Untersuchung kurzperiodischer akustischer Wellen in der Sonnenatmosphäre mit Hilfe der Wavelet-Transformation

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

MAREN WUNNENBERG

aus Göttingen

Göttingen 2003

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.

Copyright © Copernicus GmbH 2003

ISBN 3-936586-22-5

Copernicus GmbH, Katlenburg-Lindau
Satz & Coverdesign: Maren Wunnenberg
Druck: Schaltungsdienst Lange, Berlin

Printed in Germany

D7
Referent: Prof. Dr. Franz Kneer
Korreferent: Prof. Dr. Klaus Beuermann
Tag der mündlichen Prüfung: 20.08.2003

Wende dein Gesicht immer der Sonne zu,
dann fallen die Schatten hinter dich.
(Thailändisches Sprichwort)

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **7**

2 Einführung **9**

2.1 Solare Oszillationen 9

2.2 Heizung der Chromosphäre 12

2.3 Energiebedarf der Chromosphäre 14

3 Optischer Aufbau **16**

3.1 Das VTT 16

3.2 Aufbau des Spektrometers 19

3.2.1 Der Hauptstrahlengang 20

3.2.2 Fabry-Perot-Interferometer 22

3.2.3 Die Nebenstrahlengänge 24

3.2.4 CCDs und PCs 25

4 Datenaufnahme **27**

4.1 Beschreibung der Linie 27

4.2 Hauptbeobachtungen 28

4.3 Zusatzbeobachtungen 31

5 Datenverarbeitung **33**

5.1 Breitbandbilder 33

5.1.1 Vorverarbeitung 33

5.1.2 Speckle-Rekonstruktion 34

5.1.3 3D-Box 36

5.2 Schmalbandbilder 39

5.2.1 Rekonstruktion 40

5.2.2 Rauschfilter 42

5.2.3 Durchführung 43

6 Auswertung der Beobachtungen 46

6.1 Bisektoren 46
6.2 Bestimmung der Geschwindigkeits- und Intensitätsbilder 47
6.3 Zeitserie 48
6.4 mittleres Linienprofil 51
6.5 Response-Funktionen 51
6.5.1 Berechnung 52
6.5.2 Anwendung auf die Daten 54

7 Wavelet-Analyse 57

7.1 Wavelet-Programme 60
7.1.1 Cone of Influence (COI) 61
7.1.2 Signifikanztest 62
7.2 Tests mit künstlich erzeugten Zeitserien 62

8 Ergebnisse 66

8.1 Analyse einzelner Pixel 66
8.2 Analyse der 3D-Box 70
8.2.1 Schlussfolgerungen 73
8.2.2 Entwicklung einzelner Granulen 73
8.3 Energiestrom 77

9 Zusammenfassung und Ausblick 78

Literaturverzeichnis 81

Verzeichnis der Internet-Adressen 88

Lebenslauf 89

1 Einleitung

Dank ihrer Nähe zur Erde ist die Sonne der einzige Stern, auf dem wir – teilweise schon mit bloßem Auge – Einzelheiten wie z. B. Flecken erkennen können. Mit modernen Sonnenteleskopen und verschiedenen Methoden der Bildbearbeitung (adaptive Optik, Bildrekonstruktion) wird das theoretische Auflösungsvermögen der Teleskope fast erreicht, so dass sehr kleine Strukturen sichtbar werden.

Die Sonnenatmosphäre ist in drei unterschiedliche Schichten aufgeteilt; die Photosphäre („Lichthülle") ist die ungefähr 500 km dicke Schicht, aus der der überwiegende Teil des sichtbaren Lichts stammt. Als „Sonnenoberfläche" wird der untere Teil der Photosphäre bezeichnet, wo die optische Tiefe - von außen nach innen gerechnet - im Kontinuum des sichtbaren Lichts ungefähr *Eins* erreicht. An die Photosphäre schließt sich die ca. 2000 km dicke Chromosphäre („Farbhülle") an, die im allgemeinen nicht sichtbar ist, aber mit speziellen Filtern beobachtet werden kann. Zu Beginn oder am Ende von totalen Sonnenfinsternissen blitzt für wenige Sekunden das sogenannte Flashspektrum[1] der Chromosphäre, die nach der intensiven Farbe der roten Wasserstofflinie H_α benannt ist, farbig auf. Die dritte Schicht ist die Korona („Strahlenkranz"), die sich bis zu einigen Sonnenradien hin ausdehnt.

Die Temperatur der Sonne nimmt von innen nach außen ab und erreicht in der Höhe der unteren Chromosphäre bei ca. 500 km das Temperaturminimum (4200 K). Danach steigt die Temperatur in der Chromosphäre wieder bis auf etwa 25000 K an[2]. Dieses Phänomen ist mit dem Entropiesatz nicht vereinbar und die Heizung muss daher durch mechanische Energie erfolgen. Schon in der Mitte des letzten Jahrhunderts wurde angenommen, dass in der tiefen Photosphäre kurzperiodische Schallwellen erzeugt werden, die in die Chromosphäre laufen und dort ihre Energie in Stoßfronten abgeben und somit den Temperaturanstieg erklären können. Weil diese Schallwellen kurze Perioden von 10 bis 150 Sekunden haben und ein sehr kleinskaliges Phänomen darstellen, war es lange Zeit technisch sehr schwierig, diese Wellen experimentell zu finden. Die Existenz dieser kurzperiodischen Schallwellen soll nun in der vorliegenden

[1] Hierbei handelt es sich im Gegensatz zu dem Absorptionsspektrum der Photosphäre um ein Emissionsspektrum.
[2] In der Korona steigt die Temperatur sogar bis auf Millionen Kelvin.

Arbeit gezeigt werden. Dazu wurden mit dem 'Göttinger zweidimensionalen Spektrometer' auf Teneriffa hochaufgelöste Zeitserien der Granulation aufgenommen. Zur Datenanalyse wurden Bildrekonstruktions-Methoden, Geschwindigkeits-Response-Funktionen und die Wavelet-Transformation verwendet.

Im folgenden Kapitel wird eine Einführung in die Theorie der Sonnenoszillationen und der Chromosphäre gegeben; im dritten und vierten Kapitel werden der optische Aufbau und die Datenaufnahme beschrieben. Das fünfte Kapitel widmet sich der Datenverarbeitung durch Bildrekonstruktion und anschließend werden die Beobachtungsdaten ausgewertet und dabei auf die Theorie der Response-Funktionen eingegangen. Die Wavelet-Analyse wird in Kapitel 7 beschrieben und mit synthetischen Daten getestet. In den letzten beiden Kapiteln werden die Ergebnisse diskutiert und ein Ausblick auf zukünfige Arbeiten gegeben.

2 Einführung

2.1 Solare Oszillationen

Nachdem Schwingungen auf der Sonne schon seit Mitte des 20. Jahrhunderts vorhergesagt wurden [Biermann 1948, Schwarzschild 1948], entdeckten [Leighton et al. 1962], dass die ganze Oberfläche der Sonne radiale Schwingungen mit einer Periode von ungefähr 300 Sekunden durchführt. Diese 5-Minuten-Oszillationen wurden von [Ulrich 1970] als stehende akustische Wellen gedeutet. [Deubner 1975] konnte mit Hilfe von Doppler-Beobachtungen zeigen, dass diese Oszillationen ein charakteristisches Schwingungsmuster aufweisen. In einem zweidimensionalen Leistungsdichtespektrum (Powerspektrum) sind in Abhängigkeit der horizontalen Wellenzahl k_h und der Frequenz ω[1] diskrete Kammlinien (englisch: ridges) zu erkennen. Das Power ist an bestimmten Ridges konzentriert und dazwischen liegen Bereiche ohne Power. Die Kammlinien, die in einzelne Knoten unterteilt sind, sind vorhanden, weil die Schallwellen (p-Moden[2]) nur in bestimmten Moden (mit definiertem k und ω) auftreten. Jeder Kamm ist dabei durch die Anzahl der Schwingungsknoten in radialer Richtung definiert; die einzelnen Knoten geben die Anzahl der Knotenlinien an der Oberfläche an. Der unterste Ridge (p_0) wird auch fundamentaler oder f-Mode genannt.

Die Gasmasse der Sonne ist durch die Gravitation geschichtet, so dass sich Temperatur und Dichte (und damit auch die Schallgeschwindigkeit) mit dem Abstand zum Sonnenzentrum ändern. Werden in diesem Gas Störungen erzeugt, können oszillatorische Wellenbewegungen auftreten. Dabei führen Gradienten im Gasdruck zu akustischen Wellen (p-Moden) und die Einwirkung der Gravitation zu Auftriebs-Effekten, aus denen Schwerewellen (g-Moden[3]) hervorgehen.

Akustische Wellen können sich in der Sonne nur ausbreiten, wenn deren Frequenz oberhalb

[1] Eine solche Auftragung wird auch kurz $k-\omega-$ Diagramm genannt.

[2] Der Begriff p-Mode kommt aus dem Englischen, p für pressure, weil der Anregungsmechanismus der Welle auf Druckfluktuationen beruht.

[3] g für gravity

der akustischen Cutoff-Frequenz liegt:

$$\omega_{ac} = \frac{c_s}{2H} = \frac{g}{2}\sqrt{\frac{\gamma\mu}{RT}} \tag{2.1}$$

Dabei ist c_s die Schallgeschwindigkeit, H die Druckskalenhöhe, g die Schwerebeschleunigung, μ das Molekulargewicht, $\gamma = c_p/c_v$ der Adiabatenkoeffizient, R die universelle Gaskonstante und T die Temperatur.

Von innen nach außen, wenn die Temperatur kleiner wird, nimmt die Cutoff-Frequenz zu. Akustische Wellen mit Frequenzen unterhalb der photosphärischen Cutoff-Frequenz werden zurück ins Sonneninnere reflektiert. Dies stellt die obere Grenze des Resonanzraums dar, um die Schallwellen in der Sonne einzuschließen. Die untere Grenze ist durch die Totalreflexion der Welle im Innern gegeben; somit können sich stehende Wellen bilden.

Die zu Gleichung 2.1 gehörende akustische Cutoff-Periode ist gegeben durch:

$$P_{ac} = \frac{4\pi c_s}{\gamma g} \tag{2.2}$$

Ein typischer Wert für diese Periode liegt in der Sonnenatmosphäre bei knapp 200 Sekunden ($c_s \approx 7\text{km/s}$, $\gamma = 5/3$ und $g = 274\,\text{m/s}^2$).

Für Schwerewellen gilt eine obere Grenze, die Brunt-Väisälä-Frequenz:

$$\omega_{BV} = \sqrt{\gamma - 1} \cdot \frac{g}{c_s} \tag{2.3}$$

Dies ist die höchste Frequenz, mit der ein Gaspaket schwingen kann, das in einer gravitativ geschichteten Atmosphäre aus seiner Ruhelage ausgelenkt wird.

In dem diagnostischen Diagramm (Abb. 2.1) aus [Kneer & von Uexküll 1999] sind die Bereiche eingezeichnet, in denen akustische und Schwerewellen existieren. Die Temperatur ist als konstant (6000 K) angenommen worden und das Molekulargewicht als $\mu = 1.4$. An den Grenzbereichen wird eine Welle reflektiert, ein Teil dringt aber senkrecht zur Grenzschicht in den Bereich ein, in dem sich die Welle eigentlich nicht ausbreiten kann. Diese Wellen heißen evaneszent, sind exponentiell gedämpft und transportieren keine Energie. Die 5-Minuten-Oszillationen liegen im Sonneninneren im Bereich der akustischen Wellen, in der Sonnenatmosphäre im evaneszenten Bereich. Die gestrichelte Kurve, die identisch mit dem fundamentalen Mode ist, stellt den Ort der Oberflächen-Schwerewellen dar.

Für horizontal laufende Schallwellen (mit einer festen horizontalen Wellenzahl k_h) gilt die Lamb-Frequenz:

$$\omega_L = c_s \cdot k_h \tag{2.4}$$

Die zugehörigen Moden heißen Lamb-Moden. In Abb. 2.1 ist der Lamb-Mode als gepunktete Linie eingezeichnet.

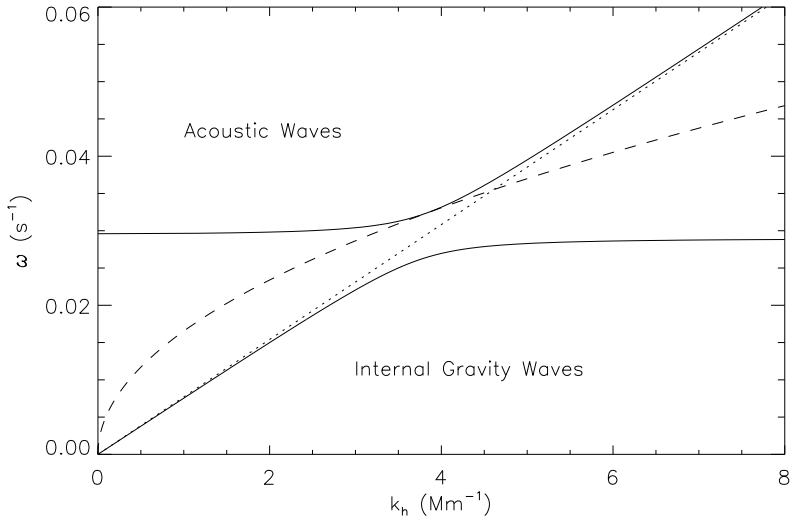

Abbildung 2.1: Im Diagnostischen Diagramm sind die akustischen Wellen und die Schwerewellen durch den Bereich der evaneszenten Wellen getrennt; Lamb-Mode (gepunktet) und f-Mode (gestrichelt) sind mit eingezeichnet.

In den letzten Jahren haben sich viele Forschungskampagnen mit der Untersuchung von solaren Oszillationen beschäftigt. [Rimmele et al. 1995] konnten z. B. zeigen, dass akustische Ereignisse bevorzugt in den dunklen, intergranularen Zwischenräumen auftreten und dass ein Zusammenhang besteht, wie stark diese Ereignisse sind und wie dunkel das Intergranulum ist. [Hoekzema et al. 1998] haben aus einer fünfstündigen Granulationsserie herausgefunden, dass in den intergranularen Zwischenräumen Oszillationen im Bereich von $2-3.5$ Minuten verstärkt zu finden sind, während längere Perioden ($4-8$ Minuten) dort unterdrückt werden.

Aber auch viele theoretische Überlegungen und numerische Simulationen haben in diesem Gebiet stattgefunden. [Rast 1999] simuliert z. B. Gaspakete, die sich spontan nach unten bewegen, weil sie kühler und dichter als deren Umgebung sind, und untersucht, welchen Einfluss sie haben: Die Erzeugung akustischer Wellen ist dadurch möglich. [Skartlien et al. 2000] finden, dass akustische Wellen durch kollabierende[4] kleine Granulen angeregt werden.

Für weitere Informationen sei auf [Al 1996] verwiesen, die im Rahmen ihrer Doktorarbeit mit dem „Göttinger zweidimensionalen Spektrometer" solare chromosphärische Oszillationen untersucht hat.

Ein Übersichtsartikel zum Thema 'Granulation und Wellen' findet sich in [Hirzberger 2003].

[4]Dies sind Granulen, die sich in kürzerer Zeit als die Cutoff-Periode in Intergranulum umwandeln.

2.2 Heizung der Chromosphäre

Bevor das Problem der Heizung näher erläutert wird, soll ein kurzer Überblick über die Temperatur- und Höhenschichtung der Chromosphäre gegeben werden. In Abb. 2.2 ist das VAL81-C-Modell der ruhigen Sonnenchromosphäre [Vernazza et al. 1981] zu sehen. Die Enstehungshöhen von einigen Spektrallinien sind abgebildet. Ausführlichere Informationen zur Theorie der Chromosphäre finden sich z. B. in [Bray & Loughhead 1974].

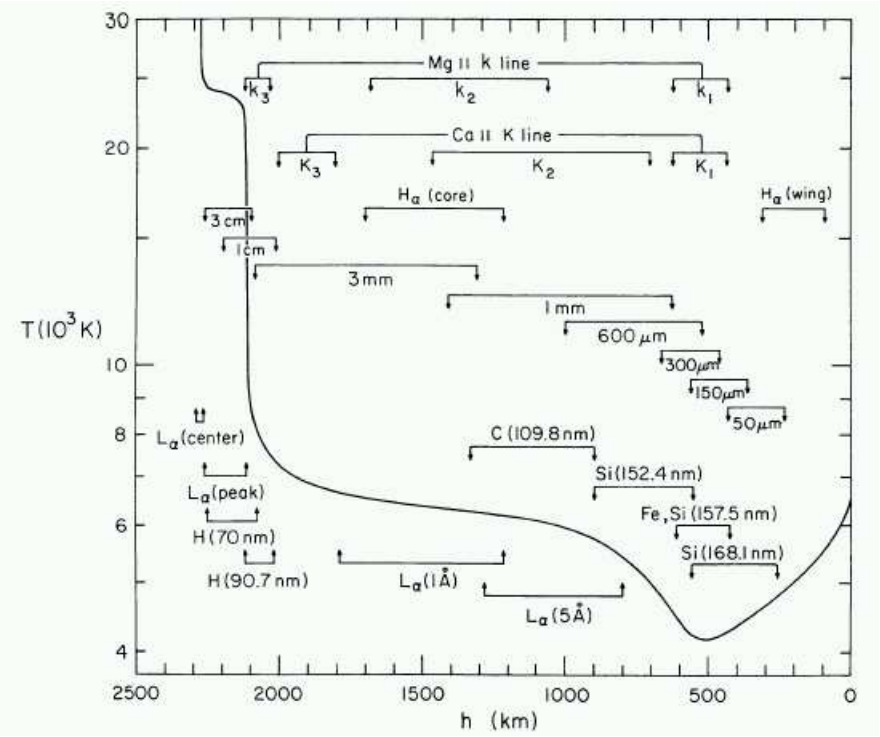

Abbildung 2.2: Zusammenhang von Temperatur und Höhe in der Sonnenchromosphäre, VAL81-C-Modell nach [Vernazza et al. 1981]. Die Entstehungshöhen von verschiedenen Spektrallinien sind mit eingezeichnet.

[Stix 2002] definiert die Chromosphäre als die Schicht, in der die Temperatur vom Temperaturminimum (ca. 4200 K) auf etwa 25000 K ansteigt. Dieser Anstieg kann nicht durch Strahlungsenergie erfolgen, denn nach dem zweiten Hauptsatz der Wärmelehre müsste ein Temperaturgefälle von innen nach außen herrschen. Das Aufheizen muss also durch mechanische Energie erfolgen. [Schwarzschild 1948] und [Biermann 1948] haben postuliert, dass durch die turbulente Konvektionsströmung in der tiefen Photosphäre Schallwellen erzeugt werden, die in die Chromosphäre laufen und dort ihre Energie in Form von Wärme abgeben. Der Mechanismus, dass aus turbulenten Gasströmungen Schall erzeugt wird, ist von [Lighthill 1952] und [Proudman 1952] beschrieben und später von z. B. [Stein 1967] untersucht worden. Für freie

Turbulenz gilt Quadrupol-Schallerzeugung.

Der Energiestrom der erzeugten Schallwelle ist von der achten Potenz der turbulenten Geschwindigkeit v abhängig; dieser Zusammenhang ist durch die Lighthill-Proudman-Formel gegeben:

$$F = \int 38 \frac{\rho v^8}{c_s^5 H} dz \tag{2.5}$$

H ist die Skalenhöhe, c_s die Schallgeschwindigkeit und ρ die Dichte.

Um zu erklären, wie die Energie aus den Schallwellen in Wärme umgewandelt wird[5], benötigt man die Theorie der Stoßwellen [Gerthsen et al. 1989]: Ist die Amplitude der Schallwelle klein gegen den mittleren Druck, bleibt sie sinusförmig. Wenn aber die Amplitude größer wird, tritt an den Stellen größten Drucks eine Temperaturerhöhung ein und hat dort eine größere Ausbreitungsgeschwindigkeit zur Folge. Für die Stellen kleinsten Drucks passiert genau das Umgekehrte, so dass die Wellenberge schneller und die Wellentäler langsamer fortschreiten als die Stellen, an denen der Druck unverändert bleibt. Die Wellen steilen sich zu Stoßfronten auf und werden sägezahnförmig. Wenn sich die in der Konvektionszone erzeugten Schallwellen in Richtung Chromosphäre ausbreiten, laufen sie in ein Gebiet von geringer werdender Dichte. Der Energiestrom einer Schallwelle ist definiert als:

$$F_{ac} = \rho \left\langle v^2 \right\rangle c_s \tag{2.6}$$

Dabei ist ρ die Dichte, v die (longitudinale) Partikelgeschwindigkeit in der Welle und c_s die Schallgeschwindigkeit.

Da die Energie konstant bleibt, muss sich $v \sim 1/\sqrt{\rho c_s}$ vergrößern. Mit zunehmendem v bildet sich schließlich eine Stoßwelle[6]. In Abb. 2.3 ist der Vorgang, wie sich eine sägezahnförmige Welle bildet, skizziert. Die Energie wird rasch dissipiert und in Form von Wärme an die Chromosphäre abgegeben. Dieser Mechanismus wird akustische Heizung genannt (vgl. auch [Ulmschneider & Kalkofen 2002]); er beruht auf einem Entropie-Sprung ΔS an der Stoßfront:

$$\Phi = \rho \frac{T}{P} \Delta S \tag{2.7}$$

Φ ist die akustische Heizrate und P die Periode der sägezahnförmigen Welle, in die sich die akustische Welle entwickelt.

Wegen der Abstrahlung der Chromosphäre steigt die Temperatur nur solange bis sich im zeitlichen Mittel ein Gleichgewicht zwischen Energiezufuhr und -verlust eingestellt hat.

[5] Dieser Mechanismus wird Dissipation genannt.

[6] Nach dem englischen Wort shock wave wird dies auch als Schockbildung bezeichnet.

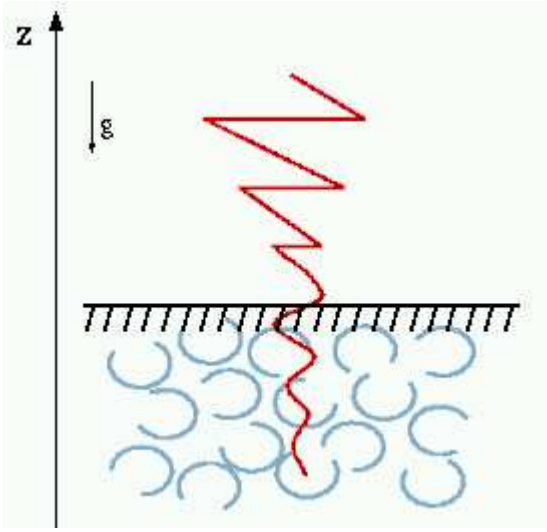

Abbildung 2.3: Erzeugung einer akustischen Welle in der Konvektionszone (blau), vgl. [Ulmschneider 2002]; die schwarze Schraffur soll die Oberfläche der Sonne darstellen. Die Welle wird mit zunehmender Höhe z sägezahnförmig.

[Lites et al. 1993] haben in Spektrogrammen und [von Uexküll & Kneer 1995] in Filtergrammen starke Aufhellungen in der Chromosphäre gesehen. In eindimensionalen numerischen Rechnungen haben [Carlsson & Stein 1997] diese Ca II H-Grains erfolgreich simuliert. Sie sagen, dass die Chromosphäre der ruhigen Sonne nicht gleichbleibend ist, sondern sich räumlich und zeitlich ändert. Sie sei im Mittel eher kühl und der Temperaturanstieg komme durch große Temperatur-Fluktuationen zustande. [Wedemeyer et al. 2003] haben in dreidimensionalen numerischen Rechnungen gezeigt, dass die ruhige Chromosphäre als Netzwerk aus heißer Materie mit dazwischen liegenden, sich ändernden kühlen Regionen beschrieben werden kann.

[Carlsson & Stein 1995] und [Rammacher & Ulmschneider 2002] zeigen in ihren Simulationen, dass die Temperatur in der Chromosphäre nicht mit der Höhe zunimmt, wenn über die Zeit gemittelt wird. Die Strahlungsemission, von der man dachte, dass sie mit einem Temperaturanstieg zusammenhängt, könnte auch durch nach oben laufende heiße Schockwellen zustande kommen.

Das Chromosphären-Problem kann also vielleicht durch die Frage, wie der Energiebedarf für die Strahlungsemission gedeckt wird, erweitert werden.

2.3 Energiebedarf der Chromosphäre

Um die Strahlungsverluste der Chromosphäre von $2-4\cdot10^3\,\mathrm{W/m^2}$ in nicht-magnetischen Gebieten zu decken [Athay 1976], wird für die Sonne eine Produktion von $1-3\cdot10^5\,\mathrm{W/m^2}$ an

akustischem Strahlungsstrom erwartet. Eine große Menge an Energie geht durch Strahlungsdämpfung verloren, während die Welle von der Photosphäre in die Chromosphäre läuft.

Das maximale akustische Power, das durch den Lighthill-Mechanismus erzeugt wird, ist theoretischen Modellen von [Ulmschneider et al. 1996] folgend bei Perioden von ungefähr 50 Sekunden zu erwarten. Diese kurzen Perioden sind nach [Ulmschneider 2002] schwierig zu beobachten, weil die Modulations-Transfer-Funktion[7] für Perioden kleiner als 50 Sekunden eine geringe Transmission besitzt.

[Schrijver 1987] hat den Begriff des 'basal flux' geprägt. Hierbei handelt es sich um eine untere Grenze für die Emission der nicht-magnetischen Chromosphäre, die allein durch akustische Heizung zustande kommt. In ihren Simulationen haben [Wedemeyer et al. 2003] gezeigt, dass die berechneten Kalzium- und Magnesium-Strahlungsströme ausreichen, um diesen 'basal flux' von sonnenähnlichen Sternen zu erklären. Eine zusätzliche magnetische Heizung scheint für die untere und mittlere Chromosphäre nicht notwendig zu sein.

Nicht nur für die Sonne, sondern auch für andere Sterne späten Typs werden solche Berechnungen durchgeführt. Theoretische Berechnungen, die auf den drei stellaren Parametern Effektivtemperatur T_{eff}, Metallizität[8] Z und Schwerebeschleunigung g beruhen, können nicht nur für Hauptreihen-Sterne, sondern auch für Riesen und metallarme Sterne zeigen, dass der 'basal flux' durch akustische Heizung gedeckt werden kann [Ulmschneider 2002]. Für die Sterne, deren chromosphärische Abstrahlung höher liegt, wird noch ein weiterer Mechanismus benötigt, die magnetische Heizung. Um diese bei den Modellrechnungen in Betracht zu ziehen, wird der vierte stellare Parameter, die Rotationsperiode P_{rot} benötigt. [Fawzy et al. 2002a,b,c] benutzen diese vier Parameter und berechnen Modelle für stellare Konvektionszonen und für magnetische Flussröhren. Sie finden einen Zusammenhang zwischen Rotationsperiode des Sterns und dessen Füllfaktor[9].

Die Untersuchung des Energiebedarfs der Sonnen-Chromosphäre ist ein weites Arbeitsgebiet und aus den Resultaten können Rückschlüsse auf das Vorhandensein von Chromosphären in anderen Sternen geschlossen werden.

In der vorliegenden Arbeit wird die Existenz der kurzperiodischen Schallwellen gezeigt, die – wie in diesem Kapitel beschrieben – für das Verständnis von Chromosphären von großer Bedeutung sind.

[7] Diese Funktion gibt an, wie groß der Anteil der Geschwindigkeits-Fluktuationen einer akustischen Welle ist, der als Doppler-Verschiebung beobachtet werden kann.

[8] Mit Metallen werden in der Astrophysik alle chemischen Elemente schwerer als Helium bezeichnet.

[9] Der Füllfaktor gibt an, wieviel Prozent eines Sterns mit Magnetfeldern bedeckt ist.

3 Optischer Aufbau

Wegen guter Seeing-Bedingungen[1] werden die meisten Sonnenbeobachtungen auf Bergen durchgeführt. Das 38 m hohe Vakuum-Turm-Teleskop (VTT), eins der deutschen Sonnenteleskope (betreut vom Kiepenheuer-Institut für Sonnenphysik in Freiburg (KIS) in Zusammenarbeit mit der Universitäts-Sternwarte Göttingen (USG) und dem Astrophysikalischen Institut Potsdam (AIP)), befindet sich am Observatorio del Teide auf der Kanarischen Insel Teneriffa auf einem 2400 m hohen Bergrücken (Abb. 3.1). In dieser Höhe befindet man sich meistens oberhalb der lokalen Inversionsschicht, so dass die Wolkenbildung darunter stattfindet. Die aufsteigende Luft, die durch die Erwärmung des Erdbodens hervorgerufen wird, beeinträchtigt die Messung also kaum. Mit dem "Göttinger zweidimensionalen Spektrometer" sind Zeitreihen der solaren Granulation aufgenommen worden.

3.1 Das VTT

Das Sonnenlicht wird über ein Coelostatensystem (Abb. 3.2) senkrecht in den Turm gespiegelt. Wegen der großen Brennweite des Hauptspiegels wird der Strahl von dort zurück nach oben gelenkt, wo sich ein Planspiegel befindet, der das Sonnenlicht zurück reflektiert. Dieses System wird Schiefspiegler genannt. Um eine Erwärmung der Luft im Inneren des Teleskops zu vermeiden, ist das Teleskop evakuiert. Dadurch werden Turbulenzen vermieden, die das Seeing verschlechtern und damit die Abbildung stören würden. Am Austrittsfenster tritt das Licht senkrecht nach unten aus, um z. B. mit dem Gitter-Spektrographen untersucht zu werden. Zur Benutzung des „Göttinger Spektrometers”, das sich im Optiklabor II befindet, wird das Licht über einen 45° Umlenkspiegel in die Horizontale und dann ins Labor gelenkt. Der Primärfokus befindet sich kurz hinter dem Umlenkspiegel.

[1] Das Seeing bezeichnet den Einfluss der Erdatmosphäre auf astronomische Beobachtungen.

Abbildung 3.1: Das Vakuum-Turm-Teleskop am Observatorio del Teide, Teneriffa.

Die Coelostatenspiegel haben Durchmesser von 80 cm. Die Brennweite des Hauptspiegels beträgt $f = 46\,\text{m}$ und der Durchmesser $D = 70\,\text{cm}$.

Nach dem Rayleigh-Kriterium

$$\alpha = 1.22\frac{\lambda}{D}[\text{rad}] = 2.52 \cdot 10^5 \frac{\lambda}{D}[''] \tag{3.1}$$

beträgt das theoretische Auflösungsvermögen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 543.4\,\text{nm}$ $0.196''$[2]. Dabei gilt: $1\text{rad} = \frac{360°}{2\pi} = 206265''$.

[2] $1''$ entspricht im Mittel 725 km auf der Sonnenoberfläche. Da die Erdbahn elliptisch ist, treten Änderungen von $\pm 10\,\text{km}$ auf.

Abbildung 3.2: Coelostaten-Spiegel und Eintrittsfenster des VTT.

Der Abbildungsmaßstab ω des Teleskops im Primärfokus ist gegeben durch

$$\omega = \arctan(\frac{1\,\mathrm{mm}}{f}).$$

Mit $f = 46\,\mathrm{m}$ beträgt der Abbildungsmaßstab $4.59''$/mm. Die wichtigsten technischen Daten des VTT sind nochmals in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

Durchmesser des Hauptspiegels D	70 cm
Durchmesser der Coelostatenspiegel	80 cm
Brennweite f	46 m
Öffnungsverhältnis f/D	65.7
Abbildungsmaßstab im Primärfokus	$4.59''$/mm
Auflösungsvermögen bei 543.4 nm	$0.196''$

3.2 Aufbau des Spektrometers

Das zweidimensionale Spektrometer, das im Optiklabor II (OL 2) des VTT aufgebaut ist, basiert auf zwei Fabry-Perot-Interferometern. Es ist auf optischen Bänken gelagert, auf denen die einzelnen Komponenten stabil montiert sind, aber Änderungen vorgenommen werden können. Im Folgenden sollen der Aufbau und die Funktionsweise kurz erläutert werden, ausführlichere Beschreibungen sind z. B. bei [Bendlin et al. 1992] oder [Koschinsky 2001] zu finden. Der Aufbau des Spektrometers ist in der folgenden Abbildung zu sehen.

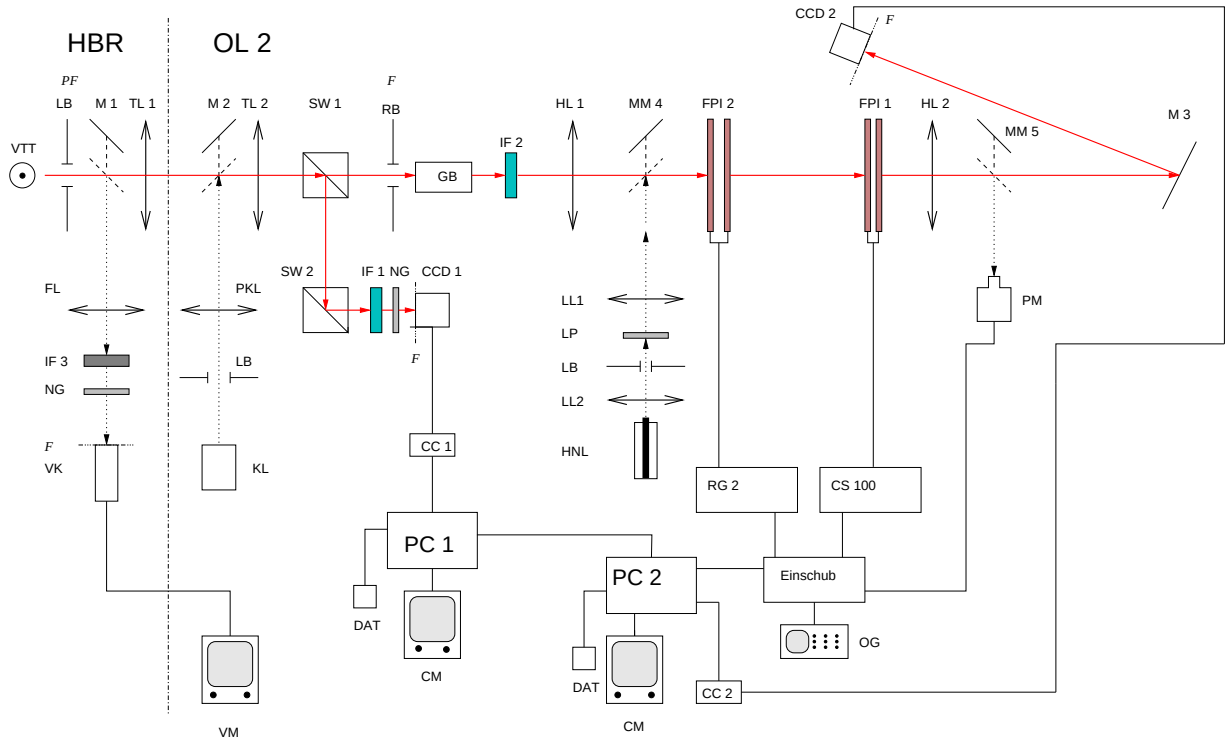

Abbildung 3.3: Aufbau des „Göttinger zweidimensionalen Spektrometers"

3.2.1 Der Hauptstrahlengang

Der wichtigste Strahlengang beginnt im Hauptbeobachtungsraum (HBR) am Primärfokus (PF) des Teleskops, in dem sich eine Lochblende (LB) befindet. Diese verkleinert das Bildfeld auf die Größe, die für die Kameras gebraucht wird, und verringert somit das Streulicht. Hier enthält das Sonnenlicht noch alle Wellenlängen und mit Hilfe eines Stückes Pappe kann z. B. ein Sonnenfleck eingestellt werden. Auch die Granulation ist bei gutem Seeing sichtbar. Der Hauptstrahlengang ist in Abb. 3.3 rot eingezeichnet.

Vom Primärfokus aus wird das Licht über zwei Transferlinsen (TL 1 und TL 2, Brennweiten jeweils 180 cm) in das OL 2 geleitet, wobei der Abbildungsmaßstab 1:1 beträgt. Mit Hilfe eines Strahlteilerwürfels (SW 1) wird der Lichtstrahl geteilt, um mit zwei CCD (Charged Coupled Device)-Detektoren gleichzeitig breitbandige und schmalbandige Bilder aufnehmen zu können. Ca. 95 % des Lichts wird für die schmalbandigen Daten verwendet, weil dort jedes Photon wichtig ist. Das übrige Licht wird ein zweites Mal geteilt (SW 2) und auf die erste Kamera (CCD 1) gelenkt, die sich im Fokus (F) befindet. Zwischen SW 2 und CCD befindet sich ein Interferenzfilter (IF 1, $\lambda = 557\,\mathrm{nm}$, Halbwertsbreite $\approx 5-10\,\mathrm{nm}$) und ein Neutralglas (NG). Das NG ist notwendig, um die Intensität des Lichts, das auf den CCD-Chip fällt, noch zu verringern. Zwei Strahlteilerwürfel werden verwendet, weil sonst auf den beiden Kameras das Bildfeld gespiegelt wäre. Die untere Zeile der einen würde dann der oberen Zeile der anderen Kamera entsprechen. Bei reduzierter Bildfeldwahl (für kurze Aufnahmezeiten) würde dann Bildfeld verloren gehen, weil programmtechnisch nur die unteren Bildzeilen abgeschnitten werden können. Alternativ kann hinter dem zweiten Strahlteiler auch noch eine dritte CCD-Kamera mit in den Aufbau montiert werden, um breitbandige Bilder in einem anderen Wellenlängenbereich (z. B. G-Band) oder defokussierte Bilder für Phase Diversity aufzunehmen.

Im nicht abgelenkten, geradeaus durchgehenden Strahlengang befindet sich kurz hinter SW 1 im Sekundärfokus (F) eine Rechteckblende (RB), mit der das Bildfeld genau auf die zweite CCD-Kamera (CCD 2) eingestellt werden kann. Kurz danach ist ein Glasblock (GB) montiert, der bei Bedarf mit einem Stokes-V-Polarimeter, das bei [Volkmer 1995] ausführlich beschrieben ist, ausgetauscht werden kann. Mit dem Glasblock verändert sich die optische Weglänge um gerade so viel, wie es auch das Polarimeter tut. Beim Wechsel zu polarimetrischen Beobachtungen muss das Spektrometer dann nicht neu fokussiert werden. Ein schmalbandiges Interferenzfilter (IF 2) mit einer Halbwertsbreite von ungefähr 0.3 bis 2 nm und möglichst hoher Transmission verringert den Spektralbereich des ankommenden Lichts und legt somit die Wellenlänge fest, in der später beobachtet wird. In dieser Arbeit wurde ein Filter der Firma Barr[3] verwendet, das den Wellenlängenbereich um die Fe I Linie 543.4 nm mit einer Halbwertsbreite von 0.53 nm

[3] Barr Associates, Inc., Westford, MA 01886, USA

herausfiltert. Die Transmission liegt bei knapp 70 %.

Mit den beiden Hauptlinsen (HL 1 und HL 2, Brennweiten jeweils 225 cm) wird das Licht im Abbildungsmaßstab 1:1 auf CCD 2 abgebildet. Zwischen den beiden Linsen befinden sich nahe des Pupillenbildes zwei Fabry-Perot-Interferometer (FPI 1 und FPI 2), die den Wellenlängenbereich des ankommenden Lichtes so weit begrenzen, dass CCD 2 schmalbandige Bilder im Pikometer-Bereich aufnehmen kann. Die FPIs befinden sich im parallelen Strahlengang, um Fehler zu vermeiden, die durch Unebenheiten der Spiegeloberflächen entstehen könnten. Die Funktionsweise der FPIs wird in 3.2.2 beschrieben. Da die Länge des Optiklabors nicht ausreicht, muss der Strahlengang hinter HL 2 noch mit Hilfe des Planspiegels M 3 gefaltet werden. In Abb. 3.4 ist ein Ausschnitt des optischen Aufbaus mit den beiden FPIs zu sehen.

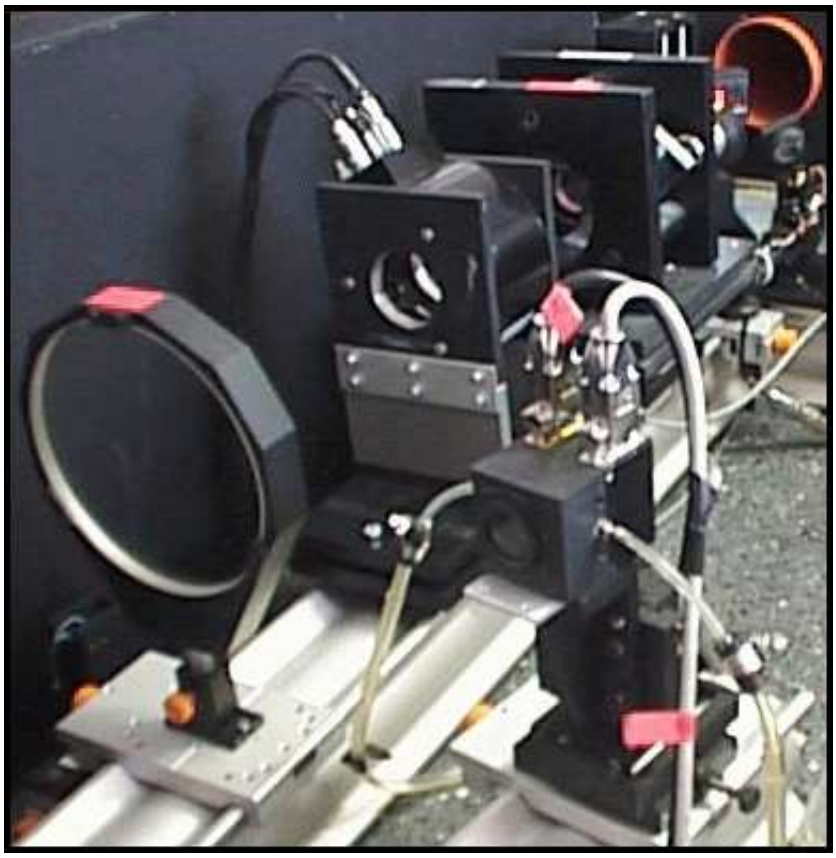

Abbildung 3.4: Ausschnitt des optischen Aufbaus: hinten rechts ist FPI 2 zu sehen, in der Mitte FPI 1, vorne links die Hauptlinse HL 2 und vorne rechts CCD 2.

3.2.2 Fabry-Perot-Interferometer

Hier soll die Funktionsweise eines Fabry-Perot-Interferometers (FPI) kurz erläutert werden; genauere Details finden sich z. B. bei [Born & Wolf 1999].
Im Wesentlichen besteht ein FPI aus zwei planparallelen teildurchlässigen Spiegelplatten, deren genaue Parallelstellung meist piezo-elektrisch gesteuert wird. Licht, das ungefähr senkrecht auf die Spiegel fällt, dringt in den Zwischenraum und wird zwischen den beiden Platten mehrfach hin- und herreflektiert. Konstruktive Interferenz tritt dann auf, wenn der Wegunterschied, der abhängig vom Einfallswinkel und dem Plattenabstand d ist, ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ beträgt. Diese Lichtstrahlen können das FPI in Transmissionsrichtung verlassen. Die Airy-Funktion bezeichnet das Verhältnis der transmittierten Intensität $I^{(t)}$ zur einfallenden Intensität $I^{(e)}$:

$$\frac{I^{(t)}}{I^{(e)}} = \frac{1}{1+F\sin^2\frac{\delta}{2}}\left(1-\frac{A}{1-R}\right)^2 \tag{3.2}$$

F ist eine Konstante, die durch die Reflektivität der Spiegelplatten gegeben ist, A gibt den Lichtverlustanteil durch Absorption und Streuung an und δ die Phasendifferenz zwischen zwei Strahlen aus aufeinanderfolgenden Reflexionen.
Die Finesse $\mathcal{F}$ ist ein Maß für die Schärfe der Transmissionsmaxima und damit der Qualität des Fabry-Perot-Interferometers und wird folgendermaßen angegeben:

$$\mathcal{F} = \frac{FSR}{FWHM} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \tag{3.3}$$

Hierbei ist $FWHM$ die Halbwertsbreite der Durchlasskurve des Spektrometers (**F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum) und FSR der freie Spektralbereich (**F**ree **S**pectral **R**ange), der als Abstand zweier benachbarter Transmissionsmaxima definiert ist, und für den gilt:

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2nd} \tag{3.4}$$

n ist der Brechungsindex des Mediums zwischen den Spiegelplatten und d deren Abstand.
Im Göttinger Spektrometer sind zwei Fabry-Perot-Interferometer aufgebaut. FPI 1 hat einen leicht variablen Plattenabstand von $d = 125\,\mu$m und damit ergibt sich für den freien Spektralbereich bei einer Wellenlänge von 543.4 nm: $FSR \approx 1.2$ nm. Die effektive Finesse erreicht Werte von ungefähr 40 bis 45.
FPI 2 hat einen frei wählbaren Plattenabstand und wurde auf $d = 1.5$ mm eingestellt. Hier ergibt sich bei obiger Wellenlänge: $FSR \approx 0.1$ nm. Die effektive Finesse liegt bei ungefähr 30 bis 40.
Mit dem Spektrometer sollen an CCD 2 schmalbandige Bilder aufgenommen werden. Das im vorigen Unterkapitel beschriebene schmalbandige Interferenzfilter wirkt als Vorfilter und engt

den breiten Spektralbereich ein. Das breitbandige FPI sorgt dafür, dass innerhalb dieser Filterkurve nur ein Transmissionsmaximum (also eine Wellenlänge) des schmalbandigen FPIs vorhanden ist. Abb. 3.5 verdeutlicht dies anhand einer Skizze. Schwarz eingezeichnet ist die Transmissionskurve des Schmalbandfilters (hier bei 543.4 nm). Die blaue Kurve soll die Airy-Funktion des breitbandigen FPIs darstellen und die rote Kurve die des schmalbandigen. Multipliziert man diese drei Kurven, ergibt sich die Transmissionskurve des Spektrometers, die in Abb. 3.5 unten zu sehen ist. Es wird also in der Tat nur ein sehr schmalbandiger Bereich durchgelassen.

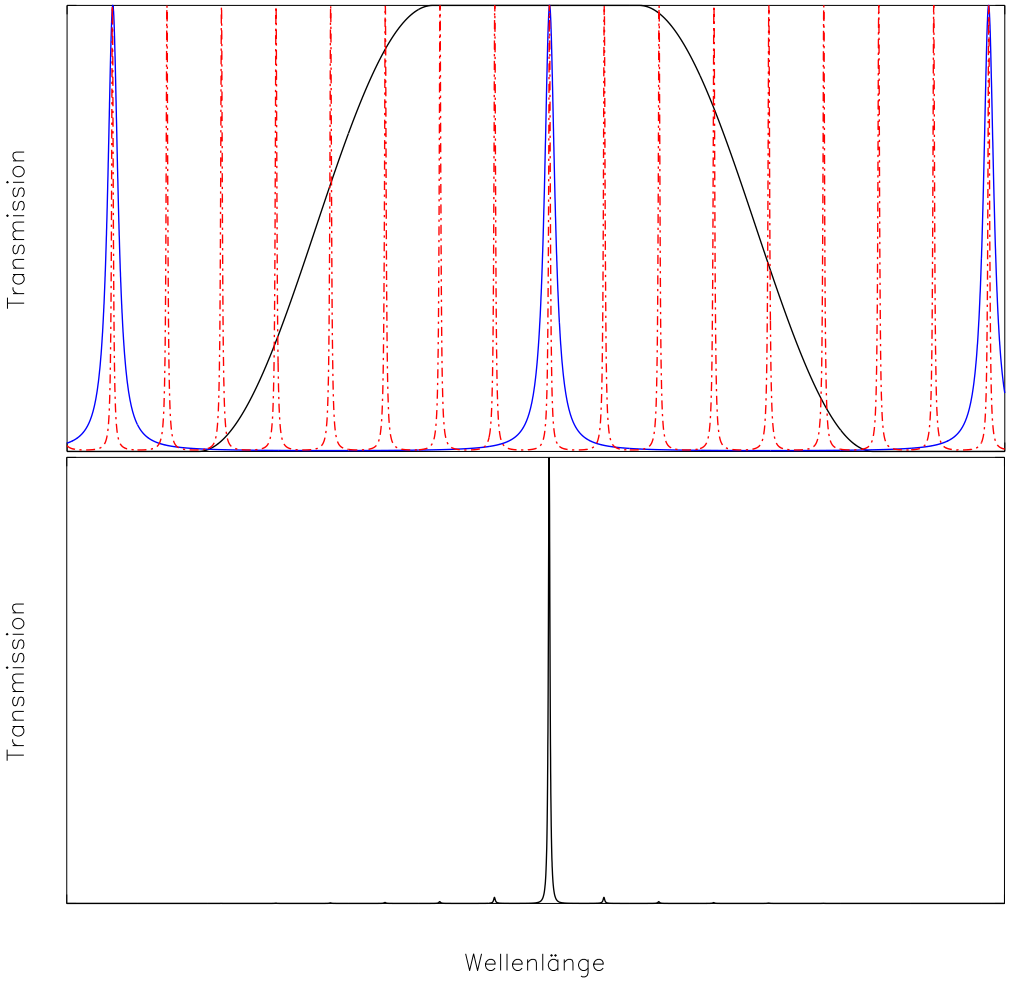

Abbildung 3.5: Transmissionskurven der beiden FPIs und des Vorfilters (oben); rot gestrichelt FPI 2, blau FPI 1 und schwarz das Interferenzfilter. Im unteren Bild ist die Multiplikation der drei Kurven zu sehen.

Eine Veränderung der Piezospannungen führt zu verschiedenen Plattenabständen, wodurch

sich das Transmissionsmaximum verschiebt. Es wird also eine andere Wellenlänge durchgelassen und damit ist die Möglicheit der spektralen Abtastung gegeben. Während der Datenaufnahme fahren die beiden FPIs parallel, so dass damit durch eine Spektrallinie gescannt werden kann. Mit CCD 1 und 2 werden simultan Daten aufgenommen und zwar mit kurzen Belichtungszeiten, damit später eine Bildrekonstruktion möglich ist; an $10-15$ Wellenlängen-Positionen werden je $5-10$ Bilder aufgenommen. Solch ein Datensatz, der normalerweise $100-150$ Bilder enthält, wird im Folgenden 'Scan' genannt.
Die technischen und optischen Daten der beiden FPIs können Tabelle 3.2 der Doktorarbeit von [Koschinsky 2001] entnommen werden.

3.2.3 Die Nebenstrahlengänge

Wie in Abb. 3.3 zu sehen ist, gibt es neben dem schon beschriebenen Hauptstrahlengang noch weitere Strahlengänge, die jetzt kurz erläutert werden sollen.

Kontinuumsstrahlengang

In den Sonnenbildern, die mit Hilfe von CCD 2 aufgenommen werden, ist noch die Transmissionskurve des Spektrometers enthalten, die später bei der Datenrekonstruktion wieder entfernt werden muss. Diese Transmissionskurve wird mit Hilfe einer Kontinuumslampe (hier wird ein Diaprojektor verwendet) aufgenommen. Über den bewegbaren Spiegel M 2 wird das Licht nach Ausblendung des Sonnenlichts in den Hauptstrahlengang gelenkt. Mit einer Lochblende (LB) und einer Plankonvexlinse (PKL) wird dafür gesorgt, dass der Lichtweg und das Pupillenbild des Kontinuums- und Hauptstrahlengangs möglichst gut übereinstimmen. Da die Intensität der Projektorlampe sehr viel kleiner als die von Sonnenlicht ist, werden beim Aufnehmen höhere Belichtungszeiten gewählt.

Laser- und Photomuliplierstrahlengang

Um hohe effektive Finessen der FPIs zu erhalten, müssen die Spiegelplatten möglichst parallel eingestellt sein. Dazu wird das Lichtbündel eines Helium-Neon-Laser (HNL) mit zwei Linsen (LL 1 und LL 2) und einer Lochblende (LB) nahezu parallel aufgeweitet und über den motorbetriebenen Spiegel MM 3 in den Haupstrahlengang gelenkt. Zur Abschwächung der Intensität wird ein Linearpolarisator (LP) verwendet. Über einen weiteren motorbetriebenen Spiegel (MM 2) wird das Laserlicht auf einen Photomultiplier (PM) gelenkt, der mit einem Oszillographen (OG) verbunden ist. Die Durchlasskurve ist dann sichtbar und an dem Rampengenerator (RG 2) von FPI 2 oder dem Controller (CS 100) von FPI 1 kann die Finesse verbessert

werden. Wird anstelle des Lasers Sonnenlicht durch diesen Strahlengang gelenkt, dann erfolgt mit Hilfe des Oszillographen auch das Einstellen der Spektrallinie, in der beobachtet werden soll.

Fokussierstrahlengang

Da das Bildfeld der CCD-Kameras mit ungefähr $38'' \times 28''$ recht klein ist, ist es schwierig, z. B. einen Sonnenfleck einzustellen. Auch um das Seeing abzuschätzen oder das Teleskop zu fokussieren, ist ein größeres Bildfeld sinnvoll. Dafür wird im Hauptbeobachtungsraum ein beweglicher Spiegel (M 1) in den Strahlengang gebracht und das Licht über eine Linse (FL) und ein Interferenzfilter (z. B. G-Band) auf einer Videokamera (VK) fokussiert. Für die Verringerung der Intensität auf dem Kamerachip ist wieder ein Neutralglas (NG) notwendig. An die Kamera ist ein Videomonitor (VM) angeschlossen, der im Optiklabor aufgestellt ist.

3.2.4 CCDs und PCs

Die beiden Kameras, die zur Aufnahme der Daten verwendet werden, stammen von der Göttinger Firma La Vision und sind Peltier-gekühlte Slow-Scan-CCDs. Die Chips (Typ TH 7863 FT) sind von der Firma Thomson mit einem nutzbaren Bildfeld von 384×286 Pixeln und einer Pixelgröße von $23 \times 23\ \mu\text{m}^2$. Das im Primärfokus vorhandene Sonnenbild wird im Maßstab 1 : 1 auf die CCDs abgebildet, womit der Abbildungsmaßstab $0.1''/\text{Pixel}$ beträgt.
Zur Speicherung der Daten werden Personalcomputer (PCs) verwendet, die über Kameracontroller (CC) mit den CCDs verbunden sind. Seit Sommer 2000 befinden sich neuere Computer im Aufbau als z. B. in den Arbeiten von [Krieg 1999] oder [Koschinsky 2001] beschrieben sind. Es handelt sich um Celeron Computer mit Taktfrequenzen von 700 MHz und Arbeitsspeichern von 256 MByte. Die Steuerungsprogramme sind in DOS geschrieben und die Daten werden im FITS-Format (Flexible Image Transport System) abgespeichert. Für weitere Informationen zum Kamera-Controller-Computer-System sei auf die Arbeit von [de Boer 1993] verwiesen.
Die beiden Computer sind durch ein sogenanntes 'Handshaking' miteinander verbunden. Wird erst das Aufnahme-Programm an PC 1 gestartet, wartet dieser solange, bis auch das entsprechende Programm an PC 2 gestartet ist und umgekehrt. Damit ist gewährleistet, dass die Daten an den beiden CCDs exakt gleichzeitig aufgenommen werden, was für die spätere Rekonstruktion notwendig ist.
Durch die schnelleren Computer verringert sich vor allem die Abspeicherzeit eines Scans, so dass nun auch Zeitserien mit einem geringen Zeitabstand (in diesem Falle 25 s) aufgenommen werden können.

Der Festplattenplatz beträgt zur Zeit etwa 9 GByte pro PC. Nach Beendigung der Beobachtungen werden die Daten mit Hilfe eines DAT-Streamers auf DDS-1-Bänder geschrieben, die eine Kapazität von je 3 GByte haben. In Göttingen werden diese Bänder dann wieder eingelesen und die Daten mit Hilfe des Programmpakets IDL[4] weiterverarbeitet.

[4] Interactive Data Language

4 Datenaufnahme

Bei mehreren Beobachtungsaufenthalten auf Teneriffa war zwar oft die Möglichkeit gegeben Daten aufzunehmen, dass diese dann aber auch gute Qualität haben sollten, war natürlich auch gewünscht. So sind zwar viele Zeitreihen der solaren Granulation aufgenommen worden, aber nicht alle mit 'guten' Seeing-Bedingungen. Gerade bei Zeitreihen sollte das Seeing über eine längere Dauer (> 30 min) gut oder sehr gut sein. Denn sonst sind zwar vielleicht ein paar sehr gute Scans dabei, wenn die übrigen Scans aber bei schlechtem Seeing aufgenommen wurden, ist die Zeitserie unbrauchbar geworden. Die für diese Arbeit verwendeten Daten, die sehr gute Qualität haben, sind am 28. August 2000 in ruhiger Sonne, Scheibenmitte, aufgenommen worden.

4.1 Beschreibung der Linie

Bei der Spektrallinie, in der beobachtet wurde, handelt es sich um die Fe I Linie 543.45 nm. Diese Linie entsteht ungefähr im Temperaturminimum der Sonnenatmosphäre und ist die stärkste magnetisch nicht aufspaltende Linie (Landé-Faktor $g = 0$). Sie hat verstärkte Flügel in Umbren von Sonnenflecken und ist der Nachbar von der Ni I Linie 543.6 nm. Die Daten von Tabelle 4.1 sind den Revised Rowland Tables [Moore et al. 1966] entnommen.

Eine Abbildung der Linie aus dem FTS (**F**ourier **T**ransform **S**pectrum)-Atlas findet sich in Abb. 4.1 [Brault & Neckel 1987]. Dieser Spektralatlas gibt den spektralen Intensitätsverlauf in der mittleren, unmagnetischen Sonnenatmosphäre wieder. In der Abbildung ist gut erkennbar, dass es sich um eine 'starke' Linie handelt. Dies hat u. a. den großen Vorteil, dass beim Einstellen des Durchlassbereiches durch die FPIs diese Linie sehr einfach am Oszillographen gefunden werden kann. Das schmalbandige Interferenzfilter lässt ungefähr den Bereich von 0.5 nm durch, die Breite der Linie inklusive des roten und blauen Flügels beträgt aber weniger als 0.1 nm, so dass auch die in der Nähe liegenden Linien (z. B. die eben erwähnte Nickellinie) durchgelassen werden.

Wellenlänge	543.4534 nm
Element	Eisen
Ionisation	neutral
Multiplett-Nummer	15
Übergang	$^5F_1 \rightarrow ^5D_0$
untere Energie des Übergangs	1.01 eV
Landé-Faktor g_{eff}	0.0
Äquivalentbreite $W_\lambda^{\mathrm{phot(RRT)}}$	18.4 pm
log τ	-3.5
Entstehungshöhe$_{\mathrm{phot}}$	550 km

Tabelle 4.1: Liniendaten für Fe I 543.45 nm

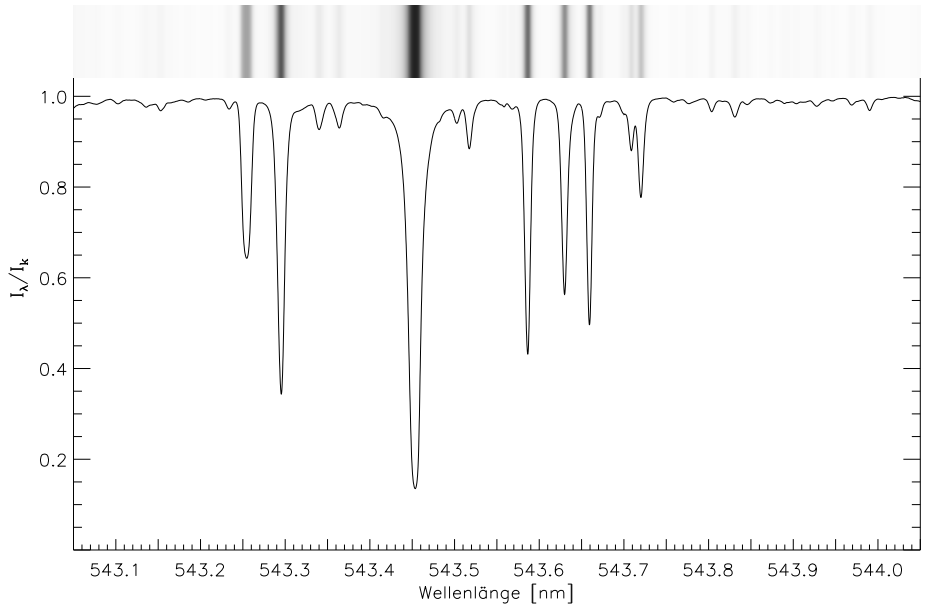

Abbildung 4.1: Auszug aus dem FTS-Atlas für die Wellenlänge um 543.45 nm

4.2 Hauptbeobachtungen

Die Daten, die hauptsächlich für diese Arbeit verwendet worden sind, wurden am 28. August 2000 aufgenommen. Wie schon im vorigen Kapitel beschrieben, nehmen CCD 1 und CCD 2 exakt gleichzeitig Daten auf. Die Daten stammen aus der ruhigen Sonne, Scheibenmitte; es handelt

sich also um Granulation. Die Zeitserie bestand aus jeweils 100 Scans, die in Abständen von $\Delta t = 25\,\mathrm{s}$ aufgenommen wurden. Davon wurden 3-4 s zum Abspeichern der Daten benötigt. Die Belichtungszeit eines Bilds betrug 20 ms. Die gesamte Zeitserie hat eine Länge von 41.25 min. Die Aufnahmezeit war 8:10 UT-8:51 UT. Pro Scan wurden 104 Bilder belichtet, an CCD 1 breitbandige und an CCD 2 schmalbandige. Die Bilder im Breitbandkanal zeigen alle das gleiche Gebiet, weil während des Scans nichts verändert wurde. Für die Bilder im Schmalbandkanal wurde der Plattenabstand des FPI 2 – und damit die durchgelassene Wellenlänge – mehrmals verändert. Insgesamt wurden so 13 verschiedene Wellenlängen-Positionen mit jeweils acht Bildern aufgenommen. Der Abstand der FPI-Positionen betrug 3.2 pm, so dass insgesamt über einen Bereich von ungefähr $\pm 20\,\mathrm{pm}$ vom Linienzentrum aus gescannt wurde. Die Bildfeldgröße lag bei 384×200 Pixeln, was bei einer räumlichen Auflösung von $0.103''$/Pixel einem Bereich von $39.5'' \times 20.6''$ entspricht. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 4.2 ein aus einem Rohdaten-Scan (CCD 2) gemitteltes Linienprofil zu sehen. Die verschiedenen Wellenlängen-Positionen sind mit einem Sternchen markiert.

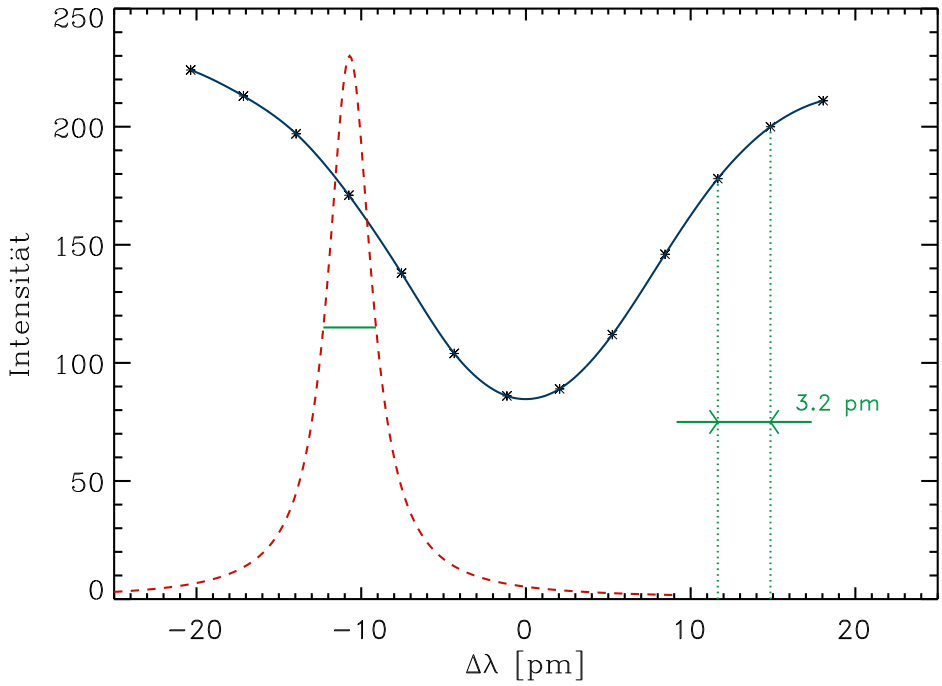

Abbildung 4.2: Linienprofil eines Rohdaten-Scans; die acht Bilder der 13 Positionen sind jeweils gemittelt (⋆). Die Airy-Funktion ist mit eingezeichnet (- - -).

Die Halbwertsbreite der Durchlasskurve des Spektrometers liegt bei einem FPI 2-Plattenabstand von $d = 1.5\,\mathrm{mm}$ bei $\Delta\lambda \approx 3.2\,\mathrm{pm}$. Daraus ergibt sich ein spektrales Auflösungsvermögen von $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 1.7 \cdot 10^5$.

Wie weiter oben schon erwähnt, spielt das Seeing für die Qualität der Daten eine große Rolle. Um ein Maß dafür zu haben, wird der Fried-Parameter $r_0 \propto \lambda^{\frac{6}{5}}$ [Fried 1966] verwendet, dessen Einheit cm ist. Dieser wurde innerhalb der im nächsten Kapitel beschriebenen Speckle-Rekonstruktion der Breitbanddaten berechnet. Die Fried-Parameter für die in dieser Arbeit betrachtete Zeitserie sind in Abb. 4.3 dargestellt. Sie liegen im Großen und Ganzen zwischen 9 und 12 cm, was bei einer Wellenlänge von $\lambda = 543.4\,\text{nm}$ erfahrungsgemäß als gut bis sehr gut bezeichnet werden kann.

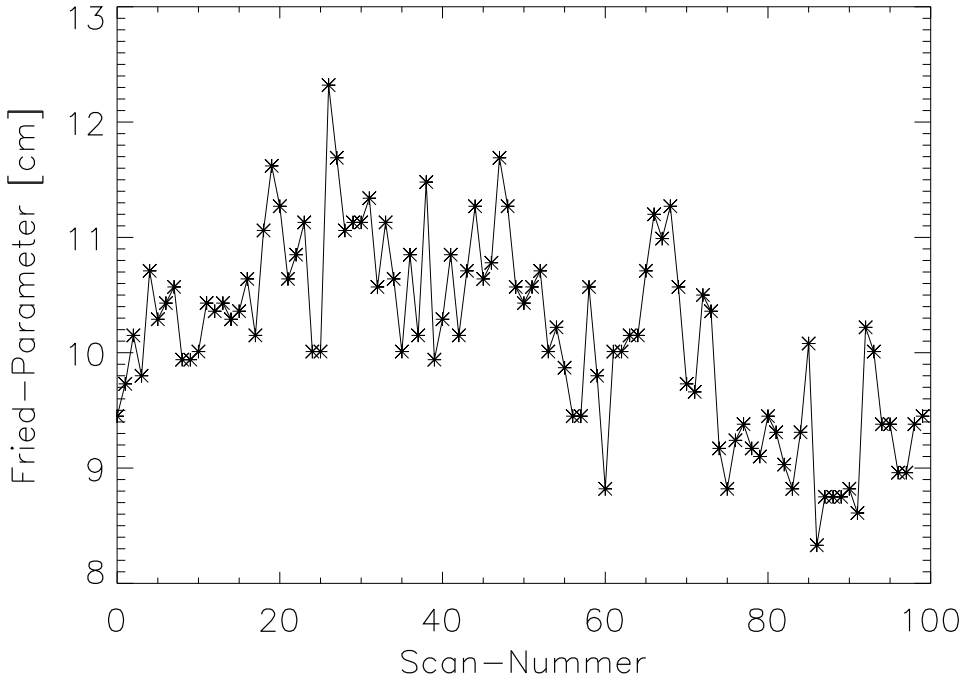

Abbildung 4.3: Fried-Parameter für die gesamte Zeitserie

Die Wetterverhältnisse am Morgen des 28. August 2000 sind den Internetseiten der GONG-Station am Observatorio del Teide entnommen worden [1]:

Luftfeuchtigkeit	30−40 %
Luftdruck	770 hPa
Windgeschwindigkeit	7−14 km/h
Temperatur	15−25° C

In Abb. 4.4 ist ein Rohdaten-Scan für die Schmalbanddaten zu sehen. In den Flügeln ist noch die Granulation zu erkennen, die zum Linienzentrum hin verschwindet.

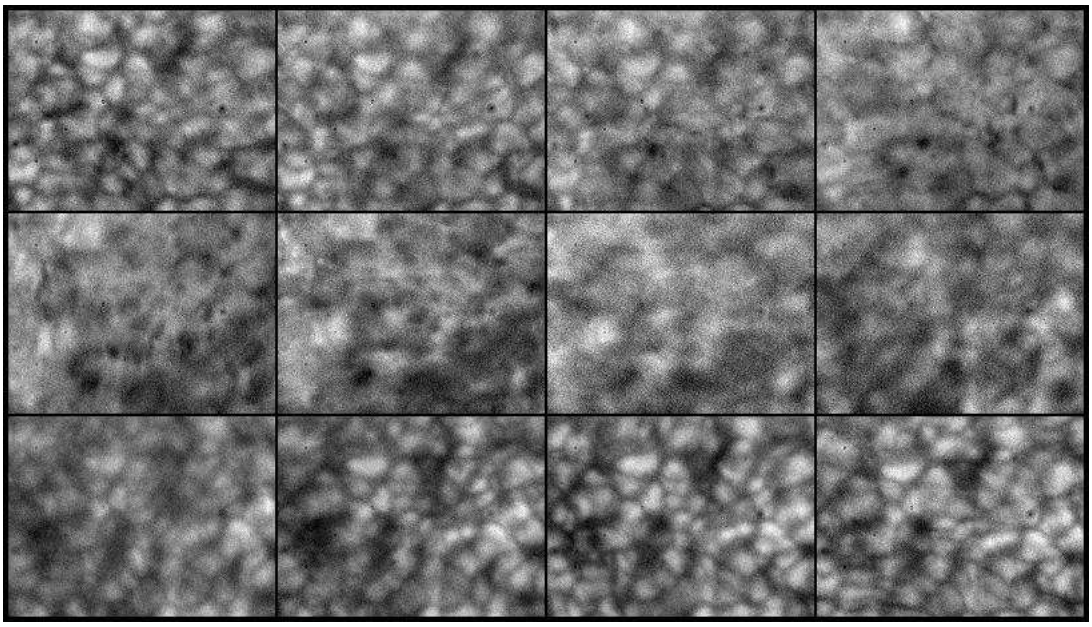

Abbildung 4.4: Rohdaten-Scan für die Fe Linie 543.4 nm, links oben der rote Flügel, das 6. Teilbild entspricht dem Linienzentrum, rechts unten der blaue Flügel. Die Bildgröße beträgt jeweils $20'' \times 15''$.

4.3 Zusatzbeobachtungen

Für die spätere Bildrekonstruktion müssen am Ende der Hauptbeobachtungen (wenn z. B. das Seeing schlechter geworden ist) noch weitere Daten aufgenommen werden:

Flatfields: Da sich auf den CCD-Chips oder in anderen Teilen der Optik Kratzer und Staub befinden, nicht alle Pixel gleich empfindlich sind und gelegentlich Interferenzstreifen auftreten, wurden Bilder ohne Objektinformation (flatfields) aufgenommen. Dies wurde auf zwei verschiedene Weisen gemacht, einmal indem das Teleskop defokussiert wurde, und einmal als es fokussiert war, aber mit dem Programm 'random walk' gesteuert wurde, bei dem nicht immer der gleiche Sonnenausschnitt beobachtet wird, sondern in einem Bereich um die Scheibenmitte herum jeweils andere Bereiche aufgenommen werden. Die Bilder eines solchen fokussierten Flatfield-Scans sind alle verschieden, so dass beim Zusammenfassen eventuelle Strukturen herausgemittelt werden. Die Anzahl der Bilder der Flatfield-Scans entspricht der Anzahl von

Daten-Scans aus den Hauptbeobachtungen, in diesem Fall also 104 Bilder. Es wurden insgesamt zehn fokussierte und zwei defokussierte Scans aufgenommen.

Kontinuumsbilder: Die spektrale Transmission des gesamten optischen Aufbaus ist in den schmalbandigen Bildern noch vorhanden. Um diese zu entfernen, wurden mit dem Kontinuumsstrahlengang zwei Scans mit jeweils 104 Bildern aufgenommen. Die Belichtungszeit wurde auf 800 ms geändert, weil die Intensität des Diaprojektors geringer als die des Sonnenlichts ist. Ansonsten wurde der gleiche Wellenlängenbereich abgetastet, der auch bei den Hauptbeobachtungen verwendet wurde.

Dunkelbilder: Thermische Effekte im CCD-Chip oder auch Streulicht tragen zu dem Bildsignal bei. Um diese Störeffekte später korrigieren zu können, wird der Hauptstrahlengang im Bereich der zweiten Transferlinse mit einem schwarzen Tuch unterbrochen.

An beiden Kameras wurden zwei aus 20 Bildern bestehende 'Dark'-Scans aufgenommen. Zur Korrektur der eben beschriebenen Kontinuumsbilder wurden ebenfalls zwei dieser Scans aufgenommen, aber nur an CCD 2. Dazu wurde entsprechend der Kontinuumsstrahlengang mit Hilfe des schwarzen Tuchs unterbrochen.

5 Datenverarbeitung

Die in Teneriffa aufgenommenen Dat-Bänder mit Rohdaten-Scans wurden in Göttingen eingelesen, auf einem Linux-PC gespeichert und mit Hilfe des Softwarepakets IDL (Interactive Data Language) weiterverarbeitet. Dafür standen zwei Festplatten mit 40 und 20 GByte Kapazität zur Verfügung.

5.1 Breitbandbilder

Bei der Rekonstruktion der Schmalbandbilder werden die speckle-rekonstruierten Breitbandbilder benötigt. Deswegen wird erst die Verarbeitung dieser Weißlichtbilder erklärt.

5.1.1 Vorverarbeitung

Aus den 20 Dunkelbildern eines Darkscans und den 104 Bildern eines Flatfieldscans (bei defokussiertem Teleskop) werden zuerst das gemittelte Dunkelbild $DC(i,j)$ und das gemittelte Flatfield $FF(i,j)$ gebildet. Um die Verstärkungsmatrix GT (gain table) zu erhalten, wird das gemittelte Dunkelbild vom gemittelten Flatfield abgezogen, denn bei dessen Belichtung wurde auch das Dunkelsignal mit aufgenommen:

$$GT(i,j) = FF(i,j) - DC(i,j) \tag{5.1}$$

$i = 1,\ldots,384$ und $j = 1,\ldots,200$ sind die Spalten- und Zeilenindizes des Bildfeldes.
Um das vorverarbeitete Rohbild $I(i,j)$ zu erhalten, wird von jedem einzelnen Rohbild $I'(i,j)$ das gemittelte Dunkelbild abgezogen und dann durch die Verstärkungsmatrix geteilt:

$$I(i,j) = \frac{I'(i,j) - DC(i,j)}{GT(i,j)} \tag{5.2}$$

Diese Bilder sind nun weitgehend von Störeinflüssen wie Staubkörnern, ungleichmäßiger Bild-

feldausleuchtung etc. befreit und die eigentliche Datenrekonstruktion kann beginnen. Ein Beispiel für die Vorverarbeitung der Bilder ist in der folgenden Abbildung zu sehen.

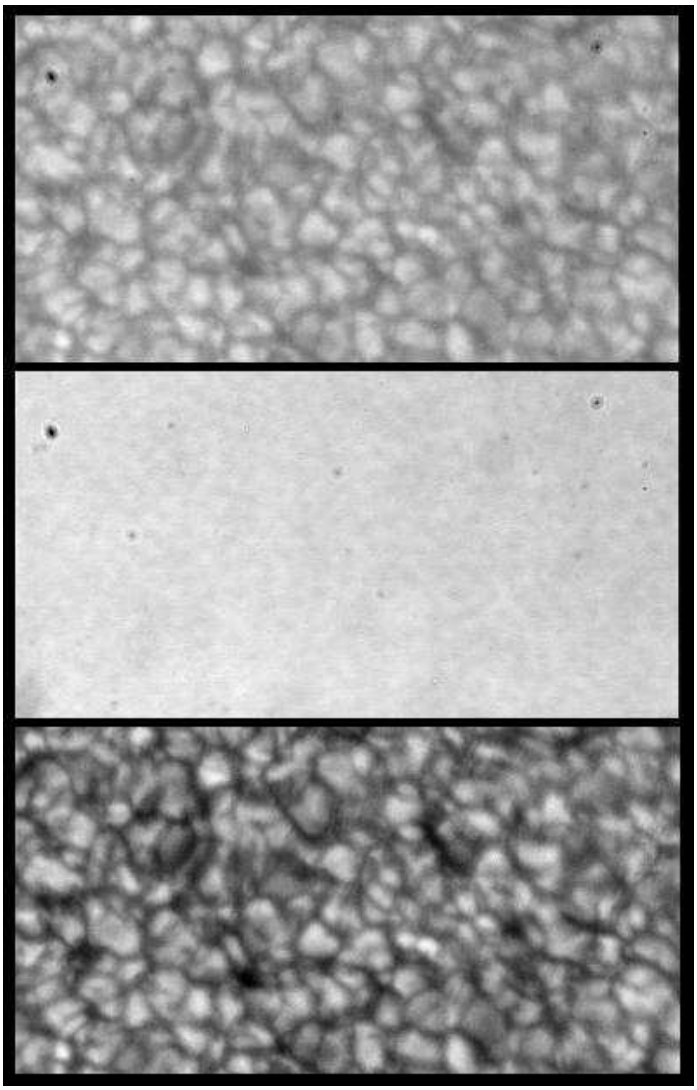

Abbildung 5.1: oben: Ausschnitt eines Rohbildes aus den Breitbandbildern (CCD 1)
Mitte: zugehörige Verstärkungsmatrix (gain table)
unten: vorverarbeitetes Rohbild

5.1.2 Speckle-Rekonstruktion

Die hier beschriebene Routine bezieht sich immer auf einen Scan, die Bearbeitung der gesamten Zeitserie folgt später.

Die 104 vorverarbeiteten Rohbilder eines Scans zeigen nicht immer exakt den gleichen Bild-

ausschnitt, weil z. B. durch Seeing oder Nachführfehler des Teleskops ein Bildversatz (image motion) entstanden ist. Um alle Bilder aufeinander zu korrelieren, wird das Bild mit dem größten Kontrast als Referenzbild verwendet und die Verschiebungswerte der Kreuzkorrelation (5.3) dann auf jedes der 103 übrigen Bilder angewendet. Nun wird von jedem Scan der gemeinsame Bildausschnitt aller Einzelbilder verwendet und dieser in 40 Teilbilder (8×5) zerlegt. Die Teilbilder, die sich gegenseitig um ca. $20-30$ Pixel überlappen, haben eine Größe von 64×64 Pixeln, was ungefähr der Größe eines isoplanaren Gebiets[1] entspricht.

Die nächsten Schritte der Datenverarbeitung finden im Fourierraum statt. Deswegen wird von jedem Teilbild der Mittelwert abgezogen, weil dieser der Raumfrequenz *Null* entspricht und bei endlicher Detektorfläche im Fourierraum nicht präzise dargestellt werden kann. Bei der Transformation würde ein endlicher Mittelwert zu einer falschen Erhöhung der Fourierkoeffizienten bei benachbarten Frequenzen führen und damit den Bildinhalt verfälschen.

Da es für die Fourier-Transformation außerdem notwendig ist, dass sich das zu transformierende Objekt an den Rändern periodisch fortsetzt, werden die Teilbilder mit einer Apodisationsmaske (Hanning-Funktion) multipliziert. Hiermit werden die Bilder an den Rändern (ca. 10 %) stetig und glatt auf *Null* gesetzt. Wegen der Teilbildüberlappung geht dadurch aber keine Information verloren.

Auf die Teilbilder wird dann eine Bildrekonstruktion angewendet, die sich auf die Speckle-Interferometrie stützt. [Labeyrie 1970] erkannte, dass in kurzbelichteten Aufnahmen eines Objekts kleine Strukturen enthalten sind, die bei längeren Belichtungszeiten wegen der Turbulenz in der Erdatmosphäre verwischt werden. Diese 'Specklegramme' sind aber verrauscht und enthalten nur einen Teil der gesamten Bildinformation. Deswegen werden viele Bilder (hier 104) mittels Fourier-Transformation überlagert. Nach der Theorie von Korff lässt sich die Speckle-Transferfunktion (STF) abschätzen, wenn der modifizierte Fried-Parameter α bekannt ist [Korff 1973]. Dieser wird mit der Methode des Spektralen Quotienten [von der Lühe 1984] berechnet. Mit der Kenntnis der STF kann zwar die Rekonstruktion der Amplituden des beobachteten Objekts (im Fourierraum) durchgeführt werden, für die Rücktransformation in den Ortsraum werden aber noch die Fourierphasoren benötigt. Diese werden aus dem Speckle-Masking-Bispektrum mit der Speckle-Masking Methode [Weigelt 1977] berechnet. Danach werden die Teilbilder in den Ortsraum zurücktransformiert und pixelgenau zusammengesetzt, was wegen der überlappenden Bereiche möglich ist.

Diese Speckle-Rekonstruktion, mit der das theoretische Auflösungsvermögen des Teleskops fast erreicht werden kann, ist schon in vielen Arbeiten genauer beschrieben worden und kann z. B. bei [de Boer 1993] oder [Denker 1996] nachgelesen werden.

[1] In einem isoplanaren Gebiet haben alle betrachteten Lichtwellen etwa die gleichen Brechungsindexfluktuationen in der Atmosphäre durchlaufen. In einem isoplanaren Gebiet ist dann die PSF bzw. OTF ungefähr konstant.

Das verwendete IDL-Programmpaket wurde von C. R. de Boer im Rahmen seiner Dissertation geschrieben und von P. Sütterlin weiterentwickelt.

Abb. 5.2 zeigt das beste Rohbild eines Scans und das speckle-rekonstruierte Bild. Der Zugewinn an Kontrast und vielen Details, insbesondere kleinskaligen Strukturen, ist deutlich sichtbar.

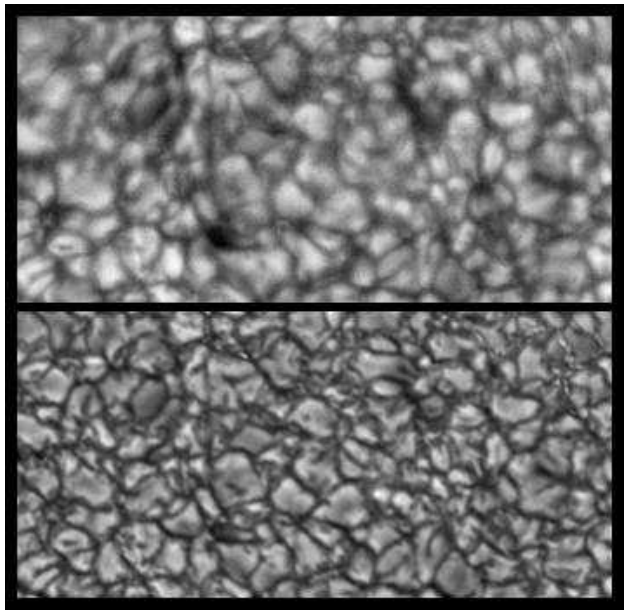

Abbildung 5.2: bestes Rohbild eines CCD 1-Scans (oben) und zugehöriges speckle-rekonstruiertes Bild (unten)

5.1.3 3D-Box

Nachdem alle 100 Scans, die an CCD 1 aufgenommen wurden, speckle-rekonstruiert worden sind, liegt noch keine Zeitserie vor, die so z. B. für eine Wavelet-Transformation verwendet werden könnte. Denn die einzelnen rekonstruierten Breitbandbilder haben zum einen unterschiedliche Größen und sind damit nicht pixelweise aufeinander korreliert und zum anderen sind Verzerrungen in den Bildern zu erkennen. Dies beides wird in den nächsten Schritten korrigiert, so dass als Ergebnis ein Film entsteht, in dem die Bewegung der Granulation über nahezu eine Dreiviertelstunde flüssig zu sehen ist.

Korrelation

Als erstes werden alle 100 rekonstruierten Bilder eingelesen und in einem dreidimensionalen Array gespeichert (zwei Orts- und eine Zeitrichtung). Um die Verschiebungen der Bilder

untereinander zu korrigieren, wird die Kreuzkorrelation verwendet. Diese ist folgendermaßen definiert:

$$\text{Kreuz}(a,b) = A \cdot B^{\star} \tag{5.3}$$

Dabei seien a und b zwei verschiedene Funktionen, deren Kreuzkorrelationskoeffizient bestimmt werden soll, und A und B deren Fouriertransformierte. Der Stern (*) bezeichnet das komplex Konjugierte. Die Position des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion ist dann gerade die gesuchte Verschiebung. Für weitere Informationen sei ein Buch über die schnelle Fourier-Transformation empfohlen [Brigham 1982] .

Aus den rechteckigen Bildern wird ein quadratischer Ausschnitt gewählt und die Fourier-Transformation durchgeführt. Nun wird mit dem ersten Bild der Zeitserie als Referenzbild angefangen und die Kreuzkorrelation zu dem zweiten Bild berechnet. Die Verschiebewerte in x- und y-Richtung werden abgespeichert. Danach wird mit dem 2. und 3. Bild fortgefahren u.s.w. bis die Korrelation von den letzten beiden Bildern berechnet ist. Dann liegen alle Verschiebewerte zwischen zwei aufeinander folgenden Bildern vor. Im letzten Schritt werden die Bilder so aufeinander verschoben, dass sie untereinander korreliert sind. Dabei geht natürlich wieder ein Teil des Bildfelds verloren. Das Ergebnis bei zeitlicher Betrachtung dieser 100 Bilder ist schon eine Art Film, aber an vielen Stellen ist keine flüssige Bewegung zu sehen; das Bild 'springt' gelegentlich noch.

Destretching

Die Bildfolge weist noch Verzerrungen auf, weil z. B. Turbulenzen in der Erdatmosphäre das Bild gestört haben. Da die rekonstruierten Bilder im Mittel nur 25 s auseinander liegen, sich die Granulation aber im Minutenbereich verändert, können einige Bilder gemittelt werden, um diese dann als Referenzbild für die Verzerrungen zu benutzen.

Dazu wurden jeweils von elf aufeinander folgenden Bildern der Mittelwert gebildet und als Referenzbild für das Bild abgespeichert, das in der Mitte liegt. An den Rändern der Zeitserie wurden neun, sieben oder fünf Bilder zum Mitteln verwendet. Dann ist eine neue Zeitserie vorhanden, die aus gemittelten Bildern, aber auch insgesamt 100 Stück besteht. Auf diese beiden Zeitserien wird der Destretching-Algorithmus von [Yi & Molowny Horas 1992] angewendet, der als IDL-Programm (distortion_map.pro, geschrieben von R.L. Molowny Horas, Mai 1992) vorliegt. Eine Skizze, die das Mitteln der Bilder und das entsprechende zu entzerrende Bild zeigt, ist in Abb. 5.3 zu sehen.

Das Programm berechnet anhand des Referenzbildes eine Matrix, in der für jeden Pixel die Verschiebungswerte in x- und y-Richtung gespeichert sind. Diese geben dann an, wohin der Pixel verschoben werden muss. Diese Verschiebung, die im Subpixelbereich liegen kann, wird

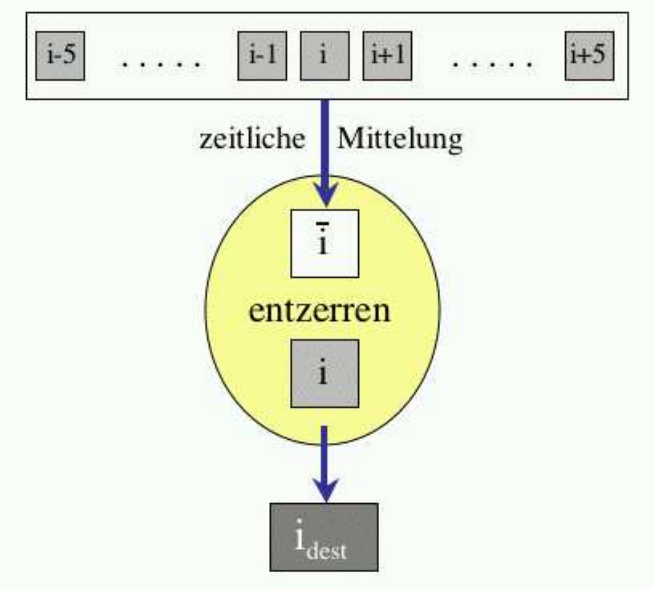

Abbildung 5.3: Skizze zum Destretching

nach der Methode von [November 1986] durchgeführt. Um Intensitätsschwankungen im Bild auszugleichen, wird mit einer Polynomfunktion interpoliert.

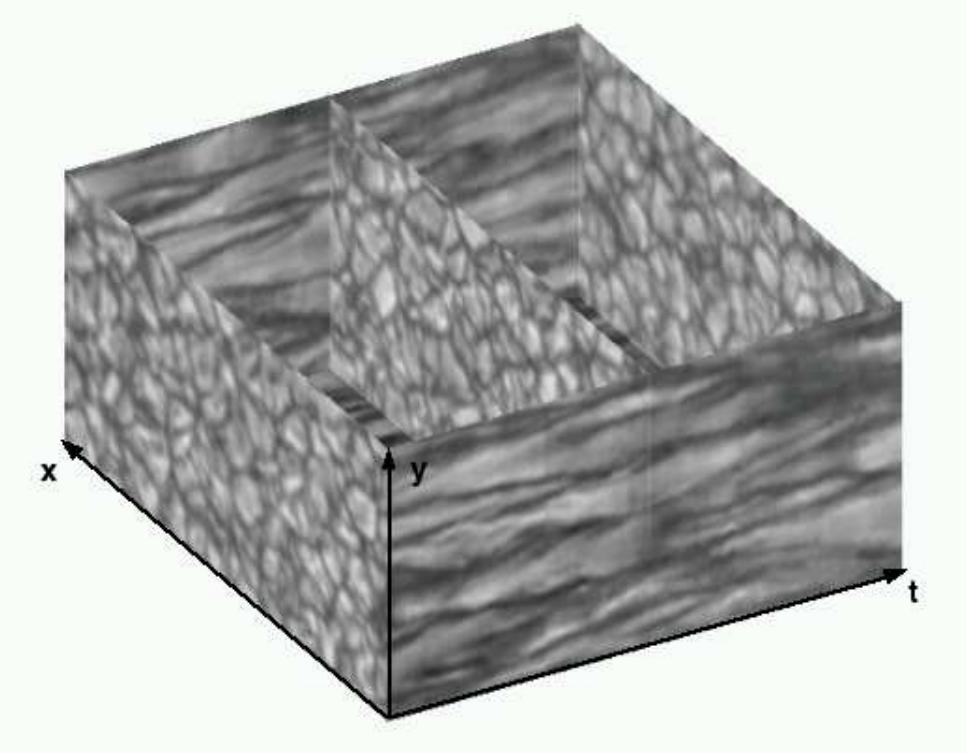

Abbildung 5.4: Datenkubus aus den rekonstruierten Breitbandbildern

Nachdem diese Entzerrungen der Bildserie vorgenommen sind, liegt ein dreidimensionaler Datensatz in zwei Ortsrichtungen und einer Zeitrichtung vor. Anschaulich ist dieser Datenkubus in Abb. 5.4 zu sehen. In Zeitrichtung ist die Entwicklung der Granulation sichtbar.

Um dieses noch deutlicher zu machen, sind in Abb. 5.5 zwei Orts-Zeit-Diagramme von verschiedenen Orten aufgetragen. Dort können im Querschnitt die Größe der Granulation und deren Veränderung erkannt werden und natürlich die Lebensdauer. Auch sich teilende Granulen sind deutlich sichtbar.

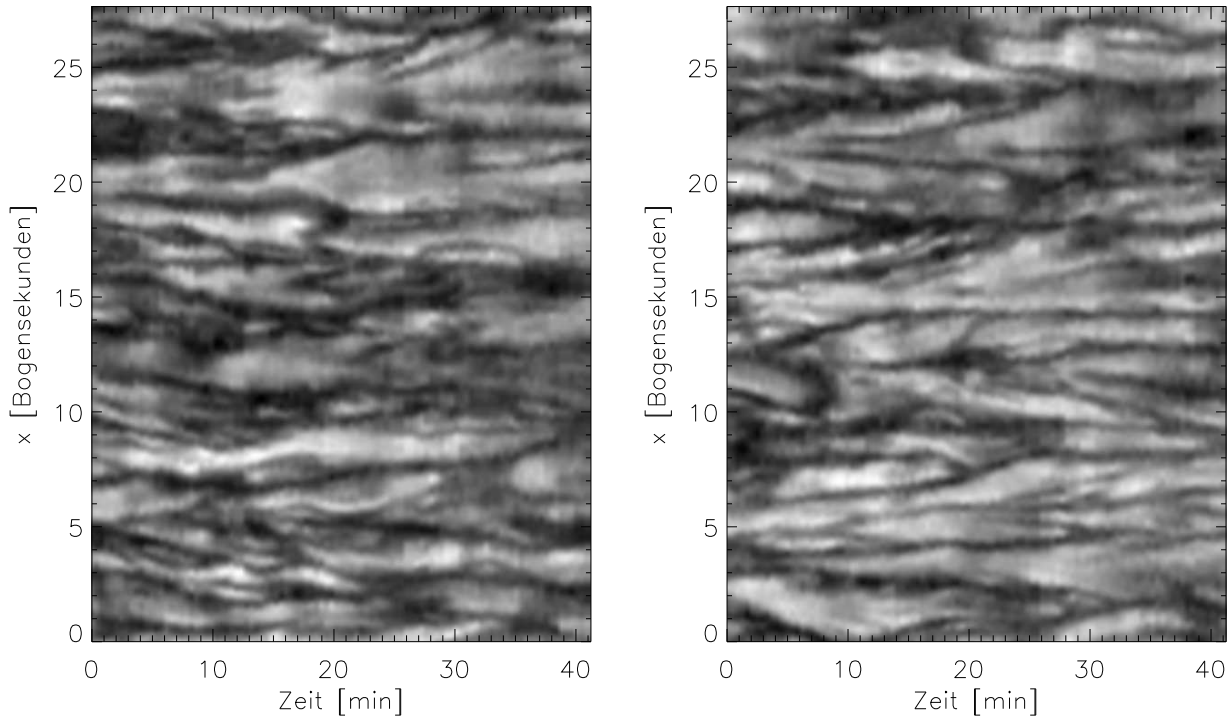

Abbildung 5.5: zwei x-t-Diagramme der Granulation

Um diesen dreidimensionalen Datensatz auch als Film zur Verfügung zu haben, sind aus IDL 100 gif-Bilder geschrieben worden, die dann mit dem Linux-Programm gifmerge zusammengefügt werden. Schließlich liegt dann ein animiertes gif-File vor, das mit Internetbrowsern oder auch Präsentationsprogrammen dargestellt werden kann.

5.2 Schmalbandbilder

Die Rekonstruktion der Schmalbandbilder wird anhand nur eines Scans erklärt. Für die gesamte Zeitserie, die aus 100 Scans besteht, wird diese Rekonstruktion dann nacheinander durchge-

führt.

Die Rekonstruktion der Schmalbandbilder kann nicht auf die gleiche Weise wie bei den Breitbandbildern durchgeführt werden, da an jeder Wellenlängen-Position nur acht Bilder zur Verfügung stehen und außerdem das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR, **S**ignal-to-**N**oise-**R**atio) nicht gut ist. Da aber die CCD 1- und CCD 2-Bilder exakt gleichzeitig aufgenommen worden sind, können Berechnungen aus den Breitbanddaten zu Hilfe genommen werden. Wegen des optischen Aufbaus (Strahlteilerwürfel etc.) haben diese aber eine andere Bildorientierung. Um das zu korrigieren, müssen die CCD 2-Bilder zuerst gedreht werden. Weil vor der Beobachtung ein Bildfeldabgleich durchgeführt wurde, zeigen die exakt simultan aufgenommenen CCD 1- und CCD 2-Bilder nun jeweils den gleichen Bildausschnitt. Das 1. Bild des CCD 1-Scans ist also vergleichbar mit dem 1. Bild des CCD 2-Scans u.s.w. Dabei sei noch erwähnt, dass alle breitbandigen Bilder Granulation zeigen, diese aber bei den schmalbandigen Bildern zum Linienzentrum hin verschwindet und damit der direkte Vergleich nicht mehr möglich ist.

5.2.1 Rekonstruktion

Durch die Speckle-Rekonstruktion ist im breitbandigen Bereich eine Schätzung des wahren Objekts o_b gegeben. Diese ist auch für die Rekonstruktion des Objekts o_n im schmalbandigen Bereich behilflich, denn die schmalbandigen und breitbandigen Bilder sind im gleichen Wellenlängenbereich aufgenommen worden. Deswegen können die Punktverbreiterungsfunktionen s_l (**P**oint **S**pread **F**unction, PSF) der beiden Lichtwege als gleich angenommen werden. Für die Intensitätsverteilung des jeweiligen Bilds in der Fokalebene des Teleskops, die als Faltung ($\star$) aus wahrer Intensitätsverteilung und PSF gegeben ist, ergibt sich dann im isoplanaren Fall:

$$i_{b,l} = o_b \star s_l + n_{b,l} \quad \text{und} \quad i_{n,l} = o_n \star s_l + n_{n,l} \tag{5.4}$$

Hierbei ist $l = 1,2,\ldots,8$ die Nummer des Bilds an einer Wellenlängen-Position von CCD 2, der Index b steht für breitbandig (broadband), der Index n für schmalbandig (narrow-band). $n_{b,l}$ und $n_{n,l}$ sei das Rauschen, das im (realen) Bild immer auftritt und das so gering wie möglich gehalten werden soll.
Im Fourierraum wird die Faltung zur Multiplikation:

$$\text{(a)}\ I_{b,l} = O_b \cdot S_l + N_{b,l} \quad \text{und} \quad \text{(b)}\ I_{n,l} = O_n \cdot S_l + N_{n,l} \tag{5.5}$$

S_l ist als Fouriertransformierte der PSF die momentane optische Transferfunktion (OTF).
Wegen der großen Anzahl von Bildern und wegen der hohen Intensität im Breitbandkanal kann dort das Rauschen praktisch vernachlässigt werden, weil mit der Speckle-Rekonstruktion eine

Schätzung des wahren Objekts gegeben ist. Aus (a) ergibt sich dann die OTF:

$$S_l = \frac{I_{b,l}}{O_b} \tag{5.6}$$

Wenn auch die CCD 2-Daten als rauschfrei angenommen werden könnten, würde sich aus (b) die Fouriertransformierte des wahren Schmalbandobjekts gewinnen lassen:

$$O_n = \frac{I_{n,l}}{S_l} = \frac{I_{n,l}}{I_{b,l}} \cdot O_b \tag{5.7}$$

Dieses funktioniert aber nicht immer, da der Nenner für bestimmte Frequenzen verschwinden kann, wenn die OTF eine Nullstelle hat. Der Quotient $\frac{I_{n,l}}{I_{b,l}}$ soll mit Hilfe der acht Bilder an einer Wellenlängen-Position bestimmt werden. Ein arithmetisches Mittel über diese acht Bilder würde kein sehr viel besseres Ergebnis liefern, da selbst bei nur einem Breitbandbild mit schlechtem SNR der Nenner klein und damit der Quotient groß werden würde, was die Summation verfälscht. Eine höhere Gewichtung für Bilder mit einem guten SNR ist also sinnvoller. Als Gewichtsfunktion wird das Powerspektrum des Breitbandbildes $\left|I_{b,l}\right|^2$ genommen, denn bei kleinem SNR bzw. kleiner OTF liefert es kleine Werte. Nun wird über alle acht Bilder an einer Position summiert und durch die mittlere Gewichtsfunktion geteilt, um deren Einfluss wieder rückgängig zu machen. Für die Schätzung des Erwartungswertes des Quotienten $\frac{I_n}{I_b}$ ergibt sich dann:

$$\left\langle \frac{I_n}{I_b} \right\rangle = \frac{\sum_{l=0}^{8} \frac{I_{n,l}}{I_{b,l}} \cdot \left|I_{b,l}\right|^2}{\sum_{l=0}^{8} \left|I_{b,l}\right|^2} = \frac{\sum_{l=0}^{8} I_{n,l} \cdot I_{b,l}^{\star}}{\sum_{l=0}^{8} \left|I_{b,l}\right|^2} \tag{5.8}$$

Diese Gleichung liefert eine relativ gute Schätzung, wenn in mindestens einem Bildpaar ein gutes SNR vorhanden ist.

Der eben berechnete Erwartungswert wird in Gleichung 5.7 eingesetzt und mit einem Rauschfilter H multipliziert, um alle Raumfrequenzen wegzulassen, an denen in keinem der acht Bilder ein ausreichendes SNR besteht.

Damit ergibt sich eine Schätzung der Fouriertransformierten des wahren Schmalbandobjekts [Keller & von der Lühe 1992]:

$$O_n = H \frac{\sum_{l=1}^{8} I_{n,l} I_{b,l}^{\star}}{\sum_{l=1}^{8} \left|I_{b,l}\right|^2} O_b \tag{5.9}$$

5.2.2 Rauschfilter

Als Rauschfilter wird ein reelles Optimumfilter nach [Brault & White 1971] verwendet. Wäre kein Rauschen vorhanden, dann wäre kein Rauschfilter nötig und das wahre schmalbandige Objekt könnte als

$$O'_n = \frac{\sum_{l=1}^{8} I_{n,l} I^{\star}_{b,l}}{\sum_{l=1}^{8} \left| I_{b,l} \right|^2} O_b \tag{5.10}$$

angegeben werden. Die CCD 1-Bilder werden als rauschfrei angenommen, die Fouriertransformierte des Rauschens wird mit $N_{n,l}$ bezeichnet. Für den Zusammenhang zwischen $I_{n,l}$ und $I'_{n,l}$ (rauschfrei) gilt also:

$$I_{n,l} = I'_{n,l} + N_{n,l} \tag{5.11}$$

Für ein Optimumfilter soll gelten, dass

- das verrauschte und dann gefilterte Bild möglichst gut mit dem unverrauschten Original übereinstimmt,
- die verschiedenen Raumfrequenzen unterschiedlich gewichtet werden und
- das Rauschen zufällig und nicht mit dem Signal korreliert sei.

Für die erste Annahme werden die Differenzen aus $|O'_n - O_n|^2 = |\varepsilon|^2$ für die verschiedenen Wellenzahlen gebildet und für O_n entsprechend Gleichung 5.11 das Rauschen berücksichtigt. Um das Minimum zu bestimmen, wird die Ableitung $\frac{\partial |\varepsilon|^2}{\partial H} = 0$ gesetzt und es ergibt sich als Lösung das gesuchte Optimumfilter H zu:

$$H = 1 - \left\langle |N_n|^2 \right\rangle \cdot \left\langle \frac{\sum_l \left| I_{b,l} \right|^2}{\left| \sum_l I_{n,l} \cdot I^{\star}_{b,l} \right|^2} \right\rangle \tag{5.12}$$

Das mittlere Rauschpower $\left\langle |N_n|^2 \right\rangle$ wird aus den Flatfields berechnet. Um Spitzen im Filter zu vermeiden, wird noch über 5×5 Pixel geglättet, aber da das nicht immer ausreicht, wird nach [Löfdahl 1996] das Optimumfilter gesetzt zu:

$$H = \begin{cases} 0 & \text{für} \quad H < 0.2 \\ H & \text{für} \quad 0.2 \leq H \leq 1 \\ 1 & \text{für} \quad 1 < H \end{cases} \tag{5.13}$$

5.2.3 Durchführung

Um die Schmalbandbilder auch für die unter 5.1.1 beschriebenen Störeinflüsse zu korrigieren, wird die gleiche Vorverarbeitung durchgeführt, also das gemittelte Dark abgezogen und dann durch die Verstärkungsmatrix (gain table) geteilt. Da in den Flatfieldscans das Linienprofil zu sehen ist, wird für jede Wellenlängen-Position ein eigenes Flatfield berechnet. Da dies aber nur acht Bilder pro Position sind, werden von den zehn fokussierten Flatfieldscans sechs zum Mitteln verwendet. Die anderen hatten Sonnenflecken, Poren etc. im Bildfeld, so dass sie zum Flatfielding nicht geeignet sind. Dann waren pro Wellenlängen-Position 48 Bilder zum Mitteln vorhanden. Für die CCD 1-Daten wird die Vorverarbeitung auch mit einem fokussierten Flatfieldscan durchgeführt. Wegen der großen Anzahl an Bildern, die im gleichen Wellenlängenbereich aufgenommen worden sind, reicht hier aber ein Scan. Um für die Schmalbanddaten die Korrektur der Transmissionskurve des Spektrometers durchzuführen, wird ein gemitteltes Dark-Kontinuum gebildet und dieses von den Kontinuumsbildern abgezogen. Danach werden auch diese gemittelt, und zwar über die acht Bilder pro Wellenlängen-Position, und die daraus entstehende Transmissionskurve auf den Mittelwert normiert. Dann liegt ein mittleres Kontinuum vor, durch das die Daten später dividiert werden.

Da für die Rekonstruktion auch das rekonstruierte Breitbandbild benötigt wird, werden der gemeinsame Ausschnitt von vorverabeiteten CCD 1-, CCD 2-Daten und der Speckle-Rekonstruktion bestimmt. Die CCD 1-Bilder sind schon im Zuge der Speckle-Rekonstruktion korreliert worden. Weil vor Aufnahme der Daten ein Bildfeldabgleich durchgeführt wurde, können die Verschiebewerte auch auf die CCD 2-Daten angewendet werden. Eine direkte Korrelation dieser Daten ist nicht möglich, da sich die Strukturen im Linienflügel und Linienkern stark unterscheiden. Nachdem von allen Daten der gemeinsame Ausschnitt bestimmt worden ist, wird dieser ausgeschnitten.

Als nächstes werden alle Bilder in 64×64 Pixel große Teilbilder (40 Stück) zerlegt, weil wieder isoplanare Bedingungen gegeben sein müssen. Die Zerlegung ist für alle Bilder - wie in 5.1 beschrieben - überlappend, damit später beim Zusammensetzen keine Information verloren geht, denn auch hier müssen die Randbereiche apodisiert werden. Die Berechnung des Optimumfilters und die Rekonstruktion findet im Fourierraum statt und soll nun kurz erklärt werden.

Für das Optimumfilter wird der vorverarbeitete defokussierte Flatfieldscan eingelesen und jedes Bild davon in 40 Teilbilder zerlegt. Von diesen wird jeweils das Powerspektrum bestimmt und für die einzelnen Powerspektren pro Teilbild und pro Position gemittelt. Zusätzlich werden sie über 5×5 Pixel geglättet und Pixel, deren Wert mehr als 3σ vom Mittelwert abweicht, durch diesen ersetzt. Dies ist dann das gemittelte Rauschpower, das in 5.12 mit $\left\langle |N_n|^2 \right\rangle$ be-

zeichnet ist. Danach wird für jedes Teilbild pro Wellenlängen-Position ein Optimumfilter nach 5.12 berechnet, wofür die Daten von beiden Kameras benötigt werden. Aus diesen 40 Optimumfiltern pro Wellenlängen-Position wird ein gemitteltes Optimumfilter berechnet, das dann für die Rekonstruktion verwendet wird. Zum Schluss sind also 13 verschiedene Filter (eins pro Wellenlängen-Position) vorhanden.

Nach 5.9 werden die Rekonstruktionen für alle 40 Teilbilder an jeder Wellenlängen-Position durchgeführt, wofür die entsprechenden Optimumfilter verwendet werden. Zusätzlich werden die Teilbilder der Speckle-Rekonstruktion benötigt. Nach Rücktransformation in den Ortsraum müssen die Teilbilder einer Position wieder pixelgenau zusammengesetzt werden.

Korrektur der Blauverschiebung Da die FPIs im parallelen Strahlengang aufgebaut sind, ist die Wellenlänge des transmittierten Lichts von der Position im Bildfeld abhängig. Diese Wellenlängenverschiebung kann mit Hilfe des Flatfieldscans berechnet werden. Dazu werden die Bilder dieses Scans pro Wellenlängen-Position gemittelt und die resultierenden 13 Bilder in 190 (19×10) Teilbilder zerlegt, die eine Größe von 32×32 Pixeln haben. Jedes Teilbild wird gemittelt und daraus ein mittleres Linienprofil bestimmt. Durch dieses werden kubische Splines gelegt und die Minimumsposition berechnet. Die Blauverschiebung an den Minima dieser 190 Linienprofile wird durch ein Paraboloid angenähert, wodurch sich die Blauverschiebung an jedem Pixel der Bilder ergibt.

Referenz-Linienprofil Die 190 Splines werden so verschoben, dass alle Minima übereinander liegen. Danach werden sie gemittelt und auf die Intensität der Daten normiert, um ein Referenz-Linienprofil zu erhalten. Für die Normierung wird aus den Daten und aus den Flatfields je ein gemitteltes Linienprofil über das gesamte Bildfeld berechnet und mit einem Gaußfit die beiden Minima bestimmt. Das mittlere Flat-Profil wird um die Differenz der Minima verschoben und der Mittelwert aus Flat-Profil geteilt durch Daten-Profil gebildet.

In den rekonstruierten Bildern sind bei jeder Wellenlängen-Position nur relative Intensitäten vorhanden, weil die Daten durch die Flatfields geteilt sind. Um dieses zu korrigieren, werden die Bilder mit dem Referenz-Linienprofil multipliziert. Außerdem wird die Blauverschiebung korrigiert, so dass eine räumlich und spektral hochaufgelöste Bildreihe in drei Dimensionen (x, y, λ) vorliegt. Diese Bilder sind aufeinander korreliert und der passende Ausschnitt des zugehörigen speckle-rekonstruierten Bilds ist mit abgespeichert. In jedem Pixel des Bildfelds ist also ein Linienprofil gegeben, das für weitere Auswertungen zur Verfügung steht. Als Beispiel ist in Abb. 5.6 ein Scan mit 12 dieser 13 Bilder abgebildet. Es ist gut zu erkennen, wie die Granulation verschwindet, wenn die Daten aus der Nähe des Linienzentrums (aus höheren Schichten)

stammen. Man vergleiche auch hier den großen Unterschied an Kontrast und Details zwischen Rohbildern (Abb. 4.4) und Rekonstruktion.

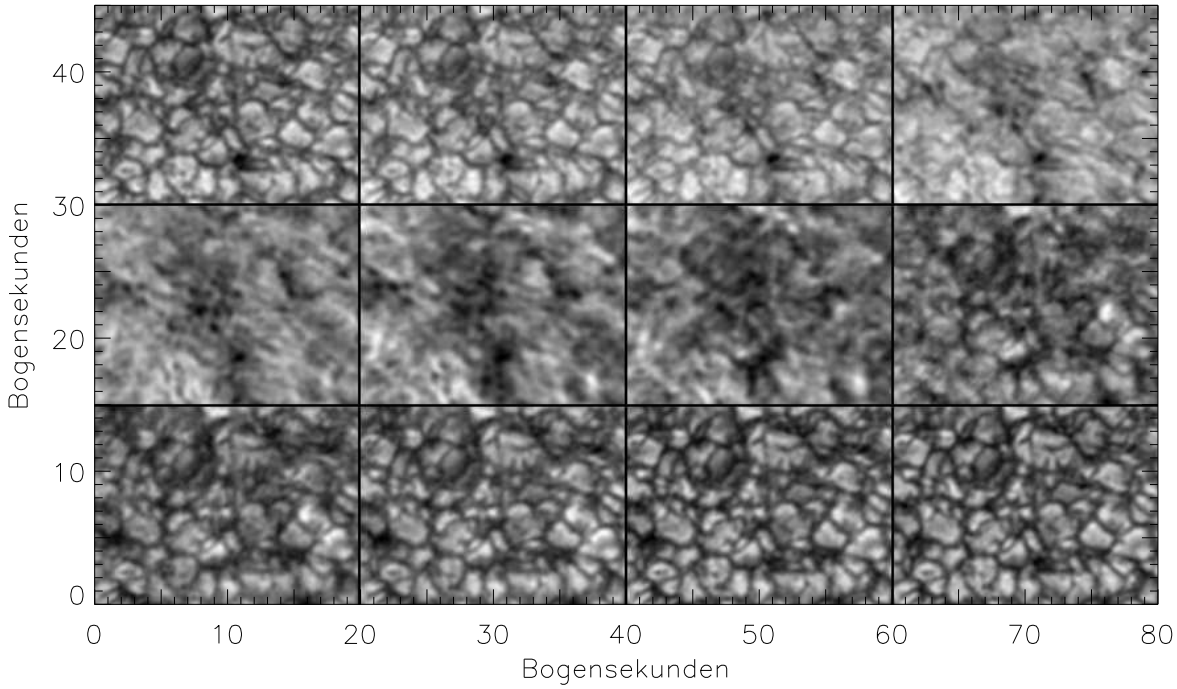

Abbildung 5.6: Rekonstruierter Scan für die Fe Linie 543.4 nm, links oben der rote Linienflügel, das 6. Teilbild entspricht dem Linienzentrum, rechts unten der blaue Linienflügel. Vergleiche Abb. 4.4.

Für die Rekonstruktion der Schmalbanddaten wurde ein Programmpaket verwendet und angepasst, das im Rahmen der Doktorarbeit von [Krieg 1999] entwickelt und von J. Hirzberger erweitert und verbessert wurde.

6 Auswertung der Beobachtungen

Nun liegen die Schmalbanddaten in räumlich und spektral hochaufgelöster Form vor. Um dort kurzperiodische Wellen zu finden, müssen sie auch zeitlich hochaufgelöst sein. Die 100 rekonstruierten Scans werden zunächst in zeitlicher Richtung zusammengefügt. Dann wird von einer Wellenlängen-Position eine 3D-Box mit Intensitäts- $I(x,y,t)$ oder Geschwindigkeits-Fluktuationen $v(x,y,t)$ gebildet und die eigentliche Auswertung kann beginnen.

Um die Dynamik der Photosphäre und Chromosphäre untersuchen zu können, sind Geschwindigkeitsmessungen nötig. Entlang der Sichtlinie lässt sich die Geschwindigkeit aus dem Doppler-Effekt bestimmen:

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \cdot c \tag{6.1}$$

Dabei ist λ_o die Laborwellenlänge, $\Delta\lambda$ die Wellenlängenverschiebung und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Wellenlängenverschiebung wird mit Hilfe des Bisektors berechnet, was im Folgenden erklärt werden soll.

6.1 Bisektoren

Ein Bisektor ist die Kurve, die das Linienprofil in zwei Hälften teilt. Wäre das Profil exakt symmetrisch, würde sich eine Senkrechte durch die Mitte ergeben. Da aber Linienprofile wegen des Doppler-Effekts und der höhenabhängigen Geschwindigkeiten eine Asymmetrie zeigen, gibt der Bisektor die Wellenlängenverschiebung bei bestimmten Intensitäten an und kann somit Geschwindigkeiten zugeordnet werden.

Durch die Drift des schmalbandigen FPIs kann eine Verschiebung von Scan zu Scan vorkommen, so dass die erste Wellenlängen-Position eines Scans nicht exakt der ersten Position eines anderen Scans entspricht[1]. Deswegen werden aus den einzelnen Scans mit Hilfe von Bisektoren Intensitäts- und Geschwindigkeits-Karten in verschiedenen Niveaus erstellt, damit später immer gleiche Wellenlängenbereiche zu einer Zeitserie zusammengefügt werden können.

[1] Dies gilt natürlich auch für die folgenden Wellenlängen-Positionen.

In dem rekonstruierten Scan kann für jeden Pixel ein Linienprofil bestimmt und aus diesem dann der Bisektor berechnet werden, so dass nicht nur an den 13 Wellenlängen-Positionen, sondern für jedes Intensitäts-Niveau ein Wert bestimmt werden kann.

Als Beispiel ist in Abb. 6.1 ein Linienprofil mit eingezeichnetem Bisektor und zwei verschiedenen Intensitäts-Niveaus in der Nähe des Linienzentrums gezeigt.

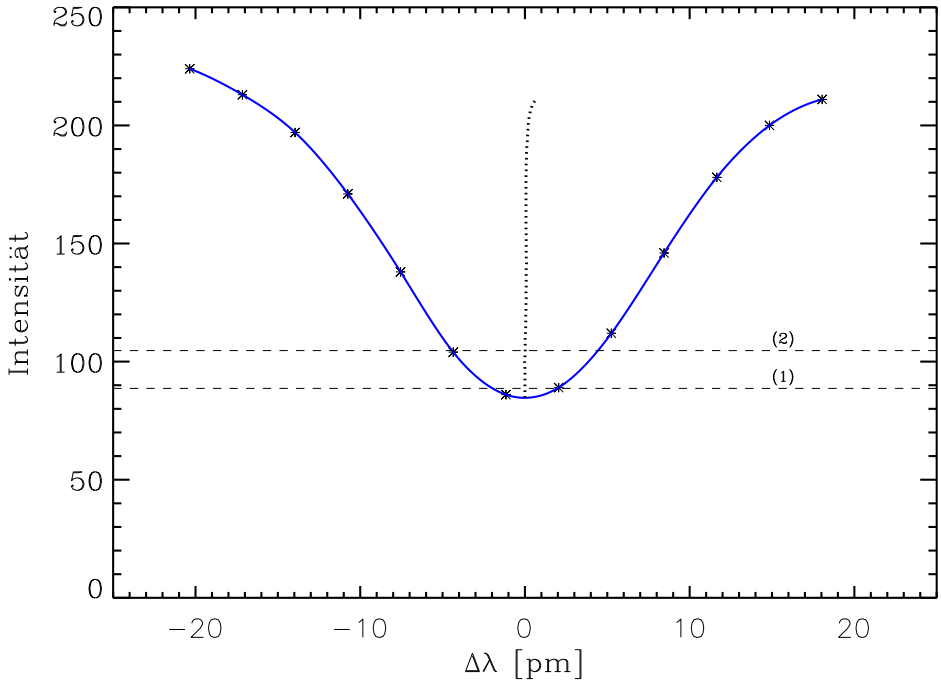

Abbildung 6.1: Bisektor zu dem Linienprofil aus Abb. 4.2

6.2 Bestimmung der Geschwindigkeits- und Intensitätsbilder

Nach der Rekonstruktion liegen 13 aufeinander korrelierte Bilder vor und in jedem Pixel des Bildfelds kann ein Linienprofil berechnet werden. Da das Optimumfilter die sehr kleinen Strukturen (Rauschen) abschneidet und das theoretische Auflösungsvermögen des Teleskops selbst durch Bildrekonstruktion nicht erreicht wird, haben die Daten keine bessere Auflösung als $0.3''$. Deswegen können die Bilder über 3×3 Pixel gemittelt werden. Danach wird in jedem Bildpunkt das Linienprofil berechnet, indem es durch einen kubischen Spline interpoliert wird. Aus dem Linienprofil wird der Bisektor berechnet und dessen Wert (Intensität) in einem bestimmten Niveau (siehe Abb. 6.1 gestrichelte Linien) in einem Intensitätsbild gespeichert.

Die Summe der Auf- und Abströmungen gemittelt über das Bildfeld ist ungefähr *Null*, weil

die Kontinuitätsgleichung erfüllt sein muss. Als Referenzpunkt für die Geschwindigkeitsbilder wird der Mittelwert des gesamtes Bildfeldes verwendet, der aus den Wellenlängenwerten des Bisektors an einem Niveau berechnet wird.

Die Verschiebung des einzelnen Bisektor-Wertes zu diesem mittleren Wert gibt die Wellenlängenverschiebung an, da der Abstand zwischen zwei FPI-Positionen mit 3.2 pm bekannt ist. Somit kann für jeden Pixel im Bildfeld nach Gleichung 6.1 die Geschwindigkeit berechnet werden und das in verschiedenen Niveaus. Die Geschwindigkeits- und Intensitätsbilder sind nach diesem Verfahren in Linienzentrumsnähe (in Abb. 6.1 ungefähr (1)) für alle 100 Scans bestimmt worden.

Ein so gewonnenes Intensitätsbild ist in Abb. 6.2 zu sehen, das zugehörige Geschwindigkeitsbild, das Werte von -2.7 km/s bis +1.6 km/s aufweist, in Abb. 6.3.

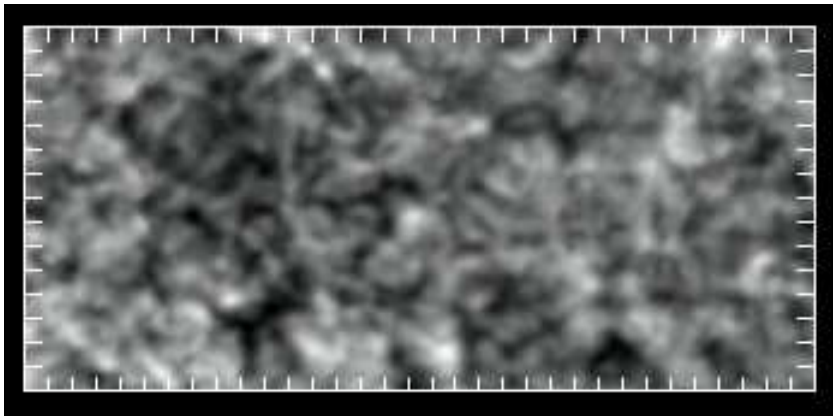

Abbildung 6.2: Intensitätsbild in der Nähe des Linienzentrums, der Abstand der Markierungsstriche beträgt $1''$. Das Bild hat eine Größe von $33'' \times 15''$.

6.3 Zeitserie

Aus diesen 100 Scans sollen entsprechend den Breitbandbildern 3D-Boxen hergestellt werden, um die zeitliche Entwicklung und das Vorhandensein von Wellen untersuchen zu können. Da die 100 Scans verschiedene Größen haben, muss als erstes wieder eine Korrelation samt Ausschneiden durchgeführt werden. Bei den Breitbanddaten war die Kreuzkorrelation wegen der Granulationsstruktur recht einfach. Bei den Daten in der Nähe des Linienzentrums ist das aber nicht mehr möglich. Deswegen werden auch hier wieder die zugehörigen Breitbandbilder, die mit abgespeichert sind und die mit den verschiedenen Schmalbandbildern korreliert sind, benutzt. Die Korrelation und das Entzerren werden wie in 5.1.3 durchgeführt und die gleichen

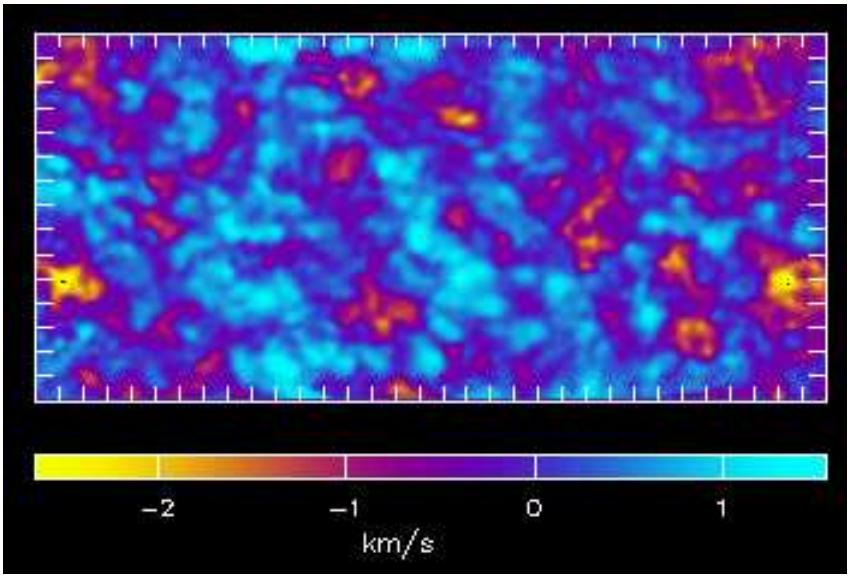

Abbildung 6.3: Zu Abb. 6.2 gehörendes Geschwindigkeitsbild, der Abstand der Markierungsstriche beträgt $1''$. Das Bild hat eine Größe von $33'' \times 15''$.

Verschiebewerte auf die Schmalbanddaten angewendet. Das ist gerechtfertigt, weil die Verschiebungen durch das Seeing zustande kommen. Wegen der exakt gleichzeitigen Aufnahme haben die einzelnen Teilbildbereiche, für die isoplanare Bedingungen gelten, die gleichen Änderungen erfahren. Für die Daten nahe des Linienzentrums, von denen in den Abb. 6.2 und 6.3 schon je ein einzelnes dieser 100 Bilder gezeigt wurde, ist im nächsten Schritt eine 3D-Box erstellt worden. Das Bildfeld, das nach dem Korrelieren und Entzerren kleiner geworden ist, hat eine Größe von $27'' \times 13''$.

Ein daraus resultierendes $x-t-$Diagramm für die Intensitäten ist in Abb. 6.4 zu sehen.

Dort tritt, wie in der Vergrößerung des Ausschnittes zu sehen ist, ein kurzperiodisches Ereignis auf; innerhalb von zwei Minuten werden drei starke Aufhellungen sichtbar. Da zu diesen Daten die Breitbanddaten in korrelierter Form und damit auch als 3D-Box vorliegen, kann genau untersucht werden, was zeitgleich oder etwas früher in der Photosphäre passiert. Diese Aufhellungen finden über dem Rand einer kleinen, aber größer werdenden Granule statt.

Für die Geschwindigkeiten ist das entsprechende $x-t-$Diagramm in der folgenden Abbildung zu sehen.

Die Zeit läuft hier – im Gegensatz zu Abb. 6.4 – entlang der y-Achse und die 5-Minuten-Oszillationen, die in Geschwindigkeits-Diagrammen sehr ausgeprägt sind, dominieren das Bild. Die Geschwindigkeiten im gesamten Datenkubus liegen bei ungefähr -3.0 km/s bis +2.3 km/s.

Um dort kleinskalige Phänomene wie kurzperiodische, akustische Wellen zu finden, wird die

Wavelet-Transformation angewendet, die in Kapitel 7 erklärt wird.

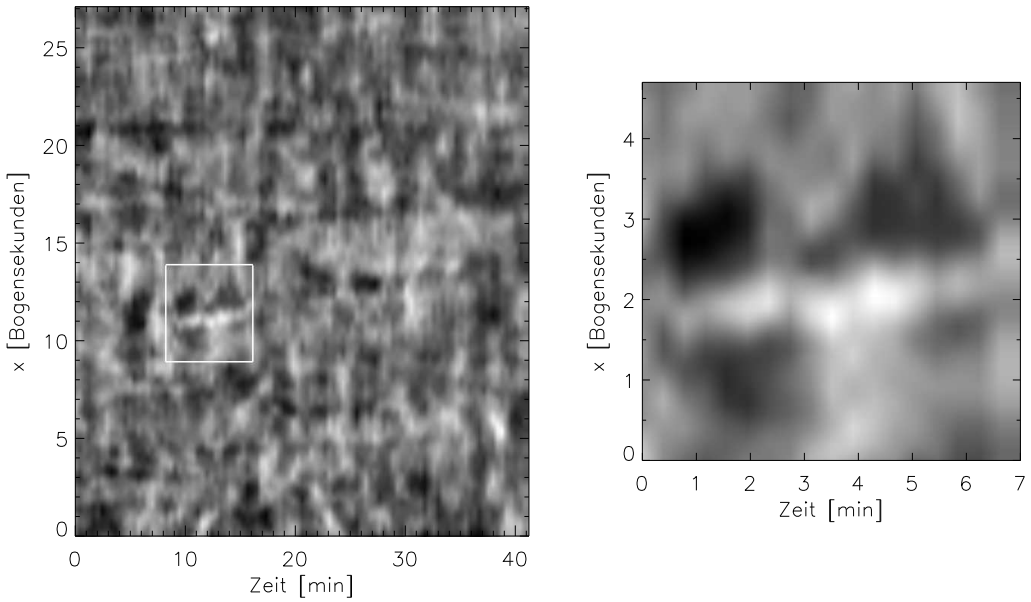

Abbildung 6.4: $x-t-$Diagramm von Intensitäts-Fluktuationen in der Nähe des Linienzentrums (links), Vergößerung des weißen Rechteck-Ausschnitts (rechts)

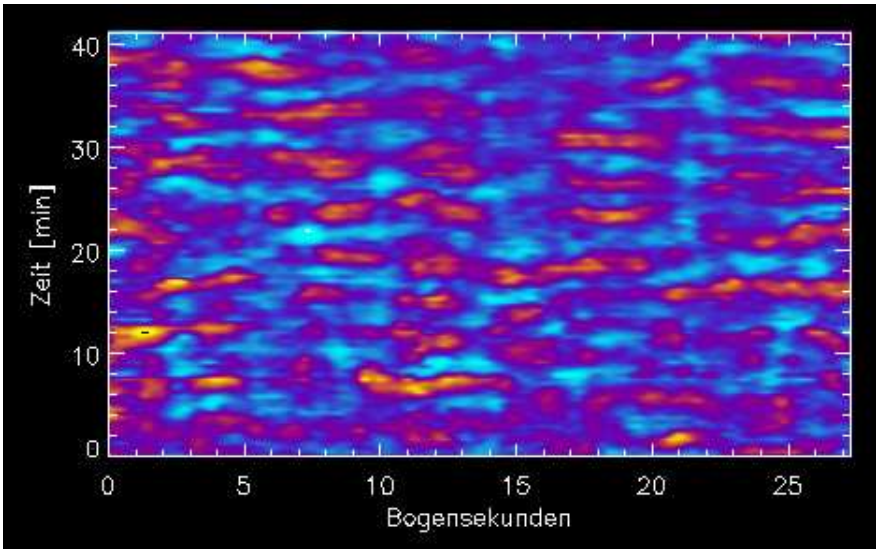

Abbildung 6.5: $x-t-$Diagramm von Geschwindigkeits-Fluktuationen in der Nähe des Linienzentrums. Die 5-Minuten-Oszillationen sind ausgeprägt.

6.4 mittleres Linienprofil

In Abb. 6.6 ist ein 0.2 nm breiter Wellenlängenbereich um die Fe I Linie 543.4 nm aus dem schon in 4.1 erwähnten FTS-Atlas aufgetragen. Außerdem ist das Linienprofil berechnet mit dem Modell der Sonnenatmosphäre von [Holweger & Müller 1974], die Airy-Funktion des Spektrometers und die Faltung dieser beiden Kurven mit eingezeichnet. Zum Vergleich ist ein gemitteltes Linienprofil aus den Daten abgebildet: die Übereinstimmung von der Datenkurve und der gefalteten Modell-Kurve ist gut erkennbar.

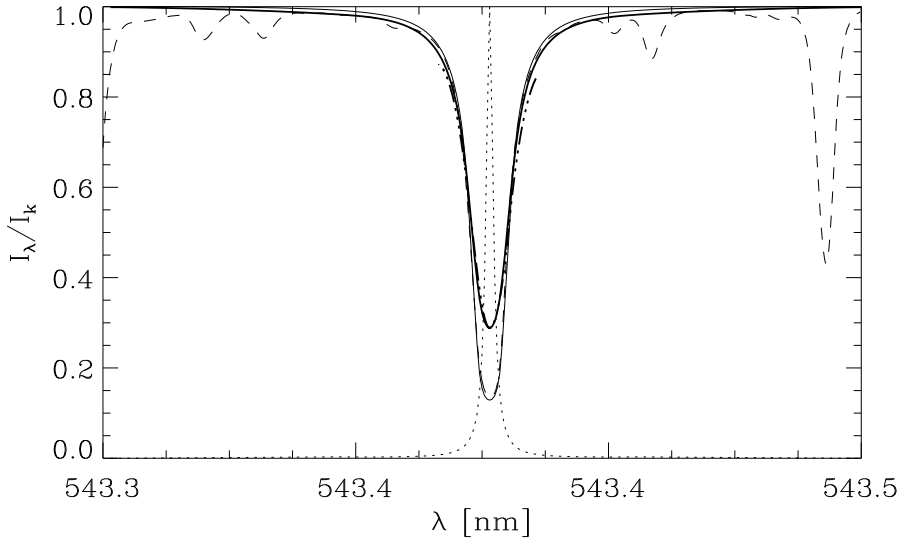

Abbildung 6.6: Linienprofil aus dem FTS-Atlas (lang-gestrichelt) und berechnet nach Holweger-Müller (durchgezogen), Airy-Funktion des Spektrometers (kurz-gestrichelt) und gefaltet mit dem Holweger-Müller-Profil (durchgezogen fett), gemitteltes Daten-Linienprofil (punktiert-gestrichelt fett).

6.5 Response-Funktionen

Bei hoher räumlicher Auflösung sind nun Intensitäts- und Geschwindigkeitsbilder vorhanden, die aber nicht nur aus einer bestimmten Höhenschicht der Sonnenatmosphäre stammen. Um Aussagen darüber machen zu können, welche verschiedenen Höhen zu den beobachteten Intensitäts- (und damit auch Geschwindigkeits-) Fluktuationen beitragen, werden Response-Funktionen berechnet.

Allgemein gibt eine Response-Funktion an, was eine kleine Änderung (Störung) einer bestimmten physikalischen Größe in der zugehörigen Linienintensität bewirkt. Solche Funktionen wurden von [Mein 1971] eingeführt, er nannte sie aber Gewichtsfunktionen. Im Folgenden sollen Geschwindigkeits-Response-Funktionen betrachtet werden.

Sei v eine kleine Geschwindigkeit in einer bestimmten Höhenschicht z, dann ergibt sich die messbare Geschwindigkeit $v_{\text{beob},\lambda}$ zu:

$$v_{\text{beob},\lambda} = \int_{-\infty}^{+\infty} RF_v(\lambda, z) \cdot v(z) dz \tag{6.2}$$

Die Response-Funktionen sind normiert, so dass gilt:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} RF_v(\lambda, z) dz = 1 \tag{6.3}$$

Beispiele zur Benutzung und Berechnung von Response-Funktionen finden sich z. B. in [Krieg et al. 1999], [Eibe et al. 2001] und [Peréz Rodríguez & Kneer 2002].

6.5.1 Berechnung

Für die Berechnung der Geschwindigkeits-Response-Funktionen ist ein Programm von F. Kneer verwendet worden. Mit Hilfe des schon in 6.4 erwähnten Holweger-Müller-Modells ist für 95 verschiedene Höhen der Sonnenatmosphäre ($z_1 = -73\,\text{km}, \ldots, z_{95} = 886\,\text{km}$) die Linienentstehung der Fe I Linie 543.45 nm im LTE[2] berechnet worden. Als Störungen werden folgende Stufenfunktionen benutzt

$$v = \begin{cases} 0.25\,\text{km/s} & \text{für} \quad z \geq z_i \\ 0 & \text{für} \quad z < z_i \end{cases} \quad \text{mit } i = 1, \ldots, 95 \tag{6.4}$$

und daraus je ein 'gestörtes' Linienprofil (mit 241 Werten) berechnet. Damit die Modell-Daten mit den beobachteten Daten vergleichbar sind, wird das Modell-Linienprofil noch mit der Airy-Funktion des Spektrometers gefaltet. Dass die Beobachtungsdaten und die berechneten Daten sehr gut übereinstimmen, ist anhand der Linienprofile in Abb. 6.6 zu erkennen.
Für die 95 berechneten Linienprofile werden (wie bei den Beobachtungsdaten) Bisektoren bestimmt und aus deren Wellenlängenverschiebung gemäß

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{v_{\text{beob}}}{c} \tag{6.5}$$

[2] **L**ocal **T**hermodynamic **E**quilibrium

die für die speziellen Geschwindigkeitsmodelle beobachtbaren Geschwindigkeiten $v_{\mathrm{beob},\lambda}$ berechnet.

Bei Einsetzen der Geschwindigkeit an einer bestimmten Höhe z_j ergibt sich dann mit Gleichung 6.3:

$$v_{\mathrm{beob}}(\lambda, z_j) \approx v \sum_{i=j}^{95} RF_v(\lambda, z_i)\Delta z_i = vRF_v(\lambda, z_j)\Delta z_j + v \sum_{i=j+1}^{95} RF_v(\lambda, z_i)\Delta z_i \tag{6.6}$$

Entsprechend ergibt sich für v_{beob} an der Stelle $(j+1)$:

$$v_{\mathrm{beob}}(\lambda, z_{j+1}) \approx v \sum_{i=j+1}^{95} RF_v(\lambda, z_i)\Delta z_i \tag{6.7}$$

Aus den letzen beiden Gleichungen lässt sich nun die Geschwindigkeits-Response-Funktion bestimmen zu:

$$RF_v(\lambda, z_i) \approx -\frac{1}{v}\frac{v_{\mathrm{beob}}(\lambda, z_{j+1}) - v_{\mathrm{beob}}(\lambda, z_j)}{z_{j+1} - z_j} \tag{6.8}$$

Für v wird hier der Wert aus Gleichung 6.4 eingesetzt, also 0.25 km/s; v_{beob} ist mit Hilfe des Bisektors aus den Modell-Linienprofilen berechnet worden. Es werden 30 verschiedene Response-Funktionen berechnet und zwar für Bisektorwerte an folgenden Intensitäts-Niveaus:

$$I_\lambda = 0.32, 0.34, \ldots, 0.4, 0.42, \ldots, 0.88, 0.9 \tag{6.9}$$

Dabei sei $I_\lambda = 1$ die Kontinuumsintensität und $I_{\lambda,\min} \approx 0.29$.

Die ersten zehn ($I_\lambda = 0.32, \ldots, 0.5$) dieser 30 berechneten Reponse-Funktionen und fünf weitere für höhere Intensitäten ($I_\lambda = 0.54, 0.6, 0.68, 0.78, 0.9$) sind in Abb. 6.7 gezeigt.

Die Funktionen, die bei 90 % und 32 % der Kontinuumsintensität berechnet wurden, sind beschriftet. Für die anderen gilt: Zu höherer Intensität hin verringert sich das rechte Maximum bis es ganz verschwindet, während sich das linke Nebenmaximum vergrößert und schließlich zum ausgeprägten Maximum wird. Die verschiedenen Response-Funktionen überlappen sich teilweise stark und die Response-Funktionen, die in der Nähe vom Linienzentrum berechnet worden sind, haben noch viel beitragendes Signal aus tieferen Schichten. Die Kurve, die mit $I_\lambda = 0.32$ bezeichnet ist, hat zwar − wie erwartet − den Hauptbeitrag aus hohen Schichten (Maximum bei knapp 600 km), aber auch ein nicht zu vernachlässigendes Nebenmaximum bei ca. 200 km. Das heißt, dass große Teile, die zum Geschwindigkeitssignal beitragen, in der Schicht zwischen 0 und 400 km ihren Ursprung haben. Das Geschwindigkeits-Bild aus Abb. 6.3 hat solch eine Beitragsfunktion.

Um den Höhenbereich weiter eingrenzen zu können, wird im nächsten Schritt eine Linear-

kombination aus zwei Response-Funktionen gebildet. Dafür werden die Response-Funktionen verwendet, die mit 48 % und 32 % Kontinuumsintensität berechnet worden sind. Werden sie auf folgende Weise kombiniert

$$RF_v(z) = (RF_{v,I_\lambda=0.32}(z) - 0.5 \cdot RF_{v,I_\lambda=0.48})/0.5, \tag{6.10}$$

ergibt sich ein schmalerer Höhenbereich, der zum Geschwindigkeitssignal beiträgt. Für die Wellenlängen-Abstände vom Linienzentrum gilt für diese beiden Kurven:

$$RF_{v,I_\lambda=0.32}(z): \quad \Delta\lambda \approx \pm 2.9\,\mathrm{pm} \qquad RF_{v,I_\lambda=0.48}(z): \quad \Delta\lambda \approx \pm 4.9\,\mathrm{pm} \tag{6.11}$$

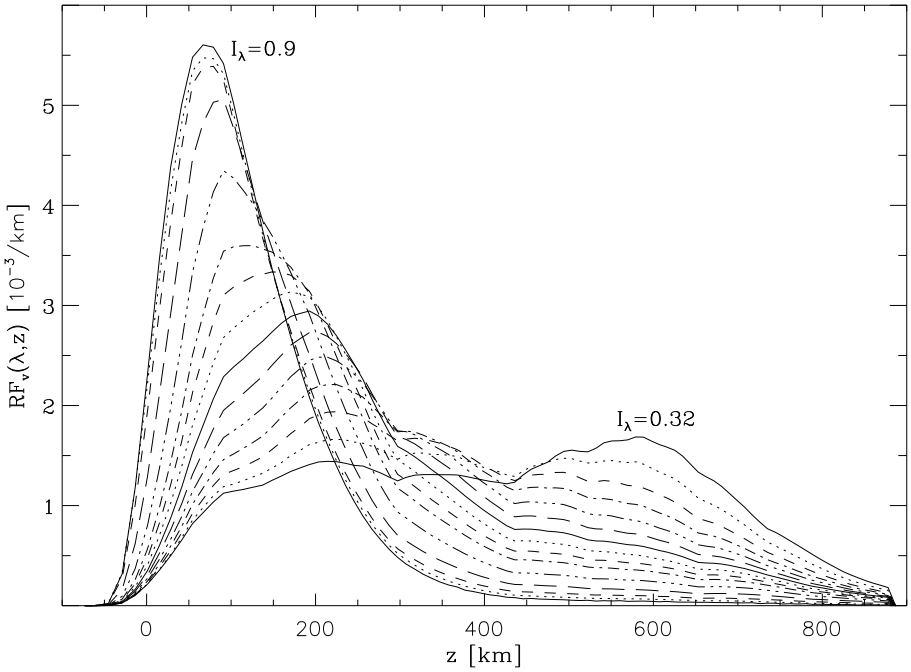

Abbildung 6.7: Geschwindigkeits-Response-Funktionen, berechnet an 15 verschiedenen Intensitäts-Positionen des Bisektors

In Abb. 6.8 ist diese Linearkombination zu sehen und die resultierende Response-Funktion hat ihr Maxmium bei $z \approx 600\,\mathrm{km}$, aus der Schicht zwischen 0 und 200 km kommen fast keine Beiträge und ihre Halbwertsbreite beträgt ungefähr 300 km. Es ist zu beachten, dass alle Response-Funktionen (also auch die linear kombinierte) nach Gleichung 6.3 normiert sind.

6.5.2 Anwendung auf die Daten

Die Geschwindigkeits-Response-Funktionen sind berechnet worden, damit die eben beschriebene Linearkombination auf die Daten angewendet werden kann und so Geschwindigkeitsbilder

entstehen, deren Signal aus einem eingeschränkten Höhenbereich stammt.

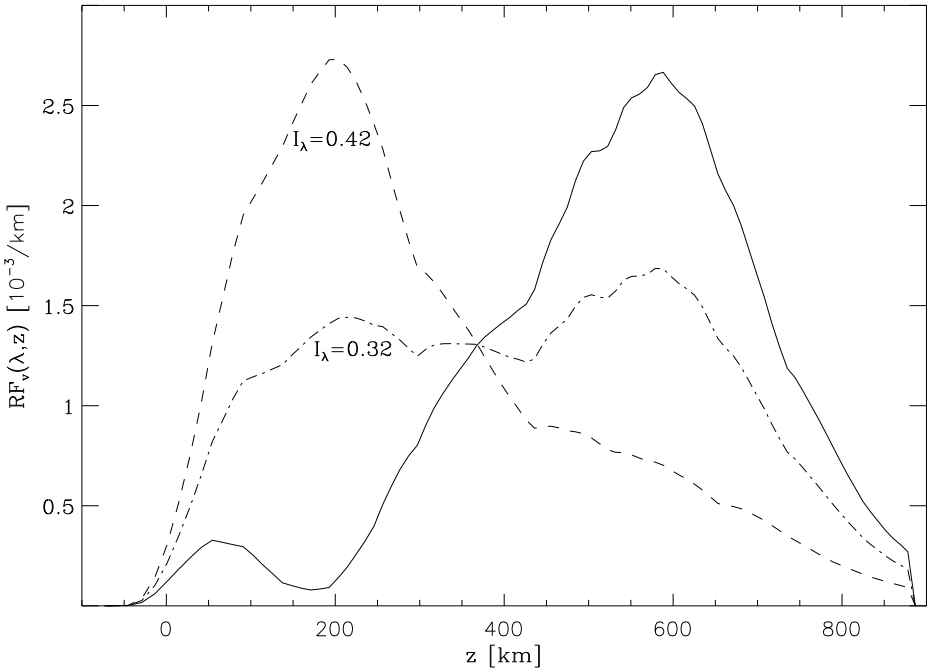

Abbildung 6.8: Zwei Geschwindigkeits-Response-Funktionen in der Nähe des Linienzentrums und eine Linearkombination aus beiden (durchgezogen).

Dafür werden als erstes Geschwindigkeitsbilder – wie in Abschnitt 6.2 beschrieben – bei 32% und 48% der Kontinuumsintensität berechnet. Für diese beiden Bilder ergibt sich also nach Gleichung 6.11:

$$v_{\text{neu}} = (v_{I_\lambda=0.32} - 0.5 \cdot v_{I_\lambda=0.48})/0.5 \tag{6.12}$$

Diese Berechnung ist für alle 100 Scans durchgeführt worden, so dass wieder eine Zeitserie entstanden ist. Um die im nächsten Kapitel beschriebene Wavelet-Transformation darauf anwenden zu können, wird wieder ein dreidimensionaler Datensatz $v(x,y,t)$ benötigt. Dieser wird nach dem gleichen Verfahren erzeugt, das schon in 5.1.3 und 6.3 beschrieben ist. Mit Hilfe der Breitbandbilder werden die Korrelation und das Destretching berechnet und die Verschiebeparameter auf die Geschwindigkeitsdaten angewendet. Das Ergebnis ist in Abb. 6.9 zu sehen.

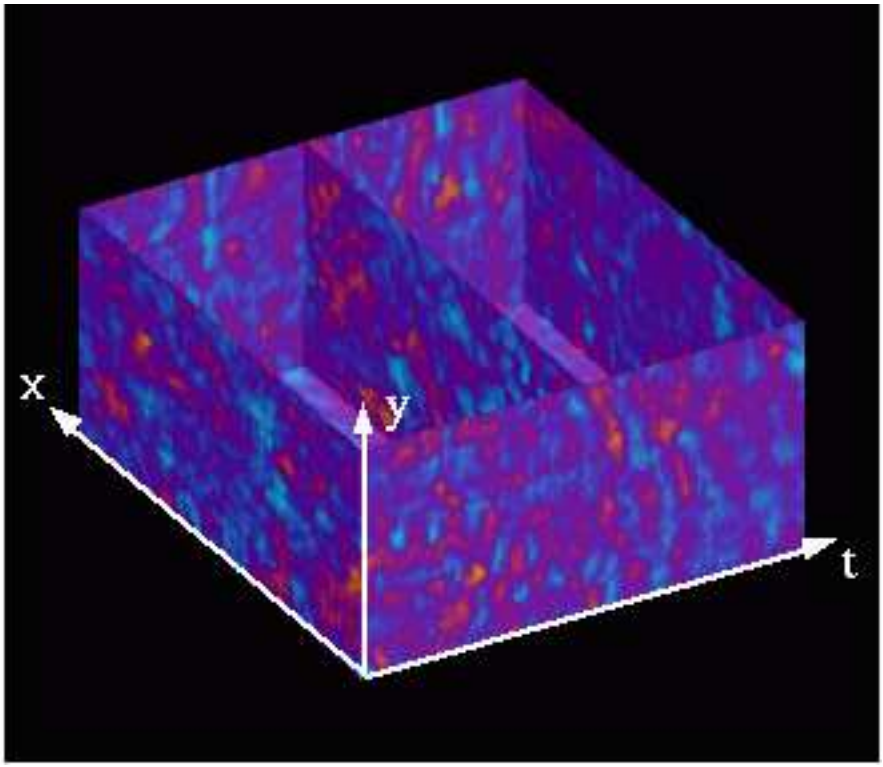

Abbildung 6.9: Geschwindigkeits-3D-Box nach Anwendung der Linearkombination (6.12). Die Größe beträgt $27'' \times 13'' \times 41.25\,\mathrm{min}$.

7 Wavelet-Analyse

Mit Hilfe der Fourier-Transformation kann eine Aussage darüber gemacht werden, welche Frequenzen in einer Messreihe vorhanden sind, aber nicht, zu welcher Zeit und an welcher Stelle. Um Signale sowohl in Frequenz als auch in Zeit analysieren zu können, wird die sogenannte gefensterte Fourier-Transformation verwendet. Hierbei wird das Signal mit einem Zeit-Frequenz-Fenster abgetastet. Mit einem schmalen Fenster können plötzliche Änderungen im Signal besser erfasst, aber niedrige Freqenzen nicht mehr untersucht werden. Bei einem breiten Fenster hingegen ist das Auffinden niedriger Frequenzen möglich, die „Empfindlichkeit" in der Zeit ist aber nicht mehr gegeben.

Wavelets (kleine Wellen) können dieses Problem lösen. Bei der Wavelet-Tansformation wird die Größe der Zeit-Frequenz-Fenster der zu betrachtenden Periode angepasst. Bei kleinen Frequenzen werden breite Fenster, bei großen Frequenzen schmale Fenster benutzt. Die Anzahl der Oszillationen im Fenster bleibt dabei konstant, während das sogenannte Mutter-Wavelet gedehnt oder gestaucht wird.
Eine zeitlich begrenzte Funktion ($\psi \in \mathcal{L}^2(\mathbb{R})$) ist ein Wavelet, wenn gilt:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t)dt = 0 \tag{7.1}$$

Dabei ist $\mathcal{L}^2(\mathbb{R})$ der Raum der quadratintegrablen Funktionen.
Die kontinuierliche Wavelet-Transformation ist gegeben als Faltung des Signals $f(t)$ mit der Wavelet-Funktion $\psi_{s,\tau}(t)$:

$$W(s,\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot \psi_{s,\tau}(t)\, dt \tag{7.2}$$

Dabei ist

$$\psi_{s,\tau}(t) = |s|^{-\frac{1}{2}} \cdot \psi\left(\frac{t-\tau}{s}\right) \tag{7.3}$$

die Schar der Wavelet-Funktionen, die durch Verschiebungen und Stauchungen aus dem Mutter-Wavelet hervorgeht.

$s \in \mathbb{R}, s \neq 0$ wird Skalenfaktor genannt und $\tau \in \mathbb{R}$ ist der Translationsparameter.
Ist $\psi_{s,\tau}(t)$ komplex, dann ist auch $W(s,\tau)$ komplex und somit zerlegbar in Real- und Imaginärteil.
Dann ergeben sich das Wavelet-Power-Spektrum und die Phase zu:

$$|W(s,\tau)|^2 \quad \text{und} \quad \tan^{-1}\left(\frac{\Im(W(s,\tau))}{\Re(W(s,\tau))}\right) \tag{7.4}$$

Das einfachste und älteste Wavelet, das Haar-Wavelet, das zum ersten Mal von dem aus Ungarn stammenden Mathematiker Alfred Haar verwendet wurde [Haar 1909], wird durch folgende Stufenfunktion beschrieben:

$$\psi(x) = \begin{cases} 1 & \text{für} \quad 0 \leq x < \frac{1}{2} \\ -1 & \text{für} \quad \frac{1}{2} \leq x < 1 \\ 0 & \text{für} \quad \text{alle anderen } x \end{cases} \tag{7.5}$$

Das Haar-Wavelet ist in Abb. 7.1 (links) zu sehen und in vielen Bereichen der Mathematik verwendet worden. Da es nicht stetig und damit auch nicht differenzierbar ist, ist es für viele Zwecke nicht geeignet.

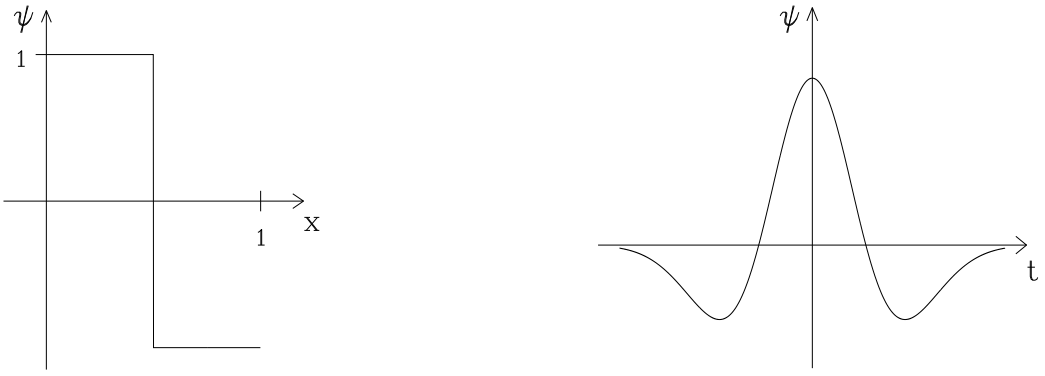

Abbildung 7.1: Haar-Wavelet (links) und Mexican-Hat-Wavelet (rechts)

Ein weiteres bekanntes Beispiel ist das Mexican-Hat-Wavelet[1], das in Abb. 7.1 (rechts) zu sehen ist und für das gilt:

$$\psi_{s,\tau}(t) = |s|^{-\frac{1}{2}} \cdot (1 - (\frac{t-\tau}{s})^2) \cdot e^{-\frac{(t-\tau)^2}{2s^2}} \tag{7.6}$$

[1] Dieses Wavelet heißt so, weil es wie ein Schnitt durch einen Sombrero aussieht.

Zur Veranschaulichung, welchen Einfluss Skalenfaktor und Translationsparameter auf das Wavelet haben, ist in der folgenden Abbildung eine Wavelet-Familie (als Mutter-Wavelet ein Mexican-Hat-Wavelet) gezeigt:

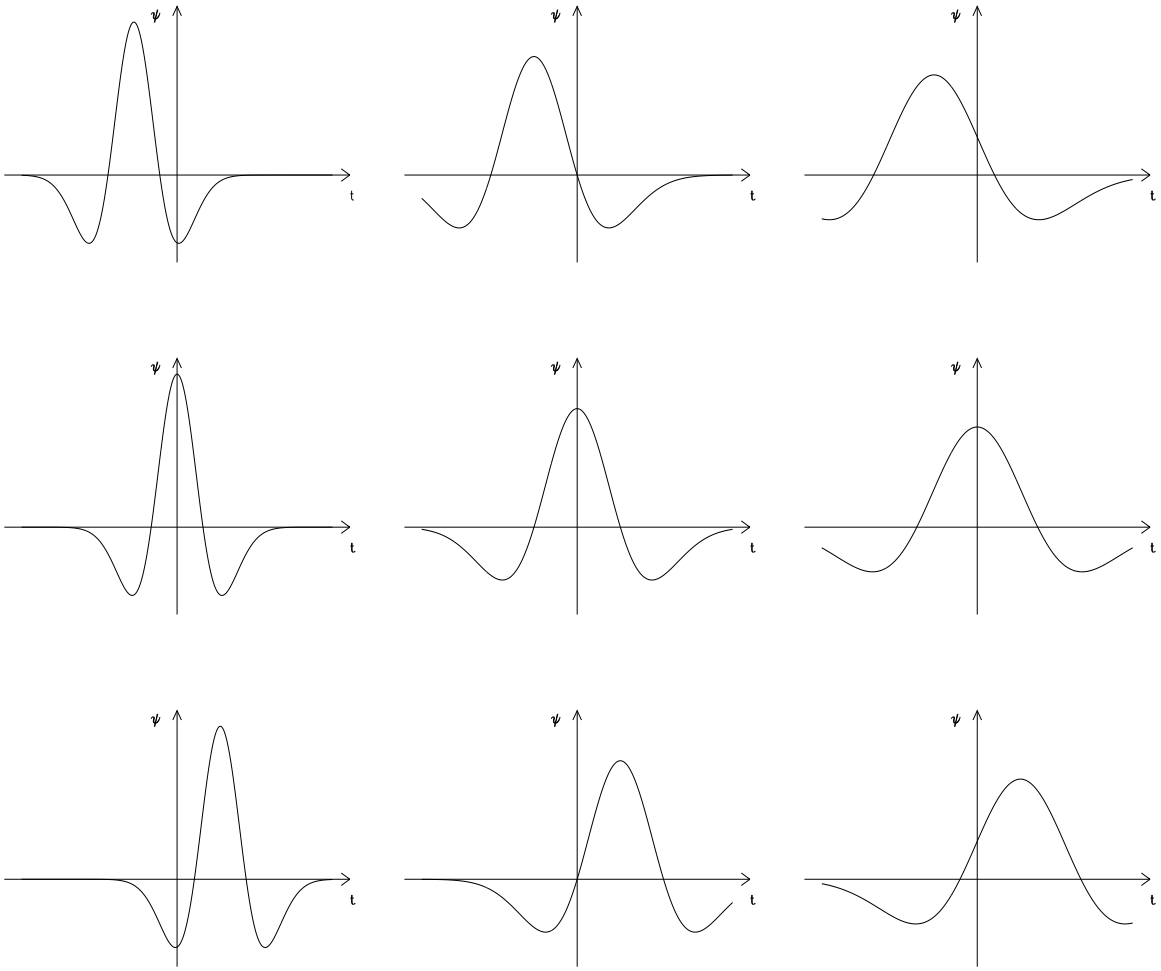

Abbildung 7.2: Wavelet-Familie: von links nach rechts ändert sich der Skalenfaktor, das Wavelet wird gedehnt oder gestaucht; von oben nach unten ändert sich der Translationsparameter, das Wavelet wird verschoben.

Eine allgemein verständliche Einführung in die Theorie der Wavelets findet sich in [Burke Hubbard 1997]. Für weitere Informationen sei auf die Bücher von [Blatter 1998], [Kaiser 1994] und [Louis et al. 1998] verwiesen.

7.1 Wavelet-Programme

Für die Analyse der Daten wurde ein Programmpaket von C. Torrence und G.P. Compo [2] verwendet, das leicht geändert wurde. Dort können verschiedene Funktionen als Mutter-Wavelets gewählt werden, das Morlet-Wavelet, das Paul-Wavelet und DOG-Wavelets. Letztere sind Ableitungen von Gauß-Funktionen (**D**erivative **o**f a **G**aussian) und im Spezialfall $m = 2$ (2. Ableitung) ergibt sich das im vorigen Abschnitt gezeigte Mexican-Hat-Wavelet.

Schon mehrmals wurde in der Auswertung von Sonnendaten das Programmpaket von [Torrence & Compo 1998] angewendet, z. B. haben [Ireland et al. 1999] Oszillationen in aktiven Regionen und [Rendtel 2001] Oszillationen in der Chromosphären-Korona-Übergangsregion von Sonnenflecken untersucht. McIntosh et al. [3] haben SOHO/SUMER[2]-Zeitreihen analysiert und [Marsh et al. 2002] die Veränderlichkeit von koronalen Löchern untersucht.

Für die Wavelet-Transformationen in dieser Arbeit wird das Morlet-Wavelet (siehe folgende Abbildung) benutzt.

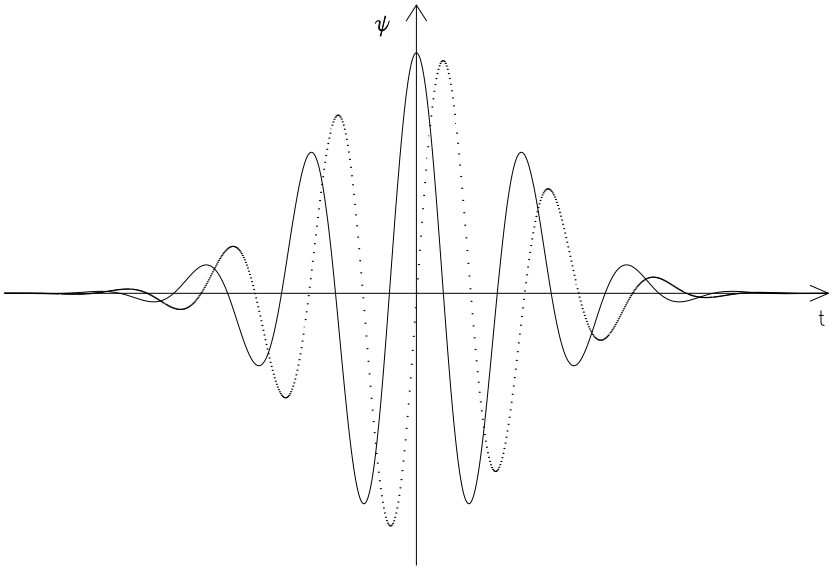

Abbildung 7.3: Real- (durchgezogen) und Imaginärteil (gestrichelt) des Morlet-Wavelets

Dieses Wavelet besteht aus einer ebenen, durch eine Gaußkurve eingeschränkte, Welle:

$$\psi_0(t) = \pi^{-\frac{1}{4}} \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot e^{-\frac{t^2}{2}} \tag{7.7}$$

Dabei ist ω_0 die dimensionslose Frequenz, die hier zu $\omega_0 = 6$ gewählt wird, um die Zulässig-

[2] Solar and Heliospheric Observatory / Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation

keitsbedingung für Wavelets [Farge 1992] zu erfüllen.

7.1.1 Cone of Influence (COI)

Die betrachteten Zeitserien haben endliche Länge. Weil die Wavelet-Transformation davon ausgeht, dass die Daten zyklisch sind, treten am Anfang und Ende der Zeitserie Fehler auf. Um dieses Problem zu umgehen, werden am Ende Nullen hinzugefügt[3], die nach der Berechnung des Wavelet-Powers wieder abgezogen werden. Dadurch entstehen an den Rändern der Zeitserie Diskontinuitäten und die Amplitude des Powers wird dort abgeschwächt. Zu größeren Perioden hin verstärkt sich dieser Effekt noch, so dass dann auch Bereiche inmitten der Zeitserie betroffen sein können. Die Region im Wavelet-Power-Spektrum, in der solche Effekte auftreten, wird als COI (**C**one **o**f **I**nfluence) bezeichnet. Dieser COI ist abhängig vom Zeitabstand Δt und der Anzahl der Messwerte N. In dieser Arbeit beträgt $\Delta t = 25\,\mathrm{s}$ und $N = 100$, wofür sich der in folgender Abbildung mit Kästchen skizzierte Bereich als COI ergibt:

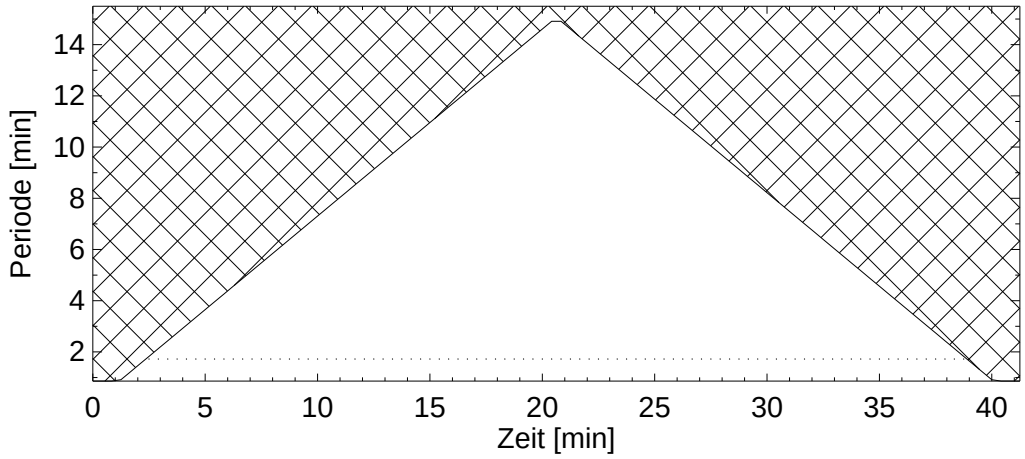

Abbildung 7.4: COI (mit Kästchen skizzierter Bereich) für eine Zeitserie mit 100 Messwerten und einem Zeitabstand von $\Delta t = 25\,\mathrm{s}$.

In der Abbildung des COI ist bei einer Periode von knapp zwei Minuten eine gestrichelte Linie eingezeichnet, die den Bereich eingrenzt, der für die Datenauswertung relevant ist, nämlich Perioden von $50-100$ Sekunden. Es ist zu erkennen, dass die ersten und letzten zwei Minuten der Zeitserie betroffen sind. Da dort keine Aussage darüber getroffen werden kann, ob das resultierende Power ein Rand-Effekt ist, werden die entsprechenden Daten bei der Interpretation

[3] Um gleichzeitig die Wavelet-Transformation zu beschleunigen, werden so viele Nullen hinzugefügt, dass die Anzahl der Datenpunkte eine Potenz von 2 erreicht.

der Ergebnisse nicht berücksichtigt. Der COI ist bei den Abbildungen, in denen das Wavelet-Power in den nächsten Unterkapiteln zu sehen ist, nicht jedesmal eingezeichnet, da er sich nicht ändert, wenn die Parameter Δt und N gleich bleiben.

7.1.2 Signifikanztest

Mit den Programmen kann zusätzlich zu dem COI ein Signifikanztest durchgeführt werden. Die Nullhypothese ist folgendermaßen definiert: Es wird angenommen, dass die Zeitserie ein mittleres Rauschpowerspektrum aufweist, das als Hintergrundspektrum verwendet wird. Wenn ein Peak im Wavelet-Powerspektrum signifikant über diesem Hintergrundspektrum liegt, wird er als 'wahr' angenommen und liegt somit im Vertrauensintervall, das vorher mit einem Wert von z. B. 90 % angegeben wird. Die einzelnen Messwerte werden als standardnormalverteilt angenommen, so dass sich als Verteilungsfunktion eine χ^2-Verteilung ergibt und zum Prüfen der Nullhypothese ein χ^2-Test durchgeführt wird.

7.2 Tests mit künstlich erzeugten Zeitserien

Bevor mit der Auswertung der Sonnendaten begonnen wird, sollen die Programme mit 'synthetischen Daten', die in Länge und Zeitabstand den Beobachtungen entsprechen, getestet werden. Daraus soll ersichtlich werden, ob die Wavelet-Analyse Perioden im Bereich von 50 bis 100 Sekunden überhaupt findet und wie sich vorhandenes Rauschen auf das Wavelet-Powerspektrum auswirkt.

Für diese Tests werden Zeitserien mit jeweils 100 Messpunkten erstellt, die einen Abstand von 25 Sekunden haben und damit den Sonnenbeobachtungen entsprechen. Zuerst werden reine Sinusschwingungen mit Periodendauern von 90 bzw. 60 Sekunden über die gesamte Zeitdauer erzeugt und das daraus resultierende Wavelet-Powerspektrum berechnet.

In Abb. 7.5 und 7.6 sind die Ergebnisse zu sehen. Im oberen Teil der Abbildung ist die Testreihe abgebildet, im unteren Teil das resultierende Wavelet-Powerspektrum in Zeit und Periode. Für die Konturen gilt folgende Farbverteilung: Bis zu 90 % des maximalen Powers ist dunkelblau gezeichnet und dann wird die Farbe in 10 % Schritten heller. Insgesamt sind neun verschiedene Konturbereiche dargestellt, der hellste umfasst den Bereich von 20 % bis 10 % des maximalen Powers.

Die Wavelet-Analyse zeigt, dass bei einer Periodendauer von 90 bzw. 60 Sekunden das resultierende Power über den gesamten Zeitbereich vorhanden ist. Der Wert des Powers ist in

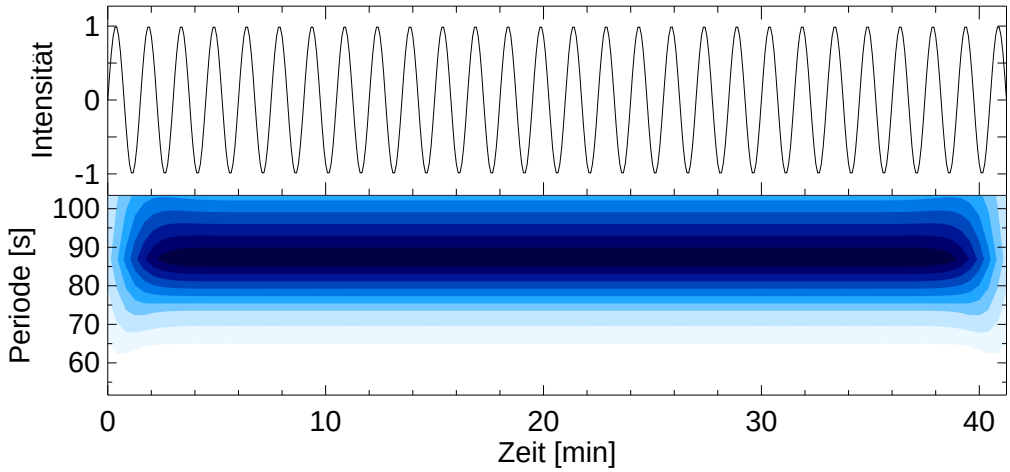

Abbildung 7.5: Test-Zeitserie mit einer Sinusschwingung (90 s Periode)

Zeitrichtung konstant, nur an den Rändern ist das Power wegen des COI abgeschwächt. Reine Sinusschwingungen werden also korrekt erkannt.

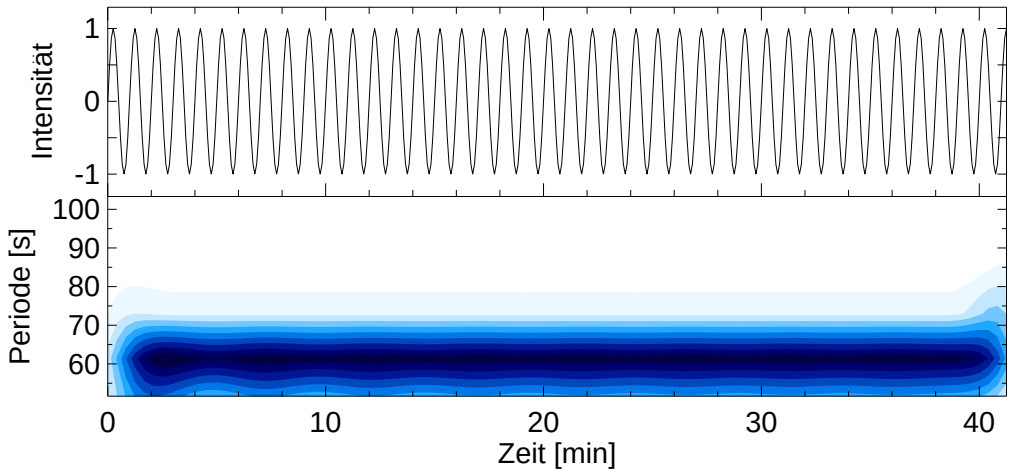

Abbildung 7.6: Test-Zeitserie mit einer Sinusschwingung (60 s Periode)

In der nächsten Test-Zeitserie werden die beiden Sinusschwingungen kombiniert. Dazu wird für die erste Hälfte eine Periodendauer von 90 Sekunden verwendet und für die zweite eine Periodendauer von 60 Sekunden. Abb. 7.7 zeigt das zeitlich korrekte Auftreten der jeweiligen Schwingungen.

Um testen zu können, welchen Einfluss vorhandenes Rauschen auf die Daten hat und ob für dieses auch (hohe) Powerwerte berechnet werden, wird eine weitere Zeitserie erstellt.

Diese besteht im ersten Drittel aus Rauschen, im zweiten Drittel aus einer Sinusschwingung

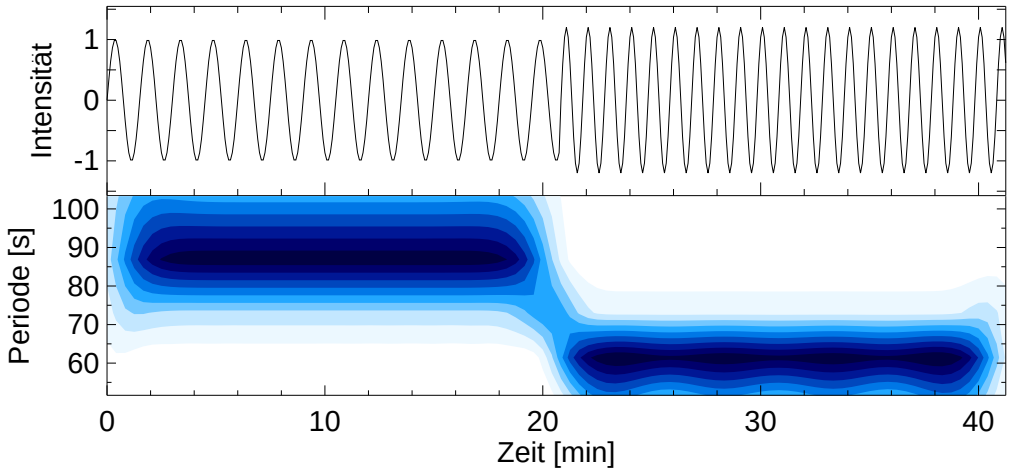

Abbildung 7.7: Test-Zeitserie mit zwei Sinusschwingungen (erste Hälfte 90 s Periode, zweite Hälfte 60 s Periode)

mit 90 Sekunden Periodendauer und im letzten Drittel aus einer Sinusschwingung mit 60 Sekunden Periodendauer. Im Wavelet-Powerspektrum (Abb. 7.8) sind zusätzlich die Signifikanz-Konturlinien (90 %) eingezeichnet. Die Sinusschwingungen zeigen in den zugehörigen Perioden hohe Powerwerte, das Rauschen zeigt nur so niedrige Powerwerte, dass sie nicht mehr sichtbar sind. Wenn sowohl Sinusschwingungen als auch Rauschen in einer Zeitserie vorhanden, aber nicht überlagert sind, hat das Rauschen so gut wie keinen Einfluss auf das Wavelet-Powerspektrum.

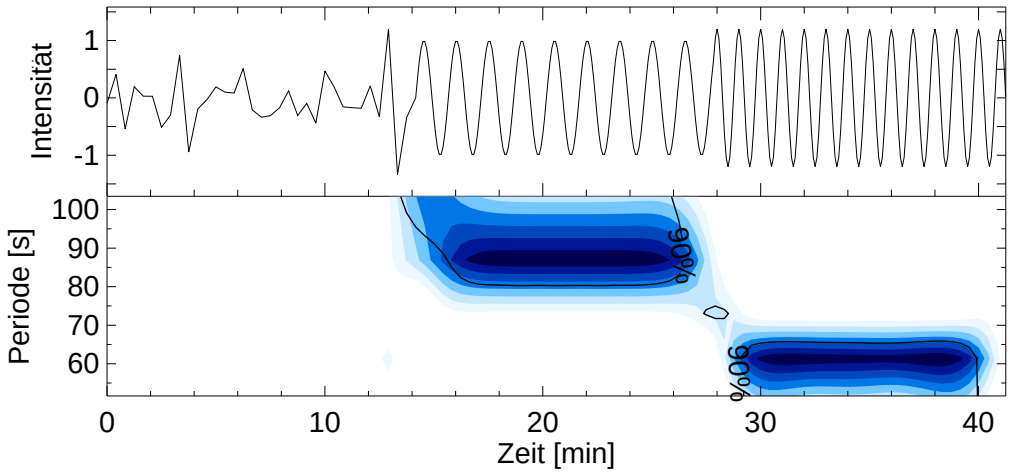

Abbildung 7.8: Test-Zeitserie mit zwei Sinusschwingungen (90 und 60 s Periode) in den letzten beiden Dritteln der Zeitserie und Rauschen im ersten Drittel. Die Signifikanz-Konturen (90 %) sind eingezeichnet.

Für den nächsten Test ist Rauschen mit Sinusschwingungen überlagert worden. Dafür ist

eine Zeitreihe, die aus Rauschen besteht, in den letzten beiden Dritteln mit den gleichen Sinusschwingungen des vorigen Tests überlagert worden.

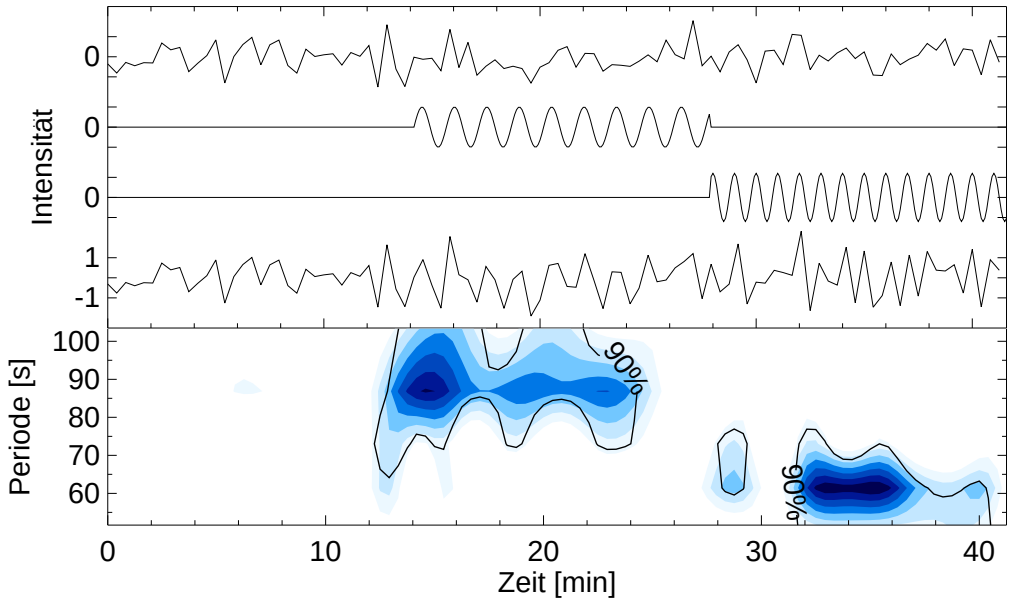

Abbildung 7.9: Test-Zeitserie wie in Abb. 7.8, aber mit überlagertem Rauschen, die drei Bestandteile der Zeitserie sind zusätzlich abgebildet.

In Abb. 7.9 oben sind die Bestandteile der Test-Zeitreihe einzeln dargestellt: Zuerst das Rauschen, dann eine Sinusschwingung (90 s Periode) im mittleren Drittel der Zeitserie und eine Sinusschwingung (60 s Periode) im letzten Drittel der Zeitserie. Die unterste Zeitserie zeigt die Intensitäts-Fluktuationen, die sich aus der Überlagerung der drei Teile ergeben. Das zugehörige Wavelet-Powerspektrum sieht etwas anders aus als das ohne überlagertes Rauschen. Durch das Rauschen haben sich die Amplituden verändert und die Powerwerte sind in Zeitrichtung nicht mehr konstant. Im Bereich bei ungefähr sechs Minuten und bei einer Periode von ungefähr 85 Sekunden ist ein kleiner Bereich ganz schwachen Powers zu erkennen, dieser ist aber nicht signifikant. Signifikantes Power ist nur in den Bereichen zu sehen, wo auch eine Sinusschwingung vorhanden ist; die beiden Sinusschwingungen werden wieder korrekt erkannt.

Die verwendeten Wavelet-Programme sind also in der Lage, zwischen Rauschen und Sinusschwingungen zu unterscheiden. Bei einer Zeitserie mit 100 Messpunkten, deren Zeitabstand bei $\Delta t = 25\,\mathrm{s}$ liegt, können kurzperiodische Wellen gefunden werden, so dass die Wavelet-Analyse im nächsten Kapitel auf die Sonnendaten angewendet werden kann.

8 Ergebnisse

Nachdem die Wavelet-Programme mit synthetischen Daten getestet sind, sollen sie auf die Sonnenbeobachtungen angewendet werden. Dafür werden die 3D-Boxen verwendet, deren Erzeugung in Kapitel 6 erklärt ist.

8.1 Analyse einzelner Pixel

In Abb. 6.4 ist im $x-t-$Diagramm der Intensitäts-Fluktuationen ein kurzperiodisches Ereignis erkennbar. Von der Bildzeile, in der dieses Ereignis zu sehen ist, wird eine Wavelet-Analyse durchgeführt. Das Ergebnis ist in der folgenden Abbildung zu sehen.

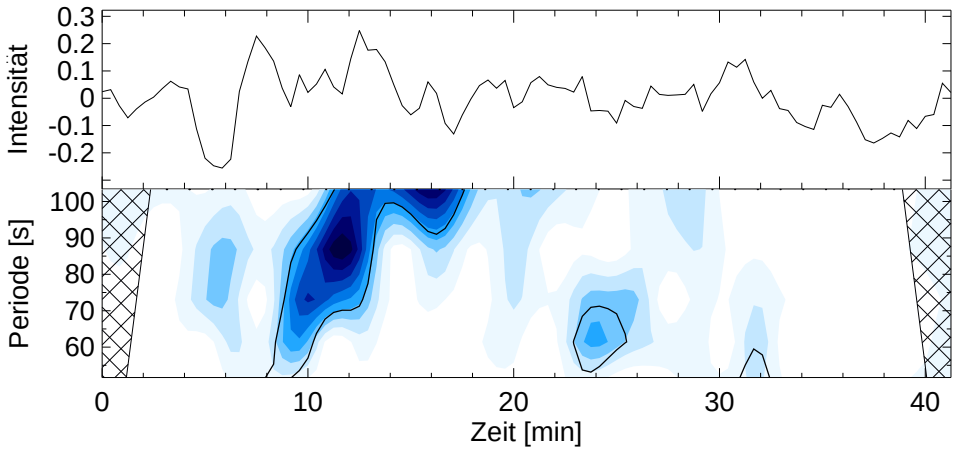

Abbildung 8.1: Wavelet-Powerspektrum von Intensitäts-Fluktuationen. Der COI an den Rändern und die 90 %-Signifikanzkonturen sind eingezeichnet.

In dem Bereich der Zeitserie, in dem die Aufhellungen in Abb. 6.4 zu sehen sind, ungefähr zwischen 10 und 15 Minuten, zeigt das Wavelet-Powerspektrum starkes Power mit einem Maximum bei 80 bis 90 Sekunden Periodendauer. Dieser Bereich ist, wie die 90 %-Konturlinien zeigen, auch signifikant. Die Wavelet-Analyse hat die vorhandenen kurzen Perioden, die schon

in Abb. 6.4 sichtbar waren, richtig erfasst. Der eingezeichnete 'Cone of Influence' (COI) ist nur an den Rändern der Zeitserie, den ersten und letzten zwei Minuten relevant, in den nächsten Abbildungen ist er deswegen nicht mehr mit eingezeichnet.

Da kurzperiodische Wellen eher in Geschwindigkeits-Zeitserien zu finden sind und durch die Anwendung der Linearkombination 6.12 bei diesen eine Höheneingrenzung möglich ist, wird die 3D-Box untersucht, die in Abb. 6.9 dargestellt ist. Diese besteht in Orts-Richtung aus 274×133 Pixeln, so dass insgesamt fast 40000 Fluktuationen in Zeitrichtung vorhanden sind, aus denen das Wavelet-Powerspektrum berechnet werden kann. Stellvertretend sind zwei Zeitreihen in den nächsten beiden Abbildungen zu sehen.

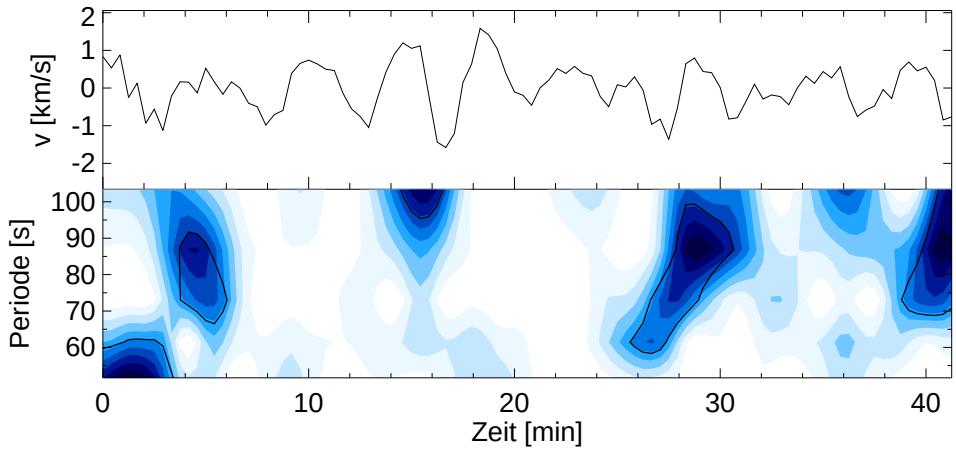

Abbildung 8.2: Geschwindigkeits-Fluktuationen und Wavelet-Powerspektrum mit eingezeichneten 90 %-Signifikanzkonturen.

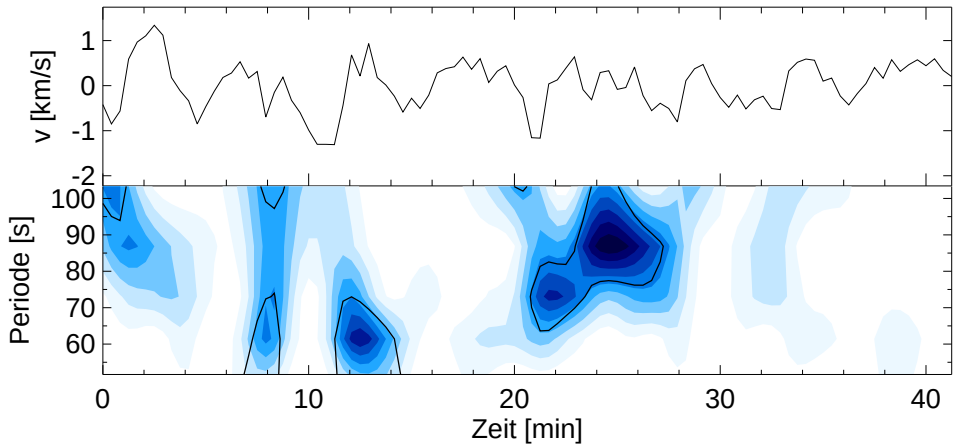

Abbildung 8.3: Geschwindigkeits-Fluktuationen und Wavelet-Powerspektrum an einer anderen Position in der 3D-Box.

Es ist zu erkennen, dass die Bereiche, in denen maximale Powerwerte auftreten, auch signifikant sind. Das dunkelste Blau entspricht wieder Powerwerten bis 90 % des maximalen Powers

und dann wird die Farbe in 10 % Schritten heller, also entspricht das hellste Blau dem Bereich bis 10 % des maximalen Powers.

Um zu testen, ob größere Perioden einen Einfluss auf die Transformation haben könnten, wird das in Abb. 8.3 gezeigte Geschwindigkeits-Signal hochpass-gefiltert[1]. Variationen mit Perioden über zwei Minuten werden dabei abgeschnitten und die daraus resultierenden Geschwindigkeits-Fluktuationen sind in Abb. 8.4 oben zu sehen. Die Wavelet-Analyse gibt fast keinen Unterschied zu der ohne Hochpass-Filterung durchgeführten an. Dieses Ergebnis ist auch für die Zeitentwicklung an anderen Pixeln des Bildfelds zu finden.

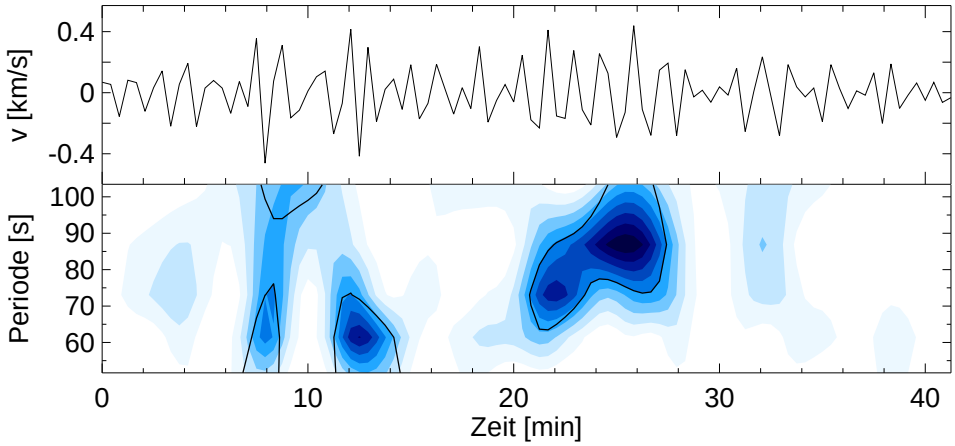

Abbildung 8.4: Wavelet-Powerspektrum wie vorige Abbildung, nur mit Hochpass-Filterung der Zeitreihe, Perioden über zwei Minuten sind abgeschnitten.

Kurzperiodische Wellen sind mit sehr veränderlicher Amplitude vorhanden. Schocks (sägezahnförmige Veränderungen der Geschwindigkeit, vgl. Kapitel 2) sind nicht sichtbar. Dies liegt vermutlich daran, dass ein Durchziehen von steilen Fronten einer Diskontinuität nur bei sehr guter Zeitauflösung, die in dieser Arbeit immer noch nicht gegeben ist, gesehen werden kann.

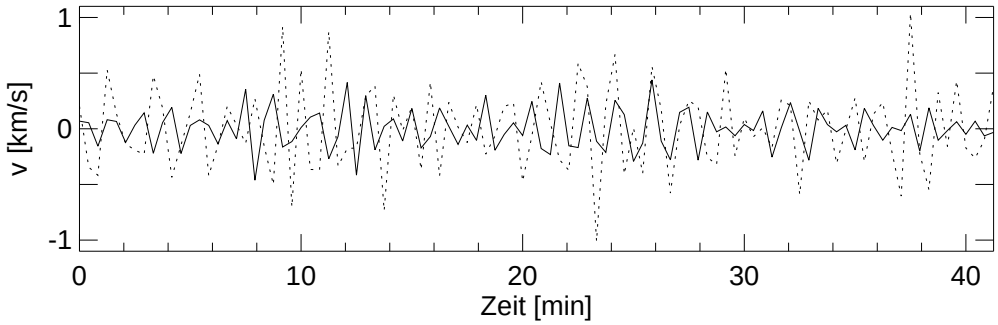

Abbildung 8.5: Vergleich von Geschwindigkeits- (durchgezogen) und Intensitäts-Fluktuationen (gestrichelt), beide sind hochpass-gefiltert.

[1] Dies geschieht im Fourierraum.

Eine Hochpass-Filterung wird für die Wavelet-Analyse nicht benötigt, um kurze Perioden zu detektieren, für einen Vergleich zwischen Intensitäts- und Geschwindigkeits-Fluktuationen ist sie sinnvoll. In Abbildung 8.5 sind diese beiden Fluktuationen in einer Graphik dargestellt. Sie stammen von der gleichen Zeitserie, die in Abb. 8.4 zu sehen ist. Die y-Skala für die Intensitäts-Fluktuationen ist in der Amplitude angepasst. Die folgende Abbildung zeigt die Fluktuationen an einem anderen Bildpunkt.

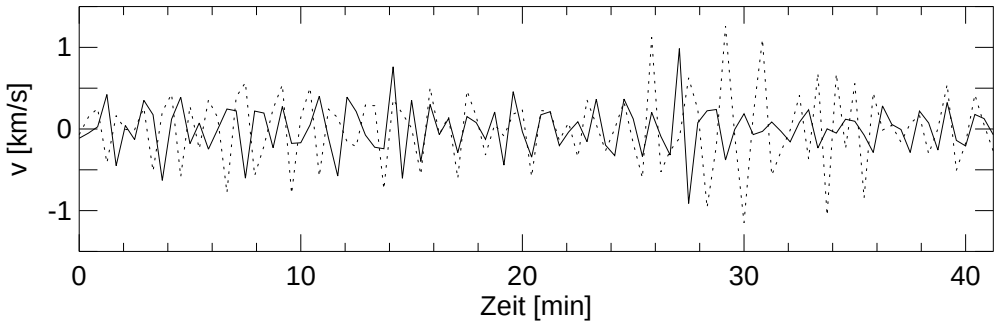

Abbildung 8.6: Vergleich wie Abb. 8.5, an einem anderen Bildpunkt

Die Intensitäts-Fluktuationen sind nur schwach oder gar nicht mit den Geschwindigkeiten korreliert. Man könnte denken, dass nach oben laufende kurzperiodische Wellen zur gleichen Zeit Intensitäts-Erhöhungen (entspricht Temperatur-Erhöhungen) erfahren wie die nach oben laufenden Geschwindigkeiten. Dies ist aber nicht der Fall, denn die Entstehungshöhen von Geschwindigkeiten und Intensitäten sind aus zwei Gründen recht verschieden:

1. Die Geschwindigkeits-Fluktuationen sind aus einer Linearkombination gewonnen worden, um den Höhenbereich einzuschränken, die Intensitäts-Fluktuationen entsprechen den ursprünglichen.

2. Die Intensitäten und Geschwindigkeiten stammen aus verschiedenen Tiefen der Atmosphäre. Die Geschwindigkeits-Signale aus der Nähe des Linienzentrums werden dort gebildet, wo die (Linienzentrums-) Photonen die Atmosphäre verlassen können, bei $\tau_{\mathrm{LZ}} = 1$. Zu der Bildung von Intensitäts-Fluktuationen trägt ein viel tieferer Atmosphärenbereich bei.

Somit sollten die Intensitäts-Fluktuationen vor den Geschwindigkeiten stattfinden, vielleicht 30 Sekunden früher.

8.2 Analyse der 3D-Box

Die Wavelet-Analyse wird für die zeitliche Variation des Geschwindigkeits-Signals jedes Pixels der Geschwindigkeits-3D-Box aus Abb. 6.9 durchgeführt. Da das Wavelet-Powerspektrum zweidimensional ist, ergibt sich ein vierdimensionaler Datensatz. Um diesen auf drei Dimensionen zurückzuführen, wird das Power, das sich im Bereich zwischen 50 und 100 Sekunden ergibt, aufaddiert. Hierfür wird aber nur das Power verwendet, das auch signifikant (90 %) ist. Damit erhält man eine 3D-Box, die das kurzperiodische Geschwindigkeits-Power in zwei Ortsdimensionen und einer Zeitdimension enthält. Die Größe entspricht wieder $27'' \times 13'' \times 41.25\,\mathrm{min}$. Die Geschwindigkeits-3D-Box ist aus der Linearkombination 6.12 entstanden; der Höhenbereich, aus denen die Geschwindigkeits-Signale stammen, beträgt:

$$z \approx 600 \pm 200\,\mathrm{km}$$

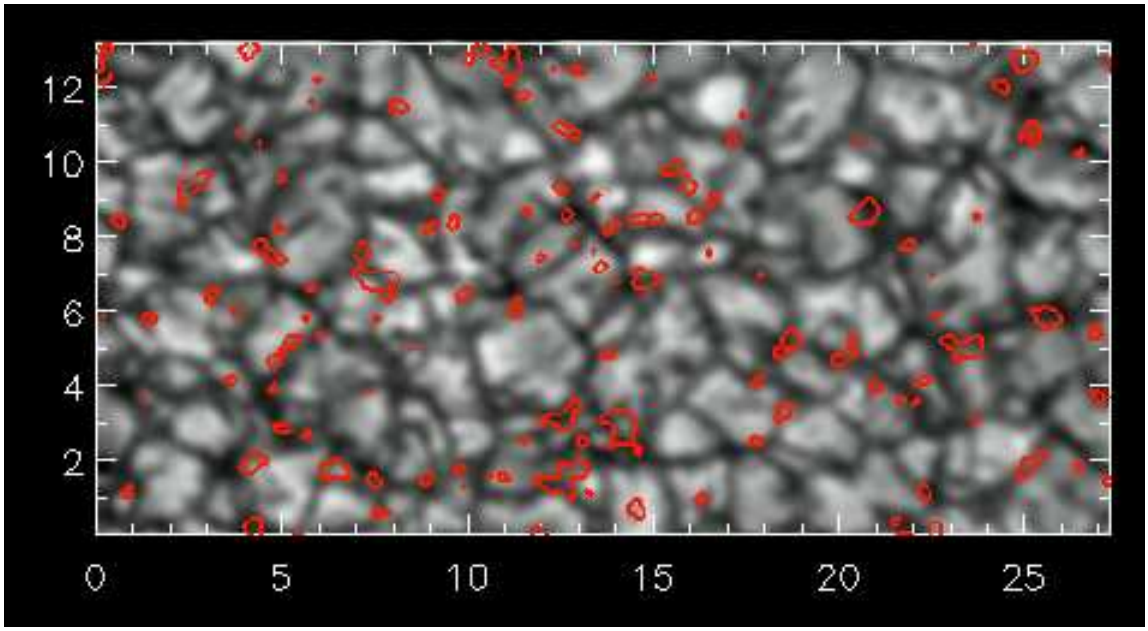

Abbildung 8.7: Granulationsbild der Zeitserie ($t = 200\,\mathrm{s}$) mit überlagertem kurzperiodischen Power ($t = 275\,\mathrm{s}$). Die Einheit der Markierungsstriche ist Bogensekunden.

Eine kurzperiodische Welle braucht bei einer Geschwindigkeit $v \approx 8\,\mathrm{km/s}$ ungefähr 75 Sekunden, um diesen Höhenbereich zu erreichen. Will man sehen, wie das berechnete Power mit der Granulation korreliert ist, sollte man es mit einem Granulationsbild vergleichen, das 75 Sekunden früher aufgenommen wurde. Der Zeitabstand zwischen zwei aufeinander folgenden Bil-

dern beträgt 25 Sekunden, insgesamt sind 100 Bilder vorhanden. Das Geschwindigkeits-Power-Bild kann somit an der Stelle i ($i = 4, \ldots, 100$) mit einem Granulationsbild an dem Zeitpunkt $i-3$ verglichen werden. In den Abbildungen 8.7 und 8.8 ist solch ein Vergleich zu sehen. Die Konturlinien markieren Gebiete, in denen das kurzperiodische Geschwindigkeits-Power mehr als 25 % des maximalen Powers beträgt. Für die Auftragung ist nur Power verwendet worden, das bei der Wavelet-Analyse als signifikant berechnet wurde.

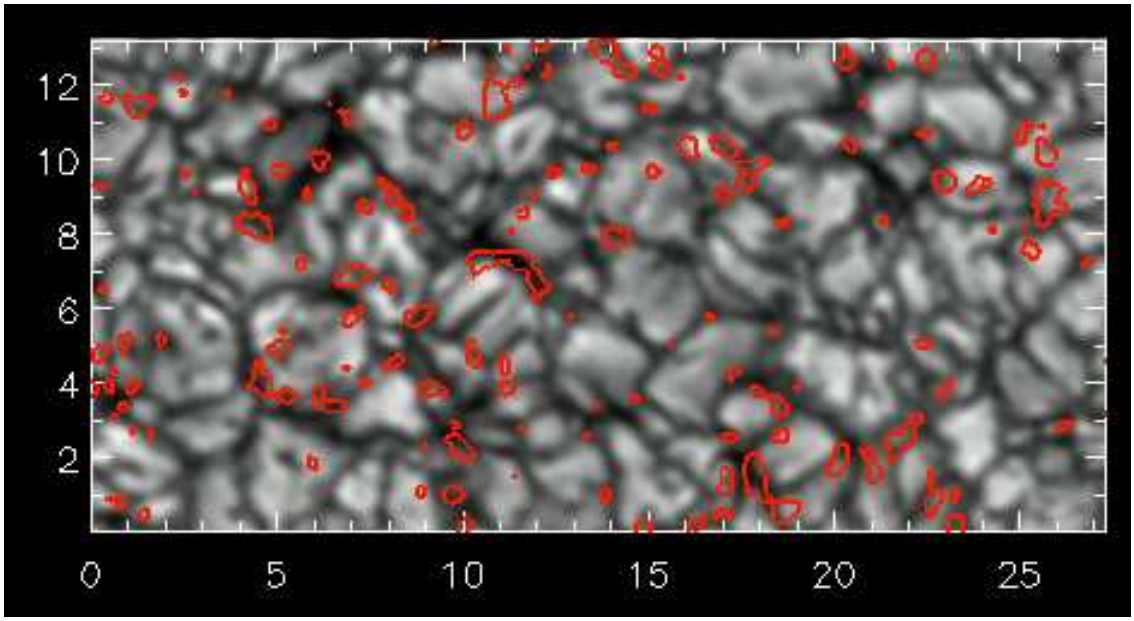

Abbildung 8.8: Granulationsbild der Zeitserie ($t = 850\,\mathrm{s}$) mit überlagertem kurzperiodischen Power ($t = 925\,\mathrm{s}$). Die Einheit der Markierungsstriche ist Bogensekunden.

Auf beiden Abbildungen ist deutlich zu erkennen, dass die Konturlinien meistens, aber nicht ausschließlich, über dem Intergranulum auftreten.

Um dieses Ergebnis noch besser zu verdeutlichen, ist in Abb. 8.9 und 8.10 das kurzperiodische Power innerhalb des Bereichs von 50 bis 100 Sekunden gegen die granulare Intensität aufgetragen. Auch hier wurde entsprechend den beiden vorigen Abbildungen nur Power berücksichtigt, das mindesten 25 % des maximalen Powers beträgt.

Kurzperiodische Wellen im Bereich von 50 bis 100 Sekunden existieren in der Sonnenatmosphäre; über kürzere Periodendauern kann (noch) keine Auskunft gegeben werden, da der Zeitabstand der für diese Arbeit verwendeten Daten 25 Sekunden beträgt.

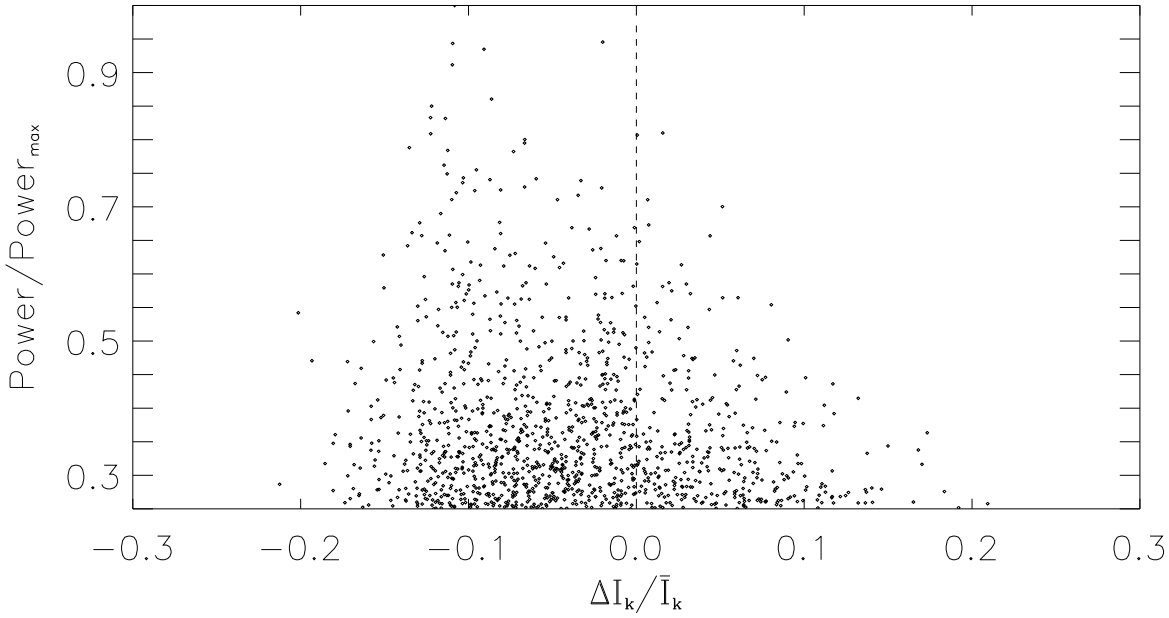

Abbildung 8.9: Auftragung von kurzperiodischem Power über normierter photosphärischer Intensität (aus Abb. 8.7)

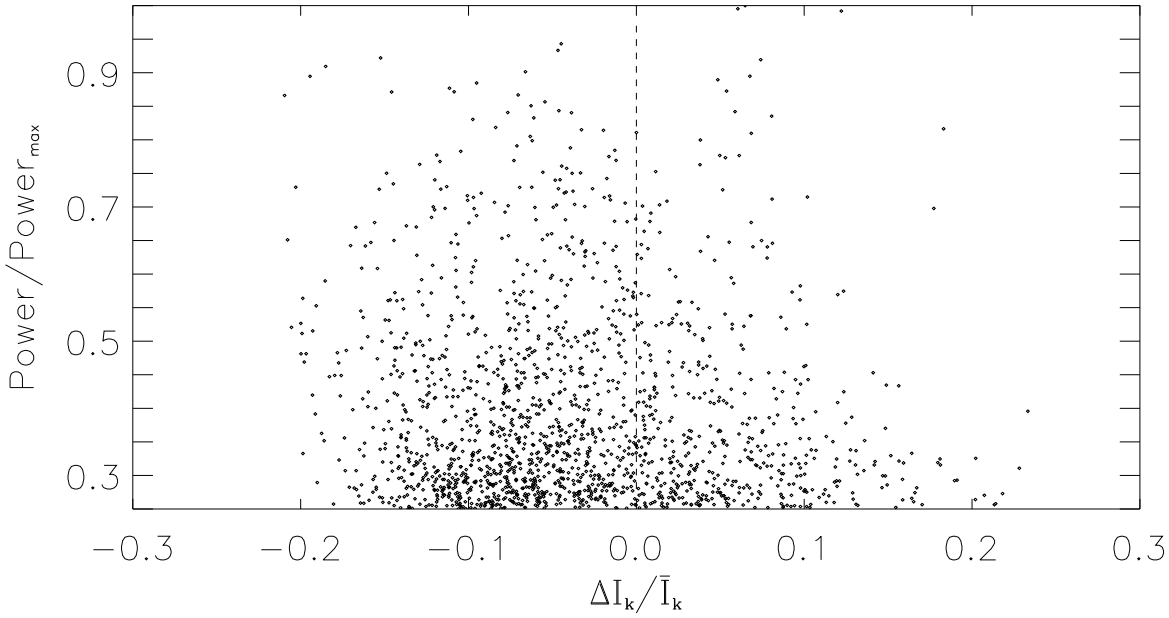

Abbildung 8.10: Auftragung wie Abb. 8.9 (aus Abb. 8.8)

8.2.1 Schlussfolgerungen

Kurzperiodische Wellen sind nicht zu jeder Zeit und nicht an jedem Ort zu finden, aber wenn sie existieren, dann treten sie bevorzugt über dem Intergranulum auf. Wie schon in der Einführung beschrieben, haben auch andere Forschungskampagnen nachgewiesen, dass Wellen bevorzugt über dem Intergranulum vorhanden sind [Rimmele et al. 1995, Hoekzema et al. 1998, Hoekzema et al. 2002]. Die intergranularen Zwischenräume scheinen also der dynamischere Teil der granularen Konvektion zu sein.

8.2.2 Entwicklung einzelner Granulen

Im nächsten Schritt soll die zeitliche Entwicklung einzelner Granulen untersucht werden, um festzustellen, wie dadurch das Vorhandensein kurzperiodischer Wellen beeinflusst wird.

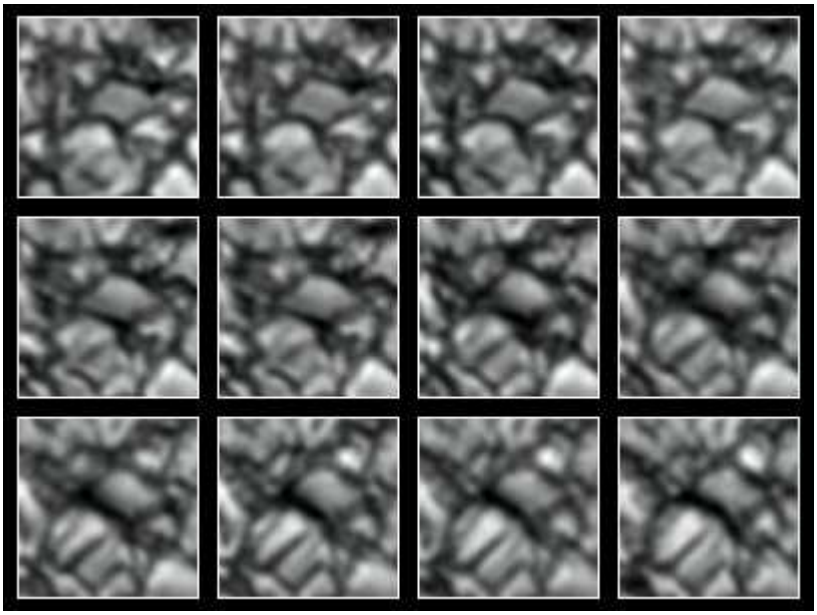

Abbildung 8.11: Zeitentwicklung eines granularen Gebiets; in der Mitte der Bilder ist eine sich ändernde Abströmung zu erkennen. Die Zeit läuft, beginnend in der obersten Reihe, von links nach rechts. Die Größe der Bilder beträgt $6.5'' \times 6.5''$, der Zeitabstand 25 Sekunden.

Dazu werden Zeitreihen mit Bildausschnitten verwendet, die eine Größe von $6.5'' \times 6.5''$ und einen zeitlichen Abstand von 25 Sekunden haben. Im ersten Bild von Abb. 8.11 sieht man Granulen, die in der Mitte des Bildes einen intergranularen Bereich zeigen, der sich im Laufe der

nächsten Bilder ausdehnt. In der mittleren Bilderreihe hat diese Abströmung[2] maximale Ausdehnung und wird dann in der letzten Reihe wieder schwächer.

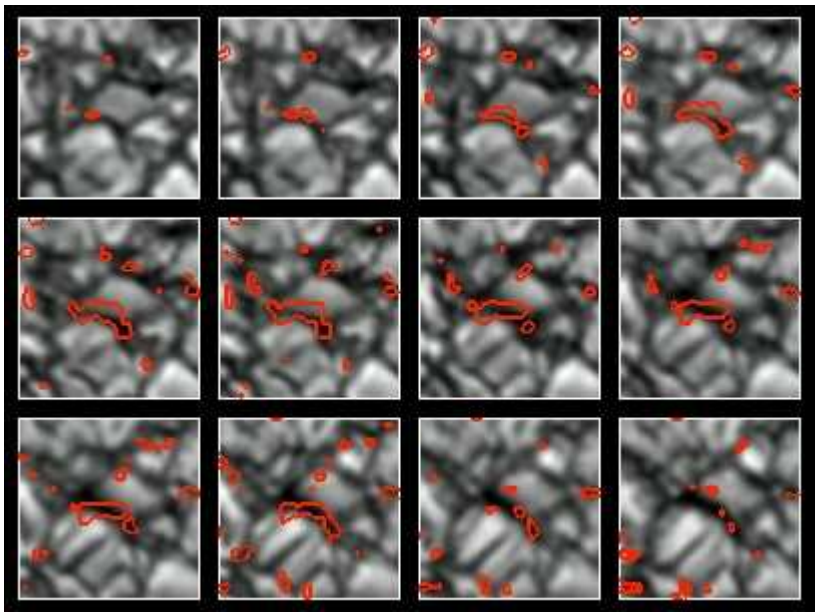

Abbildung 8.12: Gleiche Zeitserie wie in der vorigen Abbildung. Die Konturlinien (mindestens 25 % des maximalen Powers) für das Geschwindigkeits-Power in einem höheren Bereich (75 s später) sind mit eingezeichnet.

In Abb. 8.12 ist die gleiche Zeitserie mit überlagerten Konturlinien für das kurzperiodische Power dargestellt. Wie in den vorigen Abbildungen ist nur das Power mit mindestens 25 % des maximalen Wertes verwendet worden. Die Konturlinien stammen von den Geschwindigkeits-Power-Werten bei einer Höhe von ungefähr 600 km. Diese sind ungefähr 75 Sekunden später als das Granulationsbild aufgenommen worden. Es ist zu erkennen, dass über der Abströmung kurzperiodisches Power vorhanden ist. In der mittleren Reihe, wo die Abströmung am ausgedehntesten war, umfassen auch die Konturlinien einen etwas größeren Bereich.

Zusammen mit den Ergebnissen aus Abb. 8.7 bis 8.10 scheinen starke Abströmungen in der tiefen Photosphäre oft mit akustischem Power in höheren Schichten korreliert zu sein.

Eine weitere Zeitserie ist in Abb. 8.13 zu sehen. Dort sind Granulen abgebildet, die anfangs durch Intergranulum getrennt sind, sich dann fast zusammenschließen und in der Mitte einen Abströmbereich bilden. Sie verändern sich weiter, so dass zum Schluss wieder einzelne Granulen zu sehen sind. Hierbei könnte es sich um kollabierende Granulen handeln, wie sie bei

[2] Granulare Intensitäten sind stark mit ihrer konvektiven Geschwindigkeit korreliert; Abströmung findet im Intergranulum statt.

[Skartlien et al. 2000] beschrieben sind.

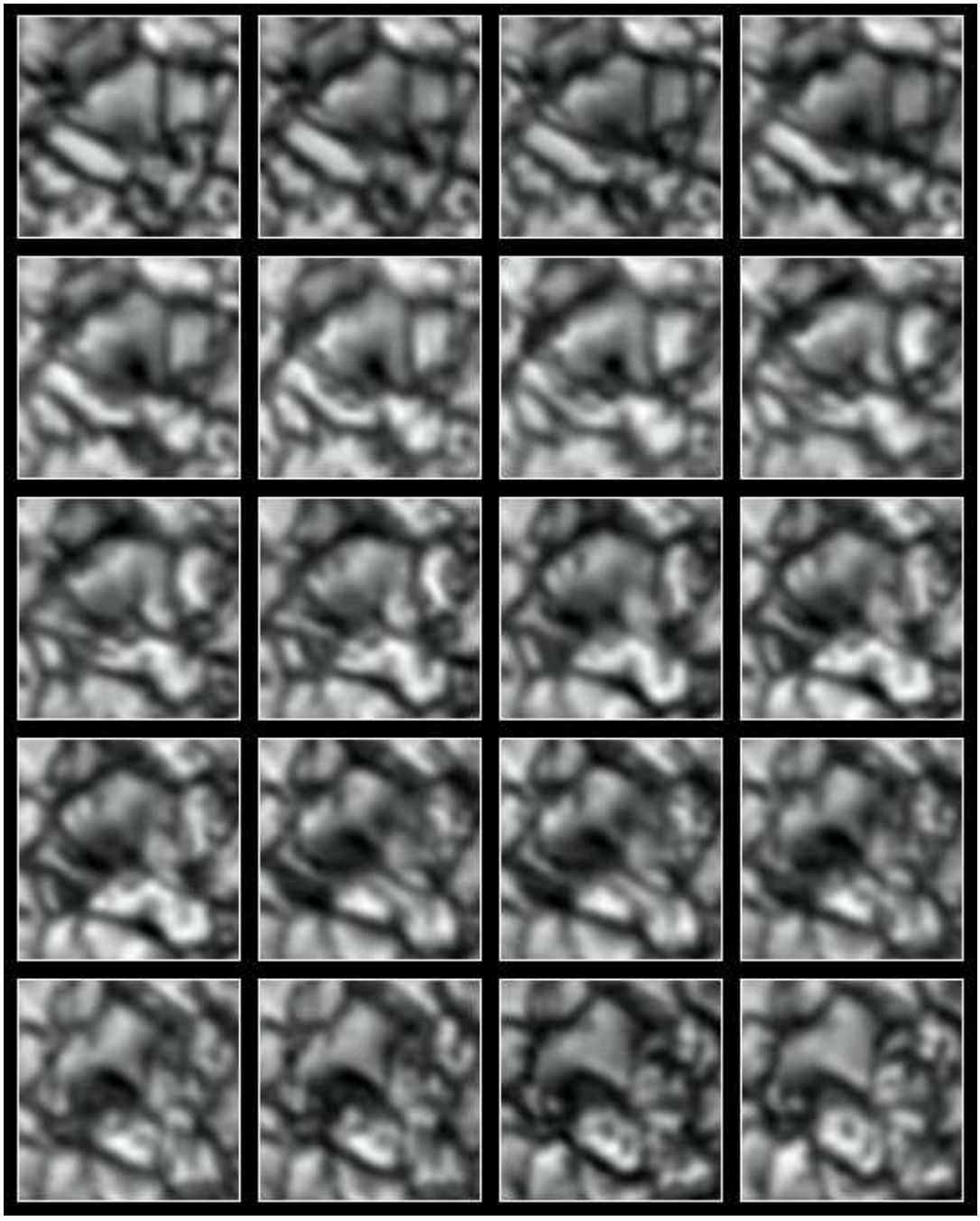

Abbildung 8.13: Eine weitere Zeitserie mit der Entwicklungs eines granularen Gebiets; die Größe der Bilder beträgt $6.5'' \times 6.5''$ und der Zeitabstand 25 s.

In Abb. 8.14 ist die gleiche Zeitserie wieder mit überlagerten Konturlinien für das kurzperiodische Power dargestellt. Auch hier ist zu erkennen, dass, wenn starke Abströmungen in

der tiefen Photosphäre vorhanden sind, in höheren Schichten kurzperiodische Wellen auftreten können.

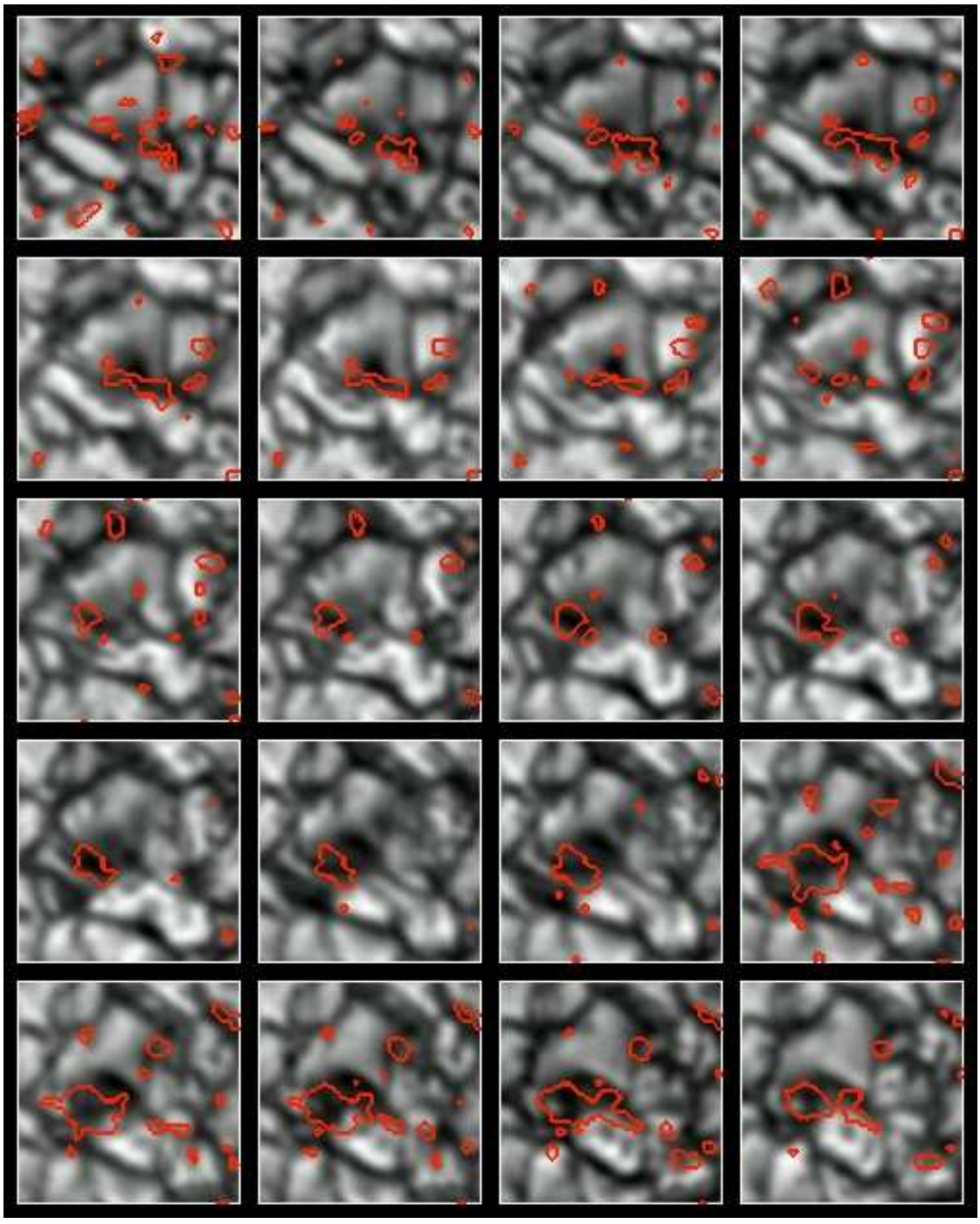

Abbildung 8.14: Gleiche Zeitserie wie in Abb. 8.13, die Konturlinien entsprechend Abb. 8.12 sind mit eingezeichnet.

8.3 Energiestrom

Aus den berechneten Geschwindigkeiten soll eine untere Grenze für den akustischen Fluss in die Chromosphäre angegeben werden. Hierzu wird die Geschwindigkeits-3D-Box, die aus der Linearkombination 6.12 entstanden ist, hochpass-gefiltert. Es werden alle Perioden größer als 120 Sekunden abgeschnitten. Der akustische Energiestrom[3] F_{ac} in die Chromosphäre aus den gemessenen Geschwindigkeiten im Periodenbereich von 50 bis 120 Sekunden ergibt sich dann zu:

$$F_{\mathrm{ac}} = \rho \left\langle v^2 \right\rangle c_{\mathrm{s}} \approx 9 \cdot 10^2 \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2} \tag{8.1}$$

Die Dichte $\rho = 2.4 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{kg/m^3}$ und die Schallgeschwindigkeit $c_{\mathrm{s}} = 6.8\,\mathrm{km/s}$ sind aus dem Modell der Sonnenatmosphäre von [Holweger & Müller 1974] bei der Höhe $z = 600\,\mathrm{km}$ berechnet worden. Der Mittelwert $\left\langle v^2 \right\rangle$ ist dabei aus der gesamten (hochpass-gefilterten) Geschwindigkeits-3D-Box bestimmt worden:

$$\left\langle v^2 \right\rangle = \frac{\Delta t}{T} \cdot \frac{A_{\mathrm{Pixel}}}{A} \cdot \sum_{\mathrm{x}=1}^{274} \sum_{\mathrm{y}=1}^{133} \sum_{\mathrm{t}=1}^{100} {v^2}_{\mathrm{x,y,t}} \tag{8.2}$$

Dabei ist $\Delta t = 25\,\mathrm{s}$ der Zeitabstand zwischen zwei Scans, $T = 41.25\,\mathrm{min}$ die Gesamtdauer der Zeitserie, A_{Pixel} die Fläche eines Pixels und $A = A_{\mathrm{Pixel}} \cdot 274 \cdot 133$ die Gesamtfläche in Ortsrichtung.

Man kann aus zwei Gründen davon ausgehen, dass der eigentliche Energiestrom drei oder viermal größer ist als in (8.1) angegeben:

1. Beobachtungstechnisch können nur Perioden ab 50 Sekunden gesehen werden, der erwartete kurzperiodische akustische Energiestrom liegt auch bei Perioden bis zu 10 Sekunden (vgl. Kapitel 2). Bei Perioden von 50 Sekunden und darunter und einer Geschwindigkeit von 8 km/s ist die Wellenlänge 400 km oder kürzer, passt also in die Breite der Response-Funktion (Abb. 6.8). Dadurch wird die messbare Doppler-Verschiebung sehr verschmiert.

2. Wegen des noch immer breiten Höhenbereichs, der zu den Geschwindigkeitssignalen beiträgt (vgl. Abb. 6.8), sind auch die Amplituden der Wellen mit Perioden größer als 50 Sekunden verringert.

Der akustische Energiestrom liegt dann bei ungefähr $F_{\mathrm{ac}} = 3 \cdot 10^3\,\mathrm{W/m^2}$ und entspricht damit dem Wert, der benötigt wird, um die Strahlungsverluste der Chromosphäre auszugleichen.

[3] Für die Umrechnung in cgs-Einheiten, die in der Sonnenphysik noch oft verwendet werden, gilt: $1\,\mathrm{W/m^2} = 10^3\,\mathrm{erg/cm^2 s}$.

9 Zusammenfassung und Ausblick

In der Mitte des letzten Jahrhunderts wurde vorhergesagt, dass die Strahlungsverluste der ruhigen Chromosphäre durch kurzperiodische, akustische Wellen gedeckt werden können. Seitdem haben sich viele Forschungsgruppen mit diesem Thema beschäftigt und diese Theorie mit Simulationen für die Sonne und auch für andere Sterne bestätigt. Die Existenz dieser Schallwellen war aber lange Zeit sehr schwierig.

Weil die Struktur und die Dynamik der Sonnenatmosphäre durch kleinskalige Vorgänge geprägt ist, erweist sich die hochaufgelöste zweidimensionale Spektroskopie als zuverlässiges Hilfsmittel. In dieser Arbeit wurde die Existenz dieser Schallwellen gezeigt. Dazu wurden mit dem 'Göttinger zweidimensionalen Spektrometer' bei sehr gutem Seeing hochaufgelöste Zeitreihen mit einem Zeitabstand von 25 Sekunden aufgenommen. Beobachtet wurde in der nichtmagnetischen Fe I Linie 543.4 nm, deren Entstehungsbereiche die gesamte Photosphäre und die untere Chromosphäre abdecken.

Breitbandige und schmalbandige Daten wurden exakt simultan aufgenommen und mit Speckle-Methoden rekonstruiert. Aus den Breitband-Daten ergibt sich durch Anwendung von Korrelations- und Entzerrungs-Mechanismen ein dreidimensionaler Datensatz der Intensitäten $I(x,y,t)$. Die spektrale Bandbreite des einfallenden Lichts wurde für die Schmalband-Daten mit Hilfe eines schmalbandigen Interferenzfilters und zwei Fabry-Perot-Interferometern reduziert. Somit konnten an verschiedenen Wellenlängen-Positionen Bilder aufgenommen werden. In der Nähe des Linienzentrums sind Geschwindigkeitsbilder und daraus ein dreidimensionaler Geschwindigkeits-Datensatz $v(x,y,t)$ bestimmt worden. Um Aussagen darüber zu machen, welche Höhenbereiche zum Geschwindigkeitssignal beitragen, sind Response-Funktionen berechnet worden. Mit Linearkombinationen dieser Funktionen und Anwendung auf die Daten kann der Höhenbereich eingegrenzt werden. Aus dem resultierenden Datensatz ist mit Hilfe der Wavelet-Analyse, die zuvor mit synthetischen Daten getestet wurde, das kurzperiodische Power zwischen 50 und 100 Sekunden berechnet worden. Durch Aufaddierung des Powers P ergibt sich ein dreidimensionaler Datensatz $P(x,y,t)$. Weil die Schmalband-Daten exakt simultan mit den Breitband-Daten aufgenommen und später korreliert wurden, kann $P(x,y,t)$ mit den Breitband-

Daten, die Granulation zeigen, verglichen werden. Da die kurzperiodischen Wellen, die in der Konvektionszone erzeugt werden, etwa 75 Sekunden brauchen, um die untere Chromosphäre zu erreichen, wird diese Zeit für den Vergleich von Granulationsbild und Geschwindigkeitspower berücksichtigt.
Im Folgenden sollen die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit kurz aufgeführt werden:

- Kurzperiodische, akustische Wellen im Bereich von 50 bis 100 Sekunden existieren in der Sonnenatmosphäre.
- Diese Wellen sind nicht zu jeder Zeit und nicht an jedem Ort zu finden, aber wenn sie auftreten, dann bevorzugt über dem Intergranulum.
- Die Entwicklung einzelner Granulen und das damit korrelierte Geschwindigkeits-Power kann mit den hochaufgelösten Daten untersucht werden. Es gibt z. B. Granulen, die starke Abströmungen an den Rändern haben oder wie kollabierende Granulen aussehen. Über diesen Abströmungen ist in höheren Schichten Geschwindigkeits-Power zu finden, das mehrere Minuten lang vorhanden ist.
- Als untere Grenze für den akustischen Energiestrom in die Chromosphäre ergibt sich für die gemessenen Geschwindigkeiten im Bereich von 50 bis 120 Sekunden:

$$F_{\mathrm{ac}} = \rho \left\langle v^2 \right\rangle c_{\mathrm{s}} \approx 9 \cdot 10^2 \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}$$

- Berücksichtigt man, dass das gemessene Doppler-Signal sehr verschmiert ist und die Amplituden der Wellen verringert sind, ergibt sich ein höherer Energiestrom, der ausreicht, um die Strahlungsverluste der ruhigen Chromosphäre zu decken.

Um die im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse noch weiterzuführen, können weitere dreidimensionale Datensätze aus unterschiedlichen Höhen der Sonnenatmosphäre untersucht werden. Damit lässt sich vielleicht feststellen, welchen Amplitudenzuwachs die Wellen mit zunehmender Höhe haben. Mit der Berechnung von Intensitäts-Response-Funktionen kann auch für die Intensitäts-Daten eine Höheneingrenzung vorgenommen werden.

Auch auf technischer Seite sind noch viele Verbesserungen möglich. Das schon im Bau befindliche deutsche Sonnenteleskop GREGOR mit einem Spiegeldurchmesser von 1.5 m wird eine bessere räumliche Auflösung liefern. Die Anwendung von adaptiver Optik führt zu besserer Datenqualität, weil Seeing-Effekte schon vor der Datenaufnahme berücksichtigt werden. Mit dem Einbau eines neuen schmalbandigen FPIs, das eine automatische Stabilisierung besitzt,

wird die effektive Finesse während der Beobachtungen nicht absinken. Damit wird bei gutem Seeing das Aufnehmen langer Zeitserien möglich.

Mit neuen CCD-Kameras, Controllern und PCs können die Aufnahme- und Speicher-Zeiten deutlich verkürzt und gleichzeitig das Bildfeld vergrößert werden. Damit können Zeitserien mit einem Zeitabstand von bis zu zehn Sekunden aufgenommen werden, so dass die Untersuchung von Wellen mit kürzeren Perioden (bis zu 20 Sekunden) möglich wird. Vielleicht werden dann die sägezahnförmigen Veränderungen der Geschwindigkeit (Schocks) sichtbar.

Abschließend sei noch bemerkt, dass das Ergebnis dieser Arbeit auch für andere Sterne späten Spektraltyps, die Chromosphären besitzen, von großer Bedeutung ist, weil die kurzperiodischen Schallwellen auch in diesen Sternen existieren müssen.

Literaturverzeichnis

[Al 1996] **Al, N., 1996:** *Untersuchung der solaren chromosphärischen Oszillationen mit einem zweidimensionalen Spektrometer.* Dissertation, Universität Göttingen

[Athay 1976] **Athay, R.G., 1976:** *The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun.* Reidel, Dordrecht (Holland)

[Bendlin et al. 1992] **Bendlin, C., Volkmer, R., Kneer, F., 1992:** *A new instrument for high resolution, two-dimensional solar spectroscopy.* A&A 257, 817

[Biermann 1948] **Biermann, L., 1948:** *Über die Ursache der chromosphärischen Turbulenz und des UV-Exzesses der Sonnenstrahlung.* Zeitschrift für Astrophysik, 25, 161

[Blatter 1998] **Blatter, C., 1998:** *Wavelets - Eine Einführung.* Vieweg. Braunschweig/Wiesbaden

[Born & Wolf 1999] **Born, M., Wolf, E., 1999:** *Principles of Optics.* 7th (expanded) edition. University Press, Cambridge

[Bray & Loughhead 1974] **Bray, R.J., Loughhead, R.E., 1974:** *The solar chromosphere.* Chapman and Hall, London

[Brault & Neckel 1987] **Brault, J.W., Neckel, H., 1987:** *Spectral Atlas of Solar Absolute Disk-Averaged and Disc-Center Intensities from 3290 to 12510 Å.* Daten-Kopie aus der IDL-Bibliothek

[Brault & White 1971] **Brault, J.W., White, O.R., 1971:** *Analysis and Restoration of Astronomical Data via the Fast Fourier Transform.* A&A 13, 169

[Brigham 1982] **Brigham, O., 1982:** *FFT. Schnelle Fourier-Transformation*. R. Oldenbourg Verlag, München

[Burke Hubbard 1997] **Burke Hubbard, B., 1997:** *Wavelets. Die Mathematik der kleinen Wellen.* Birkhäuser Verlag, Basel

[Carlsson & Stein 1995] **Carlsson, M., Stein, R.F., 1995:** *Does a Nonmagnetic Solar Chromosphere Exist?* ApJ 440, L29

[Carlsson & Stein 1997] **Carlsson, M., Stein, R.F., 1997:** *Formation of Solar Calcium H and K Bright Grains.* ApJ 481, 500

[de Boer 1993] **de Boer, C.R., 1993:** *Speckle-Interferometrie und ihre Anwendung auf die Sonnenbeobachtung.* Dissertation, Universität Göttingen

[Denker 1996] **Denker, C., 1996:** *Untersuchung der Feinstruktur von Sonnenflecken mit Methoden der Speckle-Interferometrie.* Dissertation, Universität Göttingen, Aktiv Druck Göttingen

[Deubner 1975] **Deubner, F.-L., 1975:** *Observations of low wavenumber nonradial eigenmodes of the sun.* A&A 44, 371

[Eibe et al. 2001] **Eibe, M.T., Mein, P., Roudier, Th., Faurobert, M., 2001:** *Investigation of temperature and velocity fluctuations through the solar photosphere with the Na I D lines.* A&A 371, 1128

[Farge 1992] **Farge, M., 1992:** *Wavelet Transform and their applications to turbulence.* Annu. Rev. Fluid Mech., 24, 395

[Fawzy et al. 2002a] **Fawzy, D., Rammacher, W., Ulmschneider, P., Musielak, Z.E., Stępień, K. , 2002:** *Acoustic and magnetic wave heating in stars. I. Theoretical chromospheric models and emerging radiative fluxes.* A&A 386, 971

[Fawzy et al. 2002b] **Fawzy, D., Ulmschneider, P., Stępień, K., Musielak, Z.E., Rammacher, W., 2002:** *Acoustic and magnetic wave heating in stars. II. On the range of chromospheric activity.* A&A 386, 983

[Fawzy et al. 2002c] **Fawzy, D., Stępień, K., Ulmschneider, P., Rammacher, W., Musielak, Z.E., 2002:** *Acoustic and magnetic wave heating in stars. III. The chromospheric emission – magnetic filling factor relation.* A&A 386, 994

[Fried 1966] **Fried, D.L., 1966:** *Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures.* Journal of the Optical Society of America, Volume 56, Number 10, 1372

[Gerthsen et al. 1989] **Gerthsen, C., Kneser, H.O., Vogel, H., 1989:** *Physik. Ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen.* Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 16. Auflage

[Haar 1909] **Haar, A., 1909:** *Zur Theorie der orthogonalen Funktionensysteme.* Dissertation, Universität Göttingen, Dieterich'sche Verlagsbuchhandlung

[Hirzberger 2003] **Hirzberger, J., 2003:** *Granulation and waves.* Astronomische Nachrichten 324, 4, 344

[Hoekzema et al. 1998] **Hoekzema, N.M., Brandt, P.N., Rutten, R.J., 1998:** *Small-scale topology of solar atmospheric dynamics. III. Granular Persistance and photospheric wave amplitudes.* A&A 333, 322

[Hoekzema et al. 2002] **Hoekzema, N.M., Rimmele, T.R., Rutten, R.J., 2002:** *Small-scale topology of solar atmospheric dynamics. V. Acoustic events and internetwork grains.* A&A 390, 681

[Holweger & Müller 1974] **Holweger, H., Müller, E.A., 1974:** *The photospheric barium spectrum - Solar abundance and collision broadening of BaII lines by hydrogen.* Solar Physics 39, 19

[Ireland et al. 1999] **Ireland, J., Walsh, R.W., Priest, E.R., Harrison, R.A., 1999:** *Wavelet Analysis of Active Region Oscillations.* A&A 347, 355

[Kaiser 1994] **Kaiser, G., 1994:** *A Friendly Guide to Wavelets.* Birkhäuser, Boston

[Keller & von der Lühe 1992] **Keller, C.U., von der Lühe, O., 1992:** *Solar speckle polarimetry.* A&A 261, 321

[Kneer & von Uexküll 1999] **Kneer, F., von Uexküll, M., 1999:** *Diagnostics and Dynamics of the Solar Chromosphere.* In: A. Hanslmeier, M. Meserotti (eds.), Motions in the Solar Atmosphere, Kluwer Academic Publishers, Niederlande

[Korff 1973] **Korff, D., 1973:** *Analysis of a Method for Obtaining Near-Diffraction-Limited Information in the Presence of Atmospheric Turbulence.* Journal of the Optical Society of America, Volume 63, Number 8, 971

[Koschinsky 2001] **Koschinsky, M., 2001:** *Spektroskopie und Polarimetrie kleinskaliger magnetischer Strukturen der Sonnenoberfläche mit Methoden der Bildrekonstruktion.* Dissertation, Universität Göttingen

[Krieg 1999] **Krieg, J., 1999:** *Bildrekonstruktion zweidimensionaler Spektrogramme zur Untersuchung der solaren Granulation.* Dissertation, Universität Göttingen

[Krieg et al. 1999] **Krieg, J., Wunnenberg, M. , Kneer, F., Koschinsky, M., Ritter, C., 1999:** *Height variation of the solar granulation.* A&A 343, 983

[Labeyrie 1970] **Labeyrie, A., 1970:** *Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images.* A&A 6, 85

[Leighton et al. 1962] **Leighton, R.B., Noyes, R.W., Simon, G.W., 1962:** *Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report.* ApJ 135, 474

[Lighthill 1952] **Lighthill, M.J., 1952:** *On sound generated aerodynamically. I. General theory.* Proceedings of the Royal Society of London, A 211, 564

[Lites et al. 1993] **Lites, B.W., Rutten, R.J., Kalkofen, W., 1993:** *Dynamics of the Solar Chromosphere. I. Long-period Network Oscillations.* ApJ 414, 345

[Löfdahl 1996] **Löfdahl, M.G., 1996:** *Phase diversity wavefront sensing and image restoration applied to high-resolution in solar observations.* Doctoral Dissertation, Stockholm

[Louis et al. 1998] **Louis, A.K., Maaß, P., Rieder, A., 1998:** *Wavelets. Theorie und Anwendungen.* B.G. Teubner, Stuttgart

[Marsh et al. 2002] **Marsh, M.S., Walsh, R.W., Bromage, B.J.I., 2002:** *A wavelet analysis of quasi-periodic variability across a solar coronal hole region.* A&A 393, 649

[Mein 1971] **Mein, P., 1971:** *Inhomogeneities in the solar atmosphere from the Ca II Infra-red lines.* Solar Physics 20, 3

[Moore et al. 1966] **Moore, C., Minnaert, M.G.J., Houtgast, J., 1966:** *The Solar Spectrum 2935Å to 8770Å. Second Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spectrum Wavelengths.* National Bureau of Standards, Monograph 61, Washington, D.C.

[November 1986] **November, L.J., 1986:** *Measurement of geometric distortion in a turbulent atmosphere.* Applied Optics 25, 3, 392

[Peréz Rodríguez & Kneer 2002] **Pérez Rodríguez, E., Kneer, F., 2002:** *Formation of granular intensity fluctuations on the Sun.* A&A 395, 279

[Proudman 1952] **Proudman, I., 1952:** *The generation of noise by isotropic turbulence.* Proceedings of the Royal Society of London, A 214, 119

[Rammacher & Ulmschneider 2002] **Rammacher, W., Ulmschneider, P., 2003:** *Time-dependent Ionization in Dynamic Solar and Stellar Atmospheres. I. Methods.* ApJ 589, 988

[Rast 1999] **Rast, M.P., 1999:** *The Thermal Starting Plume as an Acoustic Source.* ApJ 524, 462

[Rendtel 2001] **Rendtel, J., 2001:** *Oszillationen in der Chromosphären-Korona-Übergangsregion von Sonnenflecken.* Dissertation, Universität Potsdam

[Rimmele et al. 1995] **Rimmele, T.R., Goode, P.R., Harold, E., Stebbins, R.T., 1995:** *Dark Lanes in Granulation and the Excitation of Solar Oscillations.* ApJ 444, L119

[Schrijver 1987] **Schrijver, C.J., 1987:** *Magnetic structure in cool stars. XI. Relations between radiative fluxes measuring stellar activity, and evidence for two components in stellar chromospheres*. A&A 172, 111

[Schwarzschild 1948] **Schwarzschild, M., 1948:** *On Noise Arising from the Solar Granulation.* ApJ 107, 1

[Skartlien et al. 2000] S**kartlien, R., Stein, R.F., Nordlund, Å., 2000:** *Excitation of chromospheric wave transients by collapsing granules.* ApJ 541, 468

[Stein 1967] **Stein, R.F., 1967:** *Generation of acoustic and gravity waves by turbulence in an isothermal stratified atmosphere.* Solar Physics 2, 385

[Stix 2002] **Stix, M., 2002:** *The Sun. An Introduction.* 2nd Edition, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg

[Torrence & Compo 1998] **Torrence, C., Compo, G.P., 1998:** *A Practical Guide to Wavelet Analysis.* Bull. Amer. Meteor. Soc., 79, 61. Software erhältlich unter **http://paos.colorado.edu/research/wavelets**

[Ulmschneider 2002] **Ulmschneider, P., 2003:** *Review: The physics of chromospheres and coronae.* In: Lectures in Solar Physics, H.M. Antia, A Bhatnagar, P. Ulmschneider, Eds. Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, im Druck

[Ulmschneider & Kalkofen 2002] **Ulmschneider, P., Kalkofen, W., 2002:** *Heating of the Solar Chromosphere.* in: Dynamic Sun, B.N. Dwivedi, Ed., Cambridge University Press, im Druck

[Ulmschneider et al. 1996] **Ulmschneider, P., Theurer, J., Musielak, Z.E., 1996:** *Acoustic wave energy fluxes for late-type stars.* A&A 315, 212

[Ulrich 1970] **Ulrich, R.K., 1970:** *The Five-Minute Oscillations on the Solar Surface.* ApJ 162, 993

[Vernazza et al. 1981] **Vernazza, J.E., Avrett, E.H., Loeser, R., 1981:** *Structure of the Solar Chromosphere. III. Models of the EUV Brightness Components of the Quiet Sun.* ApJ Supplement Series 45, 635

[Volkmer 1995] **Volkmer, R., 1995:** *Hochauflösende zweidimensionale Spektro-Polarimetrie solarer Magnetfelder.* Dissertation, Universität Göttingen

[von der Lühe 1984] **von der Lühe, O., 1984:** *Estimating Fried's parameter from a time series of an arbitrary resolved object imaged through atmospheric turbulence.* Journal of the Optical Society of America A, Volume 1, 510

[von Uexküll & Kneer 1995] **von Uexküll, M., Kneer, F., 1995:** *Oscillations of the Sun's chromosphere. VII. K grains revisited.* A&A 294, 252

[Wedemeyer et al. 2003] **Wedemeyer, S., Freytag, B., Steffen, M., Ludwig, H.-G., Holweger, H., 2003:** *Hydrodynamic modelling of the non-magnetic solar atmosphere including generation and dissipation of acoustic waves.* A&A, eingereicht

[Weigelt 1977] **Weigelt, G., 1977:** *Modified Astronomical Speckle Interferometry ≫Speckle Masking≪.* Optics Communications, Volume 21, Number 1, 55

[Yi & Molowny Horas 1992] **Yi, Z., Molowny Horas, R. L. 1992:** in: *Proc. from LEST Mini-Workshop, Software for Solar Image Processing*, eds. Z. Yi, T. Darvann, R. Molowny Horas (Oslo: Institute of Theoretical Astrophysics), 69

Verzeichnis der Internet-Adressen

[1] http://www.iac.es/weather/otdata/
Observatorio del Teide (data from the GONG station)

[2] http://paos.colorado.edu/research/wavelets/
A Practical Guide to Wavelet Analysis;
With significance and confidence testing

[3] http://zeus.nascom.nasa.gov/~scott/wavelet.htm
Wavelet Transform Analysis of Chromospheric Time-series Data

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des Projekts „Dynamik der ruhigen und aktiven Sonnenatmosphäre” (KN 152/24-1 und KN 152/24-2) von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördert.

Lebenslauf

Name: Maren Wunnenberg
Geburtstag: 05.03.1974
Geburtsort: Göttingen
Staatsangehörigkeit: deutsch
Eltern: Heike Wunnenberg, geb. Lindner und Hans Wunnenberg
Familienstand: verheiratet

Schulbildung:

1980 - 1984: Grundschule Krankenhagen
1984 - 1986: Orientierungsstufe I Rinteln
1986 - 1993: Gymnasium Ernestinum Rinteln
Mai 1993: Abitur

Sommer-Aupair: Juni - August 1993 in Birmingham

Studium:

September 1993: Mathematisches Propädeutikum in Göttingen
Wintersemester 1993: Beginn des Studiums Mathematik und Physik für Lehramt an Gymnasien in Göttingen
Oktober 1995: Zwischenprüfung Mathematik
April 1996: Zwischenprüfung Physik
8. Dezember 1999: 1. Staatsprüfung für das Lehramt an Gymnasien (Mathematik und Physik)

Promotion:

Seit 1.2.2000 bin ich als wissenschaftliche Mitarbeiterin an der Universitäts-Sternwarte Göttingen angestellt. Während dieser Zeit war ich achtmal zu Beobachtungs- und Justieraufenthalten am Observatorio del Teide (Teneriffa).