



universität
wien

MASTERARBEIT

Titel der Masterarbeit

„Modenidentifikation des variablen δ – Scuti Sternes EE-Camelopardalis mittels hochauflösender Spektroskopie“

verfasst von

Lukas Taudt, Bakk. rer. nat.

angestrebter akademischer Grad

Master of Science (MSc)

Wien, 2014

Studienkennzahl lt. Studienblatt: A 066 861

Studienrichtung lt. Studienblatt: Masterstudium Astronomie

Betreut von: ao. Univ.-Prof. i.R. tit. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. Werner Wolfgang Weiss

Inhaltsverzeichnis

ABSTRACT	1
1. Einführung in die Asteroseismologie	3
1.1. Stellare Entwicklung	3
1.2. Klassifikation der Variablen Sterne	6
1.2.1. Intrinsische Variable	7
1.2.2. Extrinsische Variable	8
1.3. Quer durch das Reich der Pulsierend Veränderlichen	8
1.4. Pulsationsmechanismen.....	17
1.4.1. κ -Mechanismus	17
1.4.2. ε -Mechanismus	18
1.4.3. Stochastisch angeregt.....	19
1.5. Schwingungen und Moden.....	19
1.5.1. 1-D Oszillation (Gitarre)	20
1.5.2. 2-D Oszillation (Trommel).....	20
1.5.3. 3-D Oszillation (Stern).....	21
1.5.4. Radiale und Nicht-radiale Moden	22
1.5.5. p- und g-Moden	24
1.6. Synthese von Linienprofilen	26
2. Theorie der Frequenzenbestimmung und Modenidentifikation	33
2.1. Frequenzbestimmung	33
2.1.1. Fourier Transformation	33
2.1.2. Harmonische Analyse durch Least-Square-Fits	38
2.2. Modenidentifikation.....	40
2.2.1. Moment Methode	41
2.2.2. Pixel-by-pixel Methode.....	47
2.2.3. FPF – Methode	48
3. δ – Scuti Sterne und EE Cam	51
3.1. Techniken der Asteroseismologie	51
3.2. δ – Scuti Sterne und HADS.....	52
3.2.1. Klassische δ – Scuti Sterne	52
3.2.2. High-amplitude δ – Scuti stars (HADS).....	53
3.2.3. Perioden-Leuchtkraft Beziehung von δ – Scuti Sternen.....	55
3.2.4. Gut untersuchte δ – Scuti Sterne	55
3.3. Bekanntes vom Zielobjekt – EE Cam	56

3.3.1.	Entdeckung von EE Cam	57
3.3.2.	Bekannte Frequenzen mittels Photometrie.....	57
3.3.3.	Bekannte Ergebnisse mittels Spektroskopie	60
3.4.	McDonald 2008 Kampagne.....	61
3.4.1.	McDonald Teleskop und Spektrograph.....	61
3.4.2.	Eckdaten zur Beobachtungskampagne	64
3.5.	Sternparameter von EE Cam.....	65
3.5.1.	Absolute Helligkeit und Metallhäufigkeit aus der F-Stern Kalibrierung	67
3.5.2.	Effektivtemperatur und Gravitationsbeschleunigung aus Modellatmosphären gittern.....	72
3.5.3.	Bolometrische Helligkeit	74
3.5.4.	Bestimmung der Leuchtkraft, des Radius und der Masse <i>Leuchtkraft L_*</i>	75
3.5.5.	Übersicht Sternparameter	76
4.	Datenreduktion mit IRAF.....	77
4.1.	Vorbereitung der Daten	77
4.2.	Overscan and Trim	81
4.3.	Bias Korrektur.....	81
4.4.	Bad-Pixel Korrektur	81
4.5.	Flat-Field Korrektur.....	82
4.6.	Streulicht Korrektur.....	85
4.8.	Extraktion der Linien.....	89
4.9.	Wellenlängenkalibration.....	90
4.10.	Normalisierung der Spektren	93
4.11.	Kombination der einzelnen Ordnungen (2d $\rightarrow$ 1d).....	94
4.12.	Heliozentrische Korrektur	94
4.13.	Extraktion der eindimensionalen Spektren	94
4.14.	Wichtige IRAF-Befehle.....	95
5.	Frequenz- und Modenidentifikation mit FAMIAS	97
5.1.	Periodensuche	97
5.1.1.	Vorbereitung der Daten.....	97
5.1.2.	Suche im 1. Moment	100
5.1.3.	Pixel-by-Pixel Methode	102
5.1.4.	Ergebnis Frequenzsuche.....	102
5.2.	Modenidentifikation.....	104
5.2.1.	Vorbereitung der Daten.....	104

5.2.2. Ergebnisse der Modenidentifikation.....	106
6. Schlussfolgerung.....	109
DANKSAGUNG	111
LITERATURVERZEICHNIS	113
CURRICULUM VITAE	117

ABSTRACT

Das Gebiet der Asteroseismologie hat sich in den letzten 2 Jahrzehnten zu einem sehr großen und wichtigen Teilgebiet der stellaren Astrophysik entwickelt. Ein wesentlicher Erfolg für diese Teildisziplin ist die hervorragende Möglichkeit, theoretische Modelle und Beobachtungsdaten miteinander vergleichen und auswerten zu können. Einen weiteren Erfolgsfaktor stellt die wachsende Bedeutung für die steigende Präzision von Sternradien für Exoplaneten dar, denn diese beeinflussen die Struktur und den Aufbau eines Planetensystems wesentlich.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem veränderlichen Stern EE Cam (Camelopardalis), einem Stern mit Eigenschaften zwischen den δ -Scuti-Sternen und den High Amplitude δ -Scuti-Sternen (HADS). Daher eignet sich dieses Objekt besonders, um mehr von der Lücke zwischen diesen Sterngruppen zu erfahren.

Durch monatelange Beobachtungen von photometrischen Daten sind bereits zahlreiche Frequenzen gefunden worden. Im nächsten Schritt werden diese Frequenzen auf ihre Pulsationsmoden untersucht, um auf weitere Eigenschaften schließen zu können.

Diese Arbeit führt den Leser zuerst über die allgemeinen Grundlagen (**Kapitel 1**) zur Theorie und zu den Methoden der Frequenz- und Modenidentifikation (**Kapitel 2**). Anschließend wird in **Kapitel 3** näher auf die δ -Scuti-Sterne und besonders auf EE Cam eingegangen. Im Zuge dieses Kapitels werden auch die Sternparameter erarbeitet. In **Kapitel 4** werden aus den Rohaufnahmen für die anschließende Frequenz- und Modenbestimmung (**Kapitel 5**) Sternspektren gewonnen. Am Ende und als abschließendes **Kapitel 6** folgt die Schlussfolgerung aus den ermittelten Daten.

1. Einführung in die Asteroseismologie

Um das Gebiet der Asteroseismologie global betrachten zu können wird in diesem Kapitel ein Überblick von der evolutionären Entwicklung eines Sternes, den gesamten Variablen Vertretern im HRD und in weiterer Folge eine Darstellung der möglichen Anregungsmechanismen, den radialen und nicht-radialen Schwingungen, sowie den zwei unterschiedlichen Wellentypen, den Druckwellen (p-Moden) und den Schwerewellen (g-Moden) gegeben. Aufbauend für das **Kapitel 0** wird noch die Theorie und Synthese von Linienprofilen besprochen.

Die Asteroseismologie ist ein sehr junges Gebiet der Astronomie, wobei die innere Struktur von Sternen untersucht wird. Da lediglich die Photosphäre und keine darunterliegenden Schichten eines Sternes beobachtbar sind, muss man sich indirekter Mittel bedienen, um in die Tiefen der Gaskugeln vordringen zu können. Die Asteroseismologie beruht auf einer mathematischen Beschreibung von Wellen in einer dreidimensionalen Kugel und der Berechnung numerischer Modelle dieser Sphäre. Durch die verschiedenen Eindringtiefen unterschiedlicher Wellen kann man die physikalische Beschaffenheit rekonstruieren.

Das primäre Ziel der Asteroseismologie ist es, die Modelle der evolutionären Entwicklung von Sternen zu überprüfen und zu verbessern.

1.1. Stellare Entwicklung

Diese Ausführungen basieren auf Beschreibungen von C. Aerts, J. Christensen-Dalsgaard und D.W. Kurtz (Asteroseismology 2010).

Kollabieren interstellare Molekülwolken aufgrund der Gravitation, entstehen Sterne, welche gruppenweise in Haufen geboren werden. Ob dies eintritt oder nicht folgt dem *Jeans-Kriterium*

$$M > \left(\frac{5kT}{G\mu m} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{3}{4\pi\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

mit der Temperatur T , Dichte ρ und der mittleren molaren Masse μm . Dies ist lediglich eine Abschätzung, da man von einer sphärischen Wolke ausgeht und einige wichtige Prozesse nicht berücksichtigt werden. Der Kollaps endet, wenn der Vorgang nicht mehr isotherm vor sich geht. Es folgt eine adiabatische Kontraktion, woraufhin der Kollaps zum Stillstand kommt. Übrig bleiben protostellare Fragmente im Bereich von stellaren Massen. Aufgrund der niedrigen Temperaturen und der hohen Opazität werden sie *Protosterne* genannt, welche im HRD auf der *Hayashi Linie* ihre Evolution starten.

Der sehr rasche dynamische Prozess der Kontraktion endet in einem hydrostatischen Gleichgewicht, wobei die jeweiligen Vertreter *Vorhauptreihensterne* genannt werden. Die Leuchtkraft sinkt, die effektive Temperatur ist konstant. Der Stern wird im Inneren heißer, folglich sinkt die Opazität und es setzt Konvektion ein. Durch die steigenden Temperaturen beginnt ein erster nuklearer Prozess ein, welcher durch den Proton-Proton Prozess H (Wasserstoff) in ^2H (Deuterium) und dieses anschließend zu ^3He (Helium drei) fusioniert. Eine erforderliche Bedingung ist es, dass sich ^3He im Gleichgewichtszustand befindet, was für die nukleare Fusion eine konstante Temperatur erfordert. Im Kern startet Konvektion. Bei Sternen mit weniger als $1.1 M_{\odot}$ endet diese Konvektion mit dem Gleichgewicht aller zwischenzeitlichen Elemente der Proton-Proton-Kette. Die massereichen Sterne hingegen wechseln sehr schnell in den CNO-Zyklus, wobei der konvektive Kern während der gesamten Wasserstoffbrennphase im Kern erhalten bleibt.

Während der Wanderung von der Hayashi Linie zur ZAMS gibt es je nach Massen verschiedene Akkretionsphänomene zu beobachten. So bewegen sich Protosterne mit mehr als $9 M_{\odot}$ so schnell zur ZAMS, dass die Akkretion der sie umhüllenden Staubscheibe noch nicht abgeschlossen ist und sie in dieser Phase nicht beobachtbar sind. Sterne zwischen 1.6 und $9 M_{\odot}$ beenden ihre Akkretion bevor die ZAMS erreicht wird und man nennt sie anschließend *Herbig Ae/Be stars*. Die Sterne von 0.8 bis $1.6 M_{\odot}$, welche nach ihrer Akkretion sofort im HRD zu leuchten beginnen, werden *T Tauri stars* genannt. In diesem Stadium sind auf den Sternen differentielle Rotation und Oberflächenphänomene zu beobachten.

Befindet sich der Kern während des wasserstoffbrennens im Gleichgewicht, so hat der Stern einen thermischen Gleichgewichtszustand auf der ZAMS (Hauptreihe) erreicht. Protosterne mit weniger als $0.08 M_{\odot}$ werden *Braune Zwerge* genannt und erreichen den Zustand des Wasserstoffbrennens nicht und sind damit niemals auf der Hauptreihe vertreten. Die Sterne verbringen den Großteil ihres Lebens auf der ZAMS und fusionieren H zu He, wobei je nach Masse die Energietransporte unterschiedlich (Strahlung, Konvektion, Diffusion, Rotation) sind. Außerdem ist die chemische Zusammensetzung der Molekülwolke für den genauen evolutionären Ablauf sehr wichtig. Sind die Wasserstoffvorräte im Kern erschöpft, so hat der Stern die *terminal-age main sequence* (TAMS) erreicht, und das Wasserstoffschalenbrennen beginnt. Der He-Kern kontrahiert, während die äußeren Teile des Sterns sehr rasch expandieren. Somit wandert der Stern mehrmals zur Hayashi Linie und zurück Richtung ZAMS, als Roter Riese. Die weitere Entwicklung eines Sternes ist vor allem ab diesem Zeitpunkt stark massenabhängig.

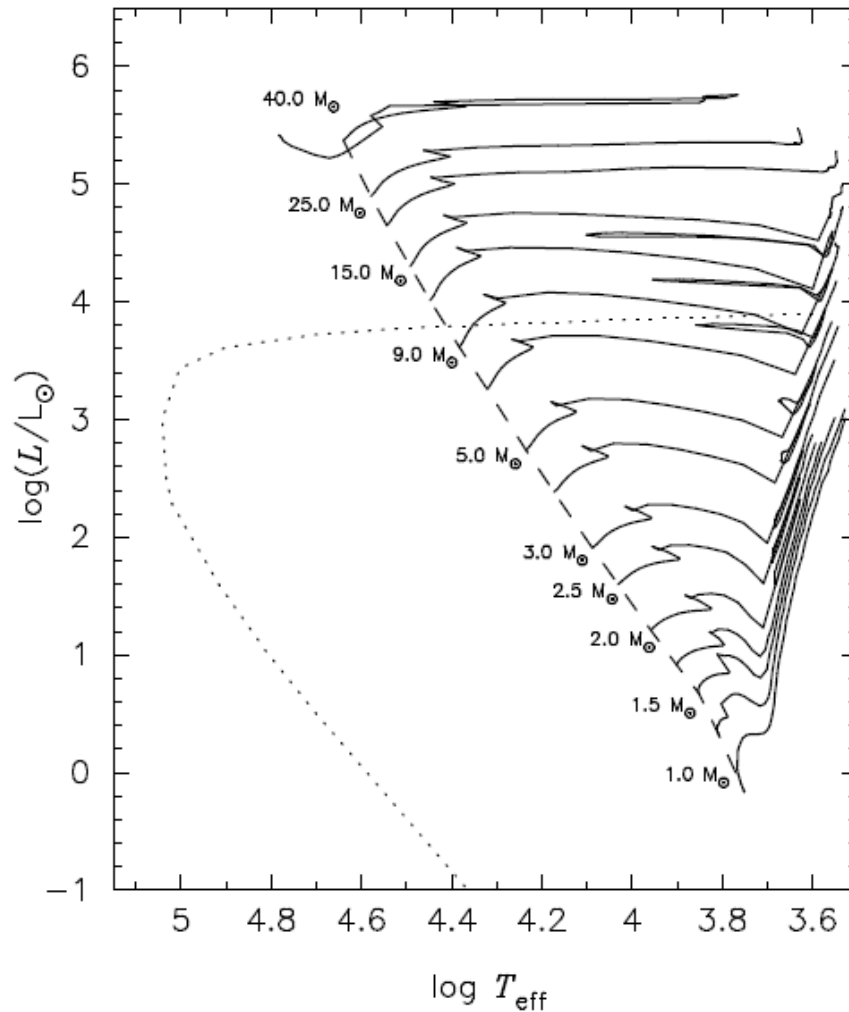


Fig. 1: HRD, wobei die Entwicklung von Sternen mit Massen zwischen 1 und $40 M_{\odot}$ dargestellt ist. Die diagonal gestrichelte Linie ist die ZAMS und die gepunktete Linie stellt den Weg vom Riesenast zur Weißen Zwerg Phase dar.

Die Entwicklung von Sternen mit mehr als $25 M_{\odot}$ ist von sehr starken strahlungsgetriebenen Sonnenwinden begleitet, wobei sie große Teile ihrer Masse dabei verlieren. Durch den Strahlungsdruck sind sie sehr instabil, wodurch während der kurzen Lebenszeit von einigen Millionen Jahren immer wieder komplexe Phänomene auftreten. Zuerst noch *luminous blue variables* genannt, werden sie nach Verlust der Wasserstoffhülle *Wolf-Rayet stars* genannt. Sie enden als Supernovas und zurück bleiben meist schwarze Löcher.

Sterne mit mehr als $9 M_{\odot}$ brennen bis zu ^{56}Fe (Eisen 56) und ^{62}Ni (Nickel 62) im Kern und in den Schalen, da für die Fusion zu schwereren Elementen Energie notwendig wäre. Die anschließende Kernkontraktion mit der Photodissoziation des schweren Kerns in He und anschließend in Neutronen, bewirkt einen gigantischen thermischen Energieverlust mit einem folgenden Druckverlust, was zur weiteren Kontraktion des Kerns führt. Durch die enorme Freisetzung von Gravitationspotential entsteht eine riesige Explosion – eine Supernova – welche den größten Teil der Hüllen in das interstellare Medium bläst. Im Zentrum bleibt ein Neutronenstern oder ein schwarzes

Loch zurück, wobei in einer kurzen Zeitspanne schwerere Elemente als Fe entstehen können. Sterne mit diesen Massen weisen eine Lebensdauer von wenigen 10 Millionen Jahren auf.

Mit Massen von 2.3 bis 9 $M_{\odot}$ brennen Sterne H und He in Schalen weiter, während sie den *Asymptotic Giant Branch* (AGB oder Riesenast) hinauf wandern. Für schwerere Sterne als 4 $M_{\odot}$ können Elemente über Fe entstehen. Vertreter mit 6 bis 9 $M_{\odot}$ können C brennen, wobei dies zu O-, Ne-, Mg-Anreicherungen in den WZ führt. Nur den massereichsten ist es möglich, Fe zu zünden. Während der Wanderung auf dem AGB verlieren die Sterne viel Masse in Form von Winden der äußeren Schichten. Dies endet erst mit dem Erlöschen des Wasserstoffschalenbrennens und der Stern wandert in den *post-Asymptotic Giant Branch* (post-AGB). Übrig bleibt ein, für einige Jahrtausende leuchtender, *Planetarer Nebel*, um einen WZ, welcher über Jahrmilliarden abkühlt.

Bis auf ein Viertel der post-AGB Sterne wandern alle direkt in die Kühlphase. Der verbleibende Teil zündet in der Nähe des bereits bestehenden WZ-Kerns erneut He, während oder kurz nach dem Wasserstoffschalenbrennen. Passiert dies, so wandert der Stern sehr schnell zum AGB zurück. Der Weg zur WZ Phase wird erneut durchquert, wobei massenabhängig ein starker Wind durch Strahlung entsteht. In dieser Phase sind sie den Wolf-Rayet Sternen sehr ähnlich, haben im Gegensatz zu diesen allerdings Absorptionslinien, sind wasserstoffarm und sauerstoffreich.

Sterne mit weniger als 0.5 $M_{\odot}$ entwickeln sich nur selten bis zur ZAMS. Wenn doch, haben sie allerdings zu niedrige Temperaturen um He zu brennen und enden somit als heliumreiche WZ. Mit 0.5 bis 2.3 $M_{\odot}$ erreichen die Sterne nach mehreren Milliarden Jahren die TAMS, wobei sich nach Erlöschen des Wasserstoffbrennens der Kern kontrahiert. Bevor die Temperatur groß genug wird, entartet die Materie im Zentrum zuerst (ρ und p sind konstant). Anschließend startet der 3- α -Prozess. Da sich der entartete Kern zunächst nicht ausbreiten kann, entsteht ein *He-Flash* mit einer extrem hohen Energieerzeugungsrate, was sich einige Male wiederholen kann. Der Stern wandert nun auf den horizontalen Ast, brennt He im Kern und H in Schalen. Übrig bleibt ein sauerstoff- und kohlenstoffreicher WZ mit einem wasserstoff- und heliumreichen Planetarischen Nebel.

1.2. Klassifikation der Variablen Sterne

Seit der ersten Veröffentlichung einer Beobachtung eines Variablen Sterns am 3. August 1596 durch David Fabricius und der gezielten Beobachtung ab Mitte des 19. Jhdt. durch Arglander, sind die Anzahl und die Typenvielfalt enorm angestiegen. Vor allem durch die Himmelsdurchmusterungen mit Satelliten in den letzten Jahrzehnten ist die Einteilung der ca. 40 000 veränderlicher Sterne zunehmend schwieriger geworden, da sie zum Teil recht ähnliche, aber doch differenzierbare Eigenschaften aufweisen.

Zur allgemeinen Übersicht wird hier die wichtigste und gebräuchlichste Einteilung der Variablen Sterne angegeben. Es ist anzumerken, dass in **Fig. 2** bei den Pulsierenden Variablen nur ein Teil der Sterntypen aufgelistet ist und im Kapitel **1.3** diese beschrieben werden.

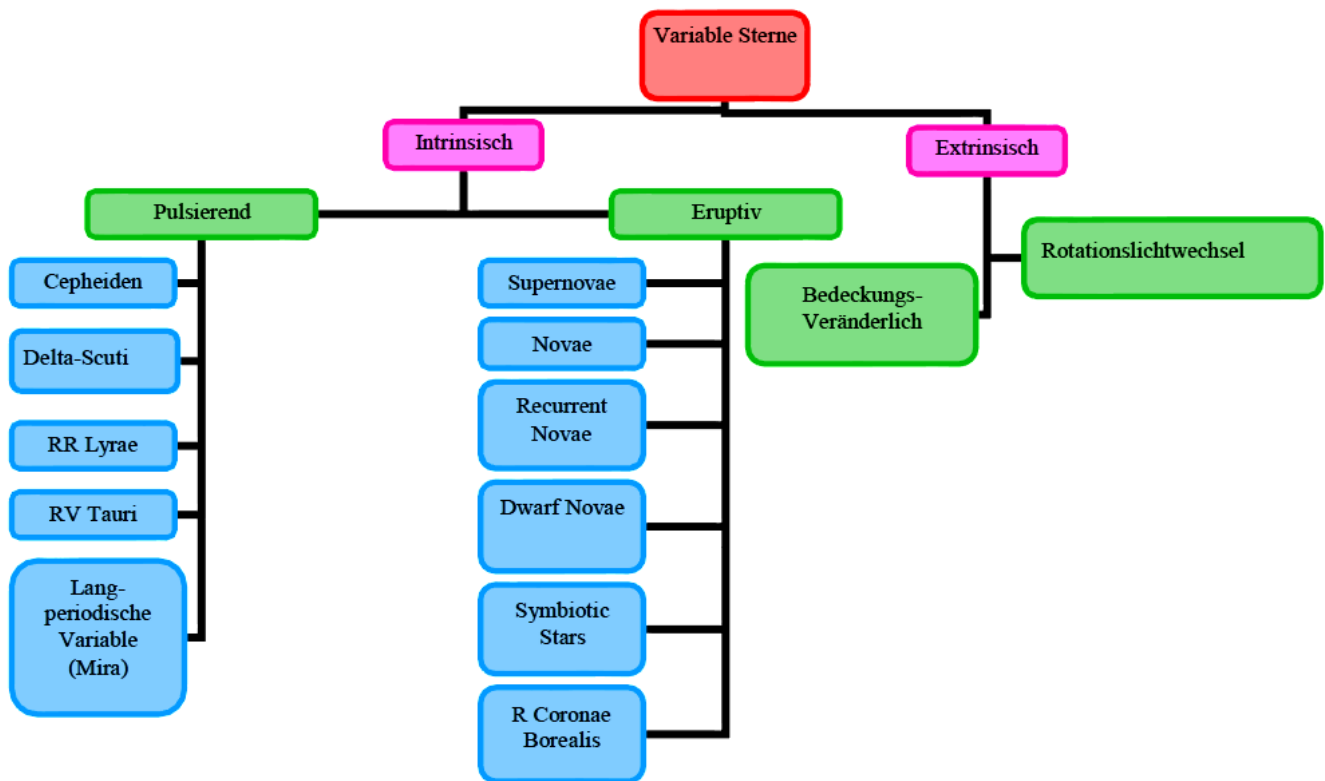


Fig. 2: Eine schematische Einteilung der variablen Sterntypen. *[eigene Darstellung]*

1.2.1. Intrinsische Variable

Diese Gruppe der Veränderlichen geht auf eine physikalische Ursache im Sterninneren zurück, wobei sich dadurch die Zustandsgrößen, allen voran der Radius und die Leuchtkraft ändern. Die Pulsierenden Sterne stellen die für die Asteroseismologie relevante Gruppe dar. Neben astrophysikalischen Untersuchungen werden z.B. Cepheiden und Supernovae zur Entfernungsbestimmung herangezogen.

Helligkeitsveränderungen von Vertretern der eruptiven Gruppe sind stets mit Ausbrüchen verschiedener Ursachen verbunden. Es gibt meist keine Regelmäßigkeiten und die Helligkeitsänderungen unterliegen starken Schwankungen bis maximal 20 mag bei Supernovae.

1.2.2. Extrinsische Variable

Bei diesen Sternen ändern sich die Helligkeiten aufgrund äußerer Einflüsse, wobei dies entweder sich überlagernde Doppelsternsysteme oder Sonnenflecken auf der Oberfläche sind. Ebenso können ellipsoidisch deformierte Komponenten eines Doppelsternsystems zu einem Rotationslichtwechsel führen.

1.3. Quer durch das Reich der Pulsierend Veränderlichen

Dieses Kapitel befasst sich nun intensiv mit der Gruppe der Pulsierend Veränderlichen, wobei in **Fig. 3** eine Gesamtübersicht im HRD aufgetragen ist. Es werden einige Sterntypen angeführt.

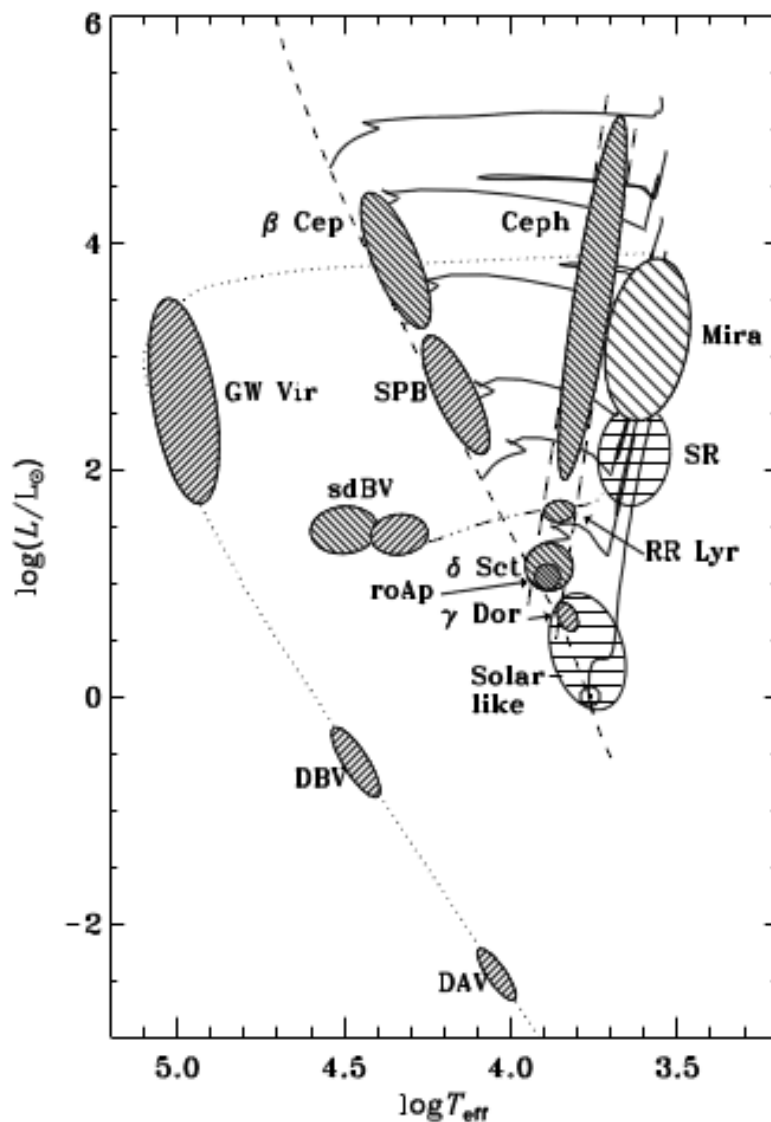


Fig. 3: Übersicht aller pulsierenden Sterngruppen im HRD. Der Bereich zwischen den strichlierten, parallelen Linien ist der Instabilitätsstreifen. [freundliche Genehmigung von Jørgen Christensen-Dalsgaard]

Stellare Pulsationen treten nahezu überall und in jeder Entwicklungsstufe im HRD auf, wobei ein Bereich mit besonders hoher Sterndichte hervorsticht, der *Instabilitätsstreifen*. Zwischen den parallelen, strichlierten Linien im HRD gibt es eine spezielle Art der Anregung, den κ -Mechanismus. Dort tritt Ionisation von He in Sternschichten auf, was zu kontinuierlichen Schwingungen führt. Die Anregungsmechanismen werden in **Kapitel 1.4** besprochen, weshalb in diesem Kapitel nicht darauf eingegangen wird.

Die einzelnen Sterntypen werden nun zuerst von sonnenähnlichen, der ZAMS entlang über die heißesten Sterne, den β Cepheiden, beschrieben. Danach geht es über die große Gruppe der GW Vir Sterne zu den Weißen Zwergen (WZ). Abschließend wird der Instabilitätsstreifen mit dessen Vertretern den *Cepheiden*, *RR Lyrae*, δ -*Scuti* Sterne und *rapidly oscillating Ap* Sterne (roAp) abgehandelt.

1.3.1. Solar Like – Sonnenähnliche Oszillationen

Der am besten untersuchteste Stern ist dabei natürlich die Sonne, in diesem speziellen Fall auch Helioseismologie genannt. Das Frequenzspektrum hat hunderte Peaks und ist um 3 mHz zentriert, wobei die Perioden zwischen 3 und 15 Minuten liegen. Die Amplituden liegen von maximal 8 ppm bis zu messbaren 1 ppm. Diese Veränderungen entsprechen an der Oberfläche einigen wenigen bis zehn cm s^{-1} .

Da die Anregung der Oszillationen in den äußeren Konvektionszonen liegt, kann man erwarten, dass alle Sterne mit Konvektion in äußeren Schichten entsprechende Frequenzen besitzen, wobei dies von kühlen Sternen auf der ZAMS bis hin zum roten Ende des Instabilitätsstreifens mit $1.6 M_{\odot}$ der Fall ist (Christensen-Dalsgaard 1982, Houdek et al 1999), ebenso wie in Roten Riesen (Dziembowski et al 2001).

Aufgrund der großen Distanz und somit leuchtschwacher Objekte ist diese Form der stochastischen Oszillation sehr schwer bei anderen Objekten, außer der Sonne, nachzuweisen. Mittels hochauflösender Spektroskopie ist dies 1995 beim Stern G5IV η Boo gelungen (Kjeldson et. al 1995), woraufhin zahlreiche weitere folgten.

Mit Hilfe der Satellitenastronomie können das Alter und der Entwicklungszustand solcher, weit lichtschwächerer und metallärmerer Sterne als die Sonne, sehr genau bestimmt werden. Dies ist eine der wesentlichen Aufgabe der Asteroseismologie, da dies eine unabhängige Methode zur Bestimmung des Alters des Universums ist.

1.3.2. γ Dor Sterne

Diese Gruppe der frühen F-Sterne ist nach dem Prototyp, dem Stern γ Doradus benannt. Dessen nichtradialen Oszillationen wurden von Cousins et. al entdeckt (1989, Cousins 1992) und anschließend von Balona et. al (1996) intensiver studiert.

Aufgrund der Periodenlänge der einzelnen Frequenzen von 0.5 bis 3 Tage und der somit schwierigen erdgebundenen Beobachtung, ist die Zahl der Entdeckungen mit dem Satelliten Hipparcos auf 50 und weiteren möglichen 100 γ Dor Sternen angestiegen. Die Pulsationen werden als multiperiodische, in hohen Ordnungen nichtradiale g -Moden interpretiert. Es war längere Zeit unklar, inwiefern sie mit den δ – Scuti Sternen zusammenhängen (Breger, Beichbuchner 1996).

In den Modellen wird die schnelle Rotation ignoriert, wobei die Coriolis- und die Zentrifugalkraft dabei eine große Rolle spielen. Die Schwingungsperiode liegt in der Größenordnung der Rotationsperiode. Wie in **Fig. 3** zu erkennen ist, liegen die γ Dor Sterne am oberen Ende des sonnenähnlichen Bereichs im HRD mit Massen von 1.5 bis 1.8 $M_{\odot}$. Es werden daher ebenso g -Moden, wie auch sonnenähnliche p -Moden erwartet.

1.3.3. δ – Scuti Sterne

Da EE Cam ein Vertreter dieses Bereiches im HRD ist, werden diese ebenso wie das Objekt in **Kapitel 3** detailliert beschrieben

Die δ – Scuti Sterne liegen am Schnittpunkt der ZAMS und des Instabilitätsstreifens (siehe **Fig. 3**). Sie weisen Massen von 1.5 – 2.5 $M_{\odot}$ auf. Ihre Spektralklasse liegt zwischen A2 und F2 (Rodriguez & Breger 2001). Sie gehören zu den am besten untersuchten Sternen und gehören zur Gruppe der Population I Sterne¹. Sie brennen H im Zentrum oder in den Schalen und die Pulsationen werden durch zweifach ionisierte He (HeIII) Schichten angetrieben.

Die radialen und nicht-radialen Schwingungen dieser Sterne sind üblicherweise p -Moden niedriger Ordnung mit Periodenlängen von 18 min bis 8 h. Die Amplituden belaufen sich auf 1/1000 mag (mmag) bis einige 1/10 mag.

Bei δ – Scuti Sternen mit großen Amplituden (HADS, high amplitude δ – Scuti stars) ist vor allem die radiale Komponente dominant, wobei nach näheren Untersuchungen (Poretti 2003) auch bei diesen kleine nichtradiale Komponenten gefunden wurden, was wahrscheinlich eine allgemeine Eigenschaft darstellt. Im Gegensatz dazu sind in δ – Scuti Sternen mit geringeren Amplituden bereits zahlreiche nichtradiale Schwingungen entdeckt worden.

Durch das von Michel Breger in Wien ins Leben gerufene DSN² (Delta Scuti Network) sind die Moden von einigen Sternen wie FG Vir (Breger et. al 2005) und 4CVn (Breger 2000) bereits sehr gut erforscht worden. Diese Sterne zeigen äußerst komplexe Eigenschaften der Oszillationen mit Variabilitäten im Jahresvergleich der Beobachtungen. Dies führt ebenso zu erschwerten Interpretationen der Ergebnisse,

¹ Population I Sterne bewegen sich in annähernder Kreisbahn, in der galaktischen Scheibe (Spiralarme) um das Zentrum. Sie sind relativ jung, leuchten konstant und enthalten relativ viele schwere Elemente.

² <http://www.univie.ac.at/tops/dsn/intro.html>

wie auch das Auftreten von *mixed modes* in entwickelteren δ Scuti Sternen. Diese Moden haben sowohl den Charakter von tieferen g-Moden, als auch von oberflächennahen p-Moden. Dies tritt hauptsächlich beim *Wasserstoffschalenbrennen* in Sternen auf, welche sich bereits von der ZAMS wegentwickelt haben.

1.3.4. SX Phe Sterne

Die SX Phe Sterne haben sehr ähnliche Amplituden zu den HADS (siehe **Kapitel 1.3.3**), gehören im Gegensatz zu diesen (Population I) allerdings zu Sternen der Population II³, wodurch sie eindeutig von den δ Scuti Sternen zu unterscheiden sind und wurden deswegen als eigene Gruppe klassifiziert (Frolov & Irkaev 1984).

Diese Sterne weisen zwei Moden auf, den radialen Grundton (Amplituden größer als 0.15 mag in V, asymmetrische Lichtkurven) und die erste Oberschwingung (Amplitude kleiner als 0.15 in V, symmetrische Lichtkurven). Dies verläuft zu einem ausgeprägten Perioden-Leuchtkraft-Verhältnis mit einem 0.37 mag Amplitudenunterschied.

Der erste Katalog von 149 Objekten in 18 Sternhaufen, vor allem in unserer Galaxie, wurde von Rodriguez & López-González (2000) veröffentlicht. Nach genaueren Untersuchungen einiger SX Phe Sterne, konnte die Masse von 0.9 - 1.15 $M_{\odot}$ bestimmt werden (Olech et al., 2005).

Es ist noch ungeklärt, inwiefern diese Sterne mit den „blue stragglers“ zusammenhängen. Diese „blue stragglers“ liegen in der Nähe von Sternhaufen auf der ZAMS, sind jedoch weit schwerer, somit heißer und blauer. Wie in einigen Papers bereits veröffentlicht, wurde (Hurley et al. 2001, Sandquist 2005), sind diese vielleicht aus Kollisionen von Doppelsternen entstanden. Sie haben die gleiche chemische Zusammensetzung wie Sterne von gleichen Spektralklassen, allerdings eine geringere Rotationsgeschwindigkeit (Andrievsky et al. 2000). Zhang et al. (2005) hat vier SX Phe Sterne mit Massen von 1.3 – 1.6 $M_{\odot}$ analysiert, wobei die stellaren Parameter zu den Haufeneigenschaften passen.

1.3.5. Rapidly oscillating Ap Sterne (roAp)

Diese Population I Sterne, welche im HRD im Instabilitätsstreifen und nahe der ZAMS liegen, fallen in den Bereich der δ Scuti Sterne. Es treten starke magnetische Felder auf (einige kG), sie haben besondere chemische Zusammensetzungen der Oberfläche und sind der Spektralklasse A zuzuordnen. Die Entdeckung und

³ Population II Sterne bewegen sich im galaktischem Halo, ebenso wie in Sonnennähe und sind ältere Sterne. Sie haben einen sehr geringen Gehalt an schweren Elementen und hohe Geschwindigkeiten relativ zu den Scheibensternen.

entsprechende Einteilung wurde von Kurtz (1982) durchgeführt, wobei er ebenso Amplituden von 0.01 mag in blauen Wellenlängen fand. Die bisher 35 gefundenen roAp Sterne (Kurtz et al. 2006) haben Frequenzen von 5.65 und 21 min.

Bei derartig starken Magnetfeldern spricht man von magnetischen Schallwellen. Dabei geht man davon aus, dass diese Felder die Rotation stark beeinflussen. Die Rotationsachse und die magnetische Achse unterliegen einer Verschiebung, die zu *rotationally splitting* führen kann. Lösungen für die angeregten Moden sind schwer zu finden, da die Effekte der Magnetfelder sehr komplex und somit schwierig zu modellieren sind.

1.3.6. β Cepheiden Sterne

Die β Cep Sterne sind junge Population I Sterne, nahe der ZAMS. Mit 8 – 18 $M_{\odot}$ sind sie sehr massereich und es treten Frequenzen zwischen 2 und 8 h auf, die in niedrigen Ordnungen sowohl in p- und g-Moden pulsieren. Eine Zusammenfassung der β Cep ist von Stankov & Handler (2005) veröffentlicht worden, welche von Zwergen bis zu Riesen reicht. Eine Großzahl der β Cep zeigen multiperiodische Licht- und Linienprofilvariationen. Die Helligkeitsvariationen haben im blauen Bereich größere Amplituden als im roten Bereich, da diese eine Phasendifferenz von 0.25 aufweisen (Dupret et al. 2003).

Die Beobachtungen beliefen sich auf photometrische *single-site* Kampagnen, welche üblicherweise 1 – 2 Wochen dauerten, wobei maximal sechs angeregte Frequenzen im Stern 12 Lac gefunden wurden (Jerzykiewicz 1978, Mathias et al. 1994). Ab den 1990er Jahren wurden die β Cep Sterne mit hochauflösender Spektroskopie beobachtet, wobei Handler & Aerts (2004) die größte Kampagne ins Leben riefen. Es wurden zusätzlich zu den sechs bekannten Moden viele weitere entdeckt.

Der treibende Mechanismus ist bei den β Cepheiden ein anderer als im Instabilitätsstreifen. Er findet über Opazitätseigenschaften in Schichten mit Elementen der Eisengruppe statt (Dziembowski & Moskalik 1993).

1.3.7. RR Lyrae stars

Zusammen mit den δ Scuti Sternen (**Kapitel 1.3.3.**), den roAp Sternen (**Kapitel 1.3.5.**) und den Cepheiden (**Kapitel 1.3.8.**) bilden diese vier Sterntypen den Instabilitätsstreifen. Die meisten Vertreter der RR Lyrae haben Perioden von ca. einem halben Tag. Aufgrund ihrer großen räumlichen Verteilung und der hohen Relativgeschwindigkeiten sind sie Population II Sterne und werden oft zur Entfernungsbestimmung ihres Sternhaufens verwendet. Der Anregungsmechanismus findet durch teilweise ionisierte Schichten von He II und He III statt (Stellingwerf 1984).

Die RR Lyrae werden je nach Amplituden, Form der Lichtkurve und Periodendauer in 2 Unterklassen eingeteilt:

- *RRab*: pulsieren in der Grundschiwingung und asymmetrische Lichtkurve
Amplituden 1 – 2 mag, Perioden ca. 0.5 Tage
- *RRc*: pulsieren im ersten Oberton und haben sinusförmige Lichtkurve
Amplituden 0.5 mag, Perioden 0.2 – 0.4 Tage

Die RRd Sterne wurden in den 1980er Jahren als Kombination eingeführt, da diese sowohl im Grundton, als auch im ersten Oberton schwingen. Mit Perioden von 0.3 – 0.5 Tagen und verteilten Lichtkurven sind sie sowohl in der galaktischen Scheibe, als auch im Halo der Milchstraße zu finden.

Sie sind mit absoluten Magnituden von 0 – 1 relativ leuchtkräftig und wegen ihrer großen Amplituden in Sternhaufen einfach zu identifizieren. Da die helleren Cepheiden ebenfalls zur Entfernungsbestimmung genutzt werden, jedoch in Sternhaufen nicht vorkommen, sind die RR Lyrae sehr wichtige Sterne für die Größenordnungen der Entfernungen im Halo der Milchstraße.

Für ca. ein Viertel der RR Lyrae Sterne ist ab 1907 ein Phänomen in den Lichtkurven in allen Klassen der RR Lyrae entdeckt worden, welches sich nach dem Entdecker *Blazhko-Effekt* nennt (Blazhko 1907). Es ändert sich die Amplitude, wobei die maximale Helligkeit variiert, die minimale allerdings kaum. Im namensgebenden Stern RR Lyrae ist dieser Effekt ebenso gefunden worden (Kolenberg et al. 2006).

Zur theoretischen Beschreibung des Blazhko-Effekts gibt es seit längerem zwei Modelle:

- Es wird neben der radialen Grundschiwingung eine nichtradiale Oszillation niedriger Ordnung angeregt. In diesem Modell ist der Blazhko-Effekt die Periode zwischen diesen beiden Moden (Dziembowski & Cassisi 1999).
- Ähnlich zu den roAp Sternen (**Kapitel 1.3.5.**) beeinflusst ein magnetisches Feld die Pulsation, wobei die Blazhko-Periode dabei als Rotationsperiode vom Stern interpretiert wird (Shibahashi & Takata 1995).

Es wurde bei dem Stern RR Lyrae bereits versucht, den Blazhko-Effekt durch starke Magnetfelder nachzuweisen, was bisher aber misslang (Chadid et al. 2004).

1.3.8. Cepheiden

Erschöpfen die Wasserstoffvorräte im Inneren von einem Stern, so fusioniert dieser anschließend Helium. Massereiche Sterne mit mehr als 5 $M_{\odot}$ können einen labilen Pulsationszustand im Instabilitätsstreifen erreichen. Diese – klassischen Cepheiden genannt – wurden von John Goodricke 1784 entdeckt und von Henrietta Leavitt im

20. Jhdt. äußerst sorgfältig untersucht. Mit dem Satelliten Hipparcos wurde eine Vielzahl von Lichtkurven systematisch beobachtet und sie sind zurzeit die am besten untersuchten Variablen Sterne.

Sie beinhalten Spektraltypen von F5 bis G5 und haben Perioden von 1 – 50 Tagen und sind allesamt Riesen oder Überriesen. Da die Cepheiden Population I Sterne sind und in der galaktischen Ebene an der Rotation unserer Galaxie teilnehmen, werden sie auch Typ I Cepheiden genannt. Die Lichtkurven folgen einer exakten Periode und die Amplituden sind mit ca. 1 mag im Visuellem relativ groß. Dies ist die Ursache von sehr großen Veränderungen der Zustandsgrößen wie Radius, Temperatur, Farbe und Leuchtkraft.

Wie im Fall der RR Lyrae sind Cepheiden im Grundton und der ersten Oberschwingung oder in der ersten und zweiten Oberschwingung angeregt, wobei diese „*double-mode Cepheiden*“ genannt werden. Durch die MACHO⁴- und OGLE⁵-Projekte sind in der LMC (Alcock et al. 1998), SMC (Udalski et al. 1999) und der Milchstraße eine große Anzahl an Cepheiden beobachtet worden.

Die astronomisch fundamentalste Bedeutung haben die Cepheiden durch die *Perioden-Leuchtkraft-Beziehung* erlangt, welche von Henrietta Leavitt 1912 gefunden wurde. Mit dieser Beziehung kann man auf die absolute Helligkeit und somit auf die Entfernung rückschließen.

$$M = -1.67 - 2.54 \log P \quad (2)$$

mit P in Tagen, wobei anschließend mittels dem Entfernungsmodul die Distanz berechnet werden kann. Diese wird in *Parsec* errechnet.

$$m - M = -5 + 5 \log D \quad (3)$$

Neben den massereichen Typ I Cepheiden gibt es noch die Typ II oder Population II Cepheiden (Pollard & Evans 1999), die mehr als $0.5 M_{\odot}$ aufweisen müssen, um den Instabilitätsstreifen zu durchwandern. Die Perioden liegen für RR Lyrae von einem Tag bis zu einem Monat für hellere Vertreter.

Die langperiodischen Typ II Cepheiden wurden ebenso im frühen 20. Jhdt. von Leavitt entdeckt und *W Virginis Sterne* genannt. Mittlerweile ist diese Sterngruppe allerdings je nach Periodenlänge in verschiedene Sterntypen klassifiziert worden.

⁴ Projekt MACHO (Massive Astrophysical Compact Halo Object): großflächige Suche nach MACHOS
<http://www.macho.anu.edu.au/>

⁵ Projekt OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment): großflächige Suche nach Microlensing-Effekten
<http://ogle.astrouw.edu.pl/>

- 1 – 5 Tage: BL Her class
- 10 – 20 Tage: W Virginis class
- > 20 Tage: RV Tauri class

Die Ursache der Periodenlücke zwischen 5 und 10 Tagen wird in den unterschiedlichen evolutionären Zuständen vermutet. So geht man davon aus, dass Sterne mit kürzeren Perioden als 5 Tagen auf dem Weg zum AGB und jene mit mehr als 10 Tagen in die Weiße Zwerg Phase unterwegs sind.

1.3.9. Mira und semireguläre Sterne

Dabei handelt es sich um Population I Sterne mit Perioden größer als 80 Tagen und mit relativ niedrigen Oberflächentemperaturen von 2500 bis 3500 K. Sind die Amplituden größer als 2.5 mag im Visuellen, werden sie Mira-Sterne (Miras) genannt, bei geringeren Amplituden als 2.5 mag heißen sie semireguläre Sterne (SRs).

Miras und SRs liegen am roten Ende des Instabilitätsstreifens und weisen durch teilweise ionisierte He-Schichten radiale Oszillationen auf (Ostlie & Cox 1986). Die großen Helligkeitsunterschiede zwischen Maxima und Minima im Visuellen gehen auf eine Verschiebung der maximalen Strahlungsleistung ins Infrarote zurück, bei der die Atmosphäre abgekühlt werden muss (Reid & Goldston 2002).

Die Daten von MACHO und OGLE haben für die Auffindung und Analysen von Miras und SRs, aufgrund deren langen Perioden einen sehr wichtigen Beitrag geleistet.

1.3.10. Wolf-Rayet Sterne (WR)

WR Sterne sind die He-Kern Reste von bereits entwickelten Sternngiganten mit anfänglich ca. $40 M_{\odot}$, von denen lediglich $4 M_{\odot}$ übrig sind. Die Perioden reichen von einigen Stunden bis zu mehreren Tagen. In den Spektren wurden sehr starke Emissionslinien gefunden, welche auf die schnelle Expansion der Atmosphäre hinweisen.

1.3.11. Weiße Zwerge (WZ)

Am Ende der AGB-Phase wandern Sterne über das HRD und werden zu WZ. In ihrer nur 10.000 Jahre dauernden post-AGB Phase bewegen sie sich mit konstanter Leuchtkraft zu höheren Effektivtemperaturen, wobei ihre heißen CO Kerne durch die schnelle Expansion der äußeren Hüllen sichtbar werden.

Somit sind WZ die Reste von Sternen mit Massen weniger als $9 M_{\odot}$. Sie werden je nach ihrer Atmosphärenzusammensetzung klassifiziert. Generell ist zu sagen, dass

die Temperaturen von WZ viel höher sind als bei Sternen mit den gleichen nominellen Spektralklassen.

Folgende Einteilung kommt zur Anwendung:

- *DA*: Atmosphäre besteht aus reinem H, starke und breite Balmerlinien, ca. 75%
- *DB*: Atmosphäre besteht aus neutralem He, ca. 25%
- *DO*: Atmosphäre zeigt nur ionisiertes He, ca. 1%
- *DAB, DAO*: H und He kommt in den Atmosphären vor

Die Temperaturen der heißesten DA Weißen Zwerge erreichen 80 000 K, wobei die der DO Weißen Zwerge von etwa 45 000 K, bis zu den DB Weißen Zwergen mit minimal ca. 12 000 K reichen.

Für die verschiedenen Periodizitäten werden die WZ in DAV, DBV und DOV eingeteilt. So sind die heliumreichen DB und DO WZ in g-Moden angeregt, welche in verschiedenen Schichten durch Heizmechanismen aktiviert werden. Die Oszillationen der wasserstoffreichen DA WZ werden durch Konvektion angetrieben. Alle Typen haben sehr ähnliche Perioden im Bereich von einigen Minuten.

1.3.12. Variable subdwarf B Sterne (sdBV)

1997 wurde eine neue Klasse von pulsierenden Sternen gefunden. Der erste entdeckte Stern EC 14029 weist Perioden von 144 s auf (Kilkenny et. al 1997).

Die sdB Sterne haben Temperaturen zwischen 23 000 und 32 000 K und Massen unter $0.5 M_{\odot}$. Da sie einen Großteil ihrer Wasserstoffhülle verloren haben, findet kein Schalenbrennen von H statt, weshalb lediglich He im Kern fusioniert wird.

Die bisher 30 Vertreter zeigen Perioden von 80 bis 600 s mit Amplituden von 0.001 bis 0.3 mag.

1.3.13. GW Vir stars

Am waagrechten Ende des post-AGB Streifens, wo dieser zu den WZ runter knickt, finden sich die *GW Vir stars* inmitten der DO Weißen Zwerge. Sie haben sehr hohe Effektivtemperaturen von 70 000 bis 170 000 K und die Spektren zeigen Defizite von H und starke Linien in He, C (Kohlenstoff) und O (Sauerstoff). Einige GW Vir Sterne zeigen Planetare Nebel. Die Perioden reichen von 7 bis 30 min, die von Heizmechanismen in Schalen von teilweise ionisierten Schichten von C und O angetrieben werden.

1.4. Pulsationsmechanismen

Sterne kann man als gasförmige, selbst-gravitative Sphären mit hohen Energieerzeugungsraten betrachten, welche die Energie in Form von Strahlung abgeben. Sie sind keineswegs ruhige Objekte, sondern es finden viel mehr äußerst turbulente Bewegungen im Inneren der Sterne statt. So können konvektive Prozesse, Magnetfelder und Rotation Gründe für Instabilitäten sein und sowohl die sphärische Struktur ändern, als auch zu stabilen Oszillationen führen. Der im Instabilitätsstreifen wichtigste Prozess ist der *κ -Mechanismus*. Die Vertreter von massearm bis massereich (WZ, roAp Sterne, δ – Scuti und Cepheiden) durchlaufen, abhängig von deren Massen, den instabilen Bereich an verschiedenen Positionen. Kurtz (2006) hat eine Zusammenfassung von den treibenden Mechanismen geschrieben, welche hier dargestellt werden.

1.4.1. κ -Mechanismus

Dieser Mechanismus basiert auf Opazitätseigenschaften bestimmter Sternschichten im Inneren, wobei sich die *Opazität κ* (Lichtundurchlässigkeit) mit dem *Transmissionsgrad T* zu

$$\kappa = \frac{1}{T} = \frac{I_0}{I} \quad (4)$$

verhält. I_0 ist dabei die einfallende, I die transmittierte Strahlung.

Die Energie kann nicht direkt vom Zentrum zur Oberfläche gelangen und so dauert es in der Sonne im Mittel 10^5 Jahre, bis durch Absorptions- und Emissionsprozesse die Photonen frei an der Oberfläche entweichen können. Bei adiabatischer Kompression ist der Wert $\kappa(\rho, T)$ größer (= Opazität steigt), als im Gleichgewichtszustand und es kommt daher zu einer erhöhten Energieabsorption, da der Anteil von einfach ionisiertem Helium (HeII) zu Gunsten von zweifach ionisiertem Helium (HeIII) abnimmt, womit die Elektronendichte steigt. HeII ionisiert bei Temperaturen ab ca. 45 000 K und die wachsende Elektronenanzahl führt zu höherer Streuung, wodurch die Opazität weiter steigt. Ist das gesamte He vollständig ionisiert, so verläuft die Wechselwirkung zwischen Strahlung und den freien Elektronen bei höherer Energie weniger effektiv, so dass ohne Veränderung der Elektronenanzahl die Opazität bei steigender Temperatur abnimmt.

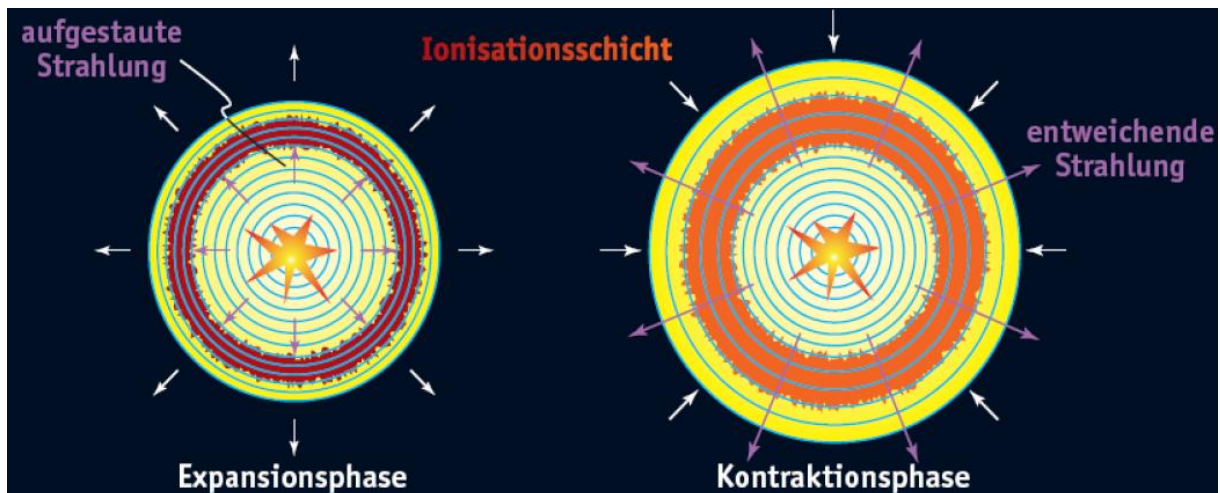


Fig. 4: Schematische Abbildung des κ -Mechanismus. Links die Expansionsphase mit der HeIII Schicht, welche die Energie aufstaut. Rechts die Kontraktionsphase durch den wegfallenden Druck als Strahlung.
[\[http://www.wissenschaft-schulen.de/sixcms/media.php/767/Muehlbauer-Cepheiden.pdf\]](http://www.wissenschaft-schulen.de/sixcms/media.php/767/Muehlbauer-Cepheiden.pdf)

Durch den hohen thermischen Druck unter und in der HeIII Schicht, expandieren nun die Schichten außerhalb dieser, und die Elektronen rekombinieren, wodurch die Strahlung schlagartig abgegeben wird. Nun fallen die Schichten unter Einwirkung der Gravitationskraft Richtung Zentrum und der Kreislauf beginnt von neuem. In **Fig. 4** sind die Expansions- und Kontraktionsphase schematisch dargestellt.

Limitiert wird der Instabilitätsstreifen am blauen oder heißen Ende durch den Massenanteil der Schichten über der HeIII Zone, da diese dämpfend wirken. Dort finden die für die Pulsation wichtigen Umwandlungen statt. Da H bei heißeren Sternen bereits ionisiert ist, kann durch den κ Mechanismus nicht genügend thermische in kinetische Energie umgewandelt werden, wodurch der Instabilitätsstreifen bei massereicheren Sternen zu niedrigeren Oberflächentemperaturen führen muss.

Im Gegensatz dazu findet an der kühlen Seite des Instabilitätsstreifens in den höher gelegenen Schichten zunehmend Konvektion statt, was einen weit effektiveren Energietransport als Strahlung im Stern darstellt. Reichen die Konvektionsschichten tief genug, kann keine Pulsation mehr aufrecht gehalten werden. Ebenso wandert die HeIII Zone in kühleren Sternen weiter hinauf, wodurch der Masseanteil über diesen Schichten verringert wird und es zu keinen Pulsationen mehr kommt.

1.4.2. ϵ -Mechanismus

Die Idee des ϵ -Mechanismus ist es, dass die Energieerzeugungsrate im Kern durch Kontraktion und somit erhöhten Druck und erhöhter Temperatur, vergrößert wird. Der Effekt dieses Mechanismus ist allerdings zu gering, als dass er für die Pulsationen im Instabilitätsstreifen in Frage kommt.

1.4.3. Stochastisch angeregt

Diese Form der Pulsation kann bei effektiven Konvektionsschichten stabil sein. Die angeregten Frequenzen haben sehr kleine Amplituden. Die auf der Sonne auftretende Hauptfrequenz hat eine Periode von ca. 5 Minuten.

1.5. Schwingungen und Moden

Dieses Kapitel beschäftigt sich nun mit der Beschreibung der Schwingungen in einer 3-dimensionalen Sphäre, wobei die Ausführungen nach Kurtz (2006) beschrieben sind.

Die Schwingungen werden oft mit jenen von Musikinstrumenten verglichen, da die Beschreibung der Schallwellen mittels Frequenz, Amplitude und Phase analog ist. Der Schall pflanzt sich in Gas als Kompression und Verdünnung fort, was im molekularen Bereich geschieht. Im adiabatischen Fall ist die Schallgeschwindigkeit

$$v_s = \sqrt{\frac{\Gamma P}{\rho}} \quad (5)$$

mit dem adiabatischen Exponenten Γ , dem Druck P und der Dichte ρ . Für ein ideales Gas gilt

$$P = \frac{\rho k T}{\mu} \quad (6)$$

mit dem molekularen Gewicht μ , womit sich

$$v_s = \sqrt{\frac{\Gamma k T}{\mu}} \quad (7)$$

ergibt. Eine Druckänderung ergibt eine Temperatur- und Dichteänderung. In **Gleichung (7)** ist zu erkennen, dass die Schallgeschwindigkeit von der Temperatur und der chemischen Zusammensetzung des Mediums abhängig ist.

Ein wichtiges Ziel der Asteroseismologie ist nun die Untersuchung der Schallgeschwindigkeit in einem Sterne, um daraus auf die Fundamentalparameter zu schließen. Da nur die Oberfläche sichtbar ist, muss durch Modelle mit Hilfe von Informationen der Schallgeschwindigkeit eine 3-dimensionale Abbildung geschaffen werden.

1.5.1. 1-D Oszillation (Gitarre)

Hier sind eine links und rechts geschlossene vibrierende Saite (Gitarre, Violine) sowie eine rechts geöffnete Seite (Orgelpfeife) abgebildet. Die Frequenzen der Moden sind abhängig von der Länge, der Zugspannung und vom Material.

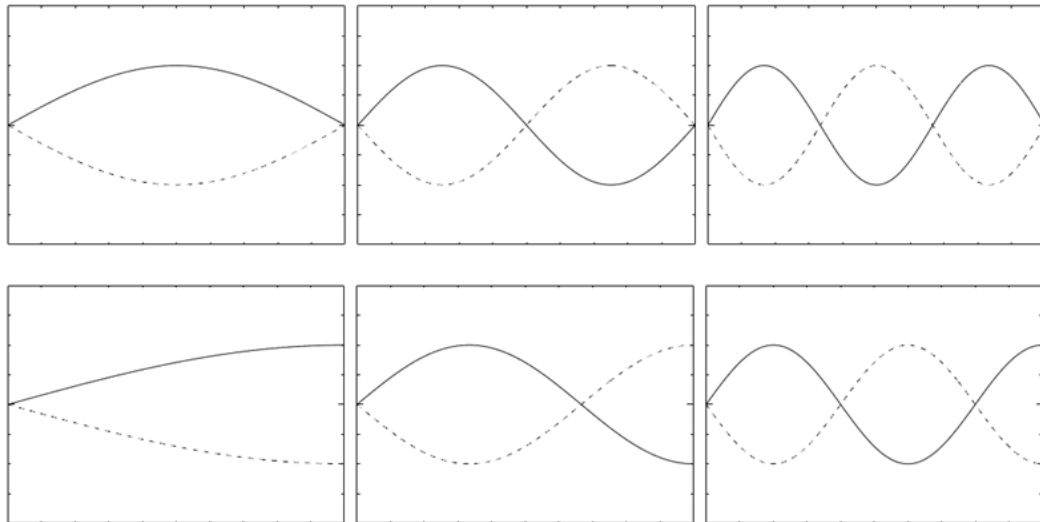


Fig. 5: In der oberen Reihe ist die Schwingung einer Saite, in der unteren Reihe die Schwingung einer auf dem rechten Rand geöffneten Schwingung zu sehen. Es ist links jeweils der Grundton zu sehen, in der Mitte der erste Oberton mit einem Knotenpunkt und rechts der zweite Oberton mit zwei Obertönen. Das offene Ende unten rechts stellt einen Antiknotenpunkt dar. [Kurtz 2006]

In der oberen Reihe ist wichtig, dass die Zugspannung und die Form der Saite über die Länge simultan sind. Dann hat der erste Oberton die zweifache Frequenz des Grundtons, der zweite Oberton entsprechend die dreifache Frequenz. In der unteren Reihe, also in der Luft, sind die nötigen Voraussetzungen eine konstante Temperatur und die chemische Zusammensetzung der Luft, wodurch die Schallgeschwindigkeit ebenso konstant bleibt (siehe **Gleichung (7)**).

1.5.2. 2-D Oszillation (Trommel)

Um 2-dimensionale Schwingungen zu demonstrieren nimmt man die Fläche einer Trommel, welche Knoten in zwei orthogonale Richtungen aufweist. Die obere Reihe der folgenden Abbildung weist lediglich konzentrische Kreise auf, diese werden *radiale Moden* genannt. Der Grundton ist lediglich das Auf- und Abspringen der gesamten Fläche. Beim ersten und zweiten Oberton schwingen jeweils verschiedene Teile vor und zurück.

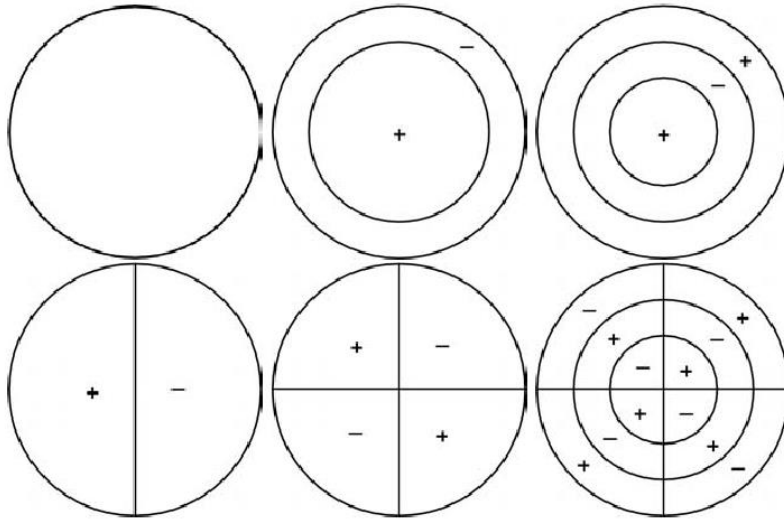


Fig. 6: Übersicht der Oszillationen auf einer Trommel. Der Rand ist fixiert und in der oberen Reihe sind radiale Moden zu sehen. Links ist der Grundton dargestellt und anschließend jeweils der erste und zweite Oberton. Die untere Reihe stellt nicht-radiale Moden dar, wobei wiederum links der einfachste Fall mit zwei verschiedenen Flächen abgebildet ist. Davon ausgehend sieht man die *quadrupolen Moden*. Die letzte Abbildung zeigt den zweiten radialen Oberton mit quadrupolen Moden. Diese Moden werden nun von oben links bis unten rechts folgendermaßen mit ihren Quantenzahlen nummeriert. (0,0), (1,0), (2,0), (0,1), (0,2) (2,2) [Kurtz 2006]

In der zweiten Reihe werden *nicht-radiale Moden* dargestellt, wobei die erste Abbildung eine Dipolmode ist und die gesamte Fläche halbiert wird. Beide Flächen schwingen genau entgegengesetzt, was als Schwingen in der Antiphasen bezeichnet wird. Das mittlere Bild teilt die Fläche in vier gleiche Teile. Es gibt nun auch Moden mit beiden Oszillationen, also radial und nicht-radial.

1.5.3. 3-D Oszillation (Stern)

Da wir uns nun in einem 3-dimensionalen Raum befinden, brauchen wir auch drei orthogonale Richtungen, um den Zustand einer Mode zu beschreiben. Diese sind radiale Schalen (r), die Länge (θ) und die Breite (φ). In sphärischen Systemen haben die Bewegungsgleichungen Verschiebungen in Richtungen (r, θ, φ) gegeben.

$$\xi_r(r, \theta, \varphi, t) = a(r)Y_l^m(\theta, \varphi)\exp(i 2\pi vt) \quad (8)$$

$$\xi_\theta(r, \theta, \varphi, t) = b(r)\frac{\partial Y_l^m \exp(\theta, \varphi)}{\partial \theta}\exp(i 2\pi vt) \quad (9)$$

$$\xi_\varphi(r, \theta, \varphi, t) = \frac{b(r)}{\sin\theta}\frac{\partial Y_l^m(\theta, \varphi)}{\partial \varphi}\exp(i 2\pi vt) \quad (10)$$

ξ_r , ξ_θ und ξ_φ sind Verschiebungen, $a(r)$ und $b(r)$ Amplituden, ν die Frequenz und $Y_l^m(\theta, \varphi)$ die Kugelflächenfunktion

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) \exp(im\varphi) \quad (11)$$

mit $P_l^m(\cos\theta)$ dem Legendre Polynom, gegeben durch

$$P_l^m(\cos\theta) = \frac{(-1)^m}{2^l l!} (1 - \cos^2\theta)^{\frac{m}{2}} \frac{d^{l+m}}{d\cos^{l+m}\theta} (\cos^2\theta - 1)^l \quad (12)$$

wobei θ vom Pol der Symmetrieachse gemessen wird. Diese stimmt allerdings meistens mit der Rotationsachse überein. roAp Sterne sind hier eine Ausnahme, da die Symmetrieachse gleich der Magnetfeldachse ist und diese gegenüber der Rotationsachse verschoben ist. Wir erhalten hier wiederum Quantenzahlen, um die Moden eindeutig zu identifizieren:

- **n** ist die Anzahl der radialen Knotenoberflächen vom Zentrum bis zur Oberfläche einer Sphäre (manchmal als k bezeichnet)
- Die Quantenzahl **l** gibt die gesamte Anzahl der Knotenlinien auf der Oberfläche an.
- **m** gibt die azimutale Ordnung der Moden an, wobei $|m|$ die Anzahl der Knotenlinien ist, welche durch die Pole verlaufen. Die Werte können von $-l$ bis $+l$ variieren, wodurch für jedes l , $2l + 1$ m -Moden möglich sind.

1.5.4. Radiale und Nicht-radiale Moden

Die einfachsten Moden sind radiale Moden mit $l = 0$ und davon wiederum jene mit $n = 0$. Dies bedeutet, dass ein Stern als Gesamtes, sphärisch symmetrisch schwingt, wie z.B. Cepheiden. Der erste radiale Oberton mit $n = 1$ hat eine konzentrische Schale im Stern, welche eine Knotenoberfläche darstellt, die sich nicht bewegt. Die Sternschichten darüber und darunter befinden sich in Antiphasse. In einigen Cepheiden, RR Lyrae und δ Scuti Sternen treten sowohl der Grundton, als auch der erste Oberton auf. Das Verhältnis vom ersten Oberton zur Grundschiwingung bei Cepheiden beträgt 0.71, bei δ Scuti Sternen 0.77. Das Verhältnis dieser beträgt in der Orgelpfeife 0.33, was auf einen Schallwellengradienten und somit auf einen Temperaturgradienten und Differenzen

in der chemischen Zusammensetzung, in Abhängigkeit von der Tiefe hinweist (siehe **Gleichung (7)**).

Für nicht-radiale Moden haben wir wieder den einfachsten Fall mit einem Dipol Mode, was einem $l = 1, m = 0$ bedeutet. Dabei entspricht der Äquator einem Knoten und die beiden Hälften sind in Antiphasse. Das weist darauf hin, dass sich eine Hälfte abkühlt und die andere Hälfte erhitzt, wobei sich das Massenzentrum im Raum nicht verschiebt (Christensen-Dalsgaard 1976). Weiters muss für nicht-radiale Moden $n \geq 1$ gelten, woraus folglich im Stern immer eine radiale Knotenoberfläche vorhanden sein muss. Oberflächen mit $l = 2$ und $m = 0$ werden auch *quadrupole* Moden genannt, wobei die Knotenlinien in Höhen von $\pm 35^\circ$ liegen. Moden mit $m = 0$ sind *zonale* oder *stehende* Moden.



Fig. 7: Hier ist *links* eine ungestörte Sphäre zu sehen, in der *Mitte* eine mit $l = 1, |m| = 0$ und *rechts* mit $l = 6, |m| = 6$. [Zima 2006]

Für **Gleichung (8)** und **(11)** erhält man mit $\exp[i(2\pi\nu t + m\phi)]$ eine zeitabhängige Phase. Diese beschreibt die wandernden Wellen, die m-Moden. Die Konvention besagt für positive m-Werte eine Umlaufrichtung gegen die Rotation oder *retrograde* Moden. Für negative m-Moden ist die Umlaufrichtung in Rotationsrichtung oder *prograd*. Wie bereits erwähnt sind in einem sphärischen System $2l + 1$ m-Moden möglich. Des Weiteren werden Moden mit $l = |m|$ *sectoral* und solche mit $0 \neq |m| < l$ *tesseral* genannt.

Der physikalische Hintergrund der m-Moden ist es, dass in einem rotierenden Stern die Corioliskraft auftritt und die Auf- und Ab-Bewegung der Oberfläche in oder gegen die Bewegungsrichtung beeinflusst.

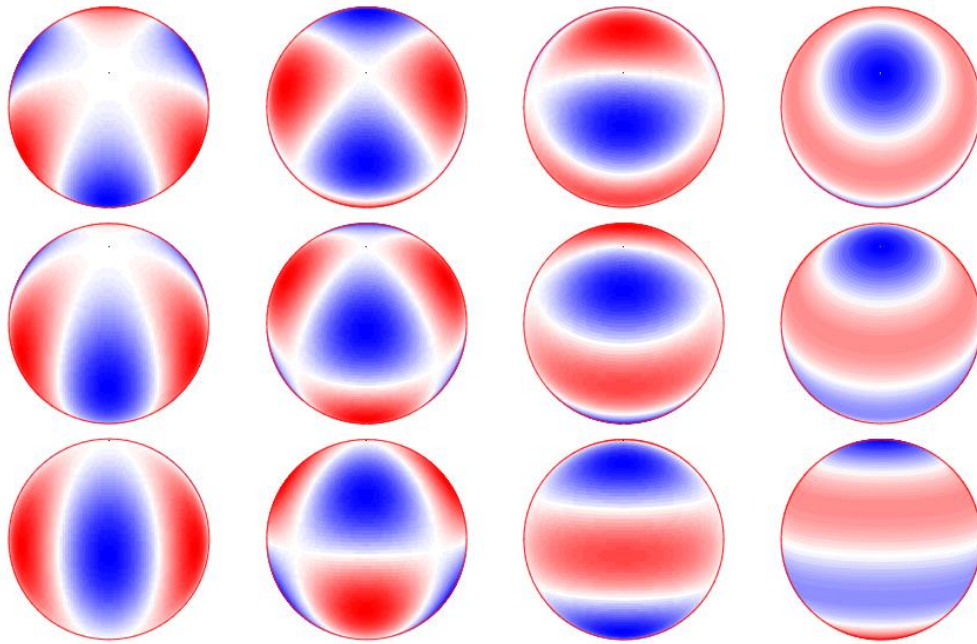


Fig. 8: Hier sind verschiedene nicht-radiale Schwingungen abgebildet. Die oberste Reihe hat einen Inklinationswinkel $i = 30^\circ$, die mittlere $i = 60^\circ$ und die untere $i = 90^\circ$. In diesem Beispiel ist $l = 3$ und m variiert von 0 rechts bis 3 links. Die roten und blauen Farben sollen die Dopplerverschiebung darstellen, also Teile des Sterns, welche sich auf uns zubewegen (blau) und andere, die sich von uns wegbewegen (rot). [Conny Aerts]

1.5.5. p- und g-Moden

Da für die Bewegungsgleichung für einen pulsierenden Stern zwei Lösungen auftreten, gibt es dementsprechend auch zwei verschiedene Möglichkeiten der Pulsation. Dies sind die *p-Moden* (pressure, Druckmoden) und *g-Moden* (gravity, Schweremoden). Für die p-Moden ist die rückstellende Kraft der vom Gleichgewicht ausgelenkte Druck. Es handelt sich dabei um Schallwellen, welche sich grundsätzlich vertikal im Gas fortbewegen. Da allerdings an der tieferen Seite der Welle eine höhere Temperatur zu einer größeren Schallgeschwindigkeit führt, werden diese zurück an die Oberfläche refraktiert, wo sie erneut ins Sterninnere reflektiert werden. / Moden niedriger Ordnung dringen tiefer in einen Stern ein, was in **Fig. 9** zu sehen ist.

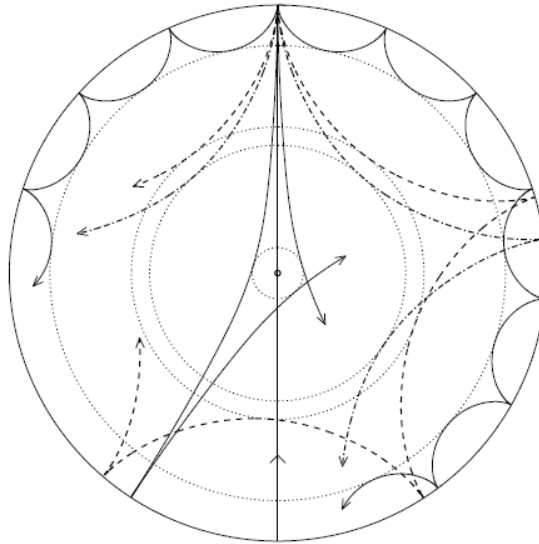


Fig. 9: Hier ist die Ausbreitung von p-Moden zu sehen, wobei je nach l Grad verschiedene Tiefen erreicht werden. [Jørgen Christensen-Dalsgaard]

Treten daher verschiedene Moden mit verschiedenen l Werten auf, so kann man eine Karte der Schallgeschwindigkeit erstellen, wodurch man wiederum auf die Temperatur und die chemische Zusammensetzung schließen kann.

Im Gegensatz dazu, wird bei den g-Moden die Auftriebskraft durch die Rückstellkraft bewirkt. Die Bewegung findet bevorzugt in horizontaler Richtung statt.

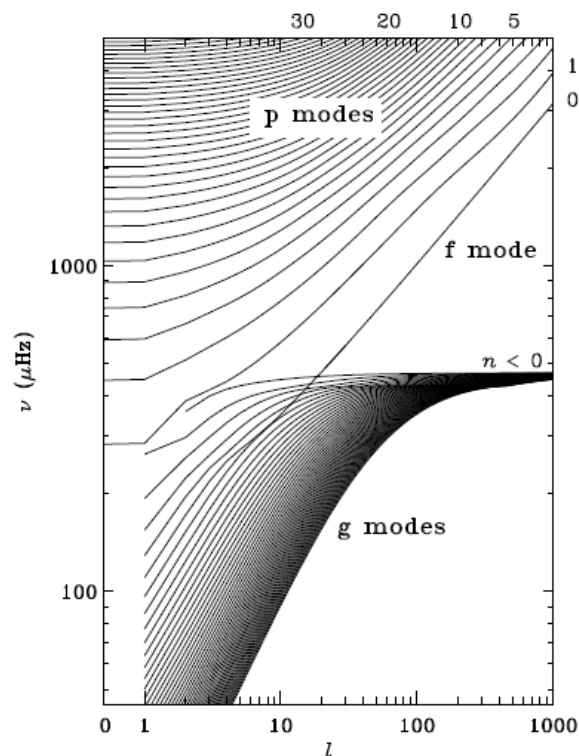


Fig. 10: In diesem Diagramm ist die Frequenz gegen den l Grad einer Mode aufgetragen. Für p-Moden erhöht sich die Frequenz mit höherer radialer Ordnung und höherem l . Die Frequenzen von g-Moden verringern sich mit größerem Oberton, wachsen aber mit größerer Ordnung von n , falls diese negativ ist. Für größere l Werte verhält sich die Frequenz adäquat zu den p-Moden und erhöht sich. Ein paar radiale Obertöne sind oben rechts angegeben. [Jørgen Christensen-Dalsgaard]

Man kann aus **Fig. 10** drei allgemeine Gesetze erkennen

1. Steigt die radiale Ordnung, so erhöht sich die Frequenz der p-Moden, jene der g-Moden sinkt.
2. p-Moden treten hauptsächlich in den äußeren Schichten, g-Moden in sehr tiefen Schichten, um den Kern herum auf.
3. Für $n \gg l$ tritt eine asymptotische Beziehung für p-Moden auf, welche besagt, dass sie gleichmäßig über die Frequenz verteilt sind. Für g-Moden tritt eine Gesetzmäßigkeit für die gleichmäßige Verteilung der Periode auf.

1.6. Synthese von Linienprofilen

Da nun die wesentlichen Grundlagen beschrieben wurden, handelt dieses Kapitel über die Erstellung von synthetischen Linienprofilen, um diese anschließend mit den Linienprofilen aus den Beobachtungen vergleichen zu können. Für eine detailliertere Ausführung wird auf Zima (2006) verwiesen.

Die Beschreibung des Lagrang'schen Verschiebungsfeldes ξ ist auf langsam rotierende, pulsierende Sterne limitiert und berücksichtigt die Corioliskraft in der ersten Ordnung. Nachdem Abweichungen von der sphärischen Symmetrie durch die Corioliskraft vernachlässigt werden, ist die Beschreibung von einem Geschwindigkeitsfeld für pulsierende Moden bis zu einem Verhältnis von Rotation zu Schwingung $\Omega/\omega < 0.5$ (Schrijvers et al. 1997) möglich. Dadurch können weder roAp Sterne noch g-Moden mit niedrigen Frequenzen modelliert werden, jedoch aber p-Moden mit hohen Frequenzen wie in δ Scuti Sternen. Es wird ebenso angenommen, dass die Pulsationsachse mit der Rotationsachse übereinstimmt, wobei dies für Sterne ohne bisher detektierte Magnetfelder (δ Scuti, β Cepheiden) gültig ist.

Wir gehen von einem ungestörten stellaren Model mit sphärischer Symmetrie aus, welches sich im hydrostatischen Gleichgewicht und unbeeinflusst von Magnetfeldern oder der Rotation befindet. Die Lage eines Massenelementes in einem Stern wird in Kugelkoordinaten (r, θ, ϕ) beschrieben.

r	Distanz vom Massenzentrum
$\theta \in [0, \pi]$	Winkelabstand vom Pol (Höhe)
$\phi \in [0, 2\pi]$	azimutale Ordnung (Länge)

Eine Auslenkung eines Massenelementes aus seiner Gleichgewichtsposition wird durch den Lagran'schen Verschiebungsvektor $\xi = (\xi_r, \xi_\theta, \xi_\phi)$ beschrieben. Diese Verschiebung verändert den Druck p_0 , die Dichte ρ_0 und das Gravitationspotential Φ_0 als Funktion von r, θ, ϕ und der Zeit t . Die linearen adiabatischen Störungen von diesen Parametern werden durch die vier Hydrodynamischen Gleichungen beschrieben. Das sind die Poisson-, die Bewegungs-, die Kontinuitäts- und die Energiegleichung. Jede Störung dieses Differentialgleichungssystems ist von

$Y_l^m(\Theta, \phi) e^{i\omega t}$ abhängig, wobei $Y_l^m(\Theta, \phi)$ wiederum von den Quantenzahlen l und m abhängt. An dieser Stelle wird auf das **Kapitel 1.5.3** verwiesen.

Durch Einbeziehung der Rotation in der ersten Ordnung erhält das gleichmäßige, stellare Modell nur eine *torodiale* (ringförmige) Bewegung, bei der das Verschiebungsfeld nicht mehr mit einer einzigen Kugelflächenfunktion beschrieben werden kann. Es besteht nun aus einem kugelförmigen und zwei torodialen Termen, welche nur eine horizontale Komponente haben. Mit der Kreisfrequenz ω im stellaren Bezugssystem und der Zeit t ist das Verschiebungsfeld nun mit

$$\begin{aligned} \xi &= \sqrt{4\pi} \left[a_{s,l} \left(1, k \frac{\partial}{\partial \theta}, k \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right) Y_l^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \right. \\ &+ a_{t,l+1} \left(0, \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi}, -\frac{\partial}{\partial \theta} \right) Y_{l+1}^m(\theta, \phi) e^{i(\omega t + \frac{\pi}{2})} \\ &\left. + a_{t,l-1} \left(0, \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi}, -\frac{\partial}{\partial \theta} \right) Y_{l-1}^m(\theta, \phi) e^{i(\omega t - \frac{\pi}{2})} \right] \end{aligned} \quad (13)$$

gegeben (Aerts & Walkens 1993, Schrijvers et al. 1997). Der Term Y_{l-1}^m ist für radiale und sectorale Moden nicht definiert. $a_{s,l}$ bezeichnet die Amplitude der Kugelkomponente, wobei $a_{t,l+1}$ und $a_{t,l-1}$ die entsprechenden Amplituden der torodialen Komponenten sind. Es wird die Korrektur der ersten Ordnung von der Rotation für die Amplitude a_s vernachlässigt, da für die torodialen Terme mit folgender Relation approximiert werden kann.

$$\begin{aligned} a_{t,l+1} &= a_{s,l} \frac{\Omega l - |m| + 1}{\omega} \frac{2}{l+1} \frac{2}{2l+1} (1 - lk) \\ a_{t,l-1} &= a_{s,l} \frac{\Omega l + |m|}{\omega} \frac{2}{l} \frac{2}{2l+1} (1 + (l+1)k) \end{aligned} \quad (14)$$

Das Verhältnis zwischen der horizontalen und der vertikalen Amplitude, welche für p- und g-Moden verschieden ist, kann mit dem Ausdruck

$$k \equiv \frac{a_h}{a_s} = \frac{GM}{\omega^2 R^3} \quad (15)$$

beschrieben werden, wobei a_h und a_s die horizontalen und die vertikalen Amplituden, G die Gravitationskonstante, M die stellare Masse und R den stellaren Radius darstellt.

Man nimmt an, dass das Linienprofil einer Gauß'schen Verteilung folgt, welche eine Veränderung in der Breite durch Temperaturveränderungen erfährt. Das verzerrte Linienprofil wird durch Integration über die gesamte sichtbare Sternoberfläche ermittelt und mittels gewichteter Summation über den Oberflächenraster kalkuliert.

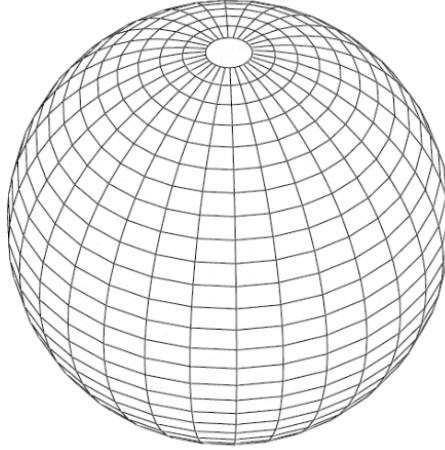


Fig. 11: Die Sternoberfläche wird in eine endliche Anzahl an Flächenenelementen zerlegt. Die Schrittweite von Θ und Φ ist konstant.

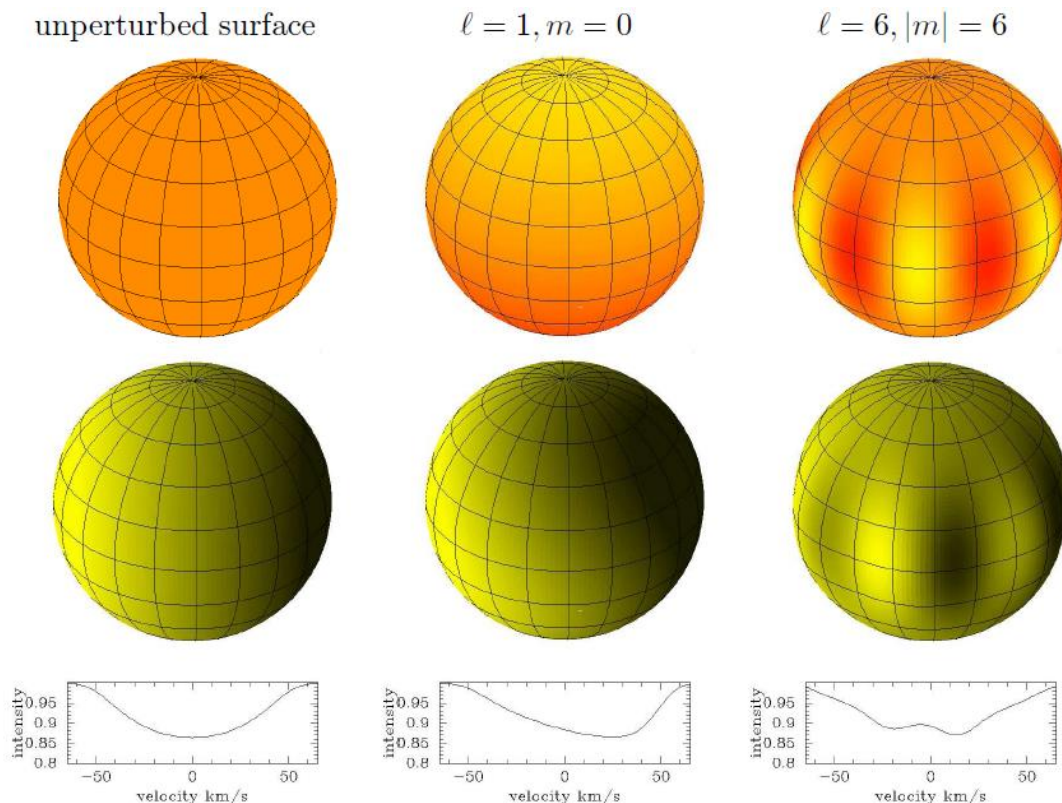


Fig. 12: Es sind verschiedene Pulsationsmoden für einen modellierten Stern mit einer projizierten Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i = 50 \text{ km s}^{-1}$ und einer Inklination $i = 60^\circ$ illustriert. Die oberen Abbildungen stellen in Farbe die Auslenkung vom Gleichgewichtszustand dar. Rot und gelb beschreiben jeweils positive und negative Verschiebungen. Die mittlere Reihe zeigt die scheinbare Rotationsgeschwindigkeit, wobei sich Gelb Richtung Beobachter bewegt und Dunkel von diesem weg. Die entsprechenden Linienprofile sind in der untersten Reihe abgebildet. [Zima 2006]

Für das Gauß'schen Profil definiert man nun in einem Oberflächenpunkt mit der scheinbaren Rotationsgeschwindigkeit V

$$I(v, T_{eff}, \log g) = \left(1 + \frac{\delta F}{F}\right) \left[1 - \frac{W_{int}(T_{eff})}{\sigma \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{V-v}{\sigma}\right)^2}\right] \quad (16)$$

wobei v die Geschwindigkeit über das Linienprofil angibt, $\delta F/F$ ist die Berücksichtigung der Intensitätsschwankungen pro Flächenelement, $W_{int}(T_{eff})$ ist die Äquivalenzbreite als Funktion der Effektivtemperatur (siehe **Gleichung (23)**) und σ ist die Breite des Profils. Das gestörte Linienprofil wird nun über alle sichtbaren Segmente auf der projizierten Oberfläche (Θ, ϕ) summiert und berechnet.

Möglichen Aussage über Temperaturveränderungen durch die Äquivalenzbreite sind vom jeweiligen Element, der Anregung und der Temperatur der Zone, in welcher die Linie liegt, abhängig. Um nun zuverlässige Schlüsse zu gestatten, muss die variable Äquivalenzbreite vom Linienprofil für die Berechnung des gestörten Linienprofils berücksichtigt werden. Da zwischen $\delta W_{int}(T)$ und δT keine Phasendifferenz auftritt, kann man nach Schrijvers & Telting (1999) Folgendes schreiben:

$$W_{int}(T_{eff}) = W_0(1 + \alpha_W \delta T_{eff}) \quad (17)$$

mit dem Parameter α_W , welcher die lineare Abhängigkeit der Äquivalenzbreite von δT_{eff} , welche mit $\delta T_{eff} \ll 1$ approximiert werden kann.

Für die Berechnung der lokalen Temperatur, der Gravitationsbeschleunigung an der Oberfläche und den Intensitätsschwankungen hält man sich an Balona (2000) und Daszynska-Daszkiewicz et al. (2002). Da die Schwankungen in der Intensität $\delta F/F$ hauptsächlich von T_{eff} und $\log g$ abhängig sind, kann man

$$\begin{aligned} \frac{\delta F}{F} &= \alpha_T \frac{\delta T_{eff}}{T_{eff}} + \alpha_g \frac{\delta g}{g} = \\ &= \frac{\delta R}{R_0} \left[\alpha_T f \frac{1}{4} e^{i\psi_f} - \alpha_g \left(2 + \frac{3\omega^2}{4\pi G <\rho>} \right) \right] \end{aligned} \quad (18)$$

schreiben α_t und α_g mit

$$\alpha_T = \left(\frac{\partial \log F}{\partial \log T_{eff}} \right)_g$$

$$\alpha_g = \left(\frac{\partial \log F}{\partial \log g} \right)_{T_{eff}}$$

definiert sind. Diese stellen partielle Ableitungen des Flusses dar, welcher aus statistischen Modellatmosphären berechnet wird. R_0 ist der ungestörte Radius, G die Gravitationskonstante, $\langle \rho \rangle$ ist die durchschnittliche Dichte des Sterns, f der Absolutwert von $f_R + if_I$ und ψ_f ist die Phasenverschiebung von den Eigenfunktionen von Radius und Temperatur. f beschreibt in diesem Fall das Verhältnis von Fluss- zu Radiusvariationen, welches in das Verhältnis von Temperatur- zu Radiusvariationen transformiert werden kann, da der Fluss $\propto T^4$ ist.

Eine Spektrallinie unterliegt einigen Verbreiterungsmechanismen (*Broadening*), welche berücksichtigt werden müssen.

- *Atomic Broadening*: Ionen, welche für die Entstehung der Spektrallinie verantwortlich sind, können sich nur für eine bestimmte Zeit auf einem Energieniveau befinden. Damit resultiert es in einem Lorentz Profil.
- *Pressure Broadening*: Die Energieniveaus werden von benachbarten Ionen gestört, was kleine Änderungen in der Wellenlänge der Linie mit sich zieht. Das resultiert ebenso in einem Lorentz Profil.
- *Thermal Broadening*: Im atomaren Bereich bewegen sich Ionen durch thermische Einflüsse in Form eines Gauß'schen Profils, da die Teilchen dem Maxwell'schen Geschwindigkeitsgesetz folgen.
- *Rotational Broadening*: Durch Sternrotation erfolgte eine symmetrische Verbreiterung des Linienprofils, da für das Modell eine gleichmäßige und zeitunabhängige Rotation erfolgt.
- Die Oszillationen im Stern verbreitern das Linienprofil periodisch.

Folgende *Fundamentalparameter* sind für ein Modell erforderlich:

- *Masse*: wird in Sonnenmassen $M_\odot$ angegeben
- *Radius*: wird in Sonnenradien $R_\odot$ angegeben

- T_{eff} : gibt die effektive Oberflächentemperatur in Kelvin K an
- $\log g$: der Wert des Logarithmus der Gravitation auf der Oberfläche im c.g.s. System
- *Metallizität*: der Gehalt an schweren Elementen $[m/H]$ relativ zur Sonne
- *Inklination*: Winkel in *Grad* zwischen der Sichtlinie und der Rotations- und Symmetrieachse eines Sternes, welche zusammenfallen
- $v \sin i$: projizierte Äquatorialgeschwindigkeit in km s^{-1} , starre Rotation angenommen

Weiters ist noch der Effekt der nicht-linearen *Randverdunkelung* zu berücksichtigen. In Randnähe eines Sternes tritt eine scheinbare Verdunkelung auf, da lediglich emittierte Wellen aus höheren Schichten beobachtbar sind, welche eine geringere Intensität aufweisen. Das verwendete Gesetz wird nach Claret et al. (2000) beschrieben, wobei die Helligkeit der einzelnen Oberflächenelemente als Funktion des Sichtlinien-Winkels α beschrieben wird.

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - \sum_{k=1}^4 a_k (1 - \mu^2)^k \quad (20)$$

$I(\mu)$ ist die spezifische Intensität auf der stellaren Scheibe an einem bestimmten Winkel der Sichtlinie Θ mit $\mu = \cos \Theta$ und a_k ist der k -te Randverdunkelungskoeffizient. Diese Koeffizienten werden mit Werten von $\log g$, T_{eff} und der *Metallizität* mit bilinearer Interpolation in einem Raster bestimmt.

Für eine schnelle Übersicht und Animationen von Linienprofilen mit verschiedensten Fundamentalparametern und Quantenzahlen, hat *John Telting* auf seiner Webpage ein entsprechendes Tool eingerichtet⁶.

⁶ <http://staff.not.iac.es/~jht/science/nrpform/>

2. Theorie der Frequenzenbestimmung und Modenidentifikation

Für die Modellierung und weiterführende Asteroseismologie ist detailliertes Wissen über die Frequenzen und deren Quantenzahlen l und m unabdingbar. Die Photometrie ermöglicht sowohl die Bestimmung der Frequenzen und der Knotenlinien auf der Oberfläche, also l . Hochauflösende spektroskopische Beobachtungen über einen Zeitraum von zumindest mehreren Wochen, ermöglichen ebenso die Feststellung von den Frequenzen und l , als auch zusätzlich die Bestimmung der azimuthalen Ordnung m . Ein Großteil der theoretischen Grundlagen in diesem Kapitel sind von C. Aerts, J. Christensen-Dalsgaard und D.W. Kurtz (Asteroseismology 2010).

2.1. Frequenzbestimmung

Die *Zeitreihen-Analyse* ist ein gut erforschter Bereich in der Statistik, wobei es sich um die Ermittlung von Periodizitäten in einem Signal handelt (Bloomfield 1976, Kendall & Ord 1990). Die Theorie geht von unendlich vielen Messpunkten aus, was durch lückenhafte Beobachtungen in der Praxis oft nicht durchführbar ist. Es wurden bereits einige Techniken entwickelt, die verschiedene Datensätze mit Lücken analysieren können, jedoch sind diese aus zwei Gründen nicht eins zu eins auf astronomische Datensätze anwendbar:

- Die Frequenzen müssen einer gut bekannten deterministischen Verteilung folgen, um die fehlenden Lücken rekonstruieren zu können, was nicht immer mit Sicherheit abgeschätzt werden kann.
- Oft sind die Lücken größer, als die verfügbaren Zeitabschnitte. Dadurch ist vor allem bei niedrigen Frequenzen die Unsicherheit in den interpolierten, rekonstruierten Abschnitten relativ groß.

Aus diesen Gründen sind weltweite Beobachtungskampagnen, wie zum Beispiel das *DSN*⁷ (Delta Scuti Network) von Breger an der Universität Wien und das *WET*⁸ (Whole Earth Telescope) von Nather und Winglet an der Universität Texas in Austin gegründet worden.

2.1.1. Fourier Transformation

Die *Fourier Transformation* verwendet die Eigenschaft, dass eine Funktion nach Anwendung dieser

⁷ <http://www.univie.ac.at/tops/dsn/intro.html>

⁸ <http://wet.physics.iastate.edu/>

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot e^{i2\pi\nu t} dt \quad (21)$$

wobei

$$e^{ix} = \cos(x) + i \sin(x) \quad (22)$$

ist und in eine Summe von Sinusschwingungen zerlegt werden kann. Dadurch wandelt man eine zeitabhängige Funktion $x(t)$ in eine frequenzabhängige Funktion $\nu(t)$ um.

Man stellt also die Funktion $x(t)$ mittels einer Summe von M Sinusschwingungen mit den Frequenzen $\nu_1 \dots \nu_m$ und Amplituden $A_1 \dots A_m$ dar.

$$x(t) = \sum_{k=1}^M A_k \cdot e^{i2\pi\nu_k t} \quad (23)$$

und damit ebenso

$$F(\nu) = \sum_{k=1}^M A_k \cdot \delta(\nu - \nu_k). \quad (24)$$

$\delta(\nu - \nu_k)$ ist dabei als *Diarac'sche Deltafunktion* definiert

$$\delta(\nu) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi\nu t} dt \quad (25)$$

Beinhaltet die Funktion $x(t)$ eine Sinusschwingung mit der Frequenz ν_1 , so ist die fouriertransformierte Funktion $F(\nu)$ dann und nur dann von 0 verschieden, wenn $\nu = \nu_1$ bzw. $\nu = -\nu_1$ ist (siehe **Fig. 13**).

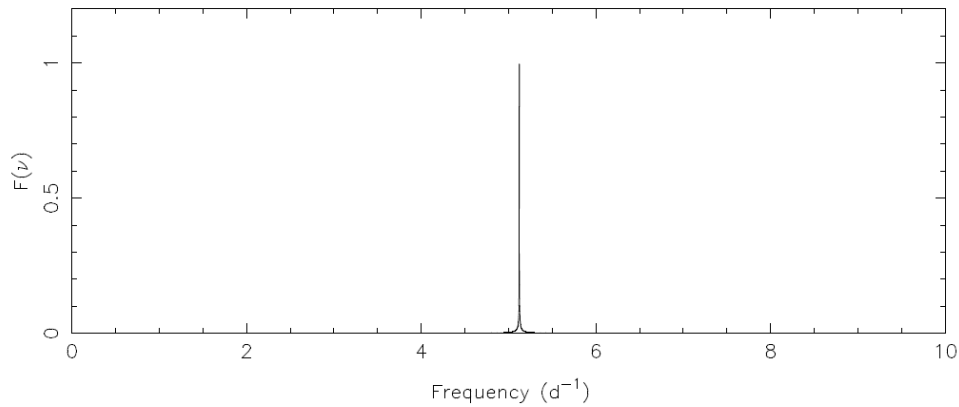


Fig. 13: Es ist die Fourier Transformation eines sinusförmigen Signals mit der Frequenz von $\nu = 5.123456789 \text{ d}^{-1}$ mit praktisch unendlich geringem Rauschen abgebildet, da ein langer Beobachtungszeitraum und viele Datenpunkte vorhanden sind.

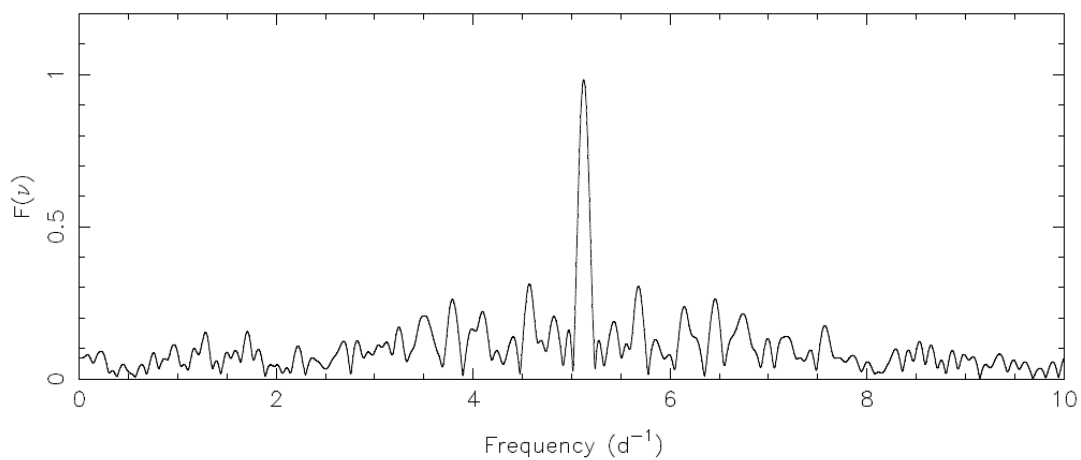


Fig. 14: Fourier Transformation des gleichen Signals – wie in der obigen Abbildung – mit weit geringerer Beobachtungszeit und viel weniger Datenpunkten.

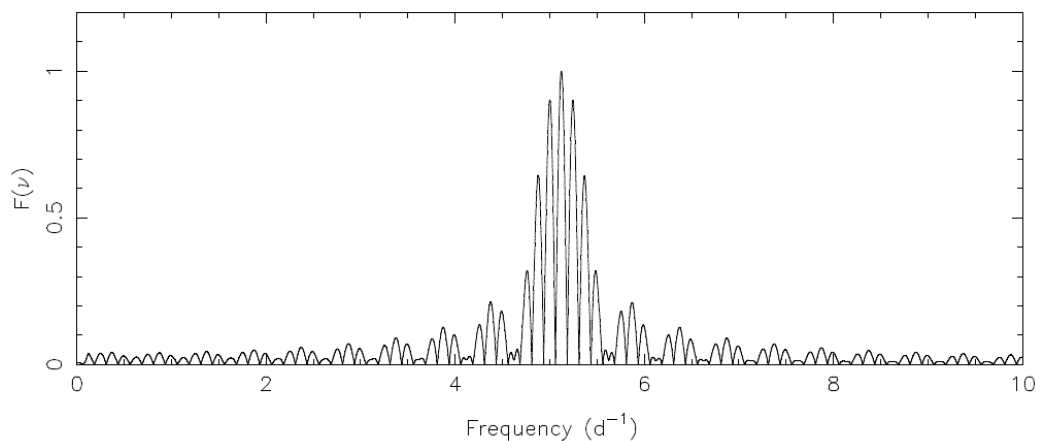


Fig. 15: Neuerlich die Fourier Transformation der Frequenz $\nu = 5.123456789 \text{ d}^{-1}$ mit einer großen Datenlücke.

Die Fourier Transformation findet im Bereich der Komplexen Zahlen statt, weshalb $F(\nu)$ auch komplex ist. Es wird daher meist die Amplitude $|F(\nu)|$ oder das Quadrat $|F(\nu)|^2$ (Power) als Einheit gewählt.

Wichtige Eigenschaften der Fourier Transformation sind:

- Linearität

$$f(t) = g(t) + h(t) \leftrightarrow F(v) = G(v) + H(v) \quad (26)$$

$$f(t) = g(t) \cdot h(t) \leftrightarrow F(v) = G(v) \cdot H(v)$$

- unterliegt dem Konvolutionstheorem

$$G(v) \cdot H(v) = \int_{-\infty}^{\infty} G(v - v') \cdot H(v') dv' \quad (27)$$

Die Zerlegung funktioniert nur dann, wenn die Funktion $x(t)$ Perioden mit Sinusschwingungen und unendlich vielen, lückenlosen Daten aufweisen kann. Da dies in der Praxis selten der Fall ist, greift man zur *Diskreten Fourier Transformation*. Diese ist unabhängig von lückenhaften und ungleichmäßig verteilten Datensätzen und verwendet wiederum die Funktion $x(t)$, welche diesmal mit den vorhandenen Daten diskret transformiert wird.

$$F_N(v) \equiv \sum_{k=1}^N x(t_k) \cdot e^{i2\pi vt_k} \quad (28)$$

Falls die Funktion $x(t)$ eine Sinusschwingung mit der Frequenz v_1 beinhaltet, ist $F_N(v)$ nicht gleich $F(v)$, es werden aber ähnliche Eigenschaften an der Stelle v_1 auftreten.

$F_N(v)$ lässt sich durch die Fensterfunktion

$$w_N(t) \equiv \sum_{k=1}^N \delta(t - t_k) \quad (29)$$

mit $F(v)$ verbinden, da man diese mit der diskreten Fourier Transformation transformiert und damit das *Spektralfenster*

$$W_N \equiv \sum_{k=1}^N e^{i2\pi vt_k} \quad (30)$$

erhält, welches mittels Faltung die obige Forderung bestätigt.

$$F_N(v) = F(v) \cdot W_N(v) \quad (31)$$

Man normiert

$$G_N(\nu) = \frac{W_N(\nu)}{N} \text{ und } G_N(0) = 1 \quad (32)$$

woraus sich schlussendlich

$$\frac{F_N(\nu)}{N} = F(\nu) \cdot G_N(\nu) \quad (33)$$

ergibt.

Weiters von Bedeutung ist das Spektralfenster, welches in folgender Abbildung zu sehen ist. In diesem simulierten Datensatz sind im Abstand von 1 d^{-1} Maxima vorhanden, welche *Aliasfrequenzen* hervorrufen, die aufgrund der üblichen Tag-Nacht-Lücken in den Beobachtungen als *one-day-alias* bezeichnet werden.

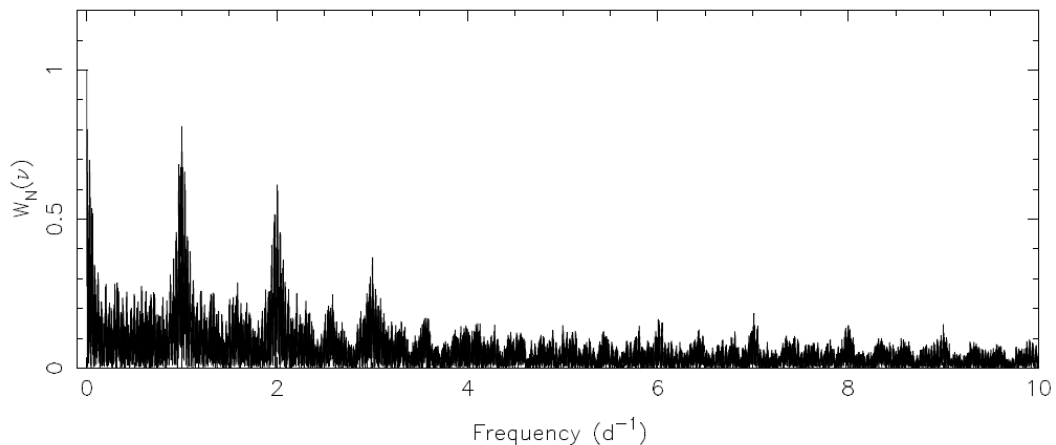


Fig. 16: Abbildung des Spektralfensters mit auftretenden Scheinfrequenzen, den Aliasfrequenzen.

Im nächsten Diagramm ist die Diskrete Fourier Transformation dargestellt.

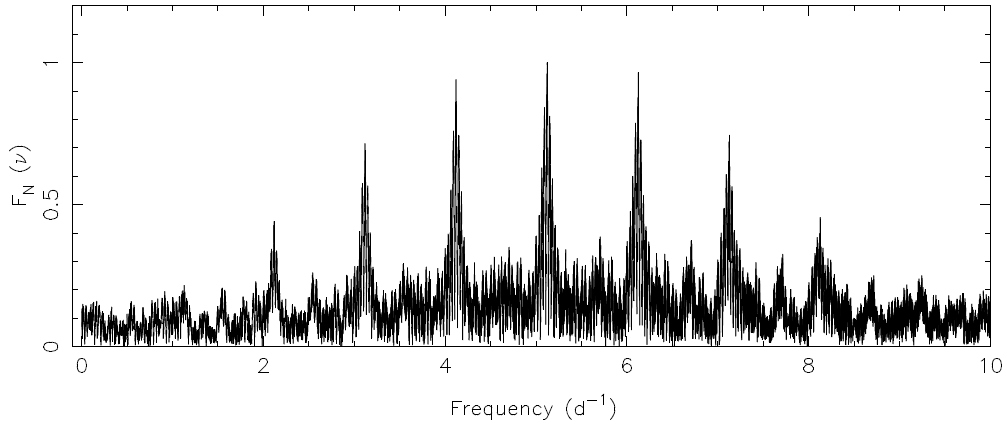


Fig. 17: Es ist die rauschfreie, sinusförmige Frequenz $\nu = 5.123456789 \text{ d}^{-1}$ mit einer Amplitude von 1 aufgetragen. Darin sind die Aliasfrequenzen des Spektralfensters zu sehen, welche sich symmetrisch ausbilden.

Weitere Möglichkeiten für das Auftreten von Aliasfrequenzen können Schlechtwetter und eine geringe Beobachtbarkeit von Sternen sein, also nicht zirkumpolar Objekte. Falls nur an einem Ort beobachtet wird, ist die Konsequenz, dass Tageslücken in den Daten entstehen (siehe **Fig. 16**). Da dies ein simulierter Datensatz mit einer Frequenz ist, sind die Schwierigkeiten bei vielfachperiodischen Datensätzen in diesem Beispiel nicht ersichtlich. Es finden Beeinflussungen und Überlagerungen der einzelnen Frequenzen statt und die Identifikation dieser wird ungleich komplizierter.

Das wichtigste Kriterium für die Signifikanz einer Frequenz ist das *Signal-Rausch-Verhältnis*, also $S/N > 4$, was einer 99.9%-igen Wahrscheinlichkeit für eine richtige Identifikation entspricht. Bei Kombinationsfrequenzen muss mindestens ein $SN > 3.5$ erreicht werden (Breger 1993).

Wie bereits am Anfang des Kapitels erwähnt, haben weltweite Beobachtungskampagnen die Datenlücken stark reduziert und die Probleme konnten bei den Forschungsobjekten erfolgreich reduziert werden.

2.1.2. Harmonische Analyse durch Least-Square-Fits

Die *harmonische Analyse durch Least-Square-Fits* ist ein Verfahren zur Auffindung einer bestimmten Anzahl an harmonischen Schwingungen, wobei die Daten mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Least-Square-Fits) approximiert werden.

Man geht von einer bestimmten Anzahl von N Messungen zu unterschiedlichen Zeiten t_i aus und es gilt:

$$x(t_i) \equiv x_i \text{ für } i = 1, \dots, N \quad (34)$$

Das mathematische Modell lautet

$$x(t_i) = \sum_{k=1}^M A_k \cdot \sin(2\pi(\nu_k t_i + \delta_k)) + c_k \quad (35)$$

wobei dies die Variationen mit M Oszillationsmoden und den entsprechenden Frequenzen beschreibt.

ν_k	$k = 1, \dots, M$	k-te Frequenz
A_k		Amplituden der k-ten Frequenz
δ_k		Phase der k-ten Frequenz
t_i		Zeitpunkt der i-ten Messung
c_k		Nullpunktverschiebung der k-ten Frequenz

Es müssen nun die einzelnen Frequenzen mit deren Amplituden und Phasen ermittelt werden. Ein großes Problem dieses Verfahrens besteht darin, dass für ein richtiges Signal mehrere mögliche Frequenzen geliefert werden können (siehe **Fig. 18**). Mit der *Nyquist-Frequenz* bestimmt man die maximale Abtastrate, wobei jeder erwartete Anteil im Signal niedriger als die Nyquist-Frequenz sein muss, um das Signal beliebig genau rekonstruieren zu können.

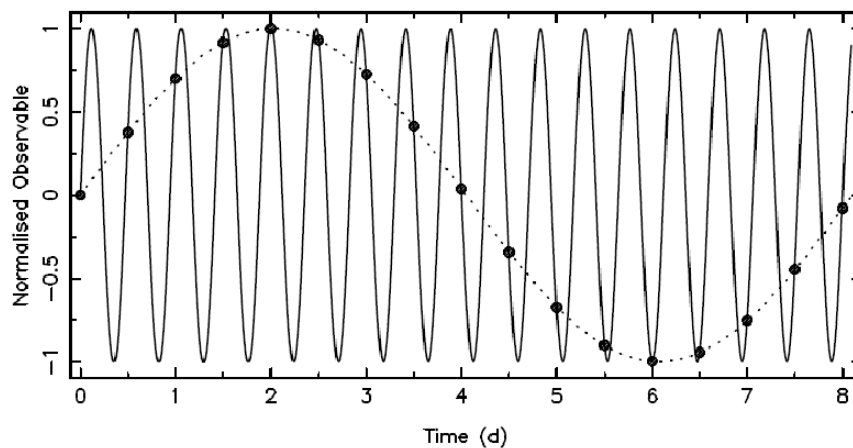


Fig. 18: Ein fiktiver Datensatz eines Sterns, in dem die schwarzen Punkte die Messwerte mit der Frequenz $\nu = 0.123456789 \text{ d}^{-1}$ darstellen. Eine Lösung ist die punktierte Kurve, eine weitere Möglichkeit ist die durchgezogene Frequenz mit $\nu = 2.12345679 \text{ d}^{-1}$.

Man kann dieses Verfahren im Prinzip mehrmals auf einen Datensatz anwenden um *Multifrequenzen* zu finden. Da die Breite der Oszillationsmoden allerdings nicht bekannt ist, kann auch die Anzahl der Frequenzen nicht abgeschätzt werden. Daher wird das *Prewhitening-Verfahren* angewendet, wobei nach der Identifikation einer Frequenz und deren Daten, diese vom restlichen Datensatz abgezogen wird, bevor man die nächste Frequenz sucht. Dieses Verfahren wurde von Vanicek (1971) verbessert, indem er nach jedem Schritt die Originaldaten mit den bisher gefundenen

Frequenzen *fittet*⁹. Man lässt dabei die Frequenzen fix und die Amplitude und Phase werden variabel gelassen.

Das verbreitetste Verfahren in der Asteroseismologie verwendet ebenfalls Prewhitening und wendet für jeden Schritt neue Least-Square-Lösungen sowohl auf die Frequenzen, als auch auf die Amplitude und Phase an.

2.2. Modenidentifikation

Um nun Modelle von Sternen berechnen zu können, müssen für die Frequenzen die Moden bestimmt werden. Es werden die sphärischen Quantenzahlen l und m der jeweiligen Schwingungen ermittelt, wobei die generelle Aussagekraft eines Modells direkt mit der Anzahl der bekannten Moden steigt. Da die Bestimmung der Moden allerdings oft durch ein dichtes Frequenzspektrum oder andere Probleme nicht ausreichend durchgeführt werden kann, gibt es sehr bisher sehr wenige Objekte, die dafür in Frage kommen.

Die einfachste Form der Modenidentifikation vergleicht beobachtete mit theoretischen Frequenzwerten. Für δ Scuti Sterne, welche in niedrigen Ordnungen der p-Moden und mixed-Moden pulsieren, ist das Wissen über l und m sehr wichtig, da nur durch diese sinnvolle Vergleiche mit Modellen zulässig sind.

Die *Mehrfarben-Photometrie* ist eine Möglichkeit, anhand von Amplitudenverhältnissen und Phasendifferenzen der jeweiligen Moden, diese mit Modellrechnungen zu vergleichen. Es kann allerdings nur l identifiziert werden.

In weiterer Folge sind die gängigsten Methoden zur Analyse von Linienprofilvariationen von nicht-radialen Pulsationen angeführt. Die Methoden basieren auf Intensitätsschwankungen des Linienprofils, welche auf Abweichungen der Sternatmosphäre in Geschwindigkeit, Temperatur und Helligkeit zurückzuführen sind. Für eine sinnvolle Modenbestimmung wird ein $S/N > 200$ und ein Zeitreihenspektrum mit einer Auflösung $R > 40000$ benötigt. Die errechneten Daten der pulsierenden Geschwindigkeitsfelder auf der Sternoberfläche sind von 6 verschiedenen Parametern abhängig, wodurch die Rechenzeit sehr stark steigt. Dadurch kann man im Idealfall durch photometrische Daten bereits einige Parameter einschränken und die erforderliche Rechenzeit sinkt. Außerdem werden photometrische Beobachtungen an kleineren Teleskopen über längere Zeiträume eher genehmigt, als die für die Spektroskopie erforderlichen großen Teleskopzeiten.

Das wesentliche Problem der Methoden ist, dass es keine Definition für eine statistische Signifikanz gibt. Dadurch kann man keine verschiedenen Modelle mit einem χ^2 -Test vergleichen, wodurch man falsche Lösungen eliminieren könnte.

⁹ Daten *fitten* bedeutet: Messdaten mit unbekannten Parametern ihres geometrisch-physikalischen Modells oder die Parameter einer vorgegebenen Funktion mit mathematischen Methoden (Ausgleichsrechnung) zu optimieren.

2.2.1. Moment Methode

Die Moment Methode, welche auf Balona (1986a, 1986b, 1987) zurückgeht, verwendet statistische Eigenschaften von Spektrallinien, wobei man diese durch *velocity moments* (Geschwindigkeitsmomente) beschreiben kann. Sie ist vor allem für Sterne auf der ZAMS mit einem Bereich von $l \leq 4$ und langsam rotierende Sterne mit $v \sin i \leq 50 \text{ km s}^{-1}$ anwendbar.

Ein theoretisches Linienprofil $p_{theo} = (f * g)(v)$ ist die Faltung eines intrinsischen Profils $g(v)$ mit dem integrierten Fluss in Richtung des Beobachters über die gesamte sichtbare Sternoberfläche $f(v)$. Unter dieser Voraussetzung ist die Definition für das n -te Moment des Linienprofils:

$$\langle v^n \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} v^n p_{theo}(v) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} p_{theo}(v) dv} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} v^n (f \cdot g)(v) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} (f \cdot g)(v) dv} \quad (36)$$

mit v , der gesamten Geschwindigkeit (Pulsation und Rotation) in Sichtlinie zum Beobachter.

Dabei ist folgendes zu beachten:

$$\vec{v} = \vec{v}_{puls} + \vec{v}_{rot} \quad (37)$$

$$\vec{v}_{rot} = \vec{v} \sin i = \vec{\Omega} R \sin i \quad (38)$$

$$\vec{v}_{puls} = (v_r, v_\theta, v_\phi) = N_l^m v_p \left(1, K \frac{\partial}{\partial \theta}, \frac{K}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right) Y_l^m(\theta, \phi) e^{i\omega t}$$

N_l^m	Normierungsfaktor
v_p	proportional zur Pulsationsamplitude
ω	Pulsationsfrequenz
K	$K = \frac{GM}{\omega^2 R^3}$ Relation zwischen horizontaler und Vertikaler Geschwindigkeitsamplitude

Durch die Momente bis zur n -ten Ordnung, kann jede im Linienprofil enthaltene Information rekonstruiert werden, wobei man üblicherweise nur bis $n = 3$ verwendet.

- $\langle v \rangle$ ist der *Schwerpunkt/Mittelwert* des Linienprofils und ein Maß für die *Radialgeschwindigkeit*

- $\langle v^2 \rangle$ ein Maß für die *Breite* des Linienprofils
- $\langle v^3 \rangle$ ein Maß für die *Schräge* des Linienprofils

Weichen die *Wings*¹⁰ der Linienprofile nicht zu stark von einer Gauß'schen Verteilung ab, so sind die höheren Ordnungen daraus zu bestimmen. Für nähere Informationen wird auf Briquet & Aerts (2003) verwiesen.

Als Grundlage dient nun der *theoretische Ausdruck* der Momente für eine *monoperiodische Oszillation*, wobei man sich die Eigenschaft zu nutze macht, dass nach einer Faltung das Integral gleich dem Produkt der Funktionen, welche gefaltet werden, ist. Daraus ergibt sich:

$$\langle v \rangle_{f \cdot g} = \langle v \rangle_f + \langle v \rangle_g$$

$$\langle v^2 \rangle_{f \cdot g} = \langle v^2 \rangle_f + 2\langle v \rangle_f \langle v \rangle_g + \langle v^2 \rangle_g$$

$$\langle v^3 \rangle_{f \cdot g} = \langle v^3 \rangle_f + 3\langle v^2 \rangle_f \langle v \rangle_g + 3\langle v \rangle_f \langle v^2 \rangle_g + \langle v^3 \rangle_g$$

Ungerade Momente der Gauß'schen Verteilung mit durchschnittlich 0 [km/s] und einer Varianz von v_{th}^2 sind 0, wobei das zweite Moment v_{th}^2 gleicht. Mit diesen Eigenschaften ergibt die Faltung mit dem Gauß'schen intrinsischen Profil folgendes:

$$\langle v \rangle_{f \cdot g} = \langle v \rangle_f$$

$$\langle v^2 \rangle_{f \cdot g} = \langle v^2 \rangle_f + v_{th}^2$$

$$\langle v^3 \rangle_{f \cdot g} = \langle v^3 \rangle_f + 3v_{th}^2 \langle v \rangle_f$$

Weiters muss man noch die **Gleichungen (37) und (38)** berücksichtigen und in Kugelkoordinaten transformieren. Nach Integration über die sichtbare Sternoberfläche erhält man die Ausdrücke:

$$\langle v \rangle_{f \cdot g} = v_p A(l, m, i) \sin(\omega t + \delta) \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \langle v^2 \rangle_{f \cdot g} = & v_p^2 C(l, m, i) \sin(2\omega t + 2\delta + 3\pi/2) \\ & + v_p v_\Omega D(l, m, i) \sin(\omega t + \delta + 3\pi/2) \\ & + v_p^2 E(l, m, i) + v_{th}^2 + b_2 v_\Omega^2 \end{aligned} \quad (40)$$

¹⁰ Übergangsbereich von einer Spektrallinie zum Kontinuum.

$$\begin{aligned}
\langle v^3 \rangle_{f.g} = & v_p^3 F(l, m, i) \sin(3\omega t + 3\delta) \\
& + v_p^2 v_\Omega G(l, m, i) \sin(2\omega t + 2\delta + 3\pi/2) \\
& + [v_p^3 R(l, m, i) + v_p v_\Omega^2 S(l, m, i) + v_p v_{th}^2 T(l, m, i)] \sin(\omega t + \delta)
\end{aligned} \tag{41}$$

δ	Phasenkonstante, von Referenzepoche abhängig
i	Inklination
v_Ω	$= \Omega R \sin i$
b_2	Randverdunkelung

$A, C, D, E, F, G, R, S, T$ von l, m und i abhängige dimensionslose Funktionen, die mit v_p alle physikalischen Eigenschaften der nicht-radialen Moden enthalten

Im Folgenden wird die *Berechnung der Momente aus Beobachtungen* beschrieben. Für die Verwendung jedes Linienprofils, steht eine bestimmte Anzahl an Paaren (λ_i, F_i) mit $i = 1, \dots, N$ zur Verfügung, wobei F_i für den normalisierten Fluss bei der Wellenlänge λ_i steht. Die Flüsse werden auf ein baryzentrisches System verschoben, wobei die Berechnung der Momente wie folgendermaßen dargestellt wird:

- I. Zu Beginn werden die *small unnormalised moments* (nicht normalisierte Momente) aus folgenden Gleichungen bestimmt:

$$\begin{aligned}
m_0 &= \sum_{i=1}^N (1 - F_i) \Delta x_i \\
m_1 &= \sum_{i=1}^N (1 - F_i) x_i \Delta x_i \\
m_2 &= \sum_{i=1}^N (1 - F_i) x_i^2 \Delta x_i \\
m_3 &= \sum_{i=1}^N (1 - F_i) x_i^3 \Delta x_i \\
\Delta x_i &= x_i - x_{i-1}
\end{aligned}$$

x_i zu λ_i gehörende Geschwindigkeit (von der Laborwellenlänge der Spektrallinie)

Dabei muss man den Geschwindigkeits- und somit Wellenlängenbereich $[x_1, x_N]$ entsprechend wählen. Wählt man zu schmal, verliert man Informationen des Linienprofils, wählt man zu breit, erhöht sich das Rauschen und die Berechnung höherer Ordnungen wird erschwert bzw. unmöglich.

- II. Weiters werden die *large unnormalised moments* durch die Korrektur der relativen Bewegung des Sterns zur Sonne berechnet und dabei die *small moments* zu einem Durchschnitt von 0 reduziert. Dazu muss man den Wert x_0 als Referenz wählen und $x_0 = \frac{m_0}{m_1}$ [km/s] definieren.

$$M_0 = \sum_{i=1}^N (1 - F_i) \Delta x_i$$

$$M_1 = \sum_{i=1}^N (1 - F_i) (x_i - x_0) \Delta x_i$$

$$M_2 = \sum_{i=1}^N (1 - F_i) (x_i - x_0)^2 \Delta x_i$$

$$M_3 = \sum_{i=1}^N (1 - F_i) (x_i - x_0)^3 \Delta x_i$$

Man erhält ungeradzahlige Momente mit Durchschnitt 0.

- III. Die beobachteten normalisierten Momente M_j sind im letzten Schritt durch M_0 zu dividieren.

$$\langle v^j \rangle = \frac{M_j}{M_0} \quad \text{mit } j = 1, \dots, 3$$

Mit der Einheit [km/s]^j werden sie mit den theoretischen Momenten aus den **Gleichungen (39), (40) und (41)** verglichen.

Es wird nun noch ein Beispiel für die *Interpretation der Momente* angeführt. Nachdem die Frequenzen der Pulsationen bestimmt sind, werden die Phasendiagramme der variierenden Momente erstellt. Als Ergebnis dieser harmonischen Analysen erhält man unterschiedliche Amplituden in den Phasendiagrammen durch die theoretischen Ausdrücke **(39)**, **(40)** und **(41)**. In weiterer Folge werden dadurch die sechs Oszillationsparameter erstellt ($l, m, \nu_p, i, \nu_\Omega, \nu_{th}$).

In folgender Abbildung sind die Variationen der drei Momente vom δ Scuti Stern ρ Puppis aufgetragen. Anhand der Theorie kann die durchgezogene erwartete Linie erstellt werden, worum sich die Beobachtungswerte streuen.

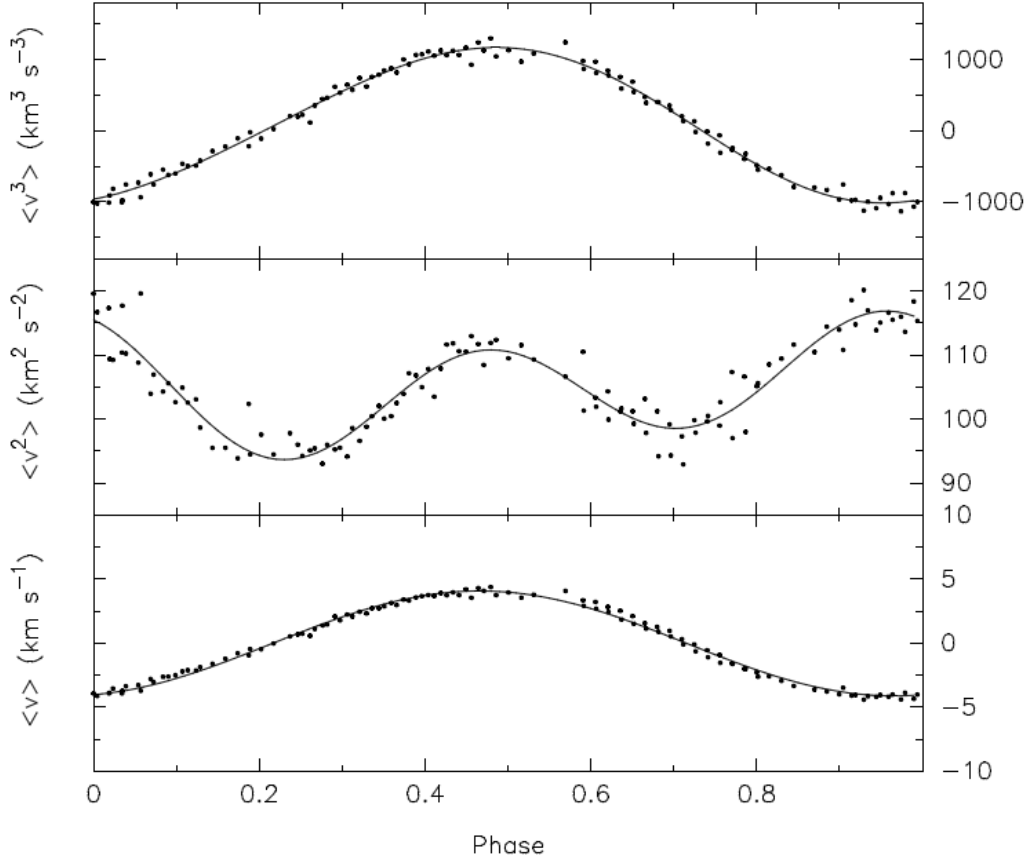


Fig. 19: Die Phasendiagramme der ersten drei normalisierten Momente von δ Scuti ρ Puppi mit der Frequenz 7.098 d^{-1} . Die durchgezogene Linie ist der Theorie, mit der harmonischen Analyse aus den **Gleichungen (39), (40) und (41)** entnommen und die Punkte sind Beobachtungswerte. Diese Mode ist radial, wobei die Streuung durch Einflüsse von schwächeren Moden entsteht. [Mathias et al. 1997]

Das erste Moment im unteren Phasendiagramm stellt den Geschwindigkeitsbereich der Oszillation der Frequenz dar, indem man die Differenz zwischen Maximum und Minimum abliest. Der Wert beläuft sich hier auf ca. $\pm 5 \text{ km s}^{-1}$, wobei für eine lineare Oszillation Werte weit unterhalb der Schallgeschwindigkeit erwartet werden. Für Geschwindigkeiten nahe der Schallgeschwindigkeit treten Schockwellen auf und die Form weicht von einer Sinusfunktion ab. In diesem Fall der linearen Oszillation tritt eine vorausgesagte sinusförmige Beschreibung zu. Mit dem zweiten Moment kann man gute Aussagen über die m Mode treffen. Nach Aerts et al. (1992) ist die Funktion $D(l, m, i) = 0$, wenn $m = 0$ ist. Damit kann man schnell Aussagen über eine Frequenz treffen, ob diese mit $m = 0$ oder $m \neq 0$ pulsiert. Tritt beim zweiten Moment eine sinusförmige, zeitliche Änderung mit 2ω auf, so ist $m = 0$ sicher. Ebenso zeigte Aerts im Gegensatz zu der Funktion $C(l, m, i) = 0$, dass das zweite Moment eine Sinusform mit der Frequenz ω annimmt und der Stern sectoral schwingt ($l = |m|$).

Um alle Information aus den drei Momenten bestimmen zu können, muss die Diskriminante Γ_l^m berechnet werden.

$$\Gamma_l^m(v_p, i, v_\Omega, v_{th}) \equiv \left[\begin{aligned} & \left| A_{obs} - v_p |A(l, m, i)| \right|^2 f_A^2 \\ & + \left(\left| C_{obs} - v_p^2 |C(l, m, i)| \right|^{1/2} f_C \right)^2 \\ & + \left(\left| D_{obs} - v_p v_\Omega |D(l, m, i)| \right|^{1/2} f_D \right)^2 \\ & + \left(\left| E_{obs} - v_p^2 |E(l, m, i)| - v_{th}^2 - b_2 v_\Omega^2 \right|^{1/2} f_E \right)^2 \\ & + \left(\left| F_{obs} - v_p^2 v_\Omega |F(l, m, i)| \right|^{1/3} f_F \right)^2 \\ & + \left(\left| G_{obs} - v_p^2 v_\Omega |G(l, m, i)| \right|^{1/3} f_G \right)^2 \\ & + \left(\left| T_{obs} - v_p^3 |R(l, m, i)| - v_p v_\Omega^2 |S(l, m, i)| \right|^{1/3} f_T \right)^2 \\ & - v_p v_{th}^2 |T(l, m, i)| \end{aligned} \right]^{1/2} \quad (42)$$

$A_{obs}(l, m, i), \dots$ beobachteten Werte der Funktionen $A(l, m, i), \dots$ in **Gleichung (39), (40) und (41)**

$f_A \dots f_T$ normalisierte Gewichtungen, welche die Qualität der beobachteten Momente einbeziehen

Hat eine Amplitude kleinere Abweichungen, so fällt sie bei der Diskriminante stärker ins Gewicht als starke Abweichungen. Die Definition der Diskriminante erlaubt, zwischen positiven und negativen m-Moden zu unterscheiden und besitzt die Einheit $[\text{km s}^{-1}]$. Minimiert man anschließend noch die gebildete Diskriminante für jede möglichen Mode l und m , so erhält man die Lösung.

$$\gamma_l^m = \min_{v_p, i, v_\Omega, v_{th}} \Gamma_l^m(v_p, i, v_\Omega, v_{th}) \quad (43)$$

Der kleinste Wert für γ_l^m ist die beste Lösung mit den wahrscheinlichsten Werten für die Unbekannten v_p , i , v_Ω und v_{th} . Für das entsprechende Beispiel von ρ Puppies ergeben sich damit folgende Werte.

l	$ m $	γ_l^m	v_p	Kv_p	i	v_Ω	v_{th}
0	0	0.08	5.6	0.218	—	15.3	6.5
1	1	0.13	10.0	0.390	38°	14.8	5.9
2	1	0.17	12.1	0.472	64°	16.4	2.2
1	0	0.18	5.0	0.195	7°	19.6	1.7
2	2	0.23	15.0	0.585	53°	10.3	4.8
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$

Tab 1: Jene Paare von Pulsationsmoden mit den niedrigsten γ_l^m sind die wahrscheinlichsten. Die Geschwindigkeiten von δ Scuti Stern ρ Puppis sind in [km/s] und die Inklination in [$^\circ$] angegeben.

2.2.2. Pixel-by-pixel Methode

Diese Methode verwendet eine Veränderung des Flusses an den einzelnen Pixeln eines Linienprofils im Laufe einer Oszillation. Mantegazza (2000) transformierte den Nullpunkt, die Amplitude und die Phaseninformation. Hier sind die Profile der Phase für die Frequenz $\nu = 8.58 \text{ d}^{-1}$ für einen Zyklus dargestellt (**Fig. 20**). Es wird aus den verschiedenen Flüssen bei der gleichen Wellenlänge eine Zeitreihe ermittelt und analysiert. Dies gilt ebenso für die Amplitude und Phase, wobei die Eigenschaften mit l, m und i verbunden sind.

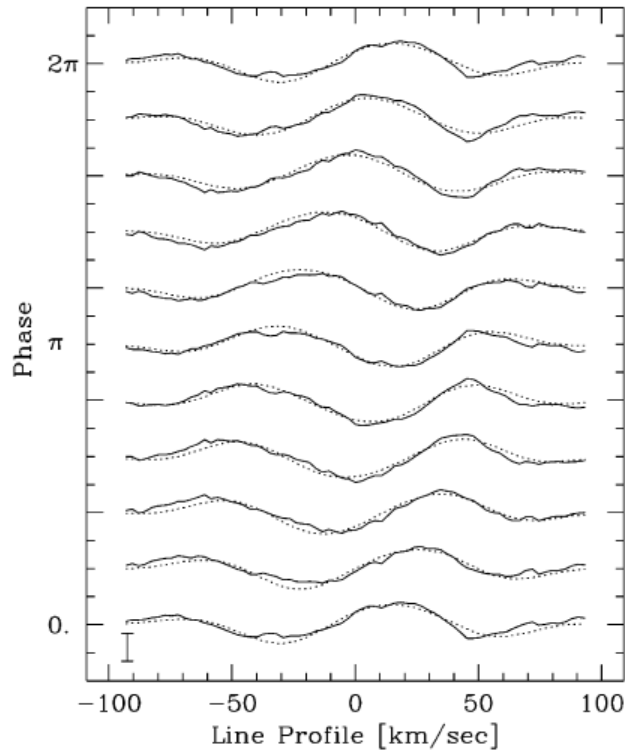


Fig. 20: Als Beispiel, die Linienprofilvariation der Frequenz $\nu = 8.58 \text{ d}^{-1}$ des δ Scuti Sterns BB Phe. Die durchgezogene Linie ist die beobachtete Variation und die gepunktete Linie stellt das beste Modell mit $l = 6$, $m = -5$ und $i = 70^\circ$ dar. [Mantegazza & Poretti 1999]

Der Vorteil der Methode ist, dass die Höhe des l -Wertes nicht begrenzt ist, wobei im Gegensatz dazu einige Annahmen getroffen werden müssen, was Telting & Schrijvers (1997) mit aufwendigen Simulationen umgingen. Die Berechnung wurde mit mehr als 15.000 Zeitreihen von Linienprofilen mit diversen Kombinationen aus $(l, m, v_p, i, v_\Omega, v_{th})$ und $l \leq 15$ mit allen Möglichkeiten von m gemacht. Es ist anschließend für jede Zeitreihe die Amplitude und Phase mit der verwendeten Frequenz und der ersten Oberschwingung berechnet worden. Letztendlich werden die Phasen zwischen dem blauesten und dem roten Punkt berechnet und verglichen ($\Delta\psi_0$ ist die Frequenz und $\Delta\psi_1$ die erste Oberschwingung).

- Zwischen der Phasendifferenz $\Delta\psi_0$ des blauen und roten Randes des Profils, welches mit ω oszilliert existiert, und dem Grad der Mode besteht ein Zusammenhang. In guter Näherung für l gilt:

$$l \approx (0.10 + \frac{1.09|\Delta\psi_0|}{\pi}) \pm 1 \quad (44)$$

- Zwischen der Phasendifferenz $\Delta\psi_1$ des blauen und roten Randes der ersten Oberschwingung, welche mit der Frequenz 2ω oszilliert und dem Grad der Mode. In Näherung von m gilt:

$$m \approx (-1.33 + \frac{0.54|\Delta\psi_1|}{\pi}) \pm 2 \quad (45)$$

Für weitere Ausführungen wird auf Telting & Schrijvers (1997) und Briquet & Aerts (2003) verwiesen.

2.2.3. FPF – Methode

Die *Fourier-Parameter-Fit* Methode wurde von Zima (2006) entwickelt, welche einen Fit von beobachteten und modellierten Fourierparametern von einem Linienprofil vergleicht. Für alle entdeckten Frequenzen werden wiederum der Nullpunkt, die Amplitude und die Phase für jede Wellenlänge im Linienprofil mit multi-periodischen Least-Square-Fits erstellt. Anschließend führt man einen *Chi-Quadrat* (χ^2)-Test durch welche die wahrscheinlichsten (l, m) – Paare sind.

Modell

Für die Modelle werden die gleichen Annahmen wie in **Kapitel 1.6** getroffen, also langsame Rotation mit Berücksichtigung der Corioliskraft in der ersten Ordnung. Die Zentrifugalkraft wird vernachlässigt und das Verhältnis von Rotation zur Oszillation

lautet $\Omega/\omega = 0.5$. Dadurch können δ Scuti Sterne mit p -Moden hoher Frequenzen und β Cepheiden moduliert werden. Das intrinsische Profil folgt einer Gauß'schen Verteilung, wobei Rotations-Broadening den Hauptanteil einnimmt. Es wird eine gewichtete Summation der Dopplerverschiebung über die sichtbare Sternoberfläche gemacht, wobei Temperatur- und Helligkeitsveränderungen berücksichtigt werden.

Die Berechnungen des verzerrten Absorptionslinienprofils werden in einen C-Programm-Code geschrieben, welches *LIPS* heißt. Der Code kann ebenso Verschiebungsfelder berechnen, falls die Rotationsachse von der Symmetrieachse abweicht (roAp Sterne, Kurtz 1982). Intensitätsvariationen in verschiedenen Filtern werden durch die Berechnung einer statischen Atmosphäre berücksichtigt.

Das χ^2_v der FPF Methode

Da das Verhalten der Linienprofilvariationen bei multi-periodischen Sternen sehr komplex ist, muss der Einfluss jeder einzelnen Pulsationsmode festgestellt werden. Es ist dabei möglich, Techniken für eindimensionale Zeitreihen zu verwenden, wenn für jedes Pixel oder Wellenlänge der Wert einzeln über das Profil analysiert wird. Die Suche nach den Frequenzen wird mit der Fourier Transformation für jedes Pixel vom Profil gemacht. Für jede entdeckte Frequenz kann man durch den Mittelwert oder Least-Square-Fits den Nullpunkt Z_λ , die Amplitude A_λ und die Phase ϕ_λ des Linienprofils bestimmen. Man kann die Linienprofilvariationen quantifizieren, da sie durch die Fourierparameter von den Pulsationsmoden hervorgerufen werden, wobei diese eine Funktion der Wellenlänge oder der Dopplergeschwindigkeit sind.

Die beobachteten Fourierparameter werden mit den theoretischen Werten gefittet und der χ^2 -Test wird angewendet. Die wesentlichen Unterschiede zu anderen Modenidentifikationstechniken sind:

- Es werden *alle* verfügbaren Informationen von den Fourierparametern verwendet. Nullpunkt, Amplitude und die Phase über das gesamte Linienprofil.
- Die Berechnungen von χ^2 ermöglichen die *Quantifizierung der Signifikanz* der Fits.
- Die Optimierung verwendet *genetic algorithms*¹¹, welche lokale Minima in großen Multiparameterräumen in viel kürzerer Rechenzeit generieren können, als es mit einem Sterngitter möglich wäre.

Die theoretischen Fourierparameter werden durch einen Least-Square-Fit berechnet und es werden typischerweise zehn synthetische *mono-mode* Linienprofile

¹¹ *Genetic algorithms* (genetische Algorithmen) können nicht analytische Probleme behandeln und werden für Aufgaben mit nicht geschlossenen Lösungen eingesetzt. Es werden wiederholt Lösungsvorschläge generiert und diese verbessert.

gleichmäßig über eine Frequenzperiode verteilt. Wie für die beobachteten Fourierparameter wird die Frequenz während des Least-Square-Fits der einzelnen Wellenlängenbereiche fix gehalten und wir erhalten Werte für Z_λ , A_λ und ϕ_λ .

Die empirische Varianz σ_λ^2 der Intensität von jedem Pixel über das gesamte Profil muss vorsichtig ermittelt werden, da das χ^2 sehr sensitiv von der Varianz abhängt. Es werden zuerst die unabhängigen stellaren Parameter $v \sin i$, Äquivalenzbreite W_0 und die intrinsische Linienbreite σ durch Auftragen des beobachteten Nullpunktprofils Z_λ bestimmt. Die Annahme, dass Z_λ von der Pulsation unabhängig ist, ist für ein niedriges Verhältnis von der Amplitude der Radialgeschwindigkeit zu $v \sin i$ gültig. Während des Optimierungsprozesses werden diesen Parametern eingeschränkte Werte, abhängig von deren Unsicherheiten zugeteilt.

Die Parameter der Pulsationsmoden werden nur durch die Amplitude und die Phase durch die Linie ermittelt. Das reduzierte χ_v^2 wird aus komplexen Amplituden berechnet, wobei Amplituden- und Phaseninformationen wie folgt kombiniert werden:

$$\chi_v^2 = \frac{1}{2n_\lambda - m} \sum_{i=1}^{n_\lambda} \left[\frac{(A_{R,i}^o - A_{R,i}^t)^2}{\sigma_{R,i}^2} + \frac{(A_{I,i}^o - A_{I,i}^t)^2}{\sigma_{I,i}^2} \right] \quad (46)$$

wobei n_λ die Anzahl der Pixel über das Linienprofil, m die Anzahl der freien Parameter, A^o und A^t beobachtete (*observed*) und theoretisch (*theoretically*) bestimmte Werte mit $A_R = A_\lambda \cos \phi_\lambda$ und $A_I = A_\lambda \sin \phi_\lambda$ sind, welche den Real- und Imaginärteil der Amplitude beschreiben und deren Fehler in der Beobachtung σ angeben.

Werden die Amplitude und die Phase für eine Wellenlänge als unabhängige Variablen behandelt, so kann man die Varianz berechnen.

$$\sigma_{R,\lambda}^2 = \sigma(A_\lambda)^2 \cos^2 \phi_\lambda + \sigma(\phi_\lambda)^2 A_\lambda^2 \sin^2 \phi_\lambda$$

$$\sigma_{I,\lambda}^2 = \sigma(A_\lambda)^2 \sin^2 \phi_\lambda + \sigma(\phi_\lambda)^2 A_\lambda^2 \cos^2 \phi_\lambda$$

Bei mulitperiodischen Sternen ist es möglich, die Summe von χ_v^2 zu optimieren, indem man gleichzeitig normale Werte für die Parameter $v \sin i$, σ und W annimmt. Dadurch können die Inklination und ebenso die Amplituden der Pulsationen besser reproduziert werden, vorausgesetzt man verändert den Sichtwinkel nicht.

Für die Berechnung werden, wie bereits erwähnt, genetische Algorithmen verwendet, da diese den Parametern einen großen Spielraum bei gleichzeitig weit geringerer Rechenzeit als mit Sterngittern geben. Die größte Stärke von diesen Algorithmen sind die gleichzeitige Berechnung von mehreren lokalen Minima, wodurch das absolute Minimum auch von sehr komplexen Problemstellungen berechnet werden kann.

3. δ – Scuti Sterne und EE Cam

Hier werden die bereits in **Kapitel 1.3.** gelisteten δ Scuti Sterne inkl. der HADS genauer beschrieben, um anschließend die in der Vergangenheit durchgeführten Beobachtungen und Ergebnisse von EE Cam darzustellen und weiters auf die gegenwärtige Arbeit und Zielsetzung einzugehen.

3.1. Techniken der Asteroseismologie

→ Hochpräzise Photometrie

Durch das Team von Breger ist in den letzten Jahren eine große Menge an Photometriedaten gesammelt worden. Mit der Methode der Mehrfarbenphotometrie können bis zu 200 Frequenzen von Pulsationen bestimmt werden, um auf Eigenschaften eines Sternes schließen zu können. Dazu braucht man zumindest Messungen von zwei Filtern, um Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen berechnen zu können.

→ Modelle

Durch Modelle von der Sternstruktur und Pulsation mit Hilfe von numerischer Berücksichtigung der Konvektion, Rotation und Metallizität können Eigenschaften der Sterne reproduziert werden (Lenz, Pamyatnykh, Breger & Antoci 2007; Dziembowski 2006).

→ Hochauflösende Zeitserien-Spektroskopie

Diese Methode wird in dieser Arbeit verwendet, wobei die Details über die Kampagne in **Kapitel 3.4.** beschrieben werden. Eine sehr gute Kenntnis von den Frequenzen ist erforderlich, aber nicht ausreichend, um Modelle für heißere Sterne als die Sonne zu berechnen. Eine Bestimmung der drei Parameter l , m und n ist für jede Frequenz erforderlich, um sie für die Asteroseismologie nutzbar zu machen. Weiters wichtig zu beachten ist die Asymmetrie des *rotational splittings* und das Auftreten von *mixed-Modes*.

Mit der Mehrfarbenphotometrie kann man lediglich l identifizieren, somit ist es nicht möglich, allein mit Photometrie alle nötigen Parameter für die Frequenzen zu bestimmen. Daher ist der kombinierte Einsatz von Photometrie und hochauflösender Spektroskopie erforderlich, um eine genaue Identifikation der Moden zu gewährleisten. Mindestens einige Wochen an Beobachtungsdaten mit einem Spektrographen sind dafür erforderlich.

3.2. δ – Scuti Sterne und HADS

Sie finden sich im HRD im Instabilitätsstreifen auf der ZAMS oder etwas darüber. EE Cam bildet den Übergang zwischen folgenden zwei Gruppen, wobei die wesentlichen Eigenschaften dieser hier dargestellt sind:

	δ Scuti Sterne	HADS (High Amplitude δ Scuti)
Spektralklasse		A – F
Leuchtkraftklasse		III – V
Masse		1.5 – 2.5 $M_{\odot}$
Perioden		0.02 – 0.25 d
Amplituden	<0.3 mag	>0.3 mag
$v \sin i$	>30 km/s	<30 km s ⁻¹

Tab. 1: Vergleich zwischen den Klassischen δ Scuti Sternen und den HADS.

3.2.1. Klassische δ – Scuti Sterne

Aufgrund der typischen kurzen Perioden sind die δ Scuti Sterne von den angrenzenden Sternen gut zu unterscheiden (RR Lyrae, roAp, γ Dor). Aufpassen muss man durch entwickelte Population II Sterne mit ähnlichen Perioden (SX Phe Sterne) und durchziehenden Sternen ($M > 2 M_{\odot}$), welche allerdings durch die höhere Masse und Leuchtkraft Perioden von 1 d⁻¹ aufweisen (Breger 2000). Überlappungen mit RR Lyrae sind vorhanden, diese haben im Gegensatz zu δ Scutis Massen $< 1 M_{\odot}$ und sehr geringe Rotationsgeschwindigkeiten ($v \sin i < 10 \text{ km s}^{-1}$). Außerdem sind sie durch die Lichtkurven eindeutig von den δ Scuti Sternen zu unterscheiden.

Der Großteil der δ Scuti Sterne hat rein radiale Pulsationen, es sind aber auch nicht-radiale p-Moden vorhanden, welche durch photometrische Messungen mit $l \leq 3$ und $n = 0$ bis 7 identifiziert wurden. Durch weiterführende spektroskopische Messungen sind nicht-radiale Moden bis $l = 20$ gefunden worden.

Aufgrund der Position im HRD sind die Beobachtungen mit Modellen gut vergleichbar, da die stellare Struktur in diesem Bereich relativ gut bekannt ist. Die Anzahl der identifizierten δ Scuti Sterne hat sich in den letzten Jahren und Jahrzehnten enorm gesteigert, da großflächige Durchmusterungen (HIPPARCOS, MACHO, OGLE) mit immer besseren Instrumenten durchgeführt wurden. Sie haben hinter den Weißen Zwergen die höchste Dichte im HRD.

Die Mitglieder der δ Scuti Sterne sind Vertreter der Spektralklassen A2 bis F5 mit entsprechenden Temperaturen von 7000 bis 8600 K und decken die Leuchtkraftklassen III bis V ab. Sie sind von den HADS besonders durch die niedrigen Amplituden zu unterscheiden, da diese üblicherweise im mmag-Bereich liegen.

3.2.2. High-amplitude δ – Scuti stars (HADS)

Der technologischen Entwicklung entsprechend ist es nicht verwunderlich, dass die ersten δ Scuti Sterne große Amplituden (>0.3 mag) aufwiesen. Bei systematischen Durchmusterungen wurde entdeckt, dass diese nicht die erwarteten Kennzeichen des Instabilitätsstreifens nahe der ZAMS aufwiesen. So sind die typischen Rotationsgeschwindigkeiten in diesem Bereich um 150 km s^{-1} , wobei HADS mit $v \sin i < 30 \text{ km s}^{-1}$ rotieren. Es scheint eine Bedingung für große Amplituden zu sein, dass ein Stern langsam rotiert (siehe **Fig. 21**).

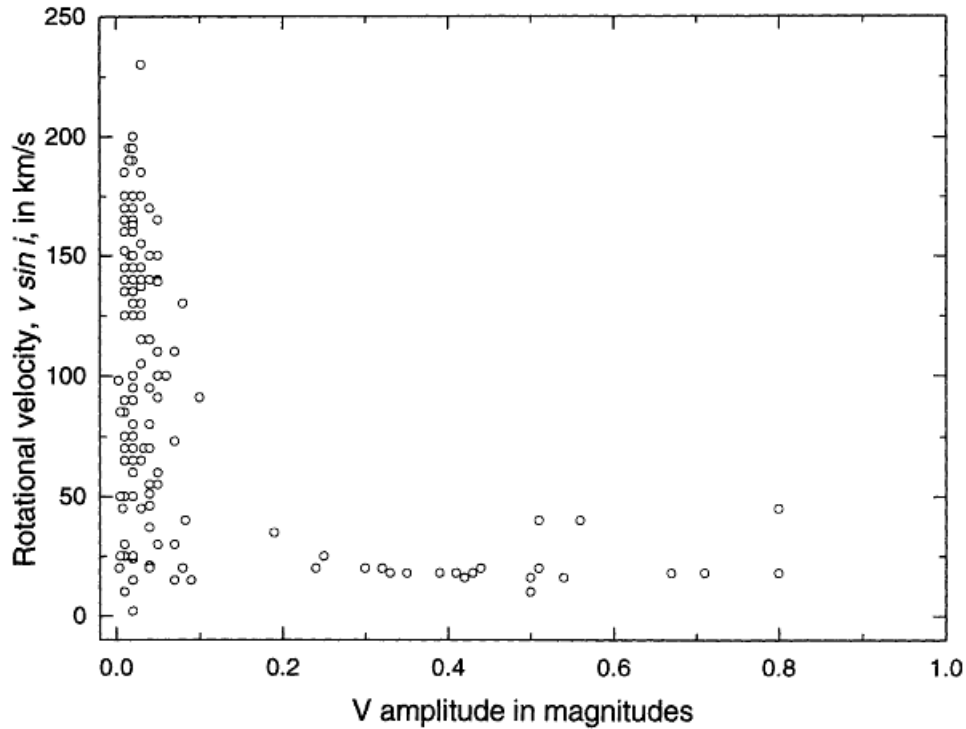


Fig. 21: Korrelation zwischen der Rotationsgeschwindigkeit und der Amplitude in V. Sehr große Amplituden sind nur in einem Bereich von $0 - 50 \text{ km s}^{-1}$. [Breger 2000]

Darüber hinaus wurde die Annahme bestätigt, dass HADS radiale Pulsatoren sind (Rodriguez et al. 1996), was durch die Untersuchung von Amplitudenverhältnissen und Phasenverschiebungen zwischen beobachteten Licht- und Farbvariation festgestellt werden konnte.

Es gibt aber möglicherweise einen weiteren wichtigen Unterschied zwischen den HADS und den δ Scuti Sternen, da die Amplitudenveränderungen geringer sind. Bei sieben gut bekannten HADS konnten keine Hinweise auf langperiodische Änderungen gefunden werden (Rodriguez 1999a,b). Sollte die Amplitudenvariabilität mit der Multiperiodizität tatsächlich verbunden sein, so sind die verbindenden Terme zwischen den Pulsationsmoden möglicherweise von elementarer Bedeutung.

Evolutionärer Zustand von HADS

Genaue Informationen über die Entfernung und Leuchtkraft von HADS waren, durch die fehlende Kalibration für die absolute Magnitude, welche vom – in diesem Fall – weitgehend unbekannten Evolutionszustand ausgeht, weder von photometrischen noch spektroskopischen Messungen verfügbar. Daher mussten für die Entfernungsbestimmung unabhängige Methoden wie die Parallaxe oder Haufenentfernungen herangezogen werden.

Für die SX Phe Sterne wurden aufgrund der Leuchtkraft und der Oberflächengravitation Massen weniger als $1 M_{\odot}$ gefunden (siehe **Kapitel 1.3.4.**). Dadurch sind die der Population II angehörenden Sterne möglicherweise entwickelte Sterne, die sich von den RR Lyrae in die Weiße Zwerge Region bewegen.

Bessel (1969) vermutete, dass alle HADS *post-helium flash*¹² Sterne mit Massen um $0.5 M_{\odot}$ waren, was sich aber bald als unwahrscheinlich herausstellte. Breger (1980) und McNamara & Feltz (1978) haben gezeigt, dass HADS sowohl Population I, als auch Population II Sterne sein können. Die Hypothese der geringen Masse und die vorangeschrittene Evolution konnten allerdings nicht für die Population II Sterne gezeigt werden. Eine weitere Hypothese für einige HADS, dass sie niedrige Massen und niedrige Leuchtkraft haben, wurde ebenfalls nicht bestätigt.

Für die Population II Sterne gibt es dabei ein evolutionäres Problem, da sich Hauptreihensterne mit Massen um $1.5 M_{\odot}$ bereits einige Milliarden Jahre vorher von der ZAMS wegbewegt haben sollten.

Im Gegensatz dazu hat Breger (2000) für die Population I HADS folgende Erklärungen getätigt: δ Scuti Sterne haben große Amplituden für radiale Pulsationen, allerdings nur für Rotationsgeschwindigkeiten $v \sin i < 30 \text{ km s}^{-1}$. Durch eine höhere Rotation und der einhergehenden steigenden Deformation wird die Anregung von nicht-radialen Schwingungen begünstigt. Allerdings ist eine geringe Rotationsgeschwindigkeit zwar erforderlich, aber eine nicht ausreichende Bedingung für große Amplituden bei radialen Schwingungen. Einige nicht-radial schwingende Sterne haben relativ große Amplituden (0.3 mag) und rotieren sehr langsam ($v \sin i$ um 30 km s^{-1}), wobei die hohen Amplituden gegen einen rein geometrischen Effekt sprechen (Polansicht).

Verhältnisse der radialen Perioden von HADS

Es gibt bereits zahlreiche entdeckte HADS mit zwei radialen Schwingungen mit dem Periodenverhältnis $P_1/P_0 = 0.772 - 0.773$ für die Population I Sterne und Werte bis zu 0.778 für die metallarmen Population II Sterne (SX Phe). Es war sehr lange kaum möglich die gut beobachteten Periodenverhältnisse zu modellieren. Christensen-

¹² Bereits eingesetztes Heliumbrennen im Kern mit Brennen von Wasserstoff in der Schale.

Dalsgaard gelang es 1993 mit den Tabellen von OPAL¹³ (Rogers & Iglesias 1992) die Beobachtungen sehr genau zu rekonstruieren.

3.2.3. Perioden-Leuchtkraft Beziehung von δ – Scuti Sternen

In **Kapitel 1.3.8.** wurde eine ähnliche Methode bereits für die Cepheiden vorgestellt. Hier wird nun zur Ergänzung eine simultane Möglichkeit vorgestellt. Für eine genauere Darstellung wird auf Breger (2000) verwiesen.

Mit der Relation

$$P \sqrt{\frac{\rho}{\rho_{\odot}}} = Q \quad (47)$$

P ...Periode der Pulsation

ρ ...durchschnittliche Dichte

Q ...Pulsationskonstante

und dem Ersetzen der Dichte mit $L \approx R^2 T_{\text{eff}}^4$ erhält man eine Perioden-Leuchtkraft-Temperatur Relation für δ Scuti Sterne. Für einzelne Moden ist Q konstant, so auch $Q = 0.033$ d für den radialen Grundton. Bei mulitperiodischen Schwingungen wird entweder die dominante Mode verwendet oder eine große Anzahl an Zyklen der Lichtkurve gezählt und gemittelt.

Breger (1979) hat somit folgende Relation

$$M_v = -3.052 \log P + 8.456 (b - y)_0 - 3.121 \quad (48)$$

gefunden und eine Ungenauigkeit von ± 0.31 mag eruiert.

3.2.4. Gut untersuchte δ – Scuti Sterne

Hier sind nun einige bereits sehr gut untersuchte Sterne aufgelistet, welche durch das DSN (Delta-Scuti-Network) beobachtet worden sind, welches wie bereits erwähnt, 1983 von Michel Breger am McDonald Institut in Texas und am Institut für Astronomie in Wien gegründet worden ist.

¹³ OPAL – ist ein Code zur Erstellung von Opazitäten mit verschiedenen metallischen Elementen.
(<http://opalopacity.llnl.gov/>)

4CVn

Dieser entwickelte Stern (Breger et al. 1999b) weist große Amplitudenvariabilität von seinen Moden auf. Es sind 30 Frequenzen mit $l \leq 2$ gefunden worden (Castanheira et al. 2008).

FG Vir

Zima et al. (2006) hat bei diesem Stern das erste Mal die FPF-Methode (siehe **Kapitel 2.2.3.**) angewendet und dabei 12 unabhängige Frequenzen analysiert. Es wurden keine hohen l und m Werte gefunden. Es werden noch 100te von weiteren Moden erwartet, wobei ein sinnvoller Ansatz stellare Modelle mit den bereits bekannten Pulsationen sein werden.

3.3. Bekanntes vom Zielobjekt – EE Cam

EE Cam ist ein bis jetzt mäßig beobachteter Stern mit Amplituden zwischen den langsam rotierenden Sternen wie 44 Tau (Antoci et al. 2007) und den schnell rotierenden δ Scutis. Er stellt somit die astrophysikalische Verbindung zwischen den beiden Typen dar und wurde in den letzten Jahren sowohl photometrisch, als auch spektroskopisch zu einem Hauptziel von Michel Bregers Programm DSN.

2006 und 2007 sind in Summe 304 Stunden Strömgrenphotometrie mit der *three-star technique* (Drei-Stern Methode) beobachtet worden. Dazu verwendeten Breger, Rucinski und Reegen (2007) das *Vienna University Automatic Photoelectric Telescope*¹⁴ (APT) in Washington Camp, Arizona, USA.

Three-star-technique (Drei-Stern-Technik)

Bei dieser Technik werden mit einem *single-channel Photometer* das Objekt V und zwei nicht variable Vergleichssterne C_1/C_2 abwechselnd mit den gleichen Einstellungen beobachtet. Breger (1966) erreichte damit bereits vor 30 Jahren eine Genauigkeit von 2 mmag. Es werden immer $C_1 - V - C_2$ Schleifen beobachtet, wobei sich die Integrationszeit für 0.5 – 1 m Teleskope konstant auf 30 – 60 s für alle beläuft. So kann mit dem notwendigen Zentrieren für die einzelnen Objekte in ca. 5 Minuten ein Durchlauf gemacht werden.

Die Auswahl der Vergleichssterne gestaltet sich aufgrund der Position am Himmel, des Spektraltyp und der Oberflächenhelligkeit oft als schwierig.

Vorteile der Drei-Stern Technik sind

¹⁴ <http://www.aip.de/groups/activity/APT/>

- Vergleichssterne können unter Umständen variabel sein. Es ist viel einfacher dies herauszufinden, wenn man 5-minütige Zyklen hat, anstatt längerer.
- Tritt der Fall eines variablen Vergleichssterne auf, so kann man durch den zweiten die Daten dennoch verwenden. Durch die Differenzen zwischen den einzelnen Sternen wird jener gefunden, der konstant ist.
- Mit dem Vergleich von $C_1 - C_2$ kann eine Kurve mit der Genauigkeit der Messungen werden, wobei dies zu Beginn und am Ende von Beobachtungen wichtig ist. Dadurch kann auch eine Bestimmung der Genauigkeit der gesamten Nacht gemacht werden.
- Sind alle drei Sterne desselben Spektraltyps, so kann man auf den instrumentellen Drift schließen und es kann sehr genau auf die Extinktion geschlossen werden.

APT – Vienna University Automatic Photoelectric Telescope

Es stehen seit 1996 zwei 75 cm Teleskope für Photometrie in *Tucson, Arizona*, zur Verfügung. Es laufen nicht nur die Teleskope automatisch, sondern auch die Beobachtung selbst. Ein Kontrollcomputer misst und verwaltet die Wettersensoren, das Dach der Kuppel und erstellt einen Bericht für die Auswertung in Wien.

3.3.1. Entdeckung von EE Cam

Bereits 1980 hat Olsen EE Cam als einen F III Riesen identifiziert. Durch die großflächigen Durchmusterungen des Astrometriesatelliten HIPPARCOS hat Perryman et al. (1997) eine Liste von Pulsatoren erstellt, wobei Koen (2001) diese auf Multiperiodizitäten geprüft hat. EE Cam – auch unter den Namen HIP 27199 und HD 37857 zu finden – ist ein vielversprechender Vertreter mit bekannten Amplituden von 80 mmag und bislang unbekannter Rotationsgeschwindigkeit, welche jedoch durch die hohen Amplituden relativ gering geschätzt wurde. Es wurde der Versuch unternommen, die geringe scheinbare Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i$ aus rein geometrischen Effekten abzuleiten, wie es bei 44 Tau (Antoci et al. 2007) mit $v \sin i = 2 \text{ km s}^{-1}$ der Fall ist.

Koen (2001) hat folgende Ergebnisse von EE Cam mit der Anzahl der Datenpunkte N von HIPPARCOS veröffentlicht:

HIP	Type	V	Spectrum	N	$f(\text{HIP})$	$f_1(\text{ampl})$	$f_2(\text{ampl})$
27199	DSCT	7.71	F0	121	4.93352	4.93355(0.041)	5.21388(0.23)

Tab. 2: Daten von EE Cam nach Koen (2001).

3.3.2. Bekannte Frequenzen mittels Photometrie

Breger et al. (2007) verwendete als Vergleichssterne HD 35606 (C_1 : $V = 8.15$ mag, $B - V = 0.48$, F8) und HD 32745 (C_2 : $V = 8.21$ mag, $B - V = 0.96$, G0). Durch eine mögliche Variabilität von C_2 wurden die Daten lediglich mit C_1 reduziert.

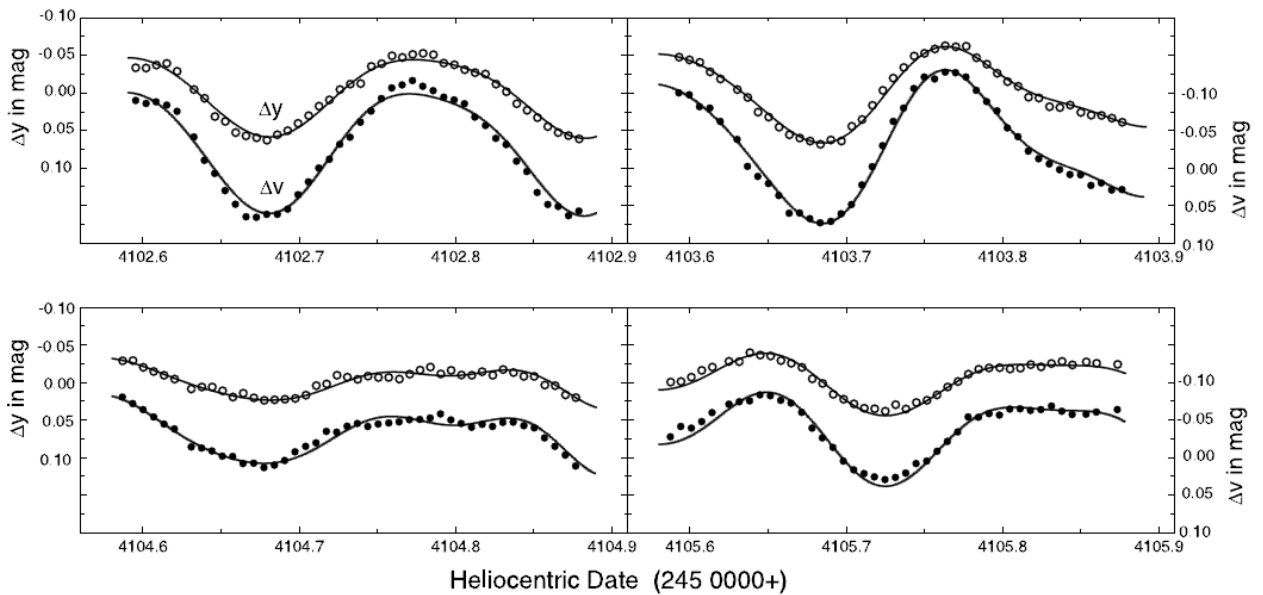


Fig. 22: Auszug der Lichtkurve von den insgesamt 87 Nächten. Es sind sowohl y, als auch v Filter dargestellt. [Breger et al. 2007]

Mittels des Programmes PERIOD04¹⁵ (Lenz & Breger 2005) sind die Lichtkurven mit Fourier (siehe **Kapitel 2.1.1**) und Least-Squares (siehe **Kapitel 2.1.2**) analysiert worden. Um das S/N zu verbessern wurden die y und v Messungen kombiniert, wobei mindestens ein $S/N \geq 4$ erreicht werden muss, damit die Frequenz als signifikant eruiert wird (Breger et al. 1993). Für genauere Informationen wird auf Breger et al. (2007) verwiesen.

Die Ergebnisse wurden mit den früheren Entdeckungen von Koen (2001) verglichen und die ersten beiden Frequenzen mit den größten Amplituden konnten bestätigt werden (siehe **Tab. 2** und **Tab. 3**). Für die dominante Frequenz ist durch Phasenverschiebung der Lichtkurven bei verschiedenen Wellenlängen (Lenz et al. 2008) eine rein radiale Schwingung gefunden worden. Das Periodenverhältnis $f_1/f_2 = 0.946$ weist auf nicht-radiale Schwingungen von f_2 hin (Suarez et al. 2006).

Um die eigenen Untersuchungen und Ergebnisse an späterer Stelle vergleichen zu können, sind die Frequenzspektren dargestellt.

¹⁵ <http://www.univie.ac.at/tops/period04/>

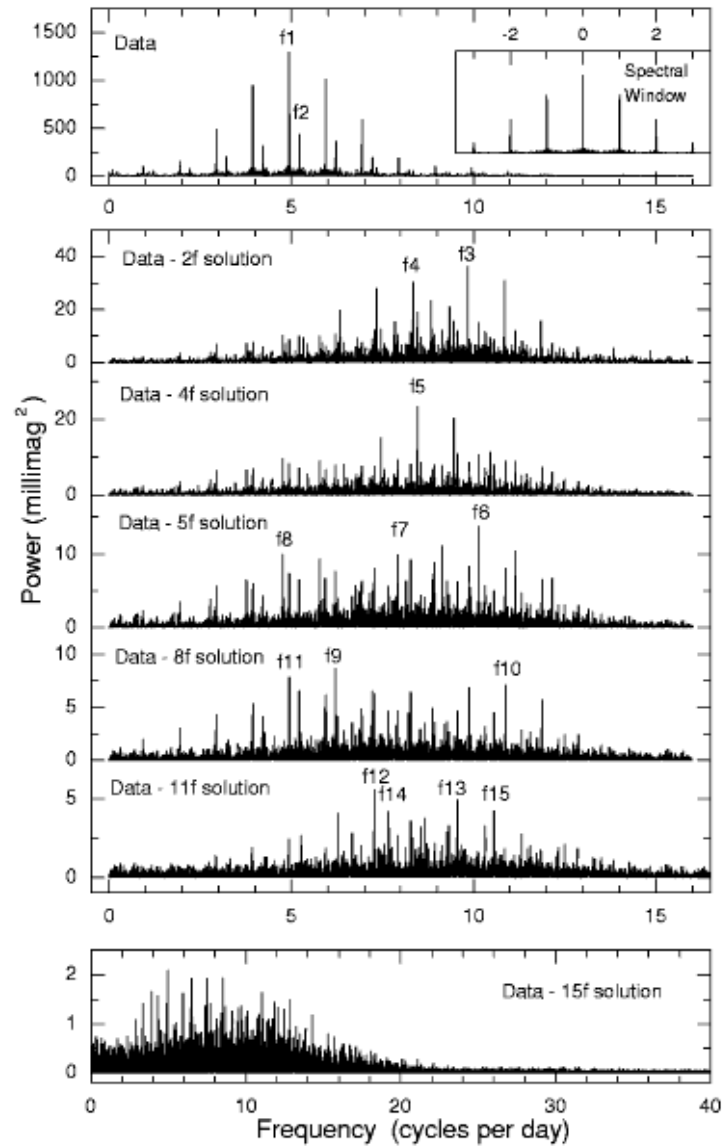


Fig. 23: Power-Spektrum beginnend mit dem Alias im Spektralfenster und dem Frequenzspektrum mit allen enthaltenen Signalen. Unten sind die Residuen nach Abzug der 15 Frequenzen geplottet. [Breger et al. 2007]

Es kann bei EE Cam nicht ausgeschlossen werden, dass die eng aneinander liegenden Frequenzen f_1 und f_6 ein Artefakt von starker Amplitudenvariation der dominanten Frequenz ist (Breger et al. 2007). Das Ergebnis von der 2007 beobachteten photometrischen Frequenzbestimmung ist in folgender Tabelle dargestellt.

ID	Frequency (cycles day ⁻¹)	Detection S/N	y-Filter Amplitude (mag)	Notes
f1	4.934	97	0.0360	
f2	5.214	51	0.0195	
f3	9.840	16	0.0065	
f4	8.333	15	0.0061	
f5	8.457	13	0.0049	
f6	4.937	9.8	0.0036	
f7	10.147	8.7	0.0036	=f1 + f2
f8	7.905	7.9	0.0032	
f9	4.765	7.8	0.0029	
f10	10.869	6.5	0.0027	
f11	6.205	6.2	0.0024	
f12	7.263	5.9	0.0024	
f13	9.548	5.2	0.0021	
f14	7.665	4.9	0.0019	
f15	10.319	4.6	0.0019	

Tab. 3: Die 15 gefunden Frequenzen mit einem notwendigen S/N ≥ 4 . Der Fehler der Amplitude beträgt ± 0.0005 . [Breger et al. 2007]

In den Residuen (**Fig. 23**) ist zu erkennen, dass EE Cam noch weitere Moden mit 0 – 15 Schwingungen pro Tag aufweist.

3.3.3. Bekannte Ergebnisse mittels Spektroskopie

Es sind zwei Spektren von EE Cam und eines von dem Standardstern HD 89449 aufgenommen worden. Die Spektren wurden um das Mgl ($\lambda = 5184 \text{ \AA}$) Triplet zentriert und deckten den Bereich von 5070 – 5306 $\text{\AA}$ ab. Für weitere Details wird auf Breger et al. (2007), Rucinski (2002) und Pribulla et al. (2007) verwiesen.

Durch FWHM Messungen von Metalllinien um 4500 $\text{\AA}$ haben Bush & Hintz (2008) durch Daten von 2002 eine Radialgeschwindigkeit von 51 km s^{-1} veröffentlicht.

Breger et al. (2007) ermittelte durch die Anwendung von *broadening functions* (BFs) (Rucinski 2002) für die projizierte Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i = 40 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$, welche bei $+11 \text{ km s}^{-1}$ das Zentrum hat (siehe **Fig. 24**).

Aufgrund dessen liegt die Rotationsgeschwindigkeit über jener der HADS ($< 30 \text{ km s}^{-1}$), aber geringer als die der δ Scuti Sterne mit niedrigen Amplituden.

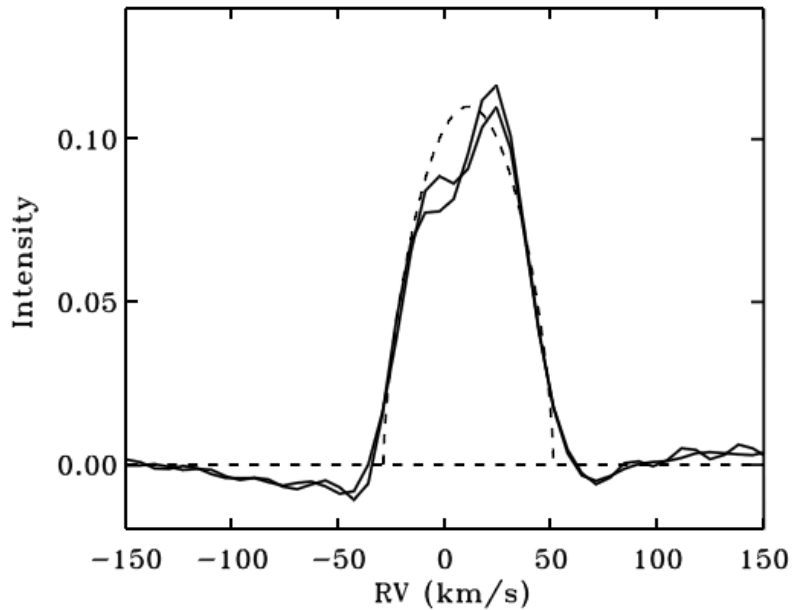


Fig. 24: Broadening functions (BFs) für zwei Spektren von EE Cam. $V \sin i = 40 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ mit dem Zentrum bei $+11 \text{ km s}^{-1}$ ist in der strichlierten Linie dargestellt. [Breger et al. 2007]

Weiters ergeben die Integrale der BFs in **Fig. 24** Werte, welche durch Abschätzung mit dem Vergleichssterne auf einen Spektraltyp von F5 schließen lassen.

3.4. McDonald 2008 Kampagne

Bei der Kampagne sind 4 CVn (HD 107904) und EE Cam (HD 37857) über mehrere Wochen beobachtet worden, wobei alle im weiteren erläuterten Erklärungen auf EE Cam bezogen sind, allerdings zum Teil für 4 CVn gültig sind (Teleskop, Spektrograph, etc.).

Die Beobachtungen wurden im Winter 2008 mit dem *Sandiford Cassegrain Echelle Spectrometer* am 2.1 m Teleskop durchgeführt und die Daten von Michel Breger zur Verfügung gestellt.

3.4.1. McDonald Teleskop und Spektrograph

Das McDonald Observatorium¹⁶ ist Teil der Universität von Texas in Austin und befindet sich in den *Davis Mountains* im Westen von Texas. Es ist eines der weltweit führenden Zentren für Wissenschaft, Lehre und Öffentlichkeitsarbeit in der Astronomie. Übersichtshalber werden kurz die verschiedenen Teleskope, welche zum Einsatz kommen, erläutert:

¹⁶ <http://mcdonaldobservatory.org/>

- **Hobby-Eberly Teleskop (HET)**
Mit einem Spiegeldurchmesser von 9.2 m ist es eines der größten Teleskope der Welt. Es ist für die Spektroskopie optimiert und es eignet sich zur Suche von Exoplaneten, entfernten Galaxien, Schwarzen Löchern und Vieles mehr. Es wurde 1997 in Betrieb genommen und ist ein Projekt von *The University of Texas Austin, The Pennsylvania State University, Stanford University, Ludwig-Maximilians-Universität München* und *Georg-August-Universität Göttingen*.
- **Harlan J. Smith Telescope**
1968 wurde das damals drittgrößte Teleskop mit 2.7 m in Betrieb genommen. Es wird, wenn möglich immer verwendet.
- **Otto Struve Telescope**
Von 1933 – 39 gebaut, war es das erste große Teleskop am McDonald Observatorium. Mit seinen 2.1 m Durchmesser war es das zweitgrößte der Welt und hat ein 150.000-fach größeres Lichtsammelvermögen als das menschliche Auge. Durch technische Modernisierungen ist es nach wie vor ein wichtiger Bestandteil der wissenschaftlichen Forschung und als solches wurde es auch für die McDonald 2008 Kampagne mit dem *Sandiford Cassegrain Echelle Spektrographen* verwendet.
Der 1991 entwickelte Spektrograph kann Wellenlängen zwischen 370 nm bis 1100 nm detektieren und hat eine Auflösung von $R = 60000$.
- Weiters werden ein 0.8 m Teleskop und ein Lasersystem zur Messung zwischen der Distanz vom Mond zur Erde und der Kontinentaldrift betrieben.

Funktionsweise eines Echelle Spektrographen

Die Bestandteile eines Echelle Spektrographen:

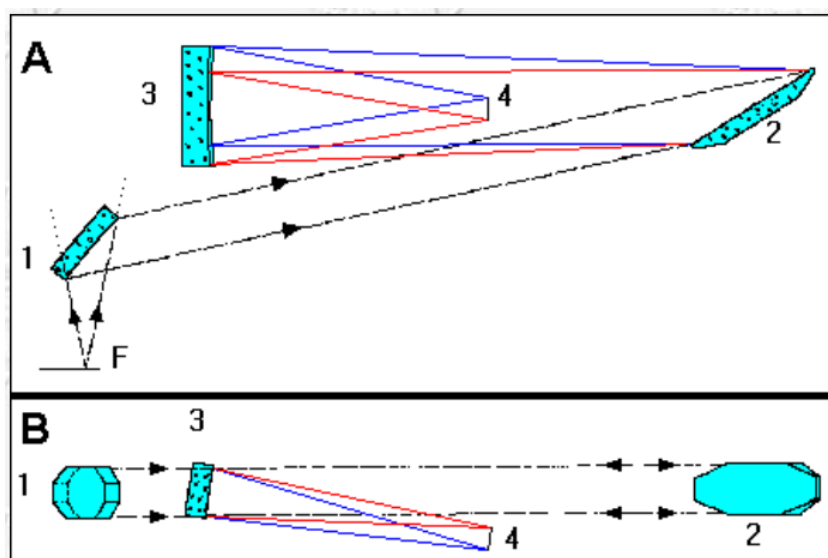


Fig. 25: Schematischer Aufbau eines Echelle Spektrometers. [<http://astro.uni-tuebingen.de/groups/orfeus/echelle.shtml.de>]

- ➔ A stellt die Seitenansicht und B die Sicht von oben dar.
- ➔ F: Das ist der *Fokus* des Hauptspiegels und die Eintrittsblende des Spektrometers.
- ➔ 1: Über einen *Kollimatorspiegel* wird ein paralleles Strahlenbündel erzeugt.
- ➔ 2: Ein *Echelle-Gitter* wird als *Blaze-Gitter* ausgebildet, was bedeutet, dass die Gitterfurchen als Stufen hergestellt werden und die Vorderseiten der Stufen verspiegelt sind, so dass ein hohes Reflexionsvermögen sichergestellt ist.
- ➔ 3: Das *Querzerleger-Gitter* ist als sphärischen Spiegel ausgebildet, um die parallelen Strahlen auf den Detektor zu fokussieren. Eine senkrechte Anordnung der Gitterfurchen zum Echelle-Gitter wird angewendet, um die einzelnen Ordnungen des Echelle-Gitters voneinander trennen und abbilden zu können (siehe **Kapitel 4**).
- ➔ 4: Der *Echelle-Detektor* ist ein hochempfindlicher CCD-Chip.

Prinzip eines Blaze-Gitters

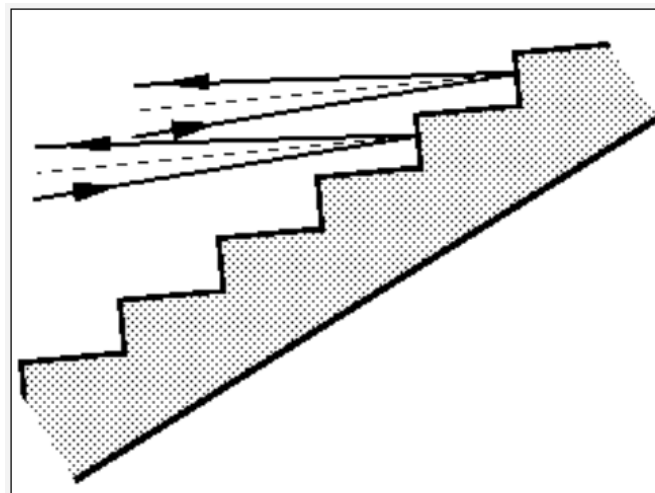


Fig. 26: Schematischer stufiger Aufbau eines Blaze-Gitters. [<http://astro.uni-tuebingen.de/groups/orfeus/echelle.shtml.de>]

Die Vorderseiten der stufigen Gitterfurchen sind verspiegelt, um den einfallenden Strahl möglichst effektiv reflektieren zu können. Bei größer werdenden Ausfallswinkel vom optimalen Reflexionswinkel sinkt die Lichtstärke.

Es werden nur bestimmte Wellenlängen in eine vorgegebene Ausfallsrichtung reflektiert. Das sind jene Wellenlängen, für die der Gangunterschied der an benachbarten Stufen reflektierten Strahlen ein ganzzahliges Vielfaches m der Wellenlänge ist. m ist die Ordnung, in die die jeweilige Wellenlänge reflektiert wird. Für eine vorgegebene Ausfallrichtung gilt:

$$m \cdot \lambda = \text{const.}$$

Um die übereinandergelegten Ordnungen des Echelle-Gitters trennen zu können, ist das Querzerleger-Gitter notwendig, damit die einzelnen Ordnungen untereinander auf dem Detektor auftreffen.

3.4.2. Eckdaten zur Beobachtungskampagne

Die Ziele der Kampagne waren folgende zwei Sterne mit den jeweiligen Koordinaten:

Stern	HD	Rektaszension α	Deklination δ	Helligkeit m_v	Referenz
4 CVn	107904	12 ^h 24 ^{min}	42° 33′	6.0 mag	Breger 2000
EE Cam	37857	5 ^h 46 ^{min}	63° 18′	7.7 mag	Breger et al. 2007

Tab. 4: Beobachtungsziele der McDonald 2008 Kampagne.

Die Objekte wurden eine bis drei Wochen beobachtet, wobei die Zentralwellenlänge bei EE Cam um 5000 Å lag. Es wurde über 20 Minuten integriert, um $S/N > 200$ zu erreichen. Ein weiterer Parameter für ein optimales Ergebnis ist eine spektrale Auflösung von $R = 40.000$.

Die nächste Tabelle gibt eine Übersicht über die Kampagne, wobei lediglich die Nächte für EE Cam aufgetragen sind. Den ersten und dritten Run haben Dr. Barbara Castanheira-Endl und den zweiten Run Paul Beck durchgeführt.

Run	# Nächte	Datum	NJD	# Spektren
1	1	18. Jänner 2008	4484	15
1	2	19. Jänner 2008	4485	14
1	3	20. Jänner 2008	4486	9
1	4	21. Jänner 2008	4487	8
1	5	24. Jänner 2008	4490	9
1	6	25. Jänner 2008	4491	14
1	7	26. Jänner 2008	4492	10
1	8	28. Jänner 2008	4493	15
8				94
2	9	25. Februar 2008	4522	2
2	10	26. Februar 2008	4523	11
2	11	27. Februar 2008	4524	10
2	12	28. Februar 2008	4525	8
2	13	29. Februar 2008	4526	11
2	14	01. März 2008	4527	10
2	15	02. März 2008	4528	11
7				63
3	16	17. März 2008	4544	9
3	17	18. März 2008	4545	8
3	18	19. März 2008	4546	8
3	19	20. März 2008	4547	7
3	20	21. März 2008	4548	9
3	21	23. März 2008	4549	10
3	22	24. März 2008	4550	9
3	23	25. März 2008	4551	9
3	24	26. März 2008	4552	11
9				80
Gesamt	24			237

Tab. 5: EE Cam Übersicht der McDonald 2008 Kampagne. 18. Jänner bedeutet die Nacht vom 18. auf den 19. Jänner. NJD = JD – 2.450.000.

3.5. Sternparameter von EE Cam

Für die Analyse des Datensatzes kommt den Fundamentalparametern eine wesentliche Rolle zu. In SIMBAD sind für EE Cam bei Weitem nicht alle notwendigen Informationen zur Modenbestimmung in FAMIAS vorhanden, weshalb diese in

diesem Abschnitt bestimmt werden. FAMIAS benötigt nicht alle Parameter, aber je mehr Informationen man über diese hat, desto besser kann man die Modenidentifikation durchführen. Hat man die angeregten Moden identifiziert, so kann man anschließend die Sternparameter genauer bestimmen.

Das folgende Bild ist eine Suchkarte aus dem Online-Portal SIMBAD¹⁷, zentriert bei einer Rektaszension (RA) von $5^{\text{h}} 45^{\text{min}} 55^{\text{sec}}$ und einer Deklination (DE) von $+63^{\circ} 17' 49''$.



Fig. 27: Suchkarte aus SIMBAD mit EE Cam im Zentrum, darüber TYC 4098-363-1. [<http://simbad.u-strasbg.fr>]

Bevor die einzelnen Parameter beschrieben werden, nochmals eine Übersicht der bekannten und aktuellsten Informationen.

	V (mag)	B (mag)	B – V (mag)
HIPPARCOS – 27199	7.722	8.217	0.480
TYCHO-2 – 4098-123-1	7.738	8.236	0.498
	7.730	8.227	0.490

Tab. 6: Helligkeit aus den HIPPARCOS- und TYCHO-2 –Daten.

Mittels der bekannten Informationen (siehe **Tab. 6** und **Tab. 7**) und des Entfernungsmoduls (siehe **Gleichung (3)**) kann eine erste Abschätzung der absoluten Helligkeit gemacht werden, wobei diese aber mit einer sehr großen Unsicherheit behaftet ist und in weiterer Folge bessere Werte gefunden werden (Extinktion, durch

¹⁷ <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

geringe Parallaxe systematische Fehler von HIPPARCOS). Die weiteren Werte wurden in den angeführten Quellen gefunden und im Zuge dieses Kapitels betrachtet und nach Möglichkeit verbessert.

Rektaszension α (2000)	5 ^h 45 ^{min} 55 ^{sec}	SIMBAD, HIPPARCOS (1997)
Deklination δ (2000)	+63° 17' 47"	SIMBAD, HIPPARCOS (1997)
Spektralklasse	F5 III	Breger et al. 2007
Helligkeit	7.730 mag	SIMBAD
Parallaxe/Entfernung	4 mas/250 pc	SIMBAD, HIPPARCOS (1997)
M_v	-0.7403 mag	Berechnung nach Tab. 6
$v \sin i$	40 ± 3 km s ⁻¹	Breger et al. 2007
T_{eff}	6530 K	Nordstrom et al. (2004)
[Fe/H]	0.06 rel. zur Sonne	Nordstrom et al. (2004)

Tab. 7: Übersicht der bekannten Sternparameter von EE Cam.

3.5.1. Absolute Helligkeit und Metallhäufigkeit aus der F-Stern Kalibrierung

Wie bereits in **Kapitel 3.3** erwähnt, wurden 2006 und 2007 große Datenmengen Strömgrenphotometrie beobachtet, aus denen die absolute Helligkeit M_v und die Metallhäufigkeit [Fe/H] bestimmt werden können. Aus diesen Daten können, wiederum $\log g$ (Gravitationsbeschleunigung) und T_{eff} (Effektivtemperatur) abgeleitet werden. Die ermittelten Werte unterliegen allerdings einer Verfärbung, wobei geprüft werden muss, wie groß dieser Effekt ist und ob man ihn berücksichtigen muss. Die Grundlage für die Kalibration sind empirische Beziehungen zwischen den ermittelten Indizes.

Das $uvby\beta$ – Strömgrensystem wurde 1963 von B. Strömgren entwickelt und ist durch seine Filter und die Standardsterne definiert. Folgende Filter kommen zum Einsatz:

Filter	Zentrale Wellenlänge (nm)	Breite (nm)
y = v in Johnson	545	23
b	467	18
v	410	19
u	345	30

Tab. 8: Übersicht der verwendeten Filter mit zentraler Wellenlänge und deren Breite. [Strömgren 1963]

Aus den gemessenen Werten können zwei Indizes errechnet werden:

$$c_1 = (u - v) - (v - b) \text{ Balmersprungindex}$$

$$m_1 = (v - b) - (b - y) \quad \text{Metallizitätsindex}$$

Weiters kommen zwei $H\beta$ -Filter zum Einsatz, wobei diese auf eine Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$ zentriert sind.

$$\left. \begin{array}{l} H\beta_w: \Delta\lambda_0 = 15 \text{ nm} \\ H\beta_n: \Delta\lambda_0 = 3 \text{ nm} \end{array} \right\} \quad \beta = m_w - m_n \quad \text{in Magnituden}$$

Der von der interstellaren Extinktion unbeeinflusste, interpolierte β – Index erfordert eine *F – Stern Kalibrierung* von EE Cam, da der Bereich zwischen $2.72 \geq \beta \geq 2.59$ dieser zuzuordnen ist und sich aufgrund des gemessenen $b - y$ Wertes auf $\beta = 2.648$ ergibt (Crawford 1975). Alle restlichen Werte müssen mit Hilfe der Kalibration entfärbt werden.

Weiters sei der Begriff des *Blanketing-Effekts* erwähnt, welcher einen Temperaturabfall in den äußeren Schichten, aufgrund eines nichtlinearen Abstrahlungsverhaltens, beschreibt.

Erläuterung der relevanten Indizes

- β
Dieser Parameter korreliert direkt mit T_{eff} und ist weder durch Extinktion, noch durch „blanketing“ beeinflusst. Jedoch spielt er für $\log g$ nur eine schwache Rolle.
- $b - y$
Der Farbindex ist ebenfalls stark mit T_{eff} verbunden, allerdings durch interstellaren Staub gerötet und etwas durch den *Blanketing-Effekt* beeinflusst.
- δm_1
Dieser Wert misst die „blanketing“ – Differenz von Stern zu Stern und korreliert sehr gut mit Anzahl an schweren Elementen $[\text{Fe}/\text{H}]$.
- δc_1
Dabei wird der Balmersprung von Stern zu Stern gemessen, wobei entweder eine gute Verbindung zu $\log g$ oder der Helligkeitsdifferenz besteht.

Balmersprungindex c_1

Dieser misst die lokale Abweichung des Spektrums vom mittleren Gradienten am Balmerlimit

$$\delta c_1 = c_1(\text{beob}) - c_1(\text{ZAMS}) \quad (49)$$

Metallizitätsindex m_1

Dieser misst die Krümmung des Spektrums im Vergleich zur Hyaden-Kurve, wobei die Anzahl und die Stärke der Metalllinien eruiert wird.

$$\delta m_1 = m_1(\text{Hyaden}) - m_1(\text{beob}) \quad (50)$$

Da die Hyaden sehr junge Sterne sind, haben sonnenähnliche Vertreter stets positive Werte, also eine niedrigere Metallizität als die Hyaden.

Interstellare Verfärbung

Weiters konnte Crawford (1975) durch die Messungen und Berechnungen folgende Beziehungen zwischen den Indizes feststellen, welche zur Entfärbung verwendet werden:

$$E(b - y) = (b - y) - (b - y)_0 \quad (51)$$

$$E(c_1) = 0.20 E(b - y) \quad (52)$$

$$E(m_1) = -0.32 E(b - y) \quad (53)$$

$$A_V = 4.3 E(b - y) \quad (54)$$

In Folge kann man aus den Ergebnissen der Gleichungen **Gleichung (49)** und **Gleichung (50)** $b - y$ entfärben:

$$(b - y)_0 = 0.222 + 1.11 \Delta\beta + 2.7 (\Delta\beta)^2 - 0.05\delta c_1 - (0.1 - 3.6 \Delta\beta) \delta m_1 \quad (55)$$

mit

$$\Delta\beta = 2.720 - \beta \quad (56)$$

Beobachtete Werte (alle nicht gekennzeichneten Werte in mag)

β	$(b - y)$	m_1	c_1
2.652	0.310	0.171	0.776

Tab. 9: Die gemessenen Indizes mit einem interpolierten β .

Tabellenwerte nach Crawford (1975)

Diese werden normalerweise aus dem beobachteten β interpoliert, jedoch war dieser Wert nicht vorhanden, wodurch die Tabelle nach $b - y$ ausgerichtet ist. Durch die Schätzung von β können Fehler auftreten.

β	$(b - y)$	m_1 (Hyaden)	c_1 (ZAMS)	$M_V(\text{ZAMS}, \beta)$
2.660	0.298	0.174	0.390	3.88
2.650	0.313	0.178	0.370	4.04

Tab. 10: Standardwerte und –beziehungen. [Crawford 1975]

Interpolierte Werte nach $b - y = 0.310$

β	$(b - y)$	m_1	c_1	$M_V(\text{ZAMS}, \beta)$
2.652	0.310	0.177	0.374	4.01

Tab. 11: Interpolierte Werte nach Crawford (1975).

Entfärbung von m_1 und c_1 in mehreren Iterationsschritten

Die anschließende Entfärbung wird solange durchgeführt, bis sich die Werte $E(c_1)$ und $E(m_1)$ nicht mehr ändern und man erhält folgendes Ergebnis inklusive der absoluten Helligkeit:

$$M_V = M_V(ZAMS, \beta) - f \delta c_1 \quad (57)$$

mit

$$f = 9 + 20\Delta\beta$$

Ergebnis der entfärbten Werte nach der F-Stern Kalibration

Die Werte wurden händisch errechnet und mittels dem Online Tool P2F¹⁸ unter Crawford 1975 überprüft. Es findet eine gute Übereinstimmung mit der absoluten Helligkeit M_V statt. Für die Fehlerberechnung der Entfernung wurde lediglich der Fehler in der absoluten Helligkeit berücksichtigt.

$(b - y)_0$	m_0	c_0	M_V	$D [pc]$	$[Fe/H]$
0.288	0.177	0.764	-0.073 ± 0.22	348 ± 37	0.138

Tab. 12: Ergebnisse für die Strömgren Kalibration nach F-Sternen.

Es ist in erster Linie der große Unterschied von ca. 100 pc in der Entfernung zwischen den nicht entfärbten Daten von HIPPARCOS und nach der Kalibration auffällig. Ebenfalls auffällig ist der große Unterschied für $[Fe/H]$ zu Nordstrom et al. (2004), der sich um einen Faktor zwei unterscheidet.

¹⁸ <http://www.univie.ac.at/p2f/cgi-bin/P2F.cgi?filter=filter>

3.5.2. Effektivtemperatur und Gravitationsbeschleunigung aus Modellatmosphärentittern

Zur Bestimmung der Effektivtemperatur T_{eff} und der Gravitationsbeschleunigung $\log g$ haben Moon & Dworetsky (1985) eine Methode entwickelt, um mit den β und c_0 Indizes aus einem Kalibrationsgitter Werte abschätzen zu können.

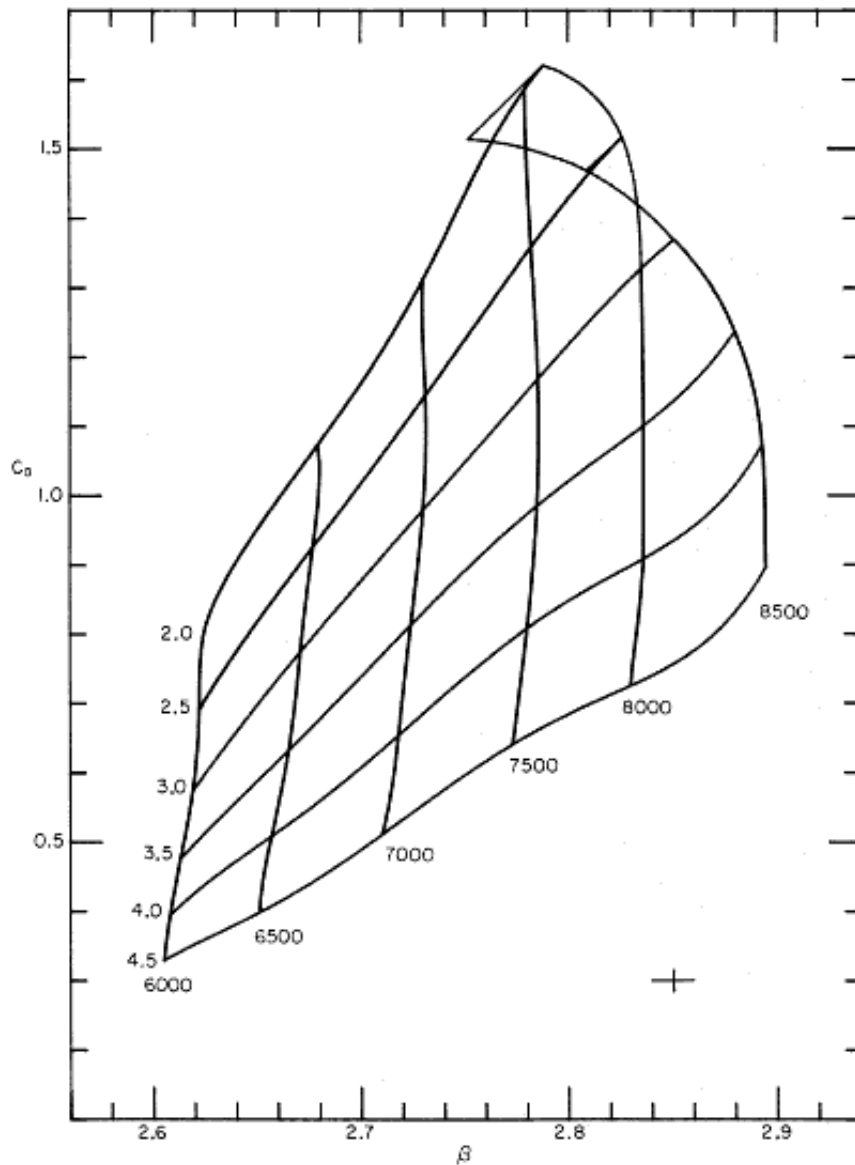


Fig. 28: Das Kalibrationsgitter von Modellatmosphären mit den jeweiligen Fehlern als Kreuz im rechten unteren Eck eingezeichnet. Dieses Gitter ist für Temperaturen von $T_{eff} = 6000 - 8000$ K. [Moon & Dworetsky 1985]

Zwei weitere Möglichkeiten, T_{eff} und $\log g$ zu bestimmen, sind durch Balona (1994) gezeigt worden. Zuerst ist eine leuchtkraftklasseunabhängige Methode angeführt und anschließend sind die Sterne in drei Kategorien geteilt worden, wobei ein Temperaturbereich von $5500 < T_{eff} < 7900$ K als „late group“ (=späte Gruppe) bezeichnet wird.

1.) Unabhängig von Leuchtkraftklasse

Der Algorithmus zur Bestimmung der Temperatur aus den Strömgren Indizes lautet wie folgt:

$$\theta = -0.5548 + 1.2816(b - y)_0 - 0.4357 m_0 + 0.1061 c_0 + 0.3607 \beta \quad (58)$$

mit $T_{eff} = 5040/\theta$.

2.) $5500 < T_{eff} < 7900$ K

Weiters werden für die „late group“ zwei Terme für die folgende Berechnung definiert:

$$[c] = \log_{10}(c_0 + 0.250)$$

$$[\beta] = \log_{10}(\beta - 2.500)$$

$$\begin{aligned} \theta = a_0 + a_1[c] + a_2[c]^2 + a_3[c]^3 + a_4[\beta] + a_5[\beta]^2 + a_6[\beta]^3 \\ + a_7[\beta][c] + a_8[\beta][c]^2 + a_9[\beta]^2[c] \end{aligned} \quad (59)$$

mit	$a_0 = -0.0870$	$a_1 = 0.0513$	$a_2 = 2.6313$
	$a_3 = -3.2892$	$a_4 = -2.8581$	$a_5 = -3.9096$
	$a_6 = -2.2154$	$a_7 = 0.5443$	$a_8 = 3.7933$
	$a_9 = 1.0161$		

Zur Berechnung von $\log g$ steht folgender Zusammenhang zur Verfügung:

$$\begin{aligned} \log g = a_0 + a_1[c] + a_2[c]^2 + a_3[c]^3 + a_4[\beta]^3 + a_5[\beta][c] \\ + a_6[\beta]^2[c] \end{aligned} \quad (60)$$

mit	$a_0 = 4.9672$	$a_1 = -26.2360$	$a_2 = -4.9189$
	$a_3 = 10.2130$	$a_4 = 4.9700$	$a_5 = -67.5876$
	$a_6 = -62.7753$		

Ergebnisse der verschiedenen Methoden

Method	T_{eff} [K]	$\log g$ [cm/s ²]
Moon & Dworetsky (1985)	6511 ± 112	2.21 ± 0.2
Balona (1994) - 1.	6505	2.1 ± 0.055
Balona (1994) - 2.	5924 ± 48	

Tab. 13: Ergebnisse für T_{eff} und $\log g$ nach Kalibrationsgitter von Moon & Dworetsky und den Berechnungen von Balona.

Bei der Effektivtemperatur sind die Werte relativ einheitlich und liegen allesamt in einem konstanten Bereich. Die Gravitationsbeschleunigung liegt sehr niedrig, weswegen man bei der Modenidentifikation in FAMIAS diesem Wert keinen Glauben schenken darf.

3.5.3. Bolometrische Helligkeit

Die bolometrische Korrektur BC (bolometric correction) wird benötigt, um aus der absoluten Helligkeit M_v die bolometrische Helligkeit M_{bol} zu berechnen, um in weiterer Folge die Leuchtkraft, die Masse und den Radius bestimmen zu können.

Im Allgemeinen gilt:

$$M_{bol} = M_v - BC$$

Balona (1994) hat dafür folgende Formel gefunden:

$$BC = -5.5647 + 18.9446 \theta - 19.8827 \theta^2 + 6.1302 \theta^3$$

wiederum mit $\theta = 5040/T_{eff}$. Für die Berechnung der bolometrischen Korrektur wurde $T_{eff} = 6505$ K verwendet, da der niedrigste Wert doch deutlich von den beiden anderen abweicht.

Method	BC [mag]	M_{bol} [mag]
Balona (1994)	-0.029	-0.102 ± 0.05

Tab. 14: Die Ergebnisse für die bolometrische Korrektur und die bolometrische Helligkeit nach Balona (1994).

Die bolometrische Helligkeit der Sonne beläuft sich auf $M_{bol\odot} = 4.73$ mag, wobei diese im nächsten Abschnitt verwendet wird.

3.5.4. Bestimmung der Leuchtkraft, des Radius und der Masse *Leuchtkraft* L_*

Mittels der bestimmten bolometrischen Helligkeit M_{bol*} und der bekannten solaren bolometrischen Helligkeit $M_{bol\odot}$, kann die Leuchtkraft von EE Cam L_* in der Einheit von Sonnenleuchtkräften $L_\odot$ bestimmt werden.

$$M_{bol*} - M_{bol\odot} = -2.5 \log \frac{L_*}{L_\odot} \quad (61)$$

Somit erhält man für die Leuchtkraft von EE Cam $L_* = (85.7 \pm 4) L_\odot$.

Radius R_*

Weiters kann der Radius mittels der neu errechneten Leuchtkraft und der bekannten Effektivtemperatur durch folgende Relation bestimmt werden

$$L_* \propto R_*^2 \cdot T_{eff*}^4, \quad (62)$$

wobei für die solare Temperatur $T_\odot = 5778$ K verwendet wird und sich ein Radius für EE Cam von $R_* = (8.725 \pm 0.05) R_\odot$ errechnet.

Masse M_*

Zur Berechnung des letzten Sternparameter stünde die Berechnung mittels

$$g = G \frac{M}{R^2} \quad (63)$$

zur Verfügung, wobei aber deutlich wird, dass der Wert g nicht glaubwürdig ist, was sich im Ergebnis von $M_* < 0.5 M_\odot$ niederschlägt. Daher wird eine alternative Abschätzung herangezogen, um den Massenbereich etwas einschränken zu können.

Dabei handelt es sich allerdings um Korrelationen für Hauptreihensterne, bei denen L und R eng über folgende zwei Beziehungen verknüpft sind. In diesem Fall wird daraus die Masse abgeschätzt. Zum einen gibt es die „*Masse-Leuchtkraft-Beziehung*“

$$L \sim M^3 \text{ oder auch } L \sim M^{3.5}$$

und die „Masse-Radius-Beziehung“

$$R \sim M^{0.6}$$

Daraus ergeben sich $M_* = 4.4 M_\odot$ bzw. $M_* = 3.6 M_\odot$ und $M_* = 3.7 M_\odot$. Dieses Ergebnis ist ebenfalls zur Abschätzung geeignet, stellt jedoch keinen genauen Wert dar.

Die wahre Masse wird zwischen den Werten $3 M_\odot$ und $4.5 M_\odot$ liegen.

3.5.5. Übersicht Sternparameter

Rektaszension α	5 ^h 45 ^{min} 55 ^{sec}	SIMBAD, HIPPARCOS (1997)
Deklination δ	+63° 17' 47"	SIMBAD, HIPPARCOS (1997)
Spektralklasse	F5 III	Breger et al. 2007
m_v	7.730 mag	SIMBAD
$v \sin i$	$40 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$	Breger et al. 2007
M_v	$-0.073 \pm 0.22 \text{ mag}$	Strömgren Photometrie
Entfernung	$348 \pm 37 \text{ pc}$	Strömgren Photometrie
[Fe/H]	0.138	Strömgren Photometrie
T_{eff}	$6511 \pm 112 \text{ K}$	Moon & Dworetzky (1985)
$\log g$	2.21 ± 0.2	Moon & Dworetzky (1985)
M_{bol}	$-0.102 \pm 0.05 \text{ mag}$	Balona (1994)
Leuchtkraft	$85.7 \pm 4 L_\odot$	
Radius	$8.725 \pm 0.05 R_\odot$	
Masse	$3 - 4.5 M_\odot$	

Tab. 15: Auflistung der bekannten, verbesserten und neuen Sternparameter.

Vorsicht ist bei der Gravitationsbeschleunigung und der Masse geboten. Diese werden im Zuge der Modenidentifikation mittels Modellen berechnet und dabei geklärt, ob diese in einem sinnvollen Bereich liegen.

Die restlichen Werte werden zur Modenidentifikation in FAMIAS übernommen.

4. Datenreduktion mit IRAF

Aus den Beobachtungen erhält man sogenannte *RohFrames*, welche nicht direkt von FAMIAS ausgewertet werden können. Zum einen sind darauf eine Vielzahl an Einflüssen durch die Eigenschaften des CCD-Chips, des Teleskops, baryzentrische Geschwindigkeits- und Zeitfehler durch die Position und Bewegung der Erde um die Sonne und die Tatsache, dass der gesamte Wellenlängenbereich durch ein *Echelle-Gitter* (siehe **Kapitel 3.4.1**) zweidimensional auf dem Chip verteilt ist (siehe **Fig. 29**).

Daher muss man die Frames entsprechend reduzieren und in ein für FAMIAS nutzbares Format bringen, was in diesem Fall mit dem Datenreduktionsprogramm *IRAF*¹⁹ (Image Reduction and Analysis Facility) gemacht wurde, eine kostenlose, für jeden frei verfügbare und linuxbasierte Bildbearbeitungssoftware. Als *Viewer* wurde *DS9*²⁰ und als Texteditor in IRAF der *vi-Editor* verwendet.

Dieses Kapitel wird keine Installationshilfe oder einen IRAF-Ratgeber darstellen. Es werden alle durchgeführten Schritte beschrieben und mit Bildern dokumentiert. Auf der Webseite, wo auch die Download-Dateien zu finden sind, gibt es entsprechende *FAQs*, *Install Docs* und weitere Hilfen für diverse IRAF-Probleme. In **Kapitel 4.14** sind alle verwendeten Befehle mit kurzen Erläuterungen aufgelistet.

Einen sehr detaillierten Leitfaden zur Reduktion von Echelle Daten hat Christopher W. Churchill von der University of California publiziert.²¹

Die Vergangenheit hat gezeigt, dass Eisenlinien (in diesem Fall bei 4509 Å und 4549 Å) besonders gut für die Modenidentifikation geeignet sind. Es werden zuerst die allgemeinen Reduktionsschritte beschrieben und anschließend wird auf die Extraktion dieser genauer eingegangen.

4.1. Vorbereitung der Daten

Es werden folgende Begriffe für die Datenreduktion verwendet:

- ➔ *raw-Frames*: alle CCD-Bilder, die noch nicht bearbeitet wurden
- ➔ *science-Frames*: relevante Aufnahmen von EE Cam für die Modenbestimmung
- ➔ *calibration-Frames*: Vergleichsspektren von einer Th-Ar-Lampe (Thorium, Argon)
- ➔ *image*: wird ebenfalls verwendet und bezeichnet allgemein ein Frame

¹⁹ <http://iraf.noao.edu/>

²⁰ <ftp://sao-ftp.harvard.edu/pub/rd/ds9/>

²¹ <http://astronomy.nmsu.edu/cwc/Software/irafman/LickTech74.ps.gz>

In **Kapitel 3.4.2** sind die *science-Frames* bereits aufgelistet worden. Allerdings wurden noch eine Vielzahl an notwendigen Frames für die Reduktion aufgenommen. Um die Daten auch für andere Mitglieder der Arbeitsgruppe übersichtlich zu halten, ist eine einheitliche Benennung der Endungen empfohlen.

Das normale Datenformat der CCD-Frames für IRAF und DS9 lautet „*.fits*“ (=Flexible Image Transportation System). Von IRAF wird für Frames, welche zu eindimensionale Spektren zusammengeführt werden, automatisch „*-ec.fits*“ angehängt.

Weiters noch eine generelle Übersicht der Nomenklatur:

Suffix	Beschreibung	Auf diese Frames angewendet
-t	Overscan	alle raw-Frames
-z	Bad pixel	alle raw-Frames
-f	Flatfield	science- & calibration- Frames
-s	Streulicht	science Frames
-ec	extrahiert	2D, science- & calibration-Frames
-d	wellenlängenkalibriert	2D, science-Frames
-n	normalisiert	2D, science-Frames
-o	kombiniert	1D, science-Frames

Tab. 16: Übersicht der Nomenklatur für die Reduktion in IRAF.

Um in der Reduktion übersichtlich zu bleiben, wurden die Frames in *Bias*, *Flats*, *Science* und *Th-Ar* Listen unterteilt, um mit diesen anschließend weiterarbeiten zu können.

Bias

Der Bias stellt einen elektronischen Offset dar, um beim Auslesen immer einen mehr oder minder konstanten Wert zu haben. Dieser Wert wird üblicherweise mit geschlossenem Shutter und durch eine 0-Sekunden-Aufnahme eruiert. Anschließend subtrahiert man ihn von allen Frames.

Dark

Der Dark ist der Dunkelstrom welcher durch das thermische Rauschen der CCD entsteht. Mittels Subtraktion eines gleich lang belichteten *dark-Frames* kann das science-frame von diesem systematischen Fehler befreit werden. Bei entsprechenden Kühlung nähert sich dieser Wert dem Biaswert an.

Flat

Der Flat bestimmt die Variation der Empfindlichkeit zwischen den einzelnen Pixeln. Außerdem ist die Ausleuchtung über die gesamte CCD leicht ungleichmäßig. Durch die Aufnahme einer gleichmäßig leuchtenden Fläche und anschließender Normierung mittels Division, wird dieser Effekt beseitigt.

Picket Fence

Weiters ist der Picket Fence zu erwähnen, was einem saturierten Bereich durch interne Reflexionen entspricht. Es ist nicht möglich, diesen aus den Daten in irgendeiner Form zu entfernen. Die Ordnungen mit diesen Bereichen ohne Informationen werden aber dennoch verwendet, um am Ende ein lückenfreies Spektrum zu erhalten.

In den Header aller Frames wird die Information über die Lage der Spektren geschrieben. Um bei den abschließenden Schritten keine Probleme zu verursachen, wurde an dieser Stelle allen Frames das Julianische Datum eingetragen.

Abschließend sind noch zwei RohFrames zu sehen, um den Unterschied zwischen diesen und den vollständig reduzierten Frames sichtbar zu machen. Man sieht, dass durch das Blaze-Gitter die Ordnungen etwas schief liegen und somit die erste und die letzte abgeschnitten sind. Die erste Aufnahme ist das science-Rohframe, welches ein Absorptionsspektrum darstellt. Das zweite frame ist ein emittierendes Vergleichsspektrum einer Th-Ar-Lampe.

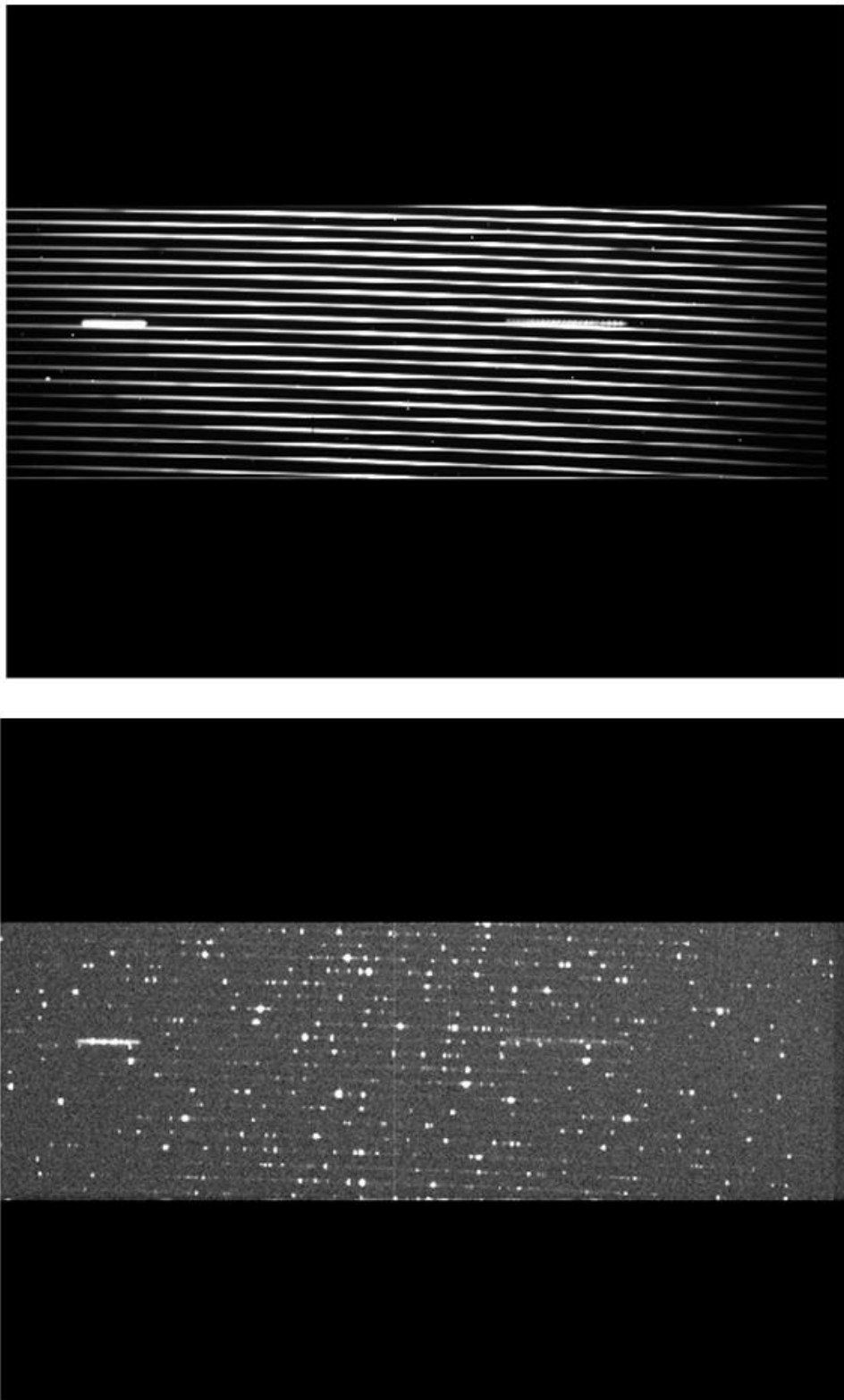


Fig. 29: Oben ist ein science-Rohframe und unten ein Th-Ar-Rohframe abgebildet. Man kann dabei die durch das Blaze-Gitter entstandene Krümmung beobachten. Die hellen, langgezogenen Flecken sind die picket fences, welche durch innere Reflexionen entstehen und nicht reduzierbar sind. Ebenso ist in der Mitte eine senkrechte, fehlerhafte Pixelreihe zu sehen.

4.2. Overscan and Trim

Alle Aufnahmen dieser Serie enthalten automatisch den *Overscan*. Das ist eine maskierte Region²² auf der CCD, welche im eigentlichen Sinn eine *Dark*-Aufnahme ist. Es wird der Mittelwert einer Pixelreihe bestimmt und anschließend von der restlichen Pixelreihe subtrahiert. Ist die CCD entsprechend gekühlt, so ergibt die Auswertung dieses Bereiches den Biaswert. Der Overscan ist auf alle Frames anzuwenden.

Die Ordnung der Ausgleichskurve soll möglichst gering bleiben, was üblicherweise einer Geraden entspricht.

Abschließend wird der verwendete Bereich von den Frames abgeschnitten. Die neuen, Overscan korrigierten Spektren werden unter einem neuen Namen gespeichert. Diese Methode funktioniert im Allgemeine sehr gut.

4.3. Bias Korrektur

Durch die Anwendung der Overscan-Korrektur (**Kapitel 4.2**) wird meistens ebenso der Bias mitreduziert. Zur Überprüfung kombiniert man alle Bias-Frames zu einem *masterbias* und kontrolliert, ob die Werte um 0 zentriert sind. Ist das der Fall, dann reicht die Overscan-Methode aus und dieser Schritt kann übersprungen werden. Weicht der Wert von 0 ab, so muss von allen Frames der ermittelte *masterbias* subtrahiert werden.

4.4. Bad-Pixel Korrektur

Da immer wieder einzelne Pixel oder ganze Pixelreihen einer CCD ausfallen können, ist es notwendig, die Informationen über die Lage der kaputten Pixeln den Frames zur Verfügung zu stellen. Dies wird mit einer einfachen Textdatei gemacht. Man kann dafür den Wert für die defekten Pixel von benachbarten CCD-Elementen interpolieren, um ein lückenfreies Frame (Fig. XXXX) zu erhalten.

Die Wichtigkeit dieser Korrektur ist vom Verwendungszweck der Frames und der Position der relevanten Daten und der Bad-Pixel abhängig. Für die Reduktion sind die bekannten Bad-Pixels bereits zu Verfügung gestanden und diese wurden direkt übernommen.

²² Pixelkoordinaten x: 1209 – 1224; y: 2 – 399

x_α	x_ω	y_α	y_ω
449	449	1	398
465	465	1	398
488	488	1	398
569	570	1	398
646	646	1	398
736	736	1	398
859	859	332	332
928	928	1	398
999	999	1	398
1036	1037	1	398
1052	1052	1	398

Tab. 17: Es sind hier fast ausschließlich ausgefallene Pixelreihen angeführt. Einzelne Pixeln haben vernachlässigbare Auswirkungen auf die Spektren.

Da letztendlich nur zwei Eisenlinien verwendet werden, ist eine aufwendige Durchsuchung der CCD nach fehlerhaften Pixeln nicht sinnvoll und zu aufwendig. Die Korrektur wird für alle Frames angewendet. Durch den direkten Vergleich zweier Frames kann man die Unterschiede und die Interpolation erkennen.

4.5. Flat-Field Korrektur

CCDs müssen aufgrund der unterschiedlichen Empfindlichkeit der einzelnen Pixel korrigiert werden, da sie sonst untereinander nicht vergleichbar sind. Das bedeutet, dass man den *Trend* einer CCD mittels einer konstant leuchtenden externen Quelle eruieren und anschließend durch eine Division mit dem *masterflat* dividieren muss, um so die Empfindlichkeitsunterschiede anzupassen.

→ *masterflat*

Bei dieser Kampagne sind die Spektren der *Flat-fields* mit konstanten Lampen aufgenommen worden. Diese werden zu einem *masterflat* kombiniert, um statistische Fehler zu reduzieren.

→ *normierter masterflat*

Für die Erzeugung diese *images* sind die Positionen der Aperturen auf den Frames essentiell, um Pixel außerhalb der Ordnungen nicht fälschlicherweise mit zu berücksichtigen. Dafür sind einige Schritte der Reihe nach anzuwenden. Dazu werden einige Einstellungen in IRAF vorgenommen und anschließend folgende Punkte automatisch Punkt für Punkt mittels einem weiteren Befehl aufgerufen.

Als erster Schritt wird die Anzahl der Aperturen identifiziert, wobei die Standardeinstellungen das Frame vertikal durchschneiden, da die Lage der Spektren bereits bekannt waren. Auf der x-Achse befindet sich also die y-Achse des Frames. Die Ordnungen werden grundsätzlich automatisch erkannt und nummeriert.

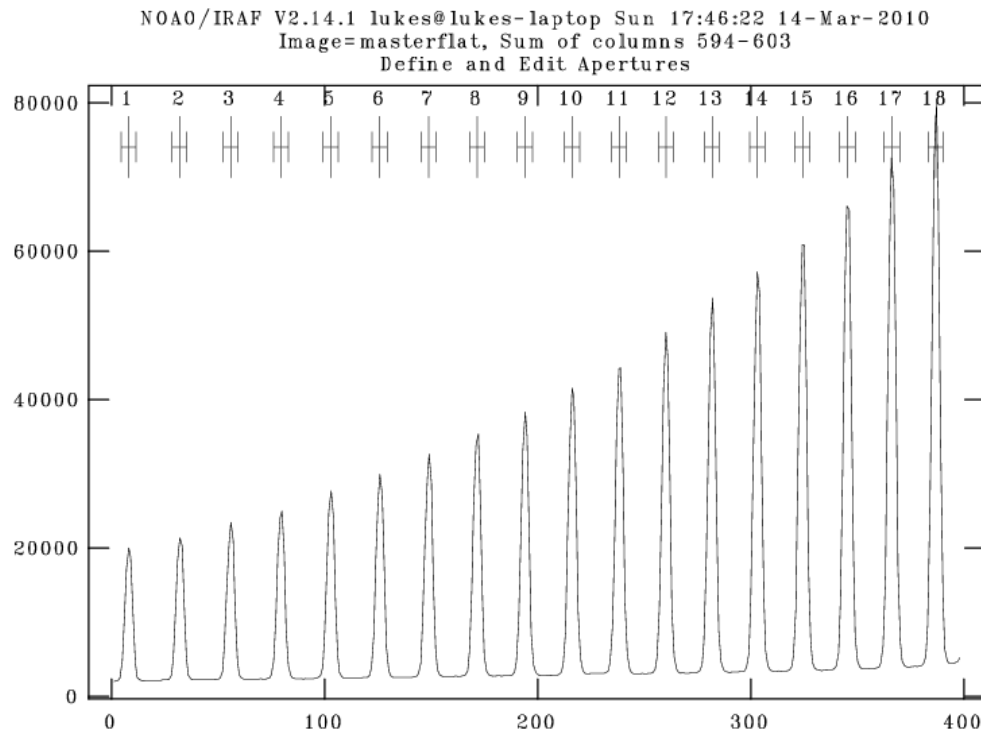


Fig. 30: Dieses Bild zeigt einen vertikalen Schnitt durch ein CCD-Frame. Dabei sind die 18 aufgenommenen Ordnungen zu sehen. Die x-Achse auf diesem Bild stellt die y-Achse am CCD dar. *[Eigene Darstellung]*

Sollte die Anzahl oder die Breite der Ordnungen als falsch deklariert worden sein, so kann man diese manuell verändern und anpassen. Im nächsten Schritt werden die einzelnen Aperturen interaktiv verfolgt, um die Lage dieser, auf der CCD genau zu verfolgen (**Fig. 31**).

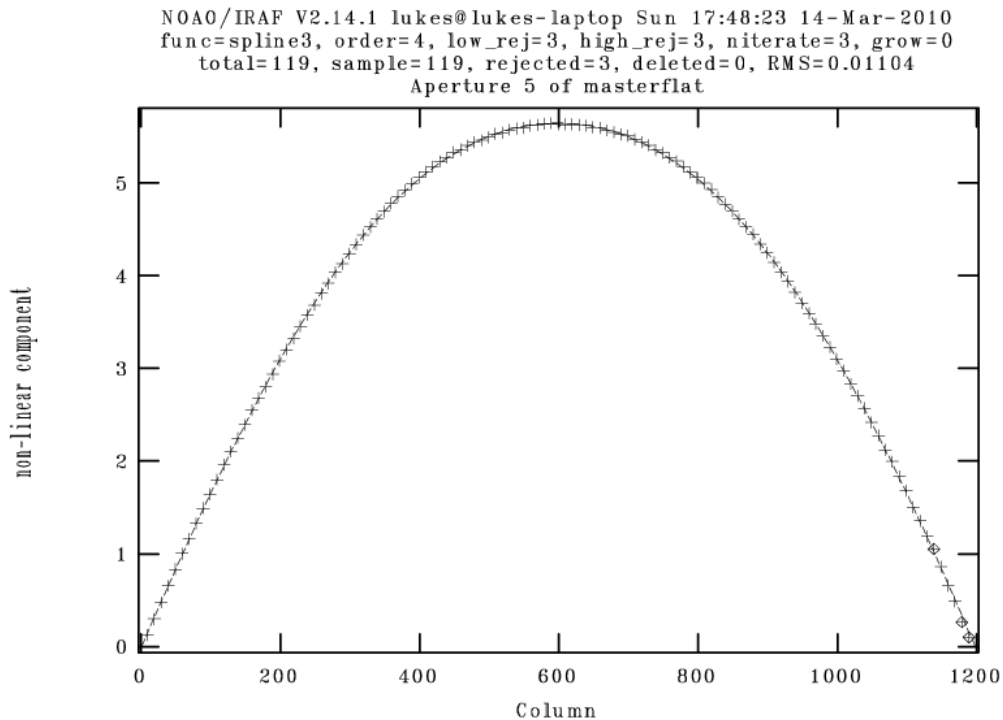


Fig. 31: Die Verfolgung der fünften Apertur eines Frames. In der Beschreibung oben ist zu sehen, dass dafür ein kubischer Spline verwendet wurde. Auf der x-Achse in dieser Darstellung ist ebenfalls die x-Achse mit der Pixelanzahl der CCD abgebildet. Ein Maß für die Abweichungen von Punkten gegenüber dem Spline, gibt das RMS an.

Der Picket Fence wird dabei fälschlicherweise als Erweiterung der Ordnung festgestellt, was durch eine Anpassung des Splines korrigiert werden muss (**Fig. 32**). Oben ist das *RMS* angegeben, was die Abweichungen der einzelnen Punkte zum Spline angibt.

Da der Picket Fence als große Abweichung gegenüber dem Spline identifiziert wird, steigt damit natürlich das RMS sehr stark an. An der horizontalen Linie ist eine Lücke zwischen den Pixel 50 und 250 zu sehen, was bedeutet, dass dieser Bereich nicht für die Berechnung des Splines berücksichtigt wurde.

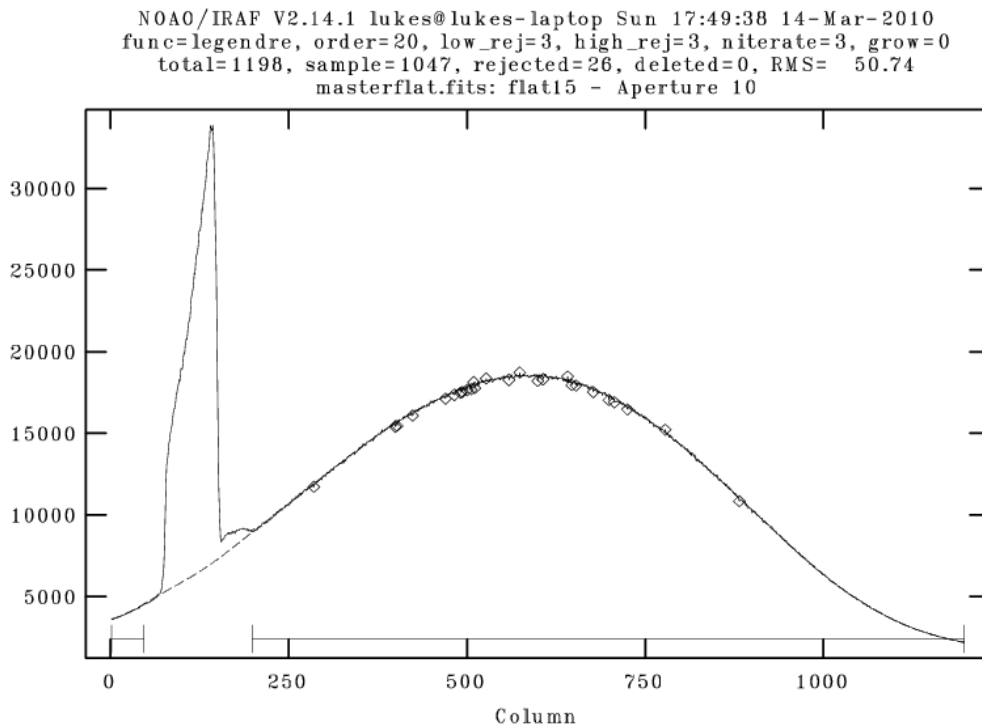


Fig. 32: Bei der Feststellung des Verlaufes dieser Ordnung muss der Picket Fence korrigiert werden, da ansonsten fälschlicherweise diese Apertur erweitert wird. Der Spline in dieser Abbildung zeigt die korrekte Lage der Ordnung. Die aufgestellten Quadrate markieren Punkte, die eine zu große Abweichung gegenüber dem Spline haben und für die Berechnung von diesem nicht berücksichtigt werden.

Zwei generelle Trends sind zu beobachten. Zum einen ist in **Fig. 30** ersichtlich, dass die Intensität von den Ordnungen und somit von der Wellenlänge abhängt und es ist eine inhomogene Ausleuchtung der einzelnen Ordnungen zu beobachten (**Fig. 32**), was die Bedeutung der Korrektur bzw. Angleichung der Pixelvariationen mittels einem Flat essentiell erscheinen lässt.

➔ Anwendung des normalisierten masterflats auf science- und calibration-Frames

Es können nach erfolgreicher Bestimmung aller Aperturen des normalisierten masterflats die science- und calibration-Frames durch diesen dividiert werden. Dadurch werden die Intensitätsunterschiede der einzelnen Pixel angeglichen.

4.6. Streulicht Korrektur

Das auftretende Streulicht verfälscht die Intensität der Ordnungen. Da es in diesen nicht festgestellt werden kann, muss man in den dunklen Bereichen zwischen den Ordnungen die nötigen Informationen verwenden. Am Rande ist zu bemerken, dass die Streulichtkorrektur lediglich auf die science-Frames angewendet wird.

Zur Bestimmung müssen die bereits festgestellten Aperturen (**Kapitel 4.6**) für die science-Frames noch einmal bestimmt werden. Dabei ist der Abstand zwischen den Ordnungen zu eruieren. Es wäre günstig, dies auf einen Standardstern anzuwenden, allerdings steht für diese Aufnahmen keiner zur Verfügung. Die vorhin bestimmten Aperturen des masterflats werden jedoch als Unterstützung für das erste science-frame verwendet. Danach wird dieses science-frame als Referenz für die verbleibenden science-Frames verwendet.

Durch die Minima zwischen den Ordnungen soll anschließend eine Funktion gelegt werden, weshalb die vergleichsweise großen Werte in den Ordnungen nicht relevant sind.

Für die Bestimmung der Aperturen erhält man ähnliche Bilder wie zur Bestimmung des masterflats (**Fig. 30** und **Fig. 31**). Anschließend wird das Streulicht moduliert und der Spline muss an die unteren Datenpunkte angepasst werden.

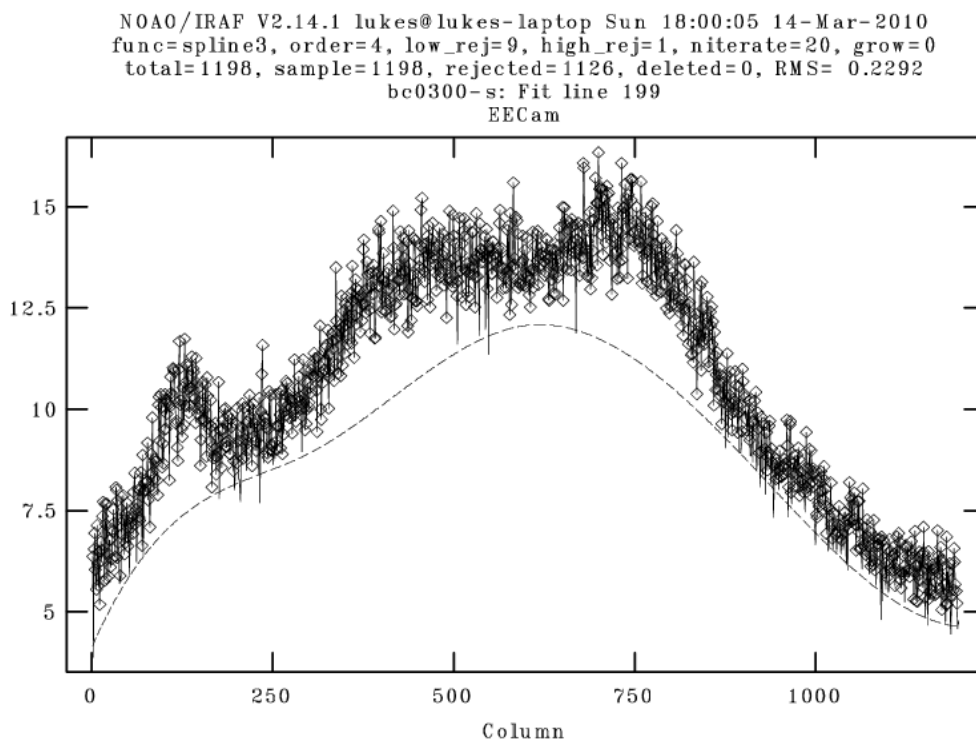


Fig. 33: Darstellung des Streulichts entlang der x-Achse des Frames. Der Spline soll an den Minima der Datenpunkte orientiert sein.

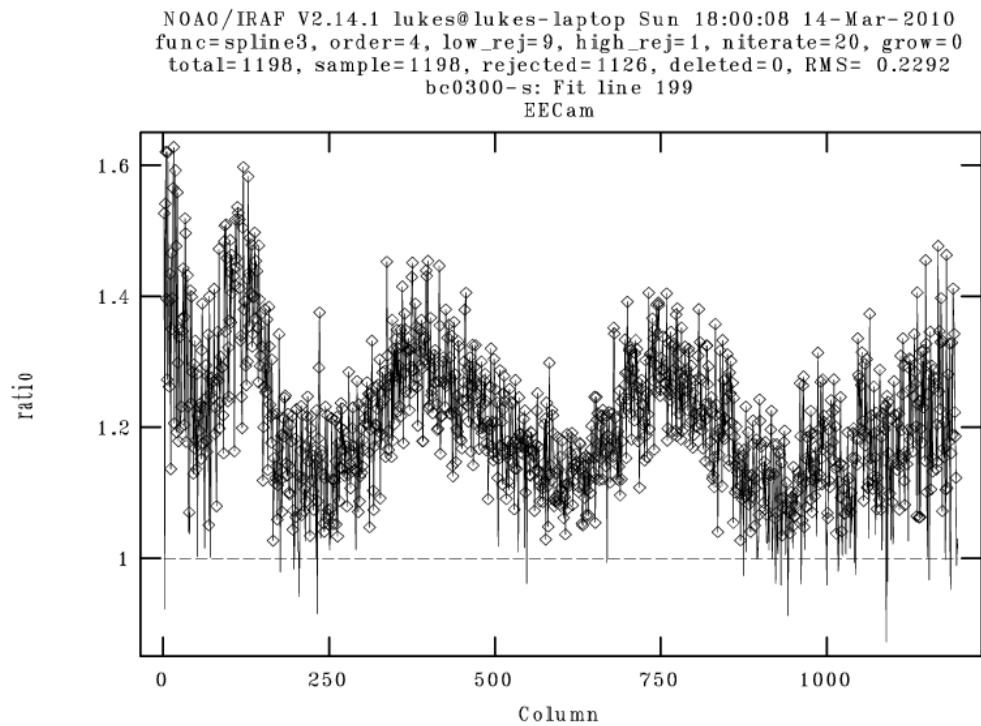


Fig. 34: Eine andere Darstellung des Splines. Dieser wird auf eins normiert.

4.7. Vollständig reduzierte Frames

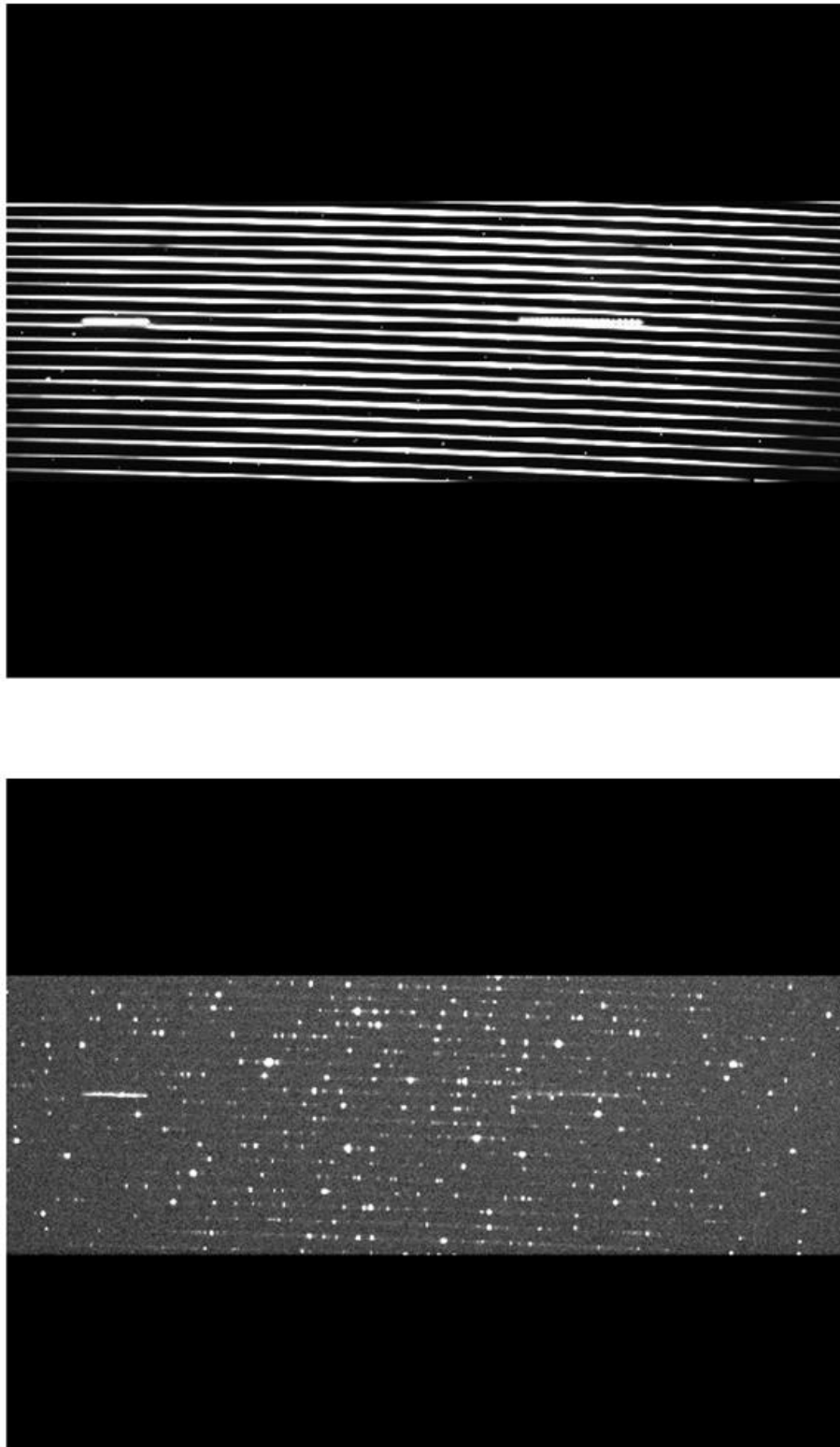


Fig. 35: Oben ist ein vollständig reduziertes Science-Frame und unten ein vollständig reduziertes Vergleichsspektrum.

4.8. Extraktion der Linien

In diesem Schritt werden die Emissions- und Absorptionslinien aus den reduzierten Frames extrahiert und es wird ein eindimensionales Spektrum mit den Pixeln auf der x-Achse und der Intensität auf der y-Achse dargestellt.

Es werden die Anzahl der Pixelreihen, welche jede Ordnung beinhaltet, extrahiert und danach summiert. Die Summe jeder Pixelreihe wird einem Pixel in der Pixelreihe zugeordnet. Daraus ergibt sich ein Spektrum mit Intensität gegen Pixelposition.

➔ *Linien aus Th-Ar Vergleichsspektren* (Emissionslinien)

Für die Vergleichsspektren werden die in **Kapitel 4.5** bestimmten Aperturen herangezogen, welche im Vergleich, zu den für die science-Frames in **Kapitel 4.6** bestimmten Ordnungen, weniger exakt sind. Dies ist allerdings nicht von großer Bedeutung, da die Vergleichsspektren anschließend lediglich zur Wellenlängenkalibration verwendet werden. Die etwas fehlerhafte Intensität stellt dabei keinen wesentlichen Parameter dar, weil die Priorität im Gegensatz zur Position der Linie, weit geringer ist.

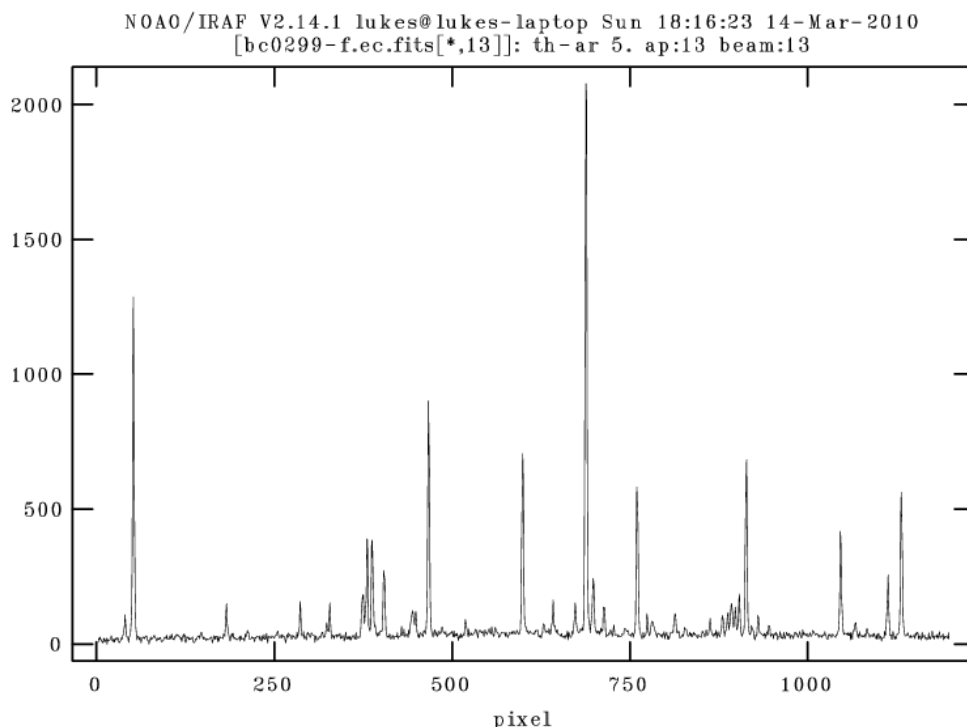


Fig. 36: Darstellung der extrahierten Linien einer Ordnung von einem Vergleichsspektrum. Dabei spielt für die Wellenlängenkalibration die Position der einzelnen Linien eine wesentliche Rolle. Es ist die Intensität gegen die Pixel aufgetragen.

➔ *Linien aus den science-Frames (Absorptionslinien)*

Für die Extraktion von den Linien der Sternspektren werden nun die für die Streulichtreduktion genau bestimmten Aperturen herangezogen. Die Intensität spielt jetzt eine wesentliche Rolle, da durch diese die Form und Tiefe der Linien beeinflusst wird, was wiederum Auswirkungen auf die Modenidentifikation in FAMIAS hat.

Weiters ist zu erwähnen, dass IRAF keinen Unterschied zwischen Emissions- und Absorptionslinien macht.

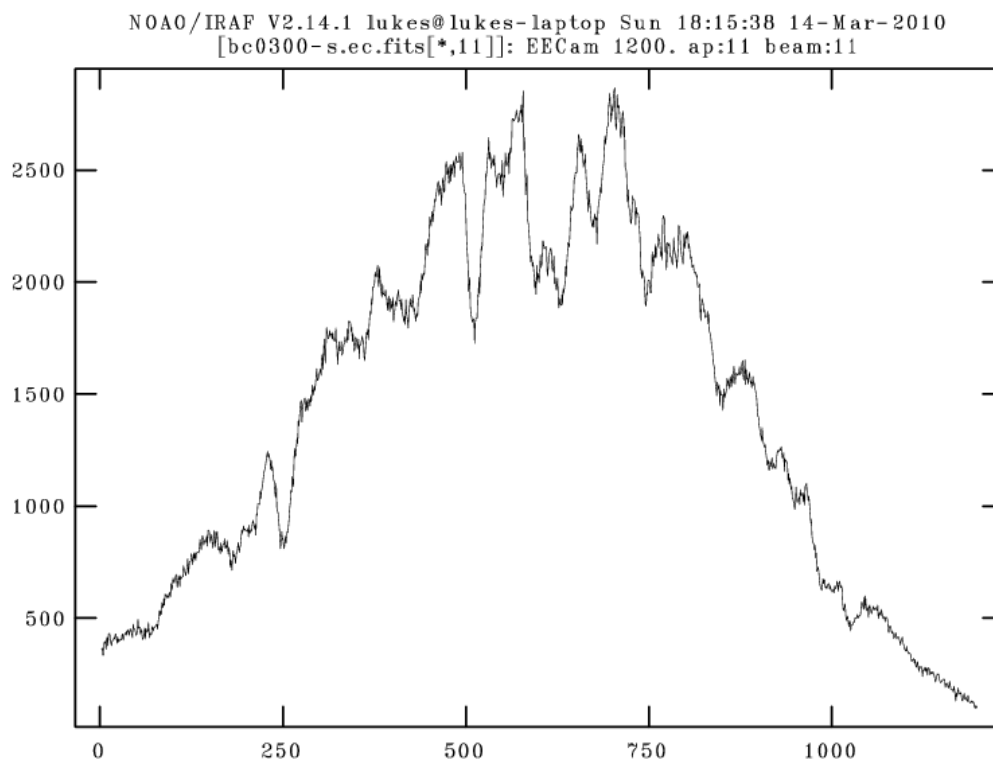


Fig. 37: Das extrahierte Spektrum für science-Frames.

4.9. Wellenlängenkalibration

Bis jetzt wurde von Linien auf der CCD gesprochen, diese sind aber lediglich Pixelwerten zugewiesen. Um ein Spektrum für die Modenidentifikation erstellen zu können, ist es unerlässlich, die Wellenlänge für eine Linie zu wissen.

Die Th-Ar-Spektren werden herangezogen, um den Sternspektren Wellenlängen zuordnen zu können. Da es zwischen den einzelnen Spektren zu kleinen Abweichungen kommen kann, wurde nach jedem science-frame ein Vergleichsspektrum aufgenommen, um mögliche systematische Fehler zu korrigieren.

Diese Kalibration ist ein sehr kritischer Punkt in der Datenreduktion und bedarf großer Sorgfalt, da durch Fehler an dieser Stelle alle anschließenden Schritte bis hin zur Modenidentifikation in FAMIAS zu verwerfen sind.

Atlas für Vergleichsspektren

- HET atlas²³
- NOAO Th-Ar-atlas²⁴
- KPNO atlas für röttere Linien²⁵

➔ *Wellenlängenkalibration der Vergleichsspektren*

Da die Identifikation sehr viel Zeit in Anspruch nimmt, wäre die Identifikation von jedem Vergleichsspektrum ein sehr zeitraubender Prozess. Deswegen führt man die Prozedur an einem Spektrum durch und wendet es auf die anderen Vergleichsspektren in der selben Nacht an. Bleiben die Einstellungen des Teleskops über einen gesamten *run* gleich, so kann ein vollständig bestimmtes Vergleichsspektrum auf die restlichen Nächte angewendet werden.

Für eine exakte Bestimmung sind in jeder der 18 Ordnungen einige Linien zu markieren und genau zu bestimmen. Um von Pixeln auf die Wellenlänge schließen zu können, muss die x-Achse invertiert werden, damit das Vergleichsspektrum und der Vergleichsatlas die gleiche Orientierung haben.

Für eine saubere Identifikation sind unverkennbare Muster in den Spektren zu suchen. Wie in **Fig. 38** zu sehen ist, sind diverse Kombinationen vorhanden, welche zu einer eindeutigen Bestimmung der Linien führen. Es ist schwierig, die einzelnen Spektren beim ersten Mal einem ungefähren Wellenlängenbereich zuzuordnen, da die Ausrichtung der Spektren nicht bekannt war und die Intensität der einzelnen Linien nicht als Referenz verwendet werden kann. So ist es notwendig, auf z.B. markante Doppelpeaks zurückzugreifen.

Hat man in jeder Ordnung einige Linien identifiziert, so kann man IRAF die übrigen Linien extrapolieren lassen. Nachdem man Ausreißer eliminiert hat, wiederholt man die Extrapolation, bis eine sehr hohe Identifikationsdichte mit geringen Abweichungen vorhanden ist (siehe **Fig. 38**). In diesem Schritt werden die Pixel automatisch durch die Wellenlänge ersetzt.

²³ <http://hydra.as.utexas.edu/imgs/ThAr.pdf>

²⁴ <http://www.noao.edu/kpno/specatlas/thar/thar.html>

²⁵ <http://www.noao.edu/kpno/specatlas/thar/thar.html>

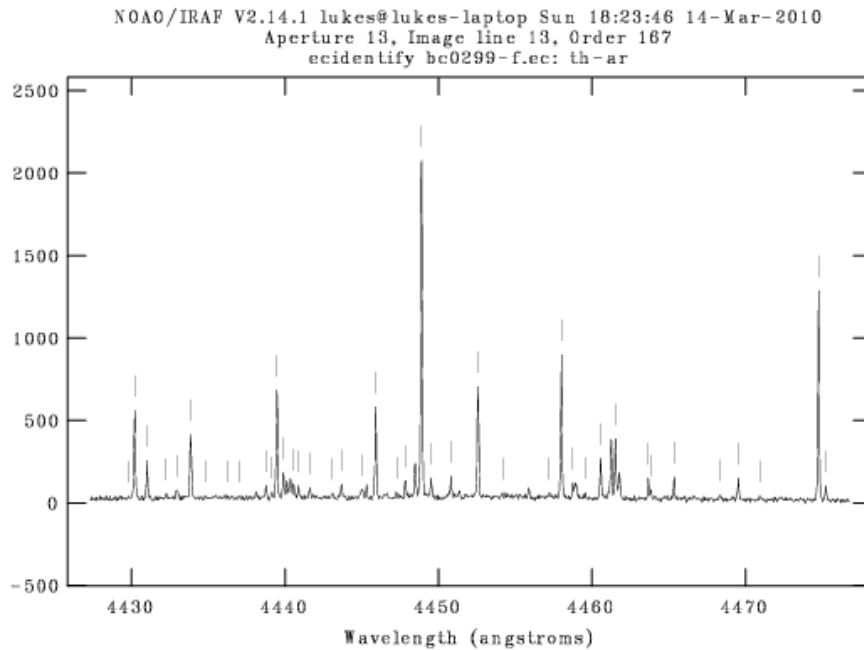


Fig. 38: Identifizierte Linien sind mit einem senkrechten Strich gekennzeichnet.

Wie bereits erwähnt, kann diese erarbeitete Lösung für die Linienidentifikation auf die anderen Th-Ar-Aufnahmen der Nacht und auf die des *runs* übertragen werden, um kleine Verschiebungen korrigieren zu können. In dem vorhandenen Datensatz mussten im ersten *run* zwei Identifikation durchgeführt werden, in den nächsten beiden *runs* jeweils nur eine.

➔ *Wellenlängenkalibration der science-Frames*

Die kalibrierten Vergleichsspektren werden nun auf die science-Frames angewendet. Dafür wurde nach jeder Aufnahme von EECam ebenso eine Aufnahme der Th-Ar-Lampe gemacht, um auf entsprechende Fehler im System reagieren zu können.

Zuerst werden den science-Frames die kalibrierten Spektren zugewiesen. Dabei gibt es verschiedene Einstellungen, also ob die zeitlich früher oder später aufgenommene Spektren für ein jeweiliges science-frame verwendet werden sollen. Das macht im Allgemeinen keinen großen Unterschied.

In einem zweiten Schritt werden die Vergleichsspektren auf die vorhin zugewiesenen Frames angewendet, um die Verschiebungen bei diesen auszugleichen und allen Linien eindeutige Wellenlängen zuzuordnen.

Nach diesem Schritt ist eine Kontrolle sinnvoll, da man sich in den einzelnen Ordnungen Linien ansehen und vergleichen kann. Treten Unstimmigkeiten auf, müssen alle Einstellungen und die kalibrierten Th-Ar-Spektren überprüft werden. Hier

darf es keine Fehler geben, da weitere Schritte nur mit einer richtigen Kalibration möglich sind.

4.10. Normalisierung der Spektren

Da in den Spektren noch das gebogene Abbild eines Blaze-Gitters vorhanden ist, müssen diese mit einem *Kontinuum* geglättet werden. Da für FAMIAS sowohl die Linientiefe, als auch die Form der Wings wesentlich ist, kommt der Normalisierung ebenso eine wesentliche Rolle zu.

In Fig. 39 ist die strichlierte Kontinuumskurve zu sehen. Mit den Werten *low_rej* und *high_rej* kann die Kurve in der Höhe verändert werden. Ein großes Problem ist, dass die Ordnung keinesfalls zu hoch eingestellt werden darf, da das Kontinuum ansonsten in die tiefe Linie gelegt wird, was zu Informationsverlusten führen kann. Die Ordnung des Polynoms wurde zwischen 3 und 6 variiert (hauptsächlich 3 – 4).

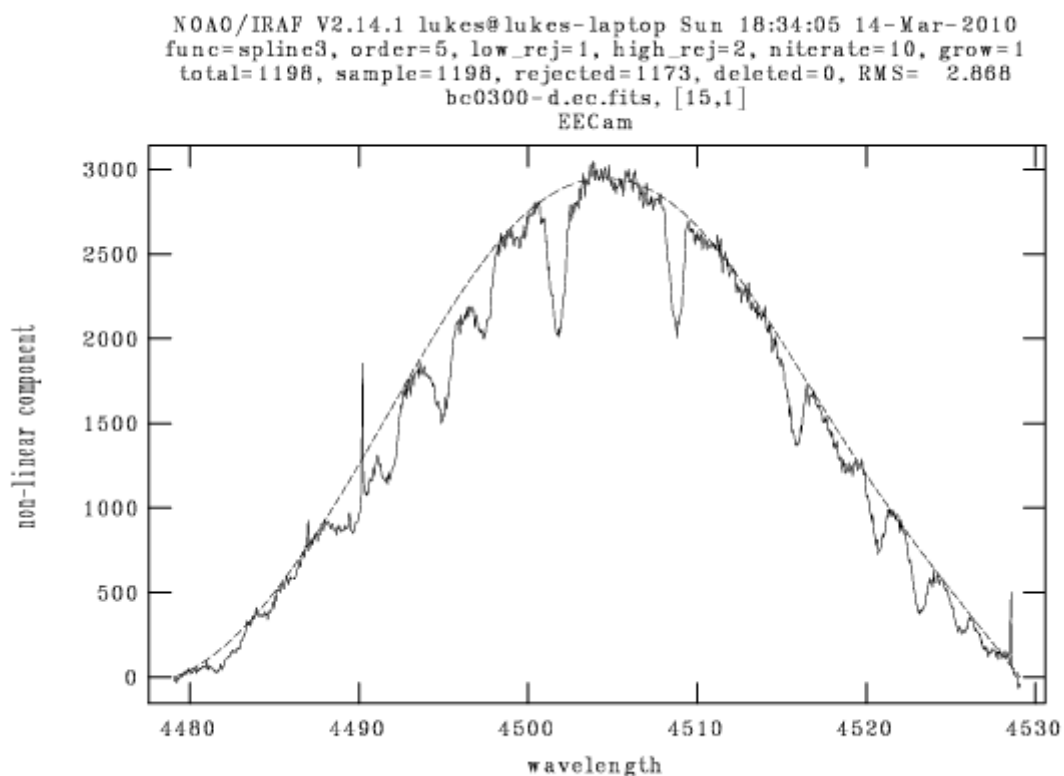


Fig. 39: Es ist die Intensität gegen die Wellenlänge aufgetragen, wobei die strichlierte Kontinuumskurve mit einer niedrig gehaltenen *order* eingezeichnet ist. Ist diese zu hoch, so passt sich der Spline zu genau dem Verlauf des Spektrums an, was eine falsche Darstellung ergeben würde. In dieser Apertur ist eine FeII-Linie bei 4509 Å enthalten.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, wie in **Fig. 40** ersichtlich, die generelle Lage des Kontinuums. Ob man es eher etwas über oder unter die erkennbaren Kontinuumsanteile legt, ist größtenteils eine subjektive Einschätzung.

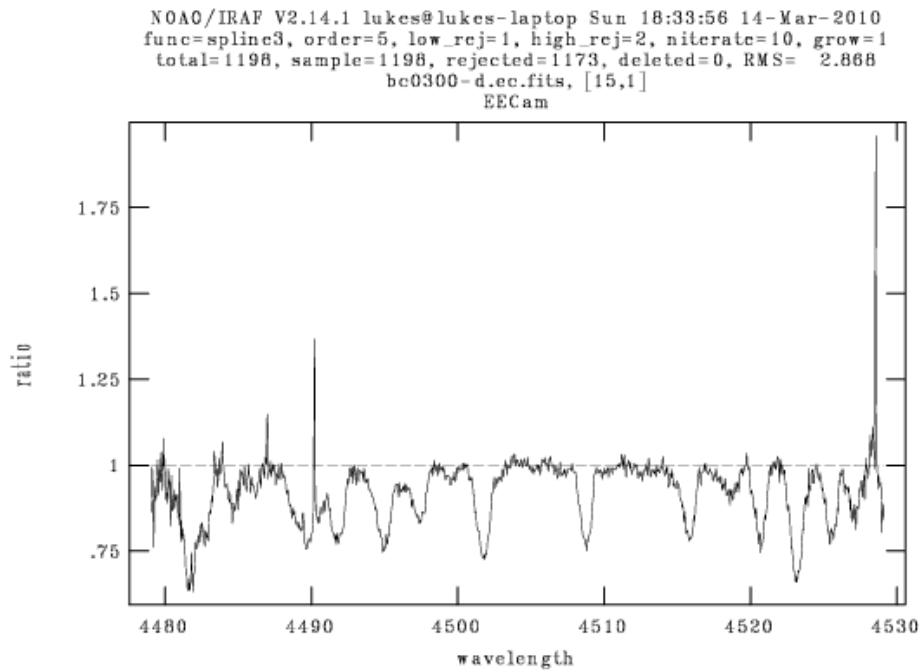


Fig. 40: Die waagrechte, strichlierte Linie bei eins ist das normalisierte Kontinuum. Die Ausreißer nach oben sind diverse Störungen von externen Faktoren (Cosmics, etc.).

4.11. Kombination der einzelnen Ordnungen (2d → 1d)

Als abschließenden Schritt werden die separaten Ordnungen noch zu einem einzigen, lückenfreien Spektrum zusammengefügt. Dabei wurde für die Überlappungsbereiche an den Rändern der Spektren die Kombinationsart *average* verwendet, so dass sich die Werte mitteln. Wie in den obigen Abbildungen bereits ersichtlich, können genau in diesen Bereichen Probleme auftreten.

Es wurden zuerst alle Spektren mit allen Ordnungen reduziert. Da dabei diverse Probleme aufgetreten sind, wurden anschließend nur die Ordnungen mit den sehr zentral gelegenen Eisenlinien normiert und zur FAMIAS-Analyse verwendet. Der teilweise fehlerbehaftete Schritt der Kombination entfällt dadurch.

4.12. Heliozentrische Korrektur

Da der Einfluss der Planeten sehr gering ist und auch die Jupitermasse nicht ausschlaggebend ist, wurde auf eine baryozentrische Korrektur verzichtet und eine heliozentrische Korrektur als ausreichend befunden. Die notwendigen Angaben für IRAF sind die Koordinaten des Teleskopstandorts.

4.13. Extraktion der eindimensionalen Spektren

Um die in IRAF gefertigten Daten FAMIAS zugänglich zu machen, sind diese noch in ein *File* mit dem Julianischen Datum und den Namen der Textdatei mit den Informationen der Spektren zu kopieren. Dies kann anschließend übernommen werden.

4.14. Wichtige IRAF-Befehle

Befehl	Erklärung
dispaxis	Lage der Ordnungen angeben (horizontal = 1)
setjd	Julianisches Datum eintragen
ccdproc	Anwendung von Overscan/Trim, bad pixel, normalisierten masterflat,
zerocombine	Erstellung von masterbias
flatcombine	Erstellung von masterflat
apflatten	Erstellung von normierten masterflat
apscatter	Streulichtkorrektur
apall	Aperturen extrahieren
ecidentify	Wellenlängeidentifikation eines Th-Ar-Frames
ecreidentify	Anwendung auf restliche Th-Ar-Frames
refspectra	science-Frames die Th-Ar-Frames zuordnen
dispcorr	Verschiebungen korrigieren
continuum	Normalisierung der Spektren
scombine	2d → 1d
rvcor	Heliozentrische Korrektur
wspectext	Extraktion der 1D – Spektren

Tab. 18: Die wichtigsten IRAF-Befehle.

5. Frequenz- und Modenidentifikation mit FAMIAS

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Sternparameter (**Kapitel 3.5**) und die reduzierten Daten aus IRAF (**Kapitel 4**) verwendet, um zuerst bereits bekannte Frequenzen in den Daten zu finden und anschließend deren Moden zu bestimmen. Es wurde bereits im vorangegangenen Kapitel erwähnt, dass die ungeblendeten Eisenlinien bei ca. 4510 Å und 4550 Å dafür besonders gut geeignet sind. Durch die relativ geringe scheinbare Rotation von $v \sin i = 40 \pm 3 \text{ km/s}$ ist der Effekt der Blendung im Allgemeinen gering ausgeprägt.

Zur Anwendung kommt FAMIAS²⁶ (Frequency Analysis and Mode Identification for AsteroSeismology), ein Software Tool für photometrische und spektroskopische Zeitserienanalyse, welches von Wolfgang Zima entwickelt wurde.

Zuerst wird die Periodensuche mit der Fourier-Analyse und Nicht-Linearen-Least-Square-Fits Algorithmen durchgeführt. In weiterer Folge wendet man für die Modenidentifikation der entdeckten Frequenzen die Moment-Methode an, um die Quantenzahlen l und m zu finden. Die Gültigkeit von FAMIAS beschränkt sich auf heißere Sterne als die Sonne und entlang der ZAMS. Das inkludiert γ – Doradus Sterne, δ – Scuti Sterne, die langsam rotierenden B – Sterne und die β – Cepheiden (Zima 2008). Weiters werden die Frequenzen mit der Pixel-by-Pixel-Methode untersucht. Allerdings hat diese ihren Gültigkeitsbereich lediglich bis $\leq 50 \text{ km/s}$. Deshalb werden die errechneten Werte lediglich als zusätzliche Hilfe herangezogen.

5.1. Periodensuche

5.1.1. Vorbereitung der Daten

Die am Ende von **Kapitel 4** erhaltenen Textfiles importiert man zuerst in FAMIAS. Danach werden die Fell-Linien von den Spektren mit etwas Kontinuum ausgeschnitten, um von diesen Ausschnitten den gemeinsamen *Mean* (siehe **Fig. 41**) zu bilden. Aus dem Mean kann die zentrale Wellenlänge abgelesen werden, welche anschließend zum Konvertieren von der Wellenlänge zur Dopplergeschwindigkeit verwendet wird.

Linie	zentrale λ [Å]
Fell	4508.778
Fell	4550.055

Tab. 19: Die beiden Eisen-Absorptionslinien mit ihren zentralen Wellenlängen.

²⁶ <http://www.ster.kuleuven.be/~zima/famias>

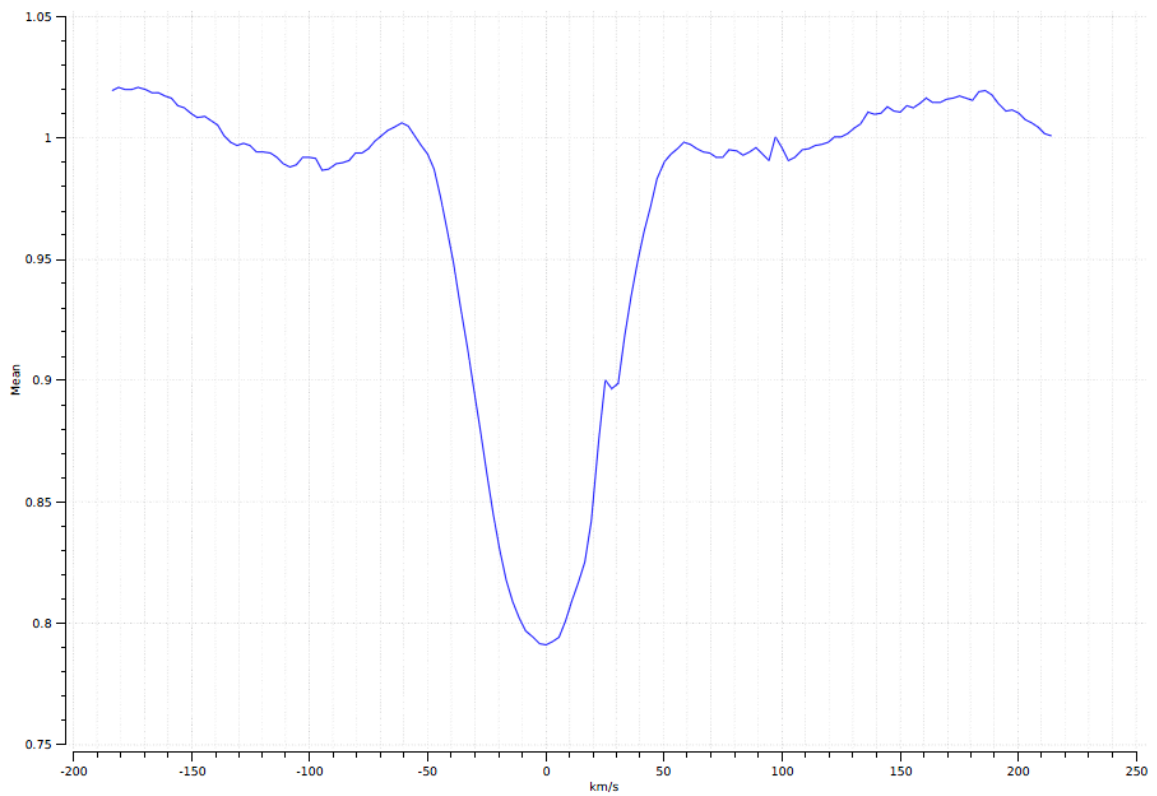
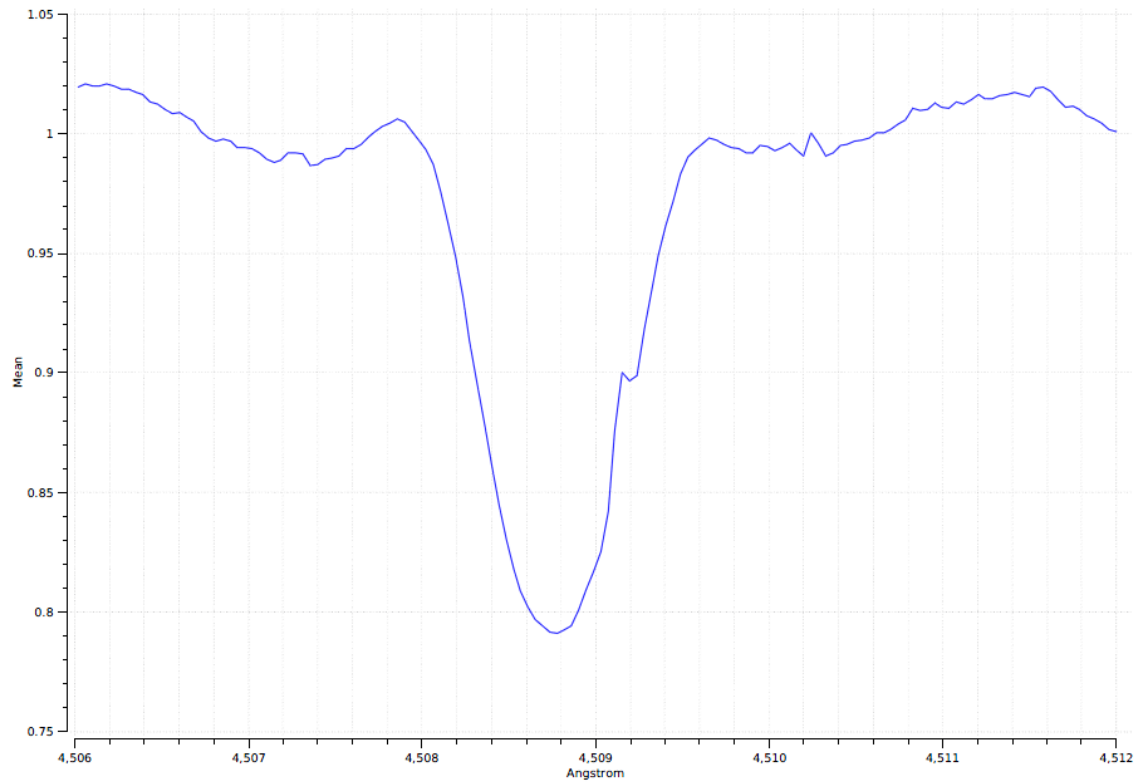


Fig. 41: Mean-Spektrum der FeII-Linie bei 4508.778 Å und bei der zentralen Wellenlänge von 0 km/s nach der Konvertierung zur Dopplergeschwindigkeit.

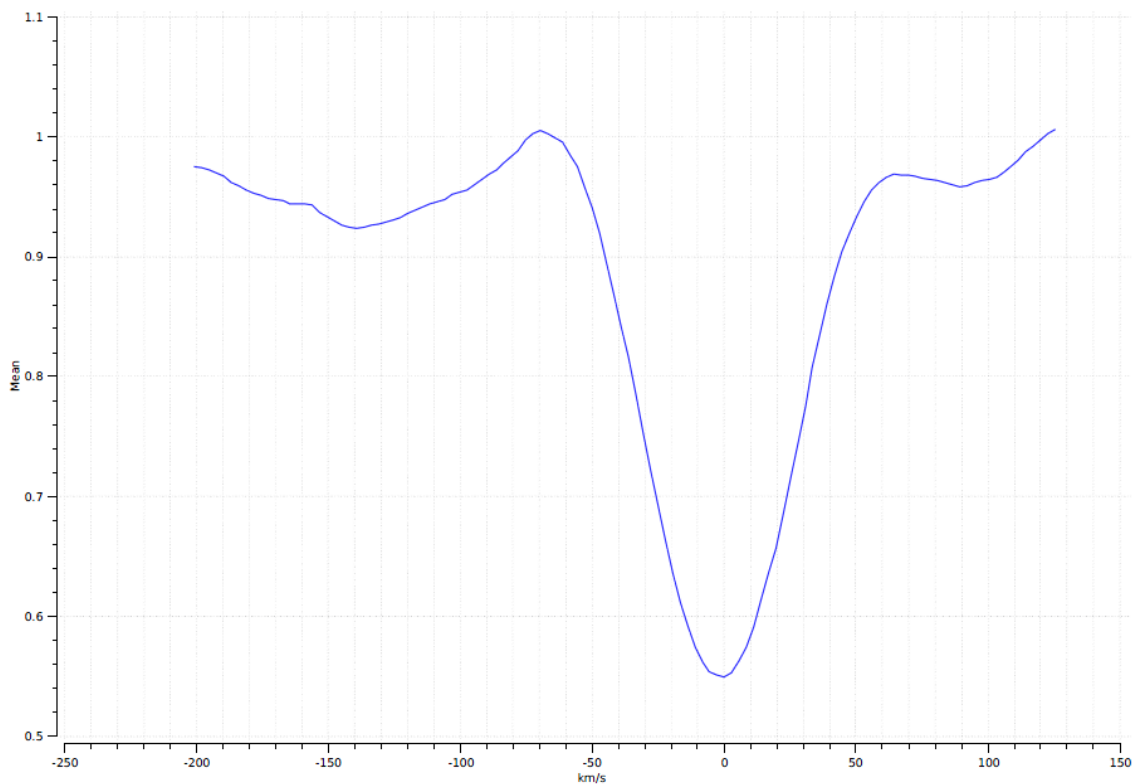
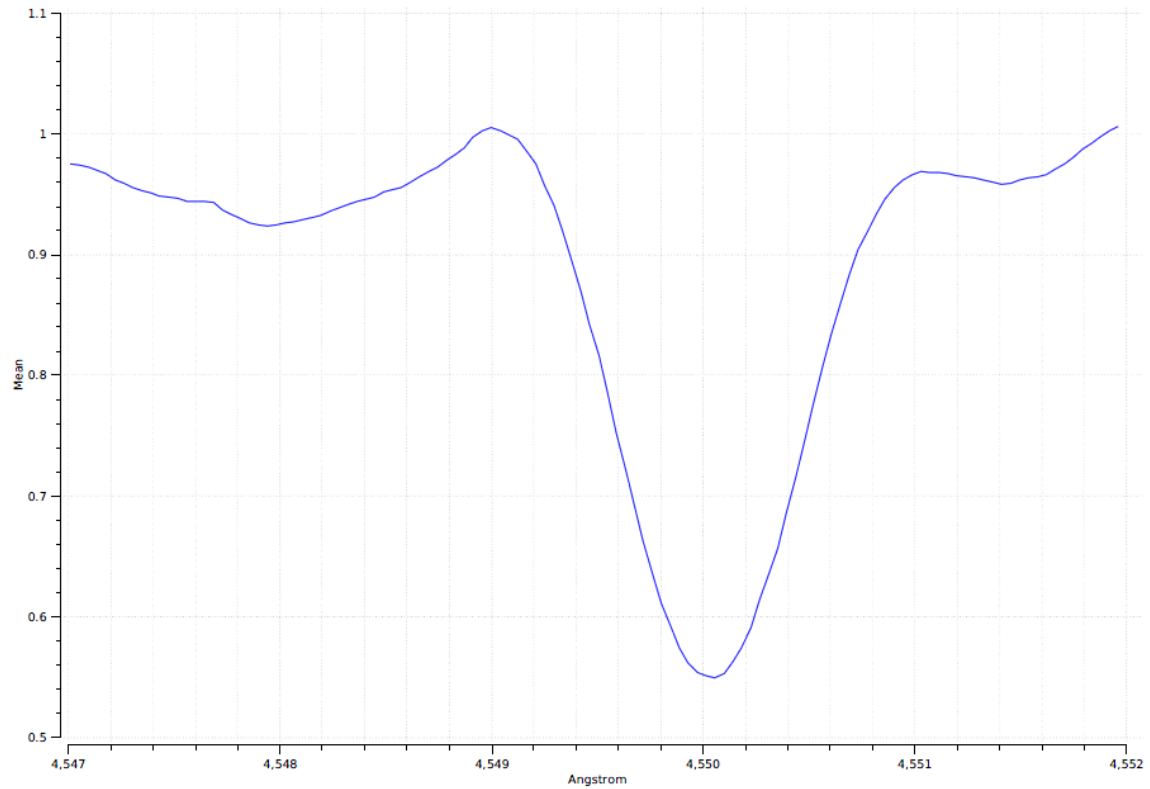


Fig. 42: Das Mean-Spektrum der FeII–Linie bei der zentralen Wellenlänge von 450.055 Å und der konvertierten Dopplergeschwindigkeit. Das angrenzende Kontinuum ist hier sehr schlecht, wodurch sich bei der Frequenzanalyse und Modenidentifikation Probleme bzw. hohe χ^2 -Werte ergeben können.

Für die Spektren des neuen Datensets mit der Dopplergeschwindigkeit muss im nächsten Schritt das S/N-Verhältnis bestimmt werden, um die einzelnen Spektren anschließend gewichten zu können. Dazu kann entweder die Standardabweichung des Mean-Spektrums oder das S/N-Verhältnis von jedem Spektrum einzeln verwendet werden. Mittels zweier Parameter kann die Genauigkeit eingestellt werden. In dieser Arbeit wurde das S/N für jedes Spektrum separat berechnet, da es genauer ist. Anschließend sind diese Werte in einem neuen Datenset entsprechend gewichtet worden, um Spektren mit einem niedrigeren S/N weniger stark einfließen zu lassen.

Haben die Linien relativ geringe Geschwindigkeiten ($v \sin i < 50 \text{ km s}^{-1}$), so bewegt sich der Rand von diesen kaum im Vergleich zur Pulsation, was für EE Cam mit einer scheinbaren Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i = 40 \pm 3 \text{ km/s}$ gegeben ist. Da für die Pixel-by-Pixel Methode (siehe **Kapitel 2.2.2**) Mit dem Mean-Spektrum kann man die Grenzen der Linie eruieren, an denen diese extrahiert werden.

5.1.2. Suche im 1. Moment

Zur Identifikation der Frequenzen wird das 1. Moment herangezogen. Es werden alle anderen Momente verwendet, um die Signifikanz ($S/N > 4$) der gefundenen Frequenzen überprüfen zu können, was auf alle Frequenzen zutrifft.

In weiterer Folge sind die Frequenzen mittels Fourier-Analyse (**Kapitel 2.1.1**), Least-Square-Fits (**Kapitel 2.1.2**) und Prewhitening bestimmt worden. Die zum Teil bereits bekannten Frequenzen und einige weitere sind in **Tab. 20** aufgelistet.

Auf der nächsten Seite sind das spektrale Fenster und die Residuen von der dominanten Frequenz abgebildet.

Im Spektralfenster ist zu erkennen, dass Frequenzen um das Vielfache von 1 nicht zu erkennen sind, da sie möglicherweise Alias-Frequenzen sind. Weiters ist es anhand der Daten unmöglich, nah aneinander liegende Frequenzen zu unterscheiden, wodurch Frequenzen in diesem Bereich nicht zur Modenidentifikation verwendet werden können.

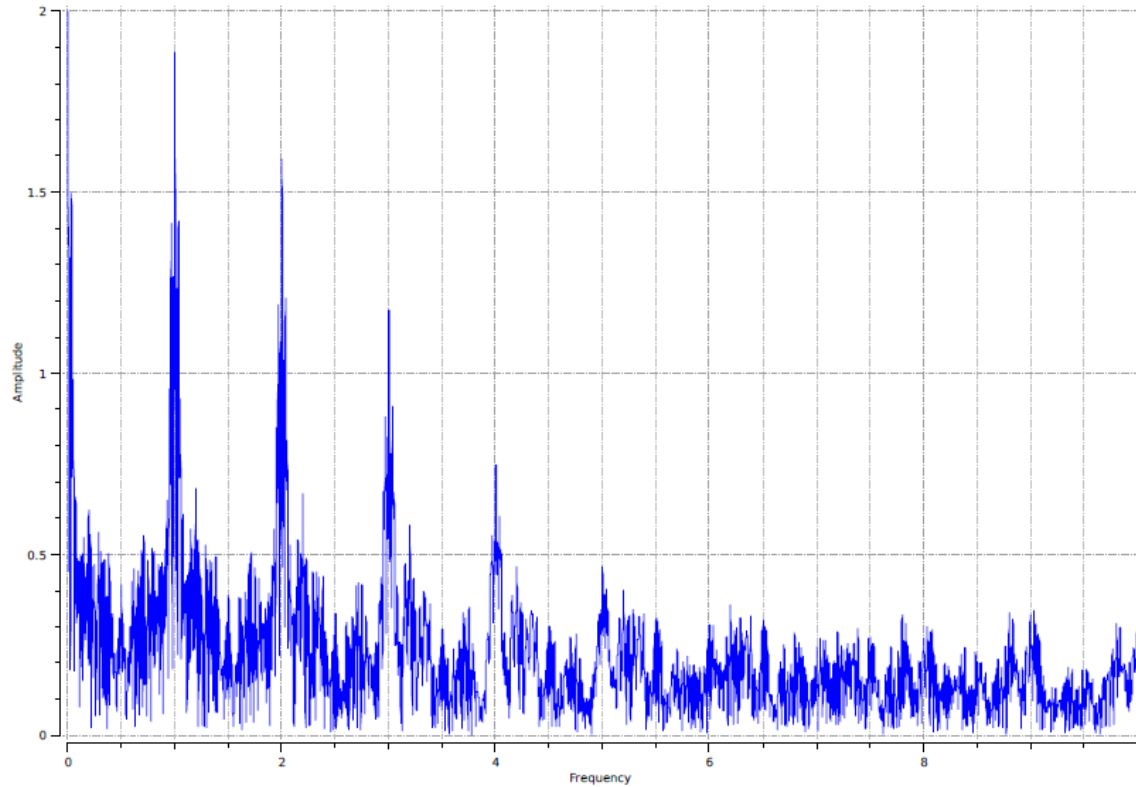


Fig. 43: Das Spektralfenster mit der Alias-Frequenz bei 1 c/d für die Eisenlinie bei 4508.778 Å.

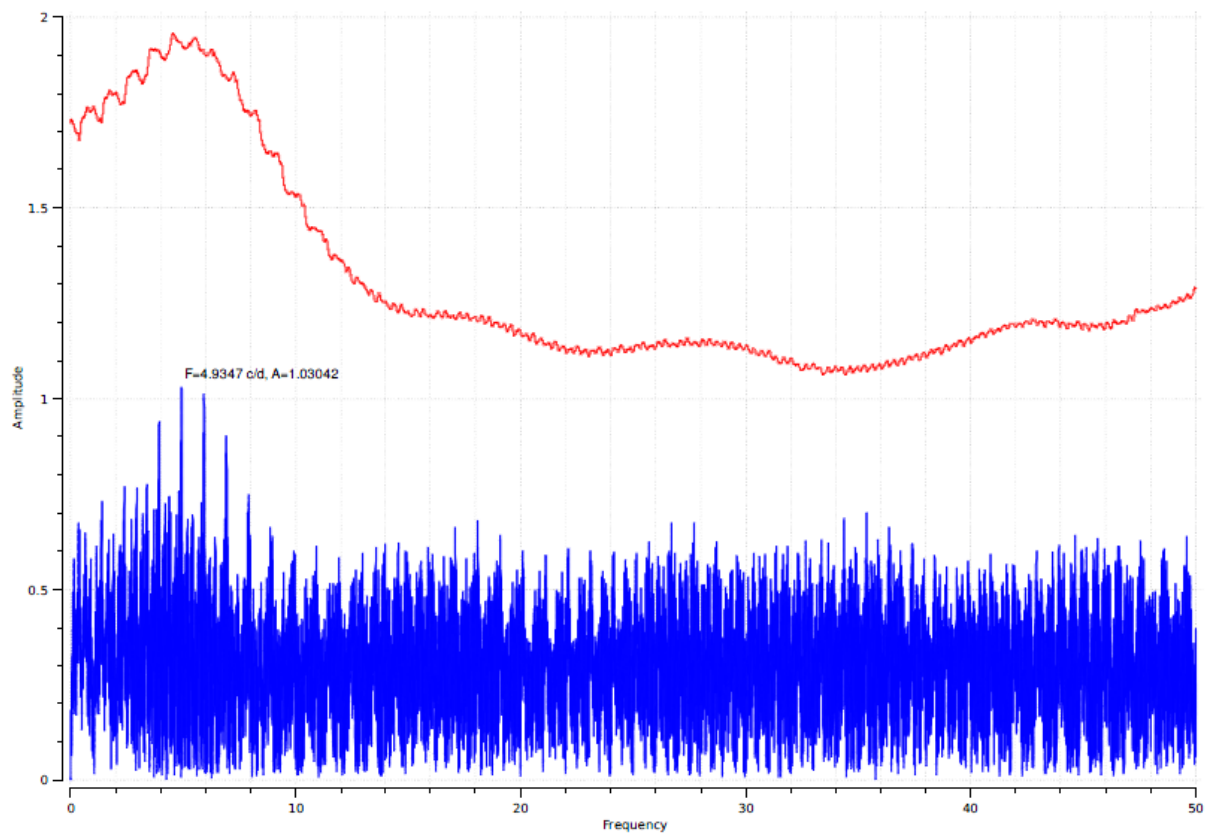


Fig. 44: Das Amplitudenspektrum mit der Frequenz $f_1 = 4.935$ c/d mit der Signifikanzlinie.

Die Werte der Frequenzen unterscheiden sich in den beiden verschiedenen Absorptionslinien etwas, da es in den Residuen weitere Frequenzen gibt und diese durch einen nicht zu 100% reproduzierbaren Reduktionsprozess in IRAF kleinen Schwankungen unterliegen.

5.1.3. Pixel-by-Pixel Methode

Um bei der Modenidentifikation auf den Datensatz die Pixel-by-Pixel Methoden anwenden zu können, müssen die Punkte der Spektren exakt gleiche Dopplergeschwindigkeiten aufweisen. FAMIAS bietet drei Möglichkeiten, um diese Bedingung zu realisieren.

- ➔ Dopplergeschwindigkeiten werden auf das *erste Spektrum* interpoliert.
- ➔ Dopplergeschwindigkeiten werden auf ein *beliebiges Spektrum* interpoliert.
- ➔ Dopplergeschwindigkeiten werden in ein *definiertes Gitter* interpoliert.

Beim Gitter ist die Größe des anschließenden Datensatzes vom Abstand der Gitterpunkte abhängig. Es wurde das Spektrum als Referenz verwendet.

5.1.4. Ergebnis Frequenzsuche

In der folgenden Tabellen sind die Frequenzen, welche im 1. Moment der beiden Eisenlinien gefunden wurden, aufgelistet. Bei der Identifikation sind jene Pulsationen der Linie mit $4508.778 \text{ \AA}$ als Referenzfrequenzen verwendet worden, da aufgrund der Mean-Spektren (**Fig. 41** und **Fig. 42**) von dieser Linie bessere Ergebnisse zu erwarten sind.

Die Auflistung der Frequenzen bezieht sich auf die Eisenlinie mit $4508.778 \text{ \AA}$ und die Moment-Methode. Weiters wurden die bereits identifizierten Frequenzen (siehe **Tab. 3**) berücksichtigt. Zwischen den beiden Linien können aufgrund verschiedener Einflüsse (IRAF: Kontinuum; FAMIAS: S/N Gewichtung) leichte Unterschiede entstehen. Welche Frequenzen tatsächlich Frequenzpaare beider Linien oder doch von einander unabhängige Perioden sind, soll im Zuge der Modenidentifikation geprüft werden.

Das grüne Häkchen kennzeichnet jene Frequenzen, die bereits von Breger (2007) gefunden worden sind. Die drei fett markierten Frequenzen sind aus vorangegangenen Beobachtungen und auch in dieser Auswertung die dominantesten. Zur weiteren Diskussion wird auf **Kapitel 6** verwiesen.

		4508.778 Å [d ⁻¹]	4550.055 Å [d ⁻¹]
<i>Mögliche Frequenzpaare</i>			
f_1	✓	4.328	4.325
f_2	✓	4.784	4.782
f_3	✓	4.935	4.937
f_4	✓	5.214	5.214
f_5	✓	7.504	7.490
f_6	✓	7.704	7.689
f_7	✓	8.170	8.159
f_8	✓	8.336	8.333
f_9	✓	8.474	8.457
f_{10}	✓	10.422	10.422
f_{11}	✓	11.013	11.004
f_{12}	✓	11.455	11.450
f_{13}	✓	11.744	11.742
<i>Weitere Frequenzpaare</i>			
f_{14}		4.434	4.430
f_{15}		5.598	-
f_{16}		6.129	5.928
f_{17}		7.504	-
F_{18}		7.913	7.958
F_{19}		9.242	9.233
f_{20}		9.905	9.957
f_{21}		10.526	10.494
f_{22}		11.349	11.328
f_{23}		11.387	-
f_{24}		11.785	11.808
f_{25}		11.822	-
f_{26}		11.955	11.974

Tab. 20: Die mittels Fourier-Analyse in den Radialgeschwindigkeiten ermittelten Frequenzen in den 1. Momenten. Es sind nicht alle Frequenzen in beiden Linien eindeutig zuzuordnen, da durch geringe Abweichungen eng beieinander liegende Frequenzen schwer zu unterscheiden sind.

Die fett markierten Frequenzen f_5 , f_6 und f_{10} sind die drei dominantesten Frequenzen. Es werden für $f_1 - f_{15}$, f_{18} , f_{21} , f_{23} und f_{24} Modenidentifikationen durchgeführt.

5.2. Modenidentifikation

5.2.1. Vorbereitung der Daten

In FAMIAS wird im ersten Moment der Linien und mit der Pixel-by-Pixel Methode nach den Quantenzahlen l und m gesucht. Dazu werden die Frequenzen aus den *Least-Square-Fits* in die Registerkarte *Mode Identification* importiert. Die Modenidentifikation der zehn dominanten Frequenzen aus **Tab. 20** wird mit der Moment- und der Pixel-by-Pixel Methode durchgeführt, wobei EE Cam mit $v \sin i = 40 \text{ km s}^{-1}$ für die Pixel-by-Pixel Methode bereits etwas zu langsam rotiert. Zur Kontrolle von Moden wird diese aber dennoch durchgeführt.

Bei der Moment-Methode sind bis auf die Sternparameter keine weiteren Einstellungen notwendig. Für die Identifikation mittels der Pixel-by-Pixel Methode werden die *Line Profile Parameters* vor der Modenidentifikation modelliert, um anschließend die Rechenzeit zu verringern.

Die ermittelte scheinbare Rotationsgeschwindigkeit liegt bei $v \sin i = 40 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ (Breger 2007) (**Fig. 45**).

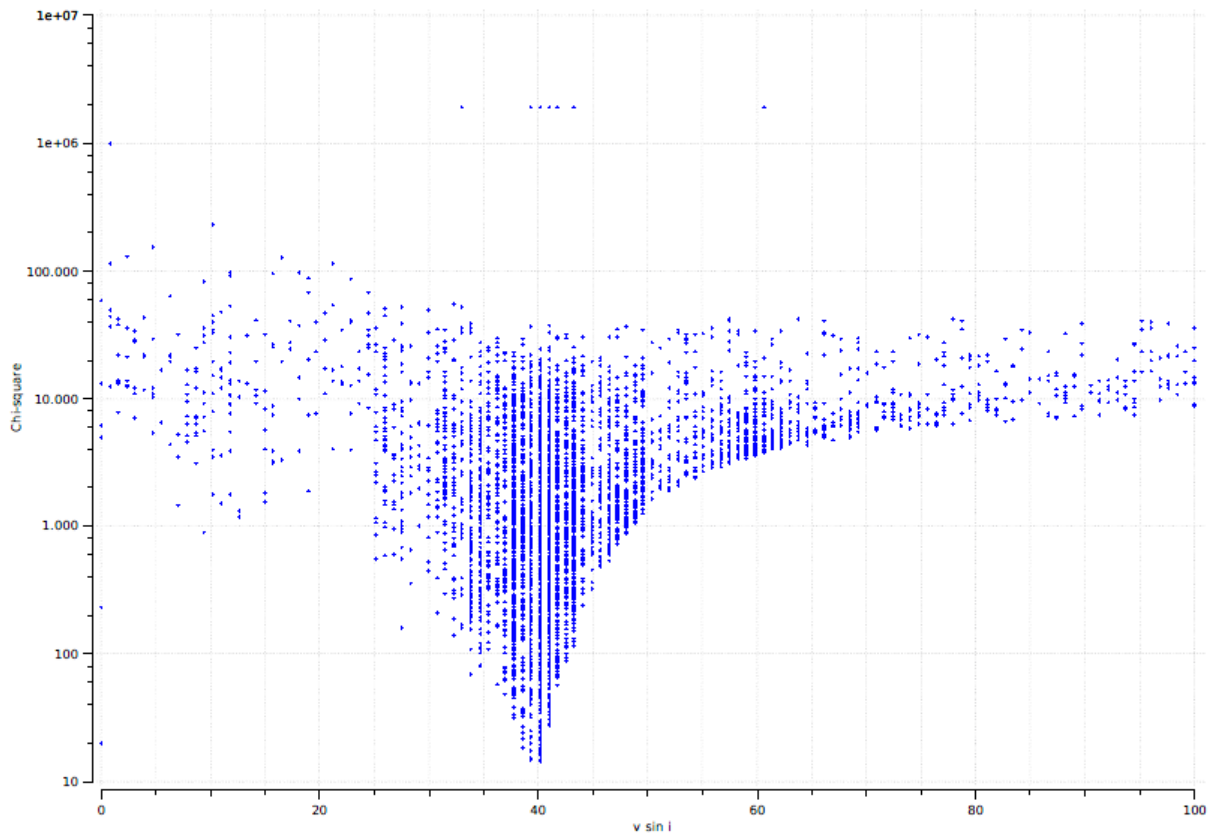


Fig. 45: Die in FAMIAS berechnete scheinbare Rotationsgeschwindigkeit mit dem wahrscheinlichsten Wert um 40 km s^{-1} .

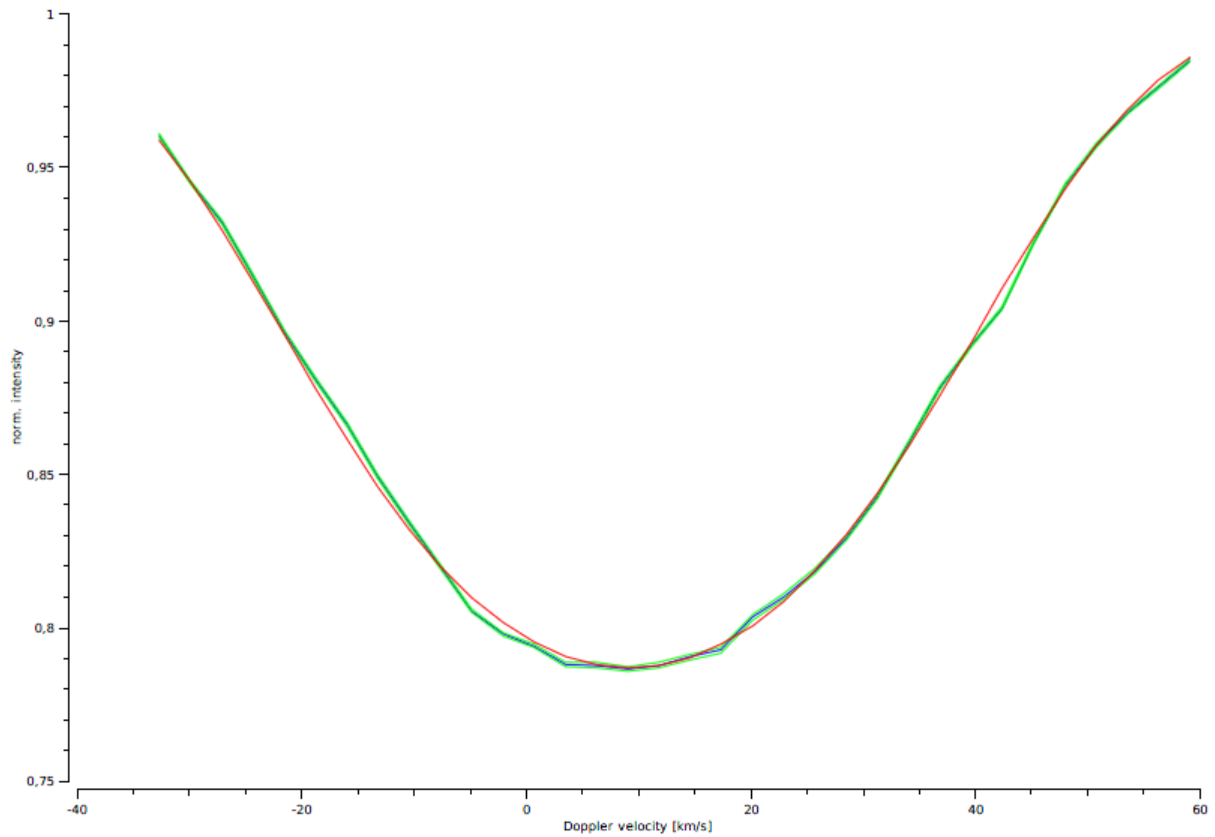


Fig. 46: Ein Vergleich zwischen der beobachteten Linie (grün) und der gefitteten Linie (rot). Diese wurde im Zuge der Bestimmung der *Line Profile Parameters* erstellt.

Abschließend sind die ausgewerteten *Line Profile Parameters* dargestellt, welche zur Modenidentifikation mit der Pixel-by-Pixel Methode verwendet werden.

4508.778 Å

$v \sin i$	40.16 km/s
<i>Equivalent width</i>	13 km/s
$d(EW) / d(T_{\text{eff}})$	76.378
<i>Intrinsic width</i>	10.81 km/s
<i>Velocity offset</i>	9.21 km/s

Tab. 21: Die berechneten *Line Profile Parameters* der Eisenlinie 4508.778 Å für die anschließende Modenidentifikation mit der Pixel-by-Pixel Methode.

4550.055 Å

$v \sin i$	39.98 km/s
<i>Equivalent width</i>	29.41 km/s
$d(EW) / d(T_{\text{eff}})$	26.2745
<i>Intrinsic width</i>	16 km/s
<i>Velocity offset</i>	-1.29 km/s

Tab. 22: Die berechneten *Line Profile Parameters* der Eisenlinie 4550.055 Å für die anschließende Modenidentifikation mit der Pixel-by-Pixel Methode.

Alle Werte sind mit der Einstellung *Grid Search* ermittelt worden, da die Ergebnisse von l und m absolute Minima darstellen.

5.2.2. Ergebnisse der Modenidentifikation

4508.788 Å							4550.055 Å					
	MOMENT			PIXEL			MOMENT			PIXEL		
	χ^2	l	m	χ^2	l	m	χ^2	l	m	χ^2	l	m
f_1	95.500	0	0	19.220	1	1	238.264	1	1	121.632	3	3
	95.503	1	0	20.524	0	0	238.513	2	1	133.076	2	-2
	95.528	2	0	20.552	1	0	239.008	0	0	133.751	3	-2
	95.771	3	0	20.559	2	1	239.114	1	0	138.082	3	0
	96.061	1	1	21.287	2	0	239.190	2	0	138.096	2	0
f_2	97.980	2	0	17.898	3	1	257.905	3	-2	126.102	1	-1
	97.989	3	0	18.341	2	1	257.909	3	-1	126.739	2	0
	98.021	2	1	19.284	1	1	257.922	1	-1	126.810	0	0
	98.051	1	0	19.489	1	0	257.928	3	-3	127.577	1	0
	98.057	1	1	19.708	0	0	257.943	2	-2	127.605	2	-1
f_3	84.208	0	0	45.326	0	0	208.886	3	0	140.000	1	1
	84.314	2	0	48.576	1	0	210.364	0	0	145.092	2	1
	84.751	1	0	60.326	2	1	210.400	1	0	151.850	0	0
	85.241	3	0	66.953	2	0	211.026	1	-1	154.061	1	0
	86.268	1	1	77.434	1	1	211.304	3	-1	158.388	3	1
f_4	81.082	2	1	32.250	1	1	231.570	2	1	133.844	3	1
	81.084	1	1	37.947	2	-1	231.764	2	2	138.861	2	2
	81.248	3	1	38.819	1	-1	231.800	1	1	140.000	2	1
	81.377	2	2	39.658	2	1	231.878	3	1	140.852	3	2
	81.538	3	2	47.384	3	1	232.963	3	2	144.684	1	1
f_5	95.729	1	1	19.815	3	-1	241.446	0	0	106.067	3	3
	95.774	3	1	20.447	2	0	241.479	1	0	125.717	2	1
	95.784	0	0	20.729	2	2	241.577	2	0	125.805	2	-2
	95.784	2	0	20.786	3	2	241.680	1	-1	126.477	2	2
	95.790	1	0	20.943	3	0	241.811	2	-1	126.561	3	-3
f_6	96.374	1	0	21.800	0	0	243.431	3	2	114.802	3	3
	96.374	3	0	21.869	1	0	243.433	2	2	116.314	3	1
	96.380	2	0	22.304	1	1	243.438	3	3	119.359	2	1
	96.398	2	1	22.542	2	0	243.447	1	1	121.552	3	-1
	96.399	3	-1	22.710	2	1	243.449	3	1	122.567	1	-1
f_7	95.729	3	1	22.081	3	3	243.622	1	1	100.892	3	3
	95.734	2	1	22.445	3	2	243.653	2	1	122.516	3	1
	95.734	1	1	22.710	3	1	243.671	1	0	123.172	2	2
	95.765	2	2	22.993	3	0	243.695	0	0	123.749	1	1

	95.818	3	2	23.278	2	2	243.735	2	0	124.143	3	2
f_8	96.262	3	-2	29.379	2	1	226.114	0	0	149.343	2	0
	96.267	3	-3	29.740	1	-1	226.233	1	0	151.391	3	0
	96.271	2	2	29.944	3	1	226.737	2	0	156.351	1	0
	96.271	1	1	30.914	1	1	227.035	1	-1	159.727	2	-1
	96.275	3	2	31.591	2	-1	227.771	1	1	159.989	1	-1
f_9	99.295	2	0	21.332	3	3	255.939	2	1	125.106	3	3
	99.295	1	0	21.915	3	1	255.984	3	1	126.709	1	-1
	99.295	3	0	23.538	3	2	256.000	1	1	127.172	2	-1
	99.298	0	0	24.531	3	0	256.014	3	2	128.928	3	-1
	99.298	2	-1	24.569	3	-3	256.017	2	2	131.571	1	1
f_{10}	96.087	2	1	28.334	1	-1	218.388	2	0	117.500	3	3
	96.087	3	3	29.672	2	-1	218.803	1	0	123.508	1	1
	96.088	1	1	30.215	2	-2	219.025	0	0	124.573	2	1
	96.088	3	1	32.233	1	1	219.052	3	0	125.296	2	0
	96.092	2	2	33.142	2	1	219.088	1	1	126.024	3	1
f_{11}	97.145	0	0	18.165	1	-1	249.718	1	1	125.847	3	3
	97.151	2	0	18.949	2	-1	249.836	2	1	127.323	1	-1
	97.163	1	0	19.375	3	-3	250.461	0	0	128.116	2	-1
	97.164	3	0	19.505	0	0	250.476	1	0	131.211	2	-2
	97.541	1	-1	19.698	1	0	250.549	3	1	132.684	3	-2
f_{12}	96.211	1	1	20.247	3	-1	241.690	0	0	109.020	3	3
	96.213	2	1	20.934	1	-1	241.723	1	0	130.626	3	0
	96.222	3	1	21.281	1	1	241.743	1	1	131.197	2	0
	96.245	2	0	21.446	3	1	241.834	2	0	131.612	3	1
	96.247	1	0	22.052	2	-1	242.224	2	1	132.350	3	-1
f_{13}	95.532	1	1	14.501	3	2	247.625	0	0	109.020	3	3
	95.544	0	0	14.567	3	0	247.657	1	0	121.990	3	1
	95.544	2	0	14.582	2	2	247.710	2	0	122095.000	1	1
	95.545	1	0	14.746	3	1	247.983	1	-1	123.949	1	-1
	95.587	2	1	14.800	2	0	248.353	2	-1	124.261	2	1
	95.500	0	0	19.220	1	1	238.264	1	1	121.632	3	3
f_{15}	96.456	3	0	29.039	3	-3						
	96.456	3	1	32.673	1	-1						
	96.460	3	-1	33.386	1	1						
	96.460	3	2	33.579	2	-1						
	96.460	2	-1	33.715	2	-2						
f_{18}	96.178	1	1	32.488	3	3	244.161	2	-1	123.207	2	1
	96.179	2	1	34.718	3	2	244.183	3	-1	123.822	1	1
	96.201	3	1	35.760	3	1	244.237	3	0	124.129	3	1
	96.217	2	2	37.386	3	0	244.340	1	-1	124.709	2	2

	96.230	1	0	37.581	2	2	244.365	2	-2	125.084	3	2
f_{20}	96.231	3	-1	18.917	2	0	240.024	1	0	126.996	2	0
	96.260	3	-2	19.326	1	-1	240.038	0	0	127.065	3	3
	96.275	1	-1	19.349	1	0	240.082	2	0	127.567	3	0
	96.277	2	-1	20.116	0	0	240.352	1	1	127.903	1	1
	96.280	2	-2	20.415	2	-1	240.421	3	0	128.254	2	1
f_{21}	96.386	1	0	22.090	2	0	216.984	0	0	122.608	3	3
	96.387	2	0	22.366	3	0	217.069	1	0	126.240	3	1
	96.389	3	0	22.908	3	1	217.413	2	0	128.279	1	1
	96.392	0	0	25.017	2	1	217.835	1	-1	128.655	1	-1
	96.402	2	1	25.069	3	2	218.667	2	-1	129.251	2	1

Tab. 23: Die ausgewerteten Moden von 19 Frequenzen.

Zur weiteren Diskussion wird auf **Kapitel 6** verwiesen.

6. Schlussfolgerung

Für die Modenidentifikation wurden am 2.1m McDonald Observatory in Texas in 24 Nächten (18.01.2008 – 26.03.2008) 237 verwendbare Spektren aufgenommen. Es mussten ca. 10 verworfen werden, da diese fehlerhaft waren.

In IRAF traten bis auf die, zum Teil intuitive Durchführung der Normalisierung der Spektren, keine großen Probleme auf. Trotz der mehrmaligen Durchführung dieser, könnte dieser Schritt eine mögliche Ursache der hohen χ^2 -Werte sein. Ein Indiz dafür ist, dass das Kontinuum der Fell-Linie bei 4550.055 Å schlechter ist, als jenes der kurzwelligeren Fell-Linie (vergleiche **Fig. 41** und **Fig. 42**).

Anschließend wurde die Periodensuche in FAMIAS durchgeführt, wobei die Frequenzen $f_1 - f_{15}$ bereits bekannt waren (Breger 2007) und somit bestätigt werden können. Da die Frequenzen von zwei unterschiedlichen Linien ermittelt werden, können aufgrund verschiedener Einflüsse kleine Unterschiede auftreten (Kontinuumsauslegung, etc.). Bei der dominantesten Frequenz f_5 weist diese Annahme ein Problem auf, da die ermittelten Werte $f_5 = 4.934$ und 4.937 bereits als zwei unterschiedliche Frequenzen ermittelt wurden (siehe **Tab. 3**). Deswegen müssen sie entweder als gemeinsame Frequenz innerhalb des Unsicherheitsbereichs oder als zwei verschiedene Frequenzen definiert werden. Die Frequenzen $f_{16} - f_{28}$ wurden in den Spektren neu entdeckt und für einige ebenfalls eine Modenidentifikation durchgeführt (siehe **Tab. 23**). In den Spektren sind noch eine Vielzahl weiterer Frequenzen vorhanden, welche hier allerdings nicht berücksichtigt werden, da die Priorität auf einer Untersuchung bekannter Frequenzen liegt.

Die Modenidentifikation in FAMIAS liefert wider Erwarten einen sehr hohen stochastischen Wert χ^2 , welcher die Abweichung der Beobachtungskurve und der gefitteten Kurve wiedergibt. Eine mögliche Ursache kann beim S/N-Verhältnis liegen, welches im niedrigen Bereich von 140 – 190 liegt. Ebenfalls könnten sich die ungenau bestimmbaren Parameter Masse und Gravitationsbeschleunigung niederschlagen. Die Werte für den Radius liegen zwischen 8.5 und 9 $R_\odot$, was dem in **Tab. 15** bestimmten Bereich entspricht. Die Ergebnisse der Pixel-by-Pixel Methode sind besser als erwartet, da EE Cam mit $v \sin i = 40 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ unter dem gültigen Anwendungsbereich von ca. 50 km/s liegt. Da das χ^2 bei der Moment Methode sehr hoch ist, wird die Pixel-by-Pixel Methode aber dennoch als Unterstützung herangezogen.

Die Inklination i wurde nach Zima (2006) immer variabel gehalten und für die scheinbare Rotationsgeschwindigkeit konnte bei beiden Linien ein Wert von 40 km/s festgestellt werden (siehe **Fig. 45**), was den von Breger (2007) ermittelten Wert bestätigt. Bei der Moment-Methode wurde ein Bereich von 37 – 43 km/s variabel gehalten und für die Pixel-by-Pixel Methode konnten die exakt ermittelten Werte (siehe **Tab. 21** und **Tab. 22**) herangezogen werden.

Die dominante Frequenz f_5 ist bereits photometrisch als radiale Pulsation identifiziert worden. Diese kann deshalb als Test der verschiedenen Methoden herangezogen werden. Aufgrund des relativ schlechten Kontinuums in der FeII-Linie mit 4550.055 Å (siehe **Fig. 42**), sind diese Werte nicht richtig, was bei der weiteren Auswahl der möglichen Moden berücksichtigt werden muss. Die Pixel-by-Pixel-Methode der FeII-Linie bei 4509.778 Å scheint hingegen gut zu funktionieren. Daher werden die Moden hauptsächlich aus der Moment- und der Pixel-by-Pixel Methode der letzteren Absorptionslinie ermittelt. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Frequenz f_5 zwei unterschiedliche, sehr eng aneinander liegende Frequenzen sind. In diesem Fall wären beide Pulsationen radial, also mit den Quantenzahlen $l = 0$ und $m = 0$.

Die wahrscheinlichsten Lösungen für die Moden von EE Cam sind:

	l	m
f_1	0,1	0
f_2	2,3	0,1
f_3	0	0
f_4	1,2	1
f_5	1,3	0,1
f_6	1	0
f_7	3	1
f_8	2,3	1
f_9	1,2,3	0
f_{10}	2	-1,1
f_{11}	0,1	0
f_{12}	1	1
f_{13}	0,1,2	0,1
f_{15}	3	-1,1
f_{18}	2,3	1
f_{20}	1	-1
f_{21}	2	0

Tab. 24: Die besten Lösungen für die Moden der 19 ausgewählten Frequenzen. Es wurden hauptsächlich die Moment Methode und die Pixel-by-Pixel Methode der FeII-Linie bei 4509.778 Å verwendet.

Weitere Analysen sind notwendig, um die Moden überprüfen, verbessern oder bestätigen zu können.

DANKSAGUNG

Da die Abgabe dieser Arbeit gleichzeitig das voraussichtliche Ende der Studienzeit an der Universität Wien bedeutet, möchte ich mich bei folgenden Personen herzlich bedanken:

In erster Linie will ich meiner Familie danken. Allen voran sind meine Eltern, **Maria** und **Johann Taudt**, mit größter Danksagung zu übersäen, da sie mir ein Studium überhaupt erst ermöglicht haben und mich in jeder Hinsicht zu jeder Zeit unterstützt haben.

Weiters gilt mein Dank meinen nunmehr langjährigen Studienkollegen **Markus Endl** und **Armin Wutterna**, mit denen ich einen Großteil des Studiums absolviert und viele Diskussionen über das Gebiet der Astronomie geführt habe. Sie haben mir mit ihrer Zielstrebigkeit oft Motivation für das Studium gegeben.

Für die Betreuung der Bakkalaureatsarbeit und dem Thema für diese Masterarbeit möchte ich **Prof. Michel Breger** danken.

Weiters danke ich sehr herzlich **Prof. Dr. Wolfgang Werner Weiss** für die abschließende Betreuung dieser Arbeit.

Als letzter Person danke ich meiner Taufpatin **Gertrude Seifert**. Sie hat diese Arbeit gerne korrekturgelesen und ist dabei zu einer sehr wichtigen Erkenntnis gelangt.

Sie sagt: "Jetzt weiß ich wirklich, dass ich gar nichts weiß!"

LITERATURVERZEICHNIS

- Andrievsky, S.M., Schönberner, D., Drilling, J.S. 2000, A&A, 356, 517 – 528, Blue stragglers in open clusters
- Balona, L.A. 1994, Mon. Not. R. Astron. Soc. 268, 119 – 127, Effective temperature, bolometric correction and mass calibration for O-F stars
- Balona, L.A., Böhm, T., Foing, B.H., Ghosh, K.K., Janot-Pacheco, E., Krisciunas, K., Lagrange, A.-M., Lawson, W.A., James, S.D., Baudrand, J., Catala, C., Dreux, M., Felenbok, P., Hearnshaw, J.B. 1996, Mon. Not. R. Astron. Soc. 281, 1315 – 1325, Line profile variations in γ Doradus
- Breger, M. 2000, Baltic Astronomy, Vol. 9, 149 – 163, Asteroseismology of δ Scuti stars
- Breger, M., Beichbuchner, F. 1996, A&A, 313, 851 – 856, γ Doradus and δ Scuti stars: cousins or twins?
- Breger, M., Lenz, P., Antoci, V., Guggenberger, E., Shobbrook, R.R., Handler, G., Ngwato, B., Rodler, F., Rodriguez, E., Lopez de Coca, P., Rolland, A., Costa, V. 2005, A&A, 435, 955 – 965, Detection of 75+ pulsation frequencies in the δ Scuti star FG Virginis
- Breger, M., Montgomery, M.H. 2000, ASP Conference Series, Vol. 210, δ Scuti Stars (Review)
- Breger, M., Rucinski, S.M., Reegen, P. 2007, The Astronomical Journal, 134, The Pulsation of EE Camelopardalis
- Briquet, M., Aerts, C. 2003, A&A 398, 687 – 696, A new version of the moment method, optimized for mode identification in multiperiodic stars
- Brown, Timothy M., Gilliland, Ronald L. 1994, A&A, 32, 37 – 82, Asteroseismology
- Chadid, M., Wade, G.A., Shorlin, S.L.S., Landstreet, J.D. 2004, A&A, 413, 1087 – 1093, No evidence of a strong magnetic field in the Blazhko star RR Lyrae
- Christensen-Dalsgaard, J. 1982, Mon. Not. R. Astron. Soc., 199, 735 – 761, On solar models and their periods of oscillations
- Conny A., Christensen-Dalsgaard, J., Kurtz, D.W. 2010, Astronomy and Astrophysics Library, Asteroseismology
- Cousins, A.W.J. 1992, Gamma Doradus
- Crawford, D. L. 1975, The Astronomical Journal, Volume 80, Number 11, Empirical calibrations of the $uvby$, β systems. I. The F-type stars
- Dupret, M.-A., De Ridder, J., De Cat, P., Aerts, C., Scuflaire, R., Noels, A., Thoul, A. 2003, A&A, 398, 677 – 685, A photometric mode identification method, including an improved non-adiabatic treatment of the atmosphere

- Dziembowski, W.A., Cassisi, S. 1999, *Acta Astronomica*, Vol. 49, 371 – 382, Nonradial Modes in RR Lyr Stars
- Dziembowski, W.A., Gough, D.O., Houdek, G., Sienkiewicz, R. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 328, 601 – 610
- Dziembowski, W.A., Moskalik, P., Pamyatnykh, A.A. 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 265, 588 – 600, The opacity mechanism in B-type stars
- Frolov, M.S., Irkaev, B.N. 1984, Commission 27 of the I. A. U. – Information bulletin on variable stars, Nr. 2462, On the SX Phe-type stars
- Handler, G. 2005, *J. Astrophys. Astr.*, 26, 241 – 247, Asteroseismology of δ Scuti and γ Doradus Stars
- Handler, G., Aerts, C. 2004, *ASP Conference Series*, Vol. 310, Asteroseismology of the β Cep star ν Eri: initial results
- Houdek, G., Balmforth, N.J., Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D.O. 1999, *A&A*, 351, 582 – 596, Amplitudes of stochastically excited oscillations in main-sequence stars
- Kilkenny, D., Koen, C., O'Donoghue, D., Stobie, R.S. 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 285, 640 – 644, A new class of rapidly pulsating star – I. EC 14026 – 2647, the class prototyp
- Kjeldsen, H., Bedding, T. R. 1995, *AJ*, Vol. 109, Nr. 3, Solarlike Oscillations in η Boo
- Koen, C. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 321, 44 – 56, Multiperiodicities from the Hipparcos epoch photometry and possible pulsation in early A-type stars
- Kohlenberg, K., Smith, H.A., Gazeas, K.D., Elmash, A., Breger, M., Guggenberger, E., Van Cauteren, P., Lampens, P., Reegen, P., Niarchos, P.G., Albayrak, B., Selam, S.O., Özavci, I., Aksu, O. 2006, *A&A*, 459, 577 – 588, The Blazhko effect of RR Lyrae in 2003-2004
- Kurtz, W.D. 1982, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 200, 807 – 859, Rapidly oscillating Ap stars
- Kurtz, W.D. 2006, *ASP Conference Series*, Vol. 349, Stellar Pulsations: an Overview
- Kurtz, W.D., Elkin, V.G., Cunha, M.S., Mathys, G., Hubrig, S., Wolff, B., Savano, I. 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 372, 286 – 292, The discovery of 8.0-min radial velocity variations in the strongly magnetic cool Ap star HD 154708, a new roAp star
- Mathias, P., Aerts, C., Gillet, D., Waelkens, C. 1994, *A&A*, 289, 875 – 884, A spectroscopic analysis of the β Cephei star 12 Lacertea
- T.T. Moon and M. M. Dworesky, 1985, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 217, 305 – 315
- Jerzykiewicz, M. 1978, *Acta Astronomica*, Vol. 28, No. 4, Nonradial Oscillations of the β Cephei Star 12 Lacertae
- Olech, A., Dziembowski, W.A., Pamyatnykh, A.A., Kaluzny, J., Pych, W., Schwarzenberg-Czerny, A., Thompson, I.B. 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 363, 40 – 48, Cluster Ages Experiment (CASE): SX Phe stars from the globular cluster ω Centauri

- Ostlie, D.A., Cox, A.N. 1986, The Astrophysical Journal, 311, 864 – 872, A Linear Survey of the Mira variable star instability region of the Hertzsprung-Russell diagram
- Pollard, K.R., Evans, T.L. 1999, I.A.U. Symposium 191, RV Tauri stars and Type II Cepheids in the LMC
- Poretti, E. 2003, A&A, 409, 1031 – 1035, Asteroseismology of HADS stars: V974 Oph, a radial pulsator flavoured by nonradial components
- Reid, M.J., Goldston, J.E. 2002, The Astrophysical Journal, 568, 931 – 938, How Mira variables change visual light by a thousandfold
- Rodriguez, E., Breger, M. 2001, A&A, 366, 178 – 196, δ Scuti and related stars: Analysis of the R00 Catalogue
- Shibahashi, H., Takata, M. 1995, ASP Conference Series, Vol. 83, Oblique Pulsator Model for the Blazhko Effect of RR Lyrae Stars
- Stankov, A., Handler, G. 2005, The Astrophysical Journal Supplement Series, 158, 193 – 216, Catalog of galactic β Cephei stars
- Stellingwerf, R. F. 1984, The Astrophysical Journal, 277, 322 – 326, Convection in pulsating Stars – The RR Lyrae instability strip
- Waelkens, C. 1991, A&A, 246, 453 – 468, Slowly pulsating B stars
- Zima, W. 2006, A&A, 455, 227 – 234, A new method for the spectroscopic identification of stellar non-radial pulsation modes
- Zima, W. 2005, Dissertation, A New Spectroscopic Identification Method and its Application to the δ Scuti Star FG Vir
- Zima, W. 2008, Communications in Asteroseismology, Volume 155,

CURRICULUM VITAE

Persönliche Angaben

Vorname	Lukas
Nachname	Taudt
E-mail	a0503971@unet.univie.ac.at

Ausbildung

1992 – 1996	Volkschule, <i>Ferschnitz</i>
1996 – 2000	Musikhauptschule, <i>Blindenmarkt</i>
2000 – 2005	HLBLA Francisco Josephinum, <i>Wieselburg</i> Abschluss mit Reifeprüfung
2005 – 2008	Erster Studienabschnitt Meteorologie und Geophysik
2005 – 2009	Bakkalaureatsstudium Astronomie, <i>Wien</i>
2009 – 2014	Magister-/Masterstudium Astronomie, <i>Wien</i>

Beruf

2008 – 2009	Anstellung als Mitarbeiter, <i>Sternwarte Wien</i>
WS 2009	Tutor der Einführungsvorlesung, <i>Sternwarte Wien</i>
08.2010 - jetzt	Optical Engineer bei ZKW, <i>Wieselburg</i>