

SPEKTRUM

Mitteilungsblatt
über

Astro-Spektroskopie für Amateure

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

Ausgabe Nr. 43 (04/2012)
ISSN: 1869-4454

Einzelheft als pdf-Datei: 2,00 €

Impressum

Das Mitteilungsblatt SPEKTRUM erscheint halbjährlich jeweils im April und Oktober in der alleinigen Herausgeberschaft von Ernst Pollmann, 51375 Leverkusen, Emil-Nolde-Straße 12.

Redaktionelle Bearbeitung: Roland Bücke, Ernst Pollmann

Für den Inhalt sind die Autoren selbst verantwortlich.

Kontakt

Ernst Pollmann

Emil Nolde Straße 12

51375 Leverkusen

eMail: ernst-pollmann@t-online.de

Telefon: 0214-91829

Bankverbindung:

Konto Nr. 202029344; Bankleitzahl 37551440;

Sparkasse Leverkusen

Inhalt

		Seite
F. Teyssier	CI Cygni 2010 Outburst and Eclipse: An Amateur Spectroscopic Survey- First results from low resolution Spectra (Teil 1)	1
A. Ulrich	Laborspektroskopie zur Teilchen-Astrophysik	9
Th. Kaffka	Spektroskopische Photometrie	13
AAVSO	AAVSO Alert Notice 44	19
S. Slijkhuis	Undersampling und das missverstandene Nyquist- Kriterium	21
E. Pollmann	Das Fachgebiet Spektroskopie bei Astronomie.de	27

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

François Teyssier

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

Received January 10, 2011; revised February 10, 2011; accepted February 11, 2011

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

1. Introduction

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

From UV observations, Kenyon *et al.* (1991) argued that the compact star should be a $0.5M_{\odot}$ main sequence star surrounded by an extended accretion disk. The high temperature of the hot component ($T = 125,000$ K) allows the formation of high ionization emission lines (HeII, [Fe VII]) observed in CI Cyg during quiescence. The nature of the hot component is still controversial. On the one hand, Mikołajewska and Kenyon (1992) considered that the evolution during the outburst is best explained by the presence of an unstable thick disk around the main sequence accretor. On the other hand, Mikołajewska (2003) estimates that the quiescent characteristics of the hot component are more consistent with a hot and luminous white dwarf powered by nuclear burning of the accreted hydrogen. During outbursts the temperature is much lower ($T \leq 20,000$ K). The higher excitation lines thus vanish as the outburst progresses. This could be explained by a large expansion in the radius of the accreting star. The expansion of the pseudo-photosphere causes it to cool. The energy peak of the pseudo-photosphere shifts from the far UV to optical range, causing the star to appear in “outburst” (Siviero *et al.* 2009).

At quiescence, the spectrum is dominated by the molecular absorption bands of the cool giant star, Balmer, HeI, and high ionization emission lines (HeII, [FeVII]) powered by the very hot companion (Figure 1).

Eclipses have been detected in the light curve. The permitted emission lines show a pronounced eclipse effect. The lack of eclipse in forbidden emission lines suggests that they are emitted in a much larger region than the Balmer and Helium lines (Mikołajewka 1985).

As shown in Figure 2, the M giant fills its Roche lobe and transfers material into an extended disk surrounding the hot component. The disk is surrounded by a small He II region and a larger HeI, [OIII] zone. A larger highly ionized region ([FeVII], [NeIII]) has been detected in eclipse studies, but its geometry remains uncertain.

This system shows classical symbiotic outbursts. Those of 1911 and 1937 were minor ones in brightness amplitude and duration. Between 1970 and 1978, CI Cyg underwent an active phase consisting of several optical brightenings with amplitudes up to 2 magnitudes, with 3 maxima occurring in November 1971, November 1973, and August 1975. A sharp minimum, centered on October 4, 1975, was caused by a total eclipse of the outbursting component by the giant star (Figure 3). After a long quiescent state, lasting for three decades, a new series of outbursts began in 2008 (AAVSO 2008).

The 2010 outburst was first detected by Munari *et al.* (2010). This outburst coincides with an eclipse of the hot component.

2. Observations

High and low resolution spectra were acquired by several amateurs in France (Table 1). The fit and dat files can be downloaded from:

http://www.astrosurf.com/aras/CICyg/CI_Cyg.html

68 spectra low and high resolution spectra were acquired between June 30 and December 25, 2010.

A few spectra were acquired using a slitless 100l/mm spectrograph (StarAnalyser) by Eric Sarrazin and Pierre Dubreuil. eShel, Lhires, and Lisa are Shelyak Instruments products. Some samples of spectra at different resolutions are shown in Figures 4a through 4d.

3. Luminosity curve from AAVSO data

The photometric evolution of CI Cygni is presented in Figure 5. Up to July 20, 5-day mean visual data are used (dotted line). The solid line shows the daily-mean CCD-*V* data since July 20. The luminosity increased irregularly for about three months from $V = 11.2$ to a maximum $V = 9.8$ (August 26) with a mean increase of $-0.013 \text{ mag d}^{-1}$. This rate shows significant accelerations especially

between July 22 and 31 and between August 16 and 26 with, respectively, -0.032 and -0.036 mag d^{-1} rates. This almost stage-by-stage rise looks like the Z And outburst in 2000 (Bisikalo *et al.* 2006) though the plateaus are less marked.

The eclipse began on August 26 (JD 2455435) and ended on November 14 (JD 2455515) with a total duration of 80 days. This is much shorter than the 1975 eclipse duration established at 130 days (Mikołajewska and Mikołajewski 1983). The eclipse ingress is quite linear with minor variations in the slope, with a mean value of 0.035 mag d^{-1} . During the totality, the profile shows a U shape (from September 29 to October 26—JD 2455469 to 2455496) and went through the minimum on October 14 (JD 2455484) at $V = 11.16$. The totality duration was 30 days, also much less than during 1975 (72 days estimated by Mikołajewska and Mikołajewski 1983).

The eclipse egress lasted 16 days, with a mean rate of 0.019 mag d^{-1} , and ended at $V \sim 10.7$. The luminosity has been almost stable since the eclipse ended.

The comparison of profiles (Figures 6a and 6b) shows that the 2010 outburst was much shorter than 2008-2009 and 1975 ones.

The 1975 and 2010 eclipse profiles (Figure 7) have been plotted according to phase computed with the following ephemeris: $\text{Min}(V) = 2\,442\,690 + 853.8E$, where the epoch is the photocenter of the 1975 eclipse and the period is adopted from Fekel *et al.* (2000).

The minimum luminosity occurs at phase = -0.02 , i.e., 18 days before the minimum predicted by the spectroscopic ephemeris. The profile is narrower than for the 1975 eclipse and less symmetric.

4. Spectral evolution

The spectral evolution was studied using low resolution spectra obtained with a 25-cm Schmidt Cassegrain telescope (F/D 10), a Starlight SXV-H9 CCD, and a Lhires III spectrograph with a 150 l/mm grating. The dispersion is 2.14 Å/pixel and the resolution about 800.

The spectra were reduced with standard procedures, including the use of a standard star observation to correct for the wavelength-dependent spectral response.

The spectral evolution is described in Figures 8 and 9.

The outburst progressed from June 30 to August 23. The spectral variation shows the dramatic disappearance of the high excitation lines, especially [Fe VII]. The molecular absorption bands strongly weaken; they are partially filled by the emission from the hot components (Figure 8a).

From August 24 (when the eclipse begins while the outburst is still in progress), to October 14 (at mid-eclipse), the continuum changes in the reverse way: the absorption bands strengthen (Figure 8b). At mid-eclipse, the continuum is quite the same as at the beginning of the outburst. The high ionization [Fe VII] reappeared slightly, which shows the rise in temperature and the decline of outburst.

The complete evolution is described in Figure 9, in which spectra are in absolute flux.

5. Equivalent width variations

Equivalent widths have been measured on $H\alpha$, $H\beta$, HeI, HeII, and [OIII] lines. The $H\alpha$ EW was measured directly. For the other lines, a Gaussian fit was used. This allowed the lines to be deblended, notably the [OIII]/HeI lines.

The $H\alpha$ equivalent width monotonically increased from June 30 to August 18, followed by a sudden decrease of 13% which coincided with a luminosity burst. The monotonic increase then returned up to October 20.

At that time, a new sudden decrease of 14% was detected, eight days after eclipse maximum. From October 20 EW $H\alpha$ increased again monotonically. This evolution is plotted in Figures 10a through 10d where squares are low spectra values and crosses are values obtained from eShel spectra by Christian Bul.

The general shape of $H\beta$ and $H\alpha$ EW are similar, with decreases seen in the EW curves at the same time.

The He II λ 4686 EW curve is completely different. The light curve and EW HeII look remarkably similar. HeII is the only line whose EW evolution is clearly correlated with the photometric curve during the eclipse phase.

The [OIII]/He I ratio (Figure 11) was almost stable up to mid-September (~15th), varying from 1.5 to 1.9. It then increased suddenly to a maximum value of 12.6 on October 16 (JD 245586), at phase -0.009 , eight days before the predicted date.

The decrease in ratio is nearly linear, with a greater slope (+40% compared to the rising slope), to a minimum of 2.6, slightly greater than the value before eclipse.

6. Line variations in absolute flux

An absolute flux calibration has been obtained by scaling the continuum by the CCD- V magnitude in the range 530–582 nm (O'Connell 1973). The conversion of V magnitude to absolute flux has been computed using the Spitzer Science Center Magnitude to Flux Density Converter which overestimates the result by a factor of 1.05 compared with the classical formula: $\log F\lambda = -0.400V - 8.449$ erg \times s $^{-1}$ \times cm $^{-2}$ \times \AA^{-1} .

The HI, HeI, and HeII absolute flux and luminosity curves look remarkably similar, except that the flux continues to increase after the eclipse ends while the V magnitude is almost stable (Figure 12). All these lines show pronounced eclipse effects. The intensity at mid-eclipse is about half the pre-eclipse value for HI lines, 1/6 for HeII λ 4686, and 1/3 for HeI λ 5876. These values are similar to those estimated during the 1975 eclipse (Mikołajewka and Mikołajewski 1983).

The [OIII] λ 5007 flux measurements are more scattered (Figure 13). There is no detectable eclipse effect. The [OIII] emission region is more extended than the H α , HeI, and HeII zone (Mikołajewska and Mikołajewski 1983). The maximum intensity occurred around September 25 (JD 2455465).

7. Continuum variations

At the beginning of the outburst (June 30) the continuum matched correctly with a M5III standard star, HD 221615, from The Indo-U.S. Library of Coudé Feed Stellar Spectra (Figure 14a).

As the outburst progressed the absorption bands reduced. At maximum luminosity, the continuum does not match any earlier spectral type continuum (M3 or M4). A synthetic spectrum has been computed consisting of a M5III spectrum and a H α recombination continuum at $T = 5,000$ K (Osterbrock and Ferland 2006). This is an approximate value which is nevertheless consistent with the value of 7,600K for the nebular emission derived by Skopal (2003) when CI Cyg is in outburst. The result is shown in Fig 14b.

The continuum variations have been measured using two TiO indices as defined by Kenyon and Fernandez Castro (1987). TiO1 measures the 6125 Å TiO band while TiO2 measures the 7025 Å TiO band. As illustrated in Figure 15, the two TiO indices are strongly correlated with luminosity V curve.

The high degree of correlation is illustrated by the graphs showing TiO index as a function of V magnitude (Figures 16a and 16b).

9. Acknowledgements

I would like to thank the AAVSO visual and CCD observers who acquired the photometric data used in this document and especially for CCD measurements: Teofilo Arranz, Emery Erdelyi, Geir Klingenberg, Kenneth Menzies, Stephen Riley, Jari Suomela, Ray Tomlin, Paolo Corelli, Juan-Luis Gonzalez Carballo, Peter Kalajian, Artyom Novichonok, Marzio Rivera, Richard Sabo, Charles Trefzger, Tim Crawford, Keith Graham, David Lane, Martin Nicholson, Douglas Slauson, Andras Timar, and Jani Virtanen.

I gratefully acknowledge Dr. Michael Friedjung (IAP) for his very helpful advice.

References

- AAVSO 2008, *AAVSO Special Notice #121* (August 31).
Bisikalo, D. V., Boyarchuck, A. A., Kilpio, E. Yu., Tomov, N. A., and Tomova, M. T. 2006, *Astron. Rep.*, **50**, 722.
Fekel, F. C., Joyce, R. R., Hinkle, K. H., and Skrutskie, M. F. 2000, *Astron. J.*, **119**, 1375.

- Kenyon, S. J., and Fernandez Castro, T. 1987, *Astron. J.*, **93**, 938.
- Kenyon, S. J., Oliverson, N. A., Mikołajewska, J., Mikołajewski, M., Stencel, R. E., Garcia, M. R., and Anderson, C. M. 1991, *Astron. J.*, **101**, 637.
- Munari, U., Siviero, A., Cherini, G., Dallaporta, S., and Valisa, P. 2010, *Astron. Telegram*, Nr. 2732, 1.
- Mikołajewska, J., 1985, *Acta Astron.*, **35**, 65.
- Mikołajewska, J. 2003, in *Symbiotic Stars Probing Stellar Evolution*, ASP Conference Proceedings, Vol. 303, R. L. M. Corradi, R. Mikołajewska, and T. J. Mahoney, eds., Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, p.9.
- Mikołajewska, J., and Kenyon, S. J. 1992, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **256**, 177.
- Mikołajewska, J., and Mikołajewski, M. 1983, *Acta Astron.*, **33**, 403.
- Mürset, U., and Schmid, H. M. 1999, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **137**, 473.
- Osterbrok, D. E., and Ferland, G. F. 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, Mill Valley, California.
- Skopal, A. 2003, arXiv:astro-ph/0308462v1.
- Siviero, A., *et al.* 2009, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **399**, 2139.

Table 1. Observers of high resolution spectra of CI Cyg.

<i>Observer</i>	<i>Telescope</i>	<i>Spectrograph</i>	<i>Resolution</i>	<i>Approx. Range</i>	<i>Nr. spectra</i>
C. Buil	SC 28cm	eShel	11 000	428–712 nm	16
T. Garrel	SC 21 cm	LHIRES III 2400 l/mm	15 000	650–661 nm	13
B. Mauclaire	SC 21 cm	LHIRES III 2400 l/mm	15 000	652–669 nm	4

Table 2. Observers of low resolution spectra of CI Cyg.

<i>Observer</i>	<i>Telescope</i>	<i>Spectrograph</i>	<i>Resolution</i>	<i>Approx. Range</i>	<i>Nr. spectra</i>
C. Buil	SC 23 cm	LISA 300 l/mm	1000	390–730 nm	1
F. Teyssier	SC 25 cm	LHIRES III 150 l/mm	800	440–720 nm	34

Table 3. Emission line equivalent width (Å).

<i>Nr.</i>	<i>Date</i>	<i>JD</i> 2450000	<i>Phase</i>	<i>Ha</i>	<i>Hb</i>	<i>HeII</i> 4686.Å	<i>HeI</i> 5876.Å	<i>[OIII]</i> /HeI
1	30/06/2010	5378.417	-0.135	124	44.2	50.2	15.2	2.1
2	24/07/2010	5402.393	-0.107	147	54.0	62.4	26.0	1.7
3	02/08/2010	5411.403	-0.097	156	55.1	65.0	27.4	1.6
4	09/08/2010	5417.534	-0.090	167	57.1	64.3	28.9	1.4
5	18/08/2010	5427.390	-0.078	173	57.2	60.3	29.0	1.8
6	23/08/2010	5432.330	-0.072	149	43.0	45.0	26.1	1.7
7	30/08/2010	5439.333	-0.064	172	45.3	53.5	31.2	2.2
8	01/09/2010	5441.426	-0.062	178	48.7	50.4	29.6	1.7
9	04/09/2010	5444.440	-0.058	184	52.7	48.2	30.4	1.9
10	08/09/2010	5448.330	-0.054	194	56.9	47.8	30.4	1.9
11	10/09/2010	5450.335	-0.051	198	57.0	48.0	28.6	1.9
12	17/09/2010	5457.383	-0.043	206	62.6	43.6	30.6	
13	18/09/2010	5458.325	-0.042	210	65.4	30.8	4.3	
14	21/09/2010	5461.396	-0.038	219	67.5	32.9	3.8	
15	22/09/2010	5462.389	-0.037	228	74.1	43.7	31.8	3.8
16	25/09/2010	5465.360	-0.034	234	84.1	41.8	36.0	
17	30/09/2010	5470.300	-0.028	242	87.2	31.6	34.9	6.8
18	07/10/2010	5477.325	-0.020	248	88.5	24.8	33.6	8.9
19	09/10/2010	5479.317	-0.017	248	90.5	23.2	34.3	
20	10/10/2010	5480.300	-0.016	243				
21	12/10/2010	5482.325	-0.014	251	90.3	22.0	35.8	11.9
22	16/10/2010	5486.316	-0.009	261	90.8	19.5	36.4	12.6
23	17/10/2010	5487.301	-0.008	263	89.6	19.9	30.6	
24	20/10/2010	5490.309	-0.004	272	87.0	23.3	32.9	
25	22/10/2010	5492.278	-0.002	248	87.7	22.2	30.9	10.1
26	25/10/2010	5495.271	0.001	239	90.3	23.1	30.7	10.7
27	30/10/2010	5500.291	0.007	234	87.7	20.0	31.4	7.6
28	31/10/2010	5501.285	0.009	229	85.7	21.5	31.5	7.0
29	01/11/2010	5502.275	0.010	229	82.1	20.9	33.9	
30	07/11/2010	5508.244	0.017	239	85.3	26.1	33.5	5.7
31	20/11/2010	5521.273	0.032	254	86.6	34.1	40.0	3.0
32	03/12/2010	5534.290	0.047	305	91.1	44.4	40.1	
33	12/12/2010	5543.252	0.058	327	91.3	46.3	39.6	2.6
34	14/12/2010	5545.213	0.060	317	94.9	45.4	40.3	2.5
35	25/12/2010	5556.250	0.073	350	105.0	64.5	43.2	2.7

Table 4. Emission line absolute flux (10^{-12} erg \times cm $^{-2}$ \times s $^{-1}$).

<i>Nr.</i>	<i>Date</i>	<i>JD</i> 2450000	<i>Phase</i>	<i>Ha</i>	<i>Hb</i>	<i>HeI</i> 5876Å	<i>HeII</i> 4686Å	<i>[OIII]</i> 5007Å
1	30/06/2010	5378.417	-0.135	48	5.1	2.3	5.2	0.6
2	24/07/2010	5402.393	-0.107	65	7.8	4.6	8.1	1.2
3	02/08/2010	5411.403	-0.097	96	8.0	7.6	8.8	1.9
4	09/08/2010	5417.534	-0.090	100		8.9	10.8	2.4
5	18/08/2010	5427.390	-0.078	110	10.5	8.6	10.4	2.8
6	23/08/2010	5432.330	-0.072	128	9.7	10.1	10.9	3.0
7	30/08/2010	5439.333	-0.064	141	11.5	12.4	13.0	
8	01/09/2010	5441.426	-0.062	133	10.1	11.1	9.7	2.9
9	04/09/2010	5444.440	-0.058	134	9.6	10.3	8.5	2.9
10	08/09/2010	5448.330	-0.054	116	11.4	9.4	10.0	3.3
11	10/09/2010	5450.335	-0.051	129	8.4	9.1	6.8	2.9
13	18/09/2010	5458.325	-0.042	84	10.4	6.6	7.0	3.6
15	22/09/2010	5462.389	-0.037	94	10.1	6.4	6.1	4.0
16	25/09/2010	5465.360	-0.034	88	9.1	6.0	4.0	3.8
17	30/09/2010	5470.300	-0.028	72	8.6	4.2	3.1	3.3
18	07/10/2010	5477.325	-0.020	77	6.4	3.7	1.7	2.9
22	16/10/2010	5486.316	-0.009	71	6.6	4.1	1.3	3.5
24	20/10/2010	5490.309	-0.004	77	7.4	4.2	1.8	3.5
25	22/10/2010	5492.278	-0.002	83	6.3	4.3	1.5	3.0
26	25/10/2010	5495.271	0.001	64	6.2	3.9	1.7	3.0
29	01/11/2010	5502.275	0.010	70	7.2	4.4	2.1	3.4
30	07/11/2010	5508.244	0.017	86	7.9	5.3	2.6	3.0
31	20/11/2010	5521.273	0.032	94	9.5	6.6	3.6	2.5
32	03/12/2010	5534.290	0.047	125		8.0	5.2	3.1
33	12/12/2010	5543.252	0.058	138	10.4	8.4	4.4	2.5
34	14/12/2010	5545.213	0.060	140	11.5	8.4	4.4	2.7
35	25/12/2010	5556.250	0.073	160	13.2	10.6	7.1	3.0

Laborspektroskopie zur Teilchen – Astrophysik (von Andreas Ulrich, Dachau)

Wenn ich den Aufschwung betrachte, den die beobachtende Astronomie seit meiner Diplomarbeit genommen hat, denke ich manchmal, dass ich da hätte mitmachen sollen. So hat es mich gefreut, als vor ein paar Jahren ein Anruf aus Rom kam. Nein – es war nicht der Vatikan. Ganz so „außerirdisch“ ist das Thema nicht, das ich hier kurz vorstellen möchte. Aber immerhin. Es ist der Hinweis, dass spektroskopische Studien in der Astrophysik sich nicht auf Sternspektroskopie beschränken. Der Anrufer war Prof. Paolo Privitera, der es sich unter anderem zur Aufgabe gemacht hat, die Fluoreszenz der Luft quantitativ genau zu untersuchen. Seine Motivation war wiederum ein Aspekt eines Detektorsystems: Dem Pierre Auger Observatorium [<http://www.auger.org/>]. Mit dieser großen Anlage in Argentinien wird kosmische Strahlung höchster Energie auf zwei Arten nachgewiesen. Einmal werden so genannte ausgedehnte Luftschaer (extended air shower) über die Tscherenkow Strahlung registriert, die sie in Wassertanks erzeugen. Zum anderen beobachten vier optische Observatorien mit 24 Teleskopen in mondlosen Nächten den Himmel über dem Detektorfeld [<http://de.wikipedia.org/wiki/Pierre-Auger-Observatorium>]. Sie blicken aber nicht wirklich in den Himmel, sondern in die Atmosphäre über dem Feld der Tscherenkow Detektoren.

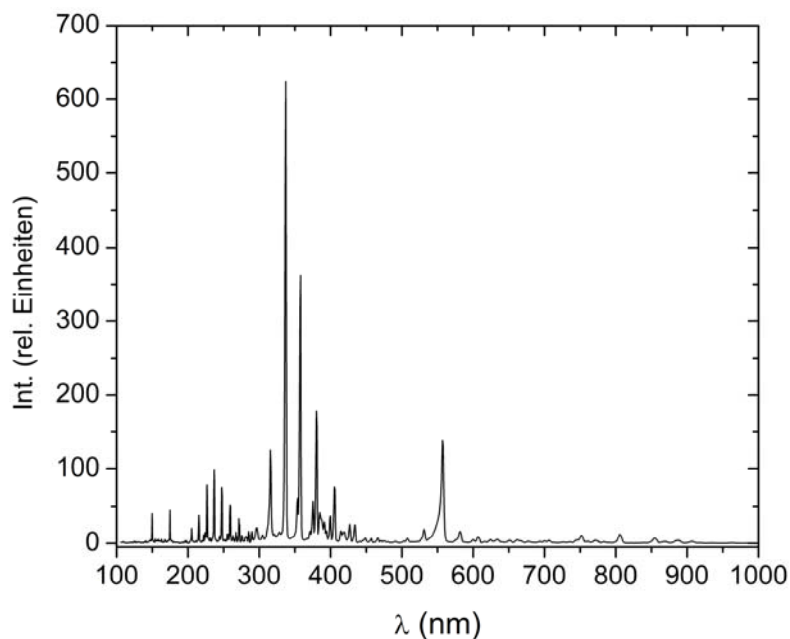


Abb. 1: Dieses Emissionsspektrum von Stickstoff zeigt alle Strukturen, die in der Praxis zwischen ca. 100 und 1000 nm beobachtet werden. Es ist nur qualitativ zu verstehen, da es im kurzwelligen Teil mit anderer Technik gemessen wurde als oberhalb 280 nm (siehe Text).

Wenn ein sehr energiereiches Teilchen (Proton oder auch ein schwerer Eisenkern) in unsere Atmosphäre eindringt, wird es abgebremst und erzeugt einen Schauer aus sekundären Teilchen. Letztlich handelt es sich vorwiegend um Elektronen und Positronen aus der Paarbildung, die neben anderen Stoßprozessen die Stickstoffmoleküle in der Luft anregen. Ein Teil der Moleküle sendet danach Licht aus, das im nahen Ultraviolett beobachtet werden kann. Genau dies tun die vier Pierre Auger Fluoreszenzobservatorien.

Was kann zu so einem Vorhaben die Spektroskopie im Labor beitragen? Dazu muss man sich vorstellen, dass die sekundären Teilchen, welche durch die kosmische Strahlung erzeugt werden, zwar zunächst extrem hohe Energien besitzen, am Ende der Anregungs-

kaskade aber durchaus Energien, wie sie im Labor zu realisieren sind. Es ist sogar so, dass die Wahrscheinlichkeit, in einem Stickstoffmolekül Fluoreszenz anzuregen bei kleinen Energien, die mit der Anregungsenergie von Stickstoff vergleichbar sind, besonders groß wird. Dies betrifft also die allerletzten Stufen einer Kaskade von Sekundärteilchen.

Zum Teil sehr breit angelegte Studien zum Thema (z.B. von der sog. „Airfly“ Kollaboration) wurden im Rahmen einer Reihe von Workshops vorgestellt und diskutiert [<http://www.kceta.kit.edu/english/8afw2011/index.php>]. Das Ziel der Aktivitäten ist es, letztlich einen quantitativen Zusammenhang zwischen der Energie des Teilchens der kosmischen Strahlung und dem Signal herzustellen, welches vom Fluoreszenzlicht dort erzeugt wird. Dabei ist natürlich die Streuung und Absorption auf dem Weg vom Luftschauer zum Detektor und dessen Empfindlichkeit zu bestimmen.

Die interessante physikalische Fragestellung ist aber zunächst einmal, wie die Luft überhaupt fluoresziert und mit welcher Effizienz die Energie, die der Luftschauer in der Atmosphäre deponiert, in Fluoreszenzlicht umgewandelt wird. Dabei hat sich schon in den 1960er Jahren gezeigt, dass praktisch nur die Stickstoffmoleküle in der Luft Fluoreszenzlicht erzeugen, wenn ein energiereiches Teilchen in der Luft abgebremst wird [A.N. Bunner, Cosmic Ray Detection by Atmospheric Fluorescence, Ph.D. Thesis, Cornell University, Ithaca, NY, USA, 1967]. In der Regel geht es, wie gesagt, um Elektronen.

In meiner Arbeitsgruppe können wir ein wenig zu diesem Thema beitragen. Wir haben eine Technik entwickelt, mit der Elektronen einer vergleichsweise niedrigen kinetischen Energie von 12 keV in Gase geschossen werden. Um Gase bei Atmosphärendruck verwenden zu können, benötigt man eine Folie, welche das Vakuum, in dem die Elektronen erzeugt und beschleunigt werden, von dem Gas trennt, in dem die Energie der Elektronen deponiert werden soll. Wir nehmen dazu 300 nm dünne Siliziumnitrid- Oxid Keramikmembranen. Darin verlieren die 12 keV Elektronen nur etwa 10% ihrer Energie, bevor sie das dichte Gas erreichen und dort die Anregung des Gases bewirken. Die Elektronenstrahlen erzeugen wir einfach mit einer so genannten „cathode ray tube“ (CRT) – also der Elektronenquelle eines ganz normalen Schwarz – Weiß - Bildschirms.

Das heißt im Zeitalter der Flachbildschirme ist es gar nicht mehr so normal und wir haben Probleme, die Technik am Leben zu erhalten. Das kommerzielle Produkt zu dieser Technik sind Vakuum Ultraviolett Lichtquellen, bei denen Edelgase vom Elektronenstrahl zum Leuchten angeregt werden [<http://www.optimare.de/cms/en/divisions/alk/alk-products/elix.html>]. Ein Spektrum von Stickstoff, das mit dieser Technik erzeugt und mit einem Ocean Optics Spektrometer QE65000 aufgenommen wurde, ist in der Abbildung 1 zu sehen. Es wurde im kurzwelligen Teil (unterhalb ca. 280 nm) mit Daten ergänzt, die mit Schwerionenstrahlenregung und einem $f = 30$ cm Vakuumultraviolett- (VUV) Monochromator (McPherson 218) gemessen wurden. Damit ist in der Abbildung fast der ganze Bereich zwischen 100 und 1000 nm qualitativ zu erkennen.

Unter 200 nm treten zwei Linien auf, die atomarem Stickstoff zugeordnet werden können (jeweils ein NI 3p-3s Dublett bei ca. 149,27 bzw. 174,4 nm). Das heißt, dass die energiereichen Teilchen die Stickstoffmoleküle spalten und die Atome anregen können. Die nächste Gruppe von Linien in etwa zwischen 200 und 300 nm sind molekulare Stickoxid – Banden, Übergänge vom ersten elektronisch angeregten NO Molekülzustand (A) zu dessen Grundzustand (X). Es laufen also im Gas Reaktionen ab, bei denen Stickstoff mit fast unvermeidbaren Spuren von Sauerstoff reagiert und zwar offenbar so, dass angeregte Stickoxidmoleküle gebildet werden, die dann unter Lichtemission in den Grundzustand übergehen. Es sei noch für Leser, die wenig mit Molekülen gearbeitet haben erwähnt, dass dort die Niveaus der elektronischen Anregung, die neben Schwingung und Rotation hauptsächlich die Anregungsenergie bestimmen, mit X für den Grundzustand und dann einfach mit A, B, C usw. beschrieben werden.

Die Gruppe von Molekülbanden zwischen ca. 300 und 400 nm ist der eigentliche Gegenstand des Interesses. Die C-B Übergänge im Stickstoff. Die stärkste Bande besteht aus der Rotationsstruktur des Überganges zwischen den schwingungsrelaxierten C-B Niveaus also $v' = 0$ und $v'' = 0$. Sie liegt bei 337 nm. Die v – Werte geben die Schwingungsquantenzahlen an. Die Banden bei 358 und 380 und 405 nm haben auch das C ($v'=0$) Niveau als energiereicheres Niveau, gehören aber zu Übergängen, die bei schwingungsangeregten B Niveaus enden. Schwächere Banden „starten“ bei weiteren Kombinationen von

Schwingungsniveaus also C ($v'=1, v'=2, \text{etc.}$) und B ($v''=1, v''=2, \text{etc.}$). Das gesamte System von C-B Schwingungsübergängen wird historisch als „erstes positives System“ bezeichnet. Daneben gibt es noch molekulare (A-X) Übergänge im einfach positiv geladenen N_2^+ Molekül im interessierenden Bereich, vor allem den Übergang bei ca. 391,4 nm. Dieses System als erstes negatives System bezeichnet.

Jedenfalls soll für den Bereich von etwas unter 300 und etwas über 400 nm die Form des Spektrums bei Teilchenstrahlanregung und die Fluoreszenzeffizienz möglichst genau bestimmt werden, da dieser Wellenlängenbereich bei den Detektoren zum Nachweis der „ausgedehnten Luftschaer“ (extended air shower) mit Transmissions-filtern ausgewählt wird. Die Filter unterdrücken die anderen Spektralbereiche, vor allem das längerwellige Licht, um die Signatur für die Luftschaer zu verbessern.

Im (nominell) reinen Stickstoff erscheinen bei Wellenlängen oberhalb ca. 400 nm nur noch das „Gordon Herman Green“ Band bei ca. 550 nm und das „Gordon Herman Infrarot“ Band. Dies sind die schwachen Linien jenseits von 700 nm. Beide werden Übergängen zugeordnet, die bei energetisch hoch liegenden elektronischen Niveaus im Stickstoffmolekül starten.

Ich denke, allein die Beschreibung des Spektrums von reinem Stickstoff zeigt, dass es bei der Aufgabe, einen Fluoreszenzdetektor für kosmische Strahlung absolut zu kalibrieren einiges zu bedenken, zu messen und zu studieren gilt. Zunächst ändert sich das Spektrum drastisch, wenn der Luftsauerstoff hinzukommt. Vor allem reduziert er die Intensität drastisch durch so genannte „Quench – Prozesse“. Das sind Stöße der Sauerstoffmoleküle mit den angeregten Stickstoffmolekülen und Molekülionen, bei denen die Anregungsenergie strahlungslos abgeführt wird. Analoge Prozesse gibt es mit Wassermolekülen.

Nun stellt die freie Atomsphäre, etwa über dem Pierre Auger Detektor in Argentinien, einen, physikalisch gesehen, recht „unkontrollierten“ Szintillator dar. Es gibt umfangreiche Untersuchungen zum Beispiel von Frau Dr. Keilhauer vom KIT in Karlsruhe zu dem Thema wie sich Druck, Temperatur und Feuchte im Verlauf eines Jahres dort absolut verhält bzw. ändert.

Es würde diesen Artikel sprengen zu diskutieren, wie der Einfluss all dieser Parameter auf das Spektrum und die Effizienz der Stickstoffemission wirkt und wie dies gemessen und in der Praxis in die Datenanalyse eingebaut werden kann. Es gibt dazu, wie oben erwähnt, extra „workshops“ und wir sind mittlerweile bei Nr. 8 [<http://www.kceta.kit.edu/english/8afw2011/index.php>].

Es sei vielleicht nur noch darauf hingewiesen, dass es zwei Messmethoden gibt, die Aufschluss über solche Quenchprozesse geben, die bei der Lichtemission sehr oft zu beachten sind: Einmal kann das Gas mit einem kurzen Puls angeregt und das Abklingen der Lichtemission zeitaufgelöst gemessen werden.

Aus dem Kehrwert der gemessenen Abklingzeitkonstante in Abhängigkeit vom Druck (bzw. der Beimengung des „Quenchers“) ergibt sich die Lebensdauer des freien Atoms oder Moleküls und eine sog. Quenchratenkonstante, mit der man das „Quenchen“ quantitativ beschreiben kann (siehe Stichwort „Stern Volmer plot“, [<http://www.de.wikipedia.org/wiki/Stern-Volmer-Gleichung>]).

Der zweite Weg das „quenching“ zu quantifizieren ist, bei zeitlich konstanter Anregung die Lichtintensität in Abhängigkeit vom Druck (bzw. der Beimengung des „Quenchers“) zu messen. Dabei ergibt sich ein so genannter p' – Wert, der beschreibt, bei welchem Druck (oder welcher Konzentration des Quencher-Mediums) die strahlungslosen Quenchprozesse genau so wahrscheinlich sind wie der Licht erzeugende, strahlende Übergang zwischen zwei Energieniveaus im Atom oder Molekül.

In meinem Beitrag zum workshop in Karlsruhe 2011 habe ich für eine Diskussion die beiden Methoden kurz zusammengefasst (ab Seite 3 bzw. in Formeln 4 in der Präsentation im Internet auf:

http://www.kceta.kit.edu/downloads/Andreas_ULRICH_Air_Fluorescence_Monday.pdf).

Warum habe ich diese relativ komplizierte „Geschichte“ in diesem Rahmen erzählt? Die Ereignisrate bei den Teilchen der kosmischen Strahlung oberhalb ca. 10^{18} oder 10^{19} eV, wie sie das Pierre Auger Observatorium nachweist, liegt bei etwa einem Ereignis pro km^2 und Jahrhundert!

Als Amateur bräuchte es also einen etwas größeren Garten, um zu Lebzeiten in diesem Feld der Forschung etwas nachzubauen und ordentlich Statistik zu sammeln. Aber der Artikel sollte ja gerade zeigen, dass auch normale spektroskopische Laborexperimente im recht direkten Zusammenhang mit der Astrophysik stehen können. Wir haben uns in den vergangenen Jahren noch etwas mit zwei anderen Gebieten dieser Art befasst.

Einmal mit der Fluoreszenz von organischen Flüssigkeiten [Teresa Marrodán Undagoitia et al., Eur. Phys. J. D **57**, 105 (2010)] und zum anderen mit der elektronen- und ionenstrahlinduzierten Vakuumultraviolett – Lichtemission von flüssigen Edelgasen [T. Heindl et al. Eur. Phys. Lett. **91**, 62002 (2010)]. Abgesehen davon hat die niederenergetischere kosmische Strahlung, welche auch die Erde erreicht, einen viel höheren Fluss.

Vielleicht gibt es ja Interesse, diese Art von Information aus dem Kosmos einmal selbst zu beobachten. Mit etwas Engagement und evtl. ausrangierten Komponenten einer benachbarten Universität kann man die Experimente von früheren Forschern wie Pierre Auger, Hess und anderen sicher nachvollziehen und systematische Untersuchungen anstellen, die evtl. langfristig auch für die Profiastronomen als Messreihe interessant sein könnten.

Spektroskopische Photometrie

(von Thomas Kaffka, Köln)

Ich stellte mir Ende 2010 die Frage, ob man nicht photometrische Messungen mit Hilfe eines Spektrums erhalten kann. Ermutigt von Ernst Pollmann habe ich diesen Ansatz weiter verfolgt und möchte ihn hier vorstellen. Es geht mir insbesondere darum, darzustellen, dass man unter Verwendung von Spektren sowie eines „Software-Filters“ Messungen durchführen kann, welche in der Photometrie standardmäßig mit verschiedenen farbigen Glasfiltern gemacht werden.

Für mein Vorhaben verwende ich die folgenden Komponenten:



Abb1. 1: SkyWatcher Maksutov, $f = 1.300 \text{ mm}$, Öffnung = 102 mm



Abb. 2: Blaze-Gitter: Star Analyser 100 (Shelyak Instruments)



Abb. 3: CCD-Kamera: ATIK 16-IC, Chipgröße 6mm diagonal, Pixelgröße 7,4 μm quadratisch, horizontale Pixelanzahl 659, vertikale Pixelzahl 494.

In der Photometrie existieren Farbfilter-Systeme, mit denen die Messungen von variablen Sternen durchgeführt werden. Das gebräuchlichste ist das UBVRI-System von Johnson und Morgan (1953 und später, Abb. 1). Die Buchstaben bezeichnen photometrische Wellenlängen, die die Spezialfilter passieren lassen. Diese Wellenlängen werden wie folgt definiert [1]:

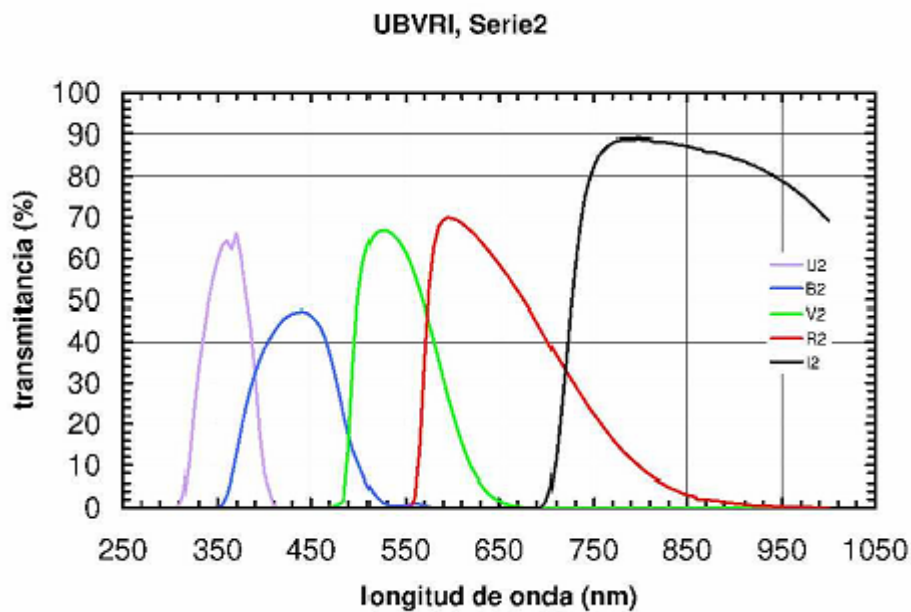


Abb. 4: Definition der Wellenlängen im UBVRI-System

	U	B	V	R	I
λ_0 [Å]	3600	4400	5500	7000	9000
$d\lambda$ [Å]	700	1000	900	2200	2400

Tabelle 1: Wellenlängen des UBVRI-Systems

In der Photometrie wird dann mit jedem Spezialfilter sowie einer CCD-Kamera eine Belichtung (das Bild einer CCD-Kamera wird auch als Frame bezeichnet) des Sterns durchgeführt, die später mit einer Spezialsoftware (etwa AIP4WIN) ausgewertet wird. Wenn mehrere, zeitlich versetzte Frames vorliegen, kann eine Helligkeitsänderung des Sterns nachgewiesen werden.

Meine Idee ist es, ein Spektrum an den Stellen der definierten Wellenlängen auszuwerten und damit an photometrische Messdaten zu kommen. Wie dies prinzipiell erfolgt, zeigt die Abbildung eines Spektrums von η UMa in Abb. 5.

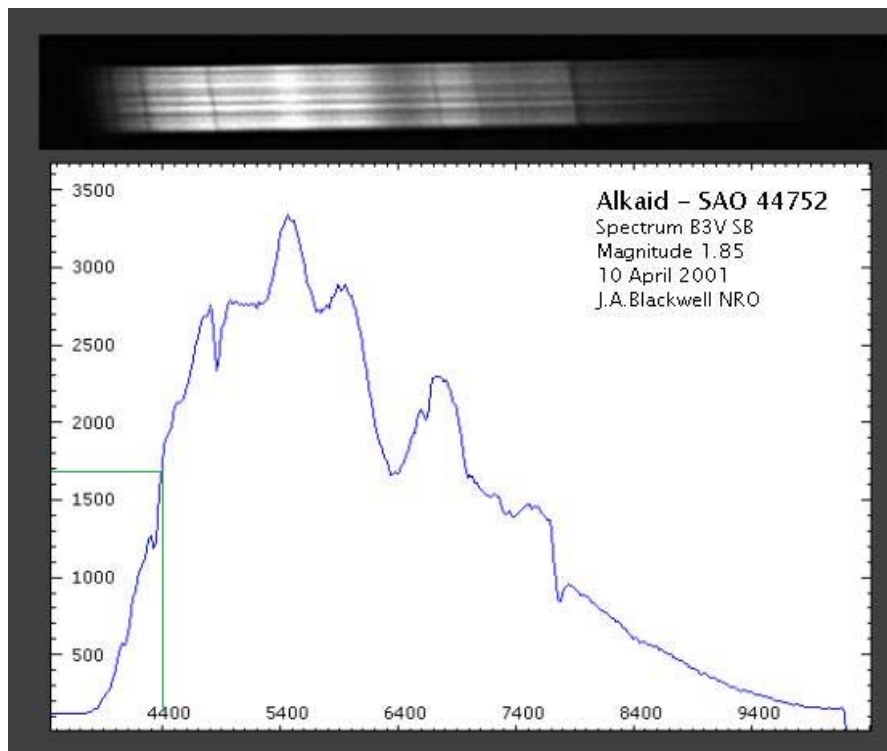


Abb. 5: Spektrum von η UMa

Das Spektrum wurde an der Stelle der Farbe Blau (4.400) ausgewertet, es ergibt sich eine Intensität von 1.538 ADU.

Das Problem meines Ansatzes ist, dass es für meine Zwecke auf dem Markt keine geeignete Software gibt, die eine Messung der photometrischen Farben eines Spektrums komfortabel gestattet. Daher habe ich ein solches Programm (*astronomic workbench*) selbst entwickelt, welches mich bei der Anwendung meiner Methode unterstützt.

Kalibrierung des Blaze-Gitters

Zunächst gewinnt man unter Einsatz des Blaze-Gitters ein Frame eines geeigneten Referenzsterns. Auf einer Aufnahme müssen immer das Abbild des Sterns selbst sowie das vollständige Spektrum enthalten sein. Standardmäßig werden Spektren so aufgenommen, dass sich links das Abbild des Sterns befindet und rechts waagrecht das Spektrum (vgl. hierzu Abb. 6). Um das zu erreichen, hat die Filterfassung eine Markierung. Man muss das Filter so in das Kameragewinde einschrauben, dass bei der späteren Aufnahme die oben beschriebene Orientierung des Spektrums realisiert wird [2].

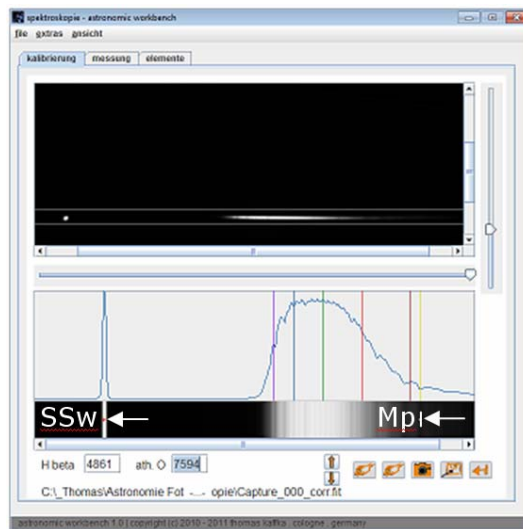


Abb. 6: Kalibration der Messfunktion

Da ich ein Filterrad verwende, kann ich nicht wie beschrieben vorgehen. Ich muss das Filter ganz in das Gewinde hinein schrauben, da es sonst das Filterrad blockiert. Daher habe ich in meinem Programm die Möglichkeit implementiert, ein Frame zu drehen [3]. Diese Funktion rotiert nicht die Pixel sondern die Information des Frames. Ich habe die Erfahrung gemacht, dass der Sinnzusammenhang des Abbildes bei der Rotation erhalten bleibt.

In einem nächsten Schritt muss ich die Positionen der Wellenlängen des UBVRI-Systems auf dem Frame im Spektrum identifizieren. Da die Abbildung der Wellenlängen im Bereich des Spektrums etwa linear erfolgt, muss ich nur über zwei Referenzwellenlängen verfügen. Ich verwende H β bei 4861 Å sowie das atmosphärische Sauerstoffband bei 7594 Å. Ich ermittle dann den Pixel-Abstand des Sternabbilds (Maximum der Gaußkurve) zu beiden Referenzwellenlängen. Auf dieser Basis kann ich die Positionen der Wellenlängen des UBVRI-Systems bestimmen (siehe Abb. 6: die gelbe Linie liegt bei 7594 Å. Die Linien UBVRI sind durch entsprechende Farben gekennzeichnet).

Die dafür nötige Mathematik ist sehr einfach:

1. Identifizierung des Stern-Schwerpunkts (SSw) im Frame (Pfeil links)
2. Wahl von zwei Linien (λ_1 , λ_2) im Spektrum; H β : $\lambda_1 = 4861$ Å; atmosphärischer Sauerstoff: $\lambda_2 = 7594$ Å
3. Pixel-Count (PC1, PC2) zwischen SSw und Messpunkt Mp (Pfeil rechts) (siehe Abb. 6)
PC1 = 249, PC2 = 377
4. Lineare (reziproke) Dispersion D des Blaze-Gitters:
 $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 2733$ Å;
 $\Delta\text{pixel} = \text{PC2} - \text{PC1} = 128$
 $D = \Delta\text{pixel} / \Delta\lambda = 0,04683$ [Pixel/Å]
5. Ort der Photometriefarbe B (4400 Å) im Spektrum:
 $249 - [(4861 - 4400) * D] + \text{SSw} = 227 + \text{SSw}$

Messung eines Veränderlichen

Für den Anfang habe ich mir den Veränderlichen Algol (β Per) ausgewählt (siehe nachfolgende Abb.). Algol ist der Prototyp eines Bedeckungsveränderlichen und ist schon sehr oft vermessen worden. Er zeigt einen Lichtwechsel in kurzen Abständen, so dass während der Messungen einer Nacht bereits Helligkeitsänderungen festzustellen sind.

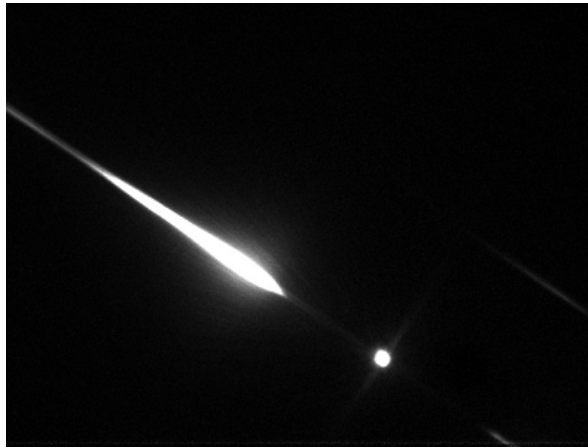


Abb. 7: Staranalyzer-Spektrum von Algol

Zunächst ist es notwendig zwei Referenzsterne zu identifizieren, deren Helligkeit sich nicht ändert. Bei Messungen mit Filtern ist es in der Photometrie üblich, diese möglichst auf einem Frame mit dem Veränderlichen abzubilden, um so die Himmelsverhältnisse vergleichbar zu haben. Bei Algol kann ich so nicht vorgehen, da dieser eine relativ hohe Helligkeit (Magnitude 3,4) besitzt. Da es wegen der Vergleichbarkeit nötig ist, die Belichtungszeit aller Sterne gleich zu halten, muss ich für Algol helle Referenzsterne finden. Ich habe mich für BSC879 (Mag 4,68) sowie BSC991 (Mag 4,84) entschieden. Der Reihe nach werden nun Algol, BSC879 und BSC991 vermessen. Dazu waren jeweils 10 Aufnahmen mit einer Belichtungszeit von 3 sec erforderlich. Die Einzelaufnahmen werden zur Verringerung des Rauschanteils zu einem Summenbild addiert.

Auswertung der Messergebnisse

Für die Auswertung der Messergebnisse ist in meinem Programm eine entsprechende Funktion implementiert. Diese verwendet die oben beschriebene Kalibrierung in folgender Weise: Ich ermittle mit dieser Funktion die Integrale (in der Einheit ADU = Analog-Digital-Unit) der Filterkurven des UBVR-I-Systems (siehe Abb. 8) und speichere diese in einer anderen Funktion ab. Auf dieser Basis kann ich dann eine Lichtkurve errechnen:

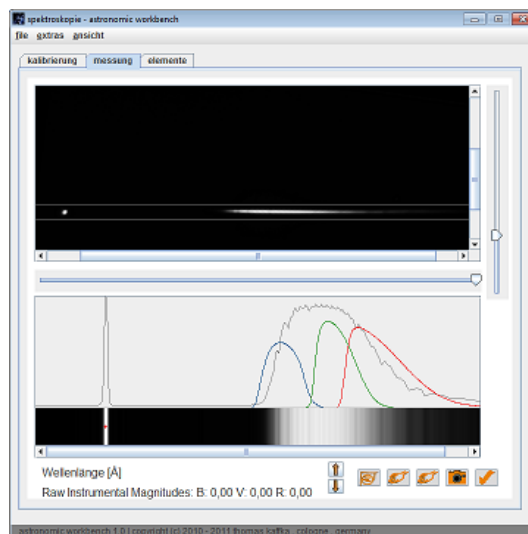


Abb. 8: Kalibration der Messfunktion

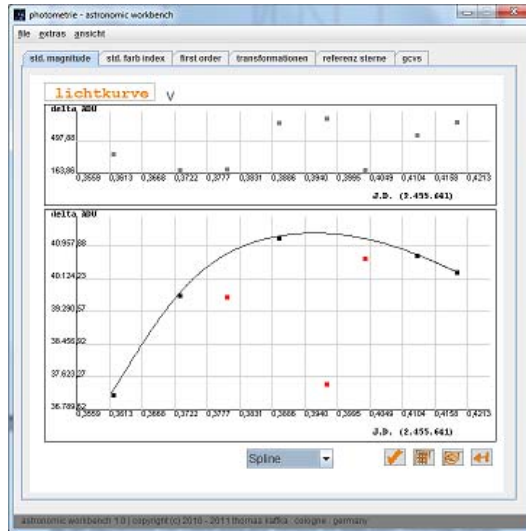


Abb. 9: Lichtkurve von Algol

Jetzt wird deutlich, warum Vergleichssterne benötigt werden. In der unteren Grafik von Abb. 9 sind die delta ADU's abgebildet. Diese errechnen sich durch die Subtraktion der Messwerte von Algol und BSC879. Durch diese Relativbetrachtung wird der Einfluss der in den Daten vorhandenen Extinktion herausgerechnet. Die obere kleine Grafik in Abb. 9 stellt die Subtraktion der ADU's beider Referenzsterne dar. Diese Werte sollten nur gering um einen Mittelwert streuen und sich an einer horizontalen Geraden orientieren, was dann ein Anzeichen dafür ist, dass in den Messdaten nur geringe Messfehler vorhanden sind.

Vorteil meines Ansatzes

Bei der Verwendung von Farbfiltern muss eine Messung für jedes Filter wiederholt werden. Dies ist sehr arbeitsintensiv und führt zu Ungenauigkeiten, da mit dem Filterwechsel bspw. ein Einfluss der Extinktion nicht vermieden werden kann. Mit meinem Ansatz eines „Software-Filters“ braucht nur eine CCD-Messung durchgeführt zu werden und man erhält daraus das Ergebnis für alle Farben. Nicht zuletzt ist der erforderliche Aufwand für die Auswertung der Messungen wesentlich geringer.

Literatur

- [1] Edward Geyer u. a., BAV Einführung, Einführung in die Beobachtung Veränderlicher Sterne, 4. Auflage, Berlin 2009.
- [2] Shelyak Instruments, Star Analyser 100 User Manual.
- [3] Richard Berry u. a., Astronomical Image Processing, 2. Auflage, Richmond 2001.

AAVSO Alert Notice 441

Dr. Steve Howell (NASA) and Dr. Travis Rector (University of Alaska, Anchorage) have requested AAVSO observations of several bright giant variable stars of diverse classes. This request is for immediate support of spectroscopic observations to be made at Kitt Peak National Observatory between 2011 May 30 and 2011 June 01 (JD 2455712 - 714). However, observers are encouraged to continue long-term monitoring of these objects.

Using the spectroscopy, as well as parallax measurements from Hipparcos and contemporary photometry from the AAVSO, the distance, luminosity, temperature and radius of these stars are determined. The goal of the project is to determine if the surface temperatures and radii of these stars change in a recognizable pattern over long timescales. Spectroscopic observations will be made with the Kitt Peak Coude Spectrograph from May 30th to June 1st. Visual and photometric BVRI observations of these stars around this time are requested. Below is the list of objects being monitored. The list is divided into two groups by priority.

Priority Targets:

NAME	RA(J2000)	DEC(J2000)	CURRENT MAG
Z UMa	11:56:30.22	+57:52:17.6	m(vis) ~ 7.3
R CrB	15:48:34.4	+28:09:24.2	m(vis) ~ 13.1
SX Her	16:07:27.24	+24:54:29.9	m(vis) ~ 8.4
TT Oph	16:49:35.88	+03:37:54	m(vis) ~ 10.0
TX Oph	17:04:00.09	+04:59:00.7	m(vis) ~ 10.5(?)
AC Her	18:30:16.24	+21:52:00.5	m(vis) ~ 8.3
R Sct	18:47:28.94	-05:42:18.5	m(vis) ~ 5.3

Other Targets:

NAME	RA(J2000)	DEC(J2000)	CURRENT MAG
R Vir	12:38:29.94	+06:59:18.9	m(vis) ~ 11.1
Y CVn	12:45:07.82	+45:26:24.8	m(vis) ~ 5.4
G Her	16:28:38.54	+41:52:54	m(vis) ~ 5.1
UU Her	16:35:57.28	+37:58:02	m(vis) ~ 9.0
UZ Oph	17:21:59.26	+06:54:42.1	m(vis) ~ 11.3
V453 Oph	17:26:49.13	-02:23:36.3	m(vis) = ? ***
XX Oph	17:43:56.5	-06:16:08.7	m(vis) ~ 8.9
TZ Oph	16:29:07.71	-20:14:03.9	m(vis) = ? ***
V564 Oph	17:52:01.25	+07:56:29.1	m(vis) ~ 10.3
T Lyr	18:32:20.08	+36:59:55.6	m(vis) ~ 8.7
AD Aql	18:59:08.69	-08:10:14	m(vis) = ?
AR Sgr	18:59:42.14	-23:42:26.6	m(vis) = ?
V5569 Sgr	18:50:03.56	-26:24:15.4	m(vis) = ? ***
EP Lyr	19:18:19.55	+27:51:03	m(vis) ~ 10.6
EU Del	20:37:54.71	+18:16:06.3	m(vis) ~ 6.0

Starred (***) objects do not currently have good AAVSO sequences -- they either lack sequences entirely or have poorly placed stars -- but finder charts may still be plotted with our Variable Star Plotter (<http://www.aavso.org/vsp>). Those without asterisks do have good current sequences available through VSP. Requests for sequences will be made to the AAVSO Sequence Team, but these may not be available until after the KPNO observing run is complete. Until then, do your best with what is available. CCD observers can take observations and store their images for later reduction when better sequences are available.

Undersampling und das missverständene Nyquist-Kriterium

(von Sander Slijkhuis, Sulzberg)

In so mancher Bauanleitung für Spektrographen liest man, dass die Kamera optimaler Weise zwei Pixel pro Auflösung haben sollte (wobei Auflösung oft gleichgesetzt wird mit FWHM – Full Width at Half Maximum oder Halbwertsbreite der Spaltabbildung), da sonst das Nyquist-Kriterium verletzt sei und Undersampling auftrete. Was ist hier denn genau gemeint und stimmt diese weit verbreitete Faustregel eigentlich so?

Für mich war der Anlass diesen Artikel zu schreiben, dass o. g. Faustregel eine sehr simplifizierte Darstellung des Sachverhaltes ist, die dennoch immer wieder auftaucht. In meinem beruflichen Umfeld habe ich feststellen müssen, dass sogar namhafte Wissenschaftler sich hier verirren und dem (falsch verstandene) Nyquist-Kriterium weit mehr Bedeutung zuweisen als gerechtfertigt ist. Man kann sich nur anschließen bei dem, was ich mal auf der Homepage eines amerikanischen Professors für Signalverarbeitung las: „Das Nyquist-Shannon Theorem ist eines der am meisten missverständenen Gesetze der Signalverarbeitung“.

Sampling und Undersampling

Das englische Verb „sample“ bedeutet „Abtasten“ oder auch „Schprobe entnehmen“. Mittels Sampling wird ein kontinuierliches Signal umgesetzt in ein diskretes Signal. Das Sampling ist vollständig, wenn aus dem diskreten Signal wieder das ursprüngliche Signal wieder hergestellt werden kann – dazu braucht man dann eine geeignete Interpolations-Methode. Wenn das Sampling zu grob ist um das ursprüngliche Signal wiederherzustellen, spricht man von Undersampling. In diesem Fall ist bei der Interpolation Information verloren gegangen. In diesem Artikel werden wir Undersampling wie folgt nachweisen: Misst ein Beobachter A ein Spektrum auf einem bestimmten Wellenlängen-Grid (-Raster) und der Beobachter B das gleiche Spektrum auf einem leicht verschobenem Grid, dann liegt Undersampling vor, wenn das Spektrum von B nach der Interpolation auf das Grid von A nicht mit dem Spektrum von A identisch ist. Je größer die Unterschiede, desto größer das Undersampling.

Undersampling führt hier also zu einem scheinbaren Messfehler zwischen A und B. Ist dieser Messfehler allerdings deutlich kleiner als das Rauschen, hat es keine Auswirkungen. In der Praxis ist es manchmal weniger die Frage, ob Undersampling vorliegt, sondern inwieweit Undersampling tolerierbar ist. Es gibt mehrere Fälle wo Undersampling vernachlässigbar ist. Will man z.B. ein gemessenes Spektrum mit einem hoch aufgelösten (z.B. theoretisch berechnetes) Referenz-Spektrum vergleichen, muss man dieses Referenz-Spektrum ‚nur‘ gleichermaßen sampeln wie die Messung. Fehler durch Undersampling treten erst auf, wenn die Messung in der Wellenlänge interpoliert wird! Sind Messung und Referenz in der Wellenlänge verschoben, so schiebt man die Referenz bevor man sie sampled - und schon funktioniert es fehlerfrei. Wichtig ist allerdings, dass man seine Sampling-Funktion (auch Spaltfunktion oder „Instrument Line Shape“ genannt) kennt. Aber gerade hier liegt der Hase im Pfeffer; denn wenn das Instrument undersampled, ist es schwierig, die genaue Spaltfunktion (mit sub-pixel Genauigkeit) zu bestimmen.

Ein anderes, extremes Beispiel ist die Messung im UBVRi System. Diese könnte man auffassen als ein Sampling des Spektrums mit nur 5 Punkten. Obwohl so eine Messung mit ca. 1 „Pixel“ pro FWHM klar undersampled ist, würde niemand behaupten, dass diese deshalb „schlecht“ sei. Voraussetzung für eine nützliche Messung ist allerdings auch hier, dass die Spaltfunktion (hier: Filterfunktion) gut bekannt ist, bzw. dass jeder Beobachter die gleiche Filterfunktion benutzt. Das Undersampling hat nur zur Folge, dass man aus der UBVRi Messung allein, durch Interpolation nicht auf das genaue Spektrum zwischen den Messpunkten schließen darf.

Wer ist denn Nyquist und was hat er eigentlich gesagt

Als Nyquist 1928 sein Theorem verfasste, arbeitete er bei Bell Labs an dem Problem, wie viel Information man verlustfrei durch eine Telegraphen-Leitung mit begrenzter Kapazität („Bandbreite“) schicken könne. Er befand, modern gesagt, dass man dazu das Signal „digitalisieren“ sollte mit einer Abtastfrequenz, die minimal 2x der höchsten Frequenz in dem Signal entspricht:

$$f_{\text{sampling}} > 2 f_{\text{max}}$$

Umgekehrt heißt das, dass bei gegebener Abtastfrequenz kein Signal verlustfrei rekonstruiert werden kann, das höhere Frequenzen als die halbe Abtastfrequenz enthält. Erst 1948 publizierte Shannon (auch bei Bell Labs) dafür den mathematischen Beweis. Man spricht oft vom Nyquist-Shannon Theorem (genau genommen gab es vorher schon ähnliche Ansätze; im Internet findet man z.B. bei Wikipedia eine ausführliche Diskussion vom Theorem und seine Geschichte). In seiner Arbeit behandelte Shannon übrigens auch als erster den Einfluss des Rauschens – darauf werden wir noch zurückkommen. Übersetzt auf die Spektroskopie heißt das, dass das Samplingintervall der Detektor-Pixel ($1/f_{\text{sampling}}$) kleiner sein soll als die halbe minimale räumliche Signal-Breite, definiert durch ($1/f_{\text{max}}$). Dieses ($1/f_{\text{max}}$) nun einfach mit dem FWHM der Spaltfunktion gleich zu stellen, wie die bekannte Faustregel besagt, ist aber sehr abenteuerlich und nur in den wenigsten Fällen gerechtfertigt!

Tatsächlich reichen in Shannon’s Beweis zwei Sampling-Punkte pro FWHM nur aus, weil seine Sampling-Funktion eine *sinc* ($= \sin(x) / x$) ist (Abb. 2 links), deren Fourier-Transformation die Rechteckfunktion ist, und deshalb einen scharf begrenzten Frequenzbereich hat (siehe Diskussion unten). So eine Sampling Funktion gibt es vielleicht in einem Fourier-Transform Spektrographen (und auch da nur ansatzweise, weil die Messreihe nicht unendlich lang ist), aber sicherlich nicht in einem Gitterspektrographen, weil wir da keine negativen Werte in der Responsefunktion haben. Die minimale Sampling-Frequenz laut Nyquist kann nur bestimmt werden, wenn f_{max} genau bekannt ist. Dies hängt nicht nur von der Breite der Spaltfunktion ab, sondern auch (sogar sehr stark) von deren Form. Da die ganze mathematische Diskussion im Nyquist-Shannon Theorem sich um Fourier-Frequenzen dreht, ist die Fourier-Analyse hier das richtige Mittel um f_{max} zu berechnen.

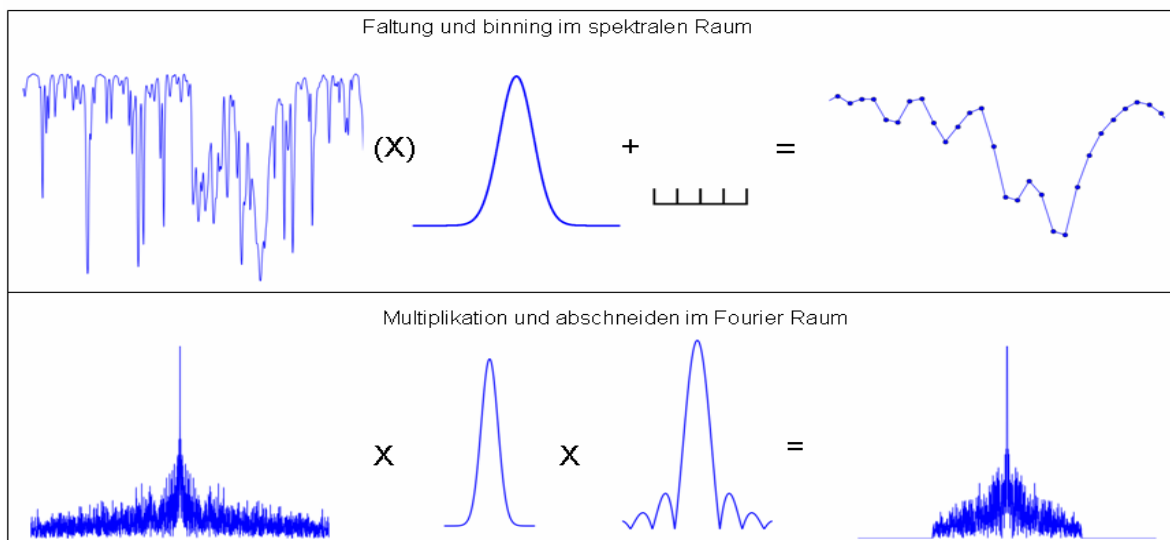


Abb. 1: Bei der Messung im Spektrographen wird das Spektrum mit dem optischen Teil der Spaltfunktion gefaltet, und nach einem pixel-binning ergeben sich die diskreten Messwerte. Im Fourier Raum ist diese Faltung eine Multiplikation mit der Fourier-Transformierten dieser Spaltfunktion und der pixel-binnig Funktion; außerdem werden Frequenzen nach der Pixelzahl abgeschnitten.

Fourier-Spektrum einiger Spaltfunktionen

Als Spaltfunktion bezeichnen wir die Gesamt-Abbildung einer monochromatischen Punktquelle; diese Abbildung enthält Einflüsse u. a. von der Spalt-Abbildung selber, von optischen Fehlern und vom Pixel-Binning – der Begriff Spaltfunktion trifft sowohl bei Spalt-Spektrographen als auch bei spaltlosen Spektrographen zu (wo man statt Spalt-Abbildung Stern-Abbildung lesen sollte).

Betrachten wir zuerst eine Rechteckfunktion, wie bei einem ideal scharf abgebildeten Spalt (unter Vernachlässigung vom pixel-binning). Deren Fourier-Transformierte ist die *sinc* ($= \sin(x)/x$) Funktion. Die *sinc* ist selbst im unendlichen noch ungleich null („konvergiert nicht“). Deshalb würde ein Instrument mit einer Rechteckfunktion als Spaltfunktion *immer* ein undersampeltes Spektrum liefern (f_{max} ist unendlich groß); ungeachtet dessen wie groß das FWHM ist! In der Praxis tritt dies freilich nicht auf, da immer noch eine zusätzliche Faltung mit der pixel-binning Funktion gemacht wird (pixel-binning heißt hier: das Zusammenfügen *in* Pixel, nicht das Zusammenfügen *von* Pixel).

Eine für Gitterspektrographen oft angenommene Spaltfunktion ist die Gauß-Funktion. Sie kann auftreten, wenn im spaltlosen Spektrographen das Seeingscheibchen die Abbildung dominiert oder wenn im Spalt-Spektrographen optische Abberationen dominant sind. Die Fourier-Transformierte einer Gauß-Funktion ist wieder eine Gauß-Funktion. Diese Funktion fällt auf größeren Abständen sehr schnell ab (f_{max} ist begrenzt, wenn auch nicht so scharf wie bei der *sinc* Funktion), weshalb die Gauß-Funktion sich recht günstig in Sachen Undersampling verhält.

In einem realen Spektrographen wird das Spektrum nicht nur mit den optischen Abberationen und der Spaltbreite (bzw. Seeing) gefaltet, sondern auch mit einer Funktion, die das Binning des kontinuierlichen Spektrums in diskreten Pixeln beschreibt. Mathematisch gilt, dass einer Faltung im spektralen Raum einer Multiplikation im Fourier-Raum entspricht. Der Effekt des Pixel-Binning ist deshalb, dass die Fourier-Transformierte der optischen Abbildung noch einmal mit der Fourier-Transformierten des Pixel-Binning multipliziert wird. Für das undersampling ist das in soweit vorteilhaft, dass die höheren Fourier-Frequenzen abgeschwächt werden (weil multipliziert mit einer Zahl $\ll 1$) und damit das f_{max} weiter begrenzt wird.

Nun einige numerische Beispiele: wir betrachten die Rechteckfunktion, die Gaußfunktion, und eine einigermaßen realistische Pixel-Binning Funktion. Letztere ist keine so richtige Rechteckfunktion, da ein Photon, das geometrisch nah am Rand eines Pixels auftrifft, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit im nächsten Pixel ein Photoelektron generiert.

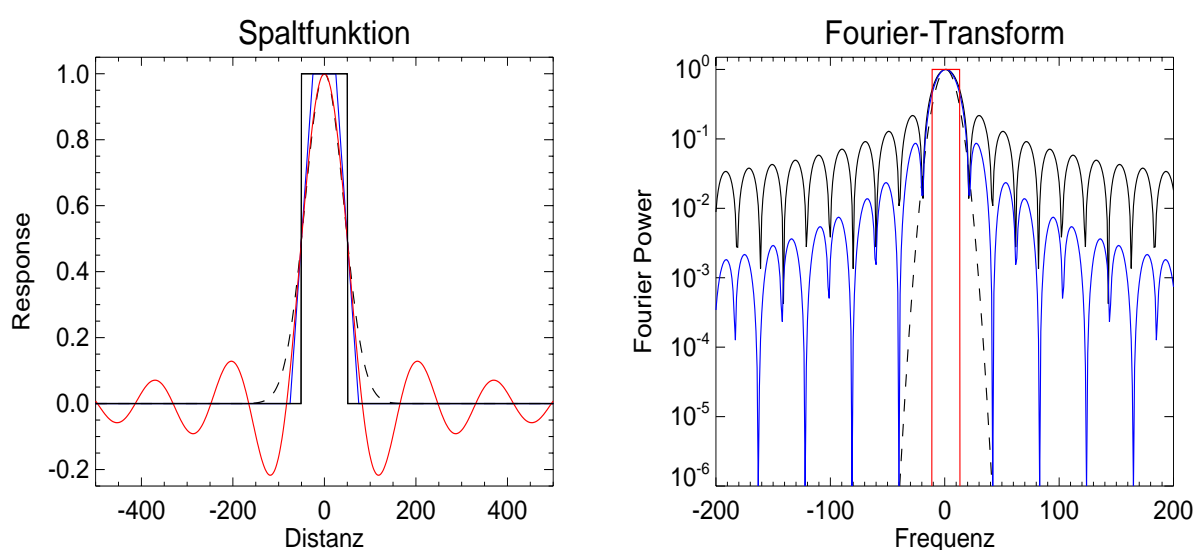


Abb. 2: Links: die Spaltfunktionen Rechteck (schwarz), Gauß (gestrichelt), Trapez (blau) im Vergleich zu der *sinc* Funktion (rot). Rechts: die Fourier-Transformierten dieser Funktionen (logarithmische Skala).

Schon ab $\frac{1}{4}$ vom Pixelrand fängt dieser Prozess an, und die Wahrscheinlichkeit im nächsten Pixel zu landen nimmt linear zum Pixelrand zu. Wir benutzen für die Pixel-Binning Funktion deshalb ein Trapez, welches unten 1.5 Pixel und oben 0.5 Pixel breit ist. Abbildung 2 zeigt links die drei o. g. Spaltfunktionen und rechts deren Fourier-Transformation. Abb. 2 zeigt, dass alle drei Spaltfunktionen Fourier-Frequenzen aufweisen, die erheblich über die einer *sinc*-Funktion hinausgehen. Wenn also die *sinc*-Funktion mit 2 Pixel pro FWHM laut Nyquist-Shannon gerade vollständig gesampled wird, so gilt dies nicht für die anderen Funktionen.

Ein erster Eindruck von der Vollständigkeit des Sampling bekommt man, wenn man in der Fourier-Transformierten die Frequenzen oberhalb der Sampling-Frequenz abschneidet (beim sampling würden diese verloren gehen) und dann die inverse Fourier Transformation macht. Bei einem Sampling von 2 Pixel pro FWHM sind das die Frequenzen außerhalb des roten Rechtecks in Abb. 2 (rechts); bei einem Sampling von 3 Pixel pro FWHM sind das Frequenzen außerhalb 1.5 mal dieser Frequenzen. Abb. 3 zeigt, dass bei einer Gauß-Funktion noch erhebliche Undersampling Fehler auftreten können wenn mit 2 Pixel pro FWHM gesampled wird; bei einem Sampling von 3 Pixel pro FWHM ist der Unterschied zu der originalen (= vollständig gesampelte) Funktion schon deutlich geringer, aber nicht gleich null. Wie stark das Undersampling in der Praxis ausfällt, kann man an Hand von diesem Beispiel nicht sehen; denn bei einem vom Spektrographen gemessenen Spektrum wird die Fourier-Transformierte nicht nur von der Spaltfunktion, sondern auch vom Spektrum selber bestimmt. Enthält das Spektrum nur wenige hohe Frequenzen, ergibt sich beim Abschneiden dieser Frequenzen auch nur einen geringen Fehler.

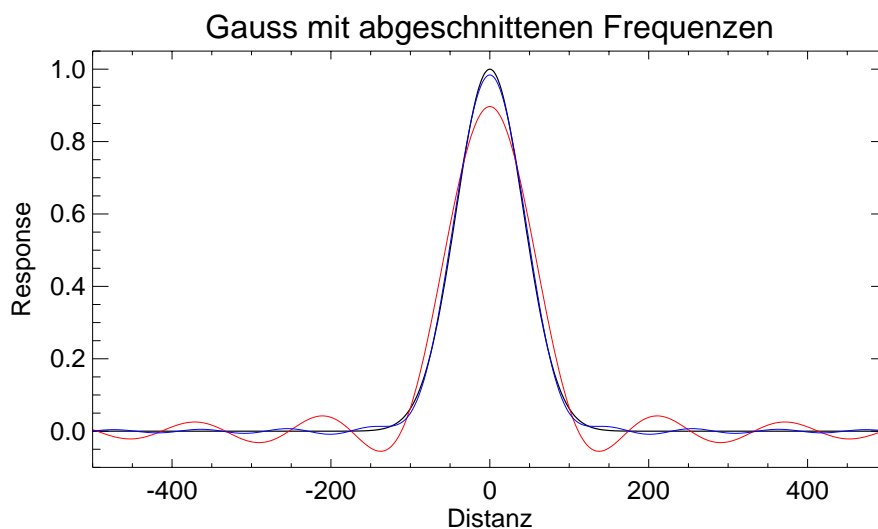


Abb. 3: Gauß-Funktion (schwarz) und Gauß-Funktion mit abgeschnittenen Frequenzen, die mit einem Sampling von 2 Pixel pro FWHM (rot) und 3 Pixel pro FWHM (blau) korrespondieren.

Undersampling im aufgenommenen Sternspektrum

Als Beispiel simulieren wir eine Messung eines G2 Sterns (z. B. die Sonne), aufgenommen mit einem Spektrographen im Spektralbereich von 420 - 520 nm mit einer Auflösung von 1 \AA ($R \sim 5000$). Das eigentliche Sternspektrum enthält damit sehr viel feinere Strukturen als vom Spektrographen aufgelöst, so dass die Voraussetzung für ein mögliches Undersampling gegeben ist.

Abb. 4 zeigt in orange das Sternspektrum und in blau die Interpolationsfehler, welche aufgrund des Undersamplings entstehen, wenn die Aufnahme auf einem Pixelgrid gemacht wird, das ein halbes Pixel gegenüber einem Referenz-Pixelgrid verschoben ist und dann um dieses halbe Pixel zurück interpoliert wird. Das Verhältnis zwischen dem Spektrum auf dem Referenz-Pixelgrid und dem vom verschobenen Grid zurück interpolierten Spektrum wird als Maß für das Undersampling verwendet. Die Interpolationsfehler hängen selbstverständlich von der Interpolationsmethode ab. Bei einer linearen Interpolation

wären diese Fehler sehr hoch, weil durch diese hohe Fourier-Frequenzen im Spektrum auftreten. Wir benutzen hier kubische Splines, die so gut wie keine hohen Frequenzen im Fourier-Spektrum erzeugen und damit optimal geeignet sind.

Abb. 4 zeigt, dass die Interpolationsfehler grob mit der Menge von spektralen Strukturen im Spektrum korrelieren. Der Ausschnitt rechts zeigt, dass die Fehler ein mehr oder weniger alternierendes Muster ausweisen. Dieses Muster ist weitgehend unabhängig von der Größe der Pixel-Verschiebung, währenddessen die Stärke (Amplitude) von der Verschiebung abhängt. Abb. 5 zeigt, dass wie erwartet, die Fehler bei einer Verschiebung von einem halben Pixel ein Maximum erreichen.

Undersampling verursacht also ein Pseudo-Rauschen, sobald das Sternspektrum interpoliert wird. In unserem Beispiel beträgt die Standardabweichung bis zu 0.3%, was einem Signal-Rauschverhältnis $S/N = 300$ entspricht. Wer z.B. sein Spektrum in die BESS Datenbank aufnehmen lassen möchte, muss dieses auf einer linearen Wellenlängenskala interpolieren. Dabei würden solche Fehler in seinem Spektrum auftreten.

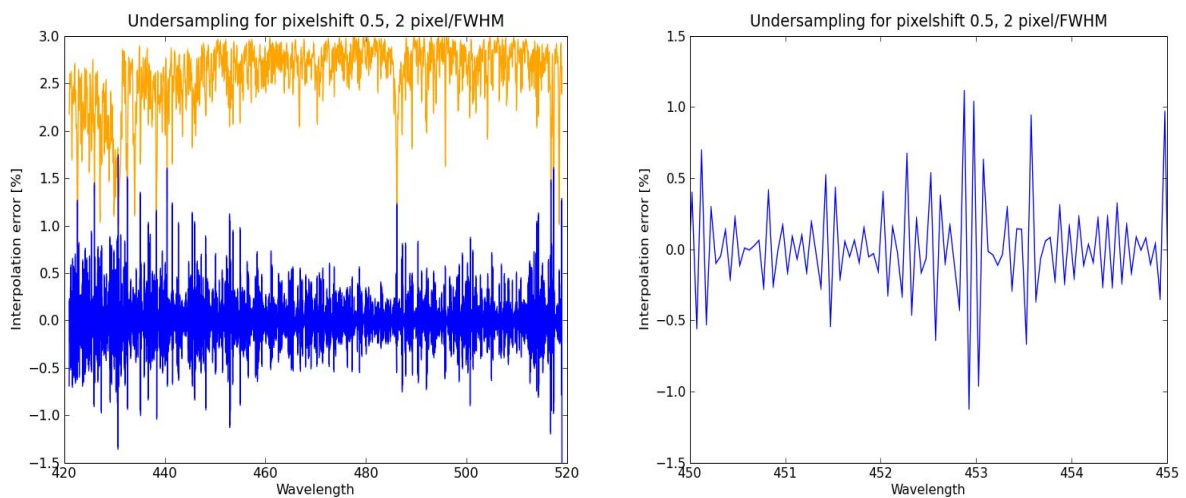


Abb. 4: Links - das simulierte Sternspektrum (orange) und Interpolationsfehler [%], die durch Undersampling verursacht werden (blau); Rechts - vergrößerter Ausschnitt aus dem Bild links.

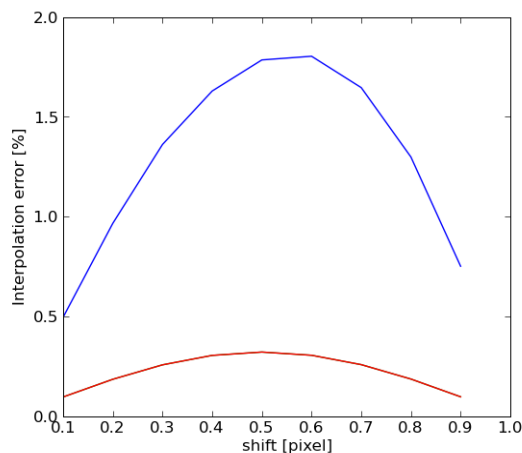


Abb. 5: Maximale Fehler (blau) und Standardabweichung (rot) der Interpolationsfehler in Abhängigkeit von der Pixel-Verschiebung; Simulation mit einer Gauß-Funktion als optische Spaltfunktion mit 2 Pixel pro FWHM.

Undersampling in Abhängigkeit von Breite und Form der Spaltfunktion

Für zwei extreme, aber durchaus noch realistische, Formen der Spaltfunktion berechnen wir nun das Pseudo-Rauschen für verschiedene Pixel-Sampling (FWHM pro Pixel). Die Spaltfunktion wird berechnet als Faltung einer optischen Spaltabbildung mit einer trapezförmigen Pixel-Responsefunktion (wie oben). Pixelgröße und Breite der optischen Spaltfunktion werden so angepasst, dass die spektrale Auflösung konstant bei 1 \AA bleibt. Als optische Spaltfunktion wird entweder eine Gaußkurve oder ein abgerundetes Rechteck angewendet, welches durch folgende Formel gegeben ist:

$$f(x) = 2^{-\left(x^6\right)}$$

Diese Spaltfunktionen entsprechen dem Fall, dass die Optik einen sehr engen Spalt auf ca. 0.5 Pixel abbilden würde (siehe Abb. 6).

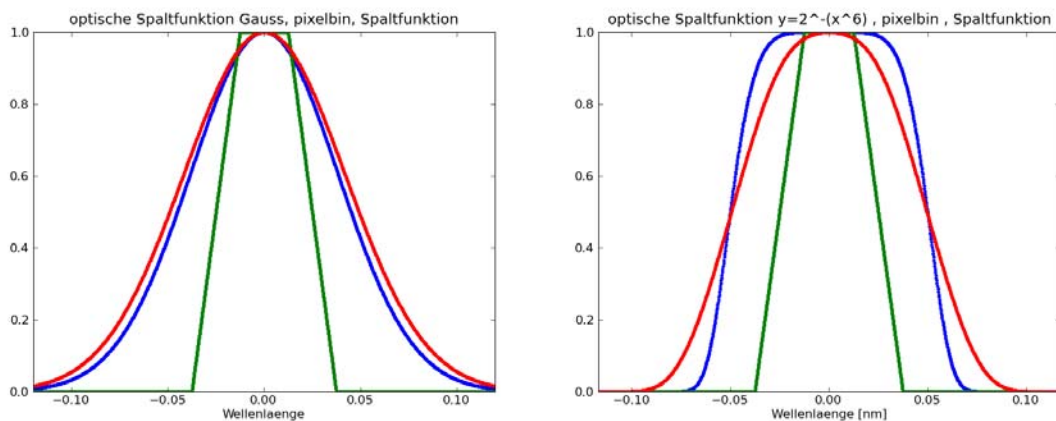


Abb.6: Optische Spaltfunktion (blau), Pixel-Binning Funktion (grün) und resultierende effektive Spaltfunktion (rot). Das FWHM der Spaltfunktion (rot) beträgt 1 \AA mit 2 Pixel pro FWHM. Links - gaußförmige Spaltabbildung; Rechts - scharfe Spaltabbildung.

In Abb. 7 zeigen die blauen Linien das berechnete Pseudo-Rauschen für die Gauß-Funktion (durchgezogene Linie: Standardabweichung; gestrichelte Linie: Maximalwert) und die roten Linien für den scharfen Spalt. Berechnet sind die Interpolationsfehler für eine Verschiebung um 0.5 Pixel mit Rückinterpolation. Bei der Gaußfunktion nimmt der Interpolationsfehler bei zunehmendem Sampling sehr schnell ab - von 1% bei 1.5 Pixel pro FWHM, über 0.3% bei 2 Pixel/FWHM bis 0.04% bei 3 Pixel/FWHM. Dies entspricht einem Signal-Rauschverhältnis von $S/N = 300$ und $S/N = 2500$ bei einem Sampling von 2 bzw. 3 Pixel / FWHM.

Bei dem scharf abgebildeten Spalt verharrt das Pseudo-Rauschen bei rund 1% Fehler für ein Sampling unter 2.5 Pixel / FWHM und nimmt dann erst bei größerem Sampling langsam ab. Dieses Verhalten ist vielleicht unerwartet, kann aber folgendermaßen begründet werden: Stellt man sich ein rechteckiges Fenster vor, welches über ein hoch strukturiertes Spektrum geschoben wird, dann kommen bei zunehmender Verschiebung immer wieder ganz neue Strukturen in dieses Fenster hinein. Eine kleine Verschiebung liefert somit immer einen anderen Mittelwert des gesampelten Signals. Bei einem gaußförmigem Fenster passiert zwar ähnliches, aber es werden die Strukturen am Rand des Fensters nur schwach gewichtet.

Die hier errechneten Interpolationsfehler mögen sehr pessimistisch erscheinen und nicht der „Erfahrung“ entsprechen. Andererseits, was ist hier denn die Erfahrung. Kaum jemand wird in der Lage sein, zwei leicht verschobene Spektren direkt miteinander zu vergleichen; zudem müsste die Quelle extrem konstant sein, um dies z.B. bei einem S/N von

300 zweifelsfrei zu detektieren. Bemerkenswert sei des Weiteren, dass die berechneten Werte sehr stark von der Struktur im Sternspektrum selbst abhängen und deshalb nur als Richtwerte dienen können. Dennoch zeigt sich, dass in einem Gitterspektrographen ein Sampling von 2 Pixel pro FWHM noch ein erhebliches Untersampling verursachen kann.

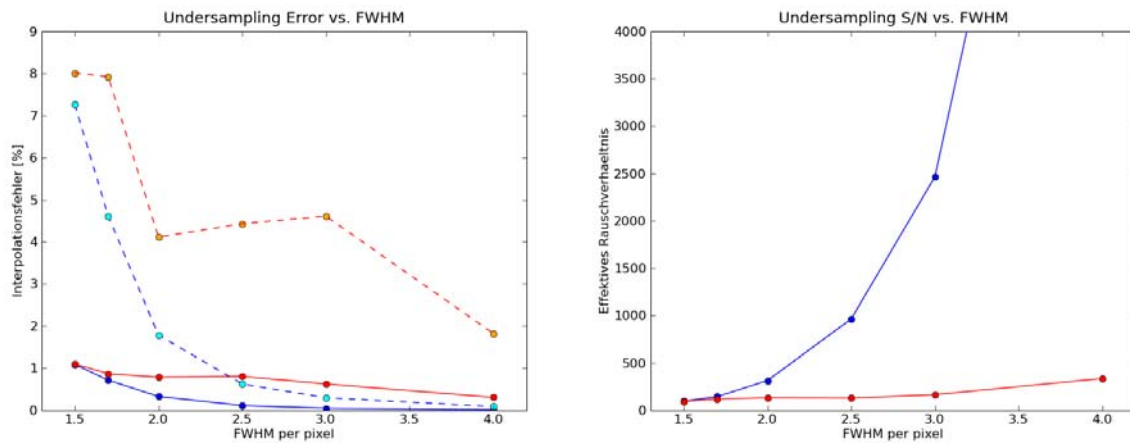


Abb. 7: Pseudo-Rauschen für Gauß (blau) und scharfem Spalt (rot) bei verschiedenen FWHM pro Pixel. Links - Interpolationsfehler in %, Standardabweichung und Maximalwert (gestrichelt); Rechts - effektives Signal-Rauschverhältnis (S/N) des Pseudo-Rauschens.

Fazit

- Es ist falsch, die Faustregel „benutze 2 Pixel pro FWHM“ mit dem Nyquist-Kriterium zu begründen. Das Nyquist-Kriterium setzt ein sog. „band-limited“ Signal voraus, das eine wohl definierte maximale Fourier-Frequenz enthält. Diese Kondition ist in einem Gitterspektrographen nie wirklich gegeben und wird nur annähernd erreicht bei einer Gauß'schen Spaltfunktion, welche mit mehreren (>4) Pixeln gesampled wird.
- Fehler durch Untersampling machen sich erst bemerkbar, wenn das Spektrum interpoliert wird. Das Untersampling hängt stark ab von der Form der Spaltfunktion und auch von der Struktur im Spektrum selber. Eine sehr scharfe Abbildung des Spaltes ist eher ungewünscht.
- Die numerischen Simulationen zeigen, dass selbst im günstigsten Fall (die Optik bildet den Spalt als Gaußfunktion ab) bei 2 Pixel pro FWHM die Fehler durch Untersampling das Signal-Rauschverhältnis auf $S/N = 300$ begrenzen können (nach Interpolation um ein halbes Pixel). Bei 3 Pixel pro FWHM wäre dieses effektive $S/N = 2500$. Bei einem sehr scharf abgebildeten Spalt (dessen Fourier-Frequenzen nur langsam abnehmen) würde diese Zahl eher bei $S/N = 150$ liegen. Dies ändert sich wenig bei einem Sampling von 2 bis 3 FWHM pro Pixel.
- Wenn das Signal-Rauschverhältnis im Spektrum <100 ist (die genaue Größe ist abhängig von der Struktur im Sternspektrum selber), kann man sich erlauben mit 2 Pixel pro FWHM oder sogar noch weniger zu sampeln; auch die genaue Form der Spaltfunktion ist dann weniger kritisch. Für höhere Ansprüche sollte man eine Gauß'sche Spaltfunktion mit mindestens 2.5 Pixel pro FWHM anstreben.

Zur Funktion des Fachgebietes SPEKTROSKOPIE bei Astronomie.de

(von Ernst Pollmann, Leverkusen)

Das zunehmend wachsende Interesse am Fachgebiet Spektroskopie in der Amateurastronomie kann auch verstanden werden als fruchtebringendes Resultat der Pionierarbeit auf diesem Gebiet seit den 1990iger Jahren. Eine Entwicklung, die jedoch nicht dazu verführen darf, die Hände in den Schoß zu legen, um sich lediglich an dieser Feststellung zu erfreuen.

Eher rückt die Frage in den Vordergrund, mit welchen Methoden und Möglichkeiten darauf aufbauend Nachhaltigkeit auch für kommende Generationen spektroskopisch interessierter Amateurastronomen erreicht werden kann. Veranstaltungen mit spektroskopischen Inhalten, wie etwa Wochenendtagungen, sind dahingehend gemäß eigener 20jähriger Erfahrung weniger effektiv.

Dauerhafte, zeitnah verfügbare und daher effektiver weiterbildende Medien scheinen dagegen besser geeignet, wie das Feed-back der jüngsten Vergangenheit gezeigt hat. Dieser Erkenntnis Rechnung tragend, hat das beliebte Internetportal „Astronomie.de“ mit der Einrichtung des astronomischen Fachgebietes SPEKTROSKOPIE die Zeichen der Zeit erkannt.

Seit Bereitstellung der online Themen mit Bezug auf verschiedenste Fragestellungen und Aspekte aus der praktischen wie theoretischen Amateur-Astrospektroskopie, konnte ein wachsendes Interesse an diesem Angebot festgestellt werden.

Eine erfreulicherweise große Bereitschaft kompetenter Autoren aus dem Bereich der Astrospektroskopie erleichtert es, die hier angesprochene Zielsetzung zu erfüllen. Wir, die Administration & Moderation bei Astronomie.de sind deshalb davon überzeugt, einen wichtigen Schritt in Bezug auf Nachhaltigkeit zur Weiterbildung in der Amateur-Astrospektroskopie unternommen zu haben.