SPEKTRUM

Mitteilungsblatt
über

Astro-Spektroskopie für Amateure

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

Ausgabe Nr. 45 (01/2013)
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
A.G.Voulgaris, P.S.Gaintatzis J.H.Seiradakis, J.M.Pasachoff, T.E.Economou	Spectroscopic Coronal Observations during the Total Solar Eclipse of 11 July 2010 (Part 1)	1
E. Wischnewski	Messung von Äquivalentbreiten mit dem Star-Analyser 100	10
D. Kuna	Beobachtung und Untersuchung des Sternsystems 51 Pegasi mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitsmethode (Teil 1)	18
E. Pollmann Th. Bauer	International Observing Campaign: Photometry and Spectroscopy of P Cygni	23

Spectroscopic Coronal Observations during the Total Solar Eclipse of 11 July 2010 (Part 1)

A.G. Voulgaris • P.S. Gaintatzis • J.H. Seiradakis • J.M. Pasachoff • T.E. Economou

A.G. Voulgaris

Evrivias 5c, GR-542 50 Thessaloniki, Greece

P.S. Gaintatzis, J.H. Seiradakis (✉)

Department of Physics, Section of Astrophysics, Astronomy and Mechanics, Aristotle University of Thessaloniki, GR-541 24 Thessaloniki, Greece

e-mail: jhs@astro.auth.gr

J.M. Pasachoff (✉)

Williams College—Hopkins Observatory, Williamstown, Massachusetts 01267, USA
e-mail: eclipse@williams.edu

T.E. Economou

Laboratory for Astrophysics and Space Research, Enrico Fermi Institute, University of Chicago, Chicago, IL 60637, USA

Abstract The flash spectra of the solar chromosphere and corona were measured with a slitless spectrograph before, after, and during the totality of the solar eclipse of 11 July 2010, at Easter Island, Chile. This eclipse took place at the beginning of the Solar Cycle 24, after an extended minimum of solar activity. The spectra taken during the eclipse show a different intensity ratio of the red and green coronal lines compared with those taken during the total solar eclipse of 1 August 2008, which took place toward the end of Solar Cycle 23. The characteristic coronal emission line of forbidden Fe XIV (5303 Å) was observed on the east and west solar limbs in four areas relatively symmetrically located with respect to the solar rotation axis. Subtraction of the continuum flash-spectrum background led to the identification of several extremely weak emission lines, including forbidden Ca XV (5694 Å), which is normally detected only in regions of very high excitation, *e.g.*, during flares or above large sunspots. The height of the chromosphere was measured spectrophotometrically, using spectral lines from light elements and compared with the equivalent height of the lower chromosphere measured using spectral lines from heavy elements.

Keywords Eclipses • Corona • Chromosphere's Height • Continuum Background • Ionized Iron • Lower Chromosphere • Continuum Subtraction

1 Introduction

We continue our joint work on the solar chromosphere and corona, which started with the total solar eclipse of 29 March 2006 (Voulgaris *et al.*, 2010). On 11 July 2010, we observed the total solar eclipse at Easter Island in the South Pacific. The flash spectrum of the solar corona

was measured with a slitless solar spectrograph made by one of us (AV). Although Solar Cycle 24 had just begun, the emission lines from forbidden both Fe X and Fe XIV were clearly visible in the coronal spectra, whereas only the cooler of the two lines were detectable during solar minimum. This change in ratio indicates an increase in the temperature of the corona as solar activity is on its way to the next solar maximum, perhaps the last solar-activity cycle for some decades (Pasachoff, 2011; Pasachoff and MacRobert, 2011).

Throughout the recent solar minimum, the total absence of energetic flares as well as the general low solar activity resulted in a drop of the corona temperature. During that time, significant changes were observed in the intensities of the forbidden Fe X and Fe XIV emission lines, corresponding to ionization temperatures of 1.2×10^6 K and 1.8×10^6 K, respectively. Other strong lines are available in the infrared, as discussed by Pasachoff, Sandford, and Keller (1978) and, with improved techniques, by Habbal *et al.* (2011). During the solar minimum, many known multiply ionized coronal emission lines are not detectable, since they require a much higher temperature. An example of such elements is forbidden Ca XV (5694 Å), with an ionization temperature of 2.3×10^6 K, whose emission lines have never been reported during solar minimum. See also Wagner and House (1968).

Studies of the total solar eclipses from the ground are part of an effort to understand the processes that are going on in the solar corona with ever improving ground equipment (Singh *et al.*, 2011) and supplementing the results obtained from space missions (Pasachoff, 2009a, 2009b).

From the work of Mazzotta *et al.* (1998), it can be concluded that the multiply ionized elements with high ionization potential continue to emit even at lower temperatures, albeit with extremely low signal, near or at the limits of the continuum. This extremely faint signal from the above-mentioned elements explains why such lines are not directly observed during the solar minimum. Faint emission lines are barely detected in the spectra.

In this article, we concentrate on the analysis of flash spectra that were obtained during the 2010 total solar eclipse and the possibility of detecting extremely low intensity emission lines from multiply ionized elements in the solar corona. These extremely faint emission lines are easily recognized, since they follow the circular solar limb pattern, similar to the stronger emission lines.

2. Observations and Data Recording

2.1. The Total Solar Eclipse of 11 July 2010, at Easter Island

We observed the total solar eclipse from Easter Island, Chile, South Pacific (longitude –109° 25′ 29.2′′ and latitude –27° 08′ 36.3′′) under exceptionally clear weather conditions, in spite of the general weather variability of the previous days and rain until the very last morning of the day of the eclipse. The observations took place at the premises of the Vai Moana Hotel, 2

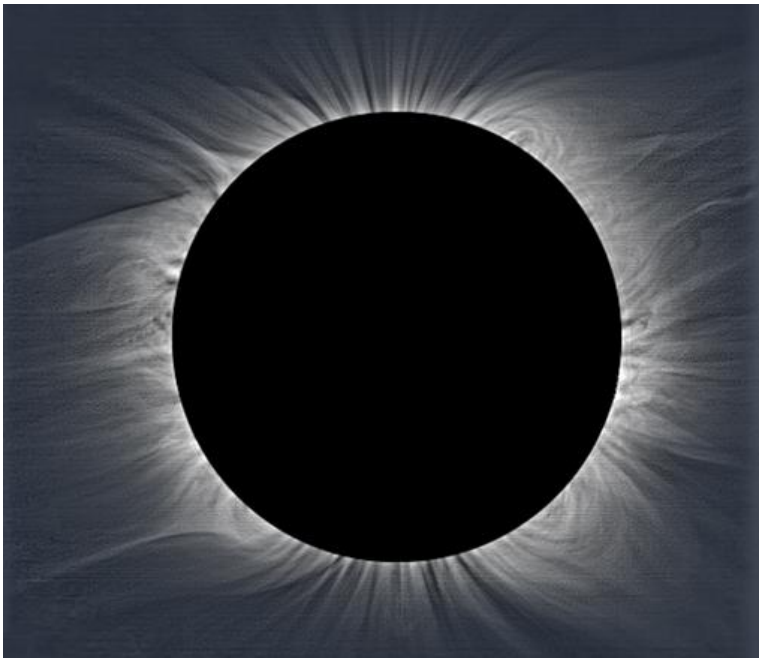

Figure 1 The inner and middle corona of the total solar eclipse of 11 July 2010. Twenty-five images, of several exposure times, have been composed using a phase-correlation method. In the composed image, local adaptive filters have been applied for the enhancement of corona's structure. North is up.

Km from Hangaroa, the capital of the island. The observing site was 26.6 km away from the central line of the eclipse. The duration of the total eclipse at our site, uncorrected by the limb profile, was 4 minutes and 41.5 seconds; the Kaguya-LRO derived profile gave a duration of 4 minutes and 35.4 seconds. The middle of totality occurred at 20:10:49.8 UT (Espenak and Anderson, 2008; Jubier, 2010) with local time = UT –6 h, or 14:10. As is typical near solar minimum, the corona was extended equatorially without high-latitude streamers and with only plumes showing near the poles (Figure 1). The corona's structure in Figure 1 was enhanced using previously published digital techniques of Druckmüller (2006, 2009). Pasachoff *et al.* (2011a) provide extensive coverage of coronal imaging of this eclipse from the same site on Easter Island, from Tatakoto in French Polynesia, and from several solar spacecraft. The solar-activity cycle had risen considerably since the China/Marshall-Islands observations of the 22 July 2009 total solar eclipse, for which the sunspot number was essentially zero (Pasachoff *et al*., 2011b).

2.2. The Slitless Spectrograph and Data Recording

A Canon 40D digital camera and a slitless spectrograph that have been described by Voulgaris *et al.* (2010) were used to record the flash spectrum. We used ISO 400 with exposure time 1/8000 second during the partial eclipse, between 1/5000 second and 1/1000 second, a few seconds before the second and after the third contact and between 1/50 second and 1/25 second during the total phase. The flash spectrum was captured before, during, and after the

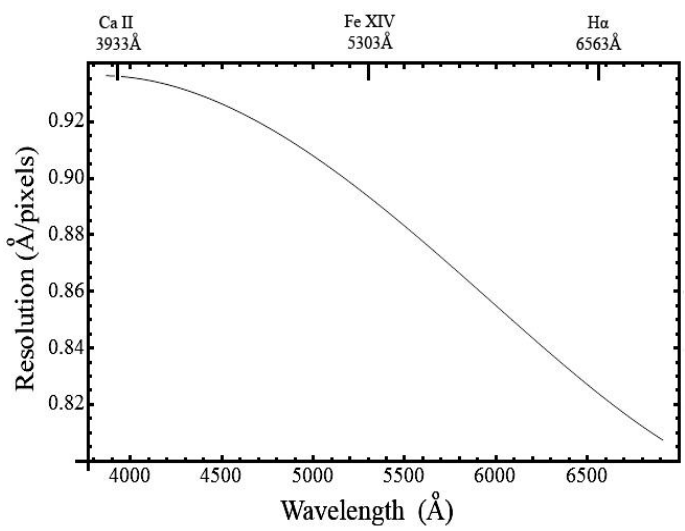

Figure 2 The dispersion of the spectrograph as a function of wavelength.

total eclipse in 179 images. In each image, the entire solar disk corresponded to 275 pixels or 5065 km pixel^{-1}. We show the dispersion of the spectrograph as a function of wavelength in Figure 2.

3. Data Analysis and Image Processing

During totality, the Moon completely covers the photosphere and light comes only from the chromosphere and the solar corona. Light from the corona derives mainly from three sources: The continuum (*K*), the emission (*E*), and the Fraunhofer (*F*) coronas (*i.e.*, Golub and Pasachoff, 2010) and references in Pasachoff (2010). A number of telluric absorption lines are generated in Earth's atmosphere (mainly from O_2 and H_2O), whose intensities depend on the thickness of the atmosphere and on the terrestrial water vapor content. These lines are detectable in bands at the yellow (H_2O absorption, 5875.6 Å – 5990.9 Å), orange (O_2 absorption, 6276.6 Å – 6310.6 Å, band-a), red (H_2O absorption, 6472.4 Å – 6586.6 Å), and near infrared (O_2 absorption, 6867.1 Å – 6924.1 Å, band-B) part of the spectrum (Buil, 2011).

During totality, the flash spectrum is dominated by light from the *K*- and the *E*-corona. The *E*-corona in visible light is dominated by strong emission lines of forbidden Fe XIV (green), forbidden Fe X (red), and several other weak lines, which are difficult to detect as they are overwhelmed by strong continuum (K). The continuum background (*K*-corona) originates from scattered photospheric light and does not give any significant information of the energy content of the solar corona. So, we applied a set of techniques that resulted in significant reduction of the background continuum. Firstly, we combined a large number of images in order to increase the signal-to-noise ratio. Then the continuum was subtracted from this composite image, resulting in a clear view of the *E*-corona and the chromospheric emission lines. Finally, the emission lines were enhanced with a linear transfer function. In Figures 3 and 5 we assume that the flash spectrum extends along the horizontal axis (*x*). The range of pixel values in all gray images is normalized to double precision real numbers (64-bit) between 0 (black) and 1 (white).

Before proceeding with the analysis, we applied two corrections to the data.

(i) Because the dispersion of the spectrograph (Å pixel^{-1}) is not a linear function of the wavelength (Figure 2), the spectra were linearized with respect to wavelength.
(ii) Because we used a slitless spectrograph, all spectral lines follow the circular shape of the chromosphere. Furthermore, this circular shape is distorted to elliptical shapes of varying semimajor *x*-axes, as we move away from the optical axis of the spectrograph.

The relevant corrections were made using Wolfram's Mathematica v.8.0 by one of us (P.G.). The procedure used to make the above corrections is described in Section 3.3.

3.1. Alignment

In order to produce a final composed spectrum at third contact (Figure 3a) the available images (15 in total) had to be (*i*) aligned and (*ii*) added taking into account the exposure time of each image (Equation (2)). The alignment was achieved using the phase-correlation method (De Castro and C. Morandi, 1987; Reddy and Chatterji, 1996; Druckmüller, 2009). In particular, for

the calculation of the translation (Δx, Δy) of an image $A(x,y)$ to an image $B(x,y)$ the following expression was used:

$$\left(\Delta x, \Delta y\right) = \arg\max_{(x,y)} \left[F^{-1}\left(\left(\frac{F\left(A_{xy}\right)\overline{F\left(B_{xy}\right)}}{\left|F\left(A_{xy}\right)+\varepsilon\right|\left|\overline{F\left(B_{xy}\right)}+\varepsilon\right|} \right)_{uv} \exp\left(-\frac{u^2+v^2}{2\sigma^2} \right) \right)_{xy} \right], \tag{1}$$

where F is the Fourier transform, F^{-1} is the inverse Fourier transform, ε is a sufficiently small non-zero real number, and σ is the standard deviation of a Gaussian function. The quantities (x,y) are the spatial coordinates and (u, v) are the corresponding frequency coordinates. For the parameters ε and σ we used the values $\varepsilon = 0.0005$ and $\sigma = 2$. Using the above transformation, the 15 images of the flash spectrum that had been captured in the time interval (t_{3rd} – 45sec, t_{3rd}) (where t_{3rd} is the instant of third contact) were aligned, with respect to the solar corona. Then, the aligned images were averaged:

$$I\left(x,y\right) = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \frac{P_i\left(x,y\right)}{t_i}, \tag{2}$$

where t_i is the exposure time of image $P_i(x,y)$ and $n = 15$ is the total number of images to be combined. The composed image $I(x,y)$ is presented in Figure 3a, while a cut across the y-axis (white line on either side of Figure 3a) is presented in Figure 4a.

3.2. Continuum Estimation and Subtraction

The continuum background intensity is not smooth along the y-axis; however, it extends smoothly along the x-axis, a fact that allows us to estimate it. Then, we can subtract it from the composed image $I(x,y)$. The continuum background can be estimated by applying a sequence of digital filters as presented below.

Firstly, we calculate the image $A_r(x,y)$:

$$A_r\left(x,y\right) = \min\left\{ I\left(z,y\right) : z \in \left[x-r, x+r\right] \right\}, \tag{3}$$

where r is twice the maximum base width (in pixels) of the strongest emission lines in Figure 3a. This was found to be r = 50 pixels. Then, by using the convolution operator, we smooth the image $A_r(x,y)$ along the x-axis and we estimate the continuum background $I_c(x,y)$:

$$I_c\left(x,y\right) = A_r\left(x,y\right) * G\left(x\right) = \int_0^{x_{\max}} A_r\left(t,y\right) G\left(x-t\right) \mathrm{d}t, \tag{4}$$

where $G(x)$ is the Gaussian function with $\sigma = 50$ pixels. The image $I_c(x,y)$ is a very good approximation of the continuum background spectrum (Figure 3b and 4b). Finally, the difference

$$I_E\left(x,y\right) = I\left(x,y\right) - I_c\left(x,y\right) \tag{5}$$

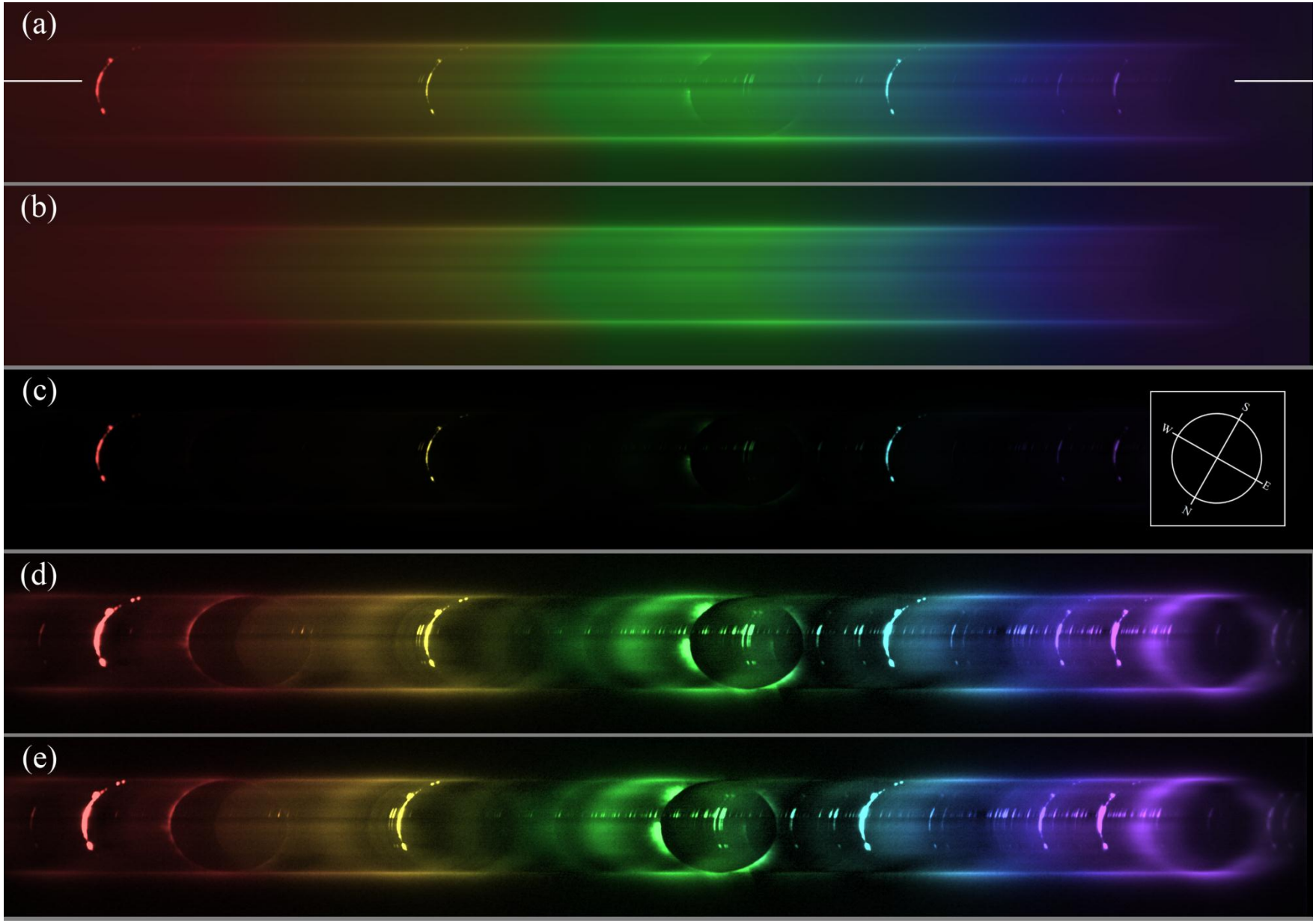

Figure 3 From top to bottom: a) Composed image $I(x,y)$. b) Continuum background $I_c(x,y)$. The North -- South axis in all images is rotated by 29.5^{o} clockwise with respect to the vertical axis.c) E-corona $I_E(x,y)$. d) E-corona $I_E(x,y)$ linearly enhanced. e) Linearization of the enhanced image with respect to wavelength T_1 $I_c(x,y)$. In this spectrum the resolution (Å pixel^{-1}) along the x-axis is constant.

is the spectrum of the *E*-corona (Figure 3c, Figure 4c). In order to enhance the details of the displayed spectrum of the *E*-corona, a suitable linear transfer function was applied to the image $I_E(x,y)$ (Figures 3d and 4d).

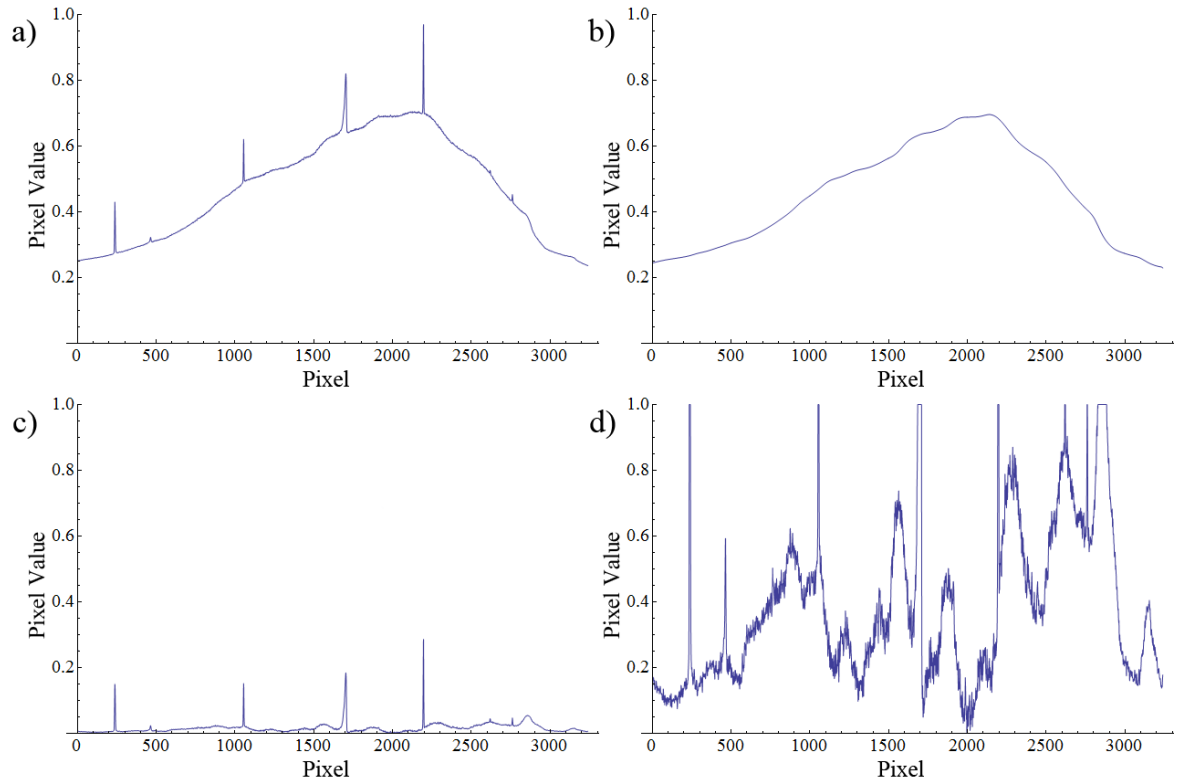

Figure 4 a) Top left: the cut across the *y*-axis of Figure 3a. b) Top right: the cut across the *y*-axis of Figure 3b at the same *y*-location as the white line either side of Figure 3a. c) Bottom left: the cut across the *y*-axis of image $I_E(x,y)$ at the same *y*-location as the white line either side of Figure 3a. d) Bottom right: the cut across the *y*-axis of Figure 3d at the same *y*-location as the white line either side of Figure 3a.

3.3. Linearization of the Spectrum

It is obvious from Figure 2 that the dispersion (Å pixel^{-1}) of the spectrograph depends on the wavelength. This means that in order to proceed with the identification of emission lines we have to linearize our spectra. Let w be the width of $I_E(x,y)$ and $\lambda_{\min}$ ($\lambda_{\max}$) the smallest (largest) recorded wavelength in the right (left) limit of $I_E(x,y)$. Let us define a cut (x,y_0) at an arbitrary height y_0 across the spectrum and let $\lambda(x)$ be the corresponding wavelength along the cut. Figure 2 shows exactly the absolute derivative of $\lambda(x)$ as a function of wavelength. The function λ: $[0,w] \rightarrow [\lambda_{\min},\lambda_{\max}]$ of $I_E(x,y)$ is strictly monotonic and can be estimated by fitting a smooth curve on the points (x_i, λ_i) of emission lines of the flash spectrum that are easily recognized (*e.g.* H, He, Na, Mg, Ca II) of the flash spectrum. For our purpose, we used a fourth-order polynomial. The linearization of the spectra was achieved via the transformation

$$T_1(x,y) = \left(w\frac{\lambda(x) - \lambda_{\max}}{\lambda_{\min} - \lambda_{\max}}, y \right), \tag{6}$$

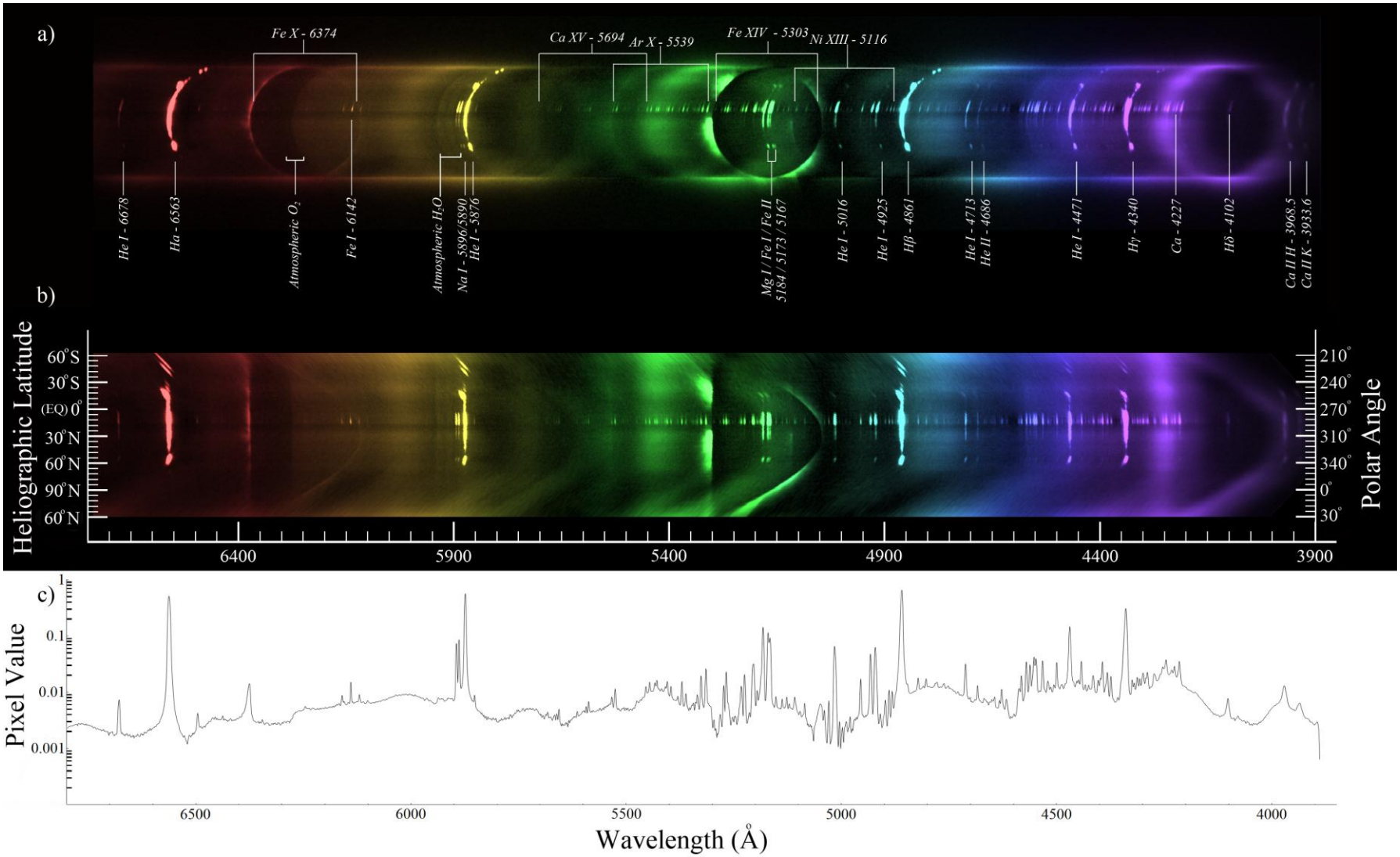

Figure 5 From top to bottom: a) Image $T_2T_1I_E(x,y)$ linearly enhanced. b) Linearization with respect to circumference of the solar disk $T_3T_2T_1I_E(x,y)$ linearly enhanced. c) $f(\lambda)$ with $\varphi_1 = 270^o$ and $\varphi_2 = 280^o$.

where each pixel at position (x,y) of the spectrum $I_E(x,y)$ is mapped to the position $T_1(x,y)$ of the new spectral domain $T_1I_E(x,y)$ (Figure 3e).

We notice that each circumference of the solar disk in the linearized domain (Figure 3e), as a function of wavelength, in the flash spectrum $T_1I_E(x,y)$, is approached by an ellipse, with minor axis $[2b]$ parallel to the y-axis and major axis $[2a]$ passing through the centers (x', y_0) of the solar images in the spectra. This means that the linear transformation $T_2(x,y) = (x, ay/b)$, where each pixel at the position (x,y) of the spectrum $T_1I_E(x,y)$ is mapped to the position $T_2(x,y)$ of the new spectral domain $T_2T_1I_E(x,y)$, transforms the ellipses to circles of radius a (Figure 5a).

Each pixel at position (x,y) of the spectral image $T_2T_1I_E(x,y)$ lies on a western semicircle of radius a centered at a point (x', y_0). If θ is the polar angle of this pixel, then $x = a\cos\theta + x'$ and $y = a\sin\theta + y_0$. For the linearization of the western semicircumference we used the transformation

$$T_3(x,y) = (x - a + a\cos\theta, y_0 + a\pi - a\theta) \tag{7}$$

where each pixel at position (x,y) of the image $T_2T_1I_E(x,y)$ is mapped to the position $T_3(x,y)$ of the new image $T_3T_2T_1I_E(x,y)$ (Figure 5b). In image $T_3T_2T_1I_E(x,y)$ the horizontal x-axis is proportional to the wavelength and the vertical y-axis is proportional to the polar angle. Finally, the function

$$f(\lambda) = \frac{1}{\Delta\varphi}\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} T_3T_2T_1I_E(\lambda,\varphi)\,\mathrm{d}\varphi \tag{8}$$

is the integrated intensity of the emission lines along the circumference of the solar images in the interval of polar angles $[\varphi_1, \varphi_2]=[270^{\circ}, 280^{\circ}]$ (Figure 5d).

Messung von Äquivalentbreiten mit dem Star-Analyser 100

Erik Wischnewski, Astrophysiker und Buchautor
Kontakt: info@astronomie-buch.de

Abstract

A method is presented to measure equivalent widths with a prefocal used blazed grating of 100 lines/mm under use of a digital reflex camera with a precision which permits a scientific utilization. Methods of the image processing were used. For P Cygni an equivalent width of the Hα emission line was measured by –76.9 ±2.4 Å in the evening of 2012 December 6.

Es wird ein Verfahren präsentiert, um Äquivalentbreiten spaltlos mit einem prefokal verwendeten Blazegitter von 100 Linien/mm unter Verwendung einer digitalen Spiegelreflexkamera mit einer Genauigkeit zu messen, die eine wissenschaftliche Verwertung erlaubt. Dabei kommen Methoden der Bildverarbeitung zum Einsatz. Als Beispiel dient P Cygni, für den am 6.10.2012 eine Äquivalentbreite der Hα-Emissionslinie von –76.9 ±2.4 Å gemessen wurde.

Spektrale Auflösung

Obwohl die Bestimmung von Äquivalentbreiten in den Bereich semiprofessioneller Anwendungen gehört, ist es doch möglich, auch mit dem Blazegitter Star-Analyser 100 – nachfolgend kurz das STA(-Gitter) genannt – brauchbare Ergebnisse zu erzielen. Das STA wird spaltlos verwendet und prefokal in den konvergenten Strahlengang wie ein Filter eingesetzt. Dadurch ist die spektrale Auflösung im Wesentlichen Seeing-begrenzt. Hinzu kommen schlechte Fokussierung und Nachführfehler. Bei digitalen Spiegelreflexkameras (DSLR) kommt unter Umständen noch der Spiegelrückschlag hinzu. Weil das STA meist bei kleineren Fernrohren zum Einsatz kommt, ist die Montierung oftmals nicht so stabil wie man es für höhere Auflösungen bräuchte. Es kommt also auch noch zu Verwacklungen. Obwohl mit dem STA, das 100 Furchen/mm bei einem nutzbaren Durchmesser von 24 mm besitzt eine theoretische Auflösung von R = 2400 gegeben ist, erreichte der Verfasser wegen der oben genannten Bedingungen (spaltlos, prefokal, Seeing-begrenzt, Fokussierung, usw.) bei einem Seeing von 5", einer f/7.5-Optik und einem Chip-Gitter-Abstand von d = 139.5 mm nur – oder immerhin noch beachtliche – R = 330 (entsprechend $\Delta\lambda$ = 20 Å bei Hα).

Dispersion und Kamera

Die verwendete Optik ist ein 127 mm ED-Apochromat mit f = 950 mm. Als Kamera kommt die Canon EOS 60Da (Pixelgröße = 4.3 µm) zum Einsatz. Damit beträgt die lineare Dispersion ca. 3 Å/Pixel. Wegen der Debayerisierung erreicht man aus diesem Grunde allein schon höchstens eine Auflösung von 3 Pixeln, was 9 Å entspräche. Im präsentierten Beispiel von P Cygni wurde zwei Sekunden belichtet, das heißt, Nachführfehler sollten nicht relevant sein. Die übrigen oben genannten Punkte führen zu aufgeweiteten Linien, die dafür aber flacher sind. Das heißt, die Fläche des Linienprofils und damit die Äquivalentbreite bleibt erhalten.

Rauschen und Genauigkeit

Für eine genügend hohe Genauigkeit der Äquivalentbreite ist vor allem ein geringes Rauschen wichtig, also ein hohes Signal/Rausch-Verhältnis. Da durch die Aufweitung der Peak der Linie (= Signal) niedriger liegt als bei hochaufgelösten Spektren, muss die Messung umso rauschärmer sein. Dies ist bei einer DSLR-Kamera erheblich schwieriger als bei einer CCD-Astrokamera, vor allem, wenn letztere noch gekühlt ist.

Addition von Bildern

Zur Reduzierung des Rauschens werden ca. 25 Bilder aufgenommen und bevorzugt mit Fitswork (notfalls auch mit Giotto) gemittelt. Dies verbessert das S/R-Verhältnis um einen Faktor 5. Für die Bildaddition benötigt man mindestens einen Stern oder eine andere punktförmige Lichtquelle, wie zum Beispiel die nullte Ordnung. Die geringe Dispersion des STA und das große Bildfeld einer DSLR-Kamera erlaubt es, sowohl den Spektralfaden als auch die nullte Ordnung gemeinsam auf ein Bild zu bannen (siehe Bild 1).

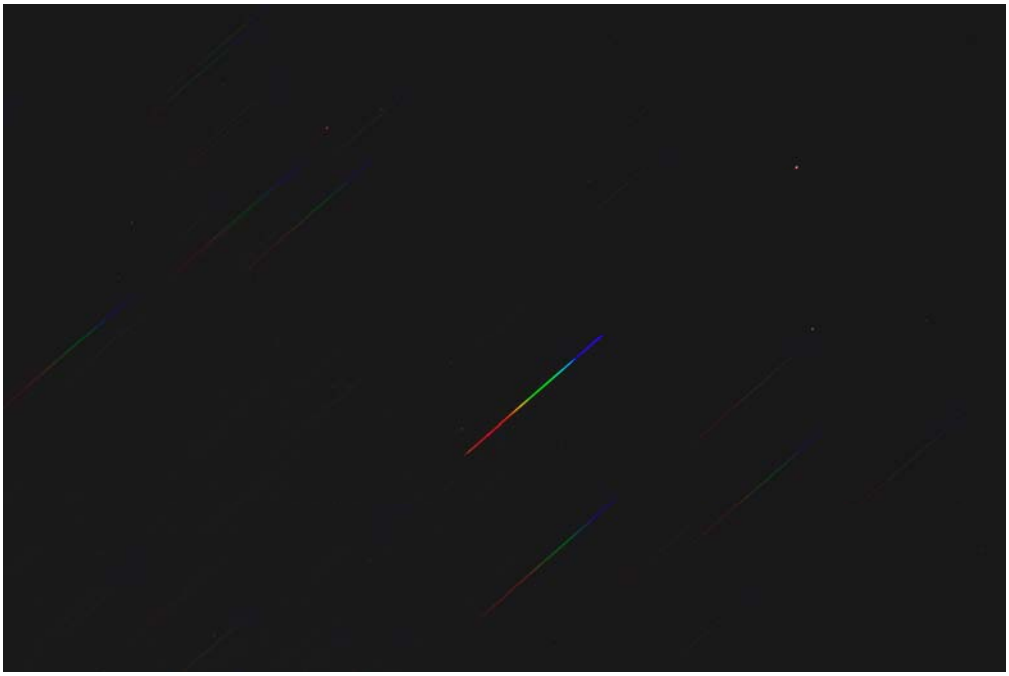

Bild 1: Summe aus 20 Spektralaufnahmen von P Cygni, aufgenommen mit einem 127 mm EDApochromat f/7.5, Canon EOS 60Da und 139.5 mm Gitterabstand zum Sensorchip.

Dunkelbildabzug

Zusätzlich zu den Spektren werden ca. 10 Dunkelbilder aufgenommen, gemittelt und im Rahmen der Bildaddition subtrahiert. Das fertig gemittelte Bild wird so gedreht, dass der ›Stern‹ (nullte Ordnung) links im Bild liegt. Dann wird das Spektrum einschließlich ›Stern‹ ausgeschnitten und die Luminanz gebildet (siehe Bild 2). Das geht alles bequem und zügig mit Fitswork.

Bild 2: Spektrum aus Bild 1 gedreht, ausgeschnitten (oben) und Luminanz gebildet (unten).

Intensitätskurve

Nun wird mit Fitswork eine so genannte Pixellinie durch den Spektralfaden gezogen, wobei die nullte Ordnung mit einbezogen wird. Sogleich erscheint ein Diagramm mit der Intensität des Spektrums (siehe Bild 3). Eine Schaltfläche [Copy] erlaubt die Übertragung der Y-Werte nach Excel oder in eigene Datenbank (z. B. Access).

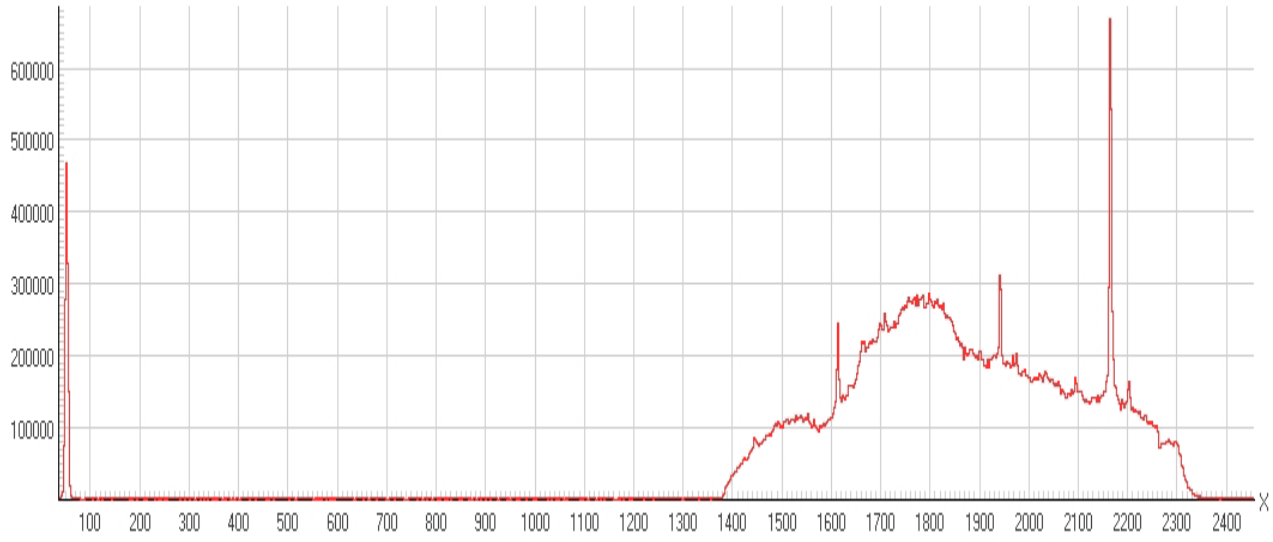

Bild 3: Intensitätsverlauf der Pixellinie durch den Spektralfaden von P Cygni am 06.10.2012.

Deutlich erkennbar ist die nullte Ordnung (›Stern‹) und die beiden ersten Balmerlinien sowie zwischen ihnen die Heliumlinie.

Auswertesoftware

Der Autor verwendet ein eigenes C#-Programm. Es geht aber auch mit Excel allein, ist nur etwasumständlicher. Spezielle Auswerteprogramme für Spektren sind entweder kostenpflichtig, erfordern Englischkenntnisse sowie eine oftmals tiefe Einarbeitung, was bei typischen STA-Anwendern nicht unbedingt immer auf Vorliebe stößt.

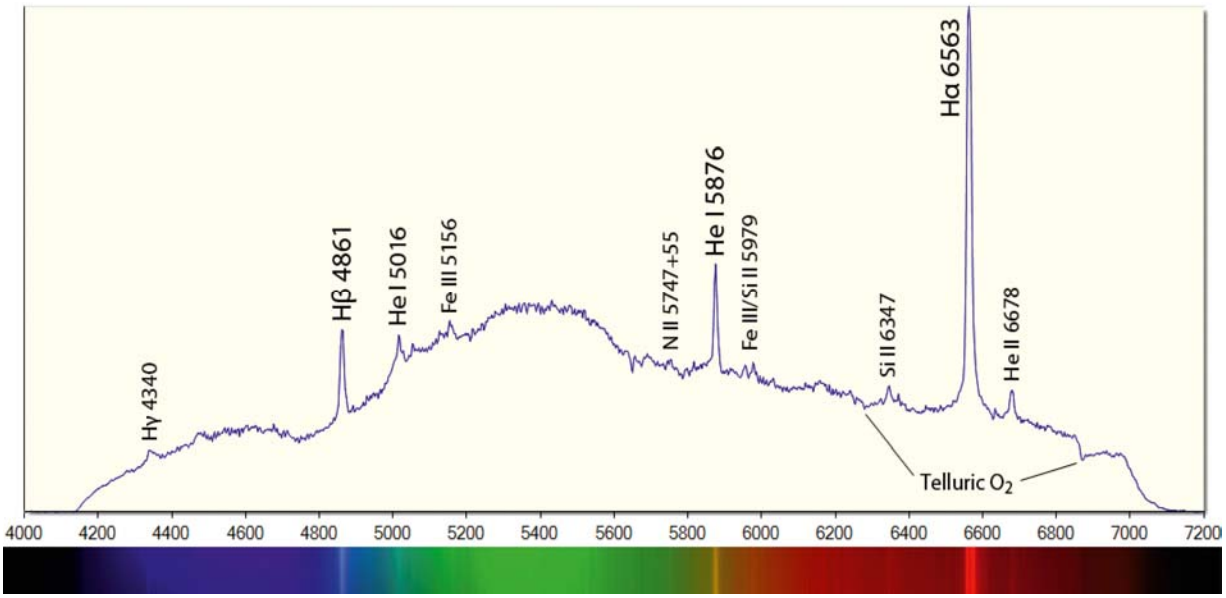

Bild 4: Spektrum von P Cygni am 06.10.2012, aus Bild 3 ins eigene Auswerteprogramm übernommen und manuell die Linien bestimmt unter Zuhilfenahme des ›Spektralatlass für Astroamateure‹ von Richard Walker.

Bestimmung der Dispersion

Nun muss die Dispersion anhand von zwei Spektrallinien (meist Há 6563 und Hâ 4861) bestimmt werden. Notfalls geht auch Hα und die nullte Ordnung (= ›Stern‹, ist aber wegen geringer Nichtlinearität etwas ungenauer). Im Fall des vorliegenden P-Cygni-Spektrums liegen die Pixelnummern in Bild 3 wie folgt:

Linie	Pixelnummer
›Stern‹	22
Hα 6562.8	2135
Hβ 4861.0	1583

Aus diesen Werten ergeben sich verschiedene Dispersionswerte. Zusätzlich hat der Verfasser den Abstand des STA zum Kamerachip möglichst genau vermessen und verwendet den geometrisch berechneten Dispersionswert zur Kontrolle. Dieser ergibt sich aus der Gleichung wobei P die Pixelgröße des Chips in Å, d der Abstand des STA zum Chip in mm und L die Linienzahl pro mm ist.

Methode	Dispersion
geometrisch	3.0824 Å/Pixel
Stern - Hα	3.1059 Å/Pixel
Hβ - Hα	3.0830 Å/Pixel

Pseudokontinuum

Der schwierigste Teil ist die Bestimmung des Pseudokontinuums IC für die zu messende Linie. Dieser Schritt muss mit größter Sorgfalt vorgenommen werden. Es werden schmale Bereiche links und rechts der Linie festgelegt, so genannte Pseudokontinuumsfenster. Dabei sollten keine anderen Linien einfließen (problematisch ab Spektraltyp F, da hier viele Linien auftreten, und beim Spektraltyp M wegen der breiten TiO-Banden).

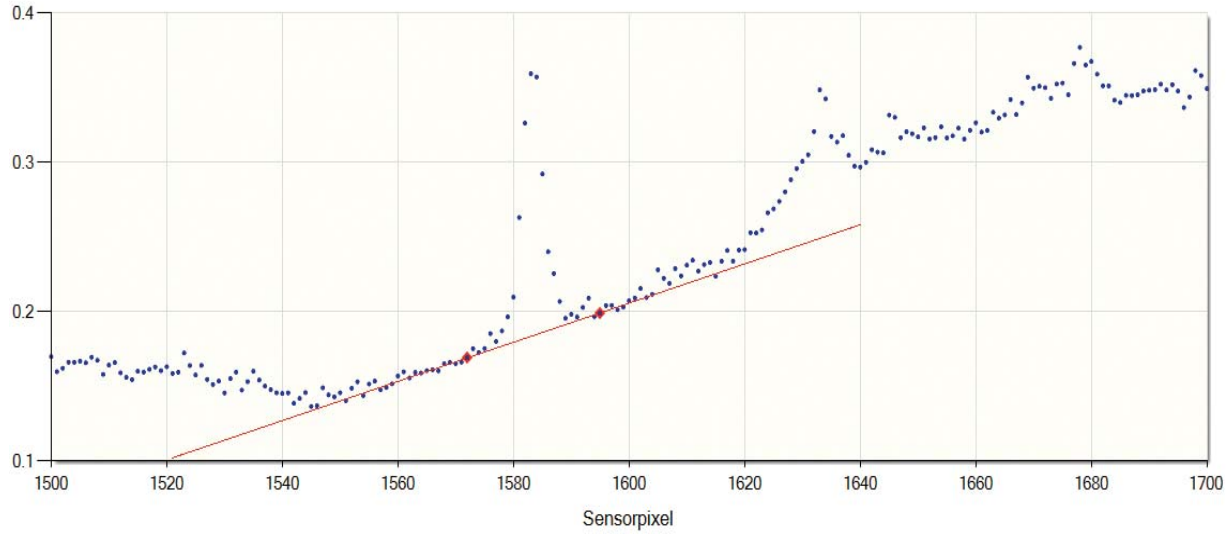

Bild 5: Ausschnitt aus dem Spektrum von P Cygni um die Hα-Linie (Pixelnummer ~1583) herum. Die Intensität ist hier hilfsweise normiert auf den Peak der Hα-Linie. Als Pseudokontinuumsfenster wurden in diesem Beispiel die Pixelbereiche 1567–1577 und 1590–1600 verwendet.

Innerhalb der beiden Pseudokontinuumsfenster werden die Werte gemittelt und die Streuung berechnet. Letztere geht in die Fehlerberechnung ein. Für die Normierung der Intensität wird die Gleichung

$$I_{norm} = \frac{I - I_0}{I_C - I_0}$$

verwendet, wobei der Pseudokontinuumswert IC für jeden Messpunkt interpoliert werden muss, und I0 der Himmelshintergrund ist.

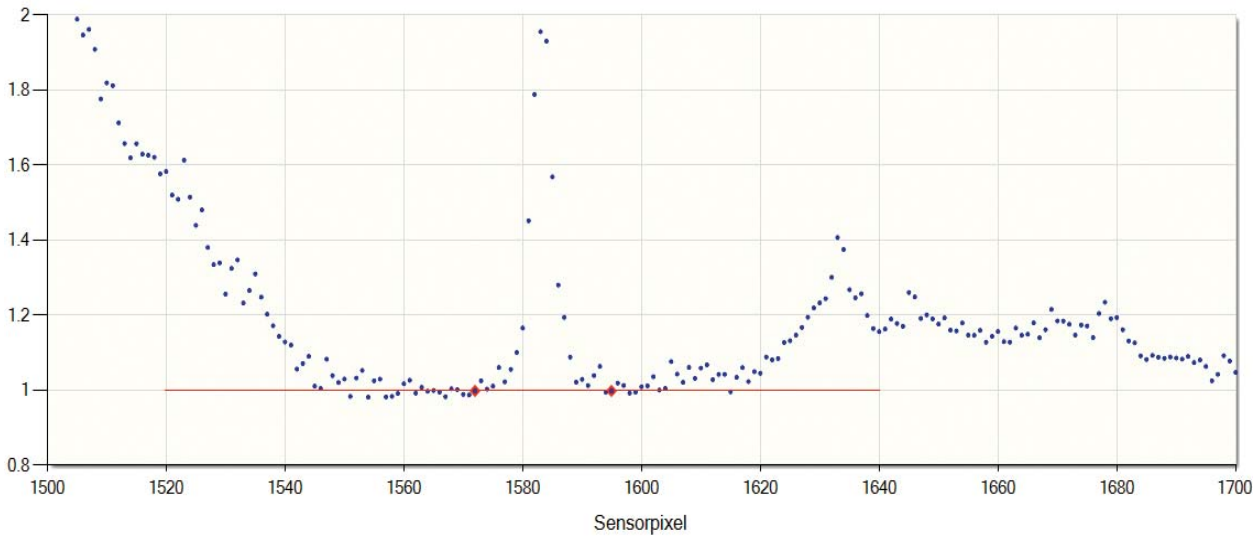

Bild 6: Auf das Pseudokontinuum der Hâ-Linie aus Bild 5 normiertes Spektrum.Himmelshintergrund

Das Pseudokontinuum I_C beinhaltet auch die Hintergrundintensität I_0. Für die Hintergrundintensität wurde der Bereich zwischen Stern (Pixelnummer = 22) und Spektralfaden (Pixelnummernbereich ~1350–2350) verwendet, idealerweise nahe am Spektrum, also etwa bei 1000–1200 (siehe Bild 3). Im vorliegenden Fall beträgt der Himmelshintergrund 1720 ±564 auf der Y-Skala von Bild 3. Hilfsweise normiert auf den Hα-Peak sind dies 0.0025 ±0.0008. Die Streuung (= Rauschen) der Hintergrundintensität ist auch Teil des Rauschens des Pseudokontinuums.

Berechnung der Äquivalentbreite

Aus der Definition

$$EW = \frac{F}{I_C} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (I_C - I_\lambda) \cdot d\lambda}{I_C}$$

als Integral wird in der Praxis der Digitalphotographie eine Summe (siehe Bild 7). F ist die vom normierten Linienprofil und dem Pseudokontinuum eingeschlossene Fläche. Die Äquivalentbreite ist gemäß dieser Definition im Fall von Absorptionslinien positiv und im Fall von Emissionslinien negativ.

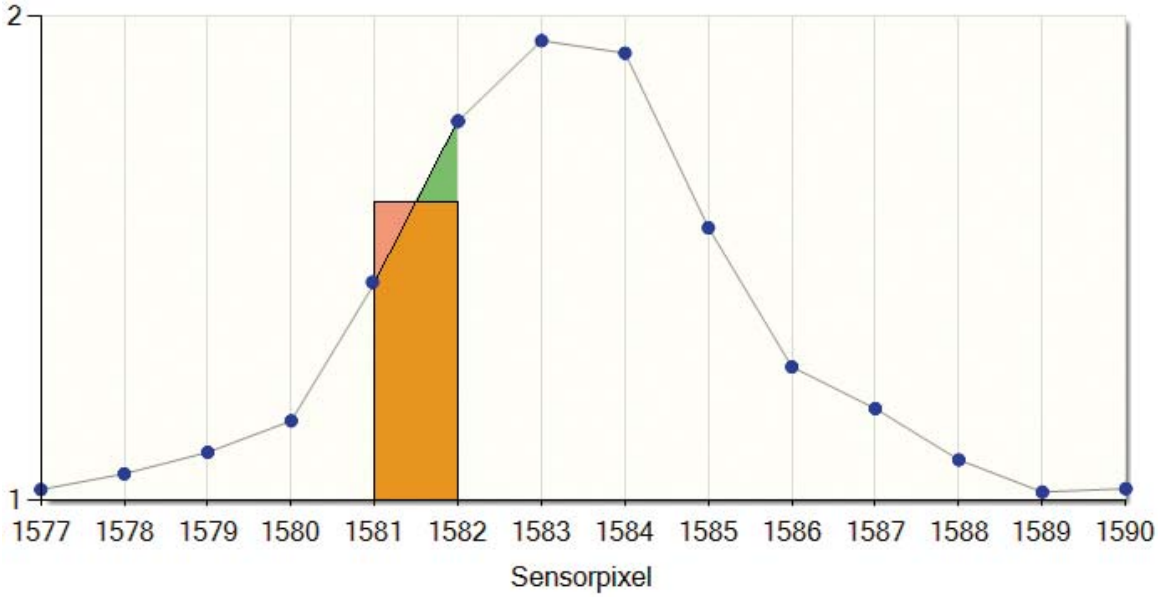

Bild 7: Berechnung der Äquivalentbreite als Summe der Intensitäten am Beispiel der Hα-Emissionslinie von P Cygni. Zur Verbesserung der Genauigkeit wird für jeden Streifen mit der Breite eines Pixels der Mittelwert der begrenzenden Intensitätswerte gebildet und aufaddiert. Das Ergebnis EW Hα = –4.54 Pixel muss zum Schluss noch mit der Dispersion (3.0830 Å/Pixel) multipliziert werden und man erhält EW-Hα = –14.0 Å. Der Fehler beträgt 1.3 Å.

Äquivalentbreite der Hα-Emissionslinie

Für die wissenschaftlich interessantere Hα-Emissionslinie ergibt aus diesem Spektrum EW-Hα = –76.9 ±2.4 D.
Hierbei wurde für die Linie das allgemein übliche Intervall von 6520–6610 Å verwendet (entsprechend dem Pixelnummernbereich 2121–2150. Für die Pseudokontinuumsfenster wurden die unmittelbar angrenzenden Bereiche 2110–2120 sowie 2151–2161 verwendet, entsprechend einer Fensterbreite von ca. 30 Å.

Fehlerabschätzung

Ohne eine Fehlerbetrachtung sind Messungen wissenschaftlich wertlos. Deshalb soll diesem oft vernachlässigtem Thema hier ein wenig Aufmerksamkeit geschenkt werden. Dies ist im vorliegenden Fall der Bestimmung mit einem STA umso wichtiger, als dass dieser Methode wissenschaftlich wenig zugetraut wird. Der Fehler setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen, von denen vier an dieser Stelle näher behandelt werden sollen:

- Kontinuumsrauschen (Hintergrundrauschen)
- Digitalisierungsfehler
- Dispersionsfehler

Alle Fehler addieren sich nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung quadratisch. Das Kontinuumsrauschen σ_{Kont} ergibt sich aus der Streuung σ_C der Werte bei der Mittelung in den beiden Pseudokontinuumsfenstern. Der mittlere Fehler in den Pseudokontinuumsfenstern ist aber gleichermaßen charakteristisch im dazwischen liegenden Fenster der Spektrallinie. Da die Messwerte in der Spektrallinie aber voneinander unabhängig sind, reduziert sich deren mittlerer Fehleranteil um die Wurzel aus der Anzahl n der Intervalle im Linienfenster:

$$\sigma_{Kont} = \sigma_C \cdot n \cdot \sqrt{1+\tfrac{1}{n}}\,.$$

Wenn mit zunehmender spektraler Auflösung die Zahl n der Intervalle innerhalb der Linie steigt, nimmt deren Fehleranteil rasch ab. Es bleibt der ›Sockel‹ des Pseudokontinuumsfehlers. Das Hintergrundrauschen wird in einem Himmelsabschnitt ohne Spektrum bestimmt. Dies ist im vorliegenden Fall der gesamte Bereich zwischen nullter Ordnung (›Stern‹) und Spektrum. Der Verfasser verwendete den Pixelbereich 1000–1200. Der Mittelwert wird als Hintergrund subtrahiert, die Streuung als Hintergrundrauschen in die Fehlerrechnung einbezogen. Sollte wider Erwarten das so berechnete Hintergrundrauschen größer sein als das oben berechnete Kontinuumsrauschen, so wird das Hintergrundrauschen verwendet. Der Digitalisierungsfehler ist meistens deutlich kleiner als das Kontinuumsrauschen und kann deshalb üblicherweise vernachlässigt werden. Er ergibt sich daraus, dass statt des Integrals eine diskrete Summe berechnet wird. Je größer die Anzahl n der Punkte (genauer Intervalle) ist, umso genauer die Berechnung. Zur Abschätzung wird die Differenz zwischen Unter- und Obersumme gebildet und durch n geteilt:

$$\sigma_{Digit} = \frac{I_{\max} - I_C}{n}\,,$$

wobei I_C = 1 ist und Imax im vorliegenden Beispiel von Bild 7 knapp 2 beträgt. Da die Äquivalentbreite in Å angegeben wird, muss noch mit der Dispersion multipliziert werden. Hier geht nun der Dispersionsfehler ein. Dieser ergibt sich aus der Halbwertsbreite (fwhm) der Linien, die zur Berechnung der Dispersion verwendet wurden. Ersatzweise kann mit Fitswork die sternartige nullte Ordnung vermessen werden. Der Dispersionsfehler ist um eine Größenordnung kleiner als der Digitalisierungsfehler und nimmt wie dieser sogar noch mit zunehmender spektraler Auflösung ab. Daher wird als Abschätzung vereinfacht

$$\sigma_{Disp} = \frac{fwhm_{Stern}}{x_{Linie} - x_{Stern}}$$

verwendet, wobei x die Pixelnummern sind (siehe auch Bestimmung der Dispersion). Zahlenmäßig ergeben sich für die Há-Linie von P Cygni im vorgestellten Beispiel folgende Fehler:

Fehlerkomponente	Dispersion
Kontinuumsrauschen	2.3904 Å
davon Hintergrundrauschen	0.0122 Å
Digitalisierungsfehler	0.4163 Å
Dispersionsfehler	0.0546 Å

Die quadratische Fehleraddition ergibt somit bei einer Äquivalentbreite von –76.9 Å einen Gesamtfehler von 2.4 Å. Mit rund 3% ist dieser Fehler einer STA-Messung durchaus akzeptabel.

Anmerkung: Drehung und Zufälligkeit der Pixellinie ergeben auch Fehler, die schwer zu bestimmen sind, nach experimenteller Abschätzung des Autors aber gegenüber dem Kontinuumsrauschen vernachlässigt werden können. Gelingt es, das Kontinuumsrauschen deutlich zu senken, so würde als nächstes die Digitalisierung relevant werden, das heißt, man benötigt dann ein Gitter mit 200 Linien/mm, um wieder einen Faktor zwei zu gewinnen.

Balmerdekrement

Sogar das Balmerdekrement lässt sich berechnen, wobei die prozentualen Fehler von EWβ und EWγ bei 9% bzw. 35% liegen und insofern auch das Balmerdekrement einen entsprechend hohen Fehler aufweist. Diese Betrachtung ist also eher spielerischer Ehrgeiz, kann aber zur Motivation beitragen, sich mit der Spektroskopie noch professioneller auseinander zu setzen.

Linie	EW	D_{STA}	$D_{beob.}$	$D_{theor.}$
Hα	-76.9	5.5	5.4	2.72
Hβ	-14.0	1	1	1
Hγ	-6.7	0.48	0.23	0.48

Betrachten wir die Emissionslinien der Balmerserie. Je kurzwelliger die Linie ist, umso geringer ihre Übergangswahrscheinlichkeit und somit ihre Intensität. Nach Lambrecht lassen sich die Intensitäten der Balmerlinien im Verhältnis etwa zu Hβ als Funktion der Elektronendichte und der Elektronentemperatur theoretisch berechnen (siehe letzte Spalte $D_{theor.}$ in obiger Tabelle für eine Temperatur von 40000 K)

Der Vergleich mit den beobachteten Intensitätsverhältnissen ergibt Auskunft über die interstellare Verfärbung. Hierbei werden die Linien zum Kurzwelligen hin nicht nur durch die Übergangswahrscheinlichkeiten abgeschwächt, sondern auch durch die Extinktion. Diese schwächt blaues Licht stärker ab als rotes Licht (je mehr Materie im interstellaren Raum, desto ausgeprägter, d. h. steiler ist das Dekrement).

Da man die labormäßigen „Sollwerte" für die Balmerlinien kennt, gibt das Balmerdekrement D an, um wie viel die Intensität einer Linien abgenommen hat. Wegen des Verhältnisbezugs auf Hβ nach Lambrecht, hat das Balmerdekrement D für Hα einen Wert über 1. Als Intensität wird die Äquivalentbreite verwendet. Das professionell beobachtete Balmerdekrement weicht wegen der interstellaren Extinktion vom theoretischen Wert ab. Auf eine Diskussion dieses Ergebnisses soll an dieser Stelle verzichtet werden.

Literatur und Danksagung

Brocklehurst, M.: *Calculations of the Level Populations for the Levels of Hydrogenic Ions in Gaseous Nebulae.* Mon. Not. R. Astr. Soc. 153 (1971), p. 471 – 490

Lambrecht, Astronomische Nachrichten, 268, 49, 1939

Pollmann, Ernst: *Privater Schriftverkehr,* 2012

Walker, Richard: *Beitrag zur Spektroskopie für Astroamateure.* UrsusMajor (2012), nachzulesen unter www.ursusmajor.ch/astrospektroskopie/richard-walkers-page

Walker, Richard: *Spektralatlas für Astroamateure.* UrsusMajor (2012), nachzulesen unter www.ursusmajor.ch/astrospektroskopie/richard-walkers-page

Wischnewski, Erik: *Astronomie in Theorie und Praxis.* 5. Auflage, ISBN 978-3-00-032614-1, Selbstverlag, Kaltenkirchen 2011

Beobachtung und Untersuchung des Sternsystems 51 Pegasi mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitsmethode (Teil 1)

Exzellenz-Facharbeit von Daniel Kuna (Münster) im Fach Physik,
ausgezeichnet mit dem 1. Platz des Dr. Hans-Riegel-Fachpreises und der
Stiftung „Internationales Zentrum für Begabungsforschung"
in Zusammenarbeit mit der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Vorwort

Die Idee zu dieser Arbeit entstand in einer Vielzahl von Fachgesprächen während des letzten „Jugend forscht" Wettbewerbs, bei dem ich mich mit photometrischen Nachweismethoden von Exoplaneten beschäftigte. Der Versuch eines spektroskopischen Nachweises reizte mich sehr, obwohl ich in einem frühen Stadium der Beschäftigung mit dieser Materie feststellen musste, dass Amateurastronomen ein solcher Nachweis bisher nur in ganz wenigen Fällen gelungen ist [1]. Bei diesem Vorhaben wurde ich von der Firma Shelyak Instruments (Frankreich), vertreten durch Oliver Thizy, durch eine kostenlose Ausleihe des Spektrographen LHIRES III maßgeblich unterstützt. Ohne dieses Instrument wäre das Projekt nicht realisierbar gewesen.

Eine vertiefende fachliche Einführung, speziell in die Auswertevorgänge der Astrospektroskopie, und die Möglichkeit, die notwendigen Spektren aufzunehmen, erhielt ich durch Ernst Pollmann von der spektroskopischen Arbeitsgemeinschaft „ASPA - Aktive Spektroskopie in der Astronomie" in Leverkusen, der mir auch im Verlauf der Arbeit ein kompetenter Ansprechpartner war. Für diese mir entgegengebrachte Unterstützung möchte ich mich ganz besonders bedanken. Ebenso möchte ich mich bei meinen Betreuungslehrern (Heinz-Werner Oberholz und André Liemann) für die kritischen Hinterfragungen während der Erstellung der Arbeit herzlich bedanken.

Einleitung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll das Sternsystem 51 Peg im Sternbild Pegasus näher untersucht werden, mit dem Ziel, dessen periodisch variable Radialgeschwindigkeit über einen hinreichend langen Zeitraum hinweg zu ermitteln. Mit Hilfe des genannten Spektrographen wurden mehrere Spektren des Sternes 51 Peg zu unterschiedlichen Zeitpunkten aufgenommen und ausgewertet. Im ersten Teil der Arbeit erläutere ich zunächst die Radialgeschwindigkeitsmethode, mit deren Hilfe der Nachweis eines Exoplaneten möglich ist und begründe meine Entscheidung, diese Methode am ausgewählten Exoplaneten anzuwenden. Sowohl die Spektrengewinnung als auch die Spektrenverarbeitung werden, einschließlich der Wellenlängenkalibration, eingehend erklärt und anhand einiger Beispiele verständlich gemacht.

Neben den eigentlichen Messungen und Auswertungen liegt der besondere Schwierigkeitsgrad der Arbeit darin, dass im Vergleich zu den hierfür normalerweise erforderlichen ~~hoch~~professionellen Messinstrumenten, wie sie an großen Observatorien oder an verschiedenen Weltraumteleskopen (Corot, Kepler) zur Verfügung stehen, mir nur ein vergleichsweise einfacher Spektrograph mit einem frei wählbaren Spektralbereich von 200 Å zur Verfügung stand. Dieses bedeutet, dass die Radialgeschwindigkeit (RV = radial velocity) jeweils nur an einer einzigen Wasserstoffabsorptionslinie (Hα-Linie) ermittelt werden konnte.

Um festzustellen, ob trotz eingeschränkter, technischer Möglichkeiten durch Variation einiger Auswerteparameter die Genauigkeit der Radialgeschwindigkeitsbestimmung verbessert werden kann, wurden verschiedene Methoden bei der Auswertung angewandt. Zudem wurden die Genauigkeitsanforderungen der erreichten Messgenauigkeit gegenübergestellt. Die erzielten Ergebnisse werden bewertet und in einen übergeordneten Kontext gestellt (Vergleich mit international anerkannten Ergebnissen

[2]). Abschließend werden die Beobachtungsergebnisse hinsichtlich der oben erwähnten Radialgeschwindigkeitsperiodizität zusammengefasst, damit abgeschätzt werden kann, ob der Nachweis für die Existenz des Exoplaneten 51 Peg b durch die eigenen Beobachtungen tatsächlich erbracht werden konnte.

2 Beschreibung des Vorhabens

2.1 Entdeckung von Exoplaneten

Exoplaneten sind Planeten, die einen Stern außerhalb unseres Sonnensystems umkreisen. Schon in den 1980er Jahren wurden die ersten Exoplaneten (HD 114762 b, Gamma Cephei b) entdeckt. Jedoch konnten sie damals aufgrund von unzureichenden technischen Möglichkeiten weder sicher bestätigt noch von unabhängigen Forschern nachgewiesen werden. Gamma Cephei b wurde zunächst sogar als Brauner Zwerg klassifiziert. Erst später konnten beide eindeutig als extrasolare Planeten nachgewiesen werden [3]. Den internationalen Durchbruch schafften später zwei Wissenschaftler - Michel Mayor und Didier Queloz - vom Department für Astronomie der Universität Genf [3]. Sie wiesen den Exoplaneten 51 Peg b mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitsmethode nach und erbrachten so den ersten international anerkannten Nachweis für einen Exoplaneten. 51 Peg b war auch der erste Planet der den Typus „Hot Jupiter" aufgrund seiner Masse (ähnlich der des Jupiters) und seiner Nähe zu seinem Mutterstern bekam.

Die bislang erfolgreichsten Methoden sind zweifellos die Methoden der Photometrie und der Radialgeschwindigkeit. Ein erster direkter Nachweis eines Exoplaneten gelang am 10. September 2004 Wissenschaftlern der ESO mit der direkten Abbildung eines Planeten beim 225 Lichtjahre entfernten Braunen Zwerg 2M1207 (Abb. 1).

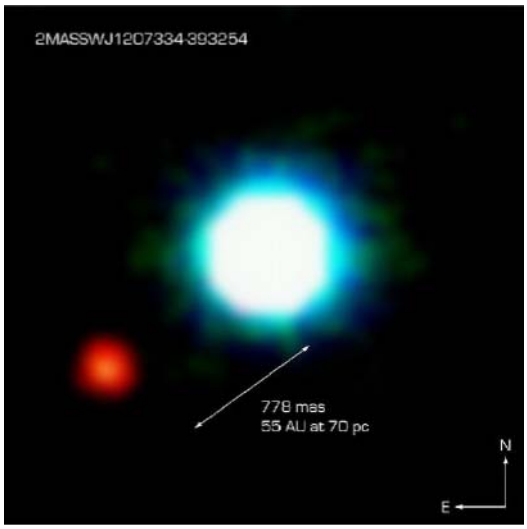

Abb.1: direkter Nachweis des Exoplaneten 2M1207 b
(aus: wikipedia.org/wiki/Exoplanet#cite_note_exoplanet.eu-1)

2.2 Radialgeschwindigkeitsmethode

Allgemein versteht man unter der Radialgeschwindigkeit die Geschwindigkeitskomponente eines Himmelskörpers (hier: 51 Peg) in Richtung der Sichtlinie des Beobachters (Erdbewohner). Umkreist ein Exoplanet seinen Mutterstern, so bewegen sich beide um ihren gemeinsamen Schwerpunkt im Raum. Diese Bewegung bzw. die Geschwindigkeit des Sterns kann nun mit Hilfe des Lichtes, welches vom Stern ausgesendet wird, registriert und gemessen werden. Durch seine Rotation um den gemeinsamen Schwerpunkt (Baryzentrum), bewegt sich der Stern periodisch auf uns zu und von uns weg. Nähert er sich uns, ist sein Spektrum ins Blaue verschoben; entfernt er sich von uns, ist das Spektrum des Sternes ins Rote verschoben (Abb. 2 und 3).

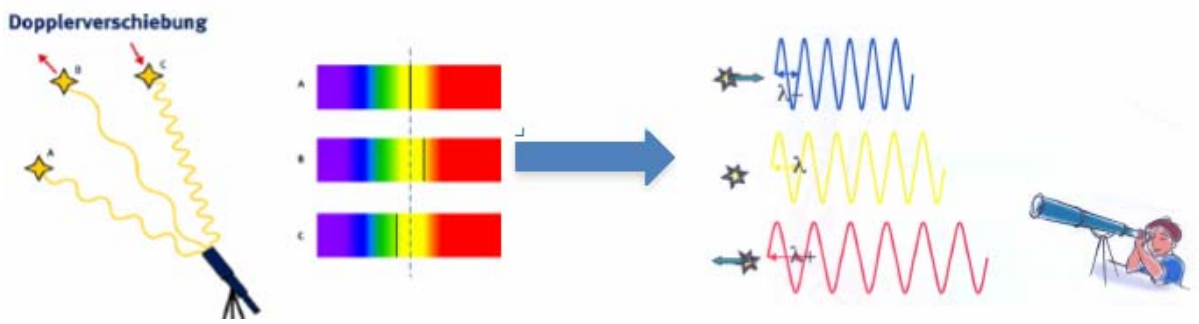

Abb. 2: Dopplereffekt bei Licht am Beispiel von Sternbewegungen (aus[4])

Je nachdem, wie schnell der Stern sich nähert oder entfernt, ändert sich die Größe der Wellenlängenverschiebung. Diese kann man nun mit Hilfe des Dopplereffektes berechnen, da dieser Effekt auch bei Lichtwellen auftritt. Aus den gewonnenen Ergebnissen (Spektren des Sternes) können nun weitere Erkenntnisse über den entdeckten Exoplaneten abgeleitet werden. Beispielsweise können die Orbitparameter des Begleiters (z.B. Entfernung des Exoplaneten vom Stern) ermittelt werden.

Durch längere Beobachtungen sind auch Rückschlüsse auf die Umlaufdauer des Exoplaneten möglich (Radialgeschwindigkeitsperiodizität) [1] & [5]. Letztlich birgt aber auch diese scheinbar effektivste Methode Nachteile. Beispielsweise können die Linien des Spektrums durch die Veränderung der Temperatur des Sternes verbreitert werden, was erhebliche Schwierigkeiten in der anschließenden Auswertung zur Folge hat. Ein weiterer bedeutender Nachteil sind die unterschiedlichen Bahnebenen, die ein Exoplanet von der Erde aus gesehen einnehmen kann.

Ist seine Bahn z.B. um 90° Grad, relativ zur Sichtrichtung von der Erde aus, geneigt, kann keine - durch den Exoplaneten verursachte, regelmäßig sich verändernde - Dopplerverschiebung des Sternenspektrums gemessen werden. In einem solchen Fall ist der extrasolare Planet mit der Radialgeschwindigkeitsmethode nicht nachweisbar. Natürlich kann es auch zum umgekehrten Fall kommen. Ist die Bahn des Exoplaneten um 0° Grad gegenüber der Sichtlinie zur Erde geneigt, ergibt sich eine maximale Dopplerverschiebung des Sternenspektrums. Solange aber die Orientierung der Bahnebene unbekannt ist, kann man nur die absolute Minimalmasse des Exoplaneten angeben. Dabei kann es sich bei diesem potenziellen Exoplaneten auch um kleine Sterne handeln (damaliger Irrtum bei HD 114762 b im Sternbild „Haar der Berenike"; wurde zunächst für einen Braunen Zwerg gehalten) [3].

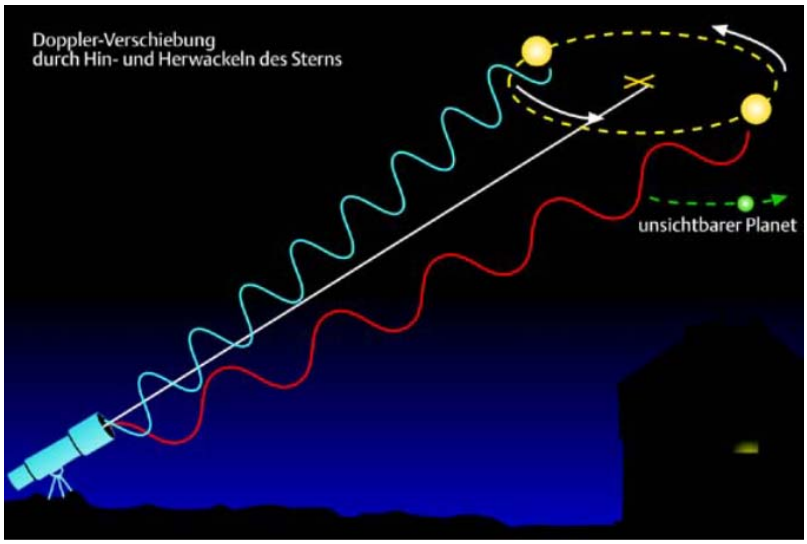

Abb. 3: Doppler-Verschiebung durch Hin- und Herwackeln des Sterns (aus [7])

Abb. 4 soll den Dopplereffekt bei Licht nochmals näher veranschaulichen. Das rot markierte Spektrum zeigt eine Entfernung des beobachteten Sternes vom Beobachter (Rotverschiebung), das blau markierte Spektrum steht für eine Näherung des Sterns (Blauverschiebung). Die türkisfarbene Linie soll den mittleren Verlauf beider Spektren wiedergeben.

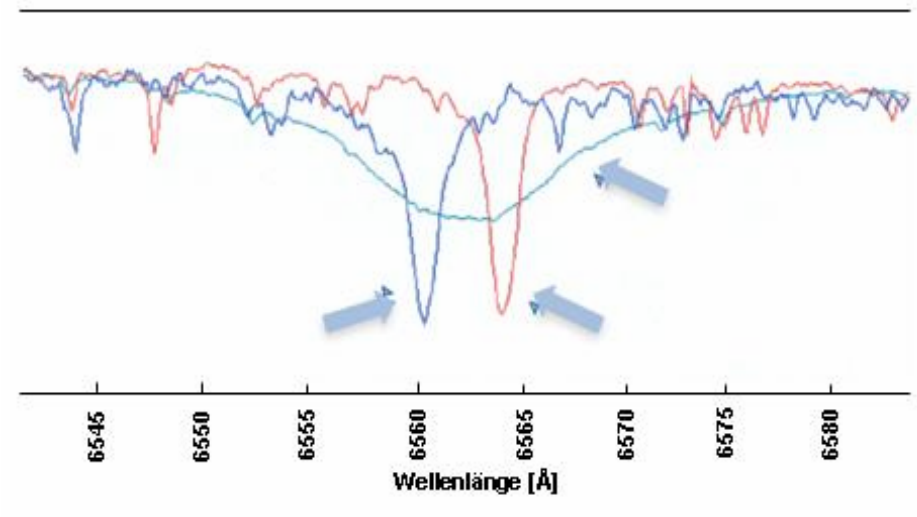

Abb. 4: Rot- und blauverschobene Spektren (aus [8])

Meine Entscheidung, die Radialgeschwindigkeitsmethode anzuwenden, lässt sich aus den Gegebenheiten im Sternsystem 51 Peg begründen. Bisher konnte die Veränderlichkeit bzw. Bedeckung des Sternes („Minifinsternis") nie photometrisch nachgewiesen werden (photometrische Variabilität liegt bei 0,002 mag) [9]. Daher schied die Photometriemethode für mein Vorhaben aus weshalb ich beschloss, die Radialgeschwindigkeitsmethode anzuwenden.

2.3 Kurzbeschreibung des Untersuchungsobjektes 51 Peg / 51 Peg b

Der von mir untersuchte Exoplanet 51 Peg b befindet sich im Sternbild Pegasus und umkreist dort den 50,1 Lichtjahre entfernten gelben Zwerg 51 Pegasi (51 Peg), der ca. 8 Milliarden Jahre alt ist und zum Spektraltyp G2IV gehört [2]. Um seinen Stern, der in klaren Nächten auch von der Erde aus mit bloßem Auge im Sternbild Pegasus zu erkennen ist (Helligkeit 5.49 mag), einmal vollständig zu umkreisen, benötigt er 4,23077 Tage.

Folglich ist seine Entfernung zu 51 Peg mit nur 0,052 AU (Astronomical Unit = mittlerer Abstand Erde – Sonne = 149,6 Millionen Kilometer) äußerst gering und seine Oberflächentemperatur mit 1.255 K (982°C) dementsprechend hoch [2]. 51 Peg b wurde 1995 als erster Exoplanet überhaupt vom Schweizer Professor Michel Mayor und seinem Mitarbeiter Didier Queloz vom Department für Astronomie der Universität Genf mit Hilfe der Radialgeschwindigkeitsmethode entdeckt.

Bekannt gegeben wurde seine Existenz am 5.Oktober 1995 auf dem „9th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun" in Florenz. Kurz darauf konnte seine Existenz auch von den Wissenschaftlern Dr. Geoffrey Marcy von der San Francisco State University und Dr. Paul Butler von der University of California, Berkeley bestätigt werden. Er war auch der erste Exoplanet, der als „Hot Jupiter" klassifiziert wurde, da er in etwa die Hälfte der Masse des Jupiters besitzt (0,468 ± 0.007 MJ) und zudem sehr heiß ist [2].

3 Erläuterung der Vorgehensweise

3.1 Spektrengewinnung

Für die Spektrengewinnung ist nicht nur die technische Ausrüstung, sondern auch ein Standort mit möglichst geringer Lichtverschmutzung wichtig. Damit ich mein Untersuchungsobjekt überhaupt beobachten kann, ist ein ausreichend lichtstarkes Teleskop notwendig, da 51 Peg nur eine Helligkeit von 5,49 mag besitzt. Durch die spektrale Zerlegung wird zudem das ankommende Licht auf eine größere Sensorfläche verteilt. Zusätzlich erschweren die äußerst kurze Periode des Exoplaneten (4,23 Tage) und die sehr geringe Amplitude der Radialgeschwindigkeitsvariabilität von ca. 50 m/s die entsprechenden Messungen.

Die zur Verfügung stehenden Beobachtungsinstrumente - Teleskop, Spektrograph, Kamera - stellen u. a. die Rahmenbedingungen für die erreichbare Genauigkeit und Reproduzierbarkeit des Beobachtungsvorhabens dar. Nach längeren Recherchen kam ich mit der französischen Firma Shelyak Instruments in Kontakt. Ich berichtete ausführlich von meinem Vorhaben, wonach mir ein hochauflösender Spektrograph vom Typ LHIRES III **(L**ittrow-**Hi**gh-**Res**olution Spektrograph III) leihweise zur Verfügung gestellt wurde.

Dieser Spektrograph ist für ein Öffnungsverhältnis des Aufnahmeteleskops von f/10 optimiert bzw. konstruiert. Der LHIRES III ist mit einem Gitter von 2400 Linien/mm ausgestattet und besitzt damit bei der Hα-Absorptionslinie eine spektrale Auflösung $R = \Delta\lambda/\lambda$ von 14.000. Mit diesem Auflösungsvermögen können Spektrendetails in der Größenordnung von 0.4 Å erkannt werden. Für die Beobachtungen stand ein Schmidt-Cassegrain-C14-Teleskop mit einer Öffnung von etwas weniger als 40 cm und einem Öffnungsverhältnis von f/10 zur Verfügung.

Als CCD-Kamera verwendete ich das gekühlte Modell NOVA der Firma Fischer Elektronik, das mit einem CCD-Chip des Typs KAF 402 ME ausgestattet ist. Der Chip hat eine Größe von 768x512 Pixel bei einer Pixelgröße von 9µm. Für die pixelgenaue Nachführung des Teleskops und des Spektrographen auf das Untersuchungsobjekt verwendete ich eine handelsübliche Webkamera von Phillips, die über das Softwareprogramm „Guidemaster" gesteuert wurde. Meine Spektralaufnahmen konnten in der Sternwarte der „Vereinigung der Sternfreunde Köln e.V." unter Aufsicht und Anleitung von Ernst Pollmann durchgeführt werden.

(Fortsetzung in „SPEKTRUM-Mitteilungsblatt für Astrospektroskopie" Nr. 46).

Referenzen:

[1] Buil, Ch.: http://astrosurf.com/buil/extrasolar/obs.
[2] Mayor, M., Queloz, D., Nature 378, 1995, S. 355-359
[3] Mazeh et al., ApJ 466, S. 415, 1996
[4] http://www.weltderphysik.de/typo3temp/GB/
[5] Bücke, R., Mitteilungsblatt über Astrospektroskopie, Nr. 35 (2008) ISSN 1869-4454
[6] http://corot.de/german/Exoplanet/Detektionsmethode.html
[7] http://corot.de/Bilder/Doppler.jpg
[8] Shelyak Instruments: „LHIRES III User Guide", Version 10.10.2011, S.7/36/39
[9] Mayor, M. et al. IAU-Circular, Nr. 6251, S.1

International Observing Campaign: Photometry and Spectroscopy of P Cygni

(published in JAAVSO Volume 40, 2012, Ernst Pollmann & Thilo Bauer)

Abstract

In this combined campaign on the Luminous Blue Variable star P Cygni we are trying for the first time by way of contemporaneous measurements of photometric V brightness and Ha equivalent width (EW) to realize a longterm monitoring of the intrinsic Ha-line flux. The photometric observers of AAVSO and BAV (Germany) and a spectroscopic observer group (Japan, France, Spain, Germany) started observing for this campaign in November 2008 at the request of Bernd Hanisch and one of us (EP) in order to continue former investigations whose results were based on multi-daily averaging of V and EW. Additional data from literature enable us to represent the quantitative behavior of the Ha-line flux for the timespan August 2005 to December 2011, which behavior reflects variabilities in mass-loss rate, stellar wind density, and ionization structure.

Introduction

The international observing campaign, Photometry and Spectroscopy of P Cygni, begun in 2008 by Bernd Hanisch and one of us (EP) (Templeton 2008a, 2008b), is a cooperative project of the American Association of Variable Star Observers (AAVSO), Active-Spectroscopy-in-Astronomy (ASPA), and Bundesdeutsche Arbeitsgemeinschaft für Veränderliche Sterne (BAV). One goal of the campaign is the monitoring of the behavior of the Hα-line equivalent width (EW) and the contemporaneous changes of the V-band magnitude of P Cyg. Another goal is to gather further information about the intrinsic flux of this spectral line.

As background it should be mentioned that a lot of different investigations during the last decades have been carried out to clarify the causes of brightness and emission strength variation and possible links between them, the extensions of the Hα-emitting wind, and line structures in different spectral areas. One of the earliest interesting investigations of the Hα emission was performed by Scuderi *et al.* (1992) in order to determine properties of the mass-loss.
Five years later, Najarro *et al.* (1997) carried out a detailed parameter study of the line strength, line shape, and energy distribution for the H and HeI spectrum, in order to understand the nature of P Cygni and its wind. de Jager (2001) described photospheric models to explain outward motions in the atmosphere in context of luminosity and brightness variations. The investigation of the long-term spectral and quasi-simultaneous photometric behavior of P Cygni of Markova *et al.* (2001a, 2001b) was the main impetus to start our campaign.

The (for us) important question of the quantitative evaluation of the Hα emission and its reference to the radial distribution of the emitting regions around P Cyg was investigated in a comprehensive interferometric study by Balan *et al.* (2010). Relative to our investigation, it seems to give certain parallels in the current study of Richardson *et al.* (2011). They are showing in long-term studies the correlation behavior of the continuum flux and (not contemporaneous) photometric V-data, and they conclude that they vary in different manner in context of long-term and short-term timescales (the non-contemporaneous nature of their data is one of the substantial differences from campaign).

In our campaign it is assumed that the variability of the EW is caused by variations of the continuum flux and not by variations of the line flux, which would indicate variations in the stellar wind density. Therefore, the variability of the continuum flux shall be our primary concern when the properties of the stellar winds and rate of mass loss are studied.

Photometric and spectroscopic changes in P Cygni are shown to be anti-correlated on short- and long-term scales. We observed a total change of 35 Å in the equivalent width (EW) of the Hα line and of ~ 0.25 magnitude in the V-band brightness. Our observations extend from JD 2454671 (23 July 2008) through JD 2455880 (14 November 2011).

Results

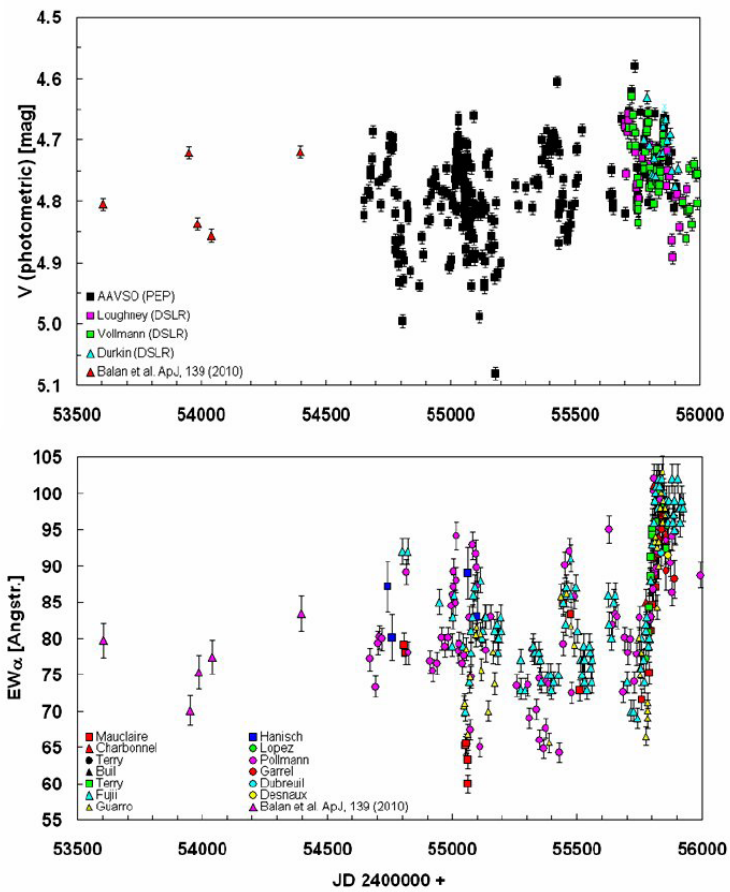

Fig.1:Photometric and spectroscopic observations
V-magnitude (top) and the Hα-EW (bottom) of P Cyg during the campaign
(including data of Balan *et al.* 2010).

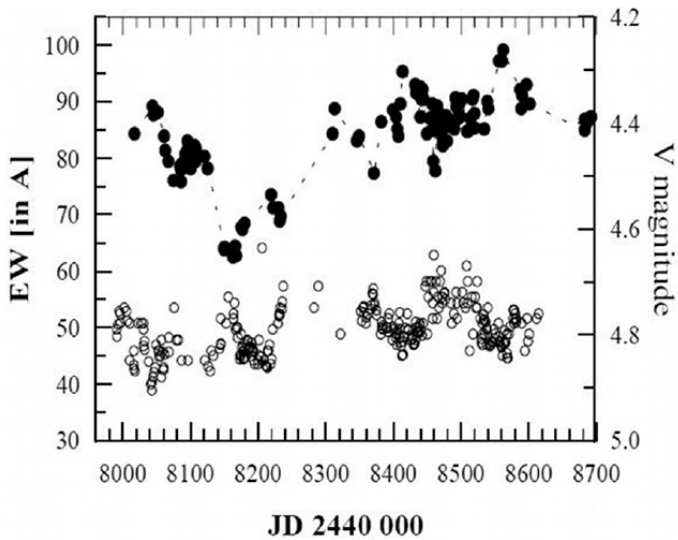

Fig. 2: Plot of the Hα-EW (black points) as a function of photometric V-magnitude (open circles) of P Cyg (from Markova *et al.*2001b).

Figures 1 and 2 illustrate our observations. Figure 1 compares of the behavior of the V magnitude (top) and the Hα-EW (below) during our campaign. Figure 2 is a plot of the Hα-EW (black points) as a function of photometric V magnitude (open circles) of P Cyg from Markova *et al.* (2001b). As can be seen in Figure 1, when the EW decreases, the contemporaneous stellar brightness increases and vice versa. So far, our own results in Figure 1 agree well with the results of Markova *et al.* (2001b), which are shown in Figure 2 for comparison. Strict anti-correlation is expected if the variation of the continuum flux is independent from variations of the EW. If the Hα line flux is constant over time, an increase of the continuum brightness will yield a smaller line flux from the measured EW and vice versa.

To find out if and how the flux obtained from the spectral line profiles varies, the EW measurements are corrected for the effect mentioned in the previous section. From the definitions of

$$\mathrm{EW} = \int \frac{l_\circ - l_\lambda}{l_\circ}\, d\lambda$$

and the relation between stellar magnitudes and continuum flux variations F2 / F1 = 10–0.4 (m2–m1), it follows that the line flux is F = C EW / 10 (0.4 Vphot).

Here C is a constant factor. In practice, we correct EW with a simple division by 10(0.4*Vphot). The derived quantity is then not the line flux in physical units, but a quantity proportional to the physical line flux, corrected for continuum variations. It is important to consider the absolute flux of the line because its variations are caused by the effects of mass loss, stellar wind density, and changes of the ionization state of chemical elements in it.

In the current campaign we have already obtained 122 nearly simultaneous measurements of the EW and the flux in the V-band (Figure 3). Strictly applied, the continuum flux at 6563 Å should be used. But here ΔV is a good approximation since the color indices of P Cygni do not vary greatly (Markova *et al.* 2001b, p. 903).

Figure 3 attempts to display if and to what extent the intrinsic line flux (a continuum-corrected EW) depends on V-magnitude. From a statistical point of view one can say that the low 0.25 correlation coefficient (which should be zero after the continuum correction), with consideration of the measurement uncertainties, suggests the conclusion that the Hα line flux is independent of V-magnitude.

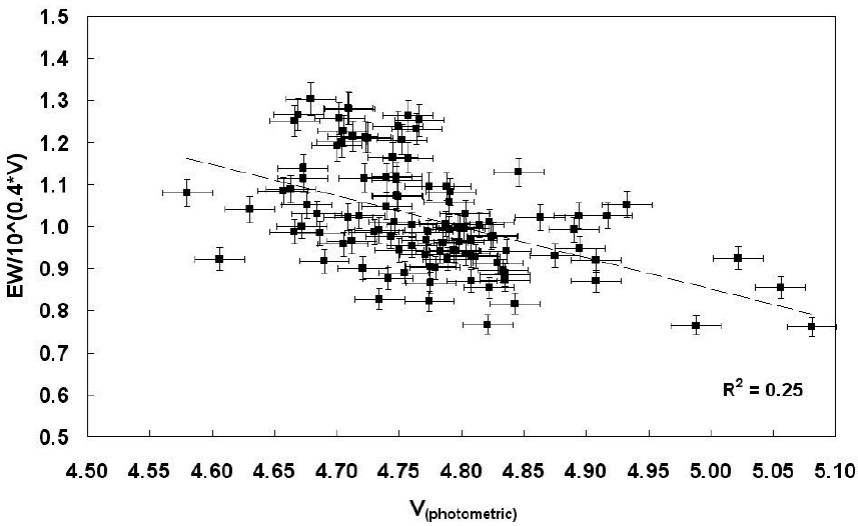

Fig. 3: The relationship between line flux and V-magnitude of P Cyg.

With consideration of standard deviation and possibly other kinds of errors, the temporal variation of the line flux of Hα in the plot in Figure 4 will represent the result of variations in the mass loss rate, stellar wind density, and changes of the ionization.The 122 EW and contemporaneous V-measurements of the current campaign are, of course, from a statistical point of view, still not sufficient to make firm statements regarding the simultaneous temporal behavior of V and the intrinsic line flux. In order to achieve this aim, further multiyear, simultaneous spectroscopic and photometric measurements will be continued in this campaign. Maybe then we will have a opportunity to report here again about the state of the results.

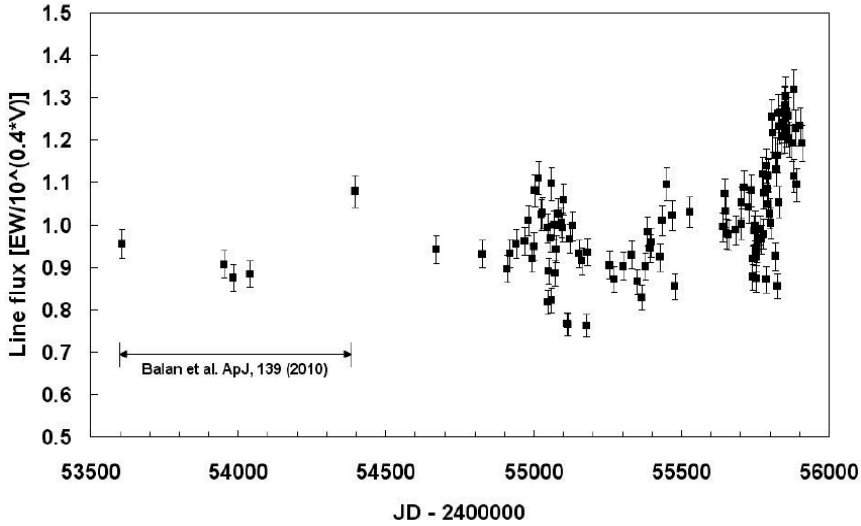

Fig. 4: Intrinsic flux of the Hα line of P Cyg,
22 August (JD 2453605) to 15 December 2011 (JD 2455911).

Acknowledgements

We are grateful to Dr. Dietrich Baade (ESO-München), Dr. Otmar Stahl (Landes, Sternwarte Heidelberg), and Prof. Dr. Edward Geyer (formerly Director Observatorium Hoher List, University Bonn) for their critical comments which led to essential improvements of this work. We also offer many thanks to all the participants of the campaign for their worthwhile contributions and measurements.

The following observers took part at the project

AAVSO (V-magnitude)
Adrian Ormsby, Robert E. Crumrine, Jim Fox, Kate Hutton, Nick Stoikidis, David B. Williams, E. G. Williams, Charles L. Calia, Thomas L. Peairs, Jeffery G. Horne, Mike Durkin, Desmond Loughney, Wolfgang Vollmann;

Spectroscopy (Hα-EW)
Mitsugu Fuji, Benjamin Mauclaire, Joan Guarro, Bernd Hanisch, Ernst Pollmann, Thierry Garrel, Valerie Desnaux, Olivier Thizy, Jean Noel Terry, Christian Buil, Stephane Charbonnel, Pierre Dubreul, Alain Lopez (from Balan *et al.* (2010)).

The EW, V(phot), and line flux data are available at the following website: http://astrospectroscopy.de/Data_PCyg_Campaign/Data%20table%20of%20the%20campaign.txt

References

Balan, A., Tycner, C., Zavala, R. T., Benson, J. A., Hutter, D. J., and Templeton, M. 2010, *Astrophys. J.*, **139**, 2269.
de Jager, C. 2001, in *P Cygni 2000: 400 Years of Progress*, ed. M. de Groot, C. Sterken, ASP Conf. Ser. 233, Astron. Soc. Pacific, 215.
Markova, N., Morrison, N., Kolka, I., and Markov, H. 2001a, *Astron. Astrophys.*, **376**, 898.
Markova, N., Scuderi, S., de Groot, M., Markov, H., and Panagia, N. 2001b, *Astron. Astrophys.*, **366**, 935.
Najarro, F., Hillier, D. J., and Stahl, O. 1997, *Astron. Astrophys.*, **326**, 1117.
Richardson, N. D., Morrison, N. D., Gies, D. R., Markova, N., Hesselbach, E. N., and Percy, J. R. 2011, *Astron. J.*, **141**, 120.
Scuderi, S., Bonanno, G., di Benedetto, R., Spadaro, D., and Panagia, N. 1992, *Astrophys. J.*, **392**, 201.
Templeton, M. R. 2008a, *AAVSO Special Notice*, No. 131 (http://www.aavso.org/node/1555/2811).
Templeton, M. R. 2008b, Campaign page (http://www.aavso.org/lont-term-photometric-campaign-luminous-blue-variable-p-cygni).