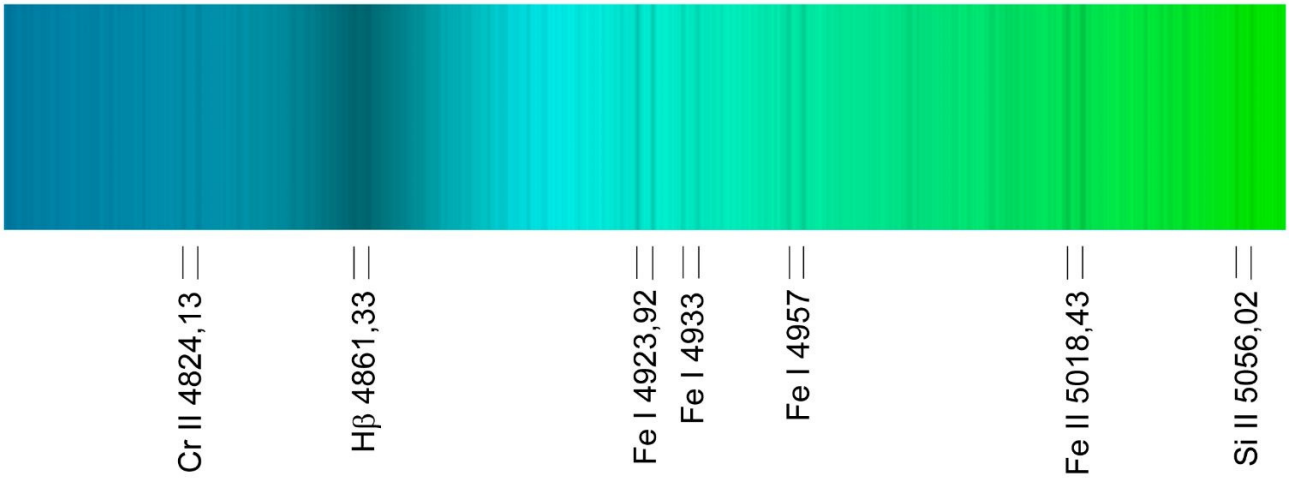
Spektroskopie von Beta Aurigae

Nachweis eines spektroskopischen Doppelsterns



Farbspektrum von Beta Aurigae, aufgenommen an der Schulsternwarte

von Oscar Cuypers und Benjamin Dick

Telefon: 0202-426714 / 0202-7583949

Carl-Fuhlrott-Gymnasium, Wuppertal

12PH1 Michael Winkhaus

Schuljahr: 2011/2012

Abgabe: 01.03.2012

Inhaltsverzeichnis

			Seite
1.		Einleitung	3
	1.1	Begründung des Themas	3
2.		Theoretische Grundlagen der Spektroskopie	4
	2.1	Licht	4
	2.2	Zerlegung des Lichts	8
	2.2.1	Zerlegung des Lichts durch ein Prisma	8
	2.2.2	Zerlegung des Lichts durch ein Gitter	10
	2.3	Spektren	13
	2.3.1	Sternspektren	13
	2.4	Dopplereffekt	18
3.		Sternspektroskopie	20
	3.1	Strahlungseigenschaften der Sterne	21
	3.2	Die Spektralklassen	22
	3.2.1	Die Spektralklasse A	23
	3.3	Das Hertzsprung-Russell-Diagramm	24
4.		Spektroskopie des Doppelsterns Beta Aurigae	27
	4.1	Sternbild Fuhrmann	27
	4.2	Doppelstern Beta Aurigae	29
	4.2.1	Allgemeine Informationen	29
	4.2.2	Das Spektrum von Beta Aurigae	30
5.		Die Instrumente	32
	5.1	Das C11 von Celestron	32
	5.2	Der DADOS-Spektrograph	33
6.		Durchführung der Messungen	34
7.		Auswertung	34
		Literaturverzeichnis	42
		Anhang	42
		Abschlusserklärung	43

1. Einleitung

Das Universum bietet viele Geheimnisse, von denen man im Laufe der Menschheitsgeschichte schon einige lüften konnte. Dabei kann man sich nicht immer auf das beschränkte Sehvermögen des Menschen verlassen. Denn viele dieser Geheimnisse lassen sich nur mit über lange Zeit ausgereiften Methoden ergründen. Eine dieser Methoden ist die Spektroskopie. Sie gibt uns die Möglichkeit Informationen aus dem Licht der Himmelsobjekte, speziell der Sterne, zu gewinnen. Mit Hilfe der Spektroskopie kann man einige Geheimnisse des Universums enträtseln. Eines dieser Geheimnisse ist Thema unserer Facharbeit.

Viele der Sterne, die wir mit bloßem Auge sehen können, sind keine einfachen Sterne, sondern mehrere Sterne die um ein gemeinsames Zentrum kreisen. Sogenannte Doppel- oder Mehrfachsternsysteme. Doch das können wir nur bei wenigen Sternen mit bloßem Auge erkennen.

Zwar bieten uns optische Instrumente einen tieferen Einblick, aber viele weitere solcher Mehrfachsternsysteme sind zu weit weg, als das man sie irgendwie optisch auflösen könnte. Doch die Spektroskopie ermöglicht es uns solche Mehrfachsternsysteme zu identifizieren.

Wir beschäftigen uns in unserer Facharbeit mit dem Doppelstern, der als zweites mit solchen Methoden als Doppelstern identifiziert wurde. Dieser Stern ist Beta Aurigae, oder Menkalinan, der zweithellste Stern im Sternbild Fuhrmann. An diesem Doppelstern kann man durch die Verschiebung einzelner Spektrallinien sehr gut die Rotation der beiden Sterne erkennen. Diese Verschiebung nachzuweisen und anhand dieser die Rotationsgeschwindigkeit zu berechnen ist das Ziel unserer Facharbeit.

Um dieses zu erreichen haben wir wie nur wenige andere Schüler in Deutschland mit einer eigenen, hervorragend ausgerüsteten Sternwarte eine nahezu einzigartige Möglichkeit.

1.1 Begründung des Themas

Das Thema unserer Facharbeit ergab sich mehr oder weniger aus Überlegungen zu einem anderen, nah verwandten, Themenbereich. Diese drehten sich um die Entstehung eines Doppelsternsystems. Nach einem Gespräch mit Herrn Koch erfuhren wir, dass es Doppelsterne gibt, die man optisch nicht als solche erkennen kann, sondern lediglich über Anomalien in den Spektren identifizieren kann. Dies übte eine gewisse Faszination auf uns aus, da wir weiterer als die optischen Methoden dies möglich machen, in die Systematik des Universums einsteigen wollten.

Herr Koch riet uns zu dem spektroskopischen Doppelstern Beta Aurigae als Objekt unserer Facharbeit. Dies ist ein vergleichsweise einfaches Objekt zum Einstieg, da es mit relativ einfachen Methoden als Doppelstern zu identifizieren ist und sich die Rotation leicht anhand des Spektrums erkennen lässt.

2. Theoretische Grundlagen zur Spektroskopie

Im Folgenden erklären wir die theoretischen Grundlagen, die wir für unsere Facharbeit benötigt haben. Nicht alles hat einen direkten Bezug zur Arbeit, dient aber der Vollständigkeit.

2.1 Licht

Jeder kennt es und jeder sieht es, aber was ist eigentlich Licht?
Licht ist für unser Leben auf der Erde etwas sehr fundamentales, denn ohne Licht wäre das Leben auf der Erde wie wir es kennen nicht möglich:
Pflanzen aller Art benötigen es für ihren Stoffwechsel und somit für ihr Wachstum und ein Nebenprodukt dieses Stoffwechsels stellt die Erzeugung von Sauerstoff (O_2) dar. Ohne dieses fundamentale Element, welches ohne die Pflanze nie auf die Erde gekommen wäre, hätte die Erde niemals ihre heutige Artenvielfalt entwickelt, denn absolut jedes Lebewesen ist abhängig vom Sauerstoff.

Physikalisch gesehen hat das Licht auch eine besondere Bedeutung, denn beispielsweise kann es Informationen an uns weitergeben über die chemische Zusammensetzung der Quelle, sei es ein Stern oder eine einfache Glühlampe.
Außerdem ist das Licht, dass schnellste „Objekt“ mit einer Vakuumgeschwindigkeit von 299.792,458 km in der Sekunde.[1]

Welche Eigenschaften hat es?
Die Eigenschaften des Lichtes sind noch nicht ganz geklärt, denn es weißt zwei Eigenschaften gleichzeitig auf.
Zum einen die Eigenschaft eines quantenmechanischen Photons, wobei man sich Licht in diesem Fall vereinfacht wie kleine „Wellenpakete“ vorstellen kann und zum anderen kann man es sich als elektromagnetische Welle mit Welleneigenschaften wie der Schall sie besitzt vorstellen, das Problem hierbei ist, dass es mit beiden Eigenschaften beschrieben

[1] http://de.wikipedia.org/wiki/Lichtgeschwindigkeit

werden kann, also zwei Lösungen besitzt, was in der Natur wiederum in der Regel nicht der Fall ist.

Dieser Effekt wird allgemein als Photoelektrischer Effekt bezeichnet.
Heute nimmt man, dass das Licht weder das eine noch das andere ist, sondern etwas drittes, ein Phänomen welches noch nicht beschrieben ist, doch das ist nicht Thema unserer Arbeit.
Für unsere Arbeit reicht es zu wissen, dass Licht als Welle beschrieben werden kann, denn Licht wird mit Hilfe von Wellenlängen gemessen, um Aussagen über die Quelle zu treffen.
Die Einheit in der Wellenlängen gemessen werden heißt Nanometer (nm), also ein Milliardstel eines Meters, aber häufig werden sie auch in Angström gemessen, d.h. 10 Milliardstel eines Meters.

Dabei ist das Licht, welches wir mit unseren Augen sehen können, nur ein kleiner Bereich dessen was es ferner noch umfasst.
Zunächst unterscheiden sich die Farben des Lichtes von violett/blau bis rot. Hierbei nehmen kurzwellige Lichtstrahlen den Bereich im Blauen ein, also den Bereich von ca. 400nm, während langwelliges Licht im Roten liegt, also bei etwa 700nm.
In diesem Bereich von 400-700nm liegt das sichtbare Licht, das entspricht dem Spektrum von violett, blau, grün, gelb, orange und rot.
Jenseits des violett-blauen Lichts liegt die UV-, Röntgen- und Gammastrahlung und jenseits des roten Lichtes liegt die Infrarot-, Mikrowellen- und Radiowellenstrahlung.
Ferner besitzt unsere Haut eine höhere Empfindlichkeit, denn sie nimmt Strahlung im Bereich zwischen der Ultravioletten Strahlung und der Infraroten Strahlung war, ersteres kann dabei zu einem Sonnenbrand führen und letzteres empfinden wir als Wärme.
Wie aber kommt es dazu, dass Licht im kurzwelligen Bereich Schaden anrichtet und im langwelligen Bereich nicht?
Licht unterscheidet sich nicht nur in den Farben sondern auch durch Energie, denn Licht ist nichts anderes als eine besondere Form von Energie.
Licht mit kurzen Wellenlängen ist Energiereicher als Licht mit längeren Wellenlängen.

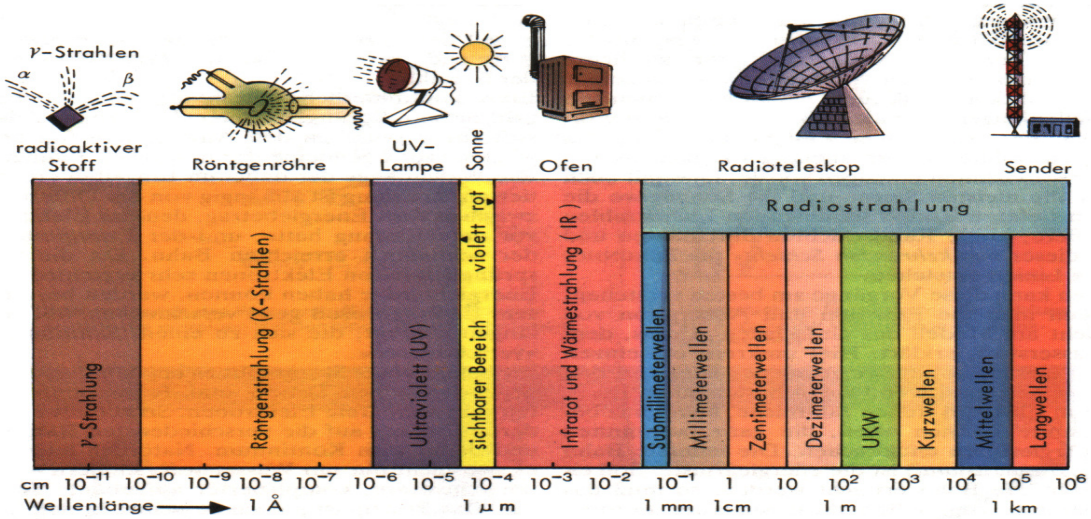


Abb. 2.1.1 Wellenlängenbereiche der elektromagnetischen Strahlung

Wie entsteht Licht überhaupt?

Licht entsteht in der Regel wenn Elektronen Energie verlieren, dabei wird die „verlorene“ Energie als Lichtenergie freigesetzt.

Wie kommt es dazu?

Es gibt im Wesentlichen drei Fallunterscheidungen:

- a) gebunden-gebunden Übergänge
- b) frei-frei Übergänge
- c) frei-gebunden Übergänge

a) gebunden-gebunden Übergänge:

Hierbei kann man sich ein Atom klassisch mit dem Kern aus Protonen und Neutronen und den Bahnen für die Elektronen vorstellen, wie es Nils Bohr schon tat. Gebunden-gebunden Übergänge kommen nur innerhalb eines Atoms vor. Hierbei befindet sich ein Elektron auf einer „Elektronenschale“ bzw. auf einer Bahn nahe dem Atomkern, denn Elektronen bewegen sich im Grundzustand immer um den Kern. Wird nun eine genau passende Energiemenge hinzugeführt, dann wechselt das Elektron auf eine Bahn, welche weiter weg von Kern liegt, doch innerhalb einer Nanosekunde (=eine Milliardstel Sekunde) fällt das Elektron wieder in den Grundzustand zurück, dabei wird die vorher aufgenommene Energie als Lichtenergie wieder freigesetzt. Wurde nun viel Energie aufgenommen wird hochenergetisches Licht freigesetzt (=Licht mit kurzer Wellenlänge), wurde hingegen wenig Energie aufgenommen, wird auch Licht geringerer Energie freigesetzt (=Licht mit großer Wellenlänge).

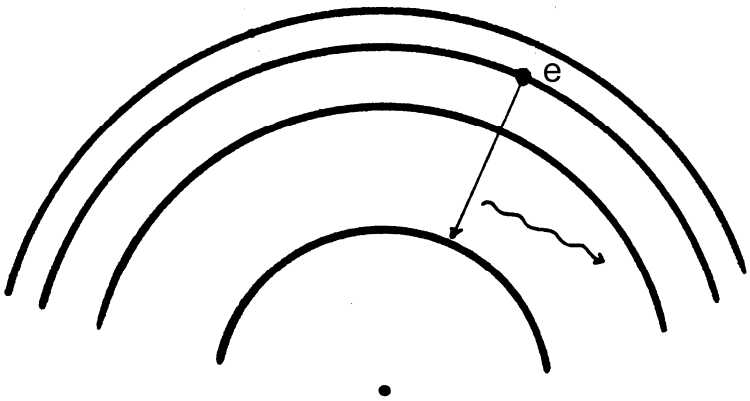


Abb. 2.1.2 Gebunden-Gebunden Übergänge im Atom

b) frei-frei Übergänge:

Frei-frei Übergänge kann man sich vereinfacht vorstellen wie in einem Glühdraht aus Kupfer. Sobald an dem Glühdraht ein positiver Pol angeschlossen wird, geraten die Elektronen der Atome des Kupfers in Bewegung und lösen sich von den Atomen in Richtung des Plus-Pols, da sie selbst negativ geladen sind, man spricht nun auch von freiem Elektronengas. Dabei geraten sie so dicht aneinander, dass Reibung entsteht und durch diese Reibung verlieren sie Energie und diese Energie wiederum wird als Lichtenergie freigesetzt. Auch hier gilt: Je mehr Energie sie freisetzten desto kürzer sind die Wellenlängen und umgekehrt.

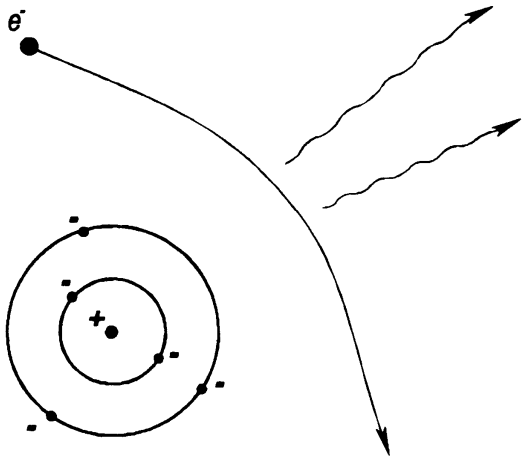


Abb. 2.1.3 Frei-Frei Übergänge im Plasma oder Ähnlichem

c) frei-gebunden Übergänge:

Bei frei-gebunden Übergängen werden freie Elektronen wieder von Atomen eingefangen, damit sie sich aber wieder auf eine Bahn um den Atomkern bewegen können müssen sie vorher ihre überschüssige Energie abgeben, geschieht dies

wird wieder die freigesetzte Energie als Lichtenergie abgegeben, dabei bestimmt die Menge der Energie wieder die Wellenlänge.

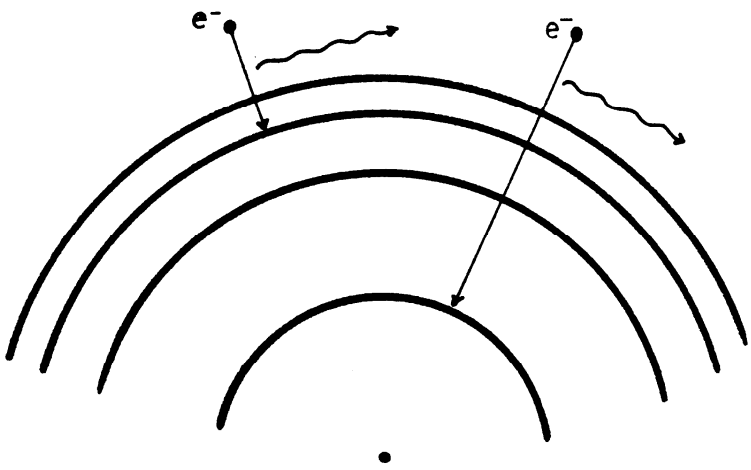


Abb. 2.1.4 Frei-Gebunden Übergänge im Atom

Welche Wellenlängenbereiche sind für die Astronomie bzw. Astrospektroskopie relevant? Nicht das komplette Spektrum ist für die Beobachtung von der Erde aus geeignet, da die Atmosphäre der Erde nur sichtbares Licht und Teile der Infrarotstrahlung sowie Radiowellenstrahlung im Bereich von 1cm-10m Wellenlänge durchlässt.
Um das Licht im übrigen Bereich analysieren zu können sind Satelliten und Raumsonden notwendig, welche nicht der störenden Erdatmosphäre ausgesetzt sind.

2.2 Zerlegung des Lichts

Alle Farben des Lichts überlagert ergeben weißes Licht, dabei ist es möglich das weiße Licht wieder in die Spektralfarben zu zerlegen. Dazu gibt es zwei unterschiedliche Methoden:

1. Die Zerlegung von weißem Licht mit einem Prisma
2. Die Zerlegung des Lichts durch ein Gitter

2.2.1 Zerlegung des Lichts durch ein Prisma

Um zu verstehen weshalb man das Licht mit der Hilfe eines Prismas brechen kann, muss man das Naturprinzip des Lichtes kennen, was wie folgt lautet:

Licht wählt immer den SCHNELLSTEN, also zeitlich den kürzesten, Weg.

Das Licht bewegt sich am schnellsten im Vakuum, mit einer Geschwindigkeit von knapp 300.000 km in der Sekunde, fort.
Jedoch besitzt es in anderen diversen Medien wie Luft oder Wasser andere Geschwindigkeiten, so ist ein Wechsel zwischen zwei Medien die Ursache, dass das Licht bricht.

Aus den zwei verschiedenen Geschwindigkeiten ergibt sich nun der Brechungsindex des Lichts.

Allgemein wird der Brechungsindex n als n= $\frac{VVakuum}{VMedium}$ definiert.

So ergibt sich für jedes Medium ein anderer Brechungsindex.

Medium	**Brechungsindex n**
Luft	1,000292
Wasser	1,333
Eis	1,31
Quarzglas	1,46
Flintglas	1,56…1,93
Bleikristall	n>1,9
Diamant	2,42

Abb. 2.2.1.1 Beispiele für den Brechungsindizes

Licht besitzt beispielsweise in Diamant nur noch ca. 41% der Vakuumgeschwindigkeit.

Nun ist der Brechungsindex n wellenlängenabhängig, weil V_{Medium} wellenlängenabhängig ist, d.h. also n= n(λ)
Denn blaues Licht (=kleine Wellenlänge) ist wegen seiner höheren Energie schneller in einem Medium als rotes Licht (=große Wellenlänge).
Daraus ergibt sich, dass höherenergetisches Licht einen weiteren Weg in einem dichteren Medium zurücklegen kann, da es sich darin schneller bewegen kann als energieärmeres Licht, dabei gilt: Je schneller das Licht ist desto größer ist der Brechungswinkel.

Dieser Sachverhalt führt dazu, dass Licht durch ein Prisma gebrochen werden kann, da die unterschiedlichen Farben des weißen Lichts, einen unterschiedlichen Weg im Prisma zurücklegen und somit aufgespalten werden.

Projiziert man nun das Bild, welches sich daraus ergibt auf eine Wand oder ähnliches, so hat man ein Spektrum vorliegen.

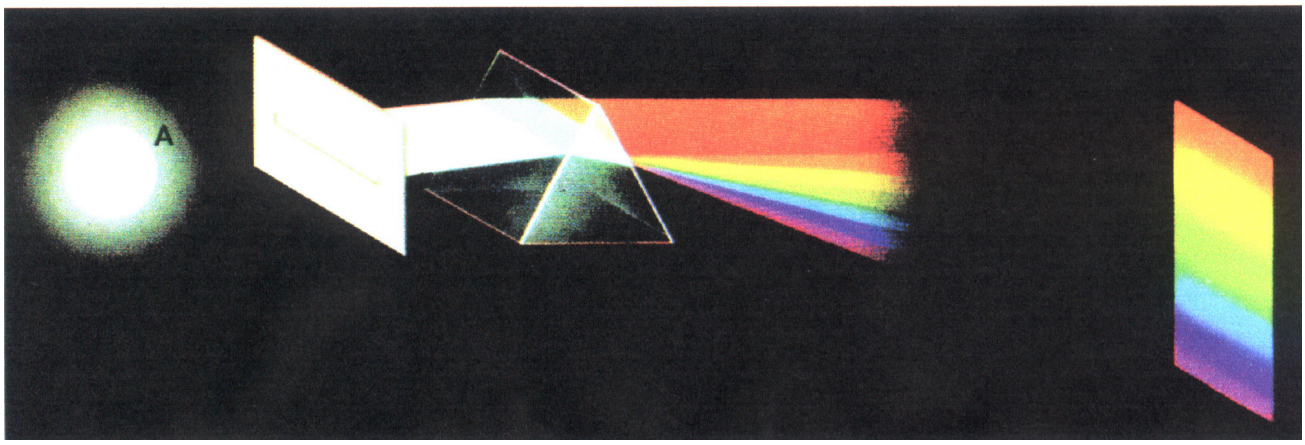


Abb. 2.2.1.2 Zerlegung des Lichts durch ein Prisma

In der Sternspektroskopie wird direkt hinter dem Prisma eine Kamera angebracht, welche das Spektrum aufnimmt, so kann man sich einen sogenannten Objektivprismenspektrographen vorstellen.[2]

Das Verfahren der Lichtbrechung durch ein Prisma ist eine schon lange bekannte Methode, die schon Isaac Newton anwendete.[3]
Eine modernere Methode ist die Zerlegung des Lichtes durch ein Gitter.

2.2.2 Zerlegung des Lichts durch ein Gitter

Die modernere Methode um Licht zu zerlegen ist die Zerlegung durch ein Gitter, dabei wird das Licht jedoch nicht wie beim Prisma gebrochen, sondern *gebeugt*, deshalb spricht man auch vom Phänomen der Lichtbeugung.[4]

Um jedoch zu verstehen wie das Licht durch ein Gitter zerlegt werden kann, muss man wissen was geschieht wenn Licht überlagert wird. Dabei ist es wichtig, dass man sich Licht wieder als elektromagnetische Welle vorstellt.
Dieses Phänomen bezeichnet man auch als Interferenz.

---

[2] Materialien Michael Winkhaus: Texte-Folien-Arbeitsblätter: Teil 1-Was ist Licht und wie zerlegen wir es: Seite 2: Der Prismenspektrograph (blauer Kasten)
[3] Materialien Michael Winkhaus: Texte-Folien-Arbeitsblätter: Teil 1-Was ist Licht und wie zerlegen wir es: Seite 2: Der Prismenspektrograph Zeile 1
[4] Materialien Michael Winkhaus: Texte-Folien-Arbeitsblätter: Teil 1-Was ist Licht und wie zerlegen wir es-TEXT1 Seite 2: Punkt 2 Der Gitterspektrograph: Zeile 1 f.

Die Interferenz ist definiert als Superposition von Wellen, welche gleichbedeutend mit der Addition der Auslenkungen der überlagerten Schwingungen ist.

Zwei Fälle sind dabei besonders interessant:

- a) konstruktive Interferenz
- b) destruktive Interferenz

a) konstruktive Interferenz:

Von konstruktiver Interferenz spricht man wenn zwei „gleichartige“ Wellen, also Wellen mit identischen Eigenschaften, sich phasengleich, also wenn Hoch- und Tiefpunkte der Wellen genau übereinander liegen, überlagern und somit eine Verstärkung um das doppelte bewirken. Das bedeutet, dass eine Lichtwelle doppelt so hell wäre, oder, da Wellen in der Natur auch anderweitig vorkommen, eine Wasserwelle mit doppelter Höhe oder aber eine Schallwelle mit doppelter Lautstärke zustande kämen.

b) destruktive Interferenz:

Von destruktiver Interferenz spricht man wenn zwei identische Wellen sich überlagern, die gegenphasig schwingen, also wenn Hoch- und Tiefpunkte einer Welle sich genau gegenüber liegen. Es folgt eine Auslöschung, was bei Lichtwellen Dunkelheit, bei Schallwellen einem lautlosem Ton und bei Wasser einer ruhigen Oberfläche entspricht.

Dabei gilt, dass bei einer halben Verschiebung der zweiten Welle immer eine destruktive Interferenz vorliegt und bei einer Verschiebung um ein Ganzes eine konstruktive Interferenz vorliegt.

Stellt man sich nun eine undurchsichtige Platte mit winzigen Spalten vor (=Gitter) und lässt das Licht dort hindurch scheinen findet man auf einer Oberfläche, z.B. einer Wand, helle Lichtstreifen und dunkle Abschnitte.
Diese kommen dadurch zustande, dass das Licht eines unteren Spaltes einen längeren Weg zu einem Punkt weiter oben benötigt als Licht aus einem oberen Spalt, die Ausnahme bildet der Nullpunkt.
Dies geschieht bei jedem x-beliebigen Punkt auf der Oberfläche und immer dann wenn zwei oder mehrere Wellen phasengleich schwingen findet eine konstruktive Interferenz

statt, also sieht man einen Lichtstreifen. In den Räumen dazwischen schwingen die Wellen gegenphasig und löschen einander aus, es ist nichts zu sehen.
Das Licht was nun aus den einzelnen Spalten konstruktiv interferiert, projiziert jeweils ein Spektrum.

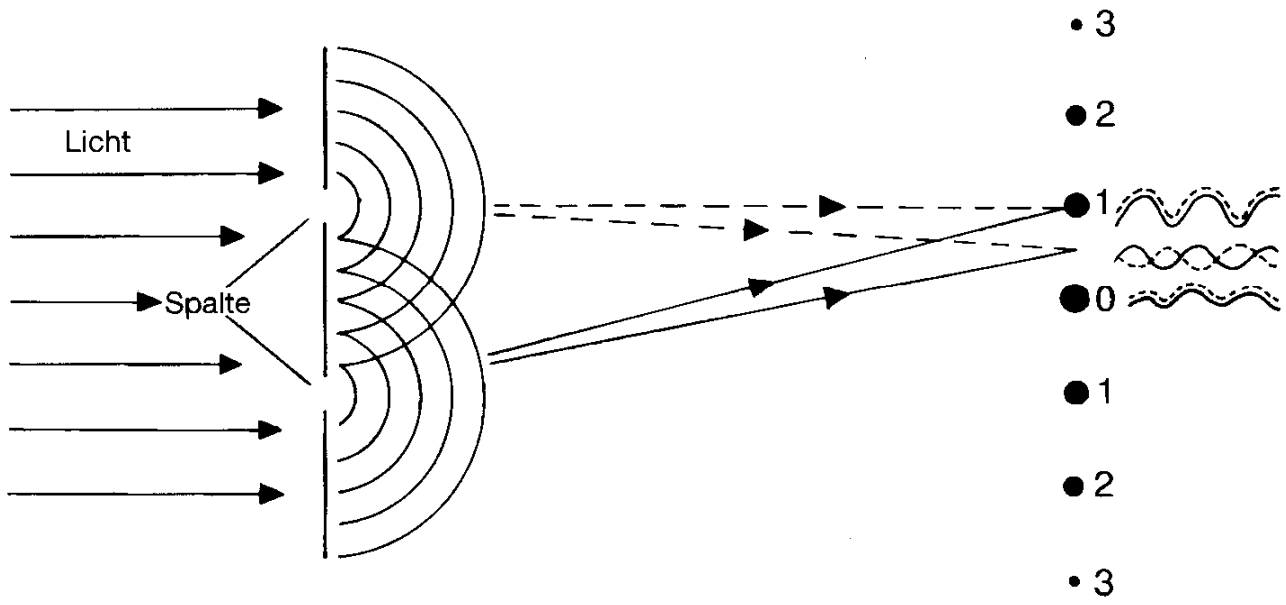


Abb. 2.2.2.1 Zerlegung des Lichts durch ein Gitter

Je mehr Spalte man verwendet desto schärfer wird das Spektrum abgebildet. Ein Gitter, welches für diese Zwecke eingesetzt wird, nennt man auch ein **Optisches Gitter** und es besteht meistens aus Glas oder Kunststoff, bei dem unzählige feine Linien eingearbeitet werden.[5]

Hierbei ist zu beachten, dass bei einem Gitter-Spektrum, horizontal gesehen, die Farben von links rot bis rechts blau verlaufen, während es bei einem Prismen-Spektrum genau anders herum verläuft, also links blau bis rechts rot.

In der Sternspektroskopie wird ein solches Gitter zwischen Teleskop und Kamera eingebaut, sodass man das Spektrum aus der ersten Ordnung (mehr zu Ordnungen von Spektren in 2.3 Spektren) sieht.[6]

[5] Materialien Michael Winkhaus: Texte-Folien-Arbeitsblätter: Teil 1-Was ist Licht und wie zerlegen wir es-TEXT1 Seite 3: letzter Text: Zeile 1ff.
[6] Materialien Michael Winkhaus: Texte-Folien-Arbeitsblätter: Teil 1-Was ist Licht und wie zerlegen wir es-TEXT1 Seite 3: blauer Kasten (unten)

2.3 Spektren

Nachdem wir nun wissen wie Spektren entstehen, kann man sie allgemein noch in drei verschiedene Arten unterteilen:

- a) kontinuierliches Spektrum
- b) Emissionslinienspektrum
- c) Absorptionslinienspektrum

a) kontinuierliches Spektrum:

Wie der Name bereits verrät, handelt es sich hierbei um Spektren, bei denen die Farben *kontinuierlich* also fließend übereinander laufen, es befinden sich also keine Lücken zwischen den einzelnen Farben. Solche Spektren entstehen durch die frei-frei Übergänge, wie in 2.1b) beschrieben. Beispiele für Lichtquellen, welche ein kontinuierliches Spektrum erzeugen sind Glühbirnen, LEDs, Halogenlampen oder auch im Inneren eines Sternes.

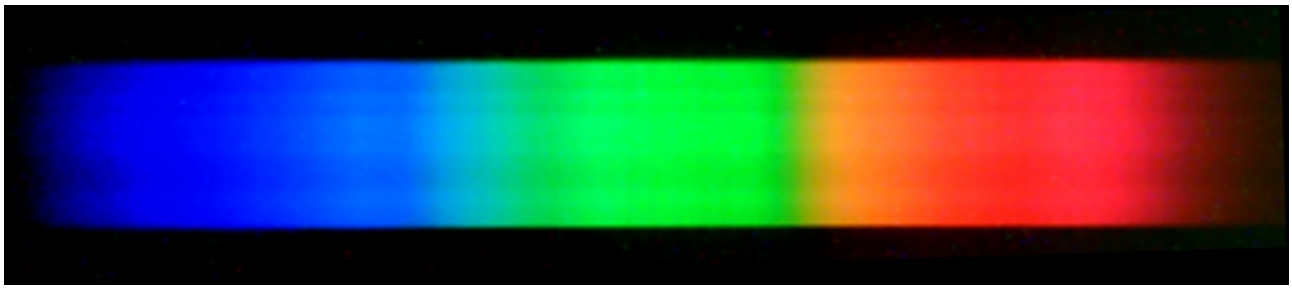


Abb. 2.3.1 kontinuierliches Spektrum

b) Emissionslinienspektrum:

Bei einem Emissionslinienspektrum finden wir ein Spektrum mit bestimmten Wellenlängen, also nur einzelne Farben mit dunklen Lücken dazwischen, deshalb nennt man es auch ein *diskretes* Spektrum. Diese Art von Spektrum wird durch die gebunden-gebunden Übergänge, beschrieben in 2.1a), verursacht, da prinzipiell zwar jede beliebige Wellenlänge freigesetzt werden kann, aber nicht alle eines gesamten Spektrums, weshalb man auch nur einzelne Linien sieht. Beispiele hierfür sind Gaslampen bzw. generell leuchtende Gase.

c) Absorptionslinienspektrum:

Ein Absorptionslinienspektrum ist nichts anderes als ein kontinuierliches Spektrum mit dunklen Linien, welche dadurch entstehen, dass bestimmte Bereiche absorbiert werden. Dies geschieht meistens wenn Licht aus heißem Gas durch eine zweite kühlere Gasschicht hindurch muss, dabei wird einem Teil der Elektronen des kühleren Gases mit Lichtenergie aus dem heißen Gas versorgt, sodass diese wie bei den gebunden-gebunden Übergängen, die Lichtenergie aufnehmen und nach einer Nanosekunde wieder abgeben, jedoch ist es dem Zufall überlassen in welche Richtung das „neue“ Licht abgestrahlt wird, sodass bei dem kontinuierlichen Spektrum des heißen Gases bestimmte Wellenlängen mit geringerer Intensität vorkommen. Die Folge sind dunkle Absorptionslinien. Ein Beispiel hierfür sind Sterne.

Abb. 2.3.2 Absorptionslinienspektrum

Sowie ein kontinuierliches Spektrum Absorptionslinien aufweisen kann, kann es natürlich auch andere Mischformen geben, z.B. Emissionslinien in einem kontinuierlichen Spektrum oder sowohl Emissions- als auch Absorptionslinien in einem kontinuierlichen Spektrum.

2.3.1 Sternspektren

Nun wissen wir wie die Spektren zustande kommen und wie sie aussehen.
Im Folgenden wollen wir trotzdem noch genauer darauf zusprechen kommen wie eigentlich ein Spektrum eines Sternes aussehen kann und wie es dazu kommt, dass es so aussieht.

Zunächst einmal wird im Inneren eines Sterns immer ein kontinuierliches Spektrum erzeugt, das kommt daher, dass im Inneren eines enorme Temperaturen von mehreren Millionen Grad herrschen und dass es bei solchen Temperaturen keine gebundenen Atomzustände mehr gibt.
Das heißt, dass es nur freie Elektronen, freie Protonen und freie Neutronen gibt.
Dieses Gemisch wird als Plasma bezeichnet.
Da es nun keine gebundenen Zustände gibt, kann es auch nur frei-frei Übergänge bei der Entstehung von Licht geben, deshalb kommt im Inneren eines Sterns auch immer zu einem kontinuierlichem Spektrum.

Wenn das Licht aber den Stern komplett verlässt befinden sich Absorptionslinien im Spektrum, dies kommt daher, dass die Sternatmosphäre wesentlich kühler ist als die Kerntemperatur und zwar kühl genug, um wieder gebundene Atomzustände zu finden.
Das Licht was sich nun aus dem Sterninneren nach draußen bewegt passiert die Sternatmosphäre, wo wieder gebundene Zustände vorkommen, genau „passendes“ Licht, also Licht mit passenden Energiebeträgen für einen atomaren Schalenübergang, wird dann von den Atomen in der Sternatmosphäre absorbiert, zwar wird das absorbierte Licht nach einer Nanosekunde wieder freigesetzt, aber zufällig in grundsätzlich alle Richtungen, sodass trotzdem nur eine deutlich verminderte Intensität beim Beobachter ankommt.
Diese deutlich verminderte Intensität ist im Spektrum als dunkle Linie zu erkennen.

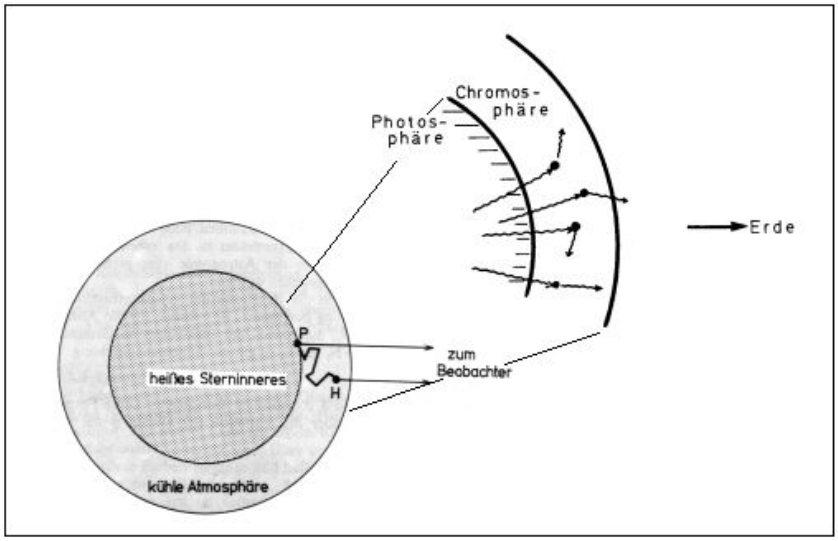


Abb. 2.3.1.1 Entstehung von Sternspektren

Um dies etwas genauer darzustellen, verwenden wir die quantenmechanische Formel des Lichts: $E\gamma = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{\lambda}$

Bedeutung der Symbole:

Eγ=Lichtenergie

h =Planck’sches Wirkungsquantum

c =Lichtgeschwindigkeit

f =Frequenz

λ =Wellenlänge

Bei den Absorptionen des Lichts, innerhalb eines Atoms, muss Eγ=ΔE sein, analog dazu ist die Energie des abgestrahlten Lichts nach dem Zurückfallen des Elektrons im Atom Eγ=ΔE.

($\Delta E = E_n - E_m$

Dabei ist E_n das höhere Energieniveau innerhalb eines Atoms und dem entsprechend ist E_m ein niedrigeres Energieniveau innerhalb eines Atoms.)

Wenn wir das nun Einsetzten ergibt sich: $\frac{\hbar \cdot f}{\lambda} = \Delta E$

Das heißt also: $\Delta E \sim \frac{1}{\lambda}$

Daraus folgt automatisch, dass ein großer Betrag für ΔE einen kleinen Betrag für λ bedeutet, also, dass das Licht kurzwellig, sprich blau ist.
Umgekehrt bedeutet ein kleiner Wert für ΔE einen großen Wert für λ, also langwelliges beziehungsweise rotes Licht.

Jetzt ist es uns möglich über $E\gamma = \Delta E$ die Wellenlänge des emittierten Lichts zu berechnen, indem wir die Formel $E\gamma = \frac{\hbar \cdot c}{\lambda}$ nach λ auflösen: $\lambda = \frac{\hbar \cdot c}{E\gamma}$.

Nun wollen wir uns das noch einmal beispielhaft am Wasserstoffatom angucken.
Insbesondere schauen wir uns dabei die Balmer-Linien des Wasserstoffatoms an, da diese für unsere Arbeit sehr wichtig sind.

Um zu erklären wie am Beispiel des Wasserstoffatoms die Absorptionslinien entstehen und wie man die Wellenlängen des emittierten Lichts berechnet, benötigt man

$E_n = -2.17 * 10^{-18} \frac{1}{n^2} J$ (n=Übergänge im Atom),

denn damit lassen sich die einzelnen Energieniveaus im Wasserstoffatom berechnen.
Überträgt man dieses nun in ein Energiediagramm und setzt für **n** die unterschiedlichen Schalennummern ein, so sieht man das bei einem Sprung auf eine „weit“ vom Atomkern gelegene Schale mehr Energie freigesetzt wird, als vom Sprung auf eine nähergelegene Schale. Dieses entspricht der bereits vorangegangen Erklärung in 2.1a) über die gebunden-gebunden Übergänge.

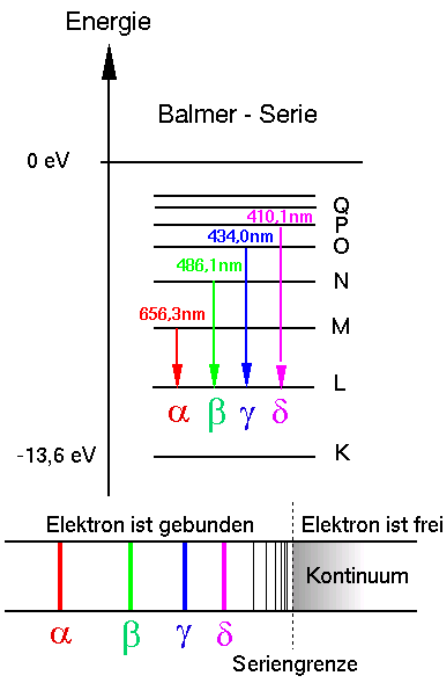


Abb. 2.3.1.2 Energiediagramm der Balmer-Serie

Nun kann man die freigesetzte Energie E_γ bei einem Übergang durch die Subtraktion der einzelnen beiden Energieniveaus, welche vom Übergang betroffen sind errechnen:

$E_\gamma = E_2 - E_1$

Dabei ist E_2 immer die weiter von Kern entfernte Schale und E_1 die näher am Kern gelegene Schale.

Betrachtet man dabei z.B. Schale 4 und Schale 2 so rechnet man $E_\gamma = E_4 - E_2$.

Nachdem man nun die freigesetzte Energie des Lichts E_γ errechnet hat, kann man über

$E\gamma = \frac{\hbar \cdot c}{\lambda} \Leftrightarrow \lambda = \frac{\hbar \cdot c}{E\gamma}$ die Wellenlänge λ des emittierten Lichts berechnen.

Daraus ergeben sich, je nachdem welchen Übergang man betrachtet, unterschiedliche Linien:

Für alle Übergänge zu n=1 ergeben sich die Linien der Lyman-Serie.

Für alle Übergänge zu n=2 ergeben sich die Linien der **Balmer-Serie.**

Für alle Übergänge zu n=3 ergeben sich die Linien der Paschen-Serie.

usw. [7]

Dabei sind die Namen der einzelnen Linien nach ihren Entdeckern benannt.

Führt man dieses nun lange genug fort so ergibt sich das komplette Wasserstoffspektrum, dieses ist jedoch nicht unser Ziel.

[7] Materialien Micheal Winkhaus: Texte-Folien-Arbeitsblätter: Teil 2 Wasserstoffspektrum: Seite 1: Letzter Abschnitt

Nun betrachten wir die Balmer-Serie noch etwas genauer, denn sie ist für unsere Arbeit immens wichtig.

Unter die Balmer-Serie fällt alles Licht aus den Übergängen auf n=2.
Dadurch ergibt sich ein spezifisches Muster im Spektrum eines Sterns, welches aus den Linien H_α, H_β, H_γ, H_δ etc. besteht.

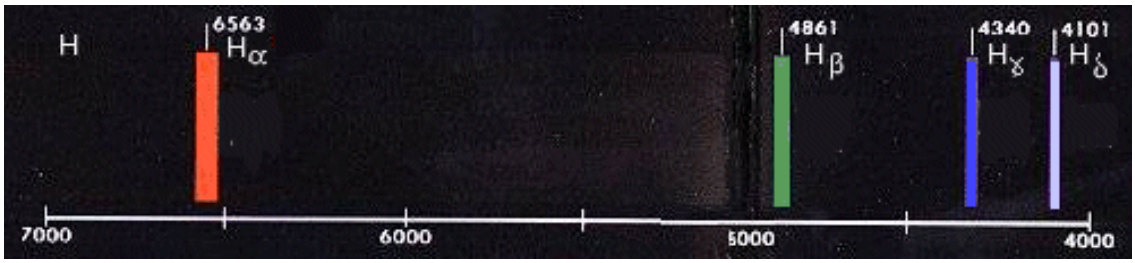


Abb. 2.3.1.3 Linienmuster der Balmer-Serie

Die Wellenlängen lassen sich wie beschrieben berechnen, dabei ergibt sich für die Übergänge…

…$E_\gamma=E_3-E_2$ => $\lambda(H_\alpha)$=656nm (rotes Licht)
…$E_\gamma=E_4-E_2$ => $\lambda(H_\beta)$=486nm (grünes Licht)
…$E_\gamma=E_5-E_2$ => $\lambda(H_\gamma)$=434nm (blaues Licht)
…$E_\gamma=E_6-E_2$ => $\lambda(H_\delta)$=410nm (violettes Licht) usw.

2.4 Der Doppler-Effekt

Der Dopplereffekt beschreibt ein Phänomen, welches durch die Bewegung von Wellen entsteht.
Bewegt sich eine Welle auf den Beobachter zu, so werden die Wellenlängen kürzer, da die „geschoben“ werden, bewegt sich eine Welle vom Betrachter weg, so werden die Wellenlängen größer, da sie „gezerrt“ werden.
Der Sender, also der Erzeuger der Welle, nimmt jedoch keine Änderung war.

Überträgt man dieses auf den Schallwellen, so ergibt sich ein hoher Ton, wenn die Welle sich auf den Betrachter zubewegt, weil eine kurze Wellenlänge einen höheren Ton bedeutet.

Ein tiefer Ton ergibt sich, wenn die Welle sich vom Betrachter weg bewegt, denn eine große Wellenlänge bedeutet einen tiefen Ton.
Dieses Phänomen kennen wir alle aus dem Alltag, wenn wir am Straßenrand stehen und z.B. ein Auto an uns vorbeifährt.

Überträgt man den Dopplereffekt auf Lichtwellen, erscheint das Licht blau, wenn die Welle sich auf den Betrachter zubewegt und es erscheint rot, wenn sie sich vom Betrachter weg bewegt, denn kurze Wellenlänge bedeutet blaues Licht und große Wellenlänge rotes Licht.

In der Sternspektroskopie ergibt sich dabei eine Blau- bzw. Rotverschiebung in den Spektren.
Dieses kann man sich zum Beispiel bei Doppelsternen zu Nutze machen:
Bewegt sich der eine Stern auf uns zu, so erhalten wir eine Blauverschiebung, bewegt sich der andere von uns weg, erhalten wir eine Rotverschiebung.
Daraus resultiert eine Absorptionslinienaufspaltung, die wir Beispielsweise bei unserem Objekt β-Aurigae beobachten wollen.

Genauer lässt sich der Doppler-Effekt jedoch mathematisch beschreiben:

Zunächst benötigt man einen Sender S, welcher das Licht bzw. elektromagnetische Wellen mit der Frequenz fs abstrahlt.
Die gesendeten Wellen haben zwischen den Wellenbergen einen zeitlichen Abstand TS, dabei gilt $f_S = \frac{1}{T_S}$
Bewegt wich nun der Sender mit der Geschwindigkeit v, so nimmt ein ruhender Empfänger E aufgrund der Zeitdilitation die Wellenberge mit einem größerem zeitlichen Abstand TE, dabei entspringt die Zeitdilitation der speziellen Relativitätstheorie als sogenannter relativistischer Korrekturfaktor, d.h. mathematisch $t = t_{Ruhe} \times \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$.

Es gilt also: $T_S = T_E \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ bzw. $T_E = \frac{T_S}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$

Da der Sender sich mit der Geschwindigkeit v entfernen soll legt er während des zeitlichen Abstands T'S die Strecke vT'S zurück, denn diese Strecken muss von den Wellen mit der

Lichtgeschwindigkeit c zusätzlich durchlaufen werden um zum Empfänger E zu gelangen, dafür wird die Zeit $\frac{vT'_S}{c}$ benötigt.

Es ergibt sich also für TE:

$T_E = T'_S + \frac{vT'_S}{c}$ bzw. $T_E = T'_S\,(1+\frac{v}{c})$

Setzt man nun $T'_S = \frac{T_S}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ ein, erhält man mit den Gleichungen

$1+\frac{v}{c} = \sqrt{(1+\frac{v}{c})^2}$ und $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{(1+\frac{c}{c})(1-\frac{v}{c})}}$

das Ergebnis:

$$T_E = T_S \sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}}$$

Durch $f = \frac{1}{T}$ und der Wellengleichung $c = f \times \lambda$ ergibt sich die Beziehung $T = \frac{\lambda}{c}$

Daraus folgt der Zusammenhang des sogenannten Optischen Doppler-Effekts, welcher besagt, dass wenn sich Lichtquelle und Empfänger relativ voneinander mit der Geschwindigkeit v entfernen, die empfangene Wellenlänge λE gegenüber der ausgesandten Wellenlänge λS rotverschoben ist, d.h.

$$\frac{\lambda_E}{\lambda_S} = \sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}}$$

Nach v aufgelöst:

$$v = \frac{(\frac{\lambda_E}{\lambda_S})^2 - 1}{(\frac{\lambda_E}{\lambda_S})^1 + 1} \times c$$

3. Sternspektroskopie

Nachfolgend erklären wir wie die Spektroskopie in der Astronomie mit Bezug auf Sterne zum Einsatz kommt.

3.1 Strahlungseigenschaften der Sterne

Zunächst einmal sind für ein Sternspektrum generell zwei Dinge charakteristisch, die wir auch schon abgehandelt haben.
Zum einen das Sternkontinuum, das im Inneren eines Sterns „erzeugt“ wird und zum anderen die Absorptionslinien, die in den Sternatmosphären „entstehen“.
Manchmal kommt es aber auch noch zu einem dritten charakteristischem Merkmal, den Emissionslinien.
Dies ist immer dann der Fall, wenn ein Stern Gas in seiner näheren Umgebung erhitzt und zum Leuchten anregt.[8]
Wir wissen, dass die Absorptionslinien von der Sternatmosphäre abhängen bzw. deren Eigenschaften und dass ggf. Emissionslinien auftreten können, die durch, in der Umgebung des Sterns befindliches, Gas verursacht werden.
Aber wovon hängt das Sternkontinuum ab?

Dazu muss man zunächst einmal wissen, dass Sterne sich in ihrer Natur näherungsweise wie „schwarze Strahler“ verhalten und ein solcher „schwarzer Strahler“ wird mit Hilfe der Planck’schen Strahlungsfunktion beschrieben:

$$S_\lambda = \frac{2\hbar c_0^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

h=Planck’sches Wirkungsquantum
k=Boltzmann Konstante
c=Lichtgeschwindigkeit[9]

Betrachtet man nun die Planck’sche Strahlungsfunktion, so stellt man fest, dass sie fast nur aus Konstanten besteht.
Die einzige Ausnahme ist die Temperatur T, sie ist variabel.
Also hängt das Sternkontinuum einzig und allein von der Temperatur des Sterns ab.

[8] Materialien Ernst Pollmann: Präsentation: Seite 3
[9] Materialien Ernst Pollmann: Präsentation: Seite 3

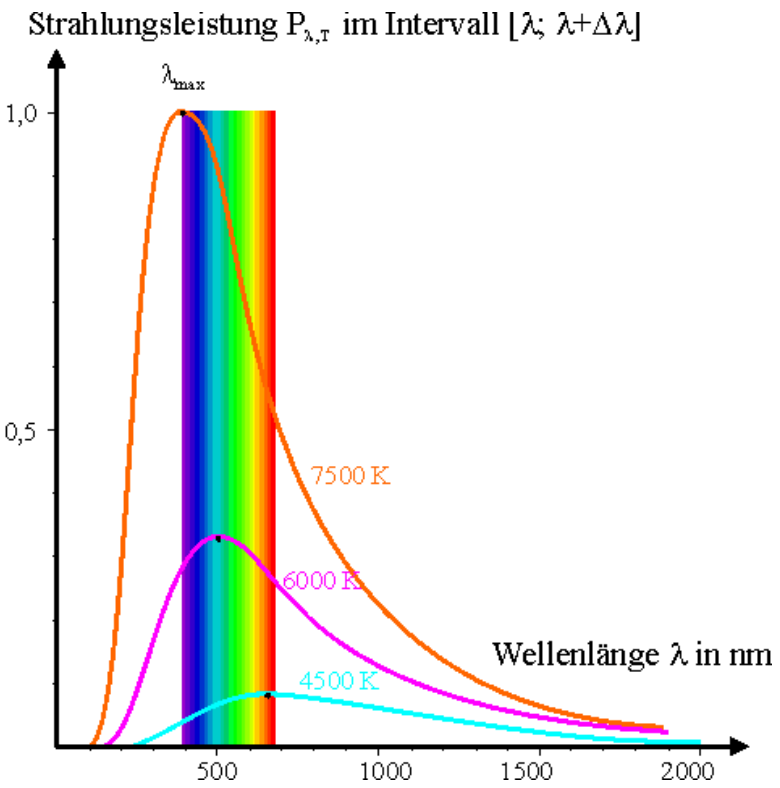


Abb. 3.1. Temperaturabhängigkeit der Wellenlängen in denen ein Stern strahlt

Die Temperatur beschreibt somit auch bei welchen Wellenlängen ein Stern am intensivsten strahlt.

Dabei strahlen „kühle“ Sterne im Bereich der großen Wellenlängen, also Infrarot-, Mikrowellenstrahlung etc. und heiße Sterne im Bereich der kurzen Wellenlängen, also im Bereich der hochenergetischen Strahlung (Ultraviolett etc.).

Sterne wie unsere Sonne beispielsweise (Temperatur: 5800K) haben ihr Maximum an Strahlung im sichtbaren Licht.

3.2 Spektralklassen

Nach vielen Analysen von den verschiedensten Sternen, stellte man gewisse Ähnlichkeiten und Unterschiede fest.

Das Einfachste was man nun machen konnte war sie in bestimmte Kategorien einzuordnen, dies tat man auch und um 1890 entstand eine erste Spektralklassifikation.

Diese wurde jedoch noch einmal verfeinert von Antonia Maury und Annie Cannon, sodass man nun heute folgende Spektralklassifikation hat[10]:

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

[10] Materialien Michael Winkhaus: Texte-Folien-Arbeitsblätter: Teil 4 Aussehen und Analyse der Sternspektren FOLIEN: Seite 2

Dabei handelt es sich um eine Temperaturabhängige Klassifikation, welche bei den sehr heißen Sternen (O-Sterne) anfängt und sich mit absteigender Temperatur auf die sehr „kühlen“ Sterne (M-Sterne) zubewegt.

Diese Klassifikation hat sich bis heute bewährt und wird als **Harvard-Klassifikation** bezeichnet.

Dabei werden die Sterne etwas verfeinert eingeordnet von B0-B9 usw. Dieses Schema trifft auf die Buchstaben B,A,F,G,K und M zu, die Klasse O bildet eine Ausnahme da sie bei O5 anfängt und nicht Bei O0 ansonsten kann man sie aber weiter bis O9 einteilen.

Damit man sich etwas mehr unter den Buchstaben vorstellen kann, folgt eine Kurzbeschreibung der Spektralklassen:

Spektralklasse	**Temperatur**	**Merkmale**
O	50.000°-25.000°	Kontinuierliches Spektrum mit sehr wenig Linien, die Balmer-Linien sind schwach zu erkennen.
B	25.000°-10.000°	Immer noch wenig Linien, Heliumlinien sehr schwach, die Balmer-Linien hingegen werden dominanter.
A	10.000°-7.500°	Die Balmer Linien erreichen ihr Maximum, erstes Auftreten der K-Linie.
F	7.500°-6.000°	Die Balmer-Linien sind noch gut sichtbar, verlieren aber an Intensität, deutliche K-Linie.
G	6.000°-5.000°	H- und K-Linien sind sehr deutlich, Balmer-Linien nur noch schwach, erstes Auftauchen von Metalllinien wie Fe.
K	5.000°-3.500°	H- und K-Linien erreichen ihr Maximum, viele Metalllinien sind sichtbar, vor Allem Ca, ebenso auffällig das G-Molekülband.
M	<3.500°	Insgesamt sehr viele Linien, auffällig sind die breiten Banden des TiO (Titanoxid), die Ca-Linie bei 423nm und das G-Band von CH.

Abb. 3.2.1 Die Spektralklassen

Um das Auftreten bestimmter Elemente bei den jeweiligen Temperaturen zu erklären dient folgende Abbildung:

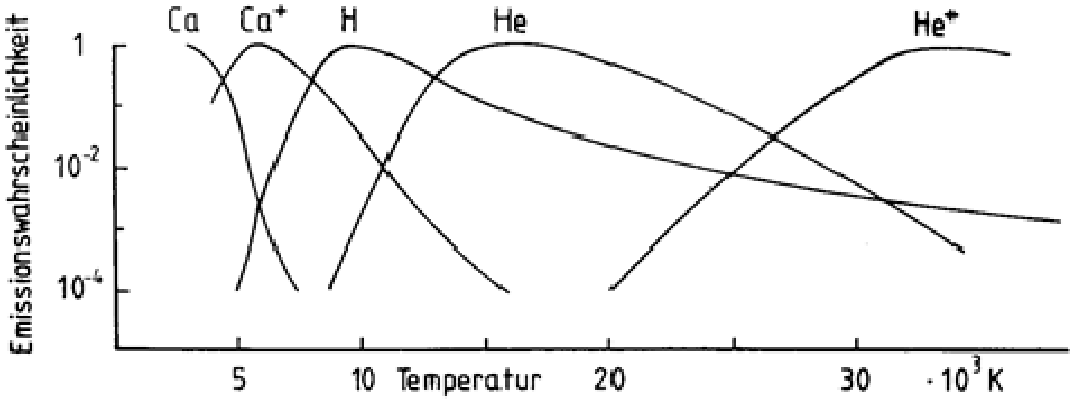


Abb. 3.2.2 Die Temperaturabhängigkeit für das Auftreten einiger Linien stellarer Atome bzw. Ionen

Hier sieht man beispielhaft für einige Elemente ihre Emissionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit zur Temperatur.
Anhand dessen kann man das Auftreten bestimmter Elemente in den jeweiligen Spektralklassen erklären, da die Spektralklassen somit lediglich temperaturabhängige Klassifizierungen sind.
Diese Darstellung lässt sich theoretisch auch noch mit anderen Elementen erweitern, da in ihr nicht alle Elemente vorhanden sind.

3.2.1 Die Spektralklasse A

Die Spektralklasse A wollen wir noch einmal besonders hervorheben, da sie für unsere Arbeit die einzig relevante Spektralklasse ist.
Dieses liegt vornehmlich daran, dass das Objekt unserer Beobachtungen, das Doppelsternsystem β-Aurigae, unter die Spektralklasse A eingeordnet ist. Dieses betrifft beide Sterne dieses Systems.

Die Spektralklasse A zeichnet sich durch Temperaturen von etwa 7.500°K bist 10.000°K aus.
Besonders auffällig ist hierbei, dass die Balmer-Linien des Wasserstoffs bei diesen Temperaturen ihr Maximum haben, sie sind somit ein markantes Merkmal der Spektralklasse A, denn außer den Balmer-Linien kommen nur noch Linien von Eisen und Calcium sowie erste Ansätze der K-Linie vor.[11]

[11] Materialien Michel Winkhaus: Texte-Folien-Arbeitsblätter: Übungen zur Spektralklassifikation von Sternspektren.pdf: Seite 2: 3.Abschnitt: A-Sterne

3.3 Das Hertzsprung-Russell-Diagramm

Das Hertzsprung-Russel-Diagramm wurde 1913 von Henry Norris Russel und Enjar Hertzsprung entwickelt.

Dabei wurden Sterne nach ihrer Spektralklasse in Abhängigkeit zu ihrer absoluten Helligkeit in ein Diagramm eingetragen.

Dieses scheint erst Mal nicht sonderlich beeindruckend, jedoch erhielt man nichts weniger als ein Diagramm, welches den Lebensweg der Sterne darstellt.

Genau dieses, also den Lebensweg der Sterne, erhielt man, weil man aus jeder Lebensphase eines Sterns mehrere Sterne eintragen konnte, denn es ist unmöglich die Lebensdauer eines Sterns in einem oder gar hunderten Generationen von Menschen komplett zu beobachten, da von der Geburt bis zum Tod eines Sterns Millionen oder Milliarden Jahre vergehen, ein Menschenleben ist so gesehen ein Wimpernschlag im Leben eines Sterns.

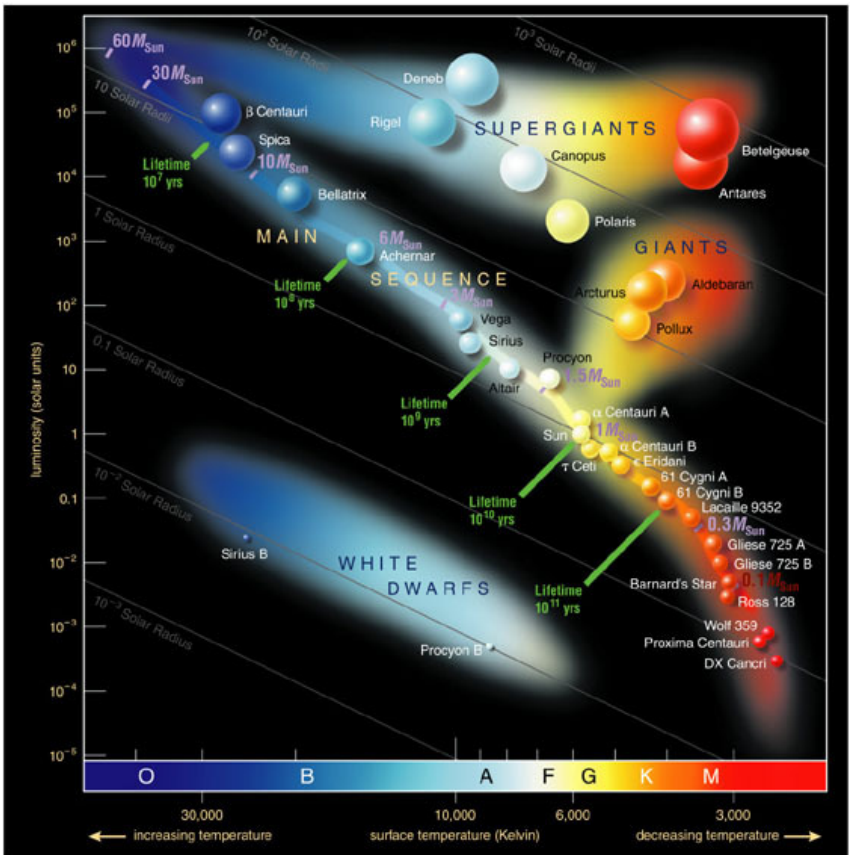


Abb. 3.3.1 Das Hertzsprung-Russell-Diagramm

In der Abbildung erkennt man im Wesentlichen vier Gruppen.

Zunächst einmal die Hauptreihe (Main Sequence), welche von oben links diagonal bis unten rechts verläuft, diese stellt den Lebensweg von der Geburt bis kurz vor dem Todeskampf dar.

Die zweite und dritte Gruppe stellen die Bereiche rechts oberhalb der Hauptreihe dar, welche jene Sterne darstellt, die sich bereits im „Todeskampf“ befinden.
Dabei gibt es zwei Phasen des Todeskampfes. Eine erste, bei der sich die Sterne aufblähen zu Riesen (Giants). Dann legen sie eine Pause ein und treten dann in die absolute Schlussphase ihres Lebens, indem sie sich zu Überriesen (Supergiants) aufblähen und entweder Explodieren und kollabieren oder indem sie nur ihre Hülle abstoßen und einen Kern zurücklassen.
Die Riesen stellen die Gruppe dar, welche näher an der Hauptreihe liegen und die Überriesen jene, welcher weiter weg von der Hauptreihe liegen.
Die vierte Gruppe (White Dwarfs) findet man rechts unterhalb der Hauptreihe, sie stellt sozusagen den Sternenfriedhof dar.
In ihr befinden sich weiße Zwerge, Neutronensterne, Schwarze Löcher und andere Sternenreste.

Dabei fand man heraus, dass nur ein Faktor die Lebensdauer eines Sterns bestimmt, die Masse.
Je massereicher ein Stern ist, desto kürzer ist sein Leben und desto dramatischer beendet er sein Leben schon nach einigen Millionen Jahren, denn solche Sterne verbrauchen schneller ihren Brennstoff zur Kernfusion. Die Kernfusion findet solange statt bis Eisen durch die Fusion entsteht, damit ein Stern nun weiter Eisen fusionieren kann, müsste zusätzliche Energie hinzugeführt werden.
Ein nicht so massereicher Stern hingegen, welche wesentlich häufiger vorkommen, wie auch unsere Sonne, hat eine Lebensdauer von mehreren Milliarden Jahren.
Ob nun massereich oder nicht bläht sich der Stern im Laufe seines Lebens auf und stößt dann seine äußeren Schichten Materie in den Weltraum ab oder explodiert in Form einer Supernovae, je nachdem wie viel Masse der Kern des Sterns noch übrig hat ist das endgültige Ende eines Sterns unterschiedlich.
Im Wesentlichen gibt es drei Fallunterscheidungen.
Ist noch viel Masse vorhanden, in dem Fall nach einer Explosion, etwa drei Sonnenmassen, spricht man von einer Supernovae, also von einer Sternenexplosion in dessen Folge der Rest des Sterns zu einem Neutronenstern kollabiert, einem Stern der ausschließlich aus einem Neutronenbrei besteht und eine große Masse auf kleinem Volumen verteilt.
Solche Sterne werden auch Pulsare genannt, da sie eine sehr schnelle Eigenrotation besitzen und dabei Energie in sogenannten Jets „abfeuern“.

Hat das übrige des Sterns, ebenfalls nach einer Explosion, nur ist diese noch stärker, weshalb man auch von einer Hypernovae spricht, noch eine Masse von etwa fünf Sonnenmassen, so kollabiert der Kern auch hier, nur ist hierbei die Gravitation aufgrund der Masse so groß, dass das Objekt unendlich verdichtet wird, es entsteht das wohl rätselhafteste Objekt was man kennt: Ein Schwarzes Loch.
Ein Schwarzes Loch besitzt eine so große Gravitation, dass es alles verschluckt was ihm zu nahe kommt, sogar Licht.
Liegt die Masse des übrig gebliebenen Kerns unterhalb der kritischen Grenze von etwa drei Sonnenmassen wird lediglich die äußere Hülle abgestoßen und es bleibt ein weißer Zwerg übrig, dieser regt die abgestoßene Materie zum Leuchten an. Das Ergebnis ist ein planetarischer Nebel.
Der weiße Zwerg strahlt nun so lange seine vorhandene Restenergie in Form von Licht in den Weltraum ab, bis diese komplett abgestrahlt ist, übrig bleibt ein dunkler Klumpen Materie.

4. Spektroskopie des Doppelsterns β-Aurigae

Im Folgenden beschreiben wir das Objekt unserer Beobachtungen, den spektroskopischen Doppelstern β-Aurigae.

4.1 Das Sternbild Fuhrmann

Rektaszension	4h 37m 54s bis 7h 30m 56s
Deklination	+27° 53’ 29“ bis +56° 09’ 53“

Der Fuhrmann (lat. Auriga) ist eines der Sternbilder, des Nordhimmels und ist am besten im Winter zu sehen. Der Fuhrmann grenzt direkt an das Sternbild Stier und bildet zusammen mit dem zweithellsten Stern des Stiers, β-Tauri, die Sterne des Fuhrmanns, ein fast regelmäßiges Fünfeck. Der Fuhrmann ist in einigen Teilen der Nordkugel zirkumpolar. Im Winter steht er am höchsten und ist deswegen vollständig zu sehen.
Der hellste Stern des Fuhrmann ist Kapella, der dritthellste Stern an unserem Nachthimmel. Kapella ist ein Teil des sogenannten Wintersechsecks.
Durch den Fuhrmann zieht sich das Band der Milchstraße. Dieser Umstand führt dazu, dass im Fuhrmann mehrere Nebel und Sternhaufen, wie M36, M37 und M38, zu sehen sind.

Abb. 4.1.1 Das Sternbild Fuhrmann dargestellt in Stellarium

Der Fuhrmann war bereits bei den Babyloniern als Rukubi, was übersetzt ebenfalls Fuhrmann bedeutet, bekannt. Der lateinische Name bedeutet etwa Wagenlenker oder Steuermann. Von den Römern wurde er dem Erfinder des vierspännigen Wagens, dem griechischen König Erichtonios, zugerechnet. Der Fuhrmann gehört zu den 48 Sternbildern, die der antiken griechischen Astronomie.

Eine weitere frühere Deutung des Sternbilds ist das Bild eines Hirten, der eine Ziege über seiner Schulter trägt. Dies schlägst sich auch im Namen von α Aurigae nieder. Kapella bedeutet übersetzt so viel wie „Zicklein“. So wird der Fuhrmann in älteren Sternatlanten als bärtiger Mann mit einer Ziege über der Schulter dargestellt.

In der Mythologie kommt das Sternbild des Fuhrmanns selbst von dem schon erwähnten griechischen König Erichthonios I., der als Sohn des römischen Gottes Vulkan, oder der griechischen Götter Hephaistos und Athene, galt vor.

Die „Ziege“ soll Amalthea darstellen, die den Gott Zeus als Kind versorgte, nachdem er vor seinem Vater dem Titanen Kronos, der ihn aus Angst davor gestürzt zu werden verschlingen wollte, gerettet wurde. Diese war entweder eine Nymphe oder eine Ziege.[12]

4.2 Der Doppelstern β-Aurigae

[12] http://de.wikipedia.org/wiki/Fuhrmann_%28Sternbild%29

Das Objekt unserer Facharbeit ist der spektroskopische Doppelstern β-Aurigae, also der zweithellste Stern im Sternbild Fuhrmann.

Abb. 4.2.1 Himmelsumfeld von β-Aurigae dargestellt in Stellarium

4.2.1 Allgemeine Informationen

β-Aurigae heißt auch „Menkalinan“, was auf Arabisch so viel bedeutet wie „Schulter dessen der die Zügel führt“. Seine Rektaszension ist 5h 59m 32s und seine Deklination +44° 56’ 51“. Er ist etwa 82 Lichtjahre von der Erde entfernt. β-Aurigae ist ein Bedeckungsveränderlicher Stern. Dies liegt daran, dass es ein Mehrfachsternsystem aus drei Komponenten ist. Dabei ist die dritte Komponente - β-Aurigae C - von den anderen beiden Komponenten – β-Aurigae A und B – etwa 330 Astronomische Einheiten entfernt und ist deswegen sowohl für die Bedeckungsveränderung wie auch für unsere Facharbeit irrelevant. Etwa alle 47,5 Stunden steht einer der beiden Hauptkomponenten vor der anderen, was für eine Schwankung der Helligkeit zwischen +1.85 und +1.93 sorgt.

Dieser Effekt ist das Entscheidende für unsere Facharbeit, da diese Bewegung zu einer Aufspaltung der Absorptionslinien im Spektrum des Sterns führt. β-Aurigae ist das zweite Mehrfachsternsystem, bei dem anhand dieser Beobachtung nachgewiesen wurde, dass es sich um ein Mehrfachsternsystem handelt.[13]

Die Rotation der beiden Hauptkomponenten lässt sich schematisch wie in Abb. 4.2.1.1 darstellen. Das Hauptsystem von β-Aurigae verhält sich wie ein normales Doppelsternsystem. Das bedeutet, dass es den drei Kepler’schen Gesetzen folgt. Die beiden Komponenten kreisen also, wie man auf der Abbildung unten sehen kann, auf

[13] http://de.wikipedia.org/wiki/Menkalinan und http://en.wikipedia.org/wiki/Beta_Aurigae

elliptischen Bahnen um einen gemeinsamen Schwerpunkt, das sogenannte Baryzentrum (B). Dabei haben sie bewegen sie sich nicht mit einer gleichmäßigen Geschwindigkeit sondern gemäß des 2. Kepler-Gesetzes mit variabeln Geschwindigkeiten.

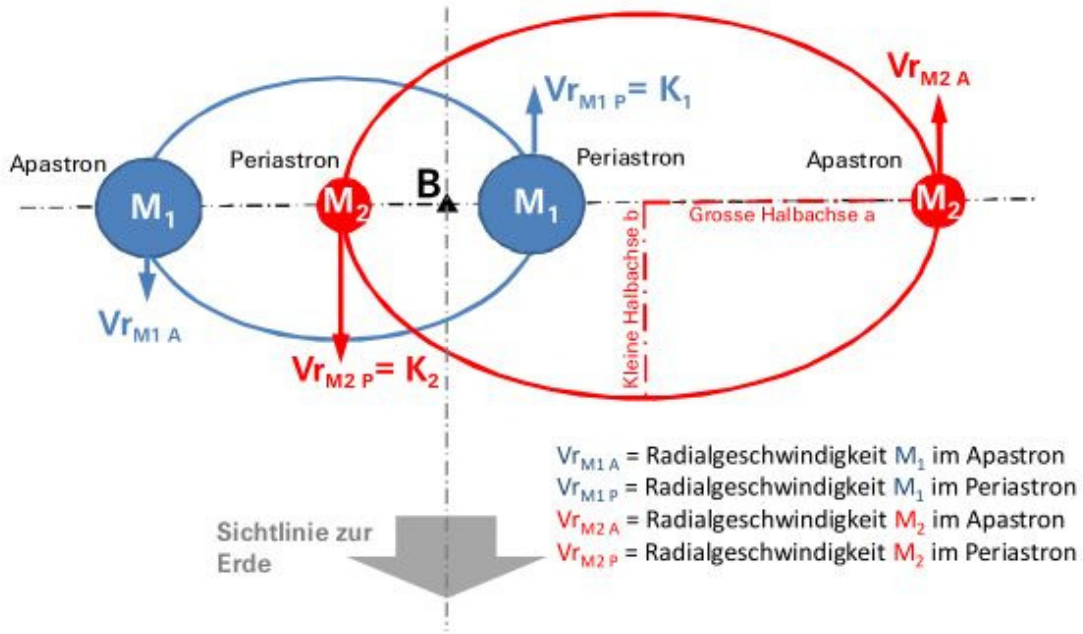


Abb. 4.2.1.1 Rotation eines Doppelsternsystems

4.2.2 Das Spektrum von β-Aurigae

Folgend beschreiben wir kurz das Spektrum von β-Aurigae anhand es Spektrums des Sirius, dem hellsten Stern im großen Hund (lat. Canis Major) und dem hellsten Stern am Nachthimmel, da es sich sowohl bei β-Aurigae als auch bei Sirius um A-Klassen Sterne handelt, können wir das Spektrum von Sirius nehmen und daran die wesentlichen Bestandteile des Spektrums von β-Aurigae erläutern.

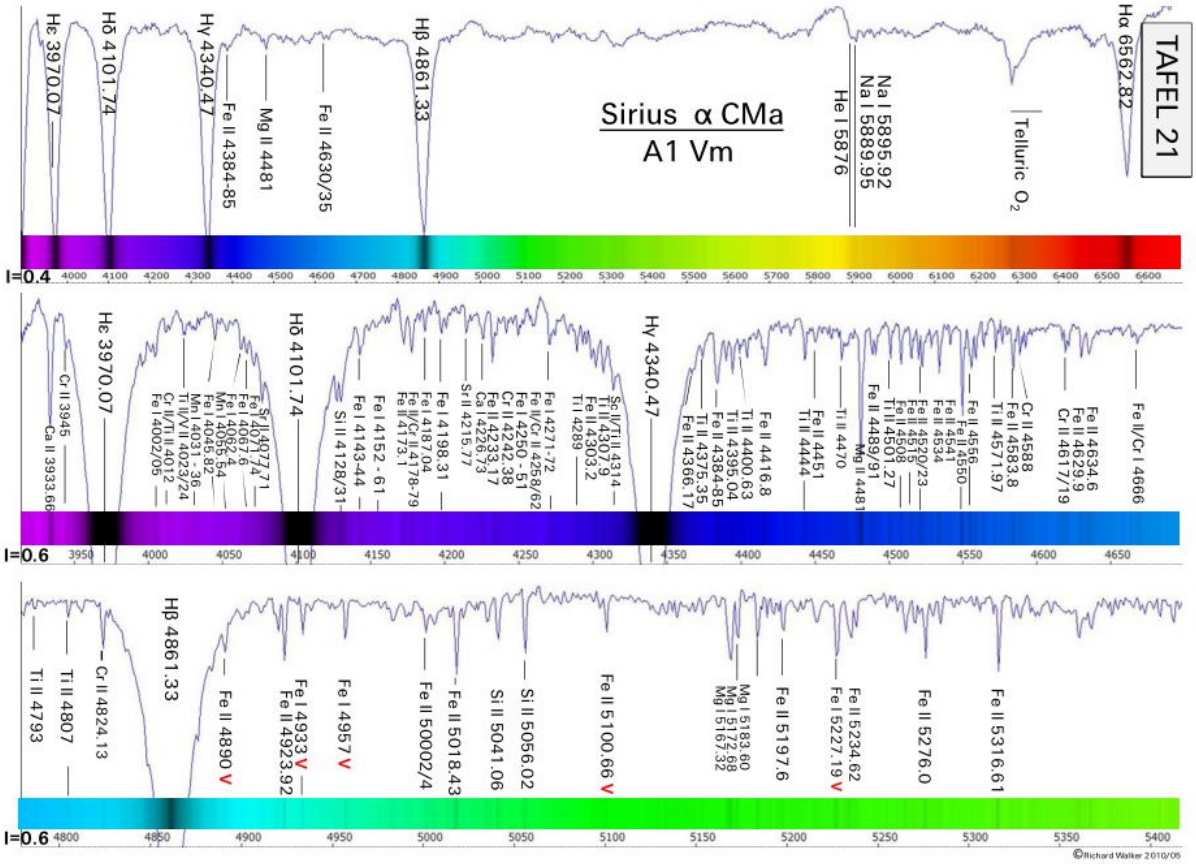


Abb. 4.2.2.1 Das Spektrum von Sirius

Das wohl markanteste Merkmal sind die Balmer Wasserstofflinien von H_α bis H_ε wie man im obersten Spektrum sehr gut sehen kann.

Ansonsten sind diverse Eisen-, Natrium-, Helium-, Silizium-, Titan-, Magnesium- und Chromlinien.

Jedoch sind diese weniger auffälligen Linien für uns nicht von großer Bedeutung, lediglich die Linien des unteren Spektrums, welche wir zur Wellenlängenkalibration und zur Berechnung der Aufspaltung benutzt haben.

Da β-Aurigae wie bereits erwähnt ein Doppelstern ist weißt er die in Abb. 4.2.2.2 gezeigte Aufspaltung der Linien in Folge der Rotation auf.

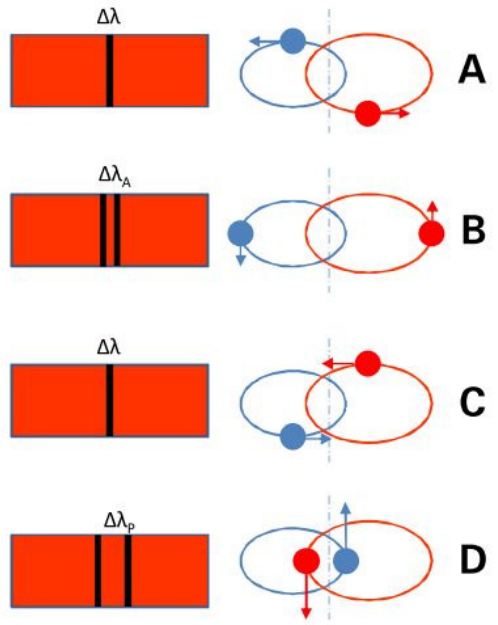


Abb. 4.2.2.2 Aufspaltung der Linien im Spektrum in Zusammenhang mit der Rotation

Diese Aufspaltung der Linien ist das zentrale Thema unserer Facharbeit, da man daran die Rotationsgeschwindigkeit des Doppelsterns errechnen kann. Die Abbildung oben zeigt die Aufspaltung der Linien in einem zeitlichen Verlauf von unten nach oben. Dabei wird ein kompletter Umlauf der beiden Komponenten über ihre Bahnen beschrieben.

In der ersten Phase liegen die Bewegungsvektoren der beiden Komponenten rechtwinklig zur Sichtlinie eines Beobachters auf der Erde. Dadurch ist die Radialgeschwindigkeit im Bezug auf die Erde gleich Null und es kommt zu keiner Aufspaltung der Linien aufgrund des Dopplereffekts. Dasselbe ist in der dritten Phase der Fall.

In der zweiten Phase stehen die beiden Komponenten im Apastron, also dem Punkt an dem sie am weitesten von einander entfernt sind. Deshalb haben sie aufgrund des 2. Kepler-Gesetzes die minimale Geschwindigkeit, die sie im ganzen Umlauf erreichen. Dies führt dazu, dass auch die Radialgeschwindigkeit im Bezug auf die Erde minimal ist und es so zur minimalsten Aufspaltung (abgesehen von den Punkten in denen es keine Aufspaltung gibt) kommt.

In der vierten Phase stehen die beiden Komponenten im Periastron, also dem Punkt an dem die geringste Entfernung zu einander haben. Gemäß des 2. Kepler-Gesetzes haben sie also an diesem Punkt die maximale Geschwindigkeit, die sie im ganzen Umlauf erreichen. Das führt dazu, dass die Radialgeschwindigkeit im Bezug auf die Erde in diesem Punkt ebenfalls maximal ist und so eine maximale Aufspaltung der Spektrallinien zustande kommt.

5. Die Instrumente

Nun widmen wir uns den Instrumenten, die wir maßgeblich für die Aufnahme unserer Spektren benutzt haben. Dabei gehen wir nicht auf die beiden Kameras ein, die wir benutzt haben.

5.1 C11 von Celestron

Das Teleskop mit dem wir an der schuleigenen Sternwarte gearbeitet haben ist das C11 von Celestron, ein Schmidt-Cassegrain-Teleskop.

Schmidt-Cassegrain-Teleskope sind Spiegelteleskope, die auf einem katadioptrischen System beruhen. Das bedeutet, dass sowohl Spiegel als auch Linsen verwendet werden. Die Konstruktion beruht größtenteils auf einem von dem Optiker Bernhard Schmidt konstruierten Teleskop, an dessen Bauweise, allerdings aus praktischen Gründen einige Kompromisse eingegangen werden mussten.

Der Strahlengang in einem Schmidt-Cassegrain-Teleskop ist wie folgt aufgebaut. Das einfallende Licht wird an der Rückseite des Teleskops vom Primärspiegel, einem sphärischen Spiegel gebündelt und auf den Sekundärspiegel, einen Fangspiegel geworfen. Von diesem Fangspiegel aus wird das Licht direkt in die in der Mitte des Primärspiegels sitzende Optik geworfen.

Das C11 von Celestron ist ein 11 Zoll Teleskop mit einer Brennweite von 2800mm.[14]

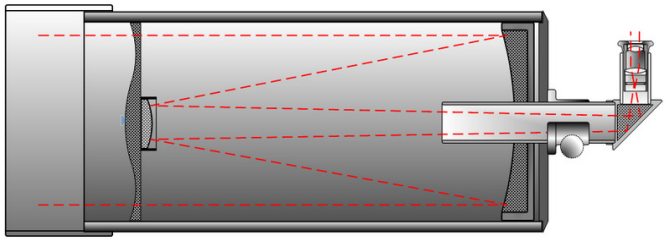


Abb. 5.1.1 Strahlengang eines Schmidt-Cassegrain-Teleskops

5.2 Der DADOS-Spektrograph

Unsere Spektren haben wir mit Hilfe des von Baader-Planetarium entwickelten DADOS-Spektrographen entwickelt. „El Dados“ ist das spanische Wort für Würfel. Der DADOS besteht, wie der Name schon sagt, aus zwei Würfeln. Im ersten Würfel liegen die Spalten, während das Gitter zur Aufspaltung des Lichtes im zweiten Würfel liegt.

[14] http://de.wikipedia.org/wiki/Schmidt-Cassegrain-Teleskop

Das Licht fällt durch eine Öffnung in der Front des ersten Würfels auf die Spalten und auf einen Spiegel, der das Licht in das Nachführokular wirft. Dort kann man sehen, ob der Stern genau über der Spalte liegt, was bei der Spektroskopie von Sternen von elementarer Bedeutung ist. Durch die Spalten fällt das Licht weiter durch das Kollimatorobjektiv, das das Licht parallel ausrichtet, in den zweiten Würfel, wo es auf das Blazegitter trifft und dort in das Spektrum aufgespalten wird. Von dort fällt das Licht in seiner aufgespaltenen Form in das Objektiv und das Spektrum kann aufgenommen werden.[15]

Abb. 5.2.1 Der DADOS-Spektrograph mit Kamera und dessen Strahlengang

6. Durchführung der Messungen

Im Folgenden wird es darum gehen zu beschreiben, wie wir unsere Aufnahmen gemacht haben. Diese sind an der Schülersternwarte des CFGs entstanden. Einer wohl in dieser Form einmaligen Sternwarte auf dem Dach unserer Schule, die von Schülern benutzt werden kann.

Wir haben unter der Betreuung von Bernd Koch an dieser Sternwarte mit Hilfe des C11's von Celestron und des DADOS-Spektrographen, die für diese Facharbeit wichtigen Spektren aufgenommen. Als Kamera haben wir die Canon EOS 450D benutzt, sowie die Alccd 5.2 Schwarzweiß-Kamera. In den DADOS haben wir aufgrund der höheren Auflösung ein Gitter mit 1800 Linien/mm eingesetzt.

Unsere Aufnahmen haben wir am 02. Februar 2012 gemacht. Begonnen haben wir mit der Aufnahme von Referenzspektren einer Energiesparlampe. Danach haben wir den DADOS-Spektrographen und die EOS-Kamera an das C11 angebracht und auf Beta Aurigae gerichtet. Nach anfänglichen Schwierigkeiten ist es uns gelungen den Stern auf

[15] Tutorial DADOS von Bernd Koch

die Spalte des Spektrographen zu bekommen und wir konnten Farbspektren von Beta Aurigae aufnehmen. Wir konnten allerdings aufgrund des Neigungswinkels des eingesetzten Gitters nur im Bereich von H-Beta und nicht wie in vielen vergleichbaren Messungen im Bereich von H-Alpha aufnehmen.
Um höher aufgelöste Spektren zu erhalten haben wir danach die Schwarz-Weiß-Kamera an den DADOS angeschlossen, da diese eine bessere Auflösung hat. Auch mit dieser Kamera haben wir Bilder gemacht. Das dritte Bild dieser Aufnahmereihe wurde von uns für unsere Messungen benutzt, da es das qualitativ hochwertigste Ergebnis war.
Am Ende des Beobachtungsabends haben wir noch Darkframes aufgezeichnet.

7. Auswertung

Nachdem wir nun unsere Aufnahmen an der Sternwarte gemacht hatten ging es an die Auswertung unserer Ergebnisse. Dafür verwendeten wir, wie bereits erwähnt, das dritte Bild aus unserer Aufnahmeserie mit der Schwarz-Weiß-Kamera.
Bevor wir nun mit der Beschreibung unserer Auswertung beginnen müssen wir etwas Grundlegendes zu unserem Ergebnis sagen. Da wir keine Referenzlichtquelle benutzen konnten, die eine exakte Kalibrierung in dem von uns aufgenommenen Bereich möglich macht, konnten wir nur die Gesamtradialgeschwindigkeit der beiden Komponenten berechnen. Das heißt, dass wir nicht berechnen konnten, wie schnell sich jede einzelne Komponente bewegt, da wir keinen exakten Wert für eine nicht aufgespaltene Linie gehabt haben. Also mussten wir eine Linie jedes Paares als die Kalibrierungslinie benutzen und dann den Abstand der beiden Linien anhand dieser Kalibrierung messen. Wir haben dafür jeweils die linke der beiden Linien eines aufgespalteten Paares gewählt.
Wir begannen damit das Bild des Spektrums aufzubereiten. Dazu verwendeten wir die Software „Maxim DL“. Unser erster Schritt war es das am Ende des Beobachtungsabends gemachte Darkframe von dem Bild abzuziehen, um das Hintergrundrauschen zu minimieren.

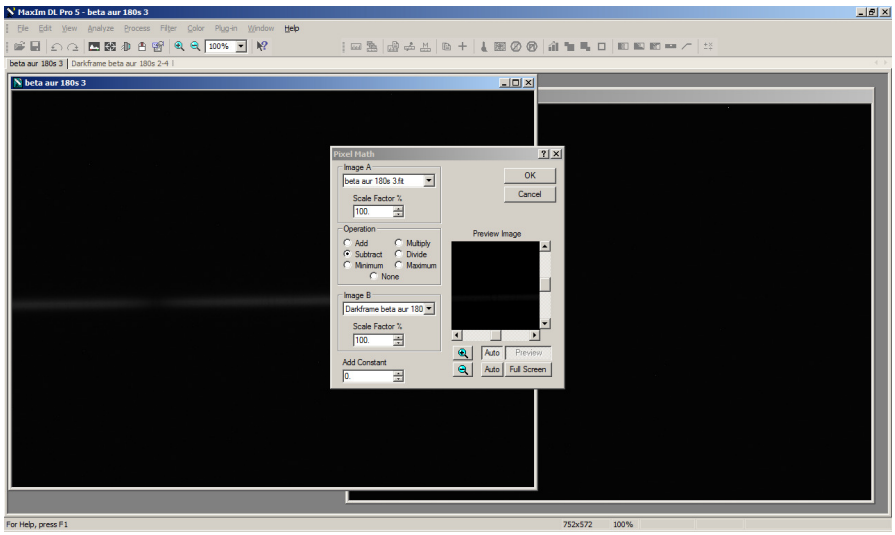


Abb. 7.1 Abzug des Darkframes von dem Spektrum mit Hilfe der Software MaximDL

Der nächste Schritt, den wir ausführten war, das Spektrum zu strecken. Danach drehten wir das Bild um 1° im Uhrzeigersinn, damit es eine horizontale Ausrichtung erhält. Dies haben wir gemacht, um das Spektrum später besser zu erfassen.

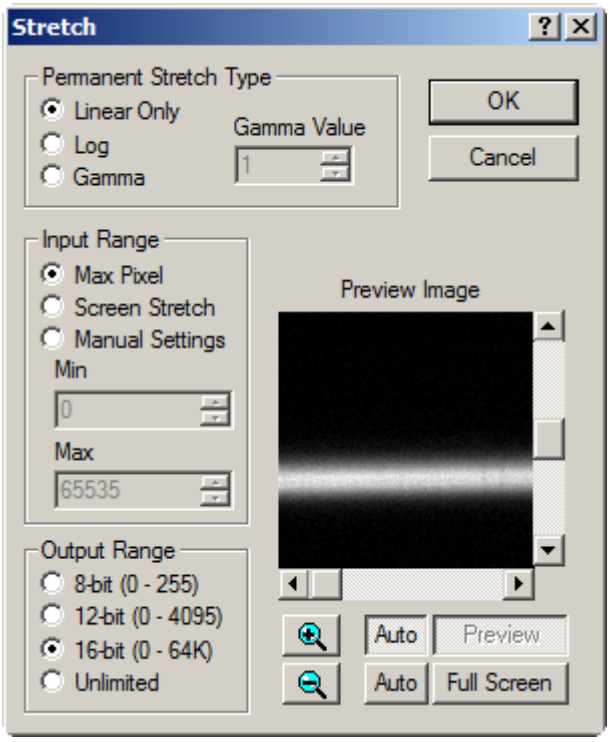


Abb. 7.2 Strecken des Spektrums mit MaximDL

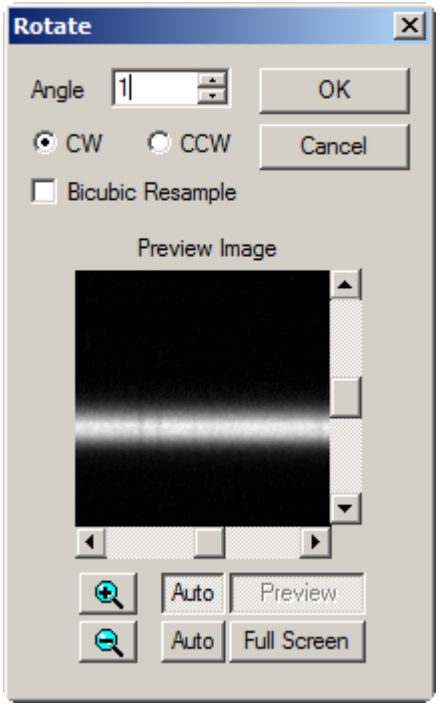


Abb.7.3 Drehen des Spektrums mit MaximDL

Durch diese Schritte kamen wir zu folgendem aufbereitetem Spektrum, mit dem wir nun anfangen konnten zu arbeiten.

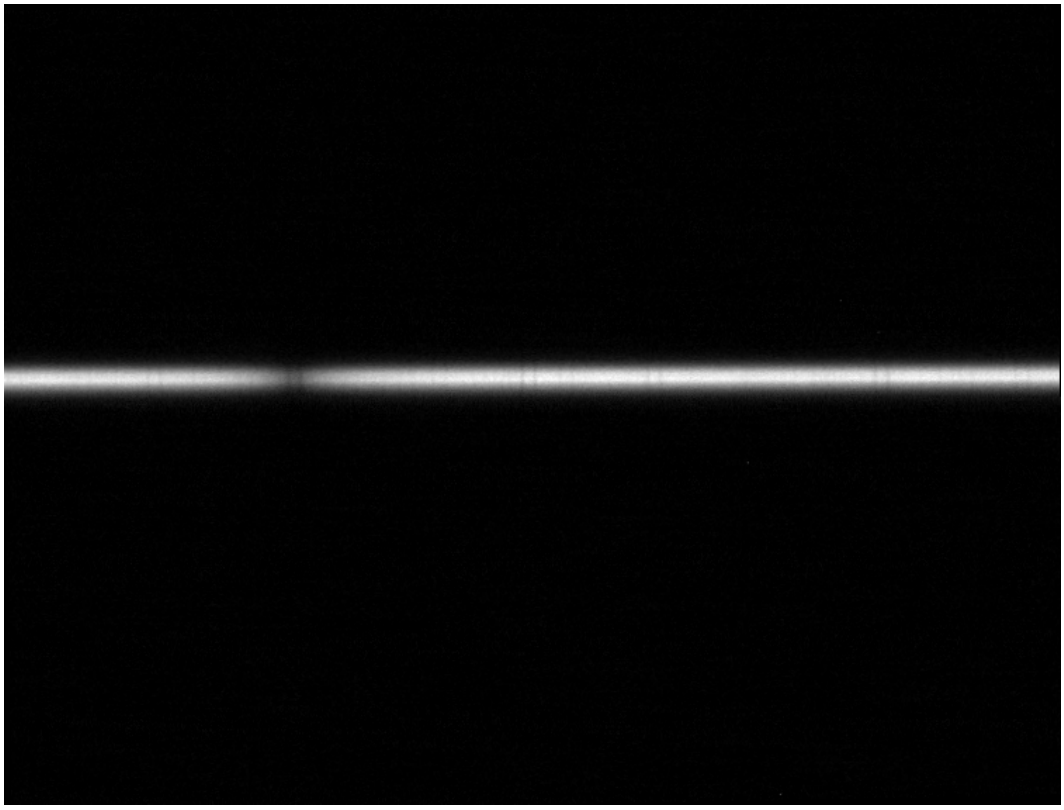


Abb. 7.4 Fertig mit MaximDL bearbeitetes Spektrum

Doch bevor wir das Spektrumbild in eine graphische Darstellung umwandelten, mussten wir noch einige andere Dinge machen. Denn um mit der Aufnahme des Spektrums arbeiten zu können, muss man erst einige Dinge über das aufgenommene Spektrum wissen. Bei welcher Wellenlänge haben wir genau aufgenommen? Welche Linien sehen wir?

Um diese Fragen zu beantworten haben wir das Spektrum in die Software „Photoshop“ geladen. Da wir nur ungefähr wussten in welchem Bereich des Spektrums wir unsere Aufnahme gemacht haben, mussten wir mit einem Referenzspektrum eines Sterns derselben Spektralklasse arbeiten. Dafür wählten wir aus dem „Spektralatlas“ von Richard Walker ein Spektrum des Sterns Sirius[1]. Wir kopierten das Spektrum im Bereich zwischen ca. 4800 Angström und 5400 Angström in unser Bild und legten es über das von uns aufgenommene Spektrum.

Um die beiden vergleichen zu können mussten wir das Referenzspektrum so skalieren, dass es genau mit dem von uns aufgenommenen Spektrum in Bezug auf die Spektrallinien übereinstimmt. Dies erreichten wir durch Strecken und Stauchen des Referenzspektrums, sodass die jeweiligen Spektrallinien über einander lagen. Die nötige Genauigkeit bei diesem Vorgang erreichten wir, indem wir Lineale mithilfe von Photoshop über die betreffenden Linien legten.

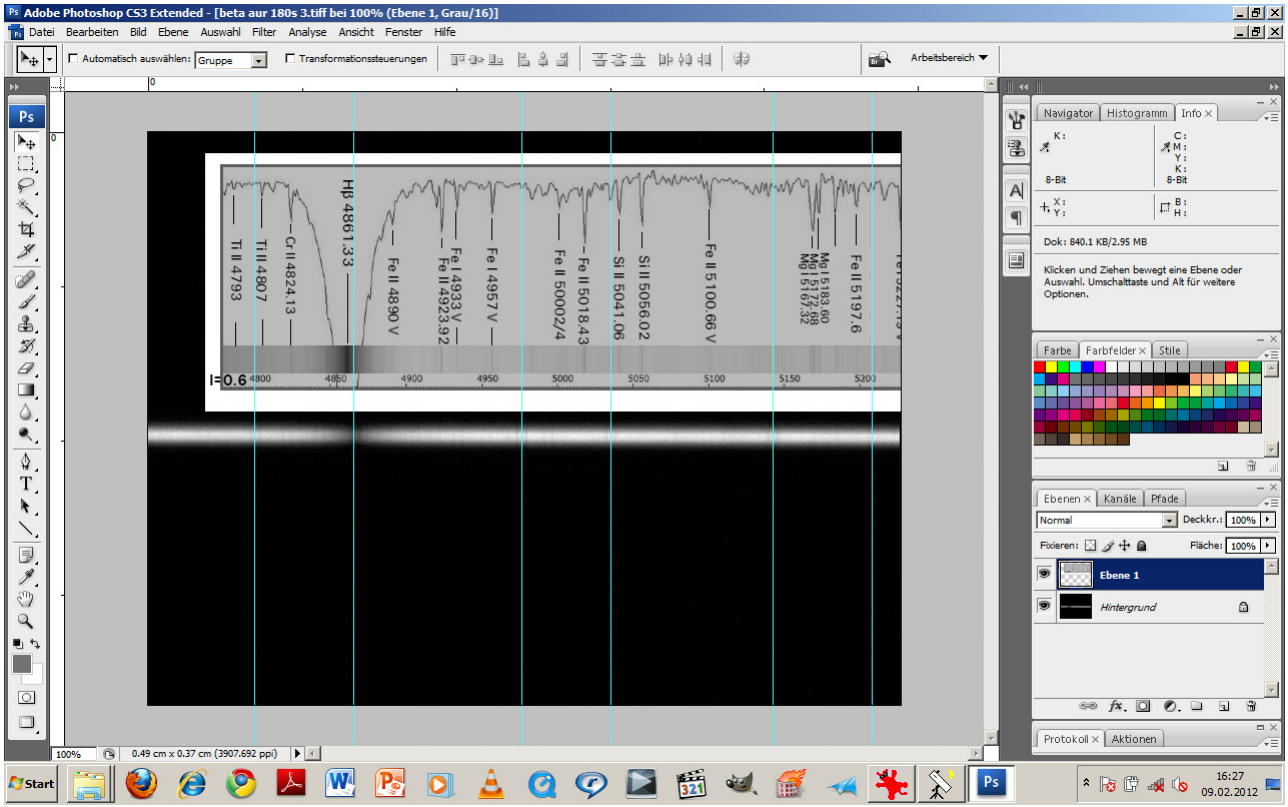


Abb. 7.5 Übereinanderlegen des Spektrums und des Referenzspektrums mit Photoshop

Nachdem dies geschehen war konnten wir die Linien im Spektrum genau identifizieren. Wir kannten nun also die Wellenlängen von markanten Spektrallinien in dem von uns aufgenommenen Spektrum.

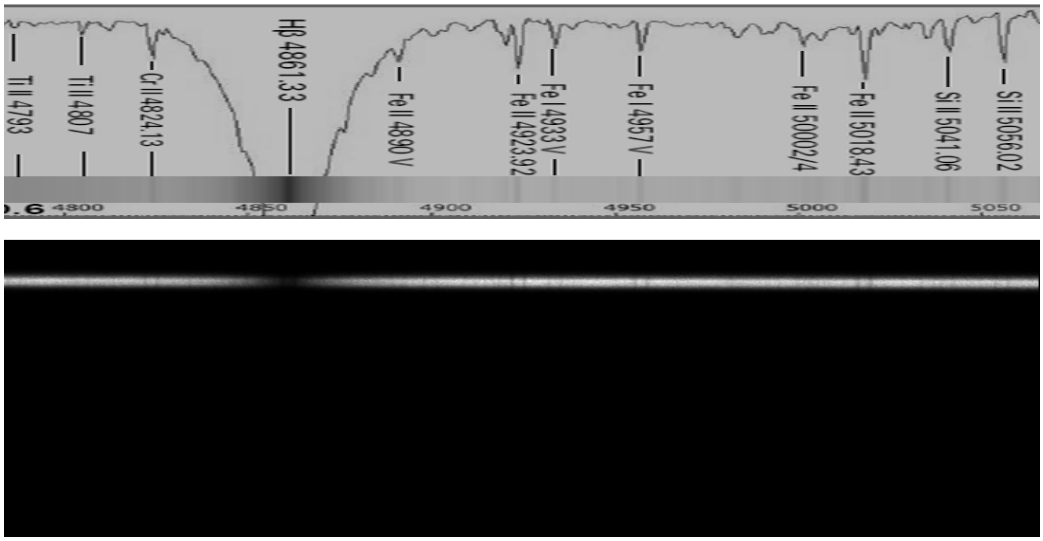


Abb. 7.6 Übereinandergelegtes Referenzspektrum und Spektrum

Um diese nun auch kenntlich zu machen beschrifteten wir unser Spektrum mit Hilfe von Photoshop.

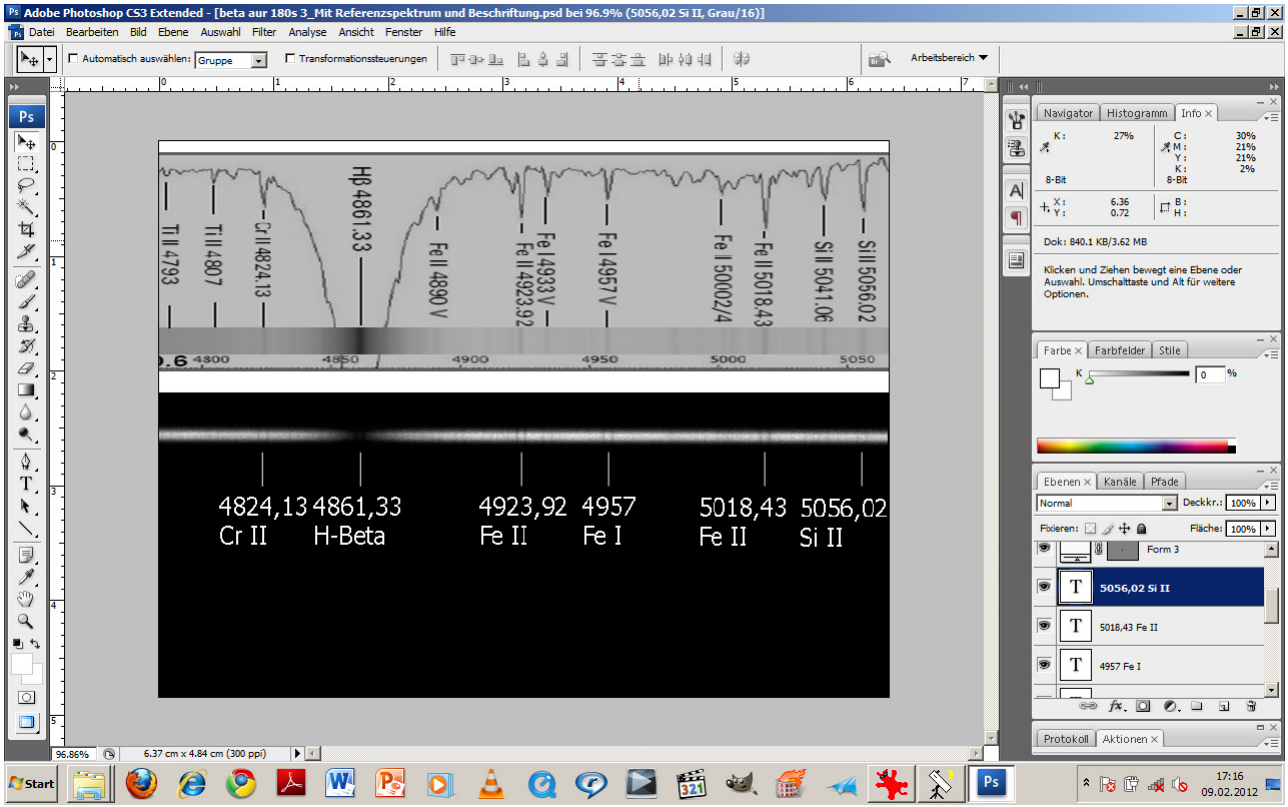


Abb. 7.7 Beschriften des Spektrums mit Photoshop

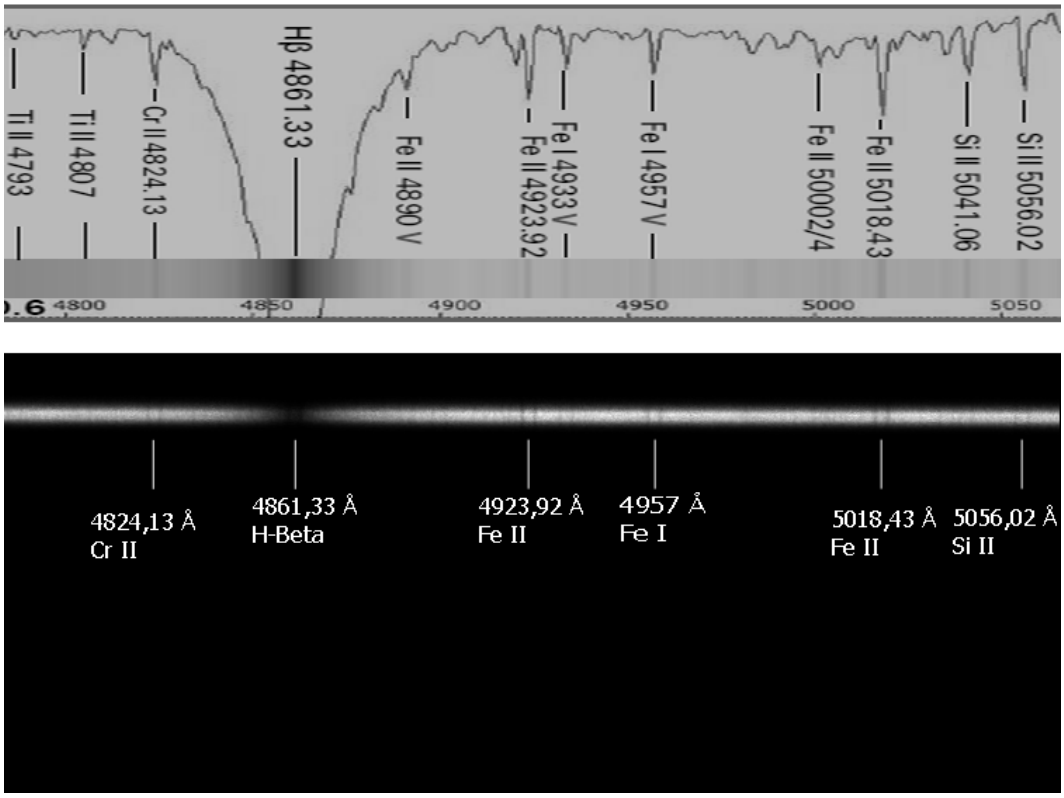


Abb. 7.8 Beschriftetes Spektrum von Beta Aurigae

Nun, nachdem wir diese Bearbeitungen durchgeführt hatten, machten wir uns an die ersten Schritte der Auswertung, indem wir die Aufspaltung der Spektrallinien anhand des Abstands in Pixeln berechneten. Dafür mussten wir natürlich zuerst einmal wissen, wie

vielen Angström ein Pixel entspricht. Dies machten wir mit Hilfe der Software MaximDL, wo wir die x-Koordinaten von Pixeln in einer Spektrallinie und die x-Koordinaten von Pixeln in einer anderen Spektrallinie gemessen haben. Die Differenz aus diesen beiden Werten entspricht dem Abstand zwischen den beiden Linien in Pixeln. Da wir auch die Wellenlängen der betreffenden Spektrallinien kannten, konnten wir nun auch den Abstand in Angström zwischen den beiden Linien errechnen. Diesen Abstand in Angström dividierten wir nun durch den Abstand in Pixeln und erhielten so einen Wert. Wir führten diese Messungen an drei verschiedenen Spektrallinienpaaren durch und erhielten so einen ungefähren Wert von 0,3747904 Angström pro Pixel. Mit diesem Wert wollten wir nun die Aufspaltung an der H-Beta-Linie errechnen. Dafür haben wir den Abstand zwischen den beiden Linien, die durch die Aufspaltung entstehen, in Pixeln gemessen. Dies ergab einen Abstand von 8 Pixeln. Dies führt mit dem Wert für unsere Angström pro Pixel zu einer Aufspaltung von etwa 2,998 Angström.

Um aber ein deutlich genaueres Ergebnis zu erzielen haben wir unser aufgenommenes Spektrum mit Hilfe der Software „Visual Spec“ analysiert. Als wir unser mit Maxim DL bearbeitetes Spektrum in die Software geladen haben und eine erste Analyse gemacht haben, mussten wir feststellen, dass das Bild zu hell war um genaue Ergebnisse zu liefern.

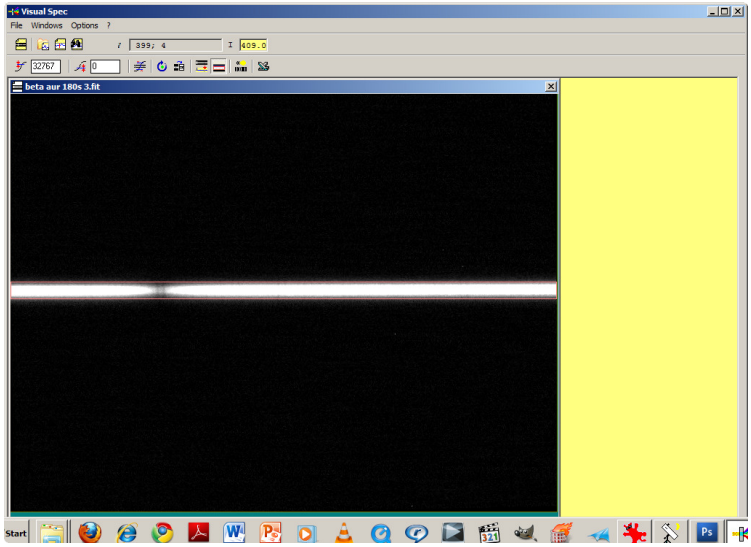
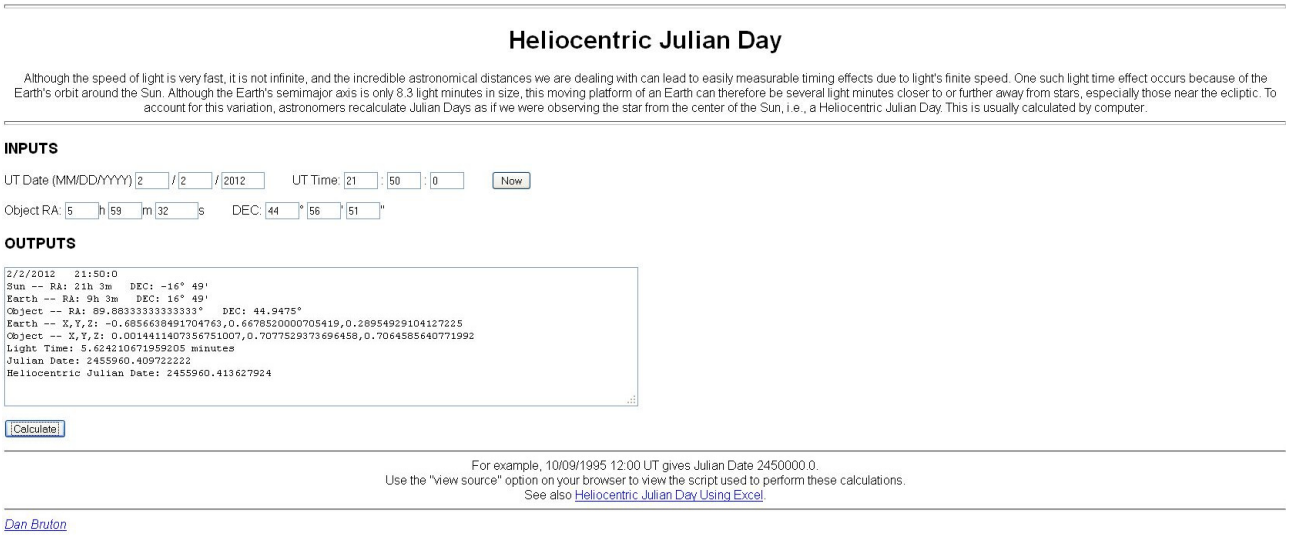


Abb. 7.9 Laden des Spektrums in Visual Spec und einrichten der Binning Zone

Dieses Problem lösten wir, indem wir das Bild ohne den Darkframeabzug in MaximDL luden. Dort drehten wir es so, dass auch dieses Bild eine horizontale Ausrichtung hatte. Dann luden wir dieses Bild in Visual Spec und hatten eine deutlich bessere Ausgangslage.

Wir analysierten also dieses Bild mit Hilfe der Software und erhielten ein graphisches Spektrum. Um mit diesem arbeiten zu können mussten wir es allerdings noch wellenlängenkalibrieren, also die x-Achse des Diagramms von Pixeln in Angström umwandeln. Dabei hilft Visual Spec, indem es die Achse anhand von mehreren manuell angegebenen Linien und den entsprechenden Wellenlängen errechnet. Für diese Berechnungen haben wir immer die linke, also die mit der niedrigeren Wellenlänge, der aufgespalteten Linien benutzt. Bei der ersten Errechnung der Skala, hatten wir das Problem, dass die Genauigkeit der Achse sehr gering war. Dies sahen wir an der angegebenen Differenz zwischen Skala und angegebenen Wellenlängen. Daraufhin entfernten wir die am schlechtesten zu identifizierende Linie aus den Berechnungen und erreichten so eine sehr hohe Genauigkeit und ein präzises Ergebnis.
Mit Hilfe von Visual Spec konnten wir nun die Aufspaltung sehr einfach in Angström messen. Dabei kamen wir auf die in Abb. 7.11 abzulesenden Werte. Die Abweichung bei H-Beta liegt wahrscheinlich daran, dass die Linie von H-Beta dicker ist und eine größere Überlagerung bei der Aufspaltung stattfindet. Dies führt dazu, dass man die aufgespaltenen Linien nicht gut unterscheiden kann und so nicht genau messen kann.

Nun bleibt nur noch der Schritt unser Ergebnis auf die Rotation des Doppelsterns zu übertragen und mit anderen Ergebnissen zu vergleichen. Um dies zu tun müssen wir erst einmal herausfinden, wo die beiden Sterne zum Zeitpunkt unserer Aufnahme zu einander standen. Aufgrund der sichtbaren Aufspaltung lässt sich auf jeden Fall sagen, dass sie sich nicht gegenseitig verdeckt haben. Zur Berechnung der Phase haben wir eine uns von Bernd Koch zur Verfügung gestellte Excel-Tabelle verwendet. Die zur Berechnung der Phase benötigten Daten, die in der Tabelle verwendet werden, entstammen einer Arbeit von Olivier Thizy. Um nun die Phase zu berechnen muss das Julianische Datum, das dem Datum, an dem die Aufnahmen gemacht wurden, entspricht, dort eingetragen werden. Dieses haben wir mit Hilfe der Website „http://www.physics.sfasu.edu/astro/javascript/hjd.html“ errechnet.



Heliocentric Julian Day

Although the speed of light is very fast, it is not infinite, and the incredible astronomical distances we are dealing with can lead to easily measurable timing effects due to light's finite speed. One such light time effect occurs because of the Earth's orbit around the Sun. Although the Earth's semimajor axis is only 8.3 light minutes in size, this moving platform of an Earth can therefore be several light minutes closer to or further away from stars, especially those near the ecliptic. To account for this variation, astronomers recalculate Julian Days as if we were observing the star from the center of the Sun, i.e., a Heliocentric Julian Day. This is usually calculated by computer.

INPUTS

UT Date (MM/DD/YYYY) 2 / 2 / 2012 UT Time: 21 : 50 : 0 Now

Object RA: 5 h 59 m 32 s DEC: 44 ° 56 ' 51 "

OUTPUTS

```
2/2/2012   21:50:0
Sun -- RA: 21h 3m   DEC: -16° 49'
Earth -- RA: 9h 3m   DEC: 16° 49'
Object -- RA: 89.8833333333333°   DEC: 44.9475°
Earth -- X,Y,Z: -0.685663849170076 3,0.667852000070541 9,0.289549291041272 5
Object -- X,Y,Z: 0.00144114073567510 07,0.707752937369645 8,0.706458564077199 2
Light Time: 5.624210671959205 minutes
Julian Date: 2455960.409722222
Heliocentric Julian Date: 2455960.413627924
```

Calculate

For example, 10/09/1995 12:00 UT gives Julian Date 2450000.0.
Use the "view source" option on your browser to view the script used to perform these calculations.
See also Heliocentric Julian Day Using Excel.

Dan Bruton

Abb. 7.10 Errechnung des Heliozentrischen Julianischen Datums

Danach haben wir das errechnete julianische Datum (**2455960,413627924**) in die Tabelle eingetragen und einen Phasenwert von **0,68504171** erhalten. Diesen Wert haben wir nun mit einer ebenfalls von Olivier Thizy stammenden Graphik ausgewertet. Auf dieser ist zu erkennen, dass der Doppelstern zu der Zeit, als die Aufnahmen gemacht wurden, fast den größtmöglichen scheinbaren Abstand hatte, also fast die größtmögliche Aufspaltung zu erkennen war.

Nun bleibt noch die Radialgeschwindigkeit anhand der Aufspaltung zu berechnen. Dies geschieht mit der Formel: $\Delta\lambda / \lambda = v / c$

Dies lässt sich nach v (der gesuchten Radialgeschwindigkeit auflösen): $(\Delta\lambda / \lambda) * c = v$

Für $\Delta\lambda / \lambda$ benutzen wir nun einen Mittelwert aus allen gemessenen Aufspaltungen.

Linie	Wellenlänge in Angström	Aufspaltung in Angström	$\Delta\lambda / \lambda$
Cr II	4824,1300	3,2694	0,000677718
H-Beta	4861,3300	2,9900	0,000615058
Fe I	4923,9200	3,3062	0,000671457
Fe I	4933,0000	3,2511	0,000659051
Fe I	4957,0000	3,5731	0,000720819
Fe II	5018,4300	3,4735	0,000692149
Si II	5056,0200	3,3510	0,000662774

Abb. 7.11 Gemessene Aufspaltung an bestimmten Linien

Aus diesen Werten berechnen wir nun einen Mittelwert, den wir für unsere Berechnung der Radialgeschwindigkeit benutzen. Dafür gehen wir von einer Lichtgeschwindigkeit von 299725 km/s aus. Der errechnete Mittelwert liegt bei 0,000670246. Damit können wir nun wie oben beschrieben die Radialgeschwindigkeit bestimmen. Dabei erhalten wir einen Wert von **200,889532 km/s**. Gerundet also **200,89 km/s**. Die Standardabweichung liegt bei $\Delta\lambda$ / λ bei 0,000010567, was einer Standardabweichung von 3,16714812 km/s oder gerundet von 3,17 km/s entspricht.

Anhand von Olivier Thizy's Arbeit kann man nun die ungefähre Position der beiden Sternkomponenten bestimmen. Wir können nicht den Abstand zur Mittelachse bestimmen, da wir keine exakte Kalibrierung vornehmen konnten und so nur mit einer der beiden Linien eines Paares arbeiten konnten.

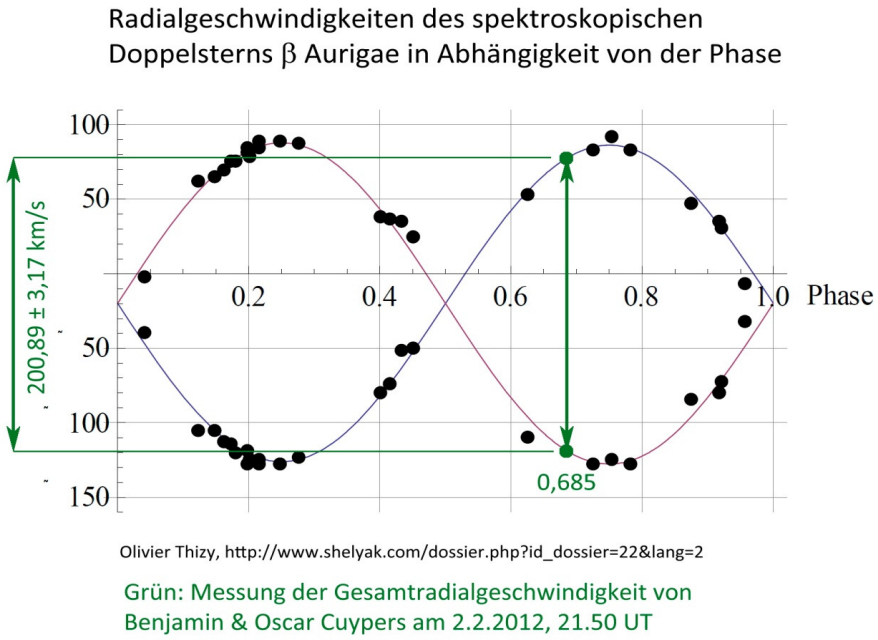


Abb. 7.12 Position der beiden Komponenten zum Beobachtungszeitpunkt

8. Ergebnis

Im folgenden sieht man das von uns aufgenommene Spektrum, an dem wir unsere Ergebnis für die Rotationsgeschwindigkeit gemessen haben.

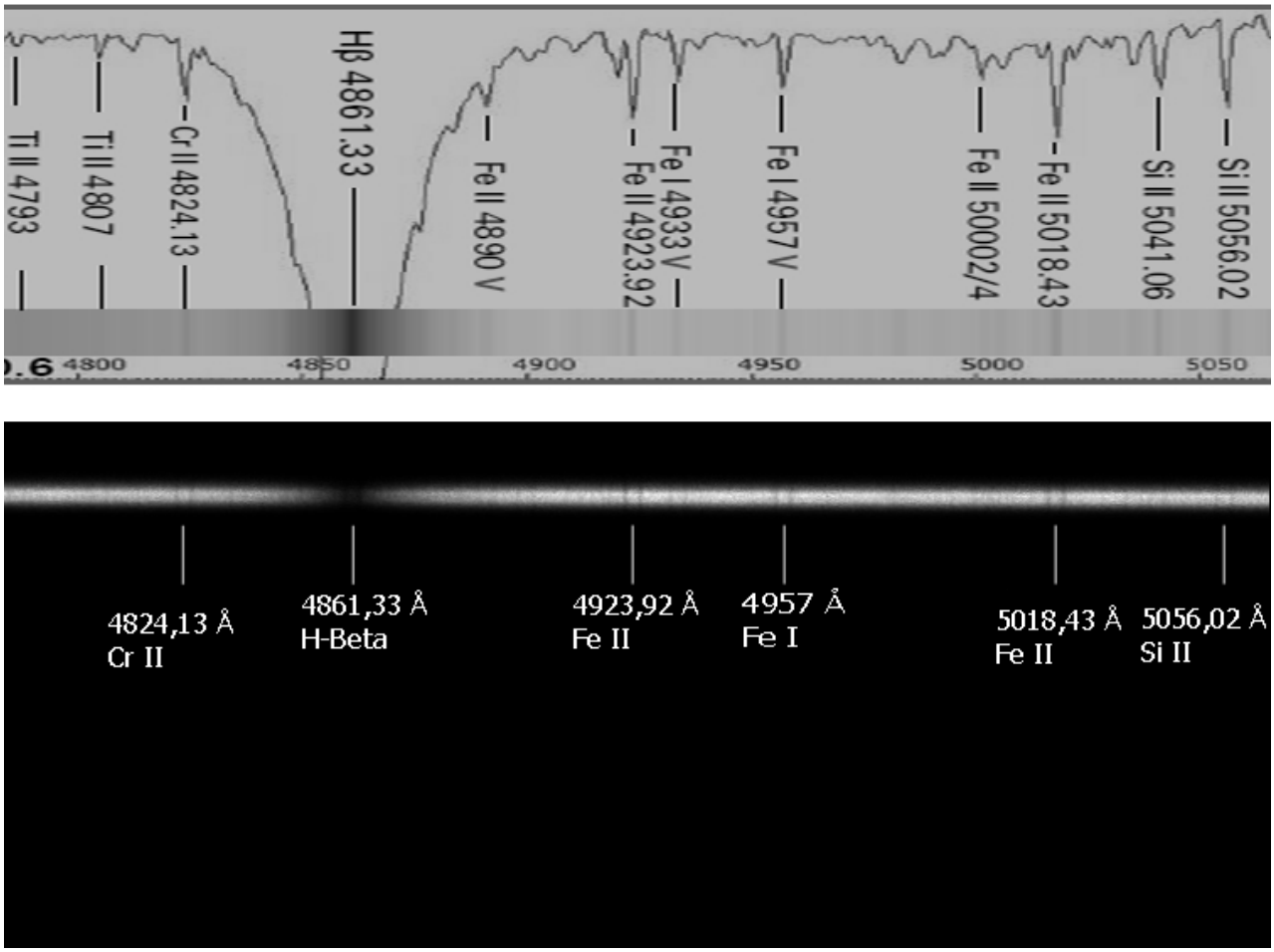


Abb. 8.1 Das Spektrum mit dem wir gearbeitet haben. Oben: Referenzspektrum; Mitte: Aufgenommenes Spektrum; Unten: Beschriftung des Spektrums mit Wellenlängen in Angström

Literaturverzeichnis:

Michael Winkhaus, Materialien, Materialien zur Spektroskopie

http://de.wikipedia.org/wiki/Menkalinan

http://en.wikipedia.org/wiki/Beta_Aurigae

http://de.wikipedia.org/wiki/Fuhrmann_%28Sternbild%29

http://de.wikipedia.org/wiki/Schmidt-Cassegrain-Teleskop

Bernd Koch, Tutorial DADOS 3.0, Materialien zur Spektroskopie

Ernst Pollmann, Materialien, Materialien zur Spektroskopie

Anhang

Bildquellen:

Deckblatt: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 2.1.1: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 2.1.2: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 2.1.3: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 2.1.4: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 2.2.1.2: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 2.2.2.1: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 2.3.1:

http://www.students.uni-mainz.de/jungc000/uugit/arbeitst/chemanal/anauvvis/kontspek.jpg

Abb. 2.3.2:

http://www.imfeld-stiftung.ch/beyondSky_teaching_ErlebnisAstronomie/Image206.jpg

Abb. 2.3.1.1: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 2.3.1.2: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 2.3.1.3: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 3.1: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 3.2.2: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 3.3.1: Michael Winkhaus, Materialien

Abb. 4.1.1: Screenshot aus Stellarium

Abb. 4.2.1: Screenshot aus Stellarium

Abb. 4.2.1.1: Richard Walker „Beitrag zur Spektroskopie für Astroamteure“

Abb. 4.2.2.2: Richard Walker „Beitrag zur Spektroskopie für Astroamteure“

Abb. 5.1.1: http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/be/Schmidt-Cassegrain.png
Abb. 5.2.1: Bernd Koch, Tutorial DADOS 3.0
Abb. 7.1: Screenshot
Abb. 7.2: Screenshot
Abb. 7.3: Screenshot
Abb. 7.4: Screenshot
Abb. 7.5: Screenshot
Abb. 7.6: Screenshot
Abb. 7.7: Screenshot
Abb. 7.8: Screenshot
Abb. 7.9: Screenshot
Abb. 7.10: Screenshot
Abb. 7.12: Bernd Koch

Abschlusserklärung:

Hiermit versichern wir, dass wir diese Arbeit selbständig angefertigt, keine anderen als die von uns angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die Stellen der Facharbeit, die im Wortlaut oder dem Inhalt nach aus anderen Werken entnommen wurde, in jedem einzelnen Fall mit genauer Quellenangabe kenntlich gemacht haben.
Verwendete Informationen aus dem Internet sind der Arbeit in digitaler Form (CD) beigefügt.

Wir sind damit einverstanden / nicht einverstanden*, dass die von uns verfasste Facharbeit der schulinternen Öffentlichkeit in der Bibliothek der Schule zuganglich gemacht wird.

* Nichtzutreffendes streichen

Ort, Datum, Unterschrift