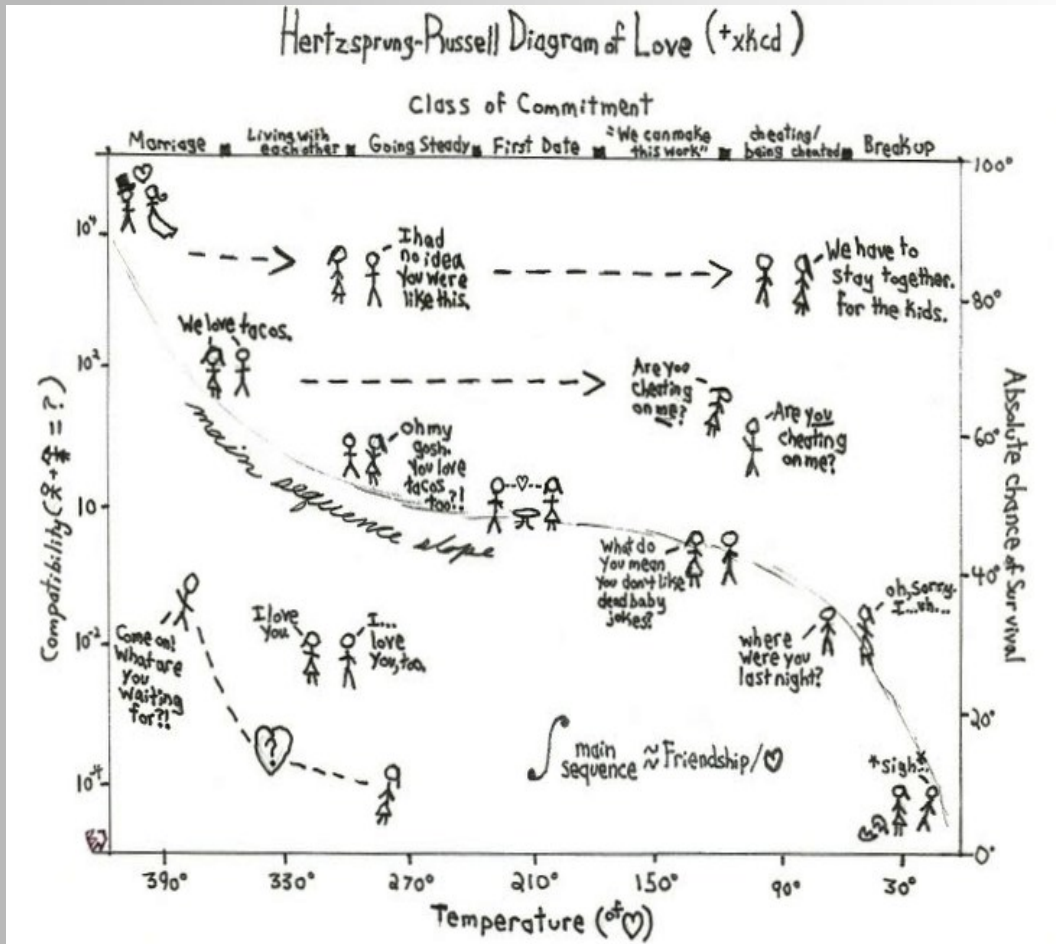


BAV MAGAZINE SPECTROSCOPY

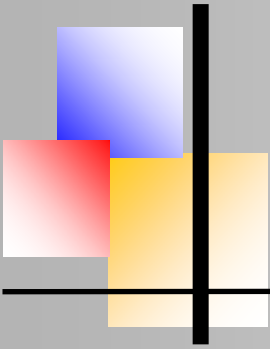


OF THE GERMAN ORGANIZATION & WORKING GROUP VARIABLE STARS BAV

EDITOR
BUNDESDEUTSCHE ARBEITSGEMEINSCHAFT
FÜR VERÄNDERLICHE STERNE E.V. (BAV)
MUNSTERDAMM 90
12169 BERLIN

ISSUE No. 10 12/2021 ISSN 2566-5103





BAV MAGAZINE SPECTROSCOPY



EDITORIAL

From the stars we basically receive only their electromagnetic radiation of different wavelengths, and we “see” essentially only the surface of the radiating bodies. By evaluating the light, we obtain information about:

- the direction of the radiation (positions and movement of the stars)
- the quantity of the radiation (brightness)
- the quality of the radiation (color, spectrum, polarization)

For amateurs, only the narrow band of visible light is easily accessible. In this spectral region, however, both the brightness (photometry) and the spectra of the objects can be examined. Today's amateur astronomy, with its instrumental and computer-assisted equipment, enjoys observation possibilities that were reserved exclusively for professional astronomers until a few years ago.

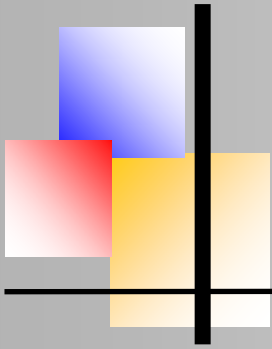
Thanks to the development of CCD technology, the types of observational perspectives have become much more varied. For example, in the area of variable star observation, there are many new possibilities in addition to already existing approaches.

Professional variable star research employs techniques and observation methods to study the physics and atmospheres of the stars in a holistic manner, considering all aspects and occurrences. Thus, this means that the collected radiation must be understood as a complex storage medium of the physical processes on and in the observed star.

This is appropriate for the intensity of the light, as well as for its spectral composition. The linking of brightness measurements and spectroscopy, a matter of course in professional astronomy, reflects this connection.

Along with brightness changes that occur in variable stars (which can occur quite frequently) variable changes in the state of the stars also can take place and often are revealed in the corresponding spectrum.

Ernst Pollmann



BAV MAGAZINE SPECTROSCOPY



Imprint

The BAV MAGAZINE SPECTROSCOPY appears half-yearly from June 2017. Responsibility for publication: German Working Group for Variable Stars e.V. (BAV), Munsterdamm 90, 12169 Berlin

Editorial

Ernst Pollmann, 51375 Leverkusen, Emil-Nolde-Straße 12, ernst-pollmann@t-online.de
Lienhard Pagel, 18311, Klockenhagen Mecklenburger Str. 87, lienhard.pagel@t-online.de
Roland Bücke, 21035 Hamburg, Anna von Gierke Ring 147, rb@buecke.de
The authors are responsible for their contributions.

Coverpicture:

<https://hosting.photobucket.com/albums/e101/breathingpoem/HRlovedigram-1.jpg>

Content

Page

E. Pollmann: Editorial

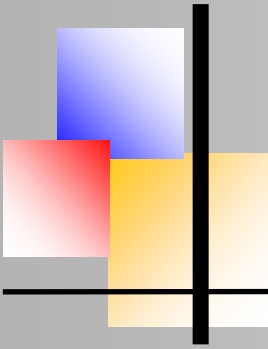
M. Kolb: Novae P Cygni profiles and correlation to V band photometry 1

B. Koch: Die Helium-Nova V1405 im Sternbild Cassiopeia 7

L. Hoffmann: Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas 10

U. Zurmühl: Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings 25





Novae P Cygni profiles and correlation to V band photometry Matthias Kolb, Wuppertal



During their first phases, Novae often show very pronounced P-Cygni profiles of Balmer and other lines, such as OI, HeII or FeII. The velocity of the absorbing, blue shifted ejecta can typically reach 2000 km/s or even above. In contrast, the development of the apparent brightness of Novae show a wide variability: an increase to maximum, decrease which can be modulated by fluctuations, sometimes plateaus with more or less constant lightness, and often a steep decline followed by an increase again due to the formation of a dust cloud which dissolves later. Strope et. al. classified Novae according to those differences in light curves; other classifications are based on the time of decline (slow, fast) or visibility of specific lines (Fe II, He I).

Since the seminal papers of McLaughlin (1944) many novae spectra have been analyzed in great detail both by amateur and professional astronomers, or in cooperation (Shore, Buil, 2021). The scope of this work is not to analyze their spectra in general, but to investigate only the P-Cygni profile, characterized by the correlation of the expansion velocity (estimated from wavelength difference of maximum emission and absorption), with the apparent brightness given by V band measurements. I observed three novae since mid of 2020 with photometry and those novae show very different light curves: V1391 Cas - with strong fluctuations in brightness after maximum, followed by a steep decline due to dust formation, and then by a slower increase; V1112 Per with a more regular decline after maximum, but also formation of a less pronounced dust cloud, leading to faster decrease in brightness and, again, a slower increase; V1405 Cas, which was fairly stable after maximum (dipping by only 0.5^m) but which showed another increase after 6 weeks to a second maximum, clearly above the first. V band light curves from the AAVSO database are shown in

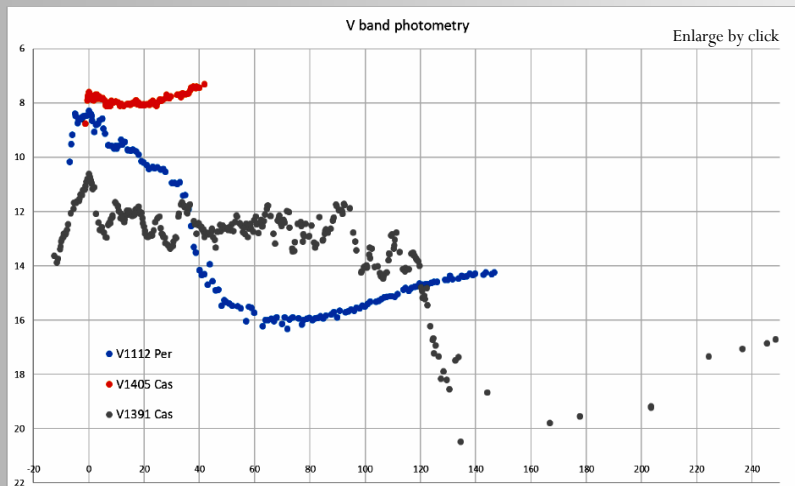
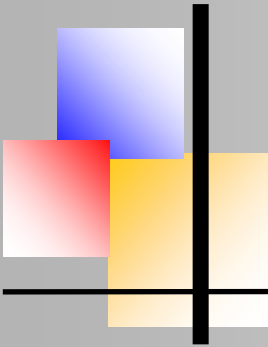


Fig. 1: V band light curves from AAVSO database (means binned by 0.2 days). For each light curve the day of maximum is set to 0. Last 10 data point for V1391 Cas are unfiltered (typically 0.2^m below V band). At maximum brightness V1405 shows high variance of reported values (minimum 7.5^m).



Novae P Cygni profiles and correlation to V band photometry

The ARAS database covers many spectra for V1112 Per and V1405 Cas as those novae had apparent brightness maximum around 7-8^m, whereas V1391 Cas was significantly fainter ($\sim 10^m$ at max), mainly due to interstellar reddening. Steve Shore and members of ARAS evaluated spectra of V1405 Cas (until Apr. 22) in some detail, and other authors reported spectral behavior and development via astronomical telegram (ATel). Analyzing those spectra in detail is worth a paper on its own. Here we will focus only on the velocities estimated from P Cygni profiles. Fig. 2 shows the development of the O I line at 7777\AA over time.

The ARAS database covers many spectra for V1112 Per and V1405 Cas as those novae had apparent brightness maximum around 7-8^m, whereas V1391 Cas was significantly fainter ($\sim 10^m$ at max), mainly due to interstellar reddening. Steve Shore and members of ARAS evaluated spectra of V1405 Cas (until Apr. 22) in some detail, and other authors reported spectral behavior and development via astronomical telegram (ATel). Analyzing those spectra in detail is worth a paper on its own. Here we will focus only on the velocities estimated from P Cygni profiles. Fig. 2 shows the development of the O I line at 7777\AA over time of V1112Per.

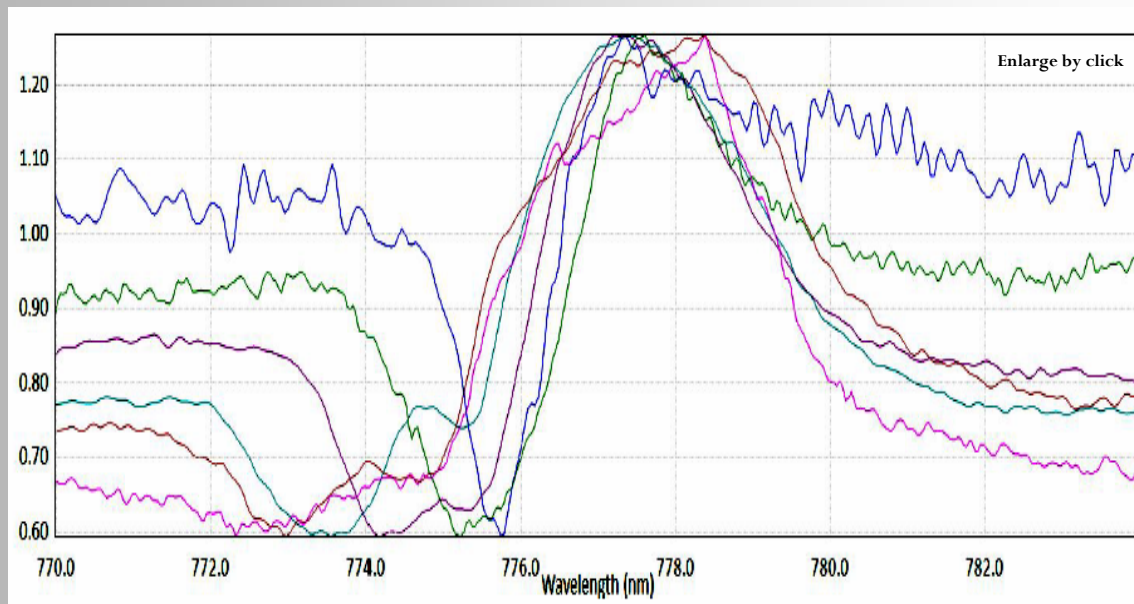
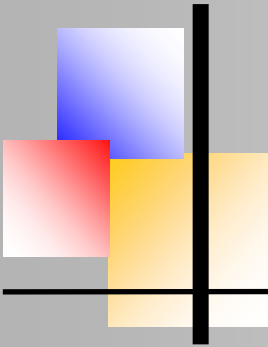


Fig 2: V1112 Per spectra for OI at 7777\AA - development over time;
Spectra from P. Berardi and U. Sollecchia.

The P Cygni profiles also show variation of profile properties such as central absorption or emission within the emission / absorption part. This is shown in Fig. 3.



Novae P Cygni profiles and correlation to V band photometry

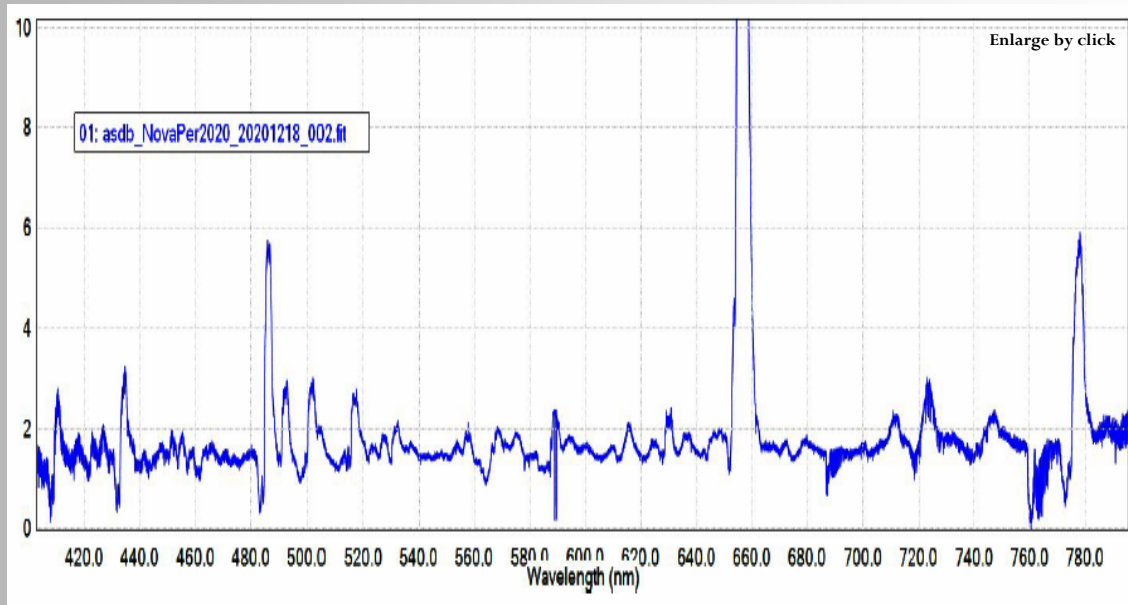
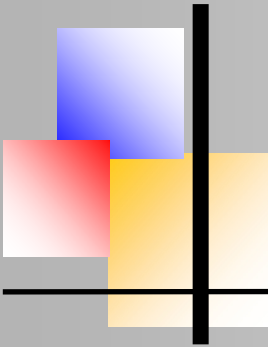


Fig 3: V1112 Per spectrum from 2020-12-18; Spectra taken by Tim Lester

To check for correlation between velocity and brightness I took V band data from AAVSO and spectra from ARAS spectral database ([.??]). V1112 Per is the easiest case to study as the photometrical behavior is more smooth, has fewer oscillations, and a clear decline after maximum.

Fig 4 shows both the magnitude as well as velocities for several lines over time. It is obvious that there is a negative correlation showing increasing velocities with decreasing brightness. Before maximum the velocities decrease with increasing brightness, after maximum velocities increase with decreasing brightness.

To check for correlation between velocity and brightness I took V band data from AAVSO and spectra from ARAS spectral database (http://www.astrosurf.com/aras/Aras_DataBase/DataBase.htm). V1112 Per is the easiest case to study as the photometrical behavior is more smooth, has fewer oscillations, and a clear decline after maximum.



Novae P Cygni profiles and correlation to V band photometry

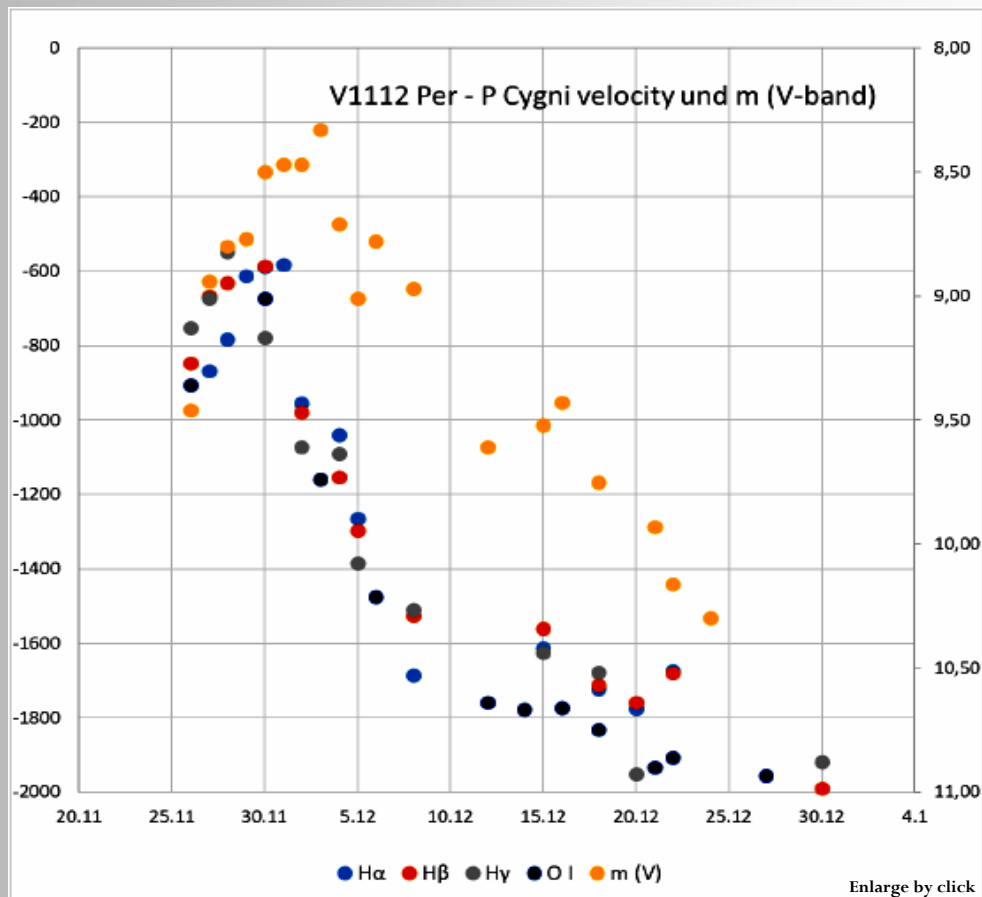
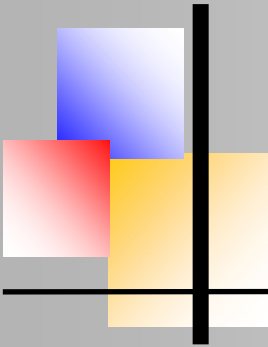


Fig. 4: V1112 Per – Velocities and V band magnitudes with time

To investigate the correlation I plotted velocities against magnitudes. **Fig. 5** shows results for H β and OI at 7777Å for the nova V1112 Per, as P-Cygni profiles are very strong for those lines. As can be seen, the correlation is high if the data are separated based on the development of the light curve: Before maximum (blue), around maximum (grey) and after maximum (yellow). Both correlations show similar slopes, but pre-maximum velocities are significantly lower than post maximum velocities.

Sokolovsky et.al. investigated the P Cygni development before maximum of V1391 Cas (see Fig. 7) and wrote:

„This dramatic apparent deceleration of the absorption features has been observed in other novae during the rise to a peak and is possibly due to the photosphere receding to inner (slower moving) regions of the expanding ejecta.“



Novae P Cygni profiles and correlation to V band photometry

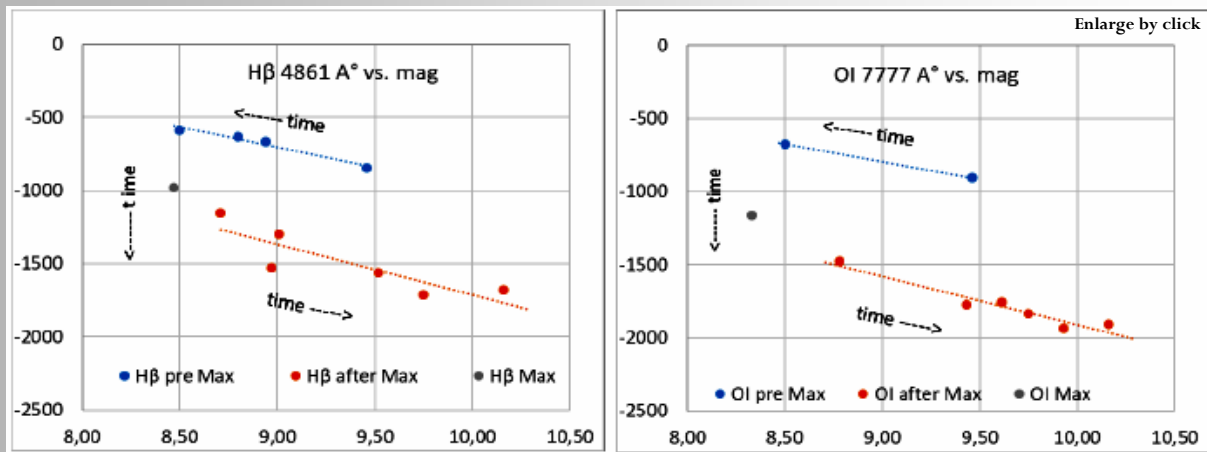


Fig. 5: V1112 Per – Velocities vs. V band magnitudes

V1405 Cas

As shown in fig. 2, this nova shows a plateau after a small decline of brightness after maximum. After 6 weeks the brightness increases again to a second maximum. As the variation of the brightness is fairly small after maximum (between 7.4 and 8.2^m) it is not easy to link velocities from spectra with magnitudes from the AAVSO database. The variation of the magnitudes for the same day are as large as 0.2^m. This is due to genuine fast changes of the brightness, as well as the fact that different observers have sometimes offsets in the absolute values. Fig. 6 show correlations for H β and He I at 5876 Å. As expected the correlation is low for the maximum and plateau phase, but as soon as the increase to the second maximum starts, velocities go down significantly with a steep slope.

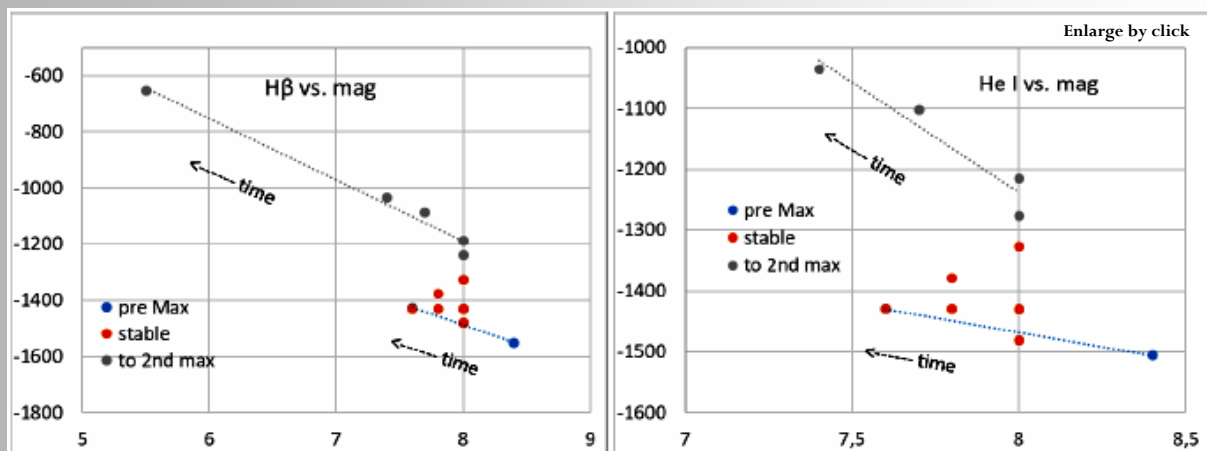
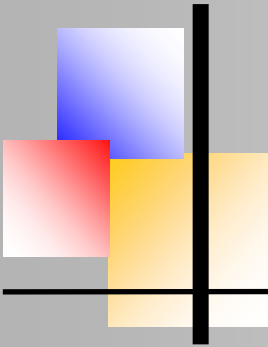


Fig 6: V1405 Cas – Velocities vs. V band magnitudes



Novae P Cygni profiles and correlation to V band photometry

V1391 Cas

This nova is certainly the most difficult case due to the strong oscillations after maximum. This means that increases and decreases in the lightcurve should lead to opposite behavior for velocities, and these changes happen on the timescale of a few days at most. Again, a clear link between spectra and magnitude is difficult. Nevertheless correlation is visible (fig. 6). Behavior is very similar to V1112 Per, but with lower correlation due to the fact that, after maximum, there is no steep decline but oscillations instead.

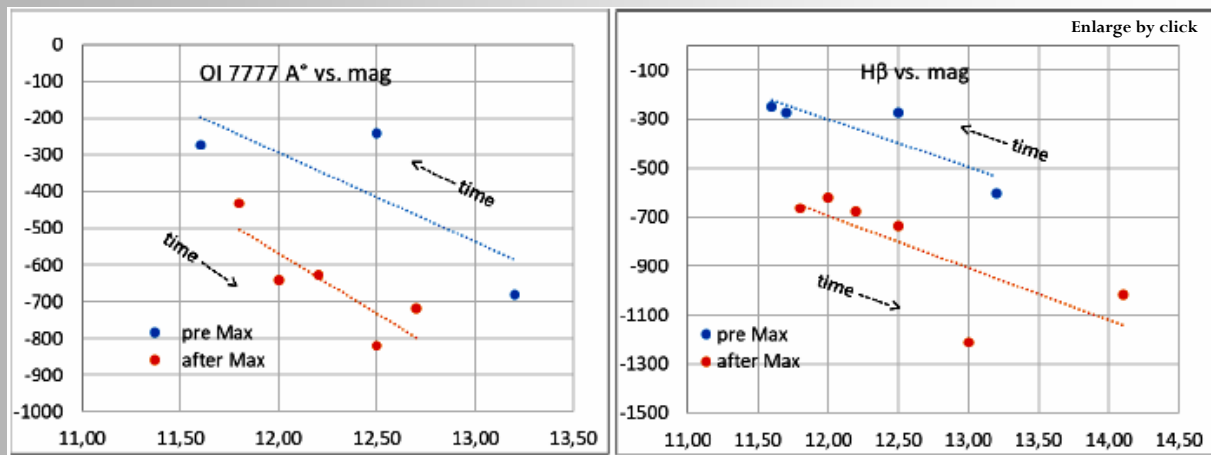


Fig 7: V1391 Cas – Velocities vs. V band magnitudes

Conclusion

All three novae show a negative correlation between brightness - measured via V band magnitudes - and velocities measured from P Cygni profiles, both for phases of increasing and decreasing brightness.

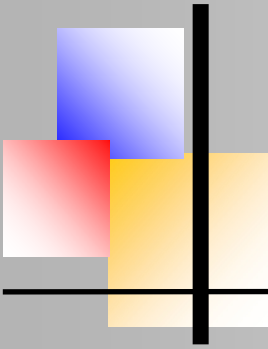
Literature

- D. Jack et.al., 2018, *Astronomische Nachrichten*, July
- D. B. McLaughlin, 1944, *Popular Astronomy* Vol LII, no 3
- K. V. Sokolovsky et.al., 2020, *ATel* #14004
- S. N. Shore, C. Buil et. al. 2021, *ATel* #14577
- R. J. Stroe, B. E. Schaeffer, A. A. Henden, 2010, *The Astronomical Journal*, 140:34-62

Acknowledgements:

Light curves created by the author using own and other observers from AID data by permission of the AAVSO. All observers can be seen using [Light Curve Generator](#). Author's observer code is KMWA. All spectra from ARAS database:

<http://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/2019CoSka..49..217>



Die Helium-Nova V1405 im Sternbild Cassiopeia

Bernd Koch, Schülerlabor Astronomie, CFG Wuppertal



Am 18. März 2021 berichtete der japanische Astronom Yuji Nakamura von seiner Entdeckung eines „neuen“ Sterns mit einer visuellen Helligkeit von 9 Größenklassen. Abb. 1 zeigt die Nova zwei Wochen nach der Entdeckung in einer Aufnahme des Autors.

Wie sich kurz nach der Entdeckung durch spektroskopische Untersuchungen herausstellte, handelte es sich um eine Nova der ganz besonderen Art.

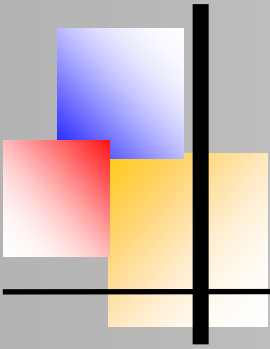


Abb. 1: Die Nova V1405 Cas; Aufnahme B. Koch, Sörth/Westerwald, Germany,



2021-04-03, Astro-Physics EDF-S 13000. f/6.7 auf Canon EOS 6Da, 14x60s

Abb. 2: Niedrigdispersives Spektrum der Nova aufgenommen vom Autor am 2021-04-01 mit einem DADOS-Spektrographen; Gitter 300 L/mm; 0,36m SCT, Summenspektrum 16x300s (vertikal gestreckt), CCD-Kamera STF-8300M;



Die Helium-Nova V1405 im Sternbild Cassiopeia

Bei einer Nova handelt es sich um ein Doppelsternsystem (siehe Abb.3) bestehend aus einem Roten Riesen und einem Weißen Zwerg, welches in kurzer Zeit mehr Licht abgibt, als durch normales Wasserstoffbrennen des Roten Riesen möglich wäre. Der Rote Riese füllt bereits sein Roche-Volumen aus und verliert aufgrund der Anziehungskräfte des Begleiters heliumreiche Materie seiner äußeren Atmosphäre.

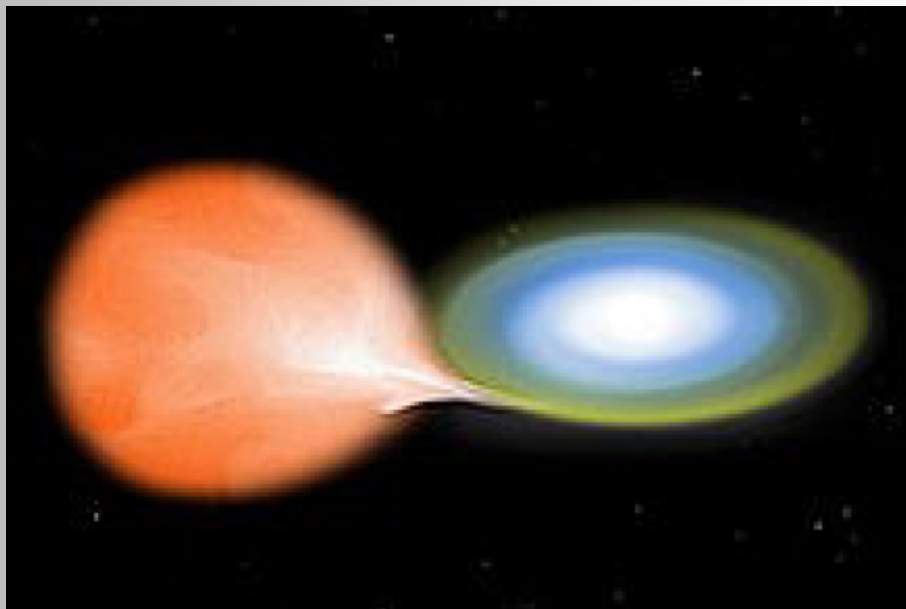
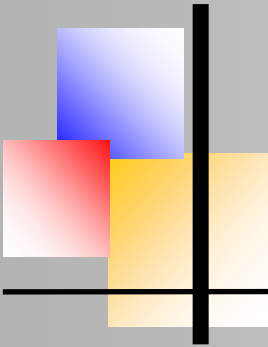


Abb. 3: Künstlerische Darstellung eines Doppelsternsystems wie im Text beschrieben
Quelle: wikipedia.org/wiki/Nova (Stern)

Diese sammelt sich in einer sogenannten Akkretionsscheibe um den Weißen Zwerg und erreicht auch seine Oberfläche. Sind Dichte und Temperatur, ausreichend hoch, findet eine thermonukleare Fusionsreaktion statt, das sogenannte Heliumbrennen, bei dem Kohlenstoff und Sauerstoff gebildet werden.

Nova V1405 Cas zeigt im Spektrum der Abb. 4 neben den üblichen zu erwartenden Emissionslinien des Wasserstoffs auch zahlreiche Heliumlinien, die ein Merkmal dieses Typs von Nova sind. Zum Zeitpunkt der Spektralaufnahme betrug die V-Helligkeit der Nova 8.9 mag.



Die Helium-Nova V1405 im Sternbild Cassiopeia

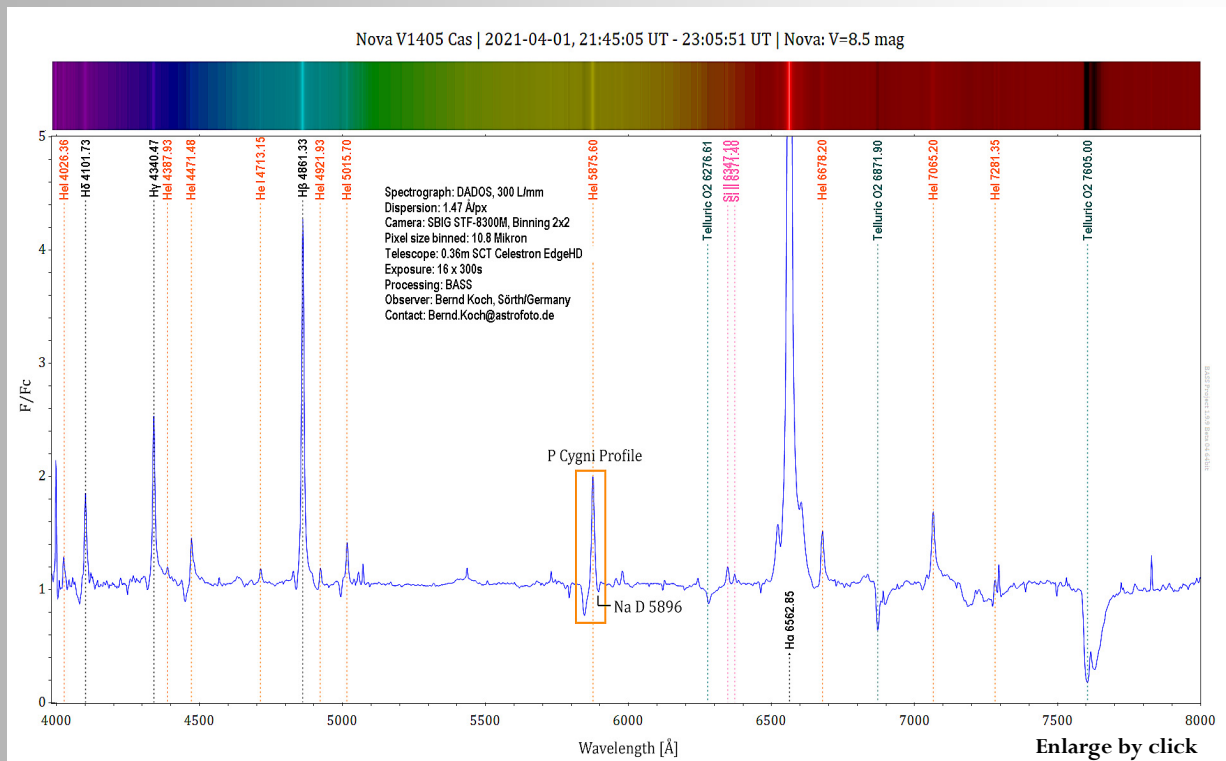


Abb. 4: Scannung des Spektrums der Abb. 2; besonderes Merkmal dieser Helium-Nova: die zahlreichen sog. P Cygni-Linien-Profile als Indikatoren für die expandierende Gashülle

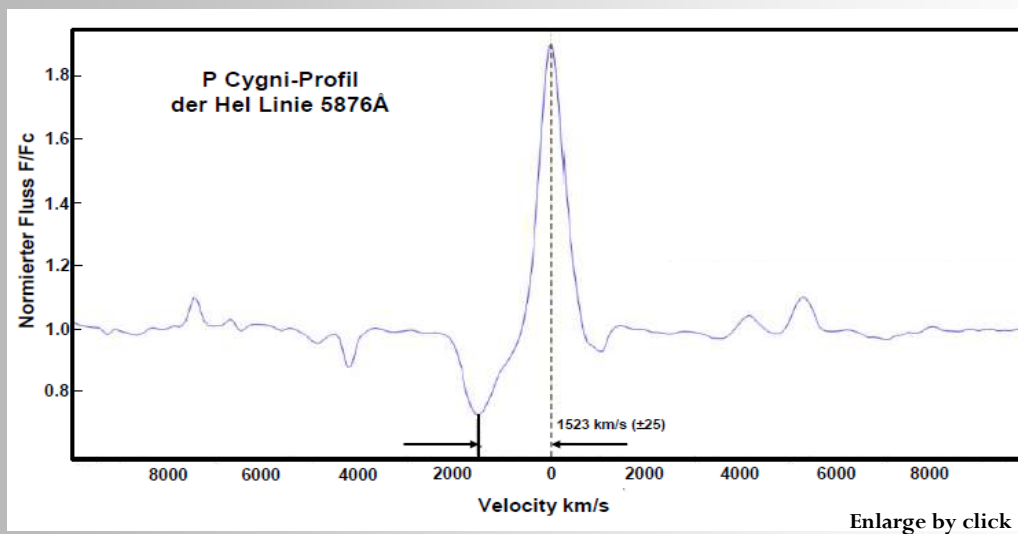
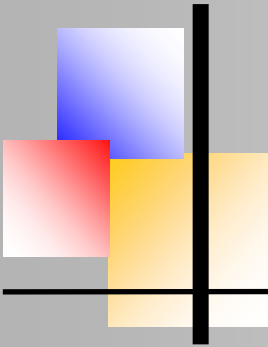


Abb. 5: Das Maximum der HeI-Emission liegt bei der Ruhewellenlänge, die blauverschobene Hüllenabsorption weist eine Expansionsgeschwindigkeit von 1523 (± 25) km/s auf.



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

Louisa Hoffmann, Jugend-forscht-Arbeit 2020, louisax-hofmann699@gmx.de



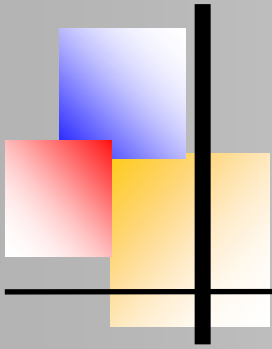
Abstract

Rho Cas ist ein gelber Hyperriese vom Spektraltyp F8 bis K0 mit einer Masse von 40 Sonnenmassen im Sternbild Kassiopeia in 3500 Lichtjahre Entfernung. Das Besondere an Hyperriesen ist die aufgrund ihrer Masse kurze Lebensdauer. Instabilitäten in der Pulsationsphase führen zu Masseverlusten in der Größenordnung von 0.0001 Sonnenmassen pro Jahr. Aufgrund einer 2013/14 abgestoßenen Wasserstoffhülle und messbaren periodischen Helligkeitsschwankungen wird geschlossen, dass ein Supernovaereignis bevorsteht oder bereits stattgefunden hat. Zudem haben Forscher Doppellinien in den Spektren verschiedener Elemente aufzeichnen können, die eine Kontraktion bzw. Expansion in den oberen Atmosphärenschichten nahelegen. Eigene hochauflösende Spektren (2018) wurden in Fortführung der Untersuchungen von Klochkova et al. [1] aufgenommen und auf Veränderungen untersucht. Diese neuen Beobachtungen sollen die weitere Entwicklung des Hyperriesen dokumentieren und bewerten.

Einleitung

Rho Cas ist einer der seltenen gelben Hyperriesen und liegt im Sternbild Cassiopeia. Bei einer Entfernung zur Erde von 8.154 Lichtjahren und mit 450 fachem Sonnenradius besitzt der Stern eine 500.000 fache Leuchtkraft der Sonne und ist für Hyperriesen typisch, ein sehr instabiler Stern. Seine aktuell starken Lichtschwankungen, sein instabiles Verhalten und die Ungewissheit, ob der Stern nicht schon längst als Supernova kollabiert ist, machen Untersuchungen interessant. Da diese Sternklasse der gelben Hyperriesen in der Milchstraße sehr selten ist und mein Interesse stark geweckt war, habe ich mich entschieden, rho Cas genauer zu analysieren und zu erforschen. Meine konkreten Fragen waren vor allem, warum rho Cas so instabil ist, was ihn charakterisiert und warum er so schnell zu kollabieren scheint. Im Laufe meiner Untersuchungen habe ich versucht, genau diese Fragen zu beantworten.

Anschließend habe ich diese verglichen mit der professionellen Arbeit „*Changes in the optical spectrum of the hypergiant Rho Cas due to a shell ejection in 2013*“ [1], in der der Stern im Zeitraum 2008-2017 beobachtet, eine Abstoßung der Wasserstoffhülle belegt, und bestimmte Doppellinien im Spektrum genauer untersucht wurde. Diesen Untersuchungen habe ich schließlich meine eigenen Spektren aus 2018 hinzugefügt. Mein Ziel war und ist, die professionellen Untersuchungen fortzuführen, den Stern über einen längeren Zeitraum zu beobachten und v.a. verstehen zu können, wie die Doppellinien entstehen und ob sie auch in meinem Spektrum vorhanden sind.



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

Spektralklassen

Spektralklassen ordnen Sterne in bestimmte Spektralklassen und Leuchtkraftklassen ein, welche eine Übersicht über den Sterntyp geben und sie klassifizieren. Die Sterne werden dabei gemäß ihrem Spektrum in verschiedene Klassen eingeteilt. Die Grundklassen sind O, B, A, F, G, K und M. Zudem gibt es noch die anderen Klassen für braune Zwerge (L, T, und Y), sowie die von den Kohlenstoffklassen der Roten Riesen (R, N und S). Die Spektralklassen werden zudem noch in Unterklassen von 0-9 eingeteilt (Abb. 1). Zusätzlich werden Sterne in Leuchtkraftklassen mit den römischen Zahlen von 0, I- VII eingeteilt, welche die Entwicklungsphase des Sternes darstellt und durch Eigenschaften bestimmt ist, die von seiner Leuchtkraft abhängen.

Das Hertzsprung-Russell-Diagramm (Abb. 1) kurz HDR genannt, wurde von Henry Norris Russell und Ejnar Hertzsprung im Jahr 1913 entwickelt und zeigt die Spektralklasse (x -Achse) in Abhängigkeit zu der Leuchtkraft (y-Achse). Dadurch ergeben sich charakteristische linienartige Häufungen. Durch die nuklearen Vorgänge im Inneren des Sternes verändern sich mit der Zeit die Zustandsgrößen der Effektivtemperatur, sowie die Leuchtkraft, das führt dazu, dass Sterne im HRD einen Weg durchlaufen. Die Geschwindigkeit variiert von Stern zu Stern.

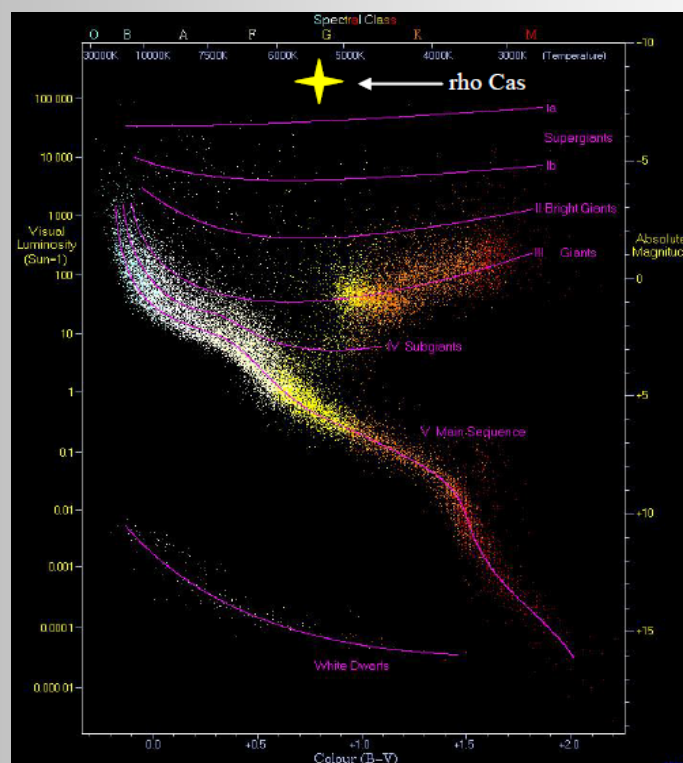
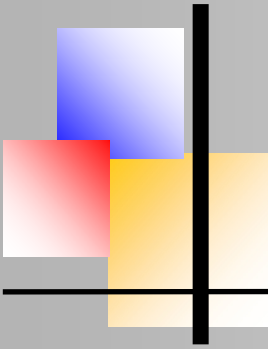


Abb. 1: Das Hertzsprung-Russell-Diagramm
(aus: R. Powell, 2011; www.atlasoftheuniverse.com/hr.html)



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

P-Cygni-Profil

Das P-Cygni-Profil tritt besonders dann auf, wenn der Stern von einer dicht expandierenden Hülle umgeben ist und zeigt sich in einigen der Spektrallinien. Es entsteht zum Beispiel auch durch einen Sternwind und kann durch eine breite unverschobene Emissionslinie (rot) und einer blauverschobenen Absorptionslinie (blau) charakterisiert werden (Abb. 2). Im Fall einer Sternhülle, wie im Fall rho Cas (Abb. 3), bewegt sich ein Teil der Hülle auf die Erde zu, so dass im Spektrum eine Blauverschiebung zu erkennen ist.

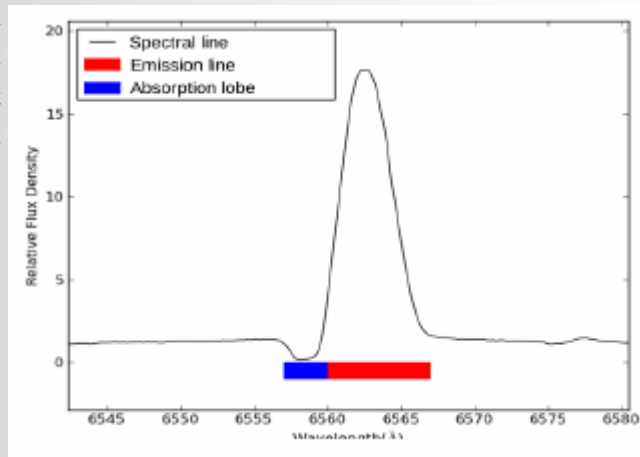


Abb. 2: Schematisches P Cygni Profil

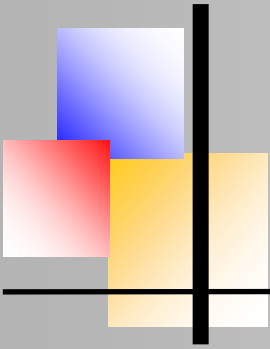
Der andere Teil der Hülle bewegt sich vom Beobachter weg und ist demnach rotverschoben. Diese bewegende Hülle kann mit dem P-Cygni Profil somit bewiesen werden. Das vom Stern ausgesendete Licht wird in der Hülle absorbiert und gestreut. Mit dem Profil ist es möglich, Expansionsgeschwindigkeiten und die Ionendichte der Hülle des betroffenen Sternes zu analysieren und zu bestimmen. Diese P-Cygni-Profile sind gerade bei massiven Sternen, aber auch bei Supernovae, T-Tauri-Sterne (TTS: irregulären variable Sterne in einer dunklen Staubwolke), Zentralsternen, leuchtene Nebeln und molekulare Winden aktiver Galaxien wiederzufinden.



Abb. 3: IRC+10420 (www.sao.ru)

Gelbe Hyperriesen

Gelbe Hyperriesen (engl. „warm/yellow hypergiants“) charakterisieren sich als sehr seltene massive Sterne, welche eine Instabilität aufweisen und daher im Vergleich zu anderen Sternen sehr schnell kollabieren. Ihre Temperaturen befinden sich in einem Bereich zwischen 4000 und 7000 Kelvin (Spektralklasse A). Ihre absolute Helligkeit liegt bei $MV = -8$ und ihre Leuchtklasse



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

liegt bei Ia. Die Radien der sichtbaren Photosphäre betragen einige hundert Sonnenradien. Ihre besonderen Eigenschaften sind starke episodische Masseverluste, welche bis zu 0,05 Sonnenmassen pro Jahr erreichen können. Damit zusammenhängend haben diese Sterne starke Sternwinde, wobei schon Geschwindigkeiten von einigen hundert Kilometern pro Sekunde gemessen wurden, wobei kühles zirkumstellares Material vom Stern abströmt und die Strahlung absorbiert.

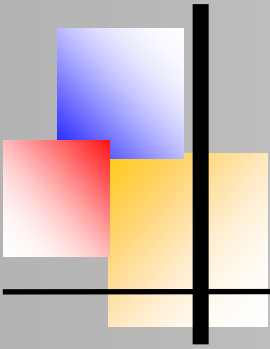
Das dabei abströmende Gas ist so dicht, dass die eigentliche Oberfläche des Sternes nicht für einen Beobachter sichtbar ist und nur in der Pseudophotosphäre reemittiertes Licht analysiert werden kann. Die Sternwinde erkennt man folglich an den P-Cygni Profilen in den Spektren der Hyperriesen.

Diese ganzen besonderen Eigenschaften lassen sich vor allem mit der Instabilität der Sterne erklären. Durch ihre überdurchschnittliche Größe verläuft die Kernfusion innerhalb des Sternes schneller ab. Darum existieren diese Sterne im Vergleich zu anderen Sternen relativ kurz. Die Elemente, welche im Inneren des Sternes fusioniert werden, werden schnell aufgebracht und der Stern muss gegen die Gravitation, die ins Zentrum des Sternes drückt, ankämpfen.

Durch diesen Prozess gerät der Stern in einen instabilen Zustand und beginnt zu sterben. Zunächst können Forscher oft eine Abstoßung der Hülle beobachten, ehe er zu einer Supernova explodiert. Im Hertzsprung-Russell-Diagramm sind sie im Bereich der gelben Entwicklungslücke, aufgrund ihres Entwicklungszustandes.

Insgesamt gehören gelbe Hyperriesen zu pulsationsveränderlichen Sternen mit einer meist geringen Amplitude von bis zu 0,3 mag und Pulsationsperioden zwischen 300 und 1000 Tagen, und hierzu auch ein unregelmäßiger Lichtwechsel. Dadurch reabsorbiert das abgeschlossene Material die Strahlung und emittiert sie wieder bei niedrigen Temperaturen. Die Pulsation lässt sich durch den Mangel an Brennstoff bei der Kernfusion erklären. Durch diesen Mangel zieht sich der Stern zeitweise zusammen, was die Kernfusion im Inneren beschleunigt. Dadurch folgt wiederum, dass sich seine äußeren Schichten erneut expandieren.

Die Gashülle wird damit periodisch zusammengezogen und ausgedehnt. Diese Lichtwechsel und Pulsationsperioden lassen sich mit der Instabilität und den Masseverlust in Verbindung bringen. Sie sind insgesamt sehr selten in der Milchstraße (12 bekannte) und der größte gelbe Hyperriese ist HR 5171A, welcher ca. 1.300 mal größer als die Sonne ist. 12 Einige gelbe Hyperriesen scheinen sich sehr schnell zu entwickeln, mit einem Anstieg der Temperatur von 1000 °C innerhalb von 10 Jahren bei IRC+10420 (Abb. 3).



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

ρ Cas

Der hell leuchtende Stern ρ Cassiopeiae vom Spektraltyp G2Iae16 gehört damit zu einer seltener Gruppe von Sternen im Universum, wobei diese Gruppen die wahrscheinlichsten Vorläufer von Supernovae des Typs SNII am Ende ihrer Existenz sind. Das liegt vor allem daran, dass die Sterne sehr massereich sind und diese Masse und die damit verbundene schnelle Kernfusion zu einer Supernova resultieren und sehr instabil sind. Im HRD liegen diese Sterne nahe an der Helligkeitsgrenze des Instabilitätsstreifens für AM-Sterne. Besonders auffällig sind, wie auch bei ρ Cas zu beobachten, hohe Masseverluste durch Sternwinde und gasförmigen, staubigen zirkumstellaren Schalen. Zudem konnte Fadeyev [2] durch eine Untersuchung der Kontraktion des Heliumkernes feststellen, dass massereiche Sterne, wie ρ Cas, eine geringe Wahrscheinlichkeit für radiale Pulsationen innerhalb des Sternes besitzen.

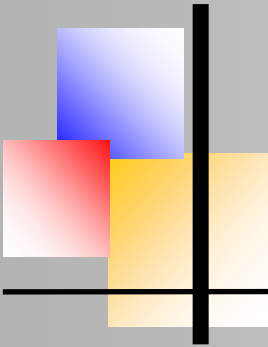
Neben diesen Instabilitätserscheinungen konnten zudem sporadische Variationen aufgezeichnet werden, die auch als Hüllenereignisse bekannt sind. Bei diesen Phänomenen hat der Stern einen besonders hohen Masseverlust, bei dem zudem die Umhüllung von kühlem und ausgestoßenem Material um den Stern beobachtet werden kann. Beim Ausbruch nimmt sie Helligkeit erheblich ab und diese Hülle bildet über mehrere hundert Tage eine sogenannte Pseudo-Photosphäre.

Das Zustandekommen dieser Hülle wird aufschlussreicher, wenn man sich den Stern im HRD genauer betrachtet. Hier liegt er zwischen der gelben Leere18 und trennt die Hyperriesen und LBV-Sternen in ihrer Ruhephase. Obwohl ρ Cas zwischen 2000-2001 einen hohen Masseverlust ($3 \times 10^{-2} M_{\odot}$) und Helligkeitsverlust ($1m$) durchlaufen hat, konnte keine ausgedehnte Struktur außerhalb des Sternes festgestellt werden. 19 12 Jahre später, im Jahr 2013, wurde ein Masseausstoß beobachtet, bei dem die Helligkeit um $0,5m$ abnahm. Man sieht hier, dass die Auswürfe eine geringe Zeitdifferenz haben und somit auf die Instabilität hinweisen.

Die Pulsationen mit einer geringen Amplitude photosphärischer Schichten der Atmosphäre sind somit die Ursache für die Zeitvariabilität. Zudem konnten Klochkova et al. [1] darlegen, dass die unteren Niveaus der langwelligen Komponenten der aufgespalteten Absorption von Ba II, Sr II Ti II und anderen starken Linien niedrige Anregungspotentiale haben und durch eine stationäre Emission in den kurzwelligen Flügeln verzerrt werden. Aufgrund der kurzen Zeitintervalle zwischen den Ausbrüchen und der Hülle, die der Stern bereits abgestoßen hat, ist eine dringende Weiterbeobachtung als sinnvoll erkannt worden.

Arbeitshypothese

ρ Cas ist ein sehr impulsiver Stern, der am Ende seines Lebens steht. Folglich erwarte ich erneute Ereignisse, die die Instabilität betonen oder sogar eine Supernova. Da man nicht genau



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

voraussagen kann, welche neuen Veränderungen der Stern durchlebt, oder wann er tatsächlich seinem Ende gegenüber steht, sind regelmäßige Spektren und deren Analyse höchst hilfreich. Sie geben nicht nur Aufschluss über das Ende von rho Cas, sondern auch generell zu anderen gelben Hyperriesen, die in unserem Universum bisher nur selten gefunden wurden. Des Weiteren kann man sehen, wie die Atmosphäre des Sternes pulsiert und starke Sternwinde erzeugt werden. Der Stern hat zudem auch einen starken Masseverlust im Jahr 2001 ausgewiesen.

Experimenteller Aufbau und Durchführung

Die Beobachtungen habe ich auf der Sternwarte des Carl-Fuhlrott-Gymnasiums in Wuppertal durchgeführt und in diesem Rahmen mit dem CDK20 Astrograph Teleskop gearbeitet. Es hat eine 500mm Öffnung bei einer Brennweite von 3454mm und wird auf einer 10Micron GM4000IIPS Montierung betrieben (Abb.4).



Abb. 4: Das CDK20 Teleskop der CFG-STW

In Kombination zu dem Teleskop habe ich den BACHES Echelle Spektrographen (Abb.5) verwendet, welcher die Untersuchung und Aufnahme der Spektren ermöglicht. Die Spektren vom 26.10.2018 wurden um 20.49-20.53 Uhr MEZ aufgenommen und die letzten von 21.52-21.53 Uhr MEZ (mit einer Stunde Differenz).

Zur Wellenlängenkalibrierung werden mit dem gleichen Spektrographen auch Referenzkalibrationsspektren mit einer Thorium-Argon Lampe aufgenommen und zudem auch Flatfieldspektren und Darkframes erzeugt. Eine Halogenlampe diente dazu, die spektralen Ordnungen festzulegen. Durch eine unvermeidliche Variabilität der Temperaturen in einer Aufnahmereihe sind mehrere Referenzspektren vor und nach den Sternspektren aufgenommen worden. Diese wurden zu einem Summenspektrum gemittelt.

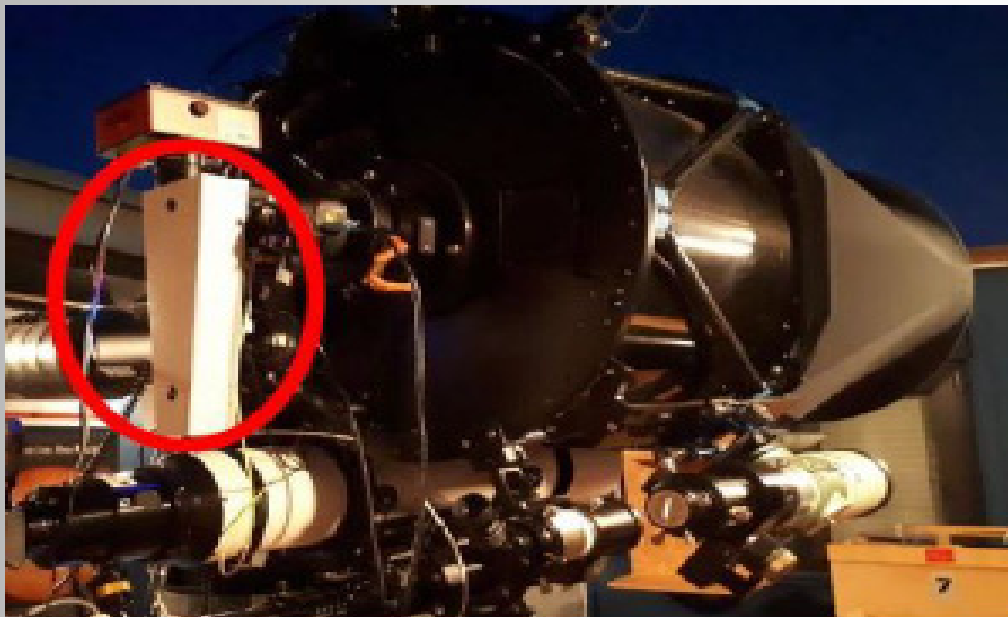


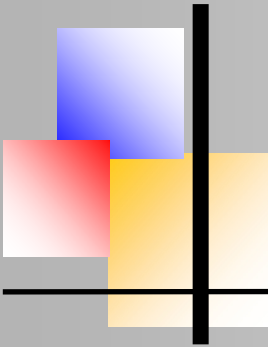
Abb.5: Der Echelle Spektrograph BACHES (rot umkreist) am Teleskop

Die Dunkelbilder/Darkframes ((Aufnahme mit geschlossenen Shutter) vor der Aufnahme des Sternspektrums dienen der Herausrechnung von Fehlern der Kamera selbst. Bevor ich mit den Aufnahmen des Sternspektrums beginnen konnte, musste die Synchronisation und Verknüpfung diverser Programme, wie die Steuerung des Teleskops und der Aufnahmeprogramme beachten werden. Durch Zeitserver ist eine exakte Bestimmung des Aufnahmezeitpunktes möglich.

Auswertung

Mit dem Programm Maxim DL werden die Referenzspektren gemittelt und auf die Weiterverarbeitung mit dem Programm MIDAS in LINUX vorbereitet. Anschließend wird das Dunkelbild von jedem Sternspektrum abgezogen und zu einem Summenbild addiert, um Fehler, die bei einer Mittelung zu Verfälschungen führen können, zu vermeiden.

Beim Scannen der Referenzspektren erfolgt die Kalibrierung der einzelnen spektralen Ordnungen mit anschließender Bestimmung der Wellenlängen. Nach diesem Vorgang wird auch das Sternspektrum kalibriert und mit den Kalibrationsdaten der eindimensionale Intensitätsplot des Spektrums erzeugt. Für die weitere Auswertung des Spektrums ist es jedoch erforderlich, das sog. Pseudokontinuum aus der Division des kalibrierten Spektrums durch die polynomiale Kurvenanpassung (an das Pseudokontinuum) ein normiertes Spektrums zu erzeugen (Abb.6).



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

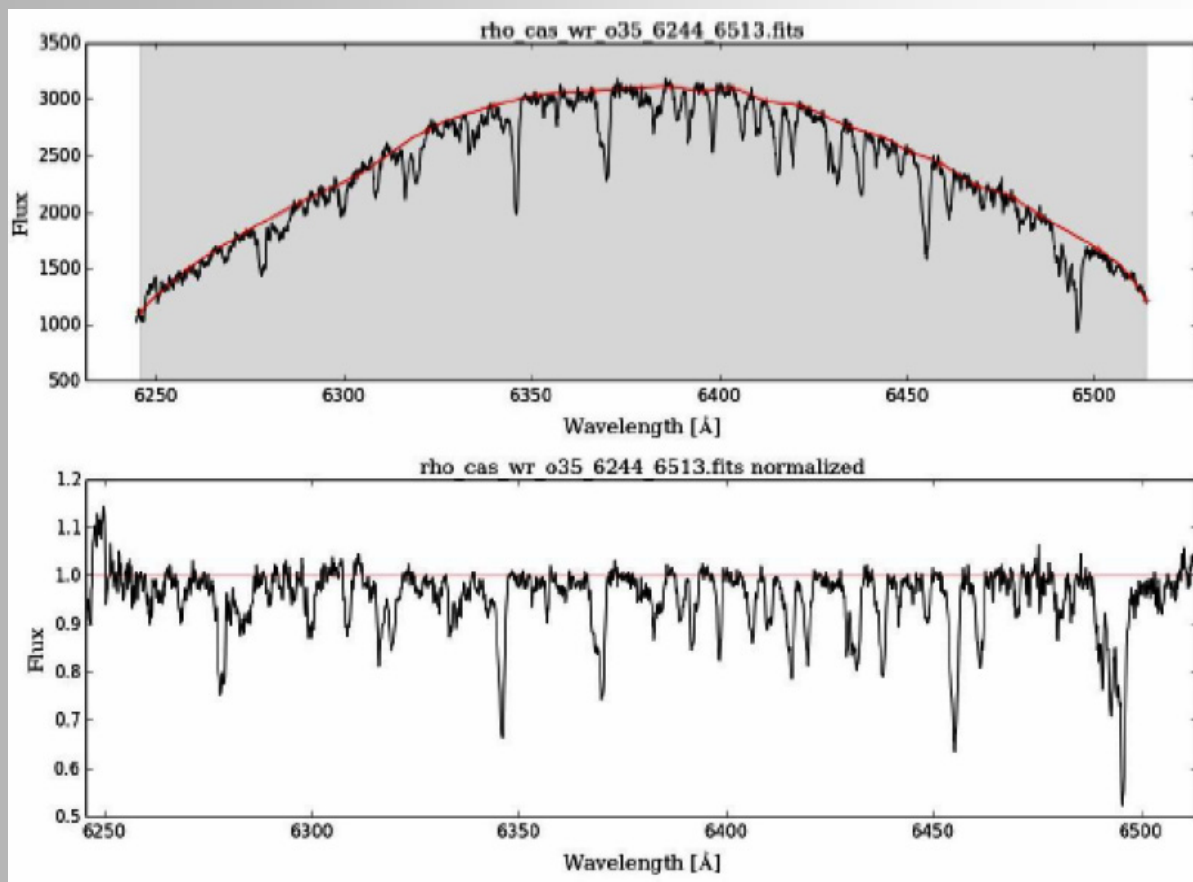
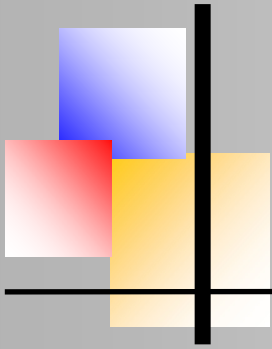


Abb. 6: Normierung kalibrierten Rohspektrums (oben)
durch Division eines polynominalen Pseudokontinuums (unten)

Fortführung der professionellen Untersuchungen mit meinen Forschungen

Um meine Ergebnisse mit den aktuellen der professionellen Forschung zu vergleichen bzw. weiterzuführen, habe ich mich an der professionellen Arbeit von Klochkova et al. [1] orientiert. Diese umfasst die Spektralanalyse von Elementen mit Doppel-Absorptionslinien im Spektrum von ρ Cas des Zeitraums 2008-2017 und erfasste somit das Zeitintervall vor und nach dem Materieauswurf 2013.

Meine Spektren wurden 2018 aufgenommen und stellen damit eine Fortführung der bereits vorhandenen Ergebnisse dar. Die Spektren von Klochkova et al. [1] wurden im Astrophysikalischen Observatorium (SAO), der Russischen Akademie der Wissenschaften mit dem dortigen Echelle Spektrographen (NES) und einen 6-m-Teleskop aufgenommen.



Verhalten des H α -Profils

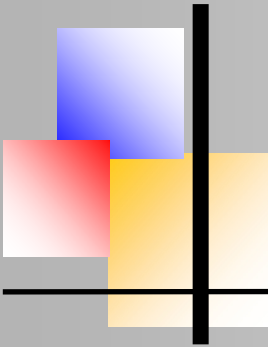
In den H α -Aufnahmen von 2008-2017 ließ sich mittels des Dopplereffektes nachweisen, dass vom Stern eine Gashülle abgestoßen wurde. Das Besondere ist allerdings, dass man in den Spektren ebenso erkennen konnte, dass die Hülle ab 2014 auf den Stern wieder zurückfällt. Die H α -Profile von 2013-2017 zeigen dies besonders auffällig. Mit den Spektren konnte man zudem beweisen, dass es sich bei der abgestoßenen Gashülle um Wasserstoff handelt.

Das Besonders an der Arbeit von Klochkova et al. [1] ist, dass darin ein Zeitraum dokumentiert wird, in dem definitiv ein Ausbruch des Sternes zwischen dem 2. Februar 2013 und dem 1. Oktober 2014 stattgefunden hat. Das H α -Profil verändert sich innerhalb dieses Zeitraums stetig. Das markante Absorptions-Emissions-Profil wird in den oberen Atmosphärenschichten des Sternes gebildet, da sich hier das Material der Hülle durch Sternwinde und durch Schocks ständig bewegt. Dabei hat die Position des Absorptionskernes die Intensität der Emissionskomponente wobei das Verhältnis ihrer Intensitäten mit der Zeit variiert (Abb.7).

Zwischen 2008 und 2011 ist eine nahezu symmetrische Absorption zu sehen, bei der sich der Kern nahe der Systemgeschwindigkeit befindet. Er verändert sich fast gar nicht und scheint damit die ruhige Phase des H α -Profils anzuzeigen. Im Februar 2013, kurz vor dem Hüllenergebnis, verschob sich das Profil in Richtung längerer Wellenlängen (Rotverschiebung), was explizit auf das bevorstehende Ereignis hinweist.

Das Hüllenergebnis an sich wurde knapp verpasst und das nächste Spektrum wurde kurz nach dem Hüllenergebnis im Oktober 2014 aufgenommen. Hier kann ein doppelter Absorptionskern beobachtet werden wobei relative Intensität bei ca. 0.9 liegt. Das bedeutet, dass sowohl Absorption sowie Emission stattfindet und sich somit Materie in Form einer Gashülle in alle Richtungen ausgehend vom Zentralstern wegbewegt. Die kurzwellige Komponente ist dabei blauverschoben und liegt bei 50 km/s mit Bezug auf die Systemgeschwindigkeit. Beobachtet wird also ein Teil, der sich auf den Beobachter zu bewegt und somit rotverschoben ist und ein anderer Teil, der sich auf der anderen Seite vom Stern wegbewegt und somit blau verschoben wird.

Drei Jahre später, im Februar 2017, ähnelt das Profil dann einem inversen P-Cygni Profil, wobei sich der Absorptionskern erneut bis August zu längeren Wellenlängen hin verdoppelt und von einer Kontraktion oberen Atmosphäre zeugt. Die relative Emissionsstärke von H α liegt hier bei 1.2 wobei das 2017-Spektren eine Abnahme der Absorptionstiefe aufweist. Dies Verhalten deutet auf eine hohe Instabilität in den oberen Schichten der Sternatmosphäre hin.



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

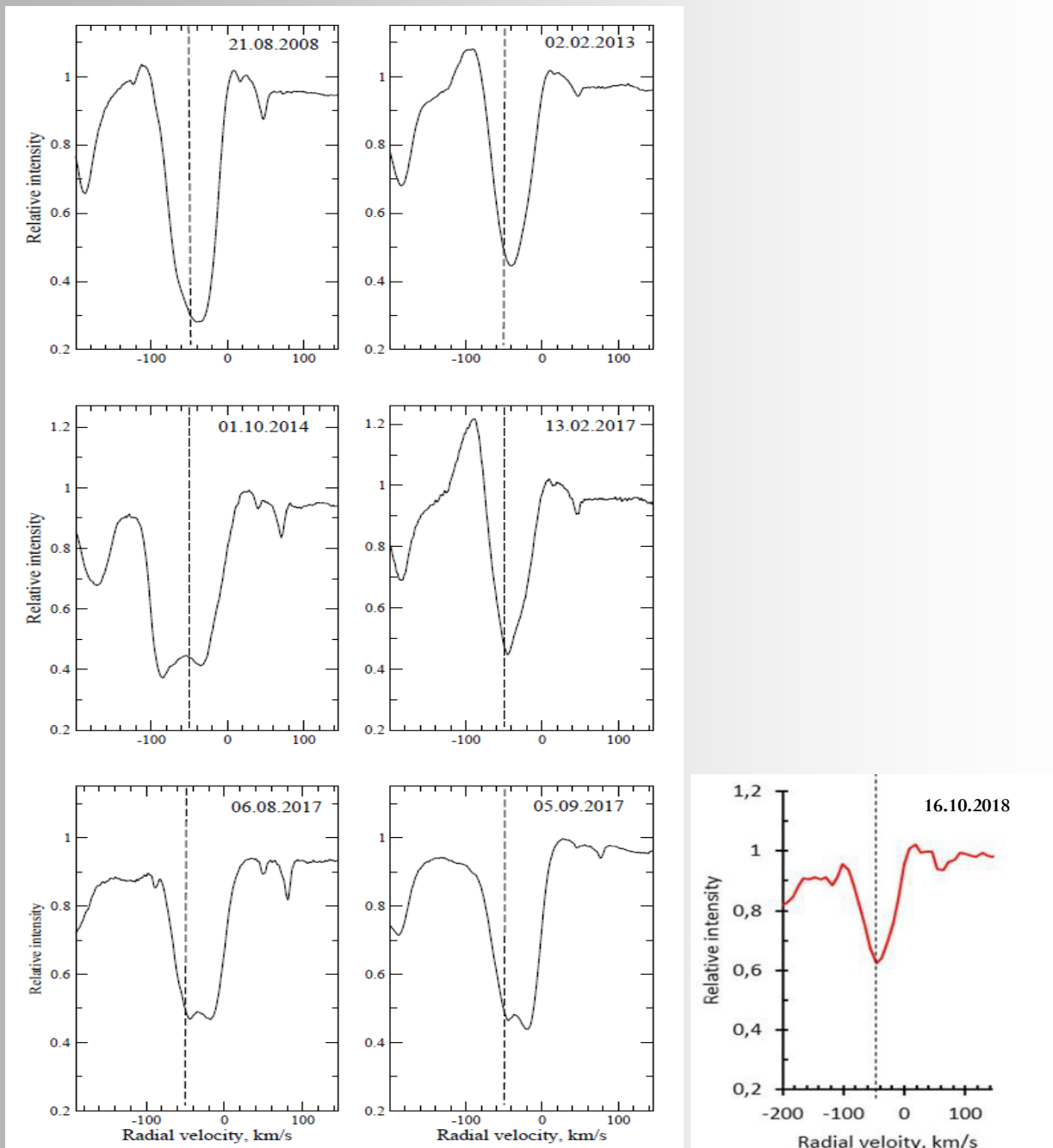
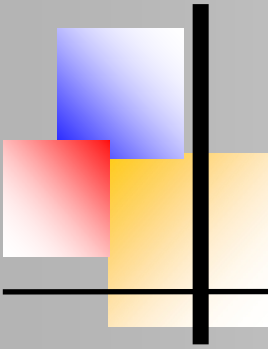


Abb. 7: $H\alpha$ -Spektren von 2008-2017 (aus: Klochkova et al., Astronomy Reports, 2018); eigenes Spektrum von 2018/10/16 (unten links)



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

Hinzu kommt, dass die Helligkeit vor und nach dem Auswurf ebenso schwanken. Mein Spektrum in Abb. 7 (unten links) habe ich der Systemgeschwindigkeit von -47km/s angepasst und festgestellt, dass das $\text{H}\alpha$ -Profil dem von Klochkova et al. [1] in der „ruhigen Phase“ ähnelt. Es zeigt keinen Absorptions-Doppelkern, scheint jedoch minimal rotverschoben. Die rotseitige, schwache Emissionskomponente liegt unter 1 und ist nur minimal kleiner als jene im Klochkova-Spektrum 2008. Zum anderen fällt auf, dass die Absorptionskerntiefe um 0.2 höher bei 0.6 liegt. Insgesamt kann man sagen, dass der Absorptionskern im hier dargestellten Zeitraum von 2008 bis 2018 angestiegen ist. Dies lässt den Schluss zu, dass sich die Wasserstoffhülle nach dem Hüllenereignis wieder beruhigt hat.

Das Verhalten von $\text{H}\alpha$, Barium und Eisen

Um zu beweisen, dass die abgestoßene Hülle eine Wasserstoffhülle ist, wurde die $\text{H}\alpha$ -Linie mit anderen Elementen, welche ebenfalls Doppellinien aufweisen, verglichen: mit Barium (BaII) bei 6141.71 \AA und Eisen (FeI) bei 5446.92 \AA . Die Spektren dieser beiden Elemente wurden in einem Zeitraum von 2014-2017 aufgenommen und zusammen mit den $\text{H}\alpha$ -Spektren in einem einheitlichen Maßstab verglichen (Abb. 8). Die Systemgeschwindigkeit liegt bei -47km/s . Man erkennt die besonders starken Veränderungen von $\text{H}\alpha$ im Gegensatz zu anderen Elementen. Der kurzwellige Flügel der Ba II Linie 6141.71 \AA (Februar 2013) könnte die Folge eines starken Sternwindes vor dem Auswurf sein, der auf die kinematische Instabilität der oberen Atmosphärenschichten hindeutet.

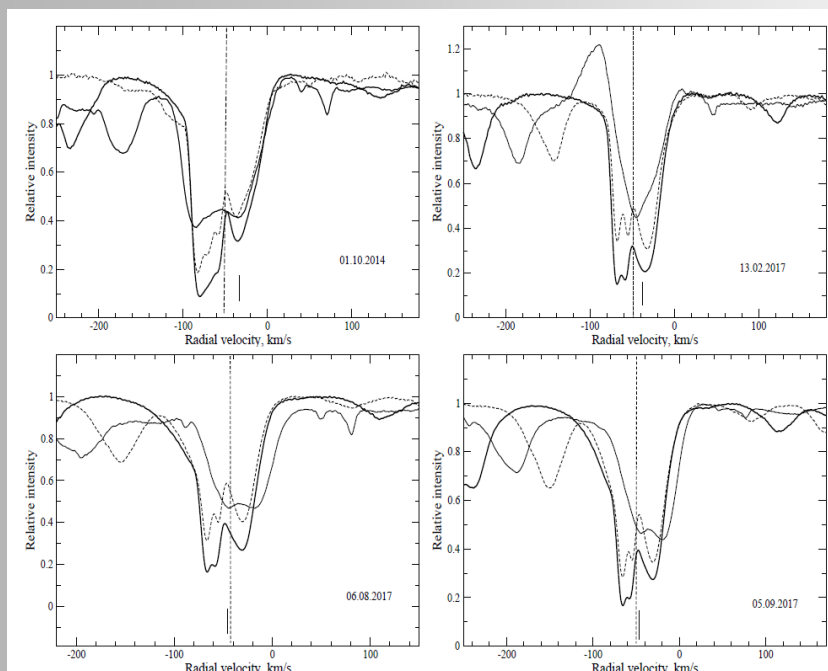
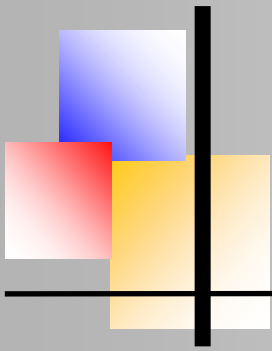


Abb. 8:

Vielfalt der Profile ausgewählter Linien in den Spektren von ρ Cas: $\text{H}\alpha$ (dünn), $\text{FeI } 5446$ (gestrichelt), $\text{BaII } 6141$ (fett). Die vertikale gestrichelte Linie zeigt die Systemgeschwindigkeit $V_{\text{sys}} = -47 \text{ km/s}$ an, die aus symmetrischen Absorptionslinien abgeleitet wurde (aus: Klochkova et al. Astronomy Reports, 2018, vol.62, No. 9).



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

Hier unterscheidet sich Ba II 6141 am deutlichsten. In den anderen Epochen verändert es sich nur leicht (Doppelkern). Die kurzwellige Komponente im Spektrum 2014/10/01 ist blauverschoben. Das Ba II 6141-Profil deutet darauf hin, dass sich kurz vor dem Hüllenereignis und vermutlich noch vor dem Auftreten der $H\alpha$ -Emission durch den abgestoßenen Sternwind eine Doppelabsorption gebildet hat. Die Änderung der Absorptionsintensität von Ba II 6141 und der Eisenlinien Fe I 5446 ist sehr gering. Insgesamt haben sich die Absorptionsintensitäten aller drei Elemente bis 2017 leicht verringert. Dennoch erkennt man an $H\alpha$, dass, während die anderen Elemente sich kaum verändert haben, eine starke Emission im Februar 2017 stattgefunden hat, wie dies auch in der geringeren Absorptionsintensität sichtbar wird.

Da die kurzwellige Komponente von Ba II 6141 ihre Position auf der Geschwindigkeitsachse nicht verändert hat, wird hier kein Zusammenhang mit der Hüllenemission gesehen. Dennoch scheint ihre Aufspaltung durch Sternwind verursacht zu sein. Die $H\alpha$ -Emission ist im August wieder verschwunden und hat danach wieder ein „fast normales“ Profil angenommen. Die ständige Veränderung des $H\alpha$ -Profils und das nahezu kaum veränderliche Verhalten der anderen Elemente bedeutet, dass der Wasserstoff komplett vor der Sternoberfläche positioniert ist und damit die Hüllenbildung repräsentiert. Im August bis September 2017 liegt die Geschwindigkeit von $H\alpha$ wieder nahe bei der Systemgeschwindigkeit.

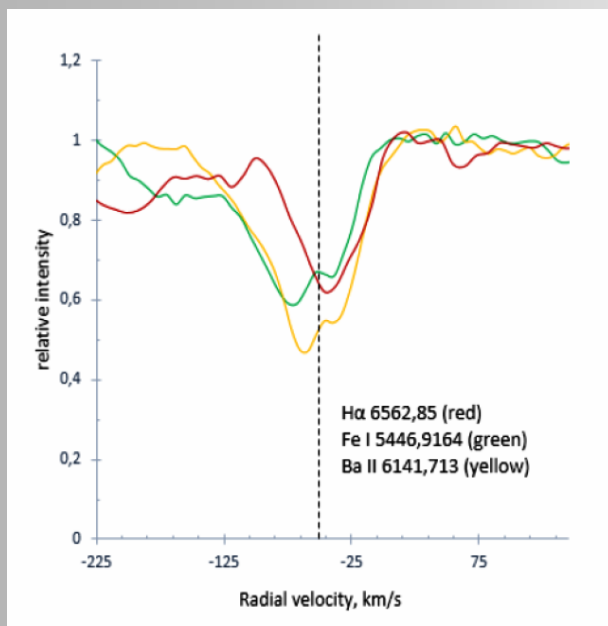
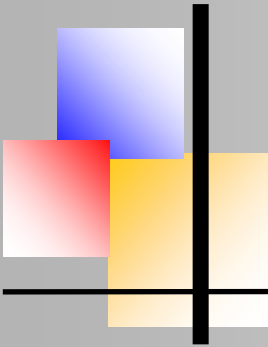


Abb. 9: Verhalten der $H\alpha$ -, Fe I- & Ba II-Absorptionstiefen aus eigenen Beobachtungen

Mein Spektrum in **Abb. 9** stimmt recht gut mit den Spektren von Klochkova et al. [1] von August 2017 überein. Die Doppelabsorptionen haben sich in ihrer Intensitätstiefe ungefähr um 0.2 verringert. Auch die Intensität der $H\alpha$ -Absorption hat sich um 0.2 (von 0.4 auf 0.6) verringert und erscheint nahezu wieder in ihrem Normalprofil wie in 2008. Barium und Eisen haben sich nicht stark verändert. Man erkennt in meinen Beobachtungen einerseits, dass die Wasserstoffgashülle deutlich vom Stern getrennt ist, aber auch an $H\alpha$ eine rasche Geschwindigkeitsnormalisierung nach dem Ausbruch. Eine Geschwindigkeitsveränderung der Barium-Doppelabsorption ist in meinen Spektren (aufgrund zu geringer Auflösung) nicht zu erkennen.



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

Vergleich: Natrium, Kalium und Barium

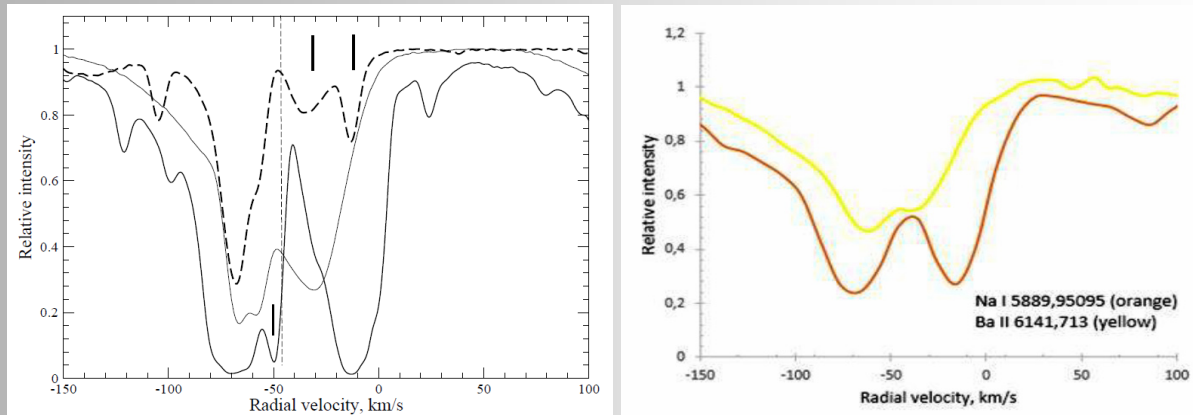
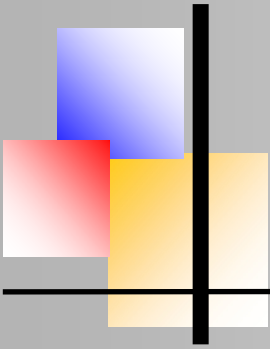


Abb. 10: Links (Klochkova et al.[1]): Profile ausgewählter Linien im Spektrum von ρ Cas erhalten am 6. August 2017: D2 NaI 5889Å (fett), KI 7698Å (gestrichelt) und BaII 6141Å (dünn). Die vertikalen Linien markieren die Position interstellarer Linien mit Geschwindigkeiten $V_{(IS)} = -49,7, -29$ und -12 km/s. Die vertikale gestrichelte Linie gibt die systemische Radialgeschwindigkeit $V_{sys} = -47$ km/s an; rechts: eigene Beobachtungen.

In Abb. 10 (links) sind die Geschwindigkeitsspektren von Na I (5889Å), K I (7698Å) und Ba I (6141Å) übereinander gelegt. Die Spektren wurden am 6. August 2017 nach dem Hüllenereignis aufgenommen. Aus den vorherigen Spektren konnte man feststellen, dass sich das H α -Profil zu diesem Zeitpunkt wieder weitgehend „normalisiert“ hatte und nicht mit den anderen Elementen und den Doppellinien zusammenhängt. BaII 6141Å und Na I 5889Å zeigen beide Doppelabsorptionen. In meinen eigenen Beobachtungen konnte ich Kalium (KI 7698Å) nicht einbeziehen, weil diese Wellenlänge außerhalb des Spektralbereichs des verwendeten Spektrographen lag.

Durch das BaII-Profil wird nach Klochkova et al. [1] die These unterstützt, dass sich die Kurzwellenlängenkomponenten der gespaltenen Absorption im zirkumstellaren Medium bilden. Man konnte zudem feststellen, dass die Amplitude der Pulsationsradialgeschwindigkeit auf (\pm) 13-14 km/s gestiegen ist. Allerdings gilt dies nicht für die Emissionslinien, die in der äußeren verdünnten Hülle gebildet werden. Insgesamt schließen Klochkova et al.[1] daraus, dass die Bewegungen nach außen mit der systemischen Geschwindigkeit dominieren. Werden die Metalllinien in einer Region hinter der Stoßfront emittiert, müsste man die Emission in der nahen Hemisphäre beobachten können. Die in den Spektren entdeckte Aufspaltung von Absorptionen in drei Komponenten passt wiederum nicht dazu, dass die Stoßfront in der Mitte des Sternes ruht.



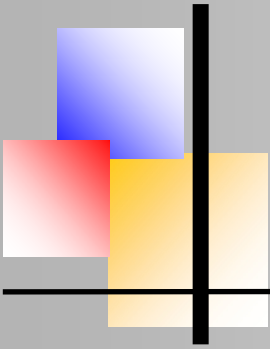
Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

In meinem Natrium-Profilspektrum (Abb. 10 rechts) kann man die Komponenten mit der Geschwindigkeit -12km/s und $-49,7\text{km/s}$ nicht erkennen. Ich konnte aber feststellen, dass die relative Intensität hier um 0.2 gestiegen ist (wie dies auch bei $H\alpha$, FeI 5446 & BaII 6141 in den Abb. 7, 8, 19 zu beobachten ist). Die relative Intensität ist auch bei BaII 6141 um 0.2 gestiegen. Zudem erkennt man in meinem Spektrum, dass die rotseitige BaII 6141 Komponente weniger stark ausgeprägt und geringer geworden ist. Sie lag den Spektren von Klochkova et al. [1] ca. 0.25. In meinem Spektrum lag sie bei 0.52. Insgesamt sieht man, dass sich die BaII 6141 Absorption stark verändert und sich die rotseitige Komponente komplett abschwächt hat, während sich das Natrium-Profil kaum verändert hat. Beide Elemente zeigen aber eine steigende relative Intensität mit dem Wert 0.2 wobei die Zurückbildung der rotseitigen BaII 6141-Komponente hier besonders auffällig ist.

Fazit

In meinen Untersuchungen habe ich festgestellt, dass verschiedene Linien im Spektrum variabel sind und auf eine Region innerhalb des Sternes sowie eine Ausdehnung der Atmosphäre hinweisen. Bei der Untersuchung der Radialgeschwindigkeiten der Absorptionslinien ist aufgefallen, dass diese mit einer Amplitude $> 10\text{ km/s}$ variabel sind. Man erkennt, dass sich der Stern nach seinem Hüllenausbruch in 2014 insgesamt bis 2018 wieder „normalisiert hat“. Auch die relative Intensität der Absorptionen scheint wieder konstant bzw. niedriger. Betrachtet man $H\alpha$, kann man erkennen, dass mein Spektrum von 2018 jenem von Klochkova et al. [1] von 2008 sehr ähnlich ist. Man erkennt jedoch in meinem Spektrum, dass die relative Absorptionstiefe geringer ist. Vermutlich liegt das daran, dass das Licht des Sternes nun durch die sich nach außen fortbewegende Gashülle scheint und das Element zur Emission angeregt wird.

Auch in meinem Vergleich von $H\alpha$ zu Barium und Eisen sieht man, dass $H\alpha$ unabhängig von den anderen Elementen ist und es sich insgesamt nicht wesentlich von den Ergebnissen von Klochkova et al. [1] unterscheidet (die Spektrenqualität ausgenommen). Die Entdeckung in 2017, dass drei statt zwei Absorptionskomponenten vorhanden sind, lässt darauf schließen, dass die kurzwelligen Komponenten der Linien in der zirkumstellaren Hülle gebildet werden, wo auch schwache Emissionen von Metallen und eine der breiten Komponenten des Na I Dubletts gebildet werden. Die Variabilität der Ba II 6141 Linie ($V_r \sim 150\text{km/s}$) in 2013 vor dem Materieauswurf zeigt zudem die kinematische Instabilität des Sternes. Diese instabile Atmosphäre ist starken Sternwinden ausgesetzt. In meinem Spektrum zur Entwicklung von Barium und Eisen sieht man auch, dass beide Elemente durch den Rückgang der Hülle nun ebenfalls eine geringere Absorptionstiefe aufweisen.



Untersuchungen zum gelben Hyperriesen ρ Cas

Die Doppellinien sind bei den untersuchten Elementen allerdings vorhanden geblieben, was zeigt, dass die Hülle noch existiert aber nun nicht mehr so nah am Stern ist. Zusammengefasst sieht man durch die Entdeckung 2017, dass nun drei statt zwei Komponenten vorhanden sind. Das lässt darauf schließen, dass die kurzwelligen Komponenten der Linien in der zirkumstellaren Hülle gebildet werden, wo auch schwache Emissionen von Metallen und eine der breiten Komponenten des Na I Dubletts gebildet werden.

Die Variabilität der Ba II 6141 Linie 2013 ($V \sim 150 \text{ km/s}$) vor dem Massenauswurf zeigt zudem die kinematische Instabilität des Sternes. Diese instabile Atmosphäre ist darüber hinaus noch starken Sternwinden ausgesetzt.

Ausblick

Für die Zukunft bleibt ρ Cas wegen seiner Instabilität der äußeren Atmosphärenschichten und einer möglichen, bevorstehenden Supernova ein interessantes Forschungsobjekt. Man beobachtet mittlerweile bereits Veränderungen und Instabilitäten im Stern, die besonders für das Sterben von Hyperriesen interessant sind. Da es nur wenige Hyperriesen gibt, die man von der Erde beobachten kann, bietet ρ Cas eine willkommene Gelegenheit, diese Objekte weiter zu beobachten und zu verstehen. Dabei ist es wichtig, regelmäßig zu beobachten, in welcher Periode der Stern Materieauswürfe zeigt und wie sich solche Intervalle in der Zukunft verändern. Auch die relativen Absorptionsintensitäten geben wichtige Auskünfte auf sein Verhalten. So ist es besonders wichtig, auch diese Intensitäten der verschiedenen Elemente in Relation zueinander zu beobachten sowie die Absorptionsdoppellinien und ihre Veränderungen weiterhin zu dokumentieren.

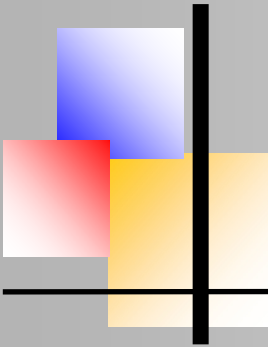
Danksagung

Ein großes Danke geht an meinen Projektbetreuer Bernd Koch, der mir für diese „Jugendforschungs-Arbeit“ im Rahmen eines Projektkurses die Grundlagen der Astronomie und der Spektroskopie vermittelte und mich bei Fragen zu meiner Arbeit sehr unterstützte. Er begleitete zudem die Abende an der Sternwarte, an denen ich ρ Cas spektroskopiert habe. Des Weiteren möchte ich auch meinem Physiklehrer Michael Winkhaus danken, der mich ebenfalls in meinem Projekt unterstützt und es mir ermöglicht hat, den Kurs zu besuchen und Praktika im astronomischen Bereich zu machen.

References

- [1] Klochkova, V.G., Panchuk, V.E., Tavalzhanskaya, N.S., Astronomy Reports, 2018, No.9
- [2] Fadeyev, Y. A., Solar and Stellar Astrophysics, Feb. 18, 2011

Copyright © 2020, by Louisa Hofmann



Spectroscopy with Medium-sized Objective Gratings

Uwe Zurmühl, uzu700@gmail.com



Abstract

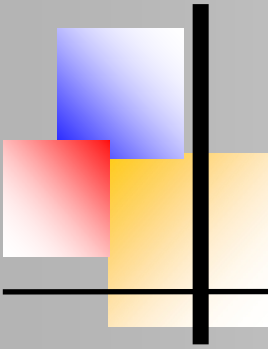
This article is the continuation of a previously published work on objective gratings [1]. The latter paper focused on describing the physical background for different measurement aspects. For illustration, mainly results obtained with Thorlabs gratings had been chosen at that time. In the present paper, additional results with recently acquired gratings from ZEISS are presented. In order to avoid too much overlap, only a brief overview of the most important formulas of the first paper is given and some descriptions have been shortened or omitted. Some aspects – like efficiency estimations – have been added or are treated in greater detail.

Introduction

Over the years, gratings have been established as the main dispersive elements in spectrographs. In most setups, reflective gratings can be found whereas the use of transmission gratings is rare. The latter ones are often combined with prisms, such forming “grisms”. The vast majority of common spectrographs is located behind the telescope’s aperture near the focal plane, normally using the diffraction in a collimated beam. An exception is the usage of “Star Analyzer” – like setups for low resolution spectroscopy, where the device is placed in the convergent beam [2].

An alternative approach is the usage of transmission gratings in front of the telescope’s aperture, thus called “objective grating method”. There are many things in common with the well-known “objective prism method”, mainly applied in former times to conduct large spectroscopic surveys [3],[4]. Regarding the availability of affordable transmission gratings with small to medium size, it is an interesting task to explore the usefulness for amateur spectroscopic projects. Early experiments with the “Star Analyzers” can be found especially by R. Leadbeater [5], while additional results for a Thorlabs grating were presented by E. Wischnewski [6]. A more comprehensive study has been conducted by the author [1]. In the following, mainly results for two ZEISS transmission gratings are presented, which have been used for the first time as objective gratings. A transmission grating is probably the simplest possible approach for an applicable spectrograph. In its simplest form, it essentially consists of only 3 optical subsystems:

- Grating
- 2. Telescope objective (or mirror)
- 3. Camera



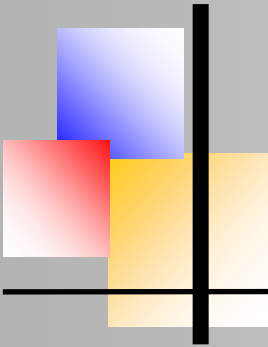
In order to produce satisfying results, these components have to be of sufficient high quality. The main requirements are as follows:

Grating: First, the usable size must be as great as possible in order to maximize the light input. With high quality gratings, the whole area can be used. For others an individually adapted front aperture stop might be necessary. The grating also should show no significant ghosting and stray light. At the best focus position, the recorded spectral image strip should be as small as possible (i.e. no astigmatism caused by the grating). Last but not least, a preference is given to efficiency curves with high values in the spectral regions of interest (very often near the $H\alpha$ line). A significant problem is that simply no transmission gratings on the market can be found which are produced with the focus on objective grating spectroscopy. In contrast to the much wider market for reflective gratings, one has to verify the usability of each device individually.

Telescope Objective: Generally, a variety of optics may be usable. The main requirements are a diffraction limited imaging and an aperture larger in size than the grating. The focal length has to be chosen according to the used sensor and the desired dispersion or wavelength range. When the goal is optimum resolution, the focal length should be large enough to avoid undersampling. On the other hand, the recorded spectral region may be rather small when the focal length is too large. In some cases, the use of a focal reducer/flattener is favorable. The best choice are APO refractors, showing a good chromatic correction over the entire visual spectral range. Also appropriate telephoto lenses could be used, though there might be some degradation in intensity due to the numerous lens groups (depending on the coating). Mirror systems technically also work, but are normally unfavorable due to the partial obstruction of the grating by the secondary mirror.

Camera: For optimum results, a cooled b/w camera is recommended. The pixel size should be small enough to match the used focal length (typically below about $6\ \mu\text{m}$). Sensors which are known to produce fringes due to interference in their cover glass should be avoided at all cost. In contrast to slit spectroscopy, those patterns cannot be corrected, resulting in unusable spectra. Unfortunately, those “fringes” are quite common with modern CMOS sensors and even some older CCD cameras. A CCD sensor which is practically free of fringes is SONY’s IXC694ALG. It can be found in cameras like the ATIK One or ATIK EXM460, the latter one widely used in the spectroscopic community [7]. Especially for didactic purposes DSLRs might also be applied with satisfying results (see Fig. 15).

In addition, the earth’s atmosphere has to be taken into account, since it has a stronger influence on the resulting spectrum compared to slit-based spectrographs. Concerning the latter ones, a bad seeing only degrades the intensity and leaves the resolution unchanged (which is defined by the slit width). For a transmission grating, the opposite is true: The intensity doesn’t



BAV MAGAZINE SPECTROSCOPY



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

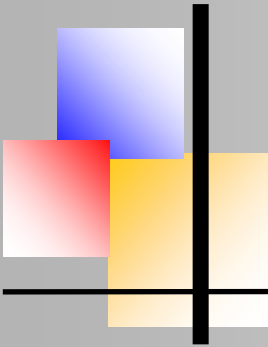
change, but the resolution depends on seeing conditions.

While the drawbacks compared to slit spectrographs are often emphasized, the advantages are only seldom addressed. The following table lists the most important pros and cons.

Topic	Objective Grating	Slit Spectrograph
Complexity	Extremely simple	Complex optical system
Resolution	Medium to high, seeing dependent	Medium to high, slit dependent
Intensity/efficiency	Constant (no seeing dependence), limited by area of grating area	Depends on seeing, limited by optical design and aperture of telescope
Background reduction	Few possibilities, mainly by applying specific filters	Very high, since only light passing the slit is recorded
Wavelength calibration	No direct absolute calibration possible, but indirect methods (e.g. telluric lines)	Absolute calibration possible (e.g. by calibration lamp)
Multiple objects	Possible, whole sensor area available for spectra	Not possible, location defined by slit
Spectrophotometry	Possible	Only possible with "photometric slit"
Telescope size	Small apertures (below $\approx 5''$) adequate	Large apertures favorable
Autoguiding	Only needed for resolution optimization	Mandatory
Ease of use	Simple	May be difficult (e.g. alignment)
Costs	Low to medium	Medium to high

Table 1. Comparison of objective gratings and slit spectrographs

A hindrance is, that many slit spectrographs are available commercially off the shelf, whereas gratings are sold only as single parts. This necessitates the crafting of some construction in order to use these devices in front of specific optics. Fig. 1 below shows the solution which had been applied for the Zeiss gratings used for producing the spectra presented in this paper.



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

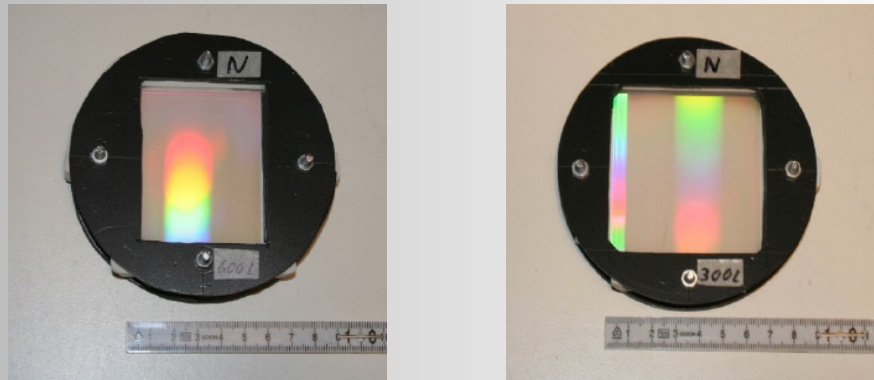


Fig. 1: ZEISS gratings in self-made plastic support made to fit into a 4" refractor dew cap.
Left: 600 l/mm grating, right: 300 l/mm grating.

From the discussion above it may be obvious, that the requirements for recording a spectrum of high quality are very similar to those for deep sky photography. As a consequence, the objective grating method can be rather attractive for experienced amateurs in astrophotography who want to explore the fascinating domain of high resolution spectroscopy.

Theoretical Background

A detailed description of the underlying physics has already been presented in a previous paper [1]. Here only the most important formulas are repeated without derivation. In addition only the case of a "non tilted" grating will be treated, where the grating's plane is perpendicular to the optical axis. This case is shown in Fig. 2, where parallel light beams of a distant point source (star) enter the aperture under the incidence angle α .

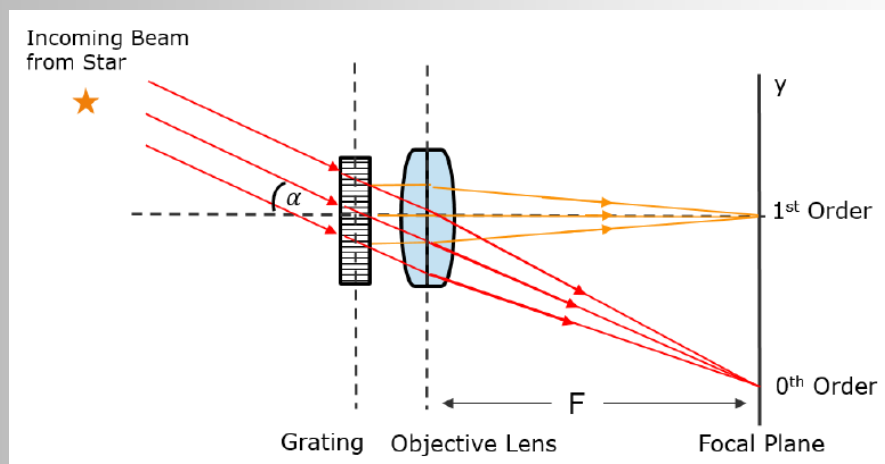
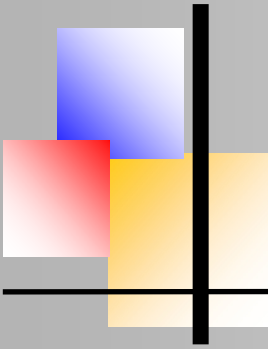


Figure 2: Schematic of objective grating setup



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

The light is diffracted by the grating and focused through the objective lens onto the focal plane. In this case, the first order is directed towards the optical axis. The deviation angle β – not shown in the above figure - is close to zero. The 0th order experiences no deviation and is not recorded on the camera's sensor in the setups discussed here. The dispersion stretches along the y-direction.

For this situation, the grating theory yields:

$$\sin \alpha = n \cdot \frac{\lambda}{g} \quad (1)$$

α = incidence angle

n = diffraction order

λ = wavelength

g = grating constant

Depending on the specific grating, normally only the first order and sometimes the second can be used, thus $n=1$ ($n=2$).

For illustration of equation (1), some incidence angles for specific wavelengths are listed below. The telescope has to point away from the target by these angles in order to image the desired wavelength.

Grating	3500 Å	4000 Å	4861 Å	6563 Å	7600 Å	8500 Å	10000 Å
300 l/mm	6.03°	6.89°	8.39°	11.36°	13.18°	14.77°	17.46°
600 l/mm	12.12°	13.89°	16.96°	23.19°	27.13°	30.66°	36.87°

Table 2: First order incidence angles for gratings with 300 l/mm and 600 l/mm

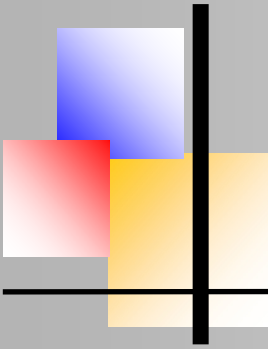
The dispersion can be calculated by applying the following formula:

$$\Delta \lambda_{\text{pixel}} [\text{Å}] = \frac{10^4}{L_{\text{mm}} \cdot F_{\text{mm}}} \cdot \Delta y_{\text{pixel}} [\mu\text{m}] \quad (2)$$

$\Delta y_{\text{pixel}} [\mu\text{m}]$ = pixel size in μm

L_{mm} = grating's line per mm

F_{mm} = focal lengths in mm



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

For the typical setup used in this paper (pixel size 4.54 μm , focal length 714 mm) equation (2) evaluates to a (reciprocal) dispersion of 0.212 $\text{\AA}/\text{pix}$ for the 300 l/mm grating and 0.106 $\text{\AA}/\text{pix}$ for the 600 l/mm grating.

The resolution only depends on the grating constant and amount of unsharpness of the star's image. This blur can be converted to the unsharpness (resolution) in \AA units according to:

$$\Delta S_{\text{\AA}} = 48.48 \cdot \frac{\Delta S_y''}{L_{mm}} \quad (3)$$

$\Delta S_{\text{\AA}}$ = absolute resolution of our spectrograph

$\Delta S_y''$ = blur in dispersion direction in arc seconds

Spectral line features can only be distinguished, if they are separated by more than this value. Often the relative resolution is given, which is calculated by using (4):

$$R = \frac{\lambda_{\text{\AA}}}{\Delta S_{\text{\AA}}} = \frac{\lambda_{\text{\AA}} \cdot L_{mm}}{48.48 \cdot \Delta S_y''} \quad (4)$$

$\lambda_{\text{\AA}}$ = wavelength in \AA

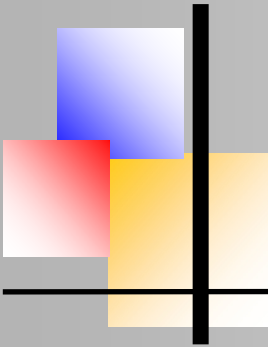
There are several contributions to the image blur, the major ones consisting of the aperture's diffraction pattern and the star's seeing disk. Further effects might contribute, like improper guiding or inaccuracies due to the stacking process. Since all of these effects can be considered as statistically independent, they add quadratic to the final image size:

$$(\Delta S_y'')^2 = (\Delta S_{Aperture}'')^2 + (\Delta S_{Seeing}'')^2 + (\Delta S_{Guiding}'')^2 + (\Delta S_{Stacking}'')^2 + \dots \quad (5)$$

In (5) the contribution of the diffraction pattern, is constant for a specific grating and wavelength and is typically of the same magnitude as the seeing contribution. Therefore, the resolution has only a moderate seeing dependence in most situations. For a detailed discussion of this topic please refer to [1]. When choosing the wavelength of H α (6563 \AA) and a typical total blur value of 4'', equation (4) yields an R value of about 10150 for a 300 l/mm grating (20300 for 600 l/mm). These are realistic values, as can be seen in the examples below.

Used Gratings

A variety of transmission gratings has been examined by the author. While a detailed description of the gratings available from Thorlabs [7] can be found in [1], the emphasis in the following will be on the more recently acquired gratings from Zeiss [8]. To give an overview, the following table lists all medium-sized gratings studied by the author up to now.



Lines/mm	Blaze wavelength [nm]	Supplier	Dimension [mm]	Aperture diaphragm [mm]	Effective area [cm ²]
300	501 *)	Thorlabs	50 x 50 x 3	50 x 40	20
600	400 *)	Thorlabs	50 x 50 x 3	(None)	25
830	300 *)	Thorlabs	50 x 50 x 3	50 x 30	15
1200	250 *)	Thorlabs	50 x 50 x 3	50 x 25	12.5
300	713	Zeiss	67 x 63 x 12	(None)	42
600	575	Zeiss	70 x 50 x 12	(None)	35

*) Calculated from groove angle

Table 3: Overview of currently tested devices in objective grating setups. The necessary supporting construction might lead to a (rather small) reduction of the respective effective area.

The ZEISS products are replicas from mechanically ruled masters, which are primarily used to produce reflective gratings. The product numbers are 263232-7015-623 (300 l/mm) and 263232-7014-323 (600 l/mm). An overview of the design and manufacturing of such gratings can be found by T. Glaser [10]. A direct comparison of 600 l/mm gratings from Thorlabs and ZEISS is shown below

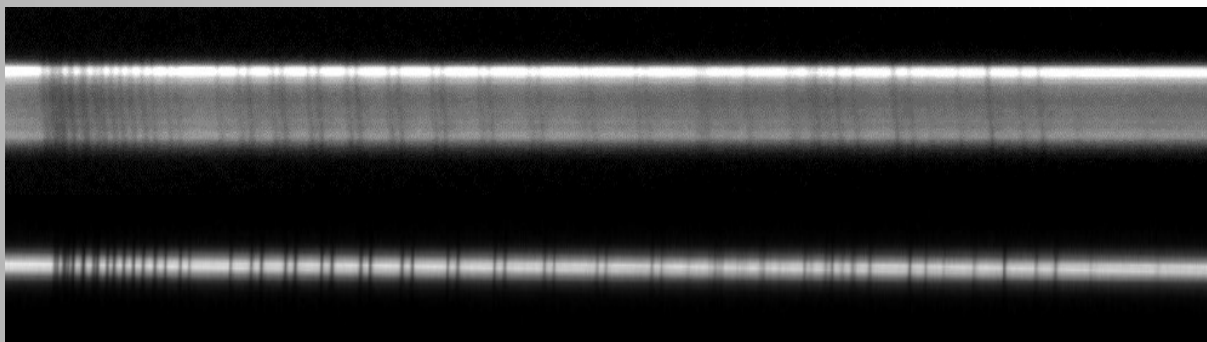
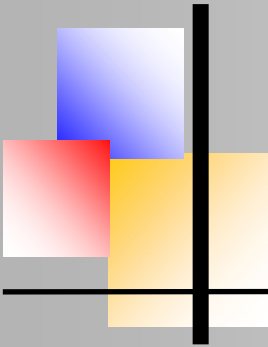


Fig. 3: 2D-spectrum of Deneb's B-Band, imaged with 600 l/mm gratings from Thorlabs (above) and Zeiss (below). Only a small part of the spectrum is shown, the ordinate has been stretched for better recognisability.

The advantages of the Zeiss grating are obvious: The spectral lines show a significant better definition and the height of the spectral stripe is much smaller. No vertical broadening occurs in contrast to the Thorlabs grating. As a consequence, a drastic reduction of background (from sky



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

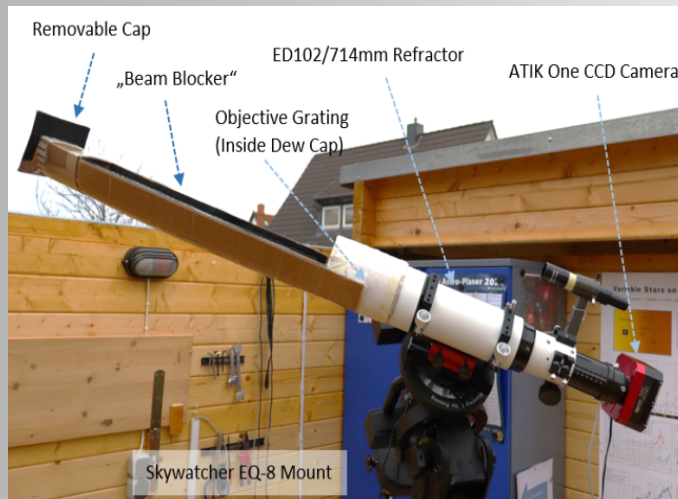
and other stars) is achieved. In addition, more double stars can be resolved. The total height of the stripe is typically less than 10" (here measured as full width at *tenth* maximum).

The corresponding figures for the 300 l/mm gratings look essentially the same. Because of the higher quality and the greater size, only results concerning the Zeiss gratings are further addressed. In contrast to higher line densities, setups based on these grating are still rather easy to handle. With incidence angles normally well below 25°, star alignment and also autoguiding is quite feasible. For most amateur projects, the achieved resolution is sufficient. However, for some rare cases demanding higher resolution for bright targets, the usage of 830 l/mm or 1200 l/mm grating makes sense [1].

Setup Applied for 300 l/mm and 600 l/mm Zeiss Gratings

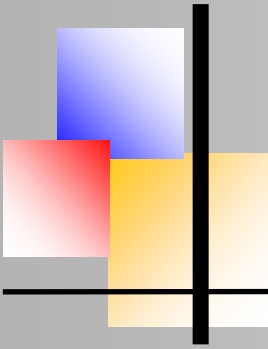
Over the time, some kind of “standard setup” has evolved when optimizing the objective grating measurements. The optics comprises a TS Photoline ED102 f/7 APO refractor, with the objective consisting of an FPL53-lanthanum doublet. From near UV to IR it shows a near perfect chromatic correction, without the need for re-focusing. For enhancement of the spectral region, sometimes an additional focal reducer is applied, resulting in a reduction of focal length from 714 mm to 622 mm. The image recording is done by an ATIK One camera. It houses the rather sensitive Sony ICX694ALG sensor. The camera is identical to the widely used ATIK EXM460, but features an additional internal filter wheel. This is very useful for blocking (or selecting) the 2nd order spectrum or to enhance contrast by using specific pass band filters.

To get rid of 0th order star images, a “beam blocker” made of cardboard in the form of a half-pipe is mounted in front of the telescope’s aperture. By this simple means, only beams greater than a specific incidence angle are able to enter the grating. The cap in front can be removed when star alignment has to be performed.



The grating itself sits directly in front of the objective, inside the dew cap. It is oriented in such a way, that the dispersion runs parallel to the declination. This has the advantage that periodic errors in the right ascension worm gear cannot degrade resolution. The whole setup is carried by a Skywatcher EQ8 mount.

Fig. 4: The objective grating measuring setup used for this paper



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

The next picture demonstrates the resolution achievable with this setup for the Zeiss gratings. It shows the spectrum of Deneb encompassing a part of the atmospheric B-Band [10], recorded at good seeing conditions near zenith (airmass close to 1). The measured relative resolutions are $R \approx 10000$ and $R \approx 20000$, respectively. These values are in good agreement with the estimations from theory according to eq. (4) and (5), as described above. As can be seen, even for the 300 l/mm the resolution is completely sufficient for using telluric lines, resulting in a precise absolute wavelength calibration. As a consequence, especially radial velocity measurements can be performed by evaluating such spectra.

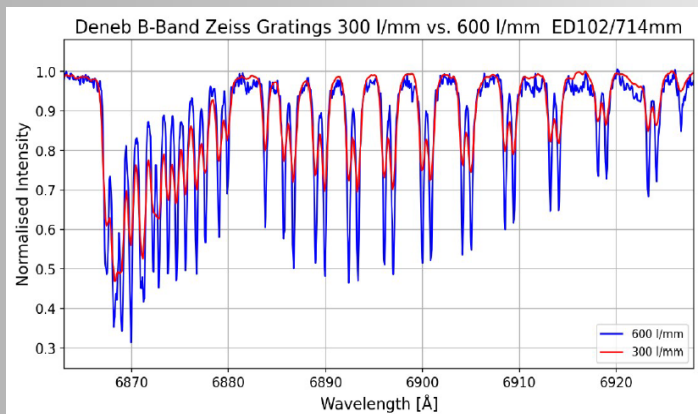


Fig. 5: Spectrum of telluric O_2 B-Band, comparison between 300 l/mm and 600 l/mm grating

Fig. 5 and Fig. 6 shows a comparison between spectra recorded with the 600 l/mm grating for different seeing conditions.

The atmospheric condition for the Vega spectrum (Fig. 5) were fine (height 55° , corresponding airmass 1.22), resulting in a resolution of $R \approx 20000$.

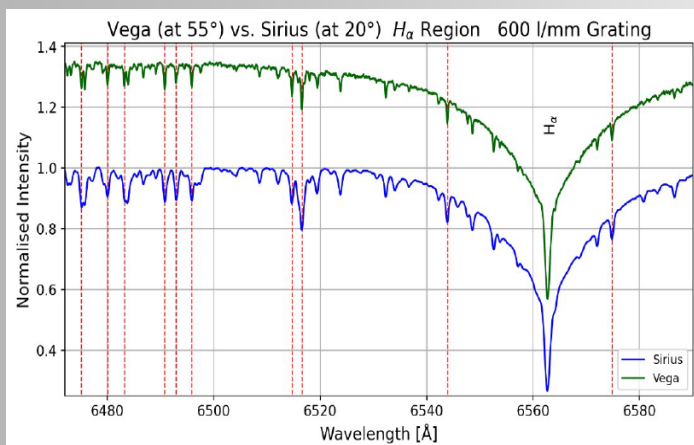
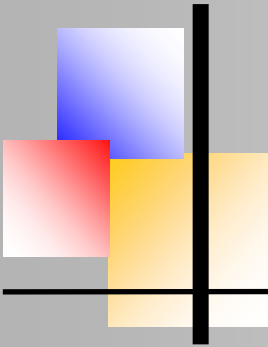


Fig. 6: H_α region of Vega (A0V) and Sirius (A1V), recorded at different heights. The dashed lines mark strong H_2O telluric absorptions. The Vega spectrum has been shifted upwards.

For Sirius (Fig. 6), the height was only 20° (airmass 2.92), leading to a worse seeing and thus a significant broadening of the telluric lines. Accordingly, the resolution was degraded to about $R \approx 10000$.



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

Sample Spectra Taken With 300 l/mm and 600 l/mm Gratings

To demonstrate the potential for different kind of projects, several sample spectroscopic targets are presented, which are easily accessible with the considered setups (i.e. total exposure time less than 2 hours). First, the usage of objective gratings as a “multi object spectrometer” is demonstrated. When applying the above standard setup (sensor size of 12.5 mm x 10 mm, focal length of 714mm) more than half of the famous Pleiades cluster (M45) can be recorded at once. For the image below, the telescope was pointed to a position, where the eastern part of M45 in the region of H α showed up. In total, 73 exposures of 60 s were stacked to form the final image.

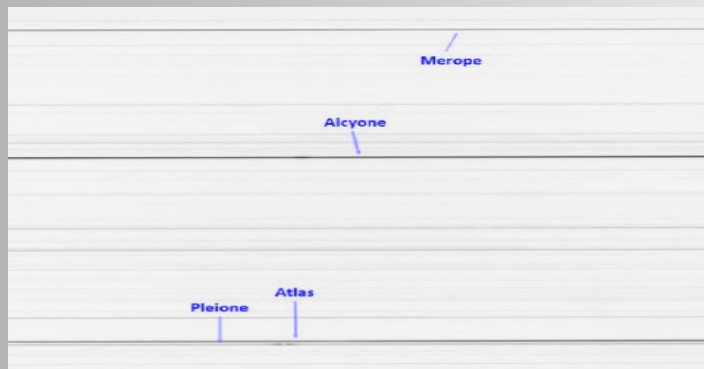


Fig.7: 2-D image of Pleiades (eastern part, negative display), recorded on 20.11.2020 at a height of about 55°. The exposure time was 73 * 60 s. The marks identify the brightest cluster members. For these four stars the 1-D spectra were extracted and processed (shown below).

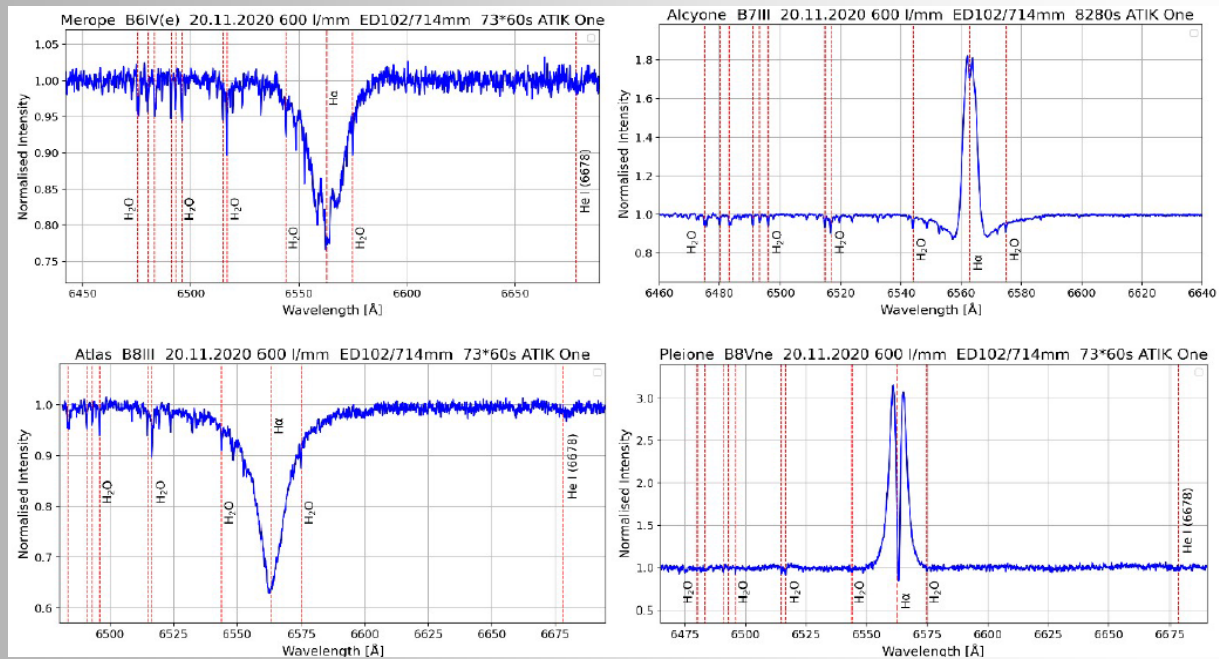
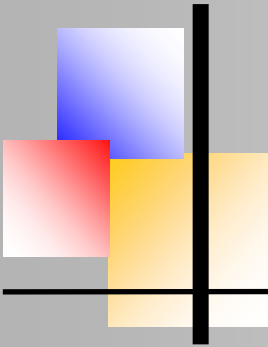


Fig. 8: Spectra extracted from the 2-D image of the eastern Pleiades (Fig. 7). Top: Merope (23 Tau), Alcyone (η Tau), bottom: Atlas (27 Tau) and Pleione (28 Tau). Besides H α and He I 6678, some strong telluric H $_2$ O lines are marked in addition. The latter ones were utilized to derive a precise absolute wavelength calibration.



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

In the above example, three stars belong to the “Be class”. Stars of this type often exhibit prominent time variable emission features and are major targets for amateur spectroscopy efforts [11]. When of sufficient brightness, they are also in reach for the presented setup. The $H\alpha$ region can be studied with both gratings in first order. For $H\beta$ the first order of the 600 l/mm grating or the second order of the 300 l/mm grating may be used. For the latter method, the first order spectrum has to be blocked. This can be achieved by applying a specific IR blocking filter. But one has to be careful when using standard UV/IR blocking types, because they might also block desired wavelengths in the UV region. Suitable filters are available from Astronomik [20]. It should be noted that for wavelength regions below about 5900 Å no strong telluric lines exist, preventing their use for an absolute wavelength calibration. Instead, a calibration on stellar lines is normally possible (and often sufficient). Two spectra around $H\beta$ which fall into this category are presented below in Fig. 9 and Fig. 10.

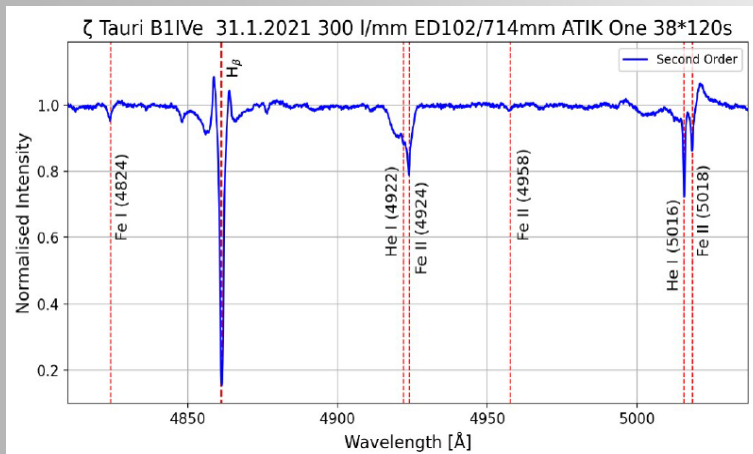


Fig. 9: Spectrum of ζ Tau, 300 l/mm grating in 2nd order

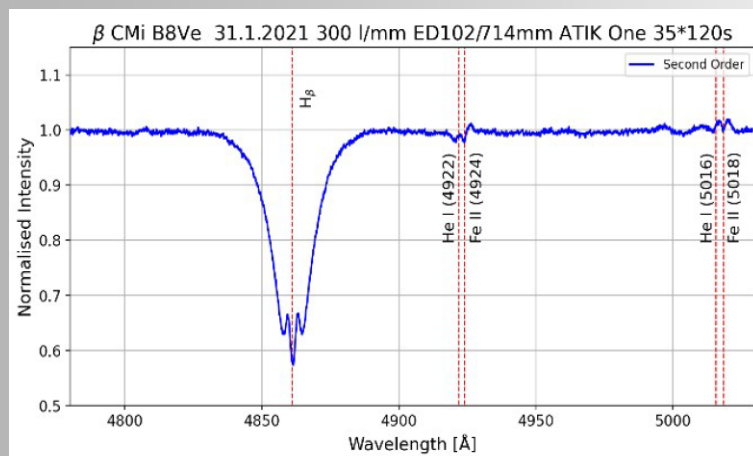
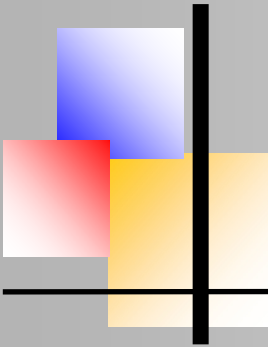


Fig. 10: Spectrum of β CMi, 300 l/mm grating in 2nd order



BAV MAGAZINE SPECTROSCOPY



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

More than 150 years ago, Υ Cas was identified as the first emission line star by Father Angelo Secchi. This star still is frequently monitored by professionals and amateurs as well. The spectrum below had been measured for the ongoing $H\alpha$ /He I (6678) campaign lead by Ernst Pollmann.

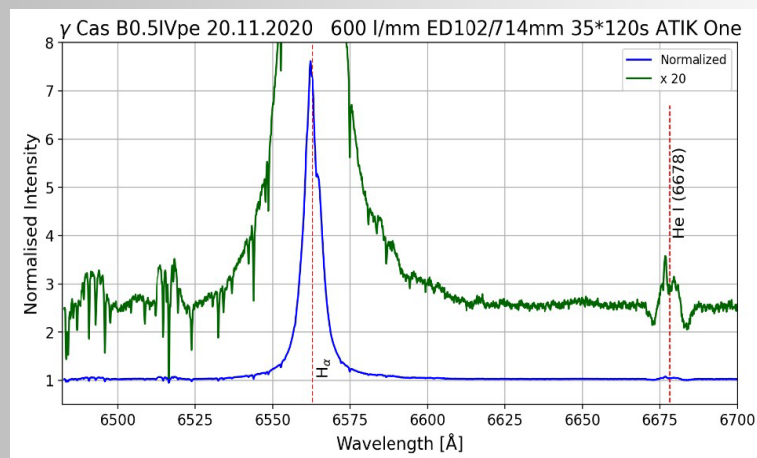


Fig. 11: Spectrum of Υ Cas, 600 l/mm grating.

For the green curve the values have been stretched and shifted.

Another typical application for high resolution spectroscopy are binary star systems, where lines from both components are detectable (SB2 systems). A well-known example is Mizar in the Big Dipper. Two components nearly identical in mass and spectral type orbit each other with a period of 20.54 days. This is reflected in a periodically doubling of lines, shown in the figure below. For better visibility, the telluric water lines had been removed by using the program “SpectroTools” from P. Schlatter [13].

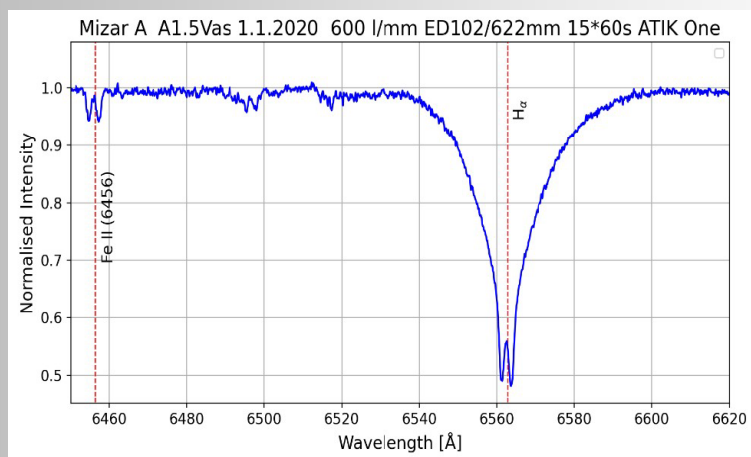
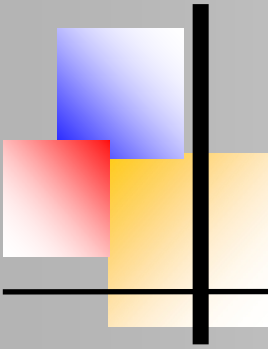


Fig. 12: Spectrum of Mizar A, 600 l/mm grating, telluric lines removed



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

Many variable stars also show interesting spectral features. As examples, below two spectra of famous Mira (O Ceti), the prototype for a class of pulsating stars, can be found. The first one, taken at a phase of 0.07, shows the H α line in emission, typical for a time around maximum brightness. In addition much of the TiO bands' fine structure is resolved by using the 600 l/mm grating.

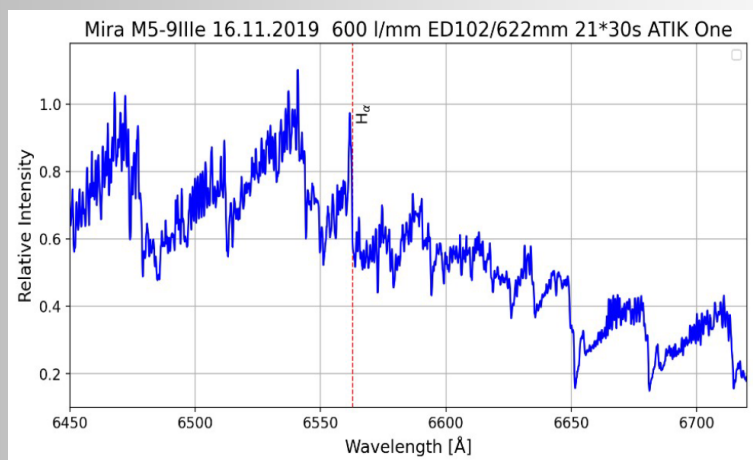


Fig. 13: Spectrum of Mira around H α at phase 0.07 (no response correction applied)

The next spectrum shows the near IR region, where the Ca II triplet can be seen in emission. This is also a known phenomenon which may occur in Mira-type variables during specific phases.

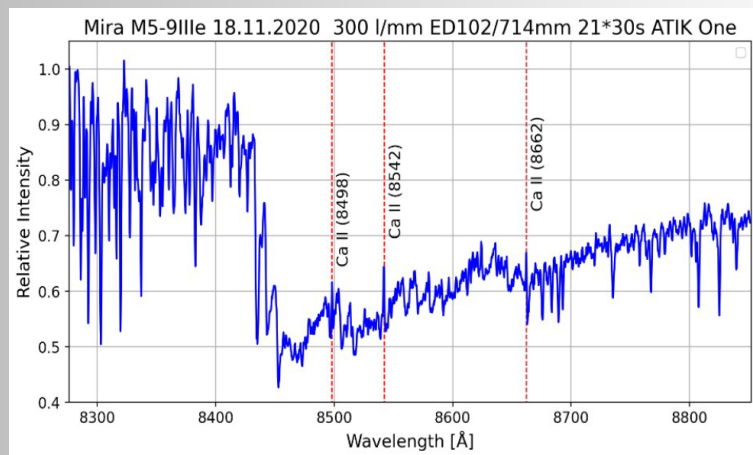
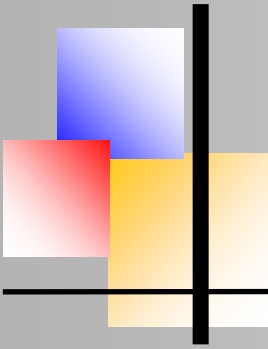


Fig. 14: Near IR spectrum of Mira at phase 0.18, recorded with the 300 l/mm grating (no response correction applied)



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

Though DSLRs are only “second choice” for spectroscopy, they may be appropriate for didactic purposes because of their easy usage and direct color conversion. The Arcturus spectrum below was taken with a Canon 250D camera, exposed 9*10s at ISO Speed 1600 by applying the 300 l/mm grating in second order. A valuable side effect consists in the internal camera filters blocking the IR. Thus, no additional filter was needed to obstruct the first order.



Fig. 15: 2nd order spectrum of Mg triplet region of Arcturus, taken on 8.8.2020 with a Canon 250D (stretched in vertical direction)

Efficiency Considerations

Besides resolution, the sensitivity of the spectrometric setup plays a major role, because it directly affects the observing time needed to reach a given signal-to-noise ratio (SNR). Therefore, let’s take a look at the analog-to-digital units (ADUs) observed in a specific wavelength interval of the camera.

When the light from a star is detected in a camera’s sensor, mainly the following factors determine the number of the readout counts (ADUs) and hence the magnitude of the recorded intensity:

- Atmospheric transmission
- Effective aperture of telescope-grating system (defined by the grating’s area)
- Grating efficiency
- Telescope losses (transmission of objective, sometimes also vignetting)
- Sensor efficiency (normally expressed as “quantum efficiency”)
- The “gain” factor, converting the number of sensor ADUs to electrons

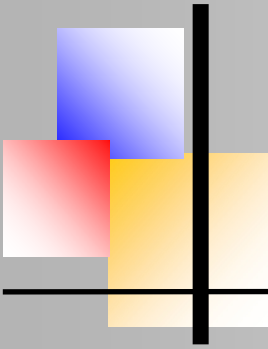
For simplicity, the above factors 1. – 6. can be assigned to an “absolute system efficiency”, thus:

$$ADU(\lambda) = \epsilon_{system}(\lambda) * Flux_{star}(\lambda) \quad (6)$$

The number of electrons can be calculated from the ADUs by multiplying with the sensor specific gain factor:

$$N_{Electrons}(\lambda) = Gain_{sensor} * ADU(\lambda) \quad (7)$$

Commonly, a star’s flux is measured in $erg/s/cm^2/\text{\AA}$. The system efficiency curve can be derived using eq. (6) by dividing the measured ADUs by the star’s flux. Such absolute flux curves are available for specific photometric standard stars. Probably the most accurate are those



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

provided by CALSPEC, based on Hubble space telescope measurements [13]. For the derivation in this paper, mainly Vega was used as the reference star.

According to e.q. (6), the number of counts per second and Ångstrom is directly proportional to the absolute flux of a star outside the atmosphere, with the such defined absolute system efficiency as the proportionality constant. In this definition, the “system” also encompasses the atmosphere. For comparison reasons, in the following a “standard atmosphere” at zenith is used (airmass = 1). All efficiency measurements have been reduced to an atmosphere of standard pressure (1013.25 hPa) at a height of 80 m with an “aerosol optical depth” (AOD) value of 0.13. The corresponding transmission curves were calculated according to Chr. Buil’s method [14]. The value of 0.13 is regarded as an annual mean value. AOD values of 0.07 and lower can be found during clear winter nights with very few dust particles. Values of 0.20 and more may occur when the air is rather dusty (typically at springtime).

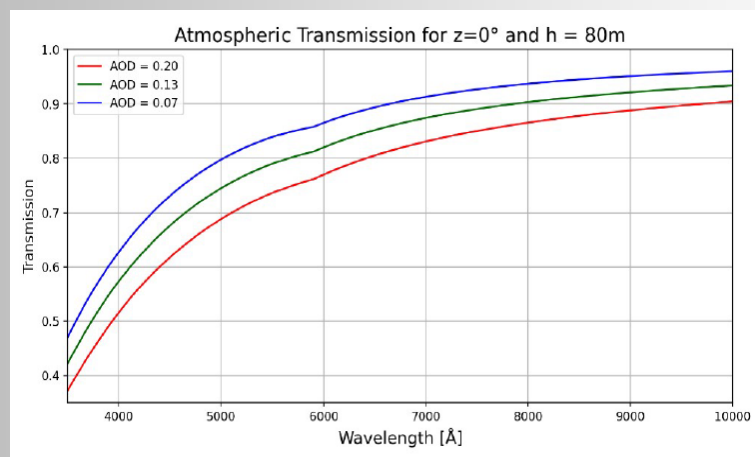


Fig. 16: Atmospheric transmission for airmass = 1, calculated according to [15]

Besides the atmosphere, the most important factors are the efficiencies of the sensor and grating, shown in the next figures.

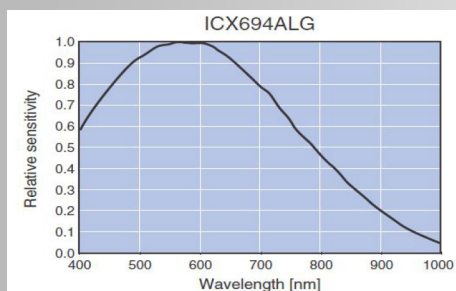


Fig. 17: Rel. sensor efficiency (source: Sony)

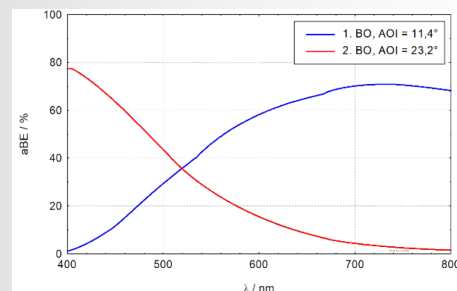
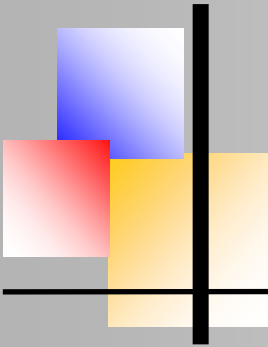


Fig. 18: Calc. efficiency for 300 l/mm grating (first and second order) [16]



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

In Figure 19 below, the measured absolute system efficiency for the 300 l/mm grating setup is presented. It should be noted, that the first order has its maximum near H α , favouring measurements in this wavelength region. For wavelengths below 5000 Å the efficiency drops significantly, thus usage for the blue region may not be appropriate. On the other hand, the second order curve has its maximum in this region, allowing to also record spectra in the near UV. When measuring second order spectra, the first order has to be blocked by an appropriate filter, as already discussed above.

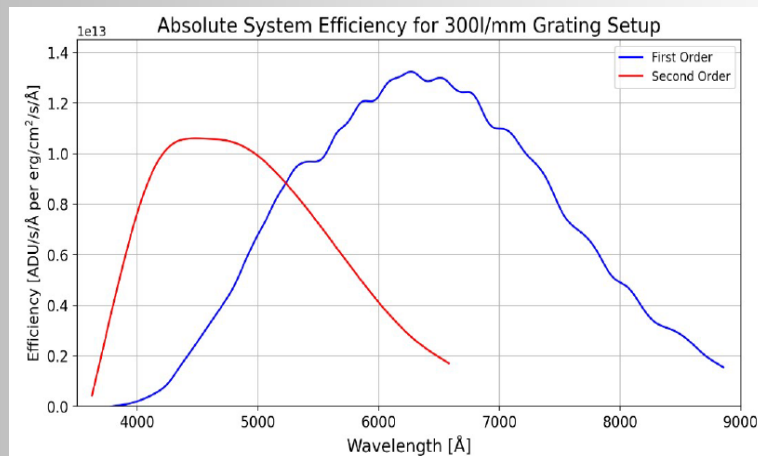


Fig. 19: Absolute zenithal system efficiency for setup using the 300 l/mm grating in first and second order (note: ordinate scale unit is 10¹³)

The next figure shows the corresponding efficiency curve for the 600 l/mm grating setup. In this case, the whole visual wavelength region is covered with an acceptable performance.

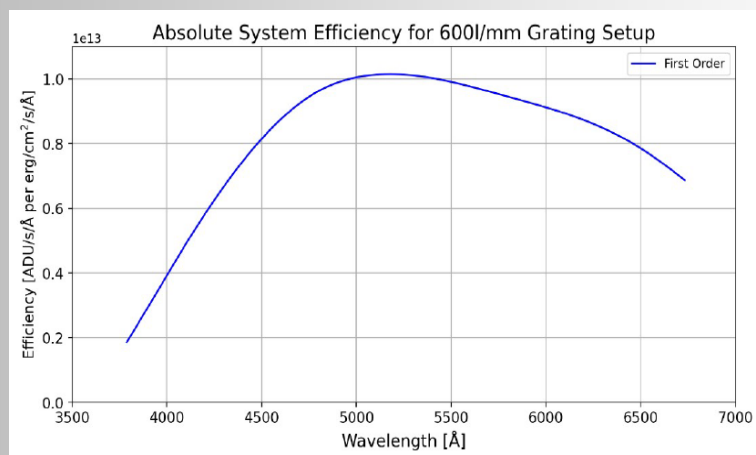
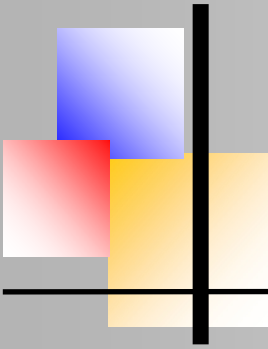


Fig. 20: Absolute zenithal system efficiency for setup using the 600 l/mm grating in first order



Spectroscopy With Medium-Sized Objective Gratings

It should be noted, that due to the measurement and derivation process, the above efficiency curves have a limited precision. The overall accuracy is estimated to be within 5% - 10%, with the higher uncertainty at the blue end.

Using these absolute efficiencies, estimates for the SNR may be derived. By applying eq. (6) and (7), the number of counted electrons per resolution interval is calculated for a type A0V (Vega-like) star of a specific magnitude. For the wavelength a value of 6530 Å has been chosen, lying in the continuum just below H α . For conversion to electron numbers, the camera gain of 0.25 electrons/ADUs was used. The resolution intervals for integrating the flux were 0.212 Å for the 300 l/mm grating and 0.106 Å for the 600 l/mm grating, according to eq. (2) above.

Applying Poisson statistics to the estimated electron numbers and neglecting any background, SNR ratios can be derived directly. The tables below show the SNRs for different exposure times and visual magnitudes.

m_v [mag]	10 min.	30 min.	60 min.	120 min.
0	908	1573	2225	3146
1	573	993	1404	1985
2	362	626	886	1253
3	228	395	559	790
4	144	249	353	499
5	91	157	222	315
6	57	99	140	199
7	36	63	89	125
8	23	40	56	79

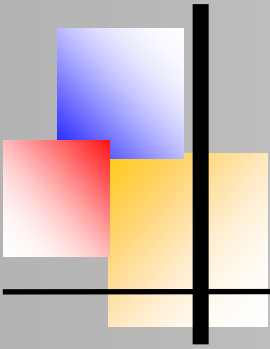
Table 4: Estimated SNR for 300l/mm grating setup at 6530 Å, A0V type star (first order)

m_v [mag]	10 min.	30 min.	60 min.	120 min.
0	497	860	1217	1721,90
1	313	543	768	1086
2	198	343	484	685
3	125	216	306	432
4	79	136	193	273
5	50	86	122	172
6	31	54	77	109
7	20	34	48	69

Table 5: Estimated SNR for 600l/mm grating setup at 6530 Å, A0V type star (first order)

Remarks on the above tables:

- For the calculations, no background signal was included. This approximation is normally well justified for bright stars, whereas for the fainter ones the background may reach or even exceed the signal. In this case, the effective SNR will be lowered.
- The same applies accordingly for airmasses significantly greater than one, or hazy skies.
- With stars of types earlier than A0V, the SNR will also be somewhat lower, while for later types a higher value can be expected.



A Typical Workflow

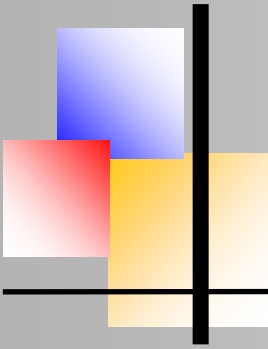
Below, a brief outline for the measurement and evaluation process is given. For the later one, the reader is referred to the numerous web pages dealing with this subject and related software, e.g. [17], [18], [19], [20].

The main steps for setting up spectroscopic measurement with objective gratings are:

- Mount grating to front of objective, inside dew cap (preferably with dispersion in DEC direction)
- Apply “beam blocker” in front of telescope, to block 0th orders
- Install dew heating means to avoid moisture on grating (in case of high air humidity)
- Place astro camera at focus, with long side parallel to DEC (= grating’s dispersion direction, orientation might be fine-tuned later)
- With cap of blocker removed: Perform mount alignment
- Move telescope to target star, re-install blocker cap
- With the mount’s DEC control move to desired incidence angle (depending on the wavelength to be recorded, e.g. 11.36° for H α and 300l/mm grating)
- If spectrum is not visible slightly rotate grating, so that all visible spectral stripes run parallel to the sensor’s long side. Fine-adjust the position of the target spectrum with DEC and RA controls to the center position
- Optional: Start autoguiding (might be not very precise, because for standard setups target and guiding positions differ)
- Start measuring sequence

Processing steps afterwards:

- Stack individual images (by applying the usual corrections with dark and bias images, defect map etc. – but without flats)
- Convert 2-D image to 1-D spectrum
- Wavelength calibration and further processing of 1-D spectrum may follow



Conclusion

This article's goal is to highlight that high resolution spectroscopy of good quality is possible even with medium-sized objective gratings and moderate equipment requirements. By using a transmission grating of high quality, an adequate small to medium-size refractor and a modern astro camera, the amateur can easily take first steps with this exciting technique. Hopefully, the objective grating method will be established as an additional way of doing spectroscopy. Therefore it would be highly desirable to have more options for appropriate transmission gratings in the future.

Acknowledgements

When processing the data, several programs proved to be very helpful (e.g. SpectroTools, BASS, ISIS). Many thanks to all who constantly provide software to the spectroscopic community free of charge. I thank my daughter for proofreading the manuscript, correcting typos and improving wording.

References

- [1] U. Zurmühl: Objective Gratings for Amateurs, SPEKTRUM 55 (2019) 10, <https://spektroskopie.vdsastro.de/files/pdfs/Spektrum55.pdf>
- [2] U. Zurmühl: Transmission Gratings – Resolution Optimization for Convergent Beam Setups, SPEKTRUM 51 (2016) 10, <https://spektroskopie.vdsastro.de/files/pdfs/Spektrum51.pdf>
- [3] W.C. Seitter (1970): Bonner Spectral Atlas I, Ferd. Dümmlers Verlag, Bonn
- [4] W.C. Seitter (1975): Bonner Spectral Atlas II, Ferd. Dümmlers Verlag, Bonn
- [5] R. Leadbeater: http://www.threehillsobservatory.co.uk/astro/spectroscopy_17.htm
- [6] E. Wischnewski (2018): Astronomie in Theorie und Praxis, 8. Auflage 2018, pp. 263
- [7] ATIK Cameras: <https://www.atik-cameras.com/>
- [8] Thorlabs Company: <https://www.thorlabs.com>
- [9] Carl Zeiss Spectroscopy GmbH; <https://www.zeiss.com/spectroscopy/home.html>
- [10] T. Glaser. Adv. Opt. Techn. 2015; 4(1):25-46
- [11] H. D. Babcock, L. Herzberg: Fine Structure of the Red System of Atmospheric Oxygen Bands, Astrophys. Jour. 108 (1948) 167
- [12] BeSS database: <http://basebe.obspm.fr/basebe/>
- [12] P. Schlatter, SpectroTools: <https://spektroskopie.vdsastro.de/files/data/SpectroTools.zip>
- [14] Calspec standard stars: <https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/reference-data-for-calibration-and-tools/astronomical-catalogs/calspec>
- [15] Chr. Buil: <http://www.astrosurf.com/buil/atmosphere/transmission.htm>
- [16] Zeiss, private communication
- [17] R. Leadbeater: <http://www.threehillsobservatory.co.uk/astro/astro.htm>
- [18] Chr. Buil: <http://astrosurf.com/buil/index.html>
- [19] Astroart: <http://www.msb-astroart.com/>
- [20] RSpec: <http://www.rspec-astro.com/>
- [21] Astronomik: <https://www.astronomik.com/>