SPEKTRUM

Mitteilungsblatt
über

Astro-Spektroskopie für Amateure

Herausgeber:
Ernst Pollmann
Emil-Nolde-Str.12
51375 Leverkusen

Ausgabe Nr. 44 (02/2012)
ISSN: 1869-4454

Einzelheft als pdf-Datei: 2,00 €

Impressum
Das Mitteilungsblatt SPEKTRUM erscheint halbjährlich jeweils im April und Oktober in der alleinigen Herausgeberschaft von Ernst Pollmann, 51375 Leverkusen, Emil-Nolde-Straße 12.
Redaktionelle Bearbeitung: Roland Bücke, Ernst Pollmann
Für den Inhalt sind die Autoren selbst verantwortlich.

Kontakt
Ernst Pollmann
Emil Nolde Straße 12
51375 Leverkusen

eMail: ernst-pollmann@t-online.de
Telefon: 0214-91829

Bankverbindung:
Konto Nr. 202029344; Bankleitzahl 37551440;
Sparkasse Leverkusen

Inhalt

		Seite
F. Teyssier	CI Cygni 2010 Outburst and Eclipse: An Amateur Spectroscopic Survey- First results from low resolution Spectra (II)	1
E. Geyer	Ein Reversions-Prismen-Spektrometer zur Radialgeschwindigkeitsbestimmung kosmischer Objekte	13
E. Pollmann	Ein Spektroskopie-Camp der Sonderklasse	25

CI Cygni 2010 Outburst and Eclipse: An Amateur Spectroscopic Survey First Results From Low Resolution Spectra (II)

François Teyssier, *67 Rue Jacques Daviel, Rouen 76100, France;*
francois.teyssier@dbmail.com

Abstract

The aim of this document is to present the amateur spectroscopic survey of the 2010 outburst of symbiotic star CI Cygni by Christian Buil, Thierry Garrel, Benjamin Mauclaire, François Teyssier, Eric Sarrazin, and Pierre Dubreuil (ARAS—Astronomical Ring for Access to Spectroscopy). This outburst coincides with an eclipse of the hot component by the late-type giant star. After a brief review of the current knowledge of this system, the campaign is presented. The first results obtained from low-resolution spectra are described: main emission lines (equivalent width and absolute flux) and continuum evolution in comparison with the CCD *V* light curve obtained by AAVSO observers.

Introduction

Symbiotic stars are binary systems composed of a cool giant and a hot, luminous white dwarf, surrounded by an ionized nebula. CI Cyg is a symbiotic star containing a cool giant of type M5.5II (Mürset and Schmid 1999) and a compact star. CI Cyg is one of the very few symbiotic systems in which the giant fills or nearly fills its Roche lobe and shows ellipsoidal photometric variations in its light curve, especially in *R* and near-IR bands (Mikołajewska 2003).

From UV observations, Kenyon *et al.* (1991) argued that the compact star should be a 0.5Mù main sequence star surrounded by an extended accretion disk. The high temperature of the hot component (T = 125,000 K) allows the formation of high ionization emission lines (HeII, [Fe VII]) observed in CI Cyg during quiescence. The nature of the hot component is still controversial. On the one hand, Mikołajewska and Kenyon (1992) considered that the evolution during the outburst is best explained by the presence of an unstable thick disk around the main sequence accretor.

On the other hand, Mikołajewska (2003) estimates that the quiescent characteristics of the hot component are more consistent with a hot and luminous white dwarf powered by nuclear burning of the accreted hydrogen. During outbursts the temperature is much lower (T <_ 20,000 K).

The higher excitation lines thus vanish as the outburst progress. This could be explained by a large expansion in the radius of the accreting star. The expansion of the pseudo-photosphere causes it to cool. The energy peak of the pseudo-photosphere shifts from the far UV to optical range, causing the star to appear in "outburst" (Siviero *et al.* 2009).

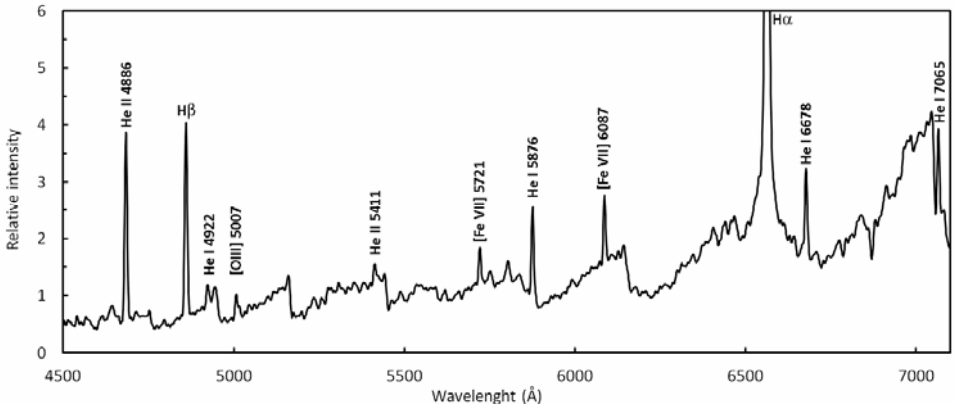

Fig. 1: CI Cygni spectrum at the beginning of the outburst (2010 June 30). The Hα line has been truncated in favour of the fainter features

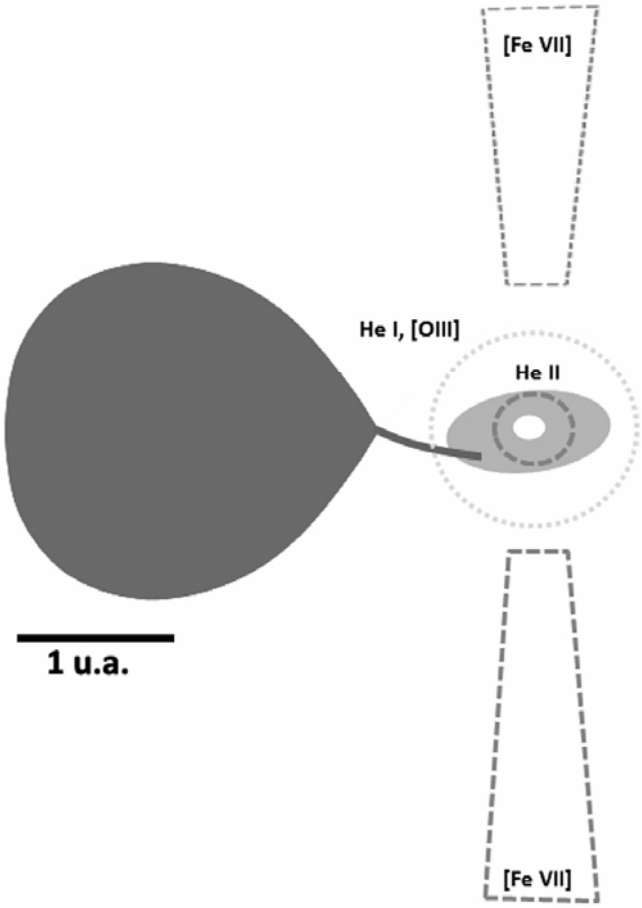

Fig. 2: A schematic representation of CI Cygni adapted from Kenyon et al. (1991)

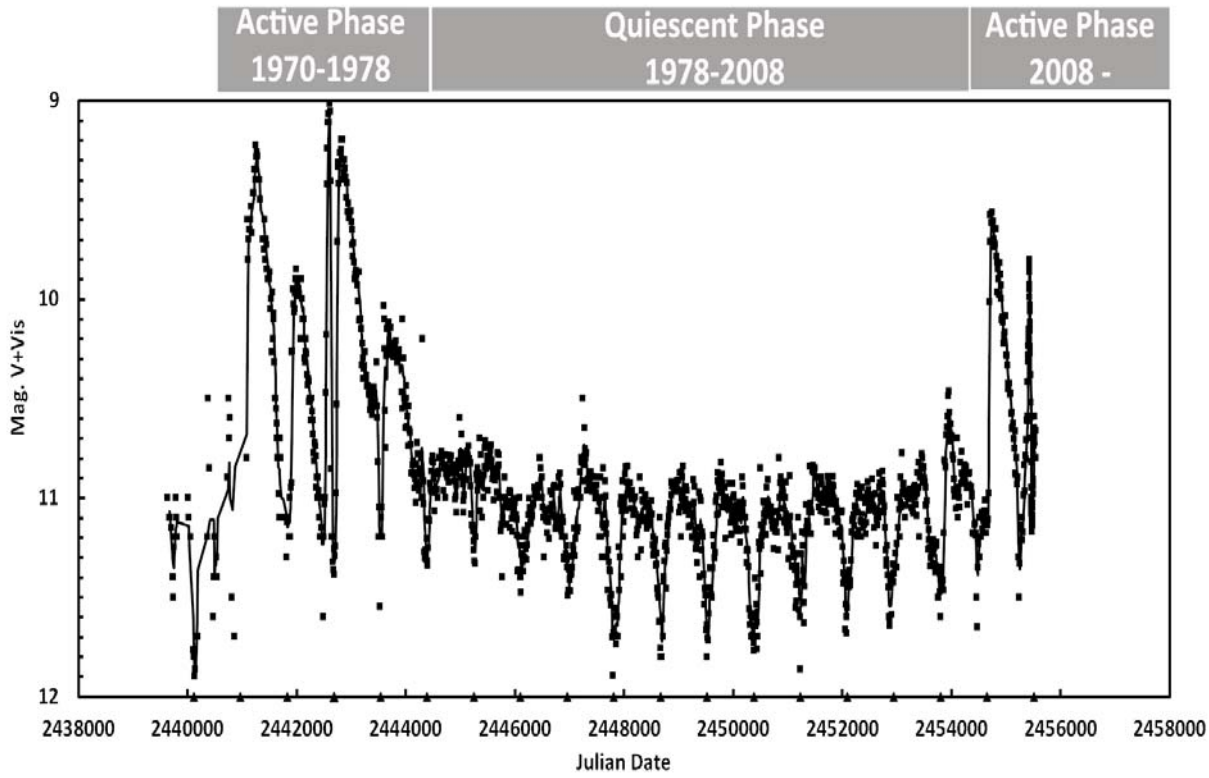

Fig. 3: Long term light curve (Visual and CCD-V 10-day mean) from AAVSO observers. Eclipses are marked by triangles.

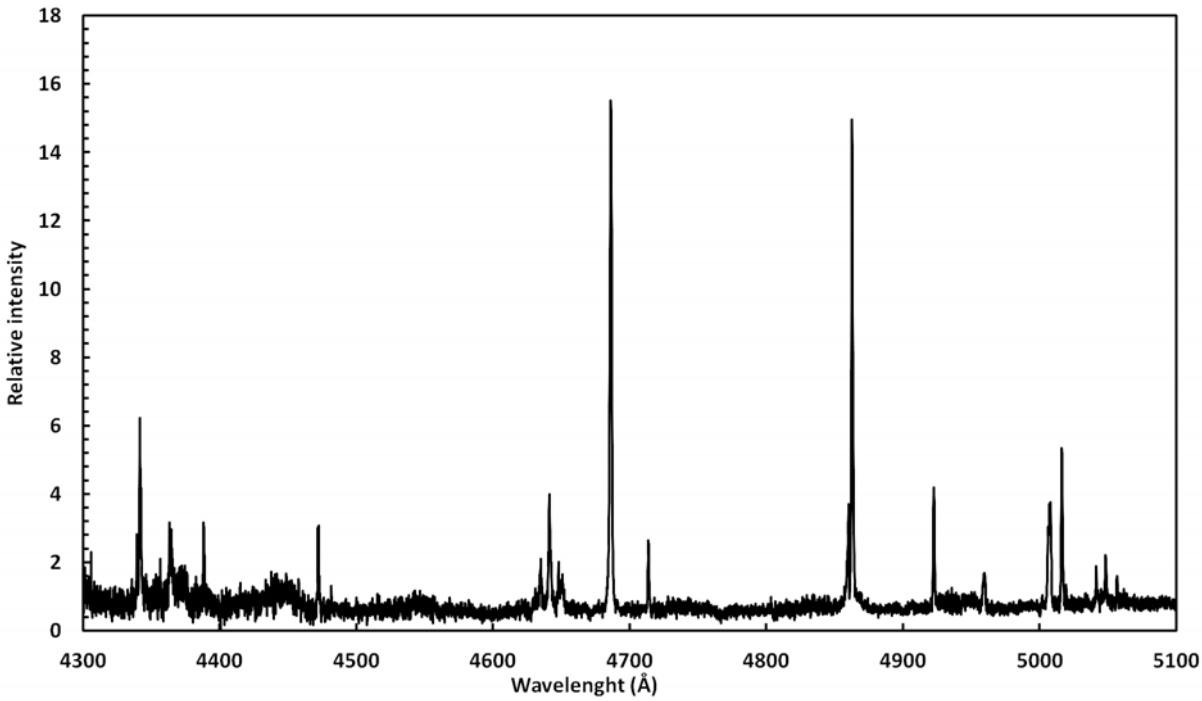

Fig. 4a: Part of an eShel spectrum (R = 11000), with line identification by Christian Buil.

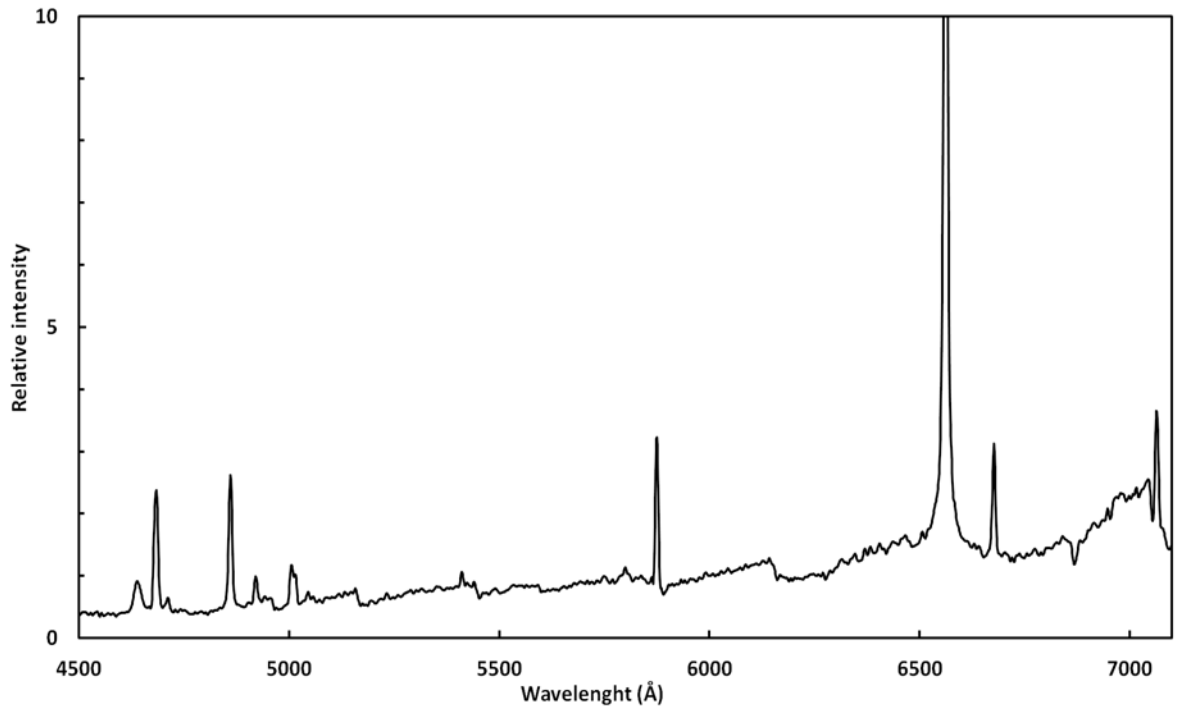

Fig. 4b: Low resolution (R = 800) by François Teyssier.

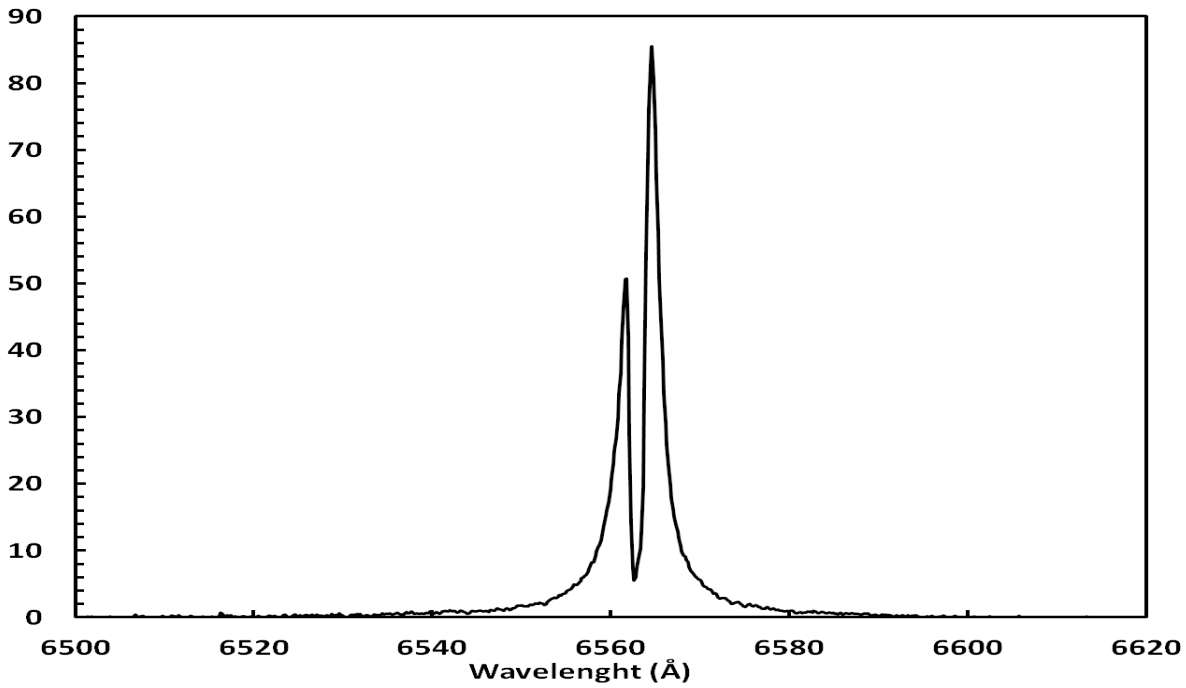

Fig. 4c: High resolution spectrum of the Hα line (R = 15000) by Thierry Garrel.

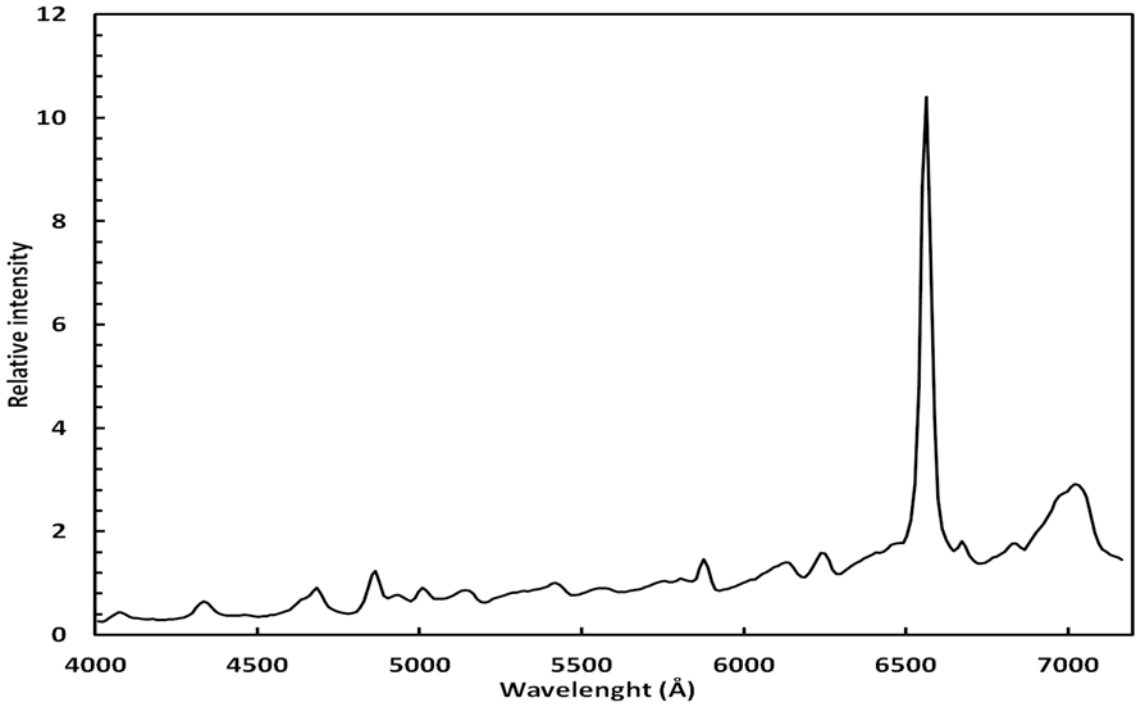

Fig. 4d: Very low resolution (slitless Star Analyser) by Eric Sarrazin.

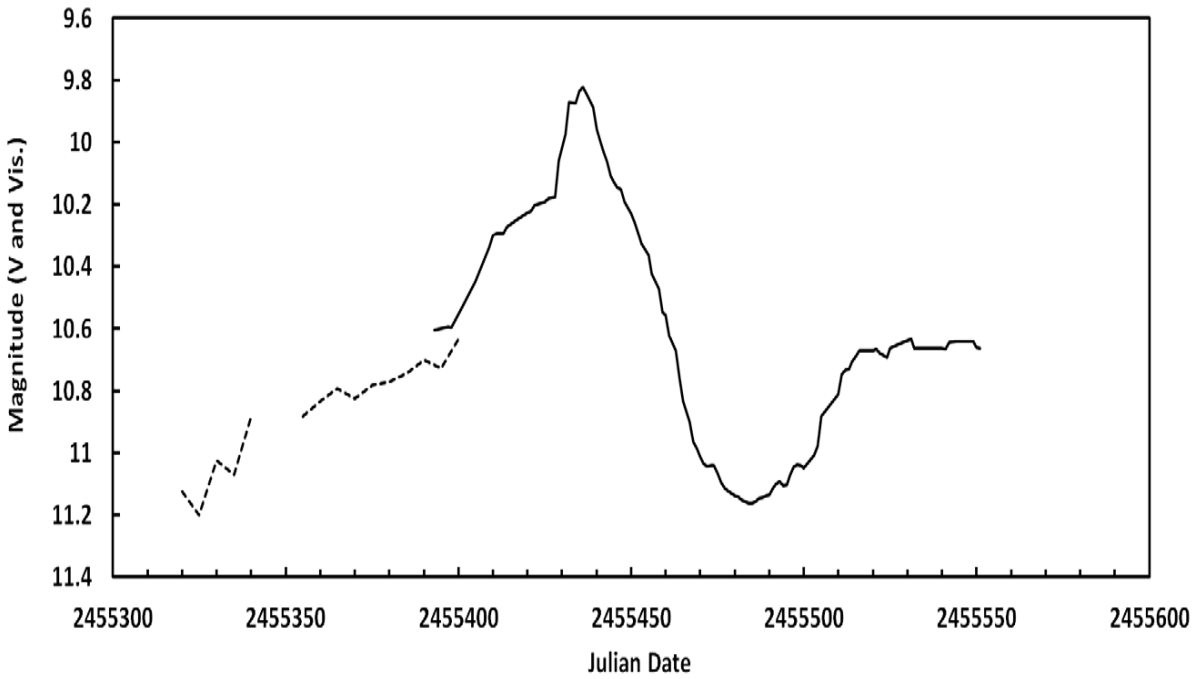

Fig. 5: Visual (dotted line) and CCD-V (solid line) light curve from AAVSO data.

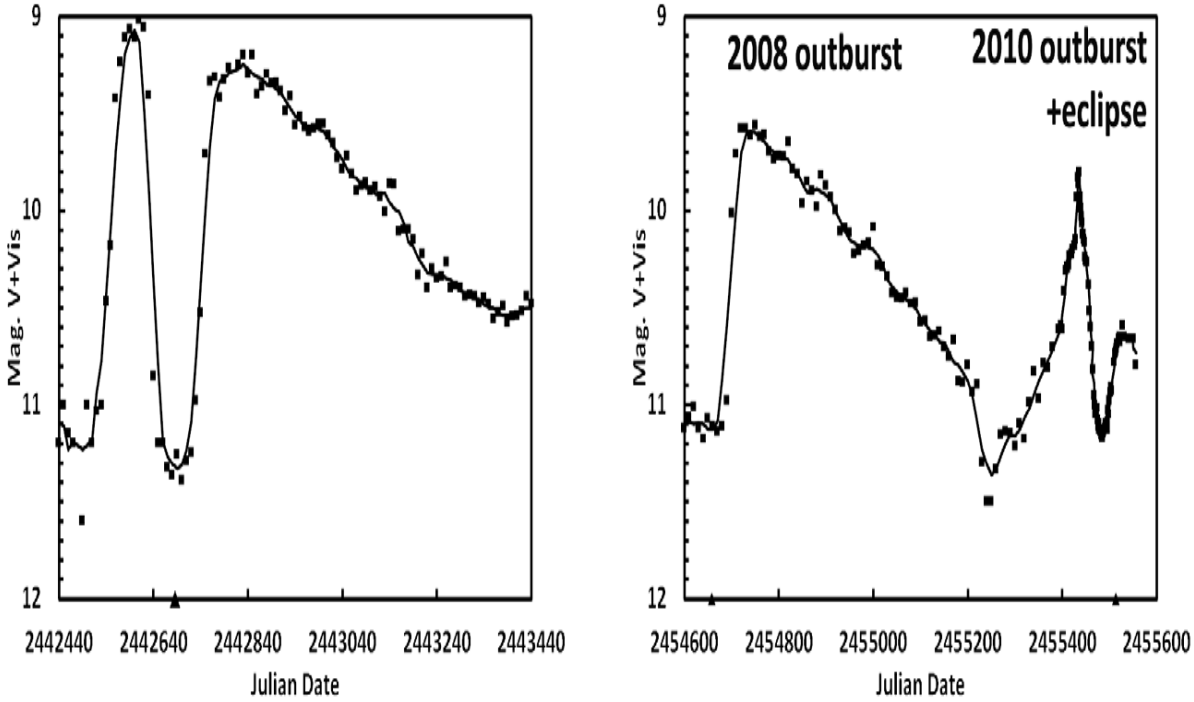

Fig. 6: Comparison of 1975 and 2010 outbursts and eclipses photometric profiles. Figure 6a (left): 1975 outburst and eclipse. Figure 6b (right): 2008–2010 outbursts and 2010 eclipse.

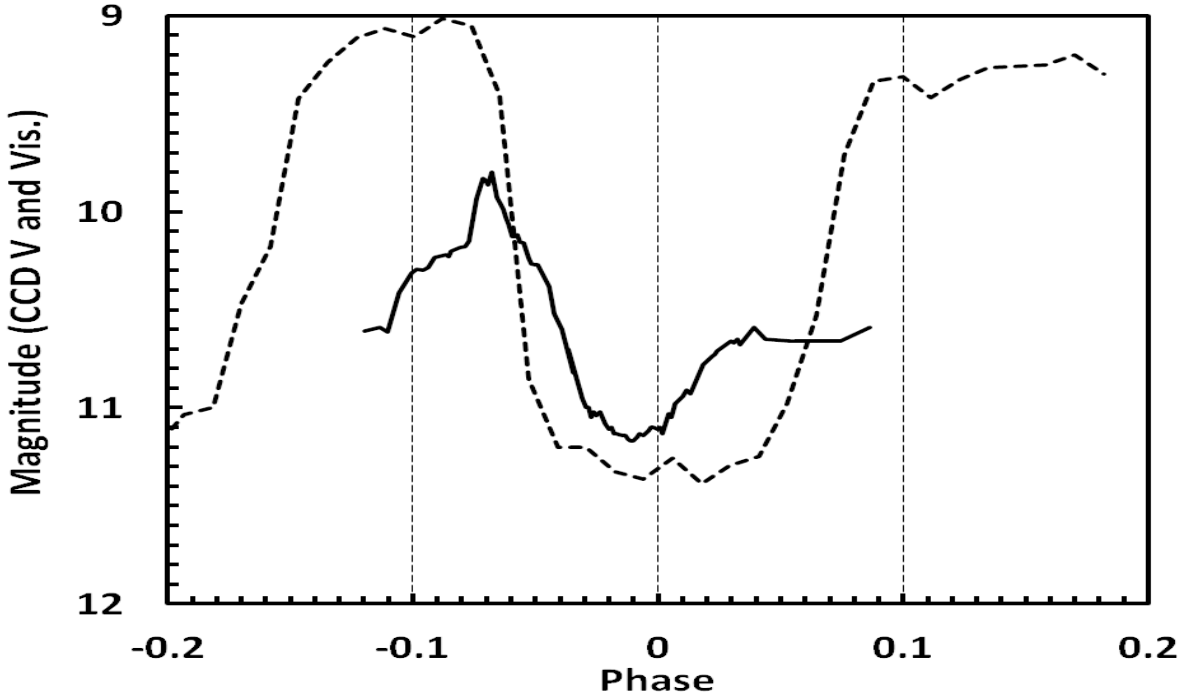

Fig. 7: 1975 (dotted line) and 2010 (solid line) eclipse profiles according to phase.

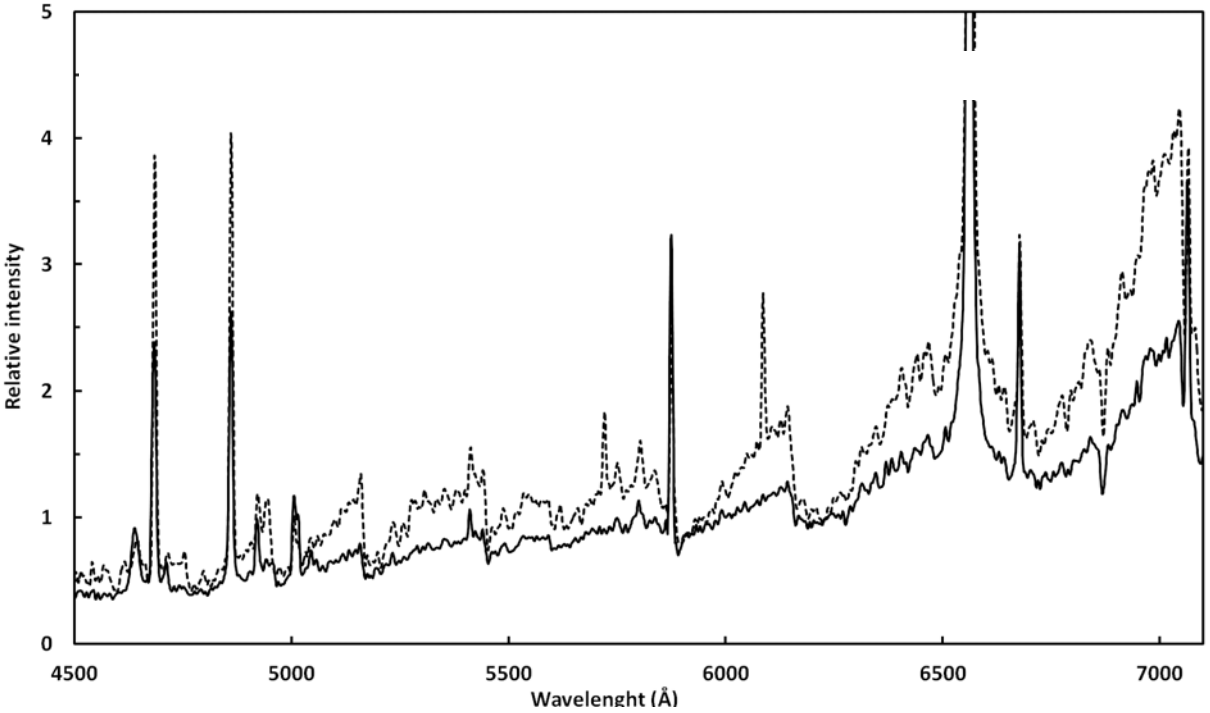

Fig. 8a: Spectral evolution of CI Cyg between 2010 June 30 (dotted line) and 2010 August 24 (solid line).

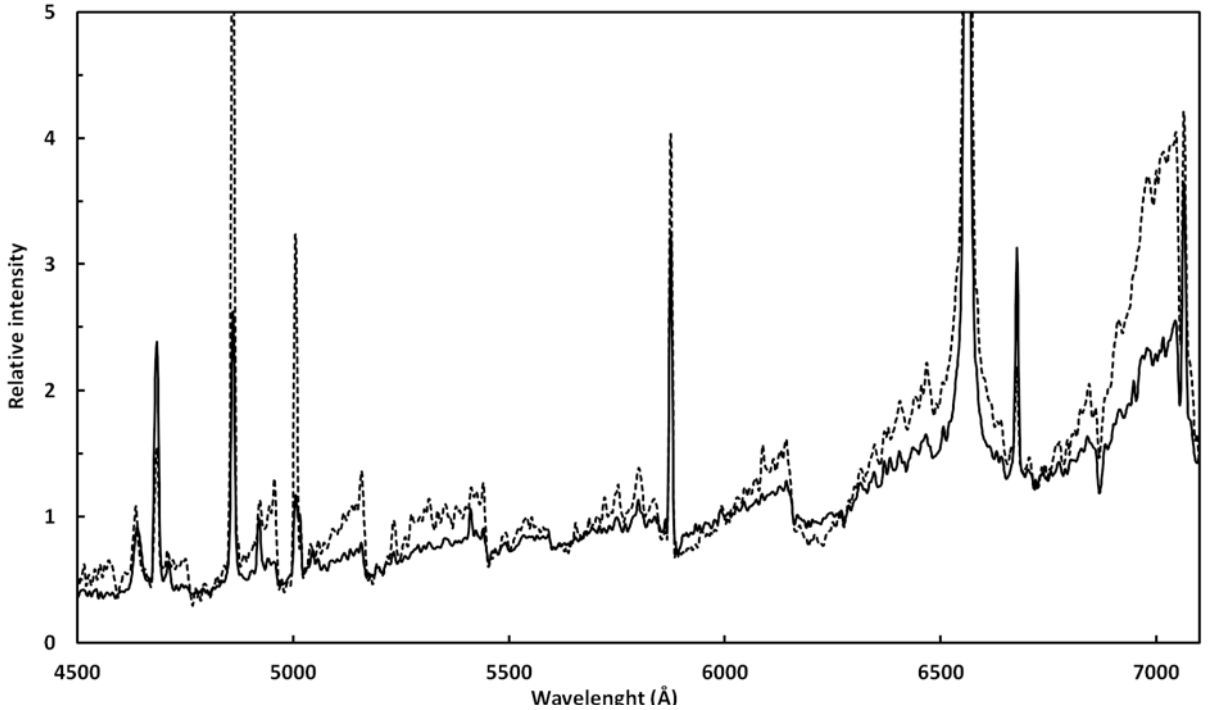

Fig. 8b: Spectral evolution between 2010 August 24 (solid line) and 2010 October 14 (dotted line).

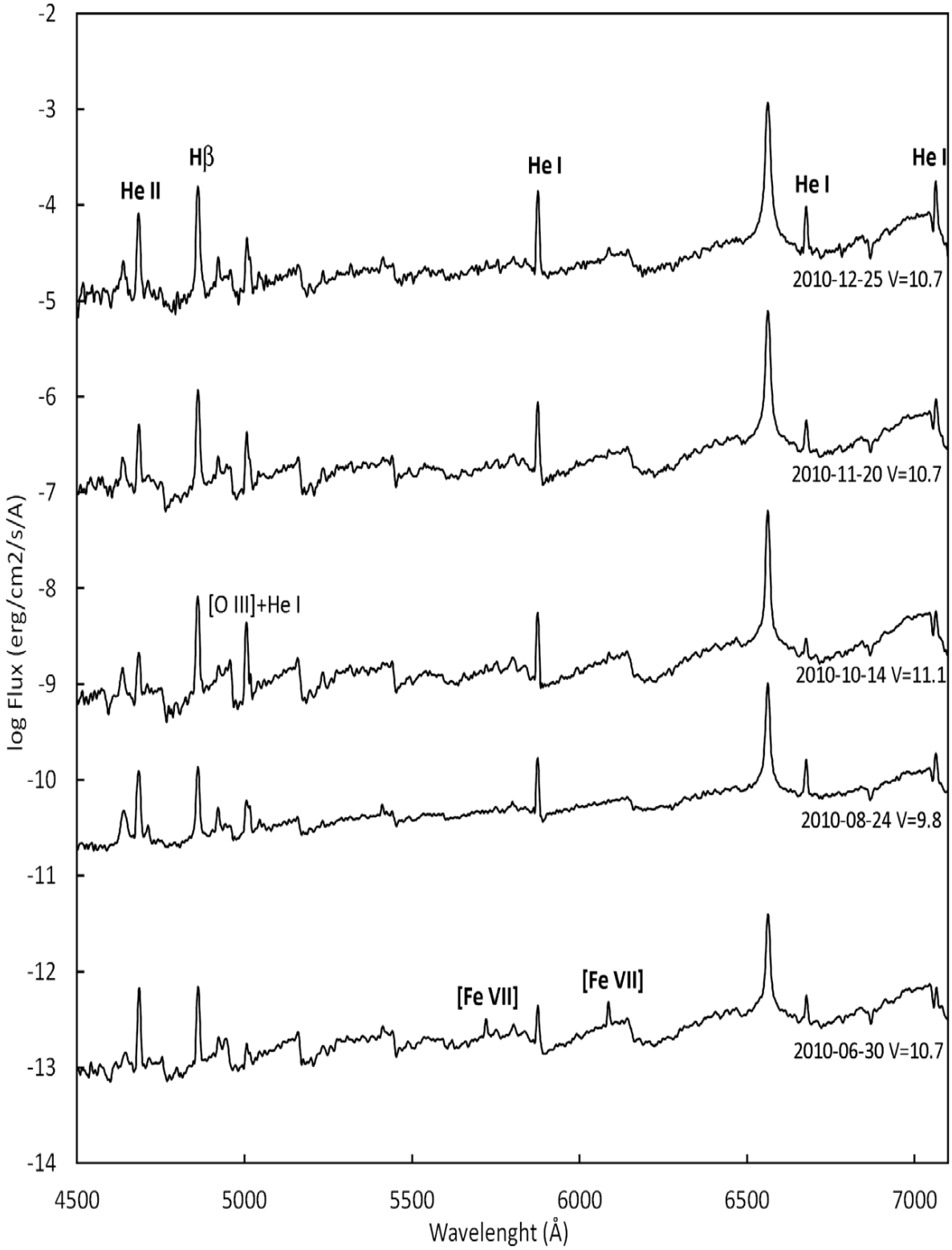

Fig. 9: Absolute flux spectral evolution of CI Cyg during the 2010 outburst. For clarity, the spectra are offset in ordinates by 2 units.

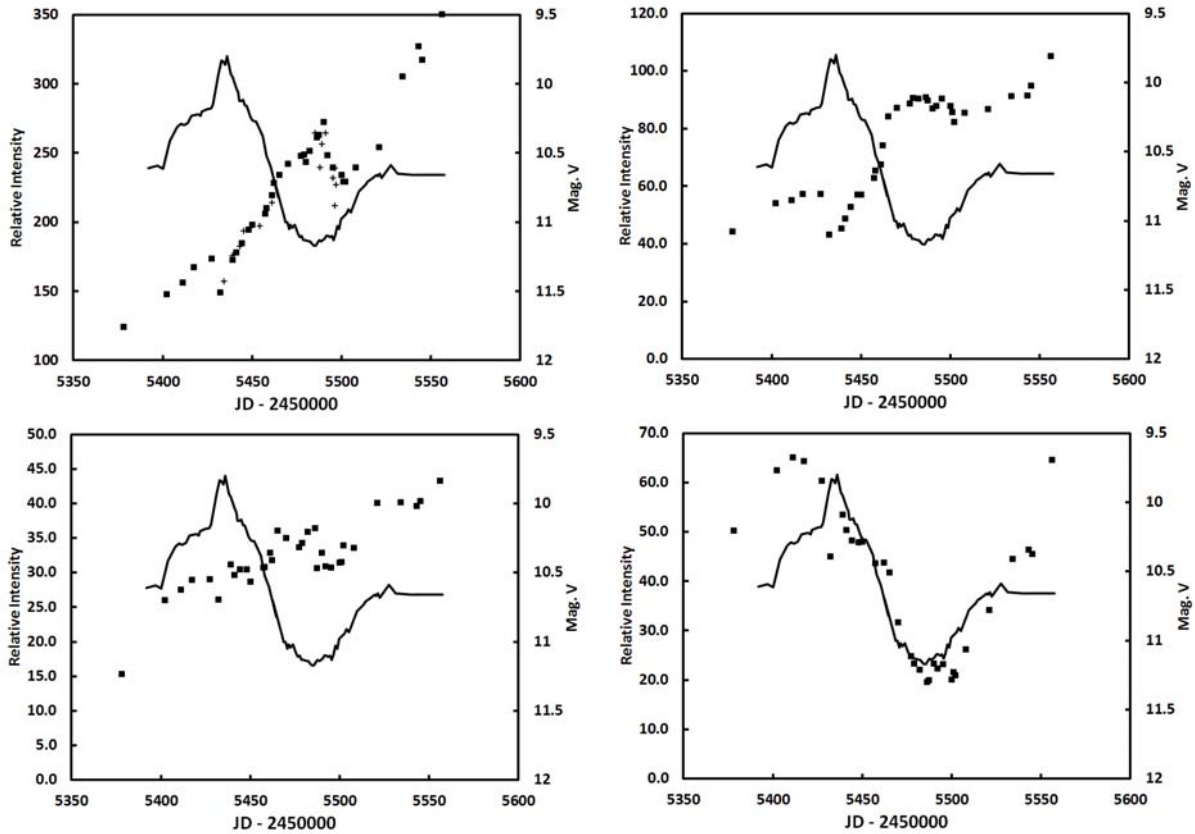

Fig. 10: Equivalent widths time series (JD 2450000). Squares for low resolution values, crosses for eShel values (only Hα). Figure 10a (top left): Hα equivalent width. Figure 10b (top right): Hβ equivalent width. Figure 10c (bottom left): HeI λ 5876 equivalent width. Figure 10d (bottom right): HeII λ 4686 equivalent width.

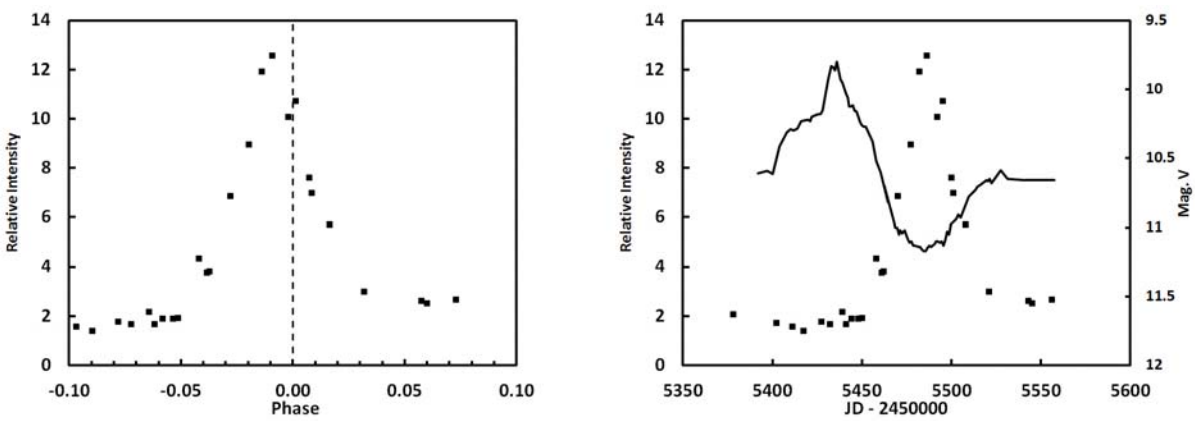

Fig. 11a (left): [OIII]/HeI 5016 EW ratio as a function of phase. Fig. 11b (right): [OIII]/HeI 5016 EW ratio as a function of JD. CCD-*V* light curve, solid line.

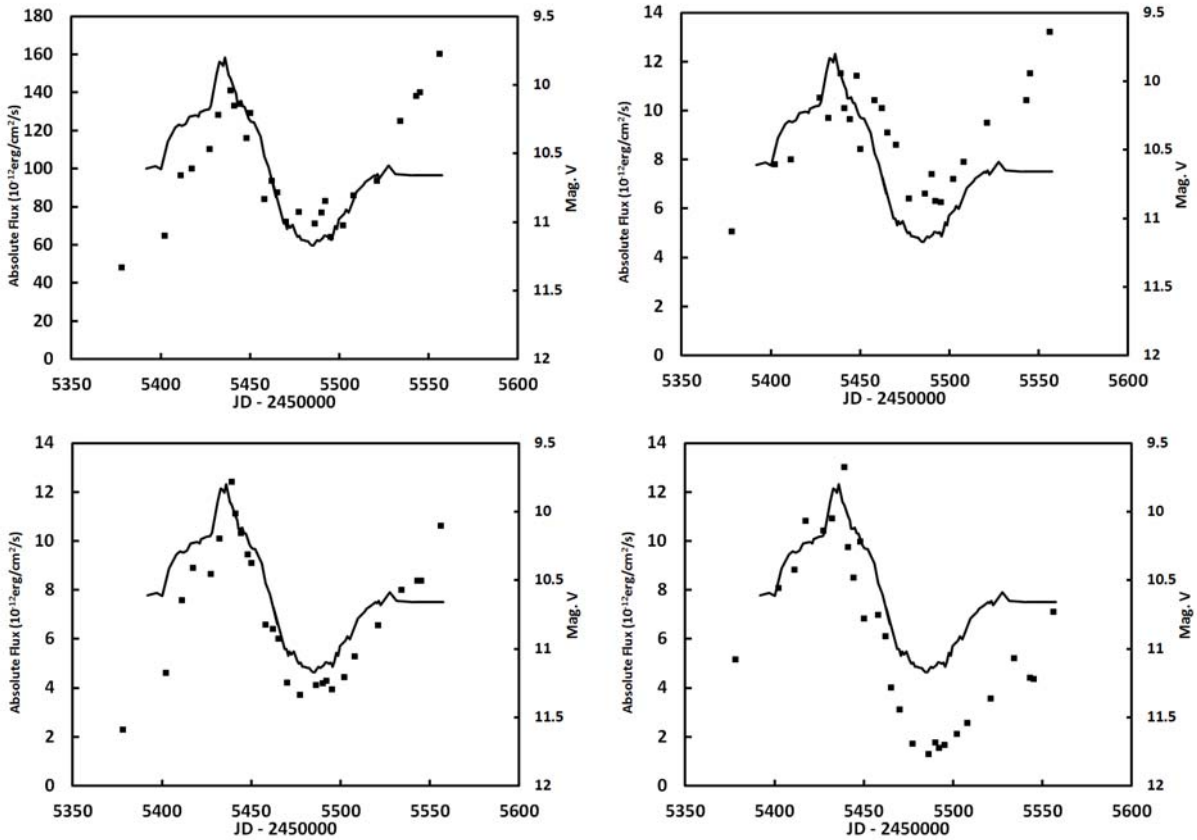

Fig. 12: Absolute line flux (erg × s–1 × cm–2 × Å–1) as a function of time (JD-2450000) and CCD light curve, as solid line). Figure 12a (top left): Hα absolute flux. Figure 12b (top right): Hβ absolute flux. Figure 12c (bottom left): HeI λ 5876 absolute flux. Figure 12d (bottom right): HeII λ4686 absolute flux.

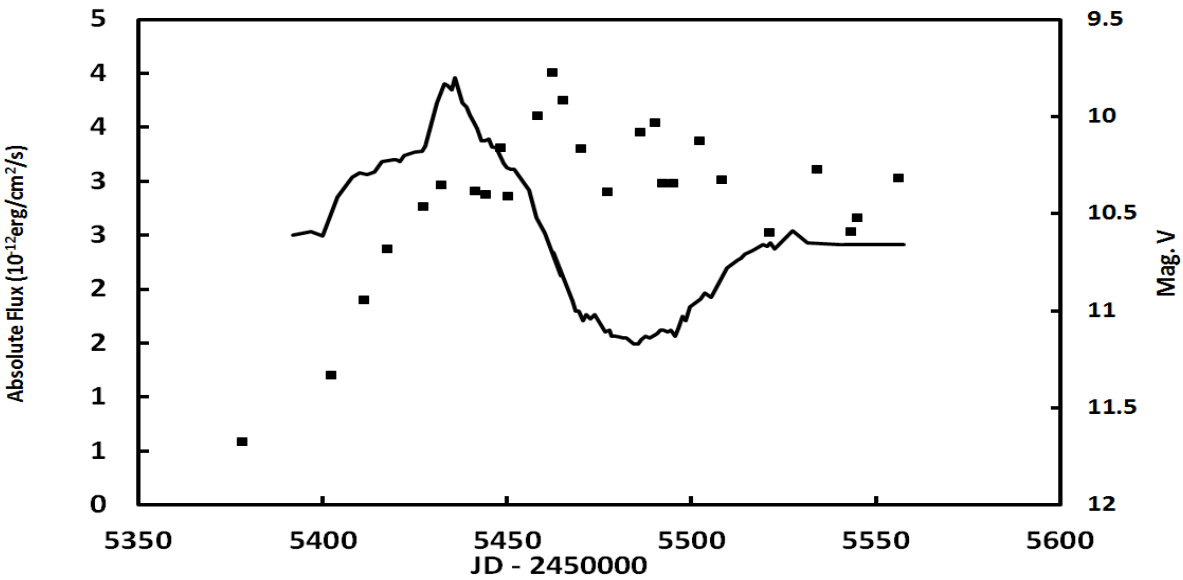

Fig. 13: [OIII] l 5007 absolute flux evolution.

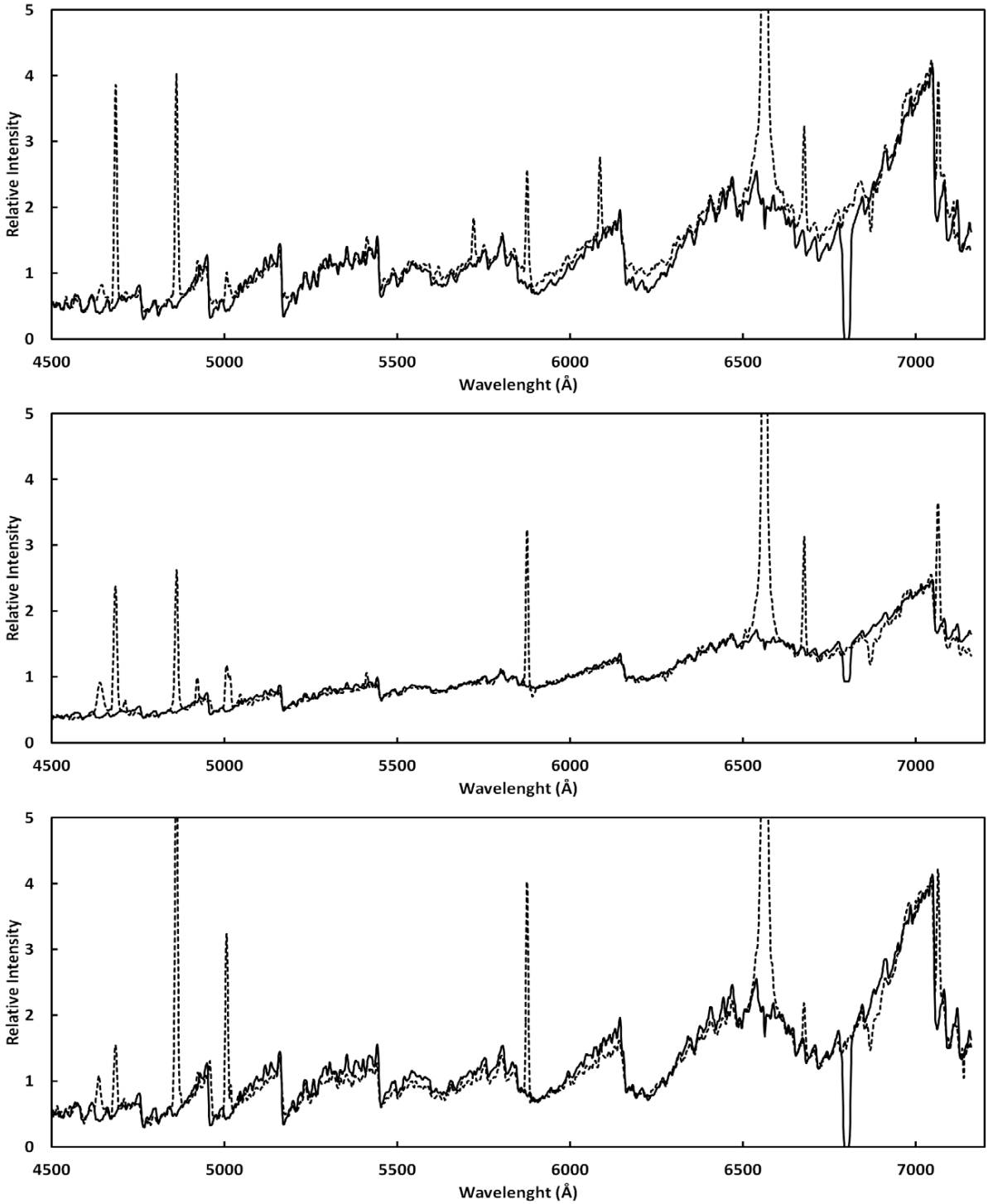

Fig. 14: CI Cygni spectra: dotted lines; Comparison spectra: solid lines. Fig. 14a (top): Comparison between the 2010 June 30 spectrum (dotted line) and a M5III standard. Fig. 14b (middle): At max luminosity (August 24), the continuum matches a synthetic spectrum: M5III composite with a HI recombination continuum (T = 5000 K). Fig. 14c (bottom): At mid-eclipse, the continuum again matches a M5 III standard.

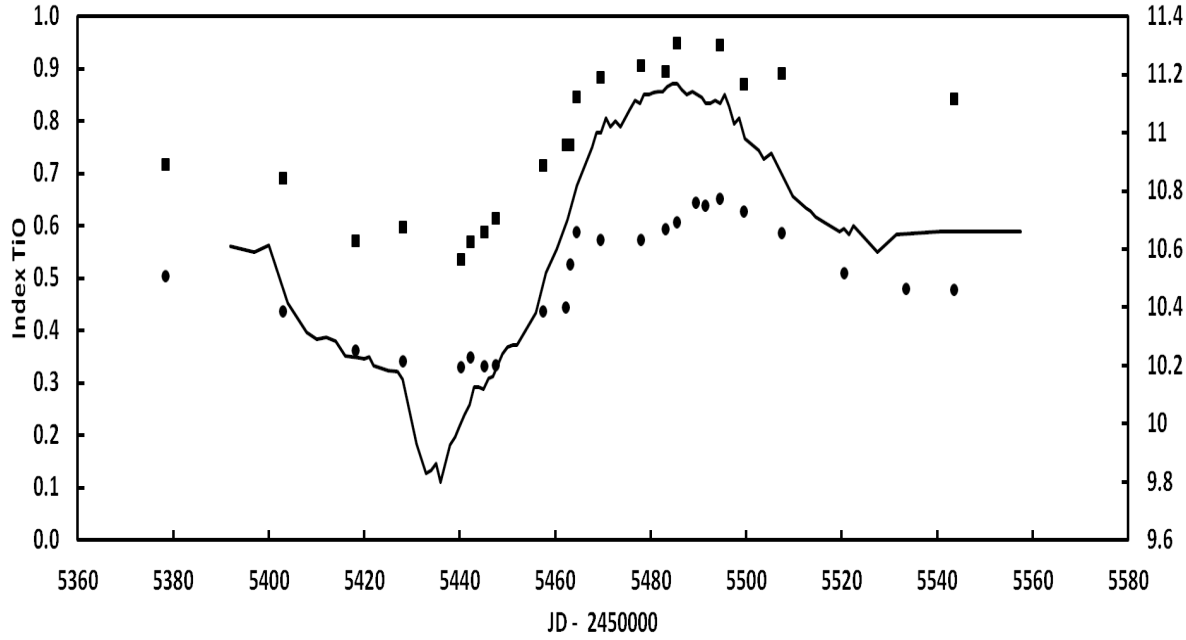

Fig. 15: TiO index variation as a function of JD (2450000) and V magnitude (solid line). TiO1, squares; TiO2, circles.

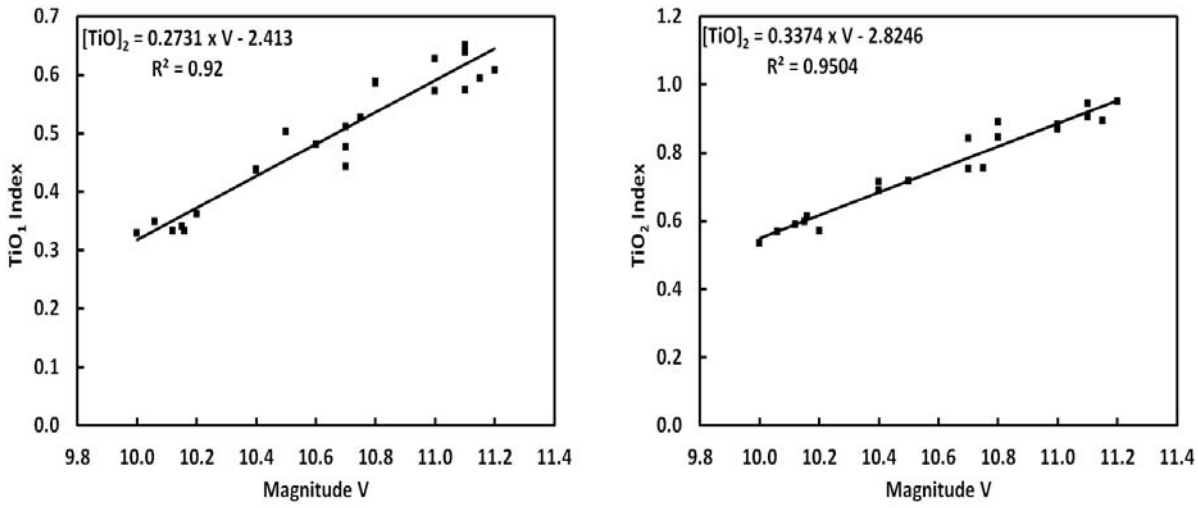

Fig. 16a (left): TiO1 index as a function of V magnitude. Fig. 16b (right): TiO2 index as a function of V magnitude.

Ein Reversions-Prismen-Spektrometer zur Radialgeschwindigkeitsbestimmung kosmischer Objekte

(Edward H. Geyer [1])

Die Grundlagen für die Kinematik der Sterne der Sonnenumgebung

Eine wesentliche Aufgabe der Geschwindigkeitsbestimmung astronomischer Objekte ist die Bestimmung der Raumbewegung der Sterne in Bezug auf den Schwerpunkt unseres Sonnensystems. Dies erfordert die Messung zweier fundamentaler Geschwindigkeitsvektoren, nämlich der Tangential-Winkelgeschwindigkeit (Eigenbewegung) **μ″** in arcsec/Jahr und der Geschwindigkeit in der Visionsrichtung, der Radialgeschwindigkeit (RV, engl.: radial velocity), bezogen auf den Schwerpunkt des Sonnensystems $\mathbf{v_r}$ gemessen in km/s.

Da die Eigenbewegung eine Winkelgeschwindigkeit darstellt und daher von der Entfernung r, gemessen in pc (Parsec), abhängt, muss man sie nach Formel 1 mit K = 4.738 umrechnen.

$$\boldsymbol{\mu}\,[km/s] = K \cdot \boldsymbol{\mu}'' \cdot r \qquad (1)$$

Die Konstante K ergibt sich aus der Umwandlung der Einheiten pc in km (1pc = $3.08567 \cdot 10^{13}$ km), Bogensekunden in Radiant (1'' = $4.85 \cdot 10^{-6}$ rad) und der Jahreslänge in Sekunden (1 Jahr = $3.1556925 \cdot 10^{7}$ s).

Der Raumbewegungsvektor ergibt sich damit zu

$$\mathbf{v}\,[km/s] = \mathbf{v_r} + \boldsymbol{\mu} \qquad (2)$$

Die Raumgeschwindigkeit der kosmischen Objekte setzt sich somit vektoriell aus diesen beiden Bewegungsgrößen zusammen, wobei die (absolute) Raumbewegung des Sonnensystems in Abzug gebracht werden muss.

Gleichung 2 bildet also die Grundlage der Kinematik der kosmischen Objekte der Sonnenumgebung bis etwa 10 kpc Entfernung. Da durch das `ESA Hipparcos-Tycho´ Unternehmen in den 1990iger Jahren wesentliche Verbesserungen für die Eigenbewegungs- und Parallaxen-Bestimmungen eingetreten sind, stehen diesbezüglich präzise Daten von über 100000 Objekten zur Verfügung. Leider stehen diesen Daten nicht so gute RV-Werte für Sterne mit mag > 10 und für Sterne vom Spektraltyp früher als F5 zu Seite.

Die Messung der Radialgeschwindigkeit von der Erde aus erfolgt spektroskopisch durch Messung der Verschiebungen Δλ der Strahlungswellenlängen λ (oder –Frequenzen fv, Δfv) der Absorptions- bzw. Emissionslinien der kosmischen Objekte zu jenen gut vermessener Laborlinien. Da letztere aufgrund der Dopplerverschiebung i. d. R. nicht mit jenen der kosmischen Objekte übereinstimmen, muss der `Dispersionsverlauf´ D des Spektrographen (Formel 3) aus den Laborlinien bestimmt werden.

$$D = \frac{d\delta}{d\lambda} \cdot f_{Kam} \qquad (3)$$

In den meisten Fällen, wenn $\mathbf{v_r} << c$ (Lichtgeschwindigkeit c = $2.99792458 \cdot 10^{5}$ km/s) kann der Zusammenhang Δλ = f($\mathbf{v_r}$) durch die Dopplerformel (4) dargestellt werden.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\mathbf{v_r}}{c} \qquad (4)$$

Um aber überhaupt RV Messungen vornehmen zu können, müssen die Spektren der kosmischen Objekte eine minimale Anzahl an Absorptions- oder Emissionslinien aufweisen, die möglichst frei von (schwachen) `Blendlinien´ sein sollten und nicht zu starke Druck- bzw. Rotatonsverbreitungen (z. B. wie bei `Weiße Zwergen´, oder rasch rotierende B- & A-Sterne) aufweisen.

[1] Anschrift: Prof. Dr. E.H. Geyer, Am Königsflur 26 – D-54552 Brockscheid; E.H.Geyer@t-online.de

Die bereits erwähnten Messprobleme für RV's bei Sternen früher als F5/V sind vielfach durch die rasche Rotations- und Druckverbreiterung der stellaren Spektrallinien begründet. Hinzu kommt noch, dass Sterne von frühem Spektraltyp im Spektralbereich 500 < λ < 1000 nm zumeist nur wenige und schwache Absorptionslinien zeigen, die im nahen Infrarotbereich von irdischen atmosphärischen Molekülbanden des O_2 und H_2O gestört sind.

Weiterhin muss an die unmittelbar vom Beobachtungsort (oder von einem künstlichen Satelliten) aus gemessenen RV noch eine Reihe von Korrekturen angebracht werden. Diese sind:

a) Die *Reduktion* des *Beobachtungsorts* auf den *Erdmittelpunkt*:

$$V_g = -G_g \cdot \rho \cdot \cos(\varphi) \cdot \sin(t) \cdot \cos(\delta) \qquad (5)$$

G_g ist der durch die Erdrotation verursachte Geschwindigkeitsfaktor, ρ der Radiusvektor,

φ die geozentrische Breite des Beobachtungsortes, t der Stundenwinkel und δ die Deklination des kosmischen Objektes.

$G_g = 2 \cdot \pi \cdot (R_e/\tau) = 0.4626$ [km/s] ; Äquatorradius $R_e = 6378.13$ km; Anzahl der Sekunden des Sterntages $\tau = (366.25/365.25) \cdot 86400$.

b) Die *Reduktion* des *Erdzentrums* auf den *Schwerpunkt des Erde-Mond Systems*:

$$V_m = -G_m \cdot \cos(\beta^*) \cdot \sin(\lambda_m - \lambda^*) \qquad (6)$$

mittlere Geschwindigkeit des Erdmittelpunktes um den Schwerpunkt des Erd–Mond Systems $G_m = 0.0124$ km*s^{-1}, λ_m und λ^* die ekliptikale Länge des Mondes bzw. des Sterns, β^* dessen ekliptikale Breite für das Äquinoktium des Jahresanfangs.

c) Die *Reduktion des Baryzentrums* des *Erd–Mond Systems* auf den *Sonnenmittelpunkt:*

$$V_S = \mathrm{v_g} \cdot \cos(\beta) \cdot \sin(L - \lambda) + \mathrm{v_g} \cdot e \cdot \cos(\beta) \cdot \sin(\Pi - \lambda) \qquad (7)$$

Hierin sind λ, β die ekliptikalen Koordinaten des kosmischen Objekts, L die Sonnenlänge (in der Ekliptik) zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren, Π die Sonnenlänge im Perigäum (z. Z. Π = 284°), a= $149.59789 \cdot 10^6$ km die große Achse der Erdbahn, e = 0.01671 deren Exzentrizität, $\mathrm{v_g}$ = 29.87046 km/s die mittlere Erdbahngeschwindigkeit.

d) *Die Reduktion der RV auf den Schwerpunkt des Sonnensystems*:

Der Sonnenmittelpunkt bewegt sich nun selbst im Raum um den Schwerpunkt des Sonnensystems entsprechend der Umlaufbewegung aller Planeten und deren Massen. Dies verursacht nicht nur RV-Variationen sondern auch Änderungen der Lichtlaufzeit, die gewöhnlich auf den Sonnenmittelpunkt bezogen wird (Reduktion des JD_{hel} auf das Baryzentrum = BJD: siehe Tabelle von *P. Ahnert*).

Da die Summe der Massen der inneren Planeten (Merkur, Venus, Erde, Mars) zusammen nur $5.940 \cdot 10^{-6}$ Sonnenmassen ($M_☼$) beträgt, ist deren Einfluss auf die Lage des Schwerpunktes in Bezug auf den Sonnenmittelpunkt vernachlässigbar. Dagegen haben die großen Planeten (Massensumme $1.336 \cdot 10^{-3}$ $M_☼$), allen voran Jupiter ($9.56 \cdot 10^{-4}$ $M_☼$) und auch Saturn ($2.86 \cdot 10^{-4}$ $M_☼$) mit ihren großen Bahnhalbachsen von 5.20 bzw. 9.54 AE einen relevanten Einfluss. Wegen der kleineren Massen und ihrer großen Bahnhalbachsen haben Uranus und Neptun keinen wesentlichen Einfluss auf die Schwerpunktsbewegung des Sonnenmittelpunkts. Die entsprechende RV-Korrektion V_{SP} für jeden Planeten lautet, wenn λ_P die heliozentrische Länge des Planeten und a_P dessen große Bahnhalbachse bedeuten:

$$V_{SP} = G_{SP} \cdot \cos(\beta) \cdot \sin(\lambda_P - \lambda) \qquad (8)$$

mit

$$G_{SP} = V_0 / ((M_\otimes + 1) \cdot (a_P)^{1/2}) \qquad (9)$$

Für Jupiter beträgt V_{SP} = 0.0124 km/s; Für Saturn V_{SP} = 0.0027 km/s; zusammen

V_{SP} = 0.0151 km/s, wenn beide Planeten in gleicher Elongations-Stellung von außerhalb des Sonnensystems betrachtet stehen.

Prinzipielles zu Spektrographen – Aufbau und Konstruktion

Astro-Spaltspektrographen für erdgebundene teleskopische Beobachtungen, seien es Prismen- oder Gitterspektrographen, unterscheiden sich prinzipiell nicht von Laborspektrographen: Eine zu untersuchende Lichtquelle wird mittels eines `Kondensors´ auf den Spalt abgebildet, der selbst wieder in der Brennebene des `Kollimators´ zu liegen kommt und daher das Spaltbild nach ∞ abbildet. Wenn der Kollimator eine reelle Austrittspupille (AP = Bild der Eintrittspupille EP) besitzt, so wird in deren Nähe das dispergierende Medium (Prisma, Gitter, Interferometer) auf einem justierbaren Drehtisch angebracht, aus dem nun unter verschiedenen Winkeln δ(λ) die parallelen Farbbündel austreten, die nun selbst wieder durch ein Kameraobjektiv die monochromatischen Spaltbilder in die Kamera-Brennebene auf den dort befindlichen Detektor (Photofilm, CCD –Detektoren, Bildwandler, SEV-Multiplier) abbilden.

Für Astro-Spektrographen (ASG) jedoch tritt an die Stelle des Kondensors das lichtsammelnde Teleskop der Brennweite F_T, der Eintrittspupille EP_T bzw. der Austrittspupille AP_T, die zuweilen virtuell vor der EP oder in dieser zu liegen kommt.

Außerdem müssen ASG's optisch-mechanische Zusatzeinrichtungen besitzen, um die teleskopischen Bilder der kosmischen Objekte auf den Spalt zu zentrieren und das `Laborlicht´ von Spektrallampen auf den Spalt so einspiegeln, dass das Lichtbündel mit der optischen Achse des Kollimators zusammenfällt.

Daneben spielen auch die instrumentellen Konstruktionen der Spektrographen eine wichtige Rolle, nämlich ihre mechanische Stabilität, also die Vermeidung der Durchbiegung des am Teleskop angebrachten und somit mit diesem mitbewegten Spektrographen.

Durch die Bewegung der Sternnachführung des Teleskops wird der Spektrograph außerdem unterschiedlichen Schwerekräften unterworfen, die zu internen Durchbiegungen der optisch-mechanischen Bauteile während der oft langen Belichtungszeiten führen (Störung der Kollimation der Spalteinheit, des Kollimator, der Gitter- bzw. Prismentischen und der Kameraoptik und der damit verbundenen Detektoreinheiten (wie Photokassette oder CCD-Einrichtung).

Um diese Durchbiegungsprobleme der Spektrographen zu reduzieren, sollte man die RV-Spektralaufnahmen deshalb bei kleinen Stundenwinkeln ($t < \pm 1.5^h$) durchführen.

Anderseits, wenn ein Teleskop eine Coudè - Fokuseinrichtung besitzt, kann der fest aufgestellte Spektrograph mit dem Teleskop optisch verkoppelt werden (jedoch ist eine Bildfelddrehung am Spektrographenspalt zu beachten, die zusätzliche optische Einrichtungen erfordert).

Durch die modernen Glasfasertechniken ist die lichtverlustarme Möglichkeit gegeben, die mechanische Verkopplung des Spektrographen praktisch aufzuheben und diesen ebenfalls fest neben dem Teleskop aufzustellen. Aber auch hier ist darauf zu achten, dass das konvergierende Sternlichtbündel am Fasereintritt durch die Vielfachreflexionen im Lichtleiter („scrambling") mit einem anderen Öffnungswinkel (numerische Apertur) austritt und somit den Spalt und den Kollimator anders ausleuchtet.

Von großer Bedeutung für RV-Messungen mit Spektrographen unter den irdischen Beobachtungsbedingungen ist deren thermische Stabilität. Um diese zu erreichen, ist es erforderlich, Temperaturänderungen mittels Thermostaten und der thermische Isolierung des Gerätes unter 0.1° C zu halten. Denn größere Temperaturänderungen als 0.1° C haben bereits Auswirkungen auf die Prismen- bzw. Gitter-Dispersionseigenschaften und führen auch zu Brennweitenänderungen der Spektrographen-Optiken.

Weitere externe Einflüsse haben ebenso einen Einfluss auf die Genauigkeit der Messungen. Hierzu zählen die Refraktion der Atmosphäre und die atmosphärische Dispersion und Szintillation (Richtungs- und Amplituden-`Seeing´), die zu sog. `Einstell- und Haltefehlern´ führen.

Die atmosphärische Refraktion und Dispersion sind miteinander verkoppelt und bewirken, dass das Sternbild zu einem kleinen Spektrum verzerrt wird, dessen Dispersionsrichtung zum Zenit gerichtet ist. Somit wird bei größerem Stundenwinkel, da die Spalthöhe zumeist tangential zum Parallelkreis ausgerichtet wird, der Spalt bei noch so guter elektronischer Nachführung mit anderen Abschnitten des kleinen atmosphärischen Spektrums beleuchtet.

Die Richtungszintillation RZ = 2 · β'' in arcsec (β″ ist der Radius der `seeing-disc´) ist nicht durch die Teleskopapertur beeinflussbar und bewirkt die Verschmierung des teleskopischen Beugungsscheibchens (Schwerd–Airy–Scheibchens), was zu Lichtverlusten am Spalt führt und `Haltefehler´ auslöst, wenn die Spaltbreite < $2 \cdot \beta'' \cdot F_T$ ist. Zumeist wird deshalb die Spaltbreite so weit geöffnet oder fest eingestellt, dass ein seeing-Scheibchen von 2 · β'' = 2'' die Breite gerade passieren kann.

Dagegen ist die Amplitudenszintillation (AZ), also die Modulation der Sternhelligkeit durch die vom Erdboden aufsteigenden atmosphärischen Schlieren (sog. `Specles´) abhängig von der Teleskopapertur D_T, denn die Modulationsamplitude ist in etwa proportional $1/D_T^2$.

Bei der Konstruktion eines Astro-Spektrographen muss man sich darüber im Klaren sein, dass die Teleskopoptik, die Spektrographenmechanik mit seiner Optik und die Eigenschaften des Detektors eng voneinander abhängen und eine Einheit bilden. Deshalb sollen nun diese Zusammenhänge näher betrachtet werden:

Das Teleskop / Fernrohr habe eine `ungestörte´ kreisförmige Eintrittsapertur EP_T vom Durchmesser D_T, also keine zusätzlichen Blenden wie z. B. Sekundärspiegel und dessen Halterungen, und eine Brennweite F_T und somit eine Öffnungszahl $\Omega_T = F_T/D_T$.

Von einer Punktquelle (Stern) entsteht im Idealfall (also keine weiteren `Störungen´ wie Verschmutzungen und optische Fehler) im Brennpunkt ein Beugungsbild, dessen zentrales Scheibchen bei der Wellenlänge λ einen Winkeldurchmesser 2·ρ in rad (vom Zentrum der Apertur aus gesehen) besitzt, bzw. das einen linearen Durchmesser 2·δ hat:

$$2 \cdot \varrho = 1.22 \cdot (\lambda / D_T)\,;\; 2 \cdot \delta = F_T \cdot 2 \cdot \varrho = 1.22 \cdot (\lambda \cdot F_T / D_T) = 1.22 \cdot (\lambda \cdot \Omega_T) \qquad (10)$$

Dies bedeutet, dass der lineare Durchmesser des zentralen Beugungsscheibchens (BS) nur von der Wellenlänge und der Öffnungszahl abhängt und nur indirekt von der Apertur.

δ weist somit eine Bestrahlungsstärke B(λ) (z. B. Zahl der Photonen h·ν = pro Flächeneinheit) auf, die proportional des Strahlungsstroms Φ(λ) und D_T^2 ist:

$$B(\lambda) = 0.838 \cdot \Phi(\lambda) \cdot \frac{D_T^{\,2}}{4 \cdot \delta^2} = 0.838 \cdot \Phi(\lambda) \cdot \frac{D_T^{\,2}}{1.488 \cdot (\lambda \cdot \Omega_T)^2} \qquad (11)$$

Der Zahlenfaktor zeigt an, dass in das Beugungsscheibchen nur 83.8 % der durch ~ D^2 aufgesammelten Photonen fallen; der Rest von 16.2 % geht in die Beugungsringe und trägt zum `Beugungsstreulicht´ bei. Hat das Teleskop eine zusätzliche Abschattung der EP_T wie z. B. durch Sekundärspiegel, deren Durchmesser z. B. 30 % von D beträgt, so sinkt die Bestrahlungsstärke des BS auf 68.2 % und 31.8 % gehen in das Beugungsstreulicht der Ringe.

Durch die atmosphärische Richtungszintillation β″ (= $4.85 \cdot 10^{-6} \cdot \beta$ rad) wird somit das BS auf die `seeing-disc´ aufgeweitet und die Bestrahlungsstärke weiter herabgesetzt.

Da der Spalt sowohl im Teleskopfokus wie auch konfokal mit dem Kollimatorfokus zu liegen kommt und beide optischen Achsen zusammenfallen sollten, stellt die Kombination Teleskop – Kollimator ein afokales optische System dar (`Fokalreduktor´).

Der Kollimator, dessen Brennweite f_{Kol} beträgt und eine Eintrittspupille (EP_{Kol}) vom Durchmesser d_{Kol} besitzt, hat somit die Öffnungszahl $\Omega_{Kol} = (f_{Kol}/d_{Kol})$, und bildet die Austrittpupille (AP_T) des Teleskops (diese liegt beim Cassegrain-Teleskop vor dessen Sekundärspiegel) in eine bildseitige reelle Austrittspupille (AP_{Kol}) ab, und zwar hinter dem bildseitigen Brennpunkt, wenn die Brennweite des Kollimators positiv ist. Durch das Kameraobjektiv mit der EP_{Ka} vom Durchmesser d_{Ka} ,der Brennweite f_{Ka} und Öffnungszahl $\Omega_{Ka} = (f_{Ka}/d_{Ka})$ wird nun der (monochromatische) Spalt in die Brennpunktfläche abgebildet.

Die Spaltbildgröße (SBG) und –Breite (SBB) sind gegeben durch das Verhältnis:

$f_{Kam} / f_{Ko} = \geq 1$, wenn $f_{Ka} \geq f_{Ko}$ ist (`Littrow-Spektrograph´); ist dagegen $f_{Ka} < f_{Ko}$ so tritt eine Verkleinerung des SBG bzw. SBB ein. Dieses Verhältnis ist daher entscheidend für die Auflösungsverhältnisse, die durch den Detektor gegeben sind und wird durch die sog. `Modulations-Übertragungsfunktion´ bestimmt.

Liegt ein digitaler Detektor wie CCD's mit der Pixelgröße $(PX)^2$ vor, so gilt das sog. *Shannon-Whitaker Sampling Theorem*, das besagt, dass zur eindeutigen Bilddarstellung mindestens $(2 \cdot Px)^2$ von einem Bildpunkt überdeckt sein müssen. Somit sollte für die Spaltbildbreite gelten: $SBB \cdot (f_{Ka} / f_{Ko}) = b \sim (2 \cdot PX)$. Da nach Gleichung (10) die minimale, beugungstheoretische Breite $b_{min} = 1.22 \cdot \lambda \cdot f_{Ka} / EP_{Ka} = 1.22 \cdot \lambda \cdot \Omega_{Ka}$ gegeben ist, kann man setzen: $b_{min} = 2 \cdot PX$; folglich ist die Öffnungszahl $\Omega_{Ka} \sim 1.64 \cdot PX / \lambda$ durch das Verhältnis Pixelgröße und Wellenlänge bestimmt. Wenn z. B. bei CCD - Detektoren PX ~ 10 µm beträgt und $\lambda \sim 0.55$ µm ist, so müsste $\Omega_{Ka} \sim 3$ sein.

Andererseits ist die reale Spaltbreite beim Astrospektrometer durch das Seeing ~ 2'' ~ $9.7 \cdot 10^{-6}$ rad bestimmt, so dass für eine Teleskopbrennweite $F_T = 2 \cdot 10^3$ mm sich die Spaltbreite zu b ~ 0.03 mm = 30 µm ergibt. Dies bedeutet, dass `Oversampling´ vorliegt und die theoretische Winkeldispersion $d\sigma / \lambda$ der Prismen bzw. Gitter $d\beta / d\lambda$ (siehe unten) nicht erreicht werden kann.

Das von der Eintrittsapertur $EP_T = \sim D_T^2$ des Teleskops erfasste Strahlungsstrom-Bündel wird durch den Kollimator in ein entsprechendes vom Durchmesser der AP_{Kol} ohne Strahlungsverluste komprimiert, wenn man von den Beugungs- und Absorptions- bzw. Streuungsverlusten der Optiken absieht. Somit kann man den Kollimator zusammen mit der Kamera als `Fokalreduktor´ bezeichnen.

Die Position p der Austrittspupille AP_{Kol}, durch die ja sämtliche durch $\sim D_T^2$ aufgesammelte Strahlung wieder austritt, ist in etwa gegeben durch $p \sim f_{Kol} + (f_{Kol}^2 / F)$ und $d_{Kol} \sim D_T \cdot (f_{Kol} / F)$.

Eigentlich ist jedes Okular ein Fokalreduktor, dessen AP' auf die Größe der Augenpupille abgestimmt ist. Die Vergrößerung V_{Ok} des Okulars ist somit durch $V_{Ok} = D_T / AP' = F_T / f_{Ok}$

Für die Größe des Durchmessers der EP_{Kol} des Kollimators und damit für $\Omega_{Ko} = (f_{Ko} / d_{Ko})$ sind noch zwei Bedingungen zu erfüllen:

Die erste besagt, dass $\Omega_{Kol} \leq \Omega_T$ sein soll, damit alle Strahlung, die auch durch die Spalthöhe h dringt vom Kollimator erfasst wird.

Die zweite Bedingung bezieht sich auf Größe der Prismen bzw. der Beugungsgitter und deren theoretisches Auflösungsvermögen; dieses ist ja für die Trennung benachbarter Spektrallinien verantwortlich.

Nach *Rayleigh* ist das Auflösungsvermögen bei gleichschenkeligen Dispersionsprismen durch deren Basislänge B bestimmt. Der Bündeldurchmesser des auf die Primaschenkel ein- bzw. gebrochen ausfallenden Strahlenbündel ist dann gleich, wenn der Ablenkungswinkel σ_{min} beider Bündel ein Minimum hat.

Im allgemeinen Fall gelten für das gleichschenkelige Prisma für den Ablenkungswinkel $\sigma(\lambda)$ zwischen Ein- und Austrittswinkel α_1 bzw. β_2 , dem brechenden Winkel ψ des Prismas, dem Winkel ς zwischen dem gebrochenen Strahl und der Parallelen zur Prismenbasis die Beziehungen:

$\sigma(\lambda) = (\alpha_1 - \alpha_2) + (\beta_2 - \beta_1) = \alpha_1 + \beta_2 - \psi$; $\alpha_2 = ½\Psi + \varsigma$; $\beta_1 = ½\Psi - \varsigma$; $\sin(\alpha_1) = n(\lambda) \cdot \sin(\alpha_2)$; $\sin(\beta_2) = n(\lambda) \cdot \sin(\beta_1)$; und somit:

$$\sigma(\lambda) = n(\lambda) \cdot \sin(0{,}5 \cdot \psi + \varsigma) + n(\lambda) \cdot \sin(0{,}5 \cdot \psi - \varsigma) - \psi \qquad (12a)$$

wobei $n(\lambda)$ der Brechungsindex des Glases ist.

σ_{min} ist dann gegeben, wenn $\varsigma = 0$ und lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$\sigma_{min}(\lambda) = 2 \cdot \arcsin\left[n(\lambda) \cdot \sin(\psi / 2)\right] - \psi \quad \text{[in rad]} \qquad (12b)$$

Im Prisma verläuft dann der gebrochene Strahl parallel zur Prismenbasis und die Winkelauflösung des Prismas ist maximal, da der Bündeldurchmesser des ein- und ausfallenden monochromatischen Strahlungsbündel gleich groß und maximal sind.

Dieser beträgt: $Q(\lambda) = [½\cdot B\cdot\cos(\beta_2(n(\lambda))/\sin(½\cdot\psi)]$; wobei B die Länge der effektiven Prismenbasis und β_2 den Ausfallwinkel des Strahlenbündels bezogen auf die Flächennormalen der Prismenschenkel bedeuten.

Da nun nach (10) das beugungstheoretische Winkel- Auflösungsvermögen für das Prisma durch $Q(\lambda)$ gegeben ist, so beträgt:

$$\frac{d\sigma_{beug}}{\Delta\lambda} = 1.22\cdot\frac{\lambda}{Q(\lambda)} = \frac{1.22\cdot\lambda\cdot\sin(0.5\cdot\psi)}{0.5\cdot B\cdot\cos(\beta_2\cdot n(\lambda))}\cdot\frac{\Delta n(\lambda)}{\Delta\lambda} \qquad (13a)$$

Daher muss für die $EP_{Ko} \geq Q(\lambda)$ sein, da die Strahlenbündel der Wellenlänge $\lambda_1 < \lambda_2$ unter dem Winkel $\beta_2(\lambda_1) > \beta_2(\lambda_2)$ zur Flächennormalen austreten. Die Differenz zwischen β_2 und β_1 ($\Delta\varepsilon = \beta_2(\lambda_1) - \beta_2(\lambda_2)$) ergibt die Winkeldispersion zwischen den beiden Wellenlängen. Die Winkeldispersion des Prismas $d\sigma_{min}/d\lambda$ ergibt sich auch nach Gleichung (12b) zu:

$$\frac{d\sigma_{\min}}{d\lambda} = \frac{2\cdot\sin(0.5\cdot\psi)}{\sqrt{1-n^2(\lambda)\cdot\sin^2(0.5\cdot\psi)}}\cdot\frac{\Delta n(\lambda)}{\Delta\lambda} \qquad (13b)$$

Für ein 60°-SF10 Glasprisma mit 50 mm Basislänge beträgt $d\sigma_{min}/d\lambda \sim 7.6\cdot10^{-6}\cdot(\Delta n(\lambda)/\Delta\lambda)$; da $\Delta n_d/\Delta\lambda \sim 1.51\cdot10^{-4}\ nm^{-1}$ ist, ergibt sich für die Winkeldispersion: $d\sigma_{min}/\Delta\lambda \sim 3.0\cdot10^{-4}\ rad\cdot nm^{-1}$

Das theoretische Auflösungsvermögen (Trennvermögen für Spektrallinien) ist nach (13) gegeben:

$\lambda / \Delta\lambda \sim B\cdot(\Delta n/\Delta\lambda) \sim 7.5\cdot10^3$.

In der nachfolgenden Tabelle soll dies für *60°* gleichseitige Prismen für folgende *Fraunhofer* Linien gezeigt werden: C' = 643.8 nm (rote Cd-Linie); d = 587.56 nm (He) ; F = 486.13 nm (H_β) und F' = 479.99 (blaue Cd-Linie). Dabei bedeutet v_d die *Abbe*-Zahl:

$v_d = (n_d - 1)/(n_F - n_{C'})$. Die Dispersion der Gläser ist umgekehrt proportional der Abbe-Zahl $1/v_d$ wie aus der Tabelle entsprechend $\Delta\varepsilon$ hervorgeht.

Tabelle 1: Angaben nach Schott Glas-, $\Delta\varepsilon$ nach QiOPTIQ/LINOS Katalog

Schott-Glas	v_d	n_d	$n_{C'}$	$n_{F'}$	$\Delta\varepsilon$
BK 7	64.17	1.51680	1.51472	1.52283	0°42'51''
F 2	36.30	1.62004	1.61582	1.63310	1°41'51''
SF 10	28.41	1.72825	1.72200	1.74805	3°02' 11''

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass die Geradsichtprismen (siehe weiter unten) für das Reversions-Spektrometer ein $\Delta\varepsilon$ von 4°35' aufweisen.

Die Situation für Beugungsgitter - seien es Reflexion- oder Transmissionsgitter unter Verwendung als Amplituden- oder Phasengitter - ist im Vergleich zu Dispersionsprismen anders, vor allem was deren auflösende Kraft und Winkeldispersion betrifft. Auch sind die geometrischen Abmessungen der Gitter bis zu 250 mm möglich, wogegen bei Dispersionsprismen B < 100 mm sein sollte, um Absorptionsverluste im Glas möglichst gering zu halten.

Die allgemeine Gittergleichung lautet (unter Berücksichtigung der Winkelvorzeichen in Bezug auf die Flächennormale bei Strahlrichtung von links kommend):

$$\pm m \cdot \lambda = g \cdot [\sin(-\alpha) + \sin(\beta)], \text{ für Transmissionsgitter } m \geq +1 \quad (14a)$$

$$\pm m \cdot \lambda = g \cdot [\sin(-\alpha) + \sin(-\beta)], \text{ für Reflexionsgitter } m \geq +1 \quad (14b)$$

Dabei ist m = 0,1,2... die Ordnungszahl der entstehenden Spektren, g die Gitterkonstante (also die Durchlass- + Blendenbreite der Gitterteilung, die auch kreisförmig sein kann und nicht gleiche Breite zu haben braucht), α der Einfalls-, β der Beugungswinkel der Strahlungsbündel in Bezug auf die Flächennormale des Gitters.

Der Bündeldurchmesser Q(α, λ) bzw. Q(β, λ) ist gegeben durch die geteilte (quadratische) Gitterfläche ($F = b^2 = b \cdot N \cdot g$; N = Gesamtzahl der Gitterstriche) und dem Cosinus des einfallenden Strahls α bzw. gebeugten Strahls β.

Somit ist: $Q(\alpha, \lambda) \cdot \cos(\alpha) \neq Q(\beta, \lambda) \cdot \cos(\beta)$ und die spektrale Auflösung wird durch

$Q(\beta, \lambda) \cdot \cos(\beta) = N \cdot g \cdot \cos(\beta)$ bestimmt.

Die Winkeldispersion des Beugungsgitters erhält man durch Differentiation von (10a, b), wenn man den Einfallswinkel des Strahlenbündels α konstant hält. Sie ergibt sich zu:

$$\frac{\Delta\beta}{\Delta\lambda} = \frac{m}{g \cdot \cos(\beta)} \quad (15a)$$

Da anderseits Δβ den minimalen Wert $d\beta_{min}$ durch Beugung an $Q(\beta, \lambda) \cdot \cos(\beta)$ annehmen kann, und somit $d\beta_{min} \approx 1.22 \cdot \lambda / N \cdot g \cdot \cos(\beta)$ wird, folgt für die Winkelauflösung des Gitters:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{m}{g \cdot \cos(\beta) \cdot d\beta_{min}} \sim N \cdot m \quad (15b)$$

Die Größe der Eintrittspupille des Kollimators EP_{Kol} ist somit durch $Q(\beta, \lambda) \cdot \cos(\beta)$ und der Winkelauflösung bestimmt und erfordert u. U. eine beträchtliche Größe.

Da für α = 0° (Einfallswinkel = Flächennormale) die Bedingung $|\sin(\beta)| = |m| \cdot \lambda / g \leq 1$ ist, folgt, dass ein Gitter mit m = ±1, sowie g ≈ 1200 Striche / mm haben muss, um im Spektralbereich 300 nm < λ < 900 nm beobachten zu können. Für ein solches quadratisches Gitter mit der Kantenlänge l ~ 50 mm muss die $EP_{Kol} = Q(\beta, \lambda) \cdot \cos(\beta) \approx 50$ mm betragen, um das Gitter voll auszuleuchten. Die Winkelauflösung beträgt unter der Voraussetzung |α| = |β| = 60° und N ≈ 50 · 1200 = 49200; $\Delta\lambda / \lambda = 1 / (1200 \cdot \cos(\beta)) = 1.66 \cdot 10^{-3}$; für die C' - Linie (λ=643.8 nm) ~ 1.07 nm; für die F'- Linie (λ = 479.99 nm) ~ 0.8 nm. Das Winkelauflösungsvermögen λ / Δλ beträgt $50 \cdot 1200 = 6.0 \cdot 10^4$.

Der Vergleich des Auflösungsvermögens z. B. eines 60°- SF10 – 50 mm Glasprismas mit einem entsprechenden Gitter mit g = 1200 Str. / mm, |β| = 60° und cos(β) · 50mm = 25 mm effektiver geteilter Fläche, zeigt die Überlegenheit der Gitter:

$$(\lambda / \Delta\lambda)_{Git} / (\lambda / \Delta\lambda)_{FS10} = 3.0 \cdot 10^4 / 7.5 \cdot 10^3 \sim 4.0.$$

Deshalb hat man noch vor 1950, als kaum geteilte Gitter mit g > 600 Str./mm und < $(100 \text{ mm})^2$ geteilter Fläche zur Verfügung standen, für Astro-Spektrographen 2 bis 3 Prismen hintereinander geschaltet. Zum Teil lässt sich dies auch durch Verkitten von Glasprismen geringer Dispersion (z. B. BK7 Glas) mit Prismen hoher Dispersion (z. B. SF Glas, brechender Winkel ψ > 60°) bewerkstelligen und kommt so zu den Geradsichtprismen (Amici-, Zenker-, Wernicke-Prismen) oder `Compoundprismen´ (Rutherford-Prisma).

Der prinzipielle Aufbau des Reversions - Spektrometers mit Geradsichtprismen

Um 1869 stellte *K. F. Zöllner* ein völlig neues Messprinzip zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeit (RV) an kosmischen Objekten vor, das er `*Reversionsspektroskop*´ nannte. Mit einem nach diesem Prinzip gebauten Instrument in Verbindung mit einem Heliometer konnte erstmals *H. C. Vogel* 1871 die Sonnenrotation spektroskopisch durch die simultane und differentielle RV-Messung gegenüberliegender Sonnenränder nachweisen und dieser Nachweis steht am Beginn der Radialgeschwindigkeitsbestimmung kosmischer Objekte.

Nach der Erfindung der photographischen `Trockenplatten´ setzte sich die Objektivprismen-Kamera durch, die zur gleichzeitigen Gewinnung vieler Sternspektren führte. Dies veranlasste E. C. Pickering 1896 zur Wiederentdeckung der Reversions-Methode (RvM). Die RvM beruht auf der simultanen Gewinnung von zwei spiegelbildlich angeordneten Spektren des gleichen Objektes, nur dass also deren Dispersionsrichtungen (blau zu rot) um 180° verdreht sind (für die Objektivprismenkamera ist Simultanität für die Aufnahme revertierter Spektren jedoch nicht möglich).

Der Vorteil der RvM liegt vor allem in der Gleichzeitigkeit der Aufnahmen der spiegelbildlichen Spektren. Denn dadurch wird sozusagen ein Spektrum mit sich selbst verglichen. Es werden damit die obig besprochenen (Abschnitt 2) äußeren Fehlereinflüsse weitgehend kompensiert, da sie sich gegenläufig auf die spiegelbildlichen Spektren auswirken und bei der Auswertung herausmitteln. Ähnliches gilt auch für Blendlinien in den Spektren. Hinzu kommt, dass sich die lineare Dispersion ($D(\lambda) = f_{Ka} \cdot \Delta\delta / \Delta\lambda$ [mm/nm oder Pixel/nm]) verdoppelt, jedoch nicht die Winkeldispersion bzw. –Auflösung.

Wie sich sofort ersehen lässt (an Hand ruhender Laborlinien): ist für RvM-Spektren $x(\lambda) = x_0 + D(\lambda)$ die Position der Linie λ des auf den Detektor abgebildeten Spektrum mit der Dispersionsrichtung blau → rot, so hat das revertierte Spektrum die Richtung rot → blau; und die Linienposition ist $x'(\lambda) = x_0 - D(\lambda)$. Somit beträgt die Differenz:

$$\Delta x = x(\lambda) - x'(\lambda) = 2 \cdot D(\lambda) \qquad (16a)$$

Zeigt nun ein kosmisches Objekt die RV = λ + dλ; so ergibt sich für

$$\Delta x_{RV}(\lambda + d\lambda) = 2 \cdot \left[D(\lambda + d\lambda) - D(\lambda) \right] \qquad (16b)$$

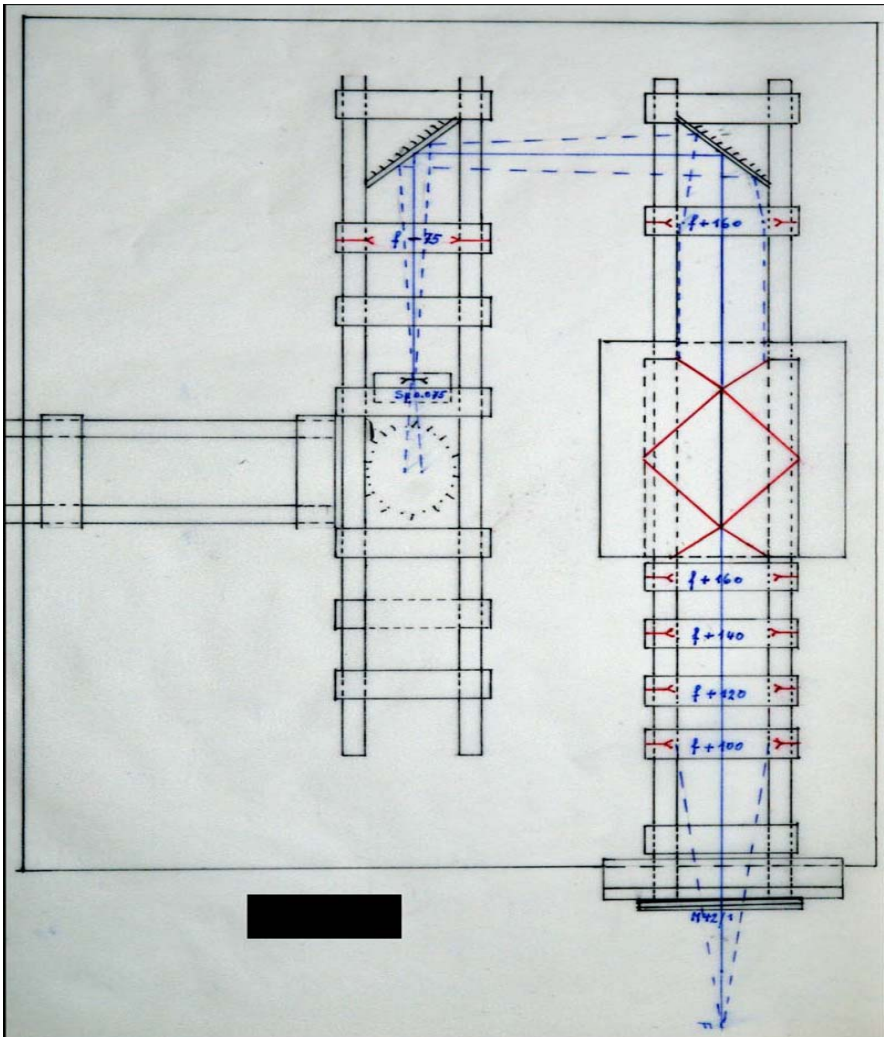

Abb. 1: Schema des Reversions-Prismen-Spektrometers.

Die Reversionsmethode lässt sich durch Kombination verschiedener dispergierender Medien erreichen: wie z. B. die Kombination zweier Geradsichtprismen; zweier Gitterprismen (`Grism´ in dachförmiger Anordnung oder brechenden Kanten um 180° verdreht) oder der Kombination eines `Grism´ mit einem `Köster-Doppelprisma´. Weiterhin kann durch ein Phasengitter an Stelle des Objektivprismas die Simultanität bewerkstelligt werden, mit dem weiteren Vorteil, dass die Nullte - Beugungsordnung zugleich die Sternposition liefert.

In Abb. 1 ist der `Reversions-Prismen-Spektrograph´ (RPSpG), der für ein SC-Teleskop mit ein $N_T \sim 11$ ($F_T \sim 3.85 \cdot 10^3$ mm) entworfen wurde, schematisch dargestellt. Dieser besteht aus einem festen b = 50 µm Spalt mit h = 3 mm Spalthöhe, nachfolgend ist ein mikrometrisch variabler Spalt senkrecht dazu angeordnet um die Spalthöhe zu regulieren. Hinter diesem ist der `dialytische Kollimator´ mit $N_{Ko} \sim 11$ und effektiver Brennweite $f_{Ko} \sim 269$ mm angeordnet. Dieser besteht aus einer achromatischen Negativlinse f ~ -75 mm mit 25 mm freier Öffnung (fr. Öf.) und einem positiven Achromaten von 30 mm fr. Öf. mit f ~ +160 mm in einer optischen Distanz e ~ 124.25 mm. Durch geringfügige Änderung von e ± Δe erreicht man die Anpassung an etwas andere Ω_T. Der Durchmesser des parallelen Kollimator-Strahlungsbündels beträgt ~ 25 mm.

Zwischen diesen Achromaten sind zwei 45° justierbare Umlenkspiegel angebracht, die das Lichtbündel um 180° umlenken, um möglichst kompakte Bauweise für eine vorgegebene Montageplatte mit den Maßen 300 x 210 mm zu erreichen.

Die spiegelbildliche Kombination zweier `Compound-Geradsicht-Prismen´, d. h. die Basisflächen der inneren Schwerflintprismen (s. u.) sind im Kontakt, ist längs der Strahlrichtung fest montiert, kann aber bezüglich des Kollimators in verschiedene Stellungen gebracht werden, um Kameraobjektive mit den Brennweiten $f_{Ka} \sim 160$, 140, 120 und 100 mm verwenden zu können. Diese sind achromatische Linsen mit 30 mm fr. Öf.. Ihre EP_{Ka} liegen unmittelbar hinter den Austrittfenstern der zwei Geradsichtprismen.

Die schematische Ausführung der Geradsichtprismen-Kombination zeigt Abb. 2: Nach den Herstellerangaben der Geradsichtprismen vom Rutherford-Typ haben diese eine Geradsichtwellenlänge λ_G = 587.6 nm (gelbe He - Linie), eine effektive Winkeldispersion von Δε = σ (480 nm) – σ (643.8 nm) = 4° 35'. Somit ergibt dies mit einer Kamerabrennweite von etwa f_{Ka} = 100 mm eine lineare Spektrenlänge am Detektor von ~ 8 mm bzw. eine reziproke lineare Dispersion 1 / D ~ 20 [nm/mm] zwischen den angegebenen Wellenlängen.

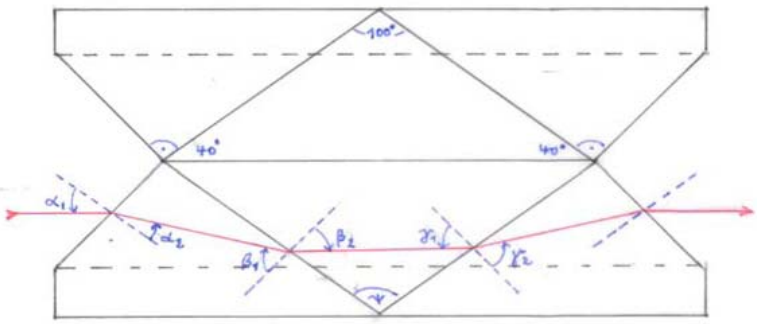

Abb. 2: Schematischer Strahlenverlauf im geradsichtigem `Compoundprisma´ mit BK7- & SF1 Prismen Die Winkelangaben sind um ±1° unsicher

Diese Dispersion setzt sich zusammen aus der Differenz der Dispersionen des SF-Glas-Prismas mit brechenden Winkel ψ ~ 102°, der Basislänge B ~ 50 mm und den beiden, mit den großen Kathetenseiten auf die Schenkelflächen des SF-Prismas aufgekitteten, rechtwinkligen BK7-Glasprismen mit ψ ~ 39°, B ~ 41.5 mm (zurückgeschliffen auf 35.5 mm; siehe Abb. 2 mit dem schematischen Strahlenverlauf für λ_G).

Die rechteckigen Eintritt- bzw. Austrittsfenster (kleine Kathetenseite) der BK7-Prismen von der Größe 12 mm · 20 mm haben eine Neigung zur Strahlrichtung (= Einfallswinkel α_1 der Geradsichtwellenlänge) $\alpha_1 \sim \beta_2 \sim 39°$. Der Brechungswinkel α_2 im BK7 Prisma be-

trägt dann $\alpha_2 = \text{asin}[\sin(\alpha_1) / n_d] \sim 24°30'$ und trifft unter dem Winkel $\beta_1 \sim 65° 30'$ zur Normalen der Schenkelfläche des SF1 Prisma auf dieses.

Durch die Verkittung mit $n_d(BK7) < n_d(Kitt) < n_d(SF)$ wird bewirkt, dass die Reflexionsverhältnisse der BK7- und SF-Prismen beim Übergang der Strahlenbündel gemildert werden. Die Kitt-Zwischenschicht muss bei den optischen Rechnungen berücksichtigt werden, da die Verhältnisse V der Brechungsindizes $V_d = n_d(BK7) / n_d(Kitt)$, bzw. $n_d(Kitt) / n_d(SF)$ eine wichtige Rolle dabei spielen, denn die jeweiligen Winkel β' im Brechungsgesetz betragen somit $\beta_2' = \text{asin}[V_d \sin(\beta_1')]$

Im Idealfall würden bei der Abbildung die Doppelspektren sich an den gespiegelten Endbereichen gegenseitig überlappen. Infolge der Herstellungstoleranzen der zwei Geradsichtprismen bewirken diese, dass die realen monochromatischen Spaltbilder längs der Spalthöhe leicht verschoben sind und damit die Überlappung nicht zu Stande kommt. Aber auch die Dispersionskurven fallen dennoch etwas unterschiedlich aus.

Weiterhin muss erwähnt werden, dass alle Spektrallinien, auch die von Beugungsgitter-Spektrographen infolge der optischen Verzeichnungen gekrümmt sind, und zwar zeigt die konkave Krümmung in Richtung des kurzwelligen Bereiches! Beim Ausmessen (oder `Scannen´) der Spektren sollte man deshalb streng darauf achten, den Mittenbereich genau einzuhalten.

Für die mechanische Ausführung der ganzen Anlage und der optischen Teile wurde die `*Mikrooptische Bank´* von *LINOS–Qioptiq* verwandt, ausgenommen die Fassung der Doppel-Geradsichtprismen und des Einschiebeprismensatzes zur Einstrahlung des Labor-Spektrallampenlichtes (zur Spektreneichung), die Eigenkonstruktionen sind. Als Spektrallampen werden auch Glimmlampen mit Ne- bzw. Ar/He-Füllung eingesetzt, da sie direkt an das Stromnetz ohne Transformator angeschlossen werden können. Zur Registrierung der Doppelspektren dienen CCD-Detektoren bzw. SL-Digitalkamera-Bodies, aus denen das Farbsperrfilter entfernt wurde, um den Spektralbereich zu erweitern. Abb. 3 zeigt die Gesamtansicht des Spektrographen unter Weglassung der Anschlusseinrichtung an das Teleskop und den Sperrholz-Schutzkasten.

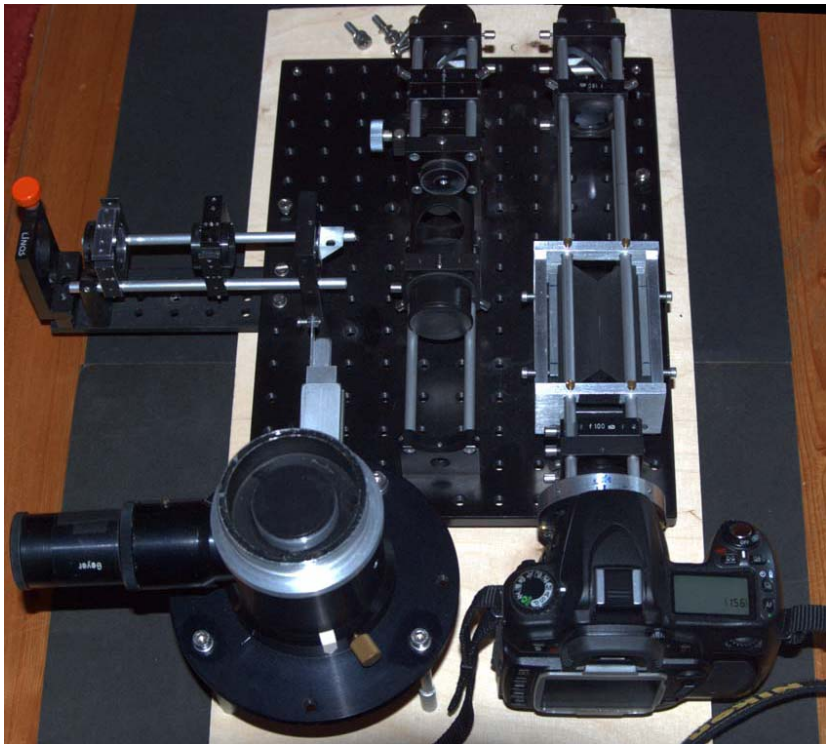

Abb. 3: Aufsicht auf das des Reversions-Prismen-Spektrometer von oben, Teleskopanschluß ist ausgebaut. Der Lichteinfall erfolgt von oben am Umlenkspiegel im Zentrum der Montageplatte, unmittelbar oberhalb befindet sich der Spalt und anschließend die Spalthöhenbegrenzung und die Kollimatoroptiken mit Umlenkspiegel.

Methoden der Spektrenauswertung für die Radialgeschwindigkeitsbestimmung

Um die Linienverschiebung überhaupt ermitteln zu können, müssen zuerst die linearen Dispersionskurven $D(\lambda_i)$ nach (16a, b) mittels Spektrallampen-Aufnahmen der Doppel-Spektren bestimmt werden (siehe zu diesem Abschnitt die diversen Labor- & Tageshimmel-Doppelspektren mit dem Reversion-Prismen-Spektrometer in Abb. 4a-d). Um Veränderungen während der Sternaufnahmen auszuschalten, werden unmittelbar vor und nach der Aufnahme der Sternspektren ebenfalls die Spektrallampen aufgenommen. Dabei sollen die Spektrenpaare am Detektor für die Linien H – F und H – C etwa folgende Anordnung zeigen:

blau F ——————————————— C rot (Spektrum 1)

rot C ——————————————— F blau (Spektrum 2)

Die F-Linie habe im Spektrum 1 die (Pixel)-Position $d_F(x_F, y_F) = d_0 + D(\lambda_F)$, die C'-Linie $d_C(x_C, y_C) = d_0 + D(\lambda_C)$; für das revertierte Spektrum 2 jedoch $d'(x', y') = d'_0 - D'(\lambda)$ unter Weglassung der Indizes. Da nun – wie dargelegt – die beiden Geradsichtprismen geringfügige Unterschiede in ihrer $D(\lambda)$ aufweisen ist (16a) durch folgenden Ansatz zu erweitern:

$\Delta x = x - x' = [d_0(x) - d_0'(x')] + [D(\lambda) + D'(\lambda)] = \gamma + 2 \cdot D_0(\lambda)$; wobei nun

$\gamma = [d_0(x) - d_0'(x')]$ und $D_0(\lambda) = [D(\lambda) + D'(\lambda)]$ sind.

Der funktionelle Zusammenhang zwischen $D(\lambda)$ bei bekannter Labor-Wellenlänge λ_i und deren gemessener Position x_i lässt sich durch die Interpolationsformel von *Hartmann–Cornu* annähern:

$\lambda = \lambda_0 + C / (x_0 - x)$, wenn die x-Messung bei steigender Wellenlänge ebenfalls zunimmt;
$\lambda = \lambda_0 + C / (x_0 + x)$, wenn x mit fallender Wellenlänge zunimmt.

Die Konstanten λ_0, C, x_0 ergeben sich durch Auflösung der Gleichung mittels 3 Wellenlängen: $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ und den dazugehörigen gemessenen x_i. Das Rechenschema zur Ableitung der Konstanten wird im Anhang wiedergegeben. Sind im Laborspektrum weitere Linien zwischen λ_1 und λ_3 bekannt, so lässt sich die Dispersionskurve verbessern, indem man die `(B – R)-Korrektionskurve´ durch ein Ausgleichverfahren bestimmt und die jeweiligen Verbesserungen an den Wellenlängen anbringt, die zunächst mittels der Hartmann–Interpolationskurve bestimmt wurden. Für ein mit RV-behaftetes Stern-Doppelspektrum gilt nun $V_{RV} = [(c / \lambda) \cdot (d\lambda / dx)] \cdot dx$; wobei c die Lichtgeschwindigkeit und dx die am Detektor gemessene lineare Wellenlängenverschiebung bedeuten. Mit $\Delta x = \gamma + D_0(\lambda) + (V_{RV} \cdot \lambda / c) \cdot [\Delta D_0(\lambda) / \Delta\lambda]$ ergibt sich somit für die Radialgeschwindigkeit RV:

$$V_{RV} = \frac{1 - y - D_0(\lambda)}{\Delta D_0(\lambda)} \cdot c(\lambda) \cdot \frac{\Delta\lambda}{\Delta x} \qquad (17)$$

Bei der praktischen Auswertung wird man für alle messbaren Laborlinien die $\Delta x = x^{(1)} - x^{(2)}$ bilden und $V_{RV} = 0$ setzen und somit die Größe $\gamma + D_0(\lambda)$ bestimmen. Anschließend wird die gleiche Prozedur auf das Stern-Doppelspektrum angewendet. Eine elegante, mathematische Methode der Auswertung besteht darin, dass man die Doppelspektren mittels eines Bild-Auswerteverfahrens (z. B. AIP4WIN - Software) nach exakter Ausrichtung scannt und anschließend die numerischen Scan-Werte einem Faltungsprozess (Convolution) mittels der FFT (Fast Fourier Transform) unterwirft.

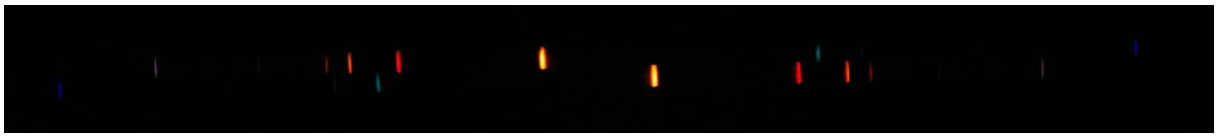

Abb. 4a: He-Labor-Spektrallampe

Abb. 4b: Ne-Glimmlampe Spektren

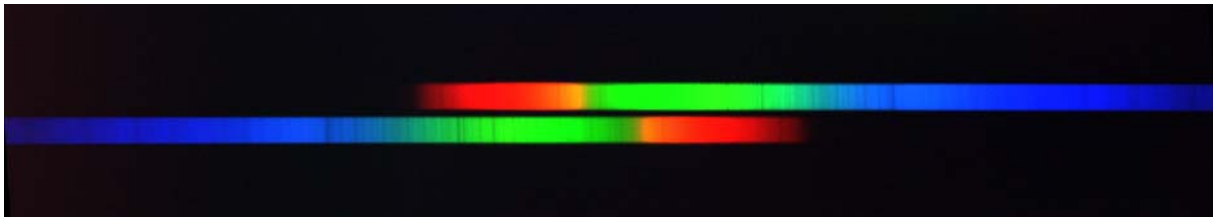

Abb. 4c: Wolkenloser Zenith – Tageshimmel – Spektren

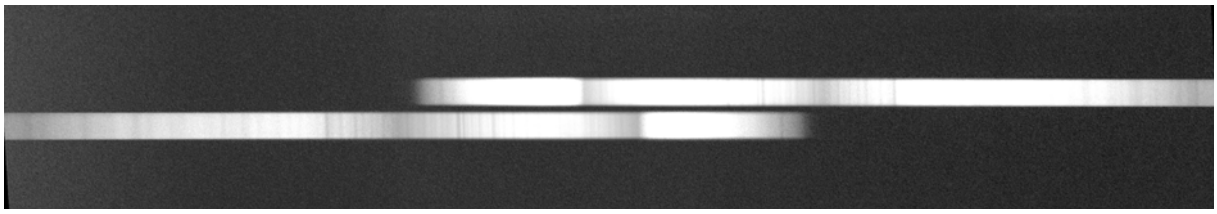

Abb. 4d: Wolkenloser Zenith – Tageshimmel – SW-Spektren

Einige Literaturhinweise:

[1] Bowen, I. S.: Spectrographs, in Stars and Stellar Systems II Astronomical Techniques,
Editors: G. Kuiper, B. Middlehurst , W. A. Hiltner, University Chicago Press 1962.

[2] Bracewell, R. N.: The Fourier Transform and its Applications, McGraw-Hill Company, New York, 2nd Edition 1986.

[3] Donecker, J.: Experimentelle Technik der Festkörper – Spektroskopie, WTB-Akademie Verlag, Berlin 1985.

[4] Eberhardt, G.: Sternspektrographie und Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten, in Grundlagen der Astrophysik Bd. I/1, Springer Verlag Berlin 1933.

[5] Geyer, E. H.: Unobstruierte Teleskop-Optiken, in Jenaer Jhrb. zur Industrie & Technikgeschichte, Herausgeber M. Steinbach, Bd. 12, Jena 2009.

[6] Geyer, E. H.: The Reversion Spectrometer of K. F. Zöllner, in Karl Friedrich Zöllner and the historical dimension of astronomical photometry, Editors C. Sterken, K. B. Staubermann, University of Brussels / Belgium 2000.

[7] Geyer, E. H., Schmidt, H.: Zur Verwendung von Gitterprismen, in Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Nr. 40, Hamburg 1976.

[8] Linos – Qioptiq Katalog 2010 / 2011, Göttingen 2010.

[9] Naumann, H., Schröder, G.: Bauelemente der Optik, Carl Hanser Verlag, München 1992.

[10] Runge, C., Meissner, K. W.: Spektroskopie, in Grundlagen der Astrophysik Bd. I/1, Springer Verlag Berlin 1933.

[11] Sawyer, R. A.: Experimental Spectroscopy; 3rd Edit. Dover Publications, Inc., New York 1963.

[12] Schaub, W.: Qualitative Spektralanalyse, in Handbuch der Experimentalphysik Bd. 26 Herausgeber B. Strömgren, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1937.

[13] Seitter, W. C.: Atlas für Objektiv Prismen Spektren – Bonner Spektralatlas I,
F. Dümmler Verlag Bonn 1970.

Spektroskopie-Camp der Sonderklasse

(v. Ernst Pollmann, Leverkusen)

Der Spektroskopie-Workshop am Observatorium de Haute Provence in Südfrankreich - das weltweit wohl interessanteste Ereignis für interessierte Amateur-Astrospektroskopiker - ist auch in diesem Jahr wieder mit großem Erfolg zu Ende gegangen. Ca. 50 internationale Teilnehmer (Abb. 1) nutzten vom 12.-17. August 2012 diese jährlich stattfindende Gelegenheit zur praktischen Spektroskopie unter dem traumhaften Himmel über dem OHP-Observatoriumsgelände (Abb.2) sowie zum intensiven Erfahrungsaustausch über Spektrenbearbeitung und Ergebnisinterpretationen. Nirgendwo sonst weltweit bietet dieses einmalige Treffen Amateurspektroskopikern die Möglichkeit, eine Woche lang aus dem Vollen zu schöpfen.

Abb. 1: Gruppenbild der Workshop-Teilnehmer (Foto: V. Desnoux)

Abb.2: Das Spektroskopiecamp unter dem nächtlichen OHP-Himmel (Foto: P. Debreuil)

Die Beobachtungsziele der Teilnehmer konnten dabei nicht vielfältiger sein. Mit den heutigen leistungsstarken Amateurteleskopen und -spektrographen werden Objekte spektroskopiert, die noch vor wenigen Jahren ausschließlich der professionellen Astronomie vorbehalten waren. Schwache Novae, RR Lyrae-Sterne, planetarische Nebel, und selbstverständlich auch die klassischen Be-Sterne bildeten die Schwerpunkte der nächtlichen Beobachtungsaktivitäten. Im Rahmen des Tagesprogrammes sind darüber hinaus vier Vorträge zu spektroskopisch relevanten Themen angeboten worden:

Valerie Desnoux: Beschreibung von Herbig Ae/Be Objekten
Ivan De Gennera Aquino: Emissionslinien-Astrophhysik und Novae
Denis Gillet (OHP-Direktor): RR Lyrae Sterne and stellare Pulsationen
Agnes Acker: Planetarische Nebel

Der Zufall wollte es, dass am 8.August - wenige Tage vor Beginn der OHP-Veranstaltung von dem japanischen Beobachter S. Fujikawa die Nova 2012Mon bei einer Helligkeit von 9.4 mag entdeckt wurde. Selbstverständlich war diese Entdeckung auch Beobachtungsziel einiger OHP-Teilnehmer, die mit dem niedrigdispersiven Spektrographen LISA ausgestattet waren. So gelangen Stephane Charbonnel (Frankreich) und Jim Edlin (USA), die ersten Spektren dieses Objektes, wovon eines in Abb.3 exemplarisch dargestellt ist. Weitere OHP-Spektren sind zu finden unter: www.astrosurf.com/aras/novae(Nova2012

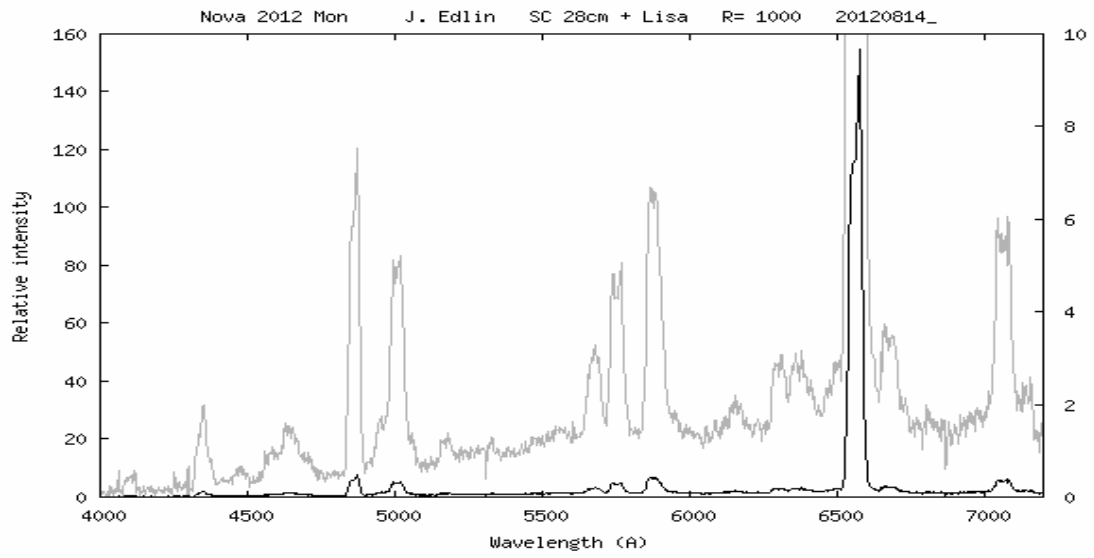

Abb. 3: Erstes LISA-Spektrum der neu entdeckten Nova, aufgenommen von Jim Edlin (USA)

Besonders reizvolle Spektroskopie am Dämmerungshimmel ist vom Schweizer Teilnehmer Peter Schlatter in Zusammenarbeit mit Andreas Ulrich (Dachau bei München) durchgeführt worden. Ziel der Beobachtungen waren die sog. Aurora-Emissionen des Natrium und des Sauerstoffs (OI) in ca. 80km Atmosphärenhöhe zu bestimmten Zeitpunkten des Sonnenstandes (siehe Abb. 4).

In diesen Atmosphärenschichten werden diese Elemente durch die Strahlung der Sonne angeregt. Tagsüber sind diese Emissionen wegen der Überstrahlung des Sonnenlichtes nicht sichtbar und während der Nacht fehlt zur Sichtbarmachung die anregende Sonnenstrahlung. In einer Übergangsphase jedoch, bei einem Sonnenstand von etwa ~

7-10° Horizonthöhe sind für eine gewisse Zeit diese Emissionen sichtbar. Dieses Experiment war leicht mit dem oben bereits erwähnten LISA-Spektrographen und einem kleinen Linsenteleskop durchführbar.

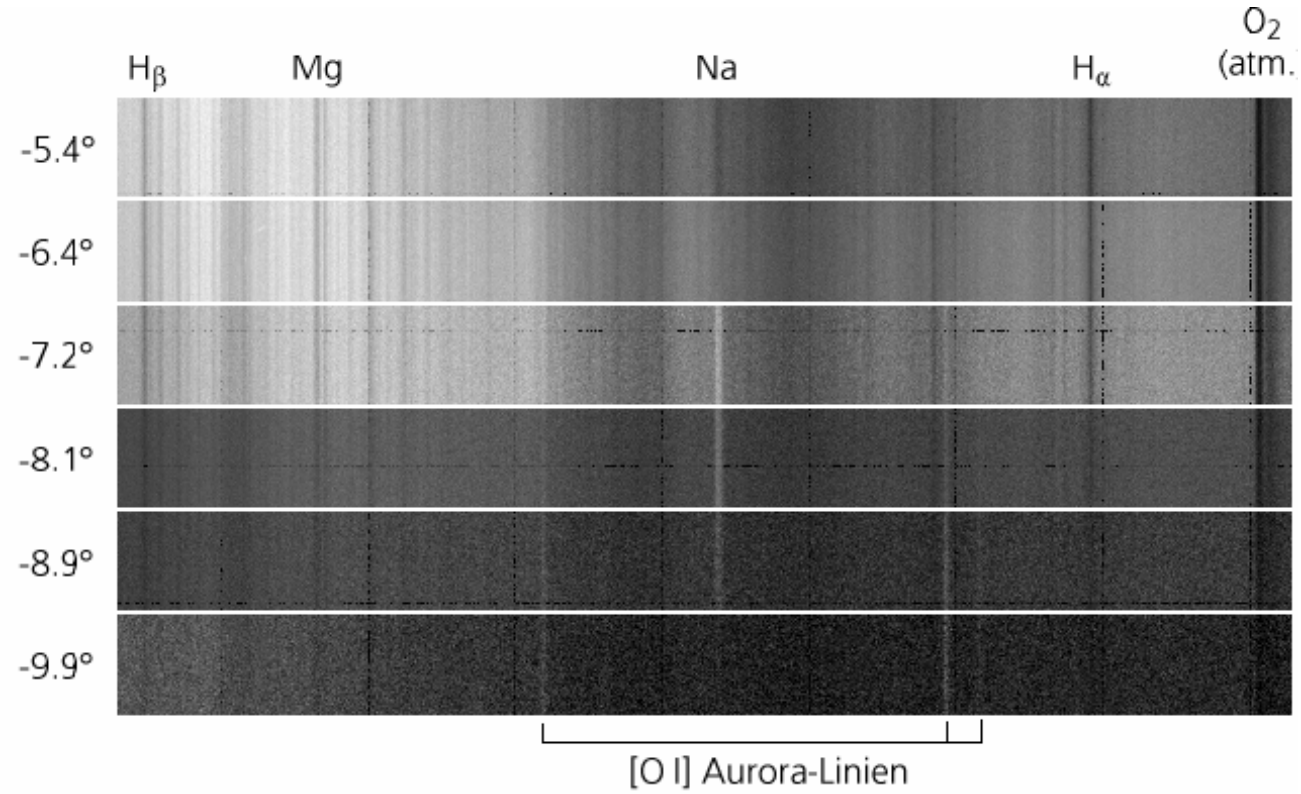

Abb. 4: Die Aurora -Emissionen in Himmelspektren während der Dämmerungsphase. Die Zahlen auf der linken Bildseite geben die Höhe der Sonne über dem Horizont an. Im ersten Spektrum sieht man Na noch in Absorption und im zweiten wird diese durch die Emission gerade kompensiert. (Aufnahmen: P. Schlatter, Bern, CH).

Meine Teilnahmeaktivität beschränkte sich dagegen auf den Ergebnis- und Erfahrungsaustausch mit Kollegen, deren Spektren wichtige Beiträge in meinen Langzeitmonitorings darstellen. Wenngleich bereits seit Jahren eine beachtliche Anzahl v.a. französischer Sternfreunde intensiv an verschiedenen Monitorings teilnehmen, so ist es mir darüber hinaus gelungen, Bobachtungsbereitschaft an laufenden Monitorings bei einigen neuen Beobachtern zu erzeugen.

Dies trifft u.a. zu auf die Objekte P Cyg, δ Sco, α Oph, π Aqr & VV Cep, um nur die wichtigsten aus meiner Sicht zu nennen. Besonders wichtig waren mir während des einwöchigen Workshops die Spektrengewinnung am Be-Doppelsternsystem πAqr im Bereich der Wasserstoffemission Hα (siehe Abb. 5).

Gewisse Besonderheiten in der zeitlich periodischen Variation dieses Linienprofils (= Variabilität der Intensitätsverhältnisse der Doppelpeak-Emission) konnten erfreulicherweise Dank der ausgesprochen hohen Teilnehmerbereitschaft in ausreichender Beobachtungsdichte abgedeckt werden, so dass das bisherige, inzwischen mehrjährige Langzeitmonitoring um einige wichtige Messungen erweitert werden konnte. Im Vordergrund dieses Monitorings steht eine Periodenanalyse der Profilvariation mit einer Periode von ca. 84 Tagen.

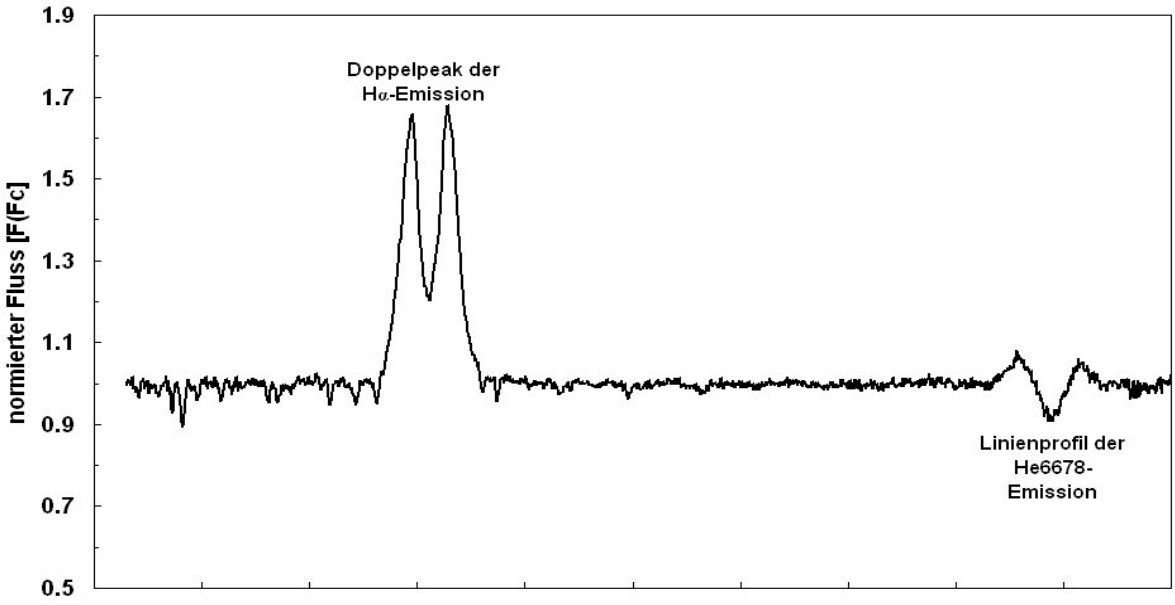

Abb.5: Spektrum im Bereich der Hα-Emission des Be-Doppelsterns π Aqr

Zu diesem jährlichen OHP-Spektroskopieworkshop - das inzwischen zum achten Mal stattgefundene Spitzenereignis für aktive Amateurspektroskopiker – gibt es nach meiner persönlichen Einschätzung keine vergleichbare Alternative wenn es darum geht, sich als Amateurastronom ernsthaft und seriös mit dem Fachgebiet der Astrospektroskopie zu beschäftigen.