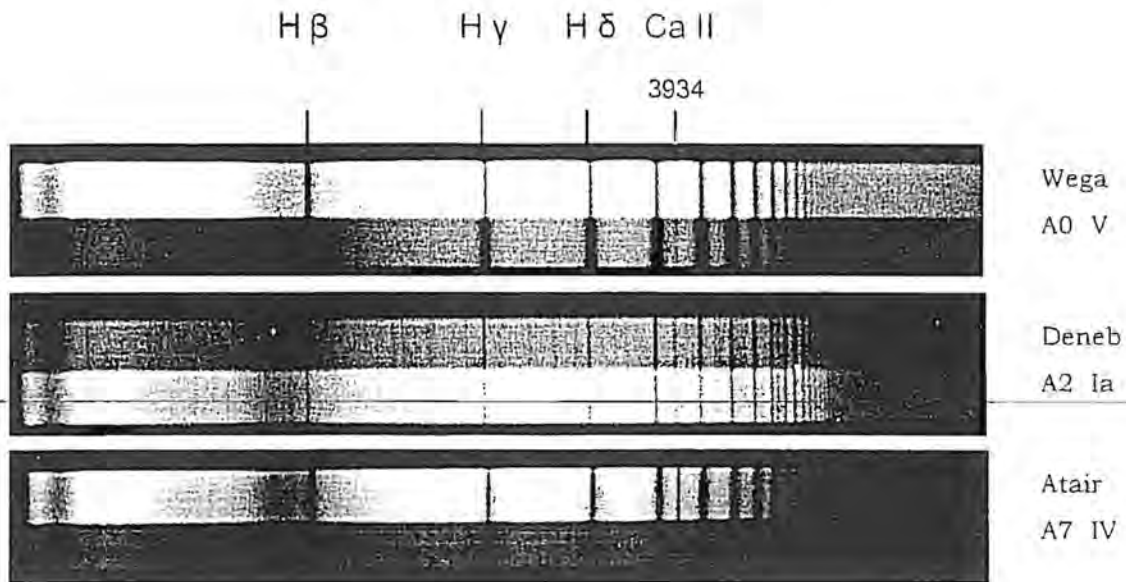
Spektralklassifikation mit Ca II und He I bei heißen Sternen



Die dargestellte Spektralsequenz (von oben: γ Ori, Rigel und Deneb) zeigt die Abnahme der Linienintensität des neutralen Heliums bei 3819,6 Å und die Zunahme der Intensität des einfach ionisierten Kalziums und anderer Metalllinien mit abnehmender Oberflächentemperatur der Sterne von ca. 22 000 K (B2) auf ca. 9000 K (A2). Zur Anregung des genannten He I-Übergangs mit einer Anregungsenergie von 24,2 eV reicht die Oberflächentemperatur von Deneb (ca. 9000 K) offensichtlich nicht mehr aus. (Zum Vergleich: Die Anregungsenergie des Ca II-Übergangs: 3,15 eV)

Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 45° BK2; 27.12.03 (γ Ori); 23.12.03 (Rigel), 31.8.03 Deneb, alle auf Ilford delta 400

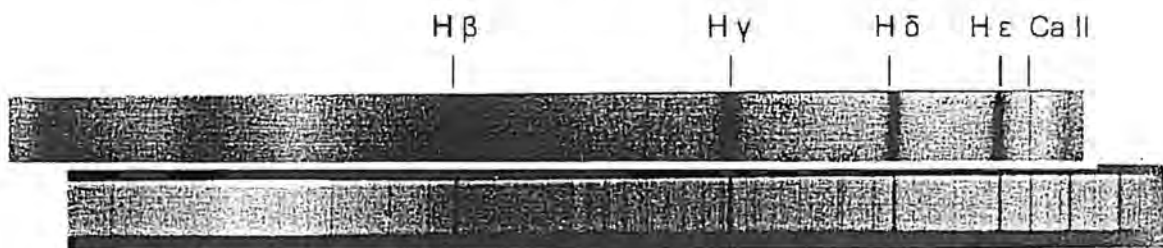
Sequenz der Spektralklasse A



A-Sterne zeigen die Balmerlinien des Wasserstoffs in ihrer maximalen Intensität. Von den frühen (heißeren) zu den späten (kühleren) A-Sternen nimmt die Intensität der Ca II-Linie bei 3934 ? deutlich zu. Sie kann somit als Merkmal zur Feinklassifikation innerhalb der Hauptspektralklasse herangezogen werden.

Aufnahmen: Newton 120/690 mit Objektivprisma BK 2 am 22. 08. 1987 auf ILFORD FP 4

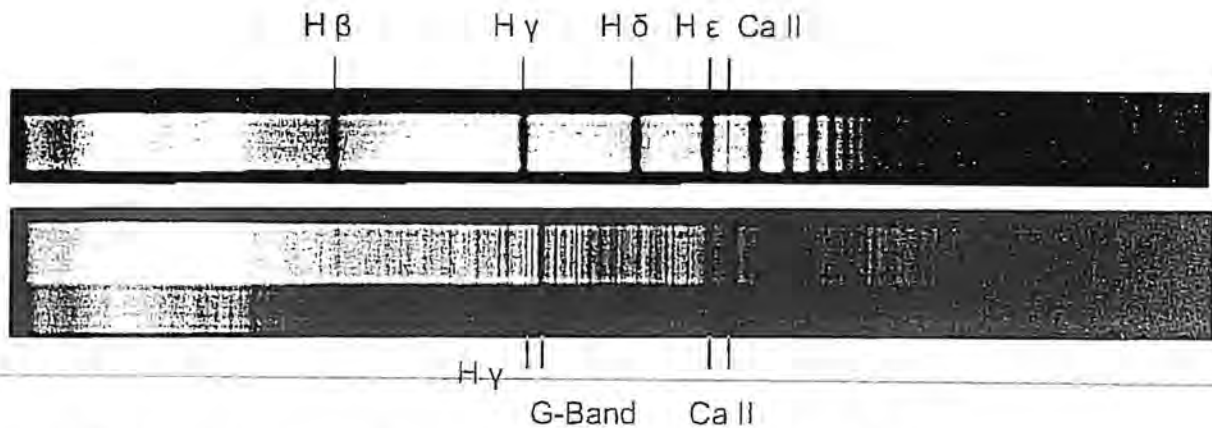
Klassifikation der Leuchtkraft anhand der Linienbreite



Dargestellt sind die Spektren zweier Sterne der Spektralklasse A (oben Wega, unten Deneb) mit etwa der gleichen Oberflächentemperatur von ca. 10 000 K bzw. 9000 K. Während beim Hauptreihenstern Wega (Leuchtkraftklasse V) die Balmerlinien des Wasserstoffs durch den größeren Atmosphärendruck stark verbreitert sind, zeigt der Riesenstern Deneb (Leuchtkraftklasse I) bei dem aufgrund des großen Durchmessers vorhandenen geringeren Atmosphärendruck sehr scharfe Linien. Die ebenfalls sehr scharfe Ca II-Linie bei Wega stammt nicht von der Sternatmosphäre, sondern ist als tellurische Linie anzusehen.

Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 45 °, BK 2 Wega: 05.09.1993 bzw. Deneb: 28.08.1993 jeweils auf KODAK T MAX 3200

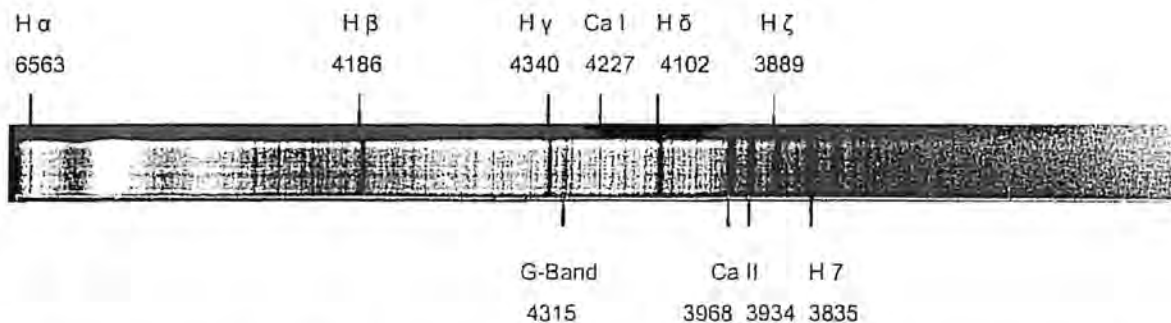
Kastor und Pollux – Zwillinge?



Das Bild zeigt die Spektren der beiden hellsten Sterne des Sternbildes *Zwillinge* Kastor (oben) und Pollux (unten). Schon auf den ersten Blick wird deutlich, dass sich das von beiden Sternen im visuellen Spektralbereich ausgesendete Licht deutlich unterscheidet. Während der an der Oberfläche viel heißere Kastor (ca. 10 000 K) vorrangig die Balmer-Linien des Wasserstoffes zeigt, sind bei dem kühleren Pollux (Oberflächentemperatur ca. 4500 K) vor allem viele Metalllinien sichtbar. Auch das so genannte G-Band ist eine Ansammlung von in diesem Spektrum nicht aufgelösten Metalllinien. Bemerkenswert ist der Intensitätsunterschied der Ca II-Linien und der Wasserstofflinien bei beiden Sternen. Kastor und Pollux sind, bereits nach grober Analyse des von ihnen ausgesendeten Lichtes, alles andere als Zwillinge.

Aufnahmen: Newton 120/690 mit 45° Objektivprisma BK 2, am 10.03.1989 auf KODAK T MAX 400

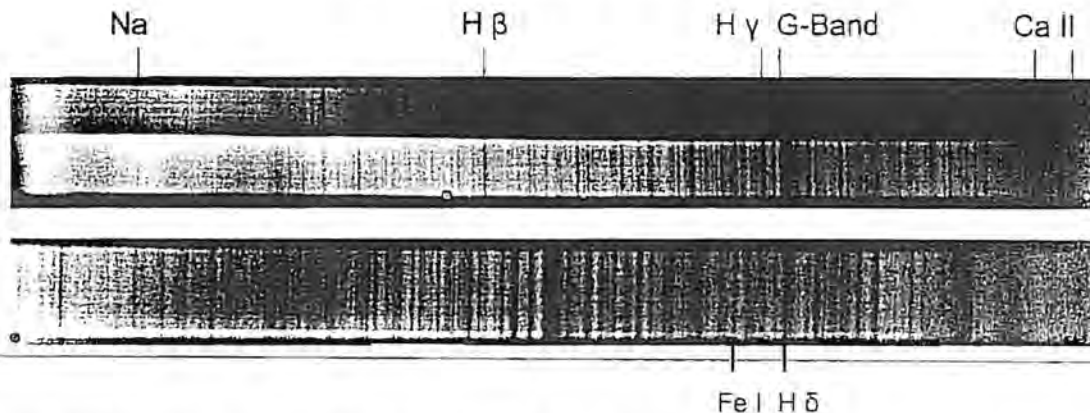
Procyon (F 5 IV)



Die Spektralklasse F stellt den Übergang von den frühen (O-A) zu den späten (G-M) Spektraltypen dar. Folglich sind im Spektrum sowohl Merkmale kühlerer Sterne (z.B. die hier rot markierten Metalllinien) als auch Merkmale heißerer Sterne (z.B. die Balmerreihe des Wasserstoffes) sichtbar. Sowohl die Intensität des G-Bandes als auch die Stärke der Ca I-Linie bei 4227 ? nehmen innerhalb der Spektralklasse zu und dienen im Vergleich mit H γ bzw. H δ deshalb zur Feinklassifikation.

Aufnahme: Newton 120/690 mit Objektivprisma 45°, BK 2, 03.04.1989 auf KODAK TP 2415

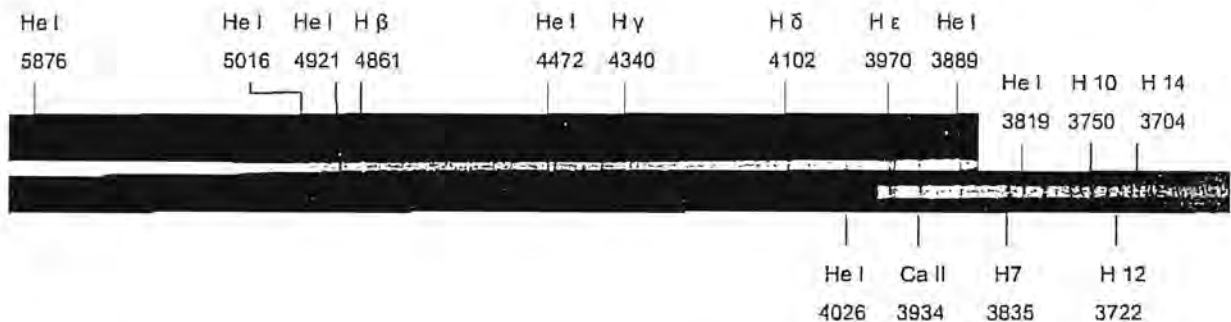
Kapella – Spektrum eines G - Riesen



Das Bild zeigt das Spektrum des G O-Riesen Kapella, wobei das untere Spektrum eine Ausschnittsvergrößerung des markierten Teils des Oberen ist. Das Linien-paar Fe I bei 4144 ? und Hδ eignet sich zur Feinklassifikation von Sternen des Spektraltyps G: Während bei G O (Kapella) die H δ-Linie deutlich stärker als die Fe I-Linie ist, sind bei G 8-Sternen beide Linien etwa gleich stark. Ansonsten sind, wie auch im Sonnenspektrum, die intensivsten Linien die des Ca II bei 3968 ? und 3934 ?.

Aufnahme: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 45 ° BK 2, 20.03.1993 auf KODAK T MAX 400

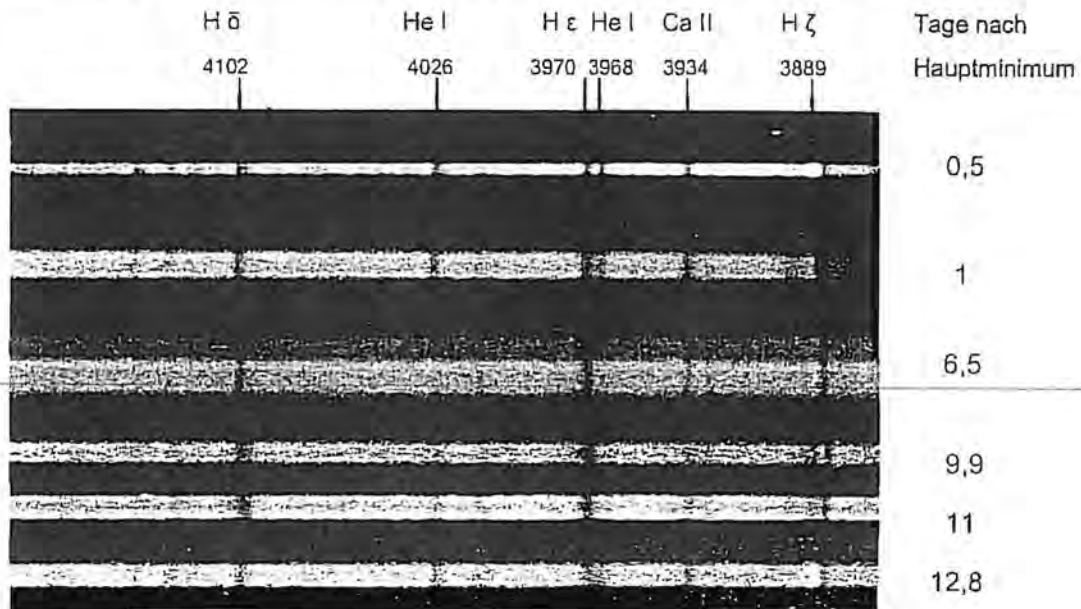
Spektrum des Doppelsternsystems β-Lyrae im Helligkeitsminimum



Beim Doppelsternsystem β-Lyrae kommt es im Zyklus von etwa 13 Tagen zu Helligkeitsänderungen von etwa einer Größenklasse, wobei neben dem Hauptminimum zur Periodenmitte ein schwächeres Nebenminimum zu beobachten ist. Ursache ist die gegenseitige Bedeckung eines helleren B8-Sternes mit einem massereicheren aber schwächeren B5-Stern. Ferner zeigen die Spektren phasenunabhängig Emissionslinien wie z.B. H β und He I bei 5876 ?, die einer gemeinsamen, das System umgebende Gashölle zugeschrieben werden. Eine weitere starke Emissionslinie ist die hier nicht abgebildete H α-Linie.

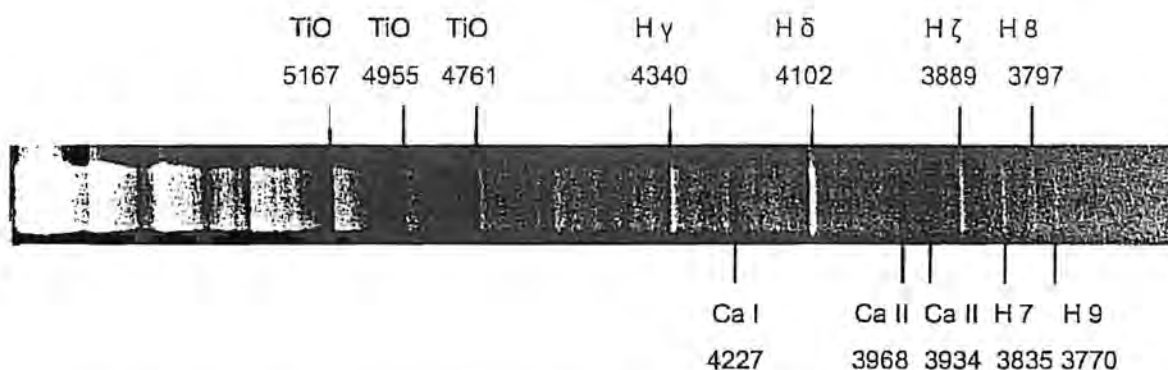
Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit 45°-Objektivprisma BK2 am 24.07.1995 (oben) und 02.09.2003 (unten).

Änderung des Spektrums von β Lyrae im Bedeckungszyklus



Einige Linien (z.B. H ζ) zeigen eine durch den Doppler-Effekt verursachte Wellenbewegung. Sie folgen nicht der Bahnbewegung der hellen Komponente, sondern stammen von einer das System umgebenden expandierenden Gashölle. Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 45°, BK 2, am 24.07.1995, 24.09.2000, 11.09.2002, 17.08.2003, 31.08.2003 und 02.09.2003

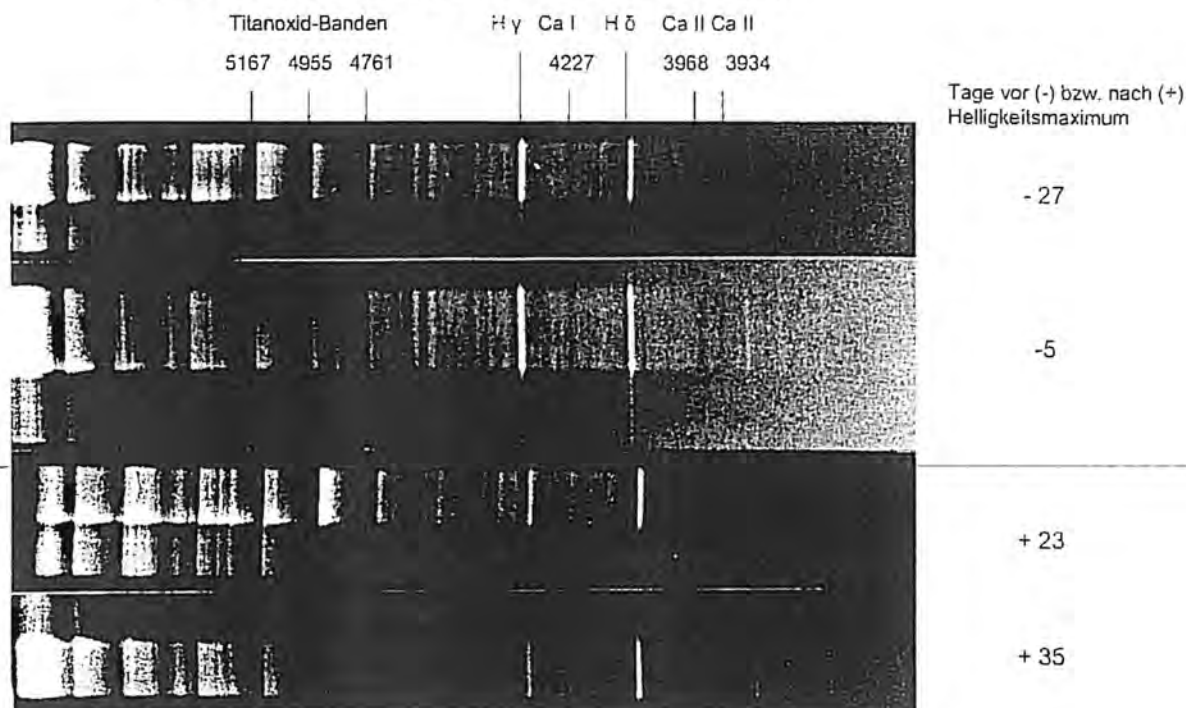
α Ceti (Mira) – Ein roter Riese mit Masseverlust



Wesentliche Merkmale des Spektrums von Mira (M 7 III e) sind die starken Banden von Titanoxid, deren Bildung durch Oberflächentemperaturen von ca. 2700 K und einem relativ geringen C/O-Verhältnis begünstigt wird. Ein durch die Pulsation und den starken Strahlungsdruck hervorgerufener Masseverlust verursacht das Erscheinen der Wasserstofflinien in Emission. Innerhalb einer Periode von 330 d führen Änderungen von Helligkeit, Durchmesser und Temperatur auch zu Variationen der spektralen Merkmale.

Aufnahme: Newton 120/690 mit Objektivprisma 45° BK2 am 03.01.1989, 35 d nach Maximum, ORWO NP 27

Veränderungen im Spektrum von Mira (o Cet)

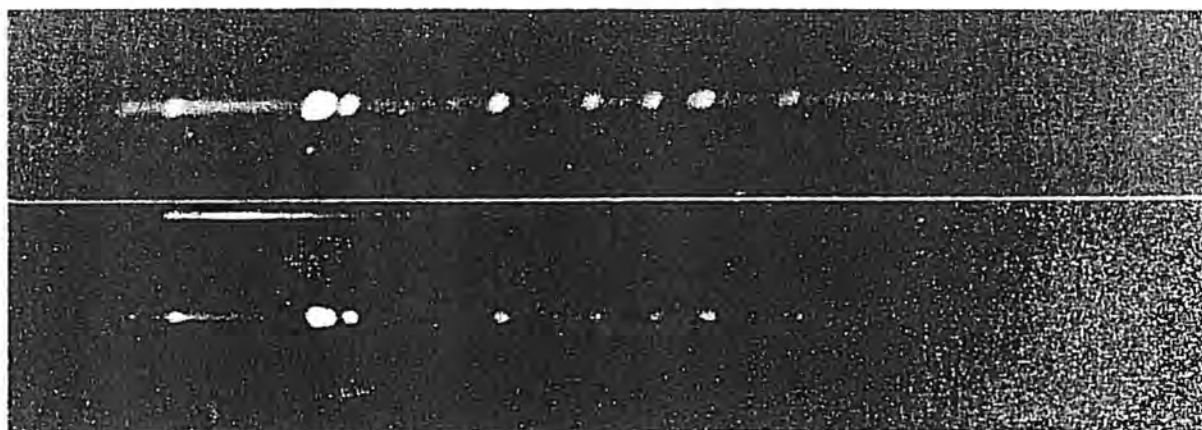


Das Mira- Spektrum verändert sich im Verlaufe einer Periode. So kehrt sich z.B. das Intensitätsverhältnis von H γ zu H δ nach Erreichen des Helligkeitsmaximums um. Ferner ist nach Erreichen des Helligkeitsmaximums eine durch die Abnahme der Oberflächentemperatur verursachte Intensitätszunahme der TiO-Banden (insbesondere beim Spektrum + 35) sichtbar.

Aufgenommen mit Newton 120/690 mit Objektivprisma 45° BK2 auf ORWO NP 27 1989 bis 1991

Planetarische Nebel NGC 6543 und NGC 7662

He I	O III	H β	H γ	H δ	H ϵ	Ne III	O II
					/	/	



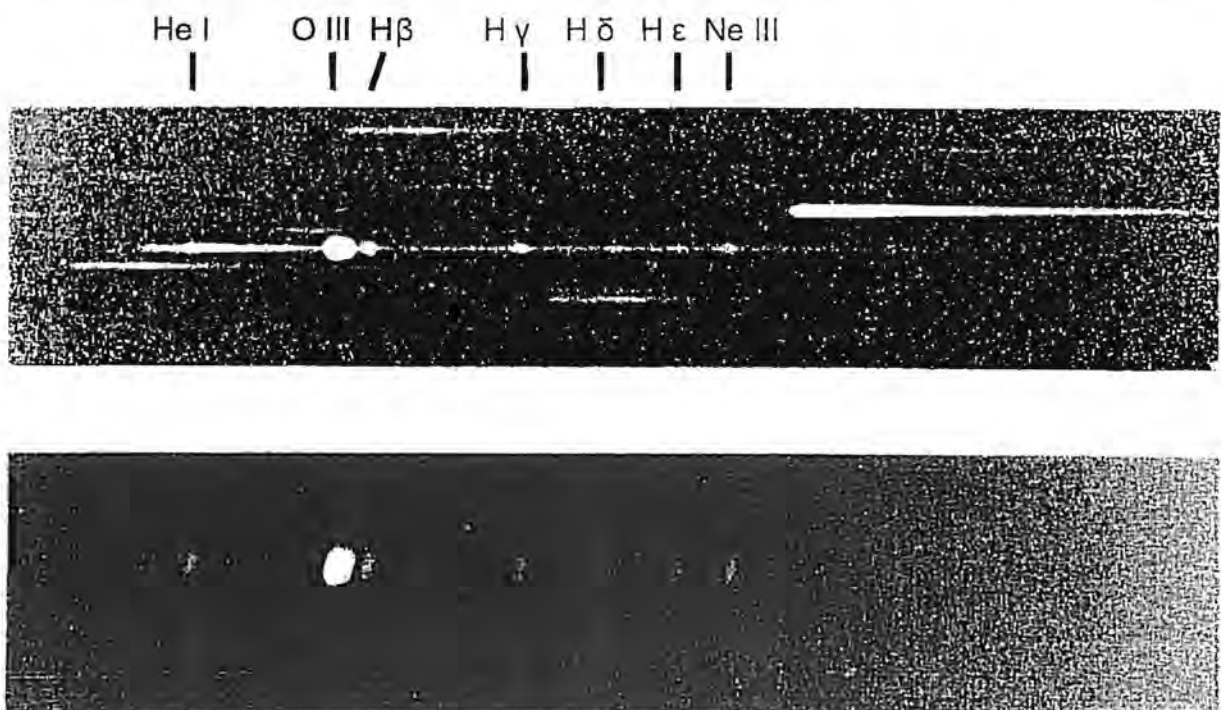
He II
4686



Beim Vergleich beider Nebelspektren fällt auf, dass bei NGC 7662 (untere Aufnahme) die Linie des einfach ionisierten He bei 4886 ? im Vergleich zum Spektrum von NGC 6543 deutlich sichtbar ist. Es kann vermutet werden, dass die Anregung einer Spektrallinie mit so hohem Anregungspotential (~54 eV) durch einen sehr heißen Zentralstern verursacht wird.

Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 5° SF2 auf KODAK T MAX 3200, 40 min bzw. 20 min am 24.05.1995 und 04.08.1995 (NGC 6543) sowie 60 min am 02.10.1995 (NGC 7662)

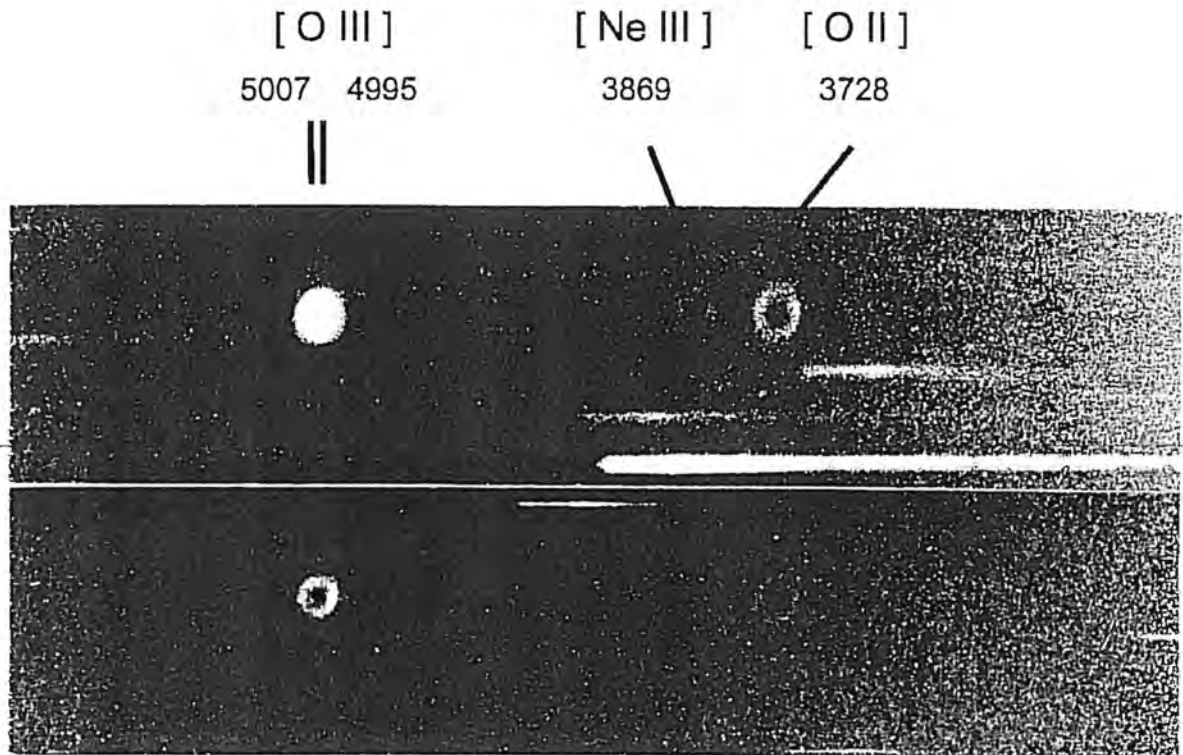
Spektren der planetarischen Nebel NGC 6826 (oben) u. NGC 7009 unten



Es ist deutlich zu erkennen, dass das Licht planetarischer Nebel aus einzelnen Emissionen der Balmerlinien des Wasserstoffes, aber auch des Sauerstoffs, Heliums und Neons bestehen. Diese Emissionen entstehen durch Abgabe von Strahlungsenergie, die vorher aus der energiereichen, von den Zentralsternen abgegebenen UV-Strahlung absorbiert wurde.

Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 5° SF2 auf KODAK T MAX 3200, 34 min am 22.08.1995 (NGC 6826) sowie 40 min am 21.10.1995 (NGC 7009)

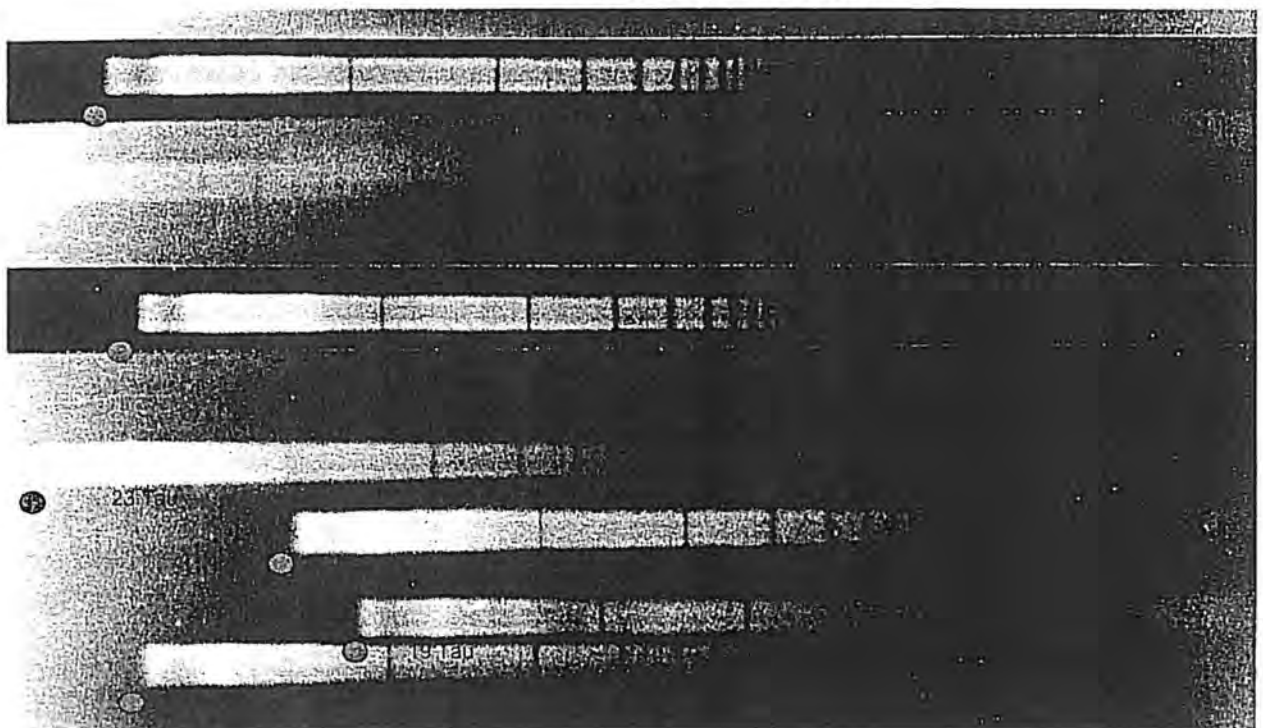
Spektrum des Ringnebels (M 57)



Deutlich sichtbar sind die hellsten monochromatischen Nebelbilder des Ringnebels. Die hier sichtbaren Emissionen werden durch ionisiertes Neon bzw. durch ionisierten Sauerstoff verursacht. Sie sind an sehr geringe Materiedichten gebunden. Da solche Emissionen unter irdischen Bedingungen eine sehr geringe Übergangswahrscheinlichkeit haben, werden sie als „verbotene Linien“ bezeichnet.

Aufnahme: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 5° SF2 auf KODAK T MAX 3200, 44 mm bzw. 12 min am 30.07.1995

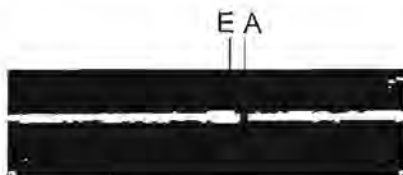
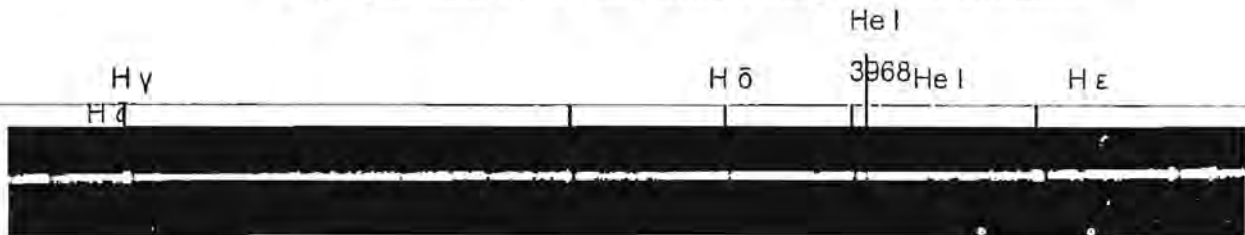
Spektren der hellsten Plejadensterne



Die Spektren der hellsten Sterne des offenen Sternhaufens Plejaden (M45) im Sternbild Taurus zeigen ein nahezu einheitliches Aussehen. Es handelt sich dabei um Sterne der Spektraltypen B6 - B8 mit Oberflächentemperaturen um etwa 15 000 K. Die Plejaden sind mit ca. 100 Millionen Jahren ein relativ junger Sternhaufen.

Aufnahme: Newton 120/690 mit Objektivprisma 45°, BK2 vom 24. Dezember 1990 auf KODAK T MAX 400 (Komposit aus 2 Positivabzügen)

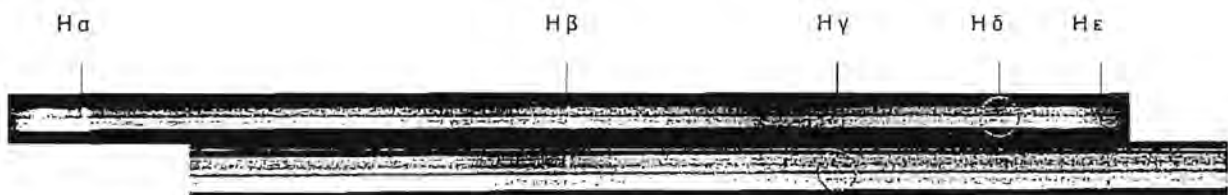
P Cygni – Ein Stern mit merkwürdigen Linienprofilen



Ausschnittsvergrößerung um $H\zeta$ bei 3889 Å: Deutlich sichtbar die Emission (E) und die blauverschobene Absorption (A). Die Wellenlängendifferenz beträgt etwa 2,5 Å, was einer Radialgeschwindigkeit von -200 km/s entspricht.

P Cygni verliert, verursacht durch einen starken Strahlungsdruck, einen bedeutenden Teil seiner Masse. Es entsteht eine expandierende Gashülle. Dabei entstehen die Linienemissionen in dem stationären Teil der Hülle, während die blau verschobenen Absorptionskomponenten dem expandierenden Teil der Hüllenkrona zuzuordnen sind. Aus der Differenz von Emissions- und Absorptionswellenlänge einer Linie ist der radiale Anteil der Expansionsgeschwindigkeit der Hülle ableitbar. Aufnahme: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 45° BK 2, 24.07.1995, 10 min auf KODAK TMAX 3200

γ Cas – ein Hüllenstern



Gamma Cas ist ein schnell rotierender Stern, der von einer sich in der Äquatorebene verdickenden Gashülle umgeben ist. Auffallend ist ein typisches Linienprofil, welches bei höherer Dispersion (hier bei $H\gamma$ und $H\delta$) sichtbar wird (siehe Abb. unten). Dabei ist in eine dunkle breite Absorptionslinie eine helle Emission eingebettet. Die breite Absorption entsteht durch die schnelle Rotation der Sternoberfläche, während die Emission in dem dem Beobachter zugewandten Hüllenteil entsteht. Bei noch größerer Dispersion wäre zu erkennen, dass die Emissionslinien in ihrem Kern wiederum eine sehr scharfe Absorption besitzen.

Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 45° BK2 auf KODAK Recording 2475 am 17.11.1995 (oben) sowie auf KODAK TP am 10.10.2002 (unten)

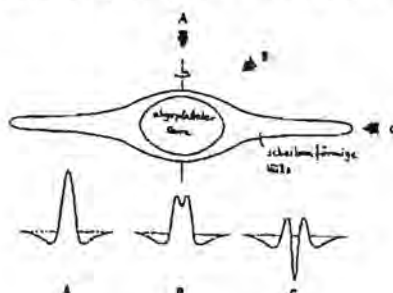
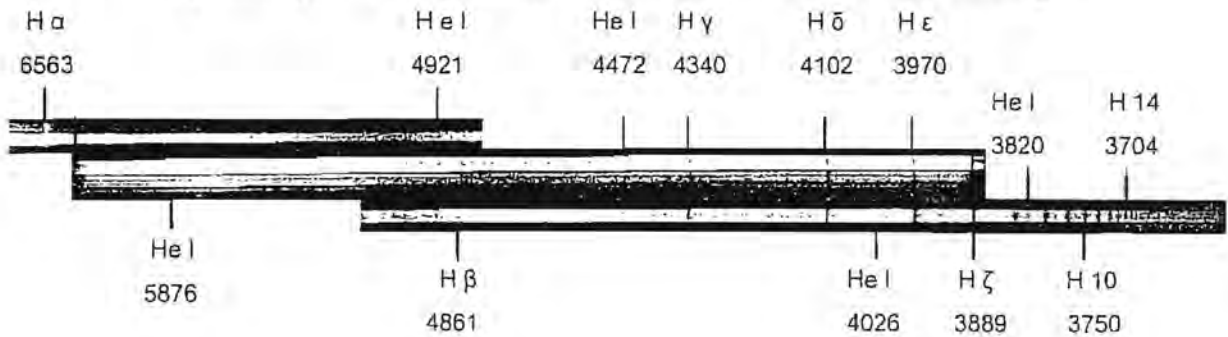


Abb. : Linienprofile von Hüllensternen (Quelle: Slettebak, The Be-Stars [1979], S. 547)

In welcher Weise sich die Linienprofile von Hüllensternen uns zeigen, hängt entscheidend von unserer Blickrichtung auf die zirkumstellare Hülle ab. Je dicker die Hülle von uns aus gesehen vor dem Stern ist, desto tiefer ist die zentrale Absorption. Bei Gamma Cas ist etwa der in der Abbildung dargestellte Fall B anzunehmen.

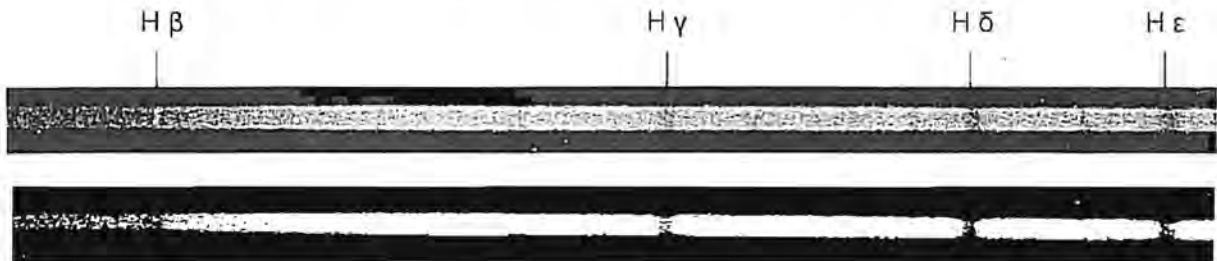
ζ Tauri (B 2 IV pe) - Heiβer Stern mit einem kühlen Gasring



Ähnlich wie bei γ Cas handelt es sich bei ζ Tau ebenfalls um einen B-Stern mit Emissionslinien, welche in einer zirkumstellaren Gashölle entstehen. Besonders markant ist die H α - Emission, die bei genauerer Beobachtung sowohl zeitliche Veränderungen in ihrer Äquivalentbreite als auch in ihrer Profilstruktur zeigt. Jedoch reicht die vorhandene Dispersion im Bereich von H α nicht aus, um diese Feinstruktur deutlich zu machen. Deutlich sichtbar sind die für diese Spektralklasse typischen Linien des neutralen Heliums (He I).

Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 45°, BK 2, 26.01.1997 (Oben), 16.01.2001 (Mitte), 18.12.2003 (Unten) auf KODAK Recording 2475, ORWO PAN 400 und Ilford Delta 400

Schnell rotierende Sterne mit Hüllenemissionen



Die Spektren von 66 Cyg, B2 V (oben) und β Psc, B6 III (unten) zeigen infolge sehr schneller Rotation (254 km/s vs. 160 km/s) sehr breite Wasserstofflinien, teilweise mit eingebetteten Emissionskomponenten (siehe H β und H γ). Die H α-Linien beider Sterne (hier nicht abgebildet) stellen sich als starke Emissionslinien dar. Die Emissionen entstehen bei beiden Sternen in zirkumstellaren Hüllen.

Aufnahmen: Meniscas 180/1800 mit Objektivprisma 45° BK2, 29.09.2000 (66 Cyg) bzw. 21.10.2000 (β Psc), 16 min bzw. 14 min auf ORWO PAN 400

Fehlerbestimmung bei der Messung von Äquivalentbreiten

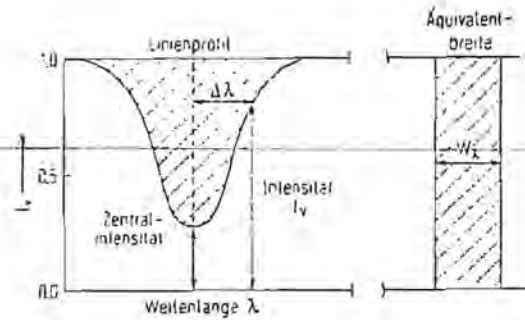
von Thomas Eversberg,
Schnörringen Telescope Science Institute (STScI)
Ringweg 7, 51545 Waldbröl

eversberg@stsci.de - vollmann@stsci.de

Allgemein gilt:

$$W = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda \quad (1)$$

mit F_c als Strahlungsfluss im Kontinuum,
 F_λ als Strahlungsfluss bei der Wellenlänge
 λ in der Linie und $F_\lambda = F_c$ für $\lambda \geq \lambda_2$ und
 $\lambda \leq \lambda_1$.



Die Äquivalentbreite W ist jedoch eine Funktion, die sich aus einer Anzahl von Parametern berechnet. Diese Parameter unterliegen statistischen Fluktuationen (Abweichungen). Wir suchen daher einen Ausdruck, der die Unsicherheit von W mit den Abweichungen der Werte, die sie bestimmen, verknüpft.

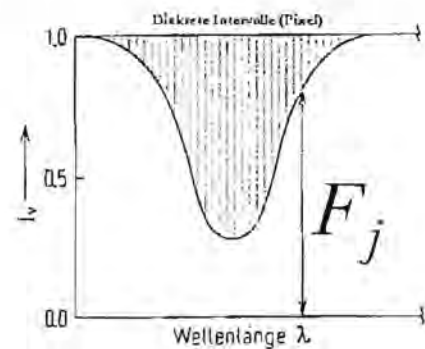
In der Praxis wird das Integral (1), d.h. die kontinuierliche Fläche, durch eine diskrete Summierung der Pixel ersetzt (abzählen von einzelnen Intervallen der spektralen Auflösung):

$$W = h_\lambda \cdot \sum_{j=1}^M \left[\frac{F_c - F_j}{F_c} \right] \quad \text{oder} \quad W = h_\lambda \cdot \sum_{j=1}^M \left[1 - \frac{F_j}{F_c} \right]$$

h_λ = spektrale Auflösung pro Pixel, M = Pixelzahl
im Intervall der Linie

$\frac{F_j}{F_c}$ = auf das Kontinuum normierte spektrale

Fluss am Pixel j . $j = 1$ korrespondiert mit
 $\lambda = \lambda_1$.



Dieser Ausdruck liefert eine Form für W , die von zufälligen Größen $F_1, F_2, \dots, F_M, F_c$ abhängt. Wenn die statistischen Fluktuationen in den einzelnen Pixel j unabhängig voneinander und klein sind, dann ist

$$W \equiv W(F_1, \dots, F_M, F_c) \equiv W(\bar{F}_1, \dots, \bar{F}_M, \bar{F}_c) + \sum_{j=1}^M \frac{\partial W}{\partial F_j} \bigg|_{\bar{F}_j} \cdot (\bar{F}_j - F_j) + \frac{\partial W}{\partial F_c} \bigg|_{\bar{F}_c} \cdot (\bar{F}_c - F_c) \quad (\text{Reihenentwicklung})$$

Diese lineare Funktion besitzt folgende Standardabweichung:

$$\sigma_T^2(W) = \sum_{j=1}^M \left[\left. \frac{\delta W}{\delta F_j} \right|_{\bar{F}_j} \cdot \sigma(F_j) \right]^2 + \left[\left. \frac{\delta W}{\delta F_c} \right|_{\bar{F}_c} \cdot \sigma(F_c) \right]^2$$

Anmerkung: Wegen der Stufenform der Linie aufgrund diskreter Pixel und Intensitäten kann die Äquivalentbreite W eigentlich nicht abgeleitet werden. Die Indizes $\bar{F}_j$ und $\bar{F}_c$ in den partiellen Ableitungen geben an, dass die mittleren Änderungen (Steigungen) von W um F_j bzw. F_c zu bestimmen sind.

Mit

$$W = h_\lambda \cdot \sum_{j=2}^{M-1} \left[1 - \frac{F_j}{F_c} \right] \quad (\text{siehe oben})$$

ergeben sich die partiellen Ableitungen zu

$$\left. \frac{\delta W}{\delta F_j} \right|_{\bar{F}_j} = -\frac{h_\lambda}{F_c} \quad \text{und} \quad \left. \frac{\delta W}{\delta F_c} \right|_{\bar{F}_c} = \frac{1}{F_c} (\Delta\lambda - W)$$

mit $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$

Bei starke Linien ist das Photonenrauschen vernachlässigbar und es gilt

$$\sigma(F_j) = \frac{F_j}{S/N} \quad \text{mit } S/N \text{ als Signal-zu-Rausch Verhältnis im Kontinuum.}$$

Mit diesen Ausdrücken folgt für die Standardabweichung (die Unsicherheit) der Äquivalentbreite

$$\sigma_T^2(W) = \left(\frac{h_\lambda}{S/N} \right)^2 \cdot \sum_{j=1}^M \left[\frac{F_j}{F_c} \right]^2 + \left[\frac{\sigma(\bar{F}_c)}{F_c} \cdot (\Delta\lambda - W) \right]^2 \quad (2)$$

Auf der rechten Seite finden sich nun nur noch messbare Größen. Diese sind

h_λ = spektrale Auflösung pro Pixel

S/N = Signal-zu-Rausch Verhältnis

F_j = spektraler Fluss bei Pixel j

$\bar{F}_c$ = mittlerer spektraler Fluss im Kontinuum

$\sigma(\bar{F}_c)$ = Unsicherheit bei der Bestimmung des Kontinuums (Rauschpegel)

$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ (Linienintervall)

Dabei ist bei Emissionslinien $W < 0$ zu beachten, dass der zweite Term auch bei sehr kleinem $\sigma(\bar{F}_c)$ sehr wichtig ist.

Für die praktische Nutzung lässt sich noch die Summe umschreiben:

$$\left(\frac{\overline{F_j}}{\overline{F_c}}\right)^2 = \frac{1}{M} \cdot \sum_{j=1}^M \left(\frac{F_j}{F_c}\right)^2$$

Und damit

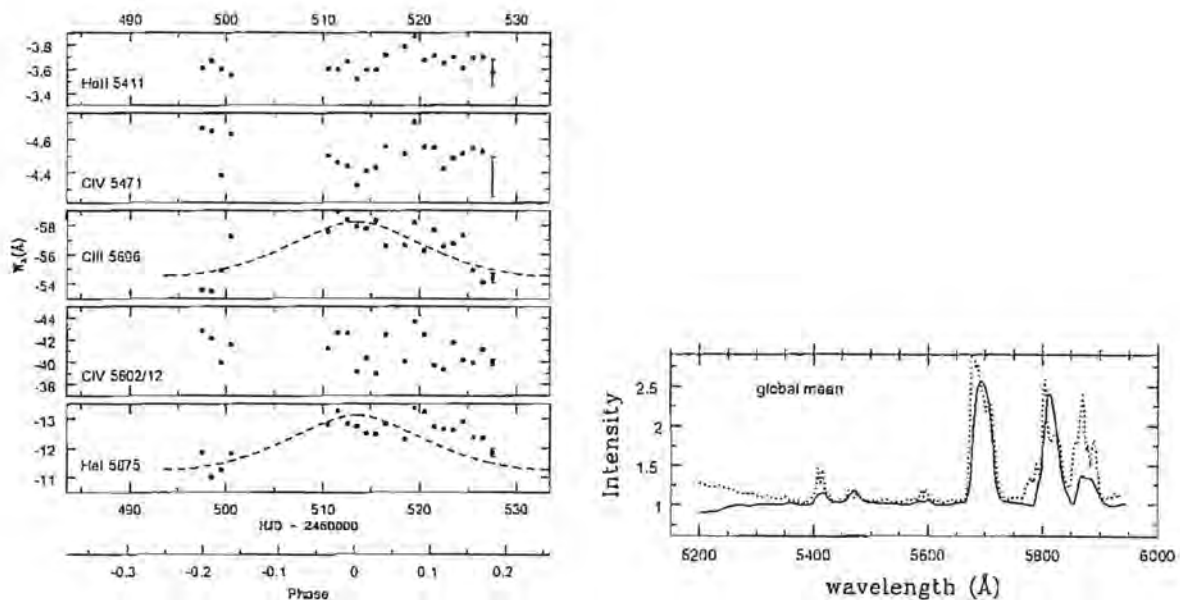
$$\sigma_T^2(W) = M \cdot \left(\frac{h_\lambda}{S/N}\right)^2 \cdot \left(\frac{\overline{F_j}}{\overline{F_c}}\right)^2 + \left[\frac{\sigma(\overline{F_c})}{\overline{F_c}} \cdot (\Delta\lambda - W)\right]^2 \quad (3)$$

Unter Nutzung der Ungleichung $\sum_{j=1}^M \left(\frac{F_j}{\overline{F_c}}\right)^2 \leq M \cdot \left(\frac{F_{j\max}}{\overline{F_c}}\right)^2$ lässt

sich für $\sigma_T^2(W)$ eine obere Grenze bestimmen:

$$\sigma_T^2(W) \leq M \cdot \left(\frac{h_\lambda}{S/N}\right)^2 \cdot \left(\frac{F_{j\max}}{\overline{F_c}}\right)^2 + \left[\frac{\sigma(\overline{F_c})}{\overline{F_c}} \cdot (\Delta\lambda - W)\right]^2 \quad (4)$$

Beispiel:



In obigem Beispiel zeigt sich, dass die Fehler für W bei den etwa gleich starken Linien von HeII 5411 und CIV 5471 deutlich unterschiedlich sind während die Linie von CIII 5696 einen etwas größeren Fehler von W aufweist als die von HeI 5875, obwohl letztere deutlich schwächer ist.

Die gepunkteten und gestrichelten Linien sind in diesem Beispiel für die Messung von W irrelevant.
(aus Eversberg, Moffat & Marchenko 1999, PASP, 111, 861)

Aufnahme und Analyse von Sternspektren (III)

Pädagogische Arbeit zur philologischen Staatsprüfung 12.7.1999

(von Michael Winkhaus, Wuppertal)

1. Wie kommen die verschiedenen Spektren zustande?

1.1. *Ursprung und Natur des Lichts:*

Um das Große – die Sterne – verstehen zu können, müssen wir zunächst das sehr Kleine – die Atome – studieren. Sie erzeugen und prägen die Strahlung, die wir von den Sternen empfangen, und die unsere einzige Informationsquelle über die Welt der Sterne darstellt. Deshalb müssen wir, um das Sternlicht deuten zu können, uns zunächst mit den Atomen und ihrer Wechselwirkung mit der Strahlung aller Art beschäftigen. Auf dieser Grundlage ruht die gesamte moderne Astronomie, und auf dieser Grundlage können wir auch die Geheimnisse der Sterne auf den Grund gehen.

Jede sichtbare und unsichtbare elektromagnetische Strahlung, also auch das Licht der Sterne, hat ihren Ursprung in den **Energieänderungen von Elektronen**. Wird der Energiezustand eines Elektrons durch irgendein Ereignis (z.B. durch eine Abbremsung) verkleinert, so wird die Energiedifferenz in Form von Licht abgegeben. Jede Art von Licht enthält damit also prinzipiell die Informationen über die Energieänderungen der beteiligten Elektronen.

In einem vereinfachten Modell kann man Elektronen als winzige Teilchen beschreiben, die den Atomkern auf bestimmten Energiebahnen umlaufen. Es gehört nun zu den unerklärlichen Gesetzen der Natur, daß die Elektronen dabei nicht alle beliebig denkbaren Energiebahnen einnehmen können, sondern nur ganz bestimmte die sog. „Elektronenschalen“. Solange ein Elektron nicht von außen gestört wird, bleibt es auf der niedrigstmöglichen Energiestufe, dem *Grundzustand*.

Um ein höheres Energieniveau zu erreichen – *einen angeregten Zustand* – muss ein Elektron **genau** den Energiebetrag aufnehmen, den es zum Sprung auf diese Stufe braucht. Dieser angeregte Zustand ist aber meist nur von kurzer Dauer, da Elektronen die Tendenz haben, ein möglichst niedriges Energieniveau (d.h. mit kleinem Abstand zum Atomkern) einzunehmen. Das Elektron wird also von einem höheren Niveau *n* (mit der Energie E_n) auf ein niedrigeres Niveau *m* (mit der kleineren Energie E_m) „herunterfallen“. Dabei wird die Energiedifferenz $E = E_n - E_m$ in Form einer Lichtwelle abgestrahlt, deren Wellenlänge antiproportional zu dieser Energiedifferenz E ist, d.h. je größer der Energieverlust E der Elektronen ist, desto kurzwelliger („blauer“) ist das abgestrahlte Licht. Die Berechnungsformel dazu lautet¹⁰:

$$\lambda = 1,98 \cdot 10^{-25} / E \quad [\text{J} \cdot \text{m}]$$

Wir wollen uns das am Beispiel eines Wasserstoffatoms einmal genauer ansehen: Wasserstoff besitzt nur ein einziges Elektron. Da sich die einzelnen Energieniveaus aus:

¹⁰ Für Schüler, die noch kein Vorwissen in der Quantenmechanik besitzen, erscheint es sinnvoll, stat. „ $h \cdot c$ “ den ungefähren Zahlenwert $1,98 \cdot 10^{-25} \text{ Jm}$ (Joule*Meter) anzugeben.

¹¹ Auch hier ist die Angabe des Zahlenwertes $2,17 \cdot 10^{-18} \text{ J}$ [Joule] wohl sinnvoller als „ $h \cdot c \cdot R_y$ “.

$$E_n = -2,17 \cdot 10^{-18} \cdot 1/n^2 \text{ [J]}$$

Berechnen lassen¹¹, ergibt sich für die Wellenlänge des Lichts, das bei Übergängen des Elektrons von dem n -ten zum m -ten Niveau ($n > m$) im Wasserstoffatom abgestrahlt wird:

$$= 9,12 \cdot 10^{-8} / (1/m^2 - 1/n^2) \text{ [m]} = 91,2 / (1/m^2 - 1/n^2) \text{ [nm]}$$

- Betrachten zum Beispiel alle möglichen Übergänge, die von angeregten Niveaus n zum Grundzustand **$m = 1$** möglich sind, so erhalten wir eine Serie von möglichen Lichtwellen nach obiger Formel, die *Lymanserie* genannt wird. Beim genauen Ausrechnen der Werte stellen wir jedoch fest, daß dieses Licht Wellenlängen zwischen 91,2 nm (für $n \rightarrow$) und 182,4 nm (für $n = 2$) besitzt, also komplett im ultravioletten Teil des Spektrums liegt.
- Die sog. *Paschenserie* für alle möglichen Übergänge zum dritten Niveau (**$m = 3$**) ergibt hingegen Licht mit Wellenlängen zwischen 820,2 nm (für $n \rightarrow$) und 1876 nm (für $n = 4$). Es liegt damit noch langwelliger als rotes Licht und liegt somit vollständig im infraroten Bereich des Spektrums.
- Nur die *Balmerserie*, mit der alle möglichen Übergänge zum zweiten Niveau (**$m = 2$**) bezeichnet werden, liegt im sichtbaren Bereich des Spektrums und wird deshalb am häufigsten beobachtet. Das abgestrahlte Licht besitzt hierbei Wellenlängen zwischen 364,7 nm (für $n \rightarrow$) und 656,3 nm (für $n = 3$).
 - H α ($n=3$) bei $\lambda = 656,3 \text{ nm}$
 - H β ($n=4$) bei $\lambda = 486,1 \text{ nm}$
 - H γ ($n=5$) bei $\lambda = 434,0 \text{ nm}$
 - H δ ($n=6$) bei $\lambda = 410,2 \text{ nm}$
 - H ϵ ($n=7$) bei $\lambda = 397,0 \text{ nm}$
 - H ζ ($n=8$) bei $\lambda = 388,9 \text{ nm u.s.w}$

Man sieht, daß die Linien im blauen und violetten Teil des Spektrums dichter aufeinander folgen, weil die erlaubten Energieniveaus im Atom mit zunehmendem Abstand vom Kern immer enger beieinander liegen. In der folgenden Abbildungen sollen nun die Linienserien, die vom Wasserstoffatom abgestrahlt werden, als Übergänge zwischen den Energieniveaus des Atoms schematisch verdeutlicht werden.

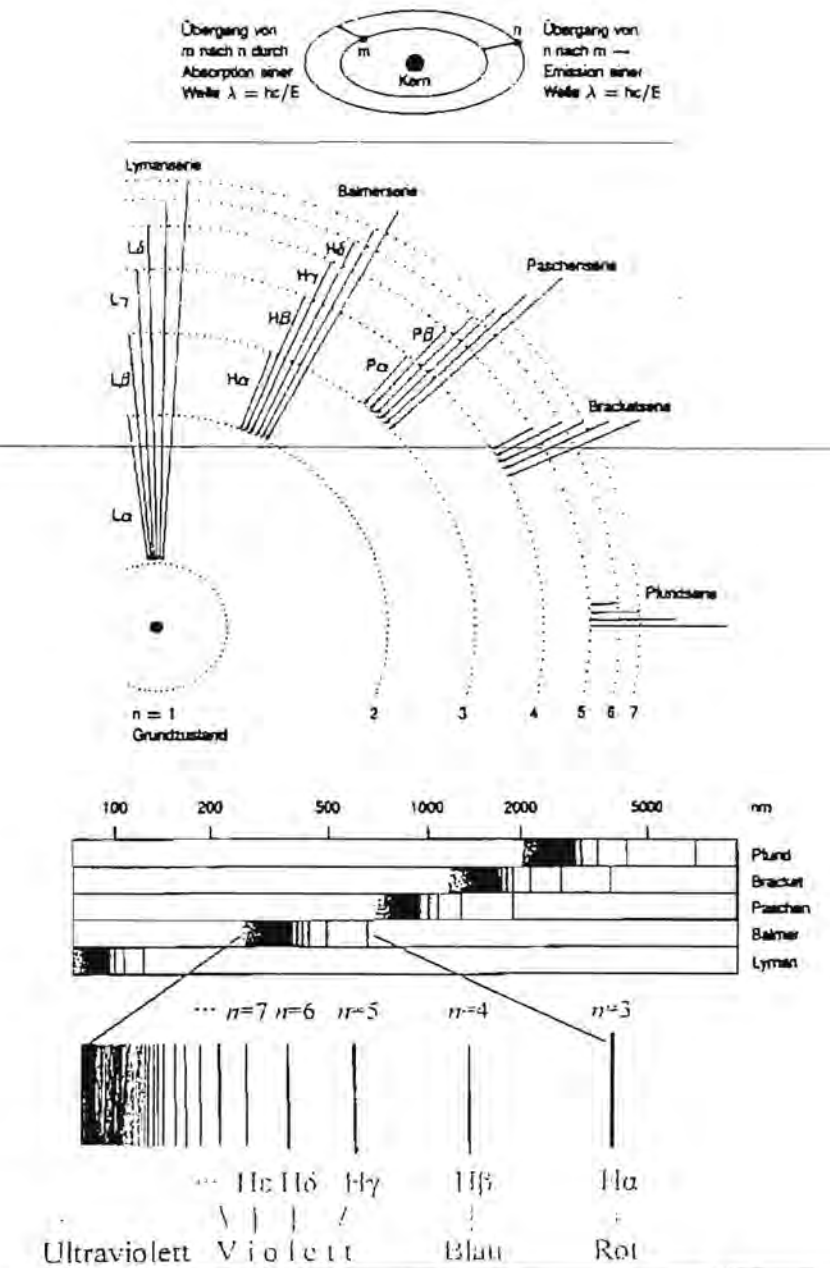


Abbildung 6: Schematische Darstellung des Wasserstoffspektrums

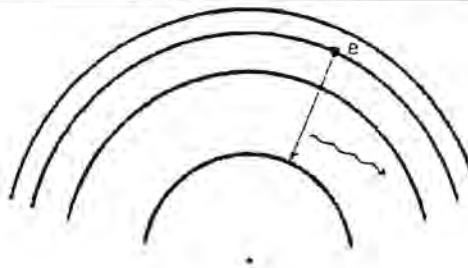
Wird ein Elektron ganz von seinem Atom weggerissen, kann es Lichtteilchen jeder beliebigen Energie abgeben, da es nun ja nicht länger an die scharf abgegrenzten Energieniveaus innerhalb des Atoms gebunden ist.

An Atome gebundene Elektronen können also Licht nur ganz bestimmter Wellenlängen aufnehmen und aussenden. Die Werte der Wellenlängen hängen dabei von den Energiewerten und damit von der Schalenstruktur des jeweiligen Atoms ab. Nicht an Atome gebundene Elektronen können Licht beliebiger Wellenlängen aussenden.

Es gibt somit drei verschiedene Arten der Lichterzeugung, die aber alle drei auf **Energieabnahme von Elektronen** zurückzuführen sind:

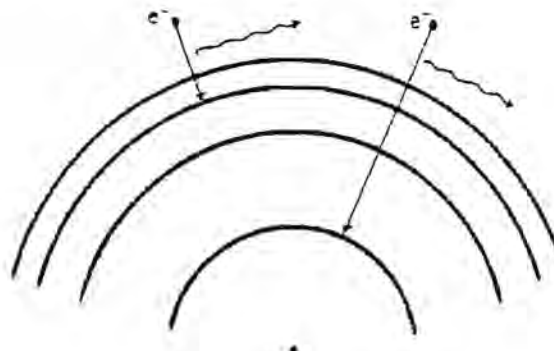
1. Gebunden – Gebunden – Übergänge:

Fällt ein Elektron in einem Atom von einer Schale höherer Energie zu einem energetisch tiefer gelegenen Niveau, so sendet es dabei Licht der Energie aus, die der Energiedifferenz der beiden Niveaus entspricht. Da sich das Elektron auf ganz bestimmten Schalen (Energistufen) aufhalten kann, kann auch nur Licht ganz bestimmter Wellenlängen ausgesandt werden.



2. Frei – Gebunden – Übergänge:

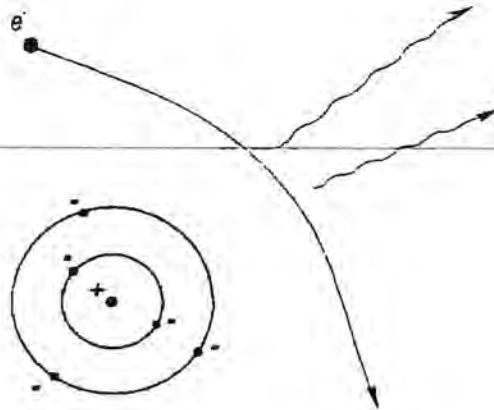
Werden freie Elektronen von einem positiven Ion eingefangen und treten somit in einen Atomverband ein, so müssen sie soviel überschüssige Energie abgeben, daß ihre verbleibende Energie gerade dem Energiezustand einer erlaubten Bahn entspricht. Hierbei geht also ein Elektron vom freien in den gebundenen Zustand über. Im Gegensatz zu bestimmten Energiezuständen eines Elektrons im gebundenen Zustand können freie Elektronen jedoch jede beliebige Energien besitzen. Werden also freie Elektronen wieder in den Atomverband aufgenommen, so werden die unterschiedlichsten Energiebeträge als Licht aller möglichen Wellenlängen frei.



3. Frei - Frei - Übergänge:

Freie Elektronen können aber auch sehr dicht an einem Ion vorbeifliegen, ohne daß sie eingefangen werden. Dabei tritt jedoch eine gewisse Änderung ihrer Bewegungsenergie auf, deren Betrag ebenfalls als Licht abgestrahlt wird.

Durch derartige „Frei-Frei-Übergänge“ kann wegen der beliebigen Energie des Elektrons vor und nach dem Vorbeiflug Licht beliebiger Wellenlänge ausgesandt werden.



1.1.1. Erklärung für das Zustandekommen der verschiedenen Spektren:

1.1.2. Die Entstehung reiner Emissionslinien-Spektren:

In heißen, dünnen Gasen kommt es zwischen den Atomen zu Zusammenstößen, wodurch die Elektronen im Grundzustand oder einem niedrigen Zustand auf höhere Energiebahnen angeregt werden. Diese angeregten Zustände sind aber nur von kurzer Dauer, da die Elektronen ja die Tendenz haben, wieder in Richtung Grundzustand zu fallen. Dabei strahlen sie die Energiedifferenz in Form von Licht ganz bestimmter Wellenlänge ab.

Da die Energiedifferenzen der erlaubten Bahnen das charakteristische Merkmal einer Atomsorte („Element“) ist, erhalten wir für jedes Element ein unverwechselbares Muster (Fingerdruck) an Emissionslinien.

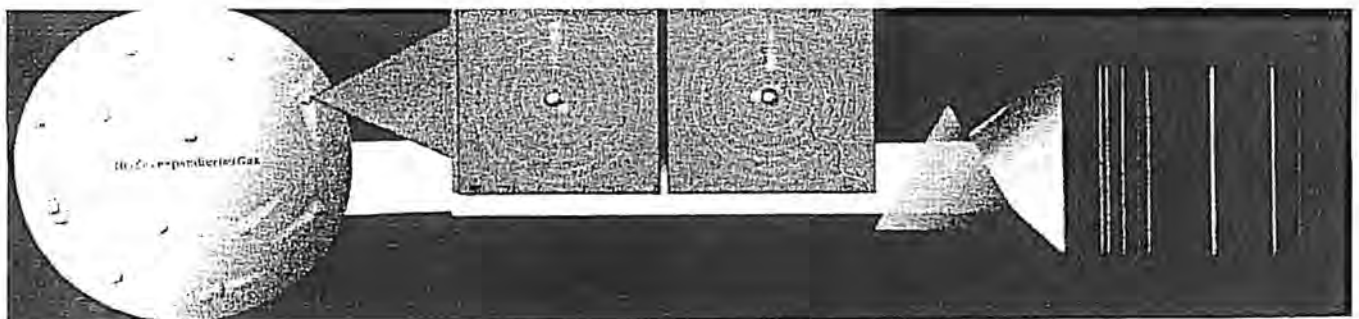


Abbildung 7: Emissionsspektrum von heißem, weniger dichtem Gas aus Helium

1.1.1. Die Entstehung rein kontinuierlicher Spektren:

Bei sehr großen Dichten und hohen Temperaturen entsteht ein kontinuierliches, nicht von Linien unterbrochenes Farbband. In der Regel treten solche Spektren auf, wenn die einzelnen Energiezustände der Elektronen im Atom durch besonders heftige Zusammenstöße von Atomen stark gestört sind, wodurch sich die Energie ändert, die für die Elektronensprünge von einem Niveau zum anderen nötig sind. Weil dieser Verschmierungseffekt in einer Vielzahl von Atomen auftritt, entsteht ein breites, kontinuierliches Band von Energieemissionen.

Außerdem gibt es bei hohen Temperaturen zunehmend freie Elektronen, die bei „Frei-Gebunden“- oder „Frei-Frei“-Übergängen ebenfalls Licht **beliebiger** Wellenlänge aussenden. In einem stromdurchflossenen Draht (Glühlampe) zum Beispiel sind die Energieänderungen der freien Elektronen (Abbremsung durch Stöße mit den Atomen des Drahtes) die Hauptursache für die Wärmeentwicklung (Infrarotstrahlung) und das Leuchten (sichtbare Strahlung) des Glühdrahtes.



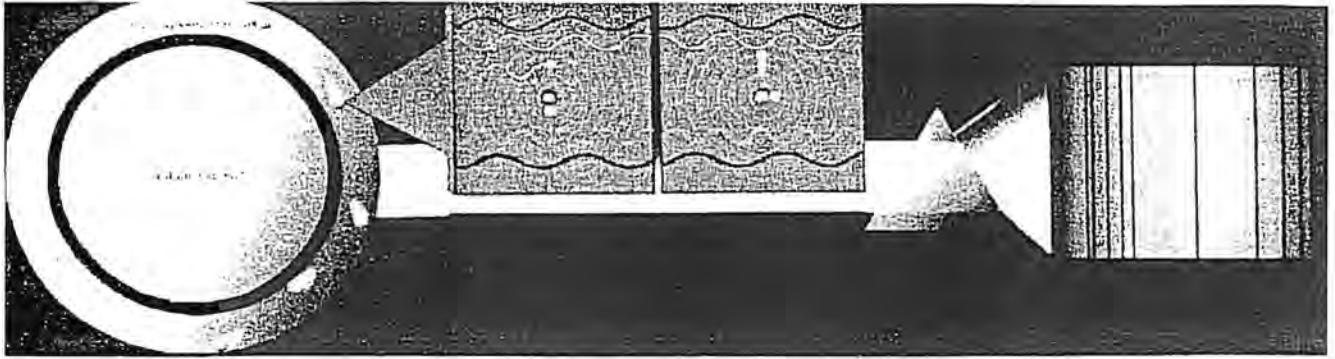
Abbildung 8: Kontinuierliches Spektrum von heißem, dichten Gas

1.1.2. Die Entstehung von Absorptionslinien-Spektren:

Wenn kontinuierliche Strahlung durch eine kühlere Wolke von Atomen dringt, deren Elektronen sich größtenteils im Grundzustand befinden, verliert sie gerade Licht der Energie (Wellenlänge), die die Elektronen für Übergänge zu den erlaubten höheren Energiebahnen benötigen. Das Licht dieser Wellenlängen ist danach sehr stark abgeschwächt, das Ergebnis ist eine Lücke – eine sog. Absorptionslinie – bei der entsprechenden Wellenlänge des Spektrums.

Es sei nochmals betont, daß die Energie einer Lichtwelle genau gleich der Energiedifferenz zwischen zwei erlaubten atomaren Zuständen sein muss, damit es ein Elektron zu einem „Sprung“ auf ein höheres Energieniveau anregen kann und somit „verschluckt“ (absorbiert) wird. Das Elektron in einem Atom kann nicht einen Teil der Energie der Lichtwelle nutzen oder in einen nicht erlaubten Zwischenzustand gehen. Deshalb fehlen auch nur ganz bestimmte Energien im beobachteten Spektrum.

Da bei Atomen eines bestimmten Elementes die Differenzen zwischen den Energiestufen im Falle der Emission wie Absorption die gleichen sind, stimmen Emissions- und Absorptionsmuster überein.



**Abbildung 9: Zur Entstehung eines Absorptionsspektrums,
wenn das kühlere äußere Gas aus Helium besteht.**

2. Wie sehen die Spektren der meisten Sterne aus ?

Wir wollen uns hier einmal die Spektren der verschiedenen Sterne anschauen und beginnen mit dem für uns hellsten aller Sterne, unserer Sonne.

In früheren Jahrhunderten wurde alles Wissenswerte auf der Sonne mit relativ kleinen kurzbrennweitigen Fernrohren beobachtet. Die Problemstellung und Untersuchungsmethoden der Sonnenphysik haben seit Beginn dieses Jahrhunderts eine beträchtliche Entwicklung erlebt, so daß das Instrumentarium, mit dem man heute die Sonne erforscht, sehr viel größer und komplizierter geworden ist. Ein Teil dieser Instrumentenentwicklung war die Konstruktion von sog. Sonnentürmen. Sie haben den Vorteil, daß man an der Spitze eines Turms den bodennahen, meist sehr unruhigen Luftschichten ausweichen kann. Das Licht der Sonne wird an der Spitze des Turms mit einem geeigneten Spiegelsystem (sog. „Coelostat“, bestehend aus zwei Spiegeln) aufgefangen und in ein stationäres Teleskop beliebiger Bauart geleitet, an das man dann verschiedene Analysegeräte anbringen kann, hauptsächlich jedoch große und schwere, unhandliche Spektroskope [13]

Das Spektrum der Sonne zeigt ein Absorptionsspektrum. Fraunhofer bezeichnete die auffälligen dunklen Linien mit Buchstaben, wobei er einfach vom roten zum blauen Ende des Spektrums vorging. Vom atomaren Ursprung der Linien konnte Fraunhofer damals noch nichts wissen, deshalb haben seine Buchstaben auch keine Beziehung zu den chemischen Elementen. Sie werden trotzdem heute als bequeme Kürzel weiter benutzt. So spricht man z.B. von den Linien H und K, die die stärksten Linien im Sonnenspektrum sind und von einfach ionisiertem Kalzium (Ca^+) erzeugt werden.

In allen Wissenschaften, von der Botanik bis zur Zoologie, gibt es auf dem Weg von der Sammlung wissenschaftlicher Daten bis zu deren schließlich tieferem Verständnis einen gemeinsamen ersten Schritt: die Klassifikation der vorgefundenen Einzeldaten.

Ohne eine erste Sortierung in Ordnungsschemata wären wohl die Hintergründe der meisten beobachteten Phänomene unverstanden geblieben.

Versuchen wir also, verschiedene Gruppen von Sternen zu erkennen. Danach werden dann auch die Ursachen der beobachteten Phänomene begreiflich.

3. Die Harvard-Klassifikation der Sternspektren:

Auf den ersten Blick bieten die Sternspektren eine verwirrende, unübersichtliche Vielfalt. Bei näherem Hinsehen jedoch zeigt sich, daß sich die meisten Spektren in relativ wenige wohlunterschiedene Gruppen einordnen lassen. Schaut man noch etwas genauer hin, so findet man sogar, daß es zwischen den Gruppen sogar fließende Übergänge gibt. Die Vielfalt ist also nur eine Vielfalt im Detail, hinter der sich eine weitreichende Einheitlichkeit der Sterne verbirgt.

Am Ende des letzten Jahrhunderts wurden alle am Harvard-Observatorium (Cambridge, Massachusetts/USA) aufgenommenen Sternspektren nach ihrem Aussehen in Klassifikationsschema aus den Buchstaben A bis Q in alphabetischer Reihenfolge einsortiert.

Die **ursprüngliche** Harvard-Klassifikation (um 1890) benannte die Spektralklassen nach folgenden Eigenschaften [17]:

A	Starke, breite Wasserstofflinien
B	Wie A, zusätzlich sog. Orion-Linien, die bei viele Sternen im Orion und später als Heliumlinien erkannt wurden.
C	doppelte Wasserstofflinien
D	mit Emissionslinien
E	Fraunhofer-Linien H und K sichtbar
F	ähnlich wie E, aber zusätzlich alle Wasserstofflinien erkennbar
G	wie F, aber mehr Linien
H	wie F, aber weniger hell im blauen Teil des Spektrums
I	wie H, aber mit zusätzlichen Linien
K	breite Banden im Spektrum
L	Abwandlungen von K
M	Banden und stärker werdende Linien zum blauen Teil des Spektrums hin
N	Banden, die zur roten Seite des Spektrums stärker werden
O	hauptsächlich Emissionslinien
P	Spektren von nebligen Objekten
Q	alles andere

Mit der Weiterentwicklung der Instrumente und der Qualität der Spektren wurden bald Korrekturen und eine feinere Unterteilung nötig. Zwei Frauen (Antonia Maury und Annie Cannon) veränderten dann die Reihenfolge der Sequenz, entfernten einige überflüssige oder unsinnige Klassen und verfeinerten die Klassen schließlich durch Unterklassen zwischen 0 und 9, so daß ein Spektrum, das z.B. in der Mitte zwischen den Idealtypen K und M lag, die Bezeichnung K5 bekam [18].

Aus den Untersuchungen der beiden Damen war die so noch heute gültige Spektralsequenz

O --- B --- A --- F --- G --- K --- M

Entstanden, die man mit einem berühmten Merkspruch auch gut behalten kann:

Oh, Be A Fine Girl (Guy), Kiss Me !

Diese Buchstabenfolge bildet heute das "Grundalphabet" unserer Erkenntnisse über die Sterne.

O	Intensives kontinuierliches Spektrum mit Absorptionslinien des ionisierten Heliums; insgesamt sehr wenig Fraunhofer-Linien
B	Wasserstofflinien treten auf; auch Linien des neutralen Heliums
A	Balmerlinien des Wasserstoffs im Maximum; Linien des ionisierten Kalziums treten auf
F	Balmerlinien werden schwächer; Kalziumlinien sind sehr stark ausgeprägt; Metalllinien treten auf
G	Starke Kalziumlinien; Balmerlinien sehr schwach; intensive Linien des Eisens treten auf
K	Intensive Linien des Eisens und anderer Metalle; zahlreiche Molekülbanden
M	Viele Linien neutrale Metalle, besonderes von Eisen; starke Titanoxid-Banden; auch Linien des Kalziums

Auf der folgenden Abbildung wird eine Serie von Spektren zur Illustration der Harvard-Klassen dargestellt. Sie sind am Ende des 19. Jahrhunderts (veröffentlicht 1901) mit einem Objektivprismenspektrographen und einem 27cm-Teleskop aufgenommen worden und besitzen eine bemerkenswerte Qualität.

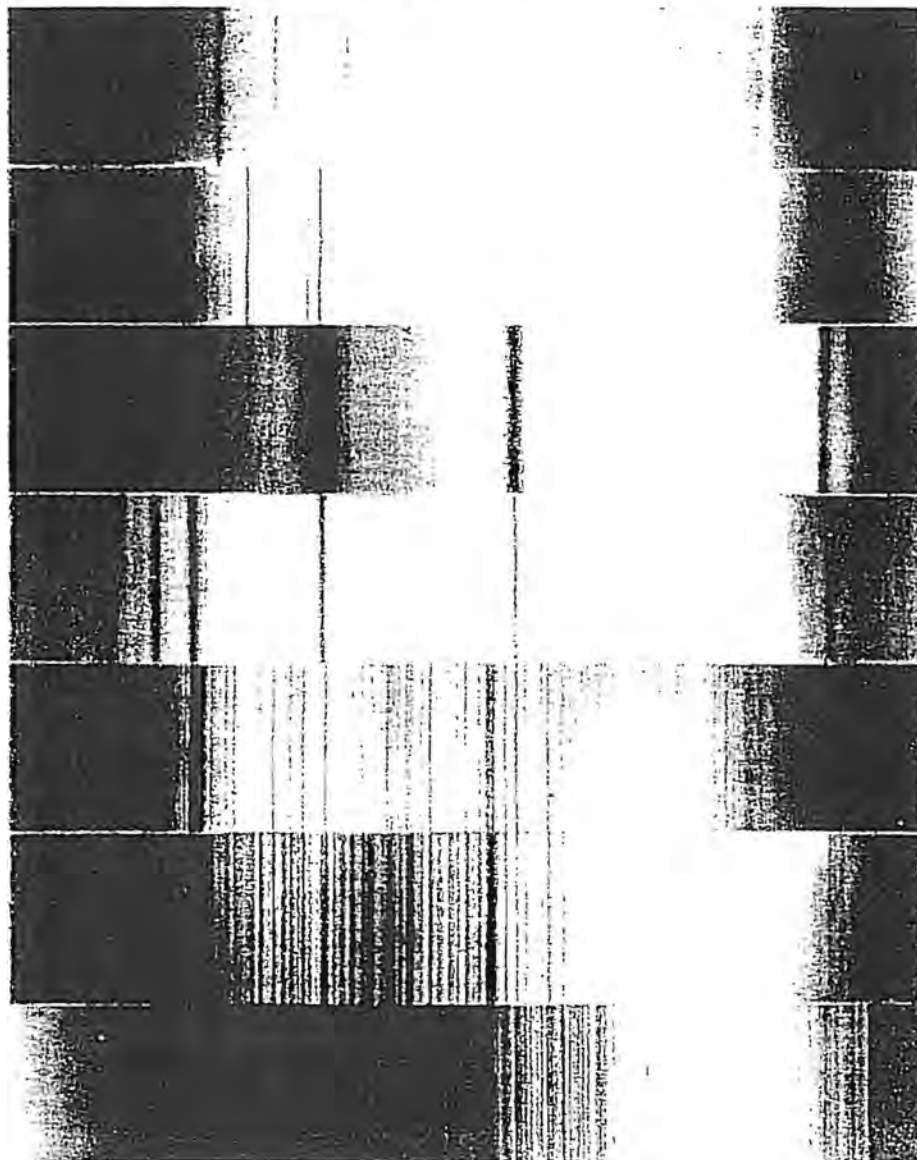


Abbildung 10: Historische Serie von Spektren zur Harvard-Klassifikation

(Beitrag wird in RB 30 fortgesetzt)