

Zweidimensionale Spektroskopie solarer Feinstruktur in der ruhigen Chromosphäre

Diplomarbeit

eingereicht am
Institut für Physik und Astronomie
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
Universität Potsdam

von
Antonio Recuenco-Muñoz

am
30. Oktober 2009

Betreuer: Prof. Dr. Klaus G. Strassmeier
Zweitgutachter: Prof. Dr. Wolf-Rainer Hamann

Inhaltsverzeichnis

Einführender Überblick	1
1 Die Feinstruktur der ruhigen Sonne	4
1.1 Minifilamente	4
1.2 Kurzlebige magnetische Regionen	6
1.3 Auslöschung des magnetischen Flusses	8
2 Teleskop und Instrumente	10
2.1 Das Richard B. Dunn Sonnenteleskop	10
2.2 Zweidimensionale Spektroskopie	13
2.2.1 Vielstrahlinterferenz und Spektroskopie	15
2.2.2 Das Fabry-Pérot Interferometer	17
2.3 Adaptive Optik	21
3 Beobachtungen und Datenauswertung	24
3.1 Beobachtungen	24
3.2 Datenkalibration	25
3.3 Korrektur der (differentiellen) Bildbewegung	27
3.4 Die Methode des spektralen Quotienten	30
3.5 Bildrekonstruktion mit Methoden der Speckle Interferometrie	32
3.6 Messung der horizontalen Eigenbewegungen	34
3.7 Entfaltung von schmalbandigen Filtergrammen	36
3.8 Polarimetrie	37
4 Ergebnisse	39
4.1 Neu auftauchender magnetischer Fluss am 26. Mai 2008	39
4.1.1 Horizontale Geschwindigkeitsfelder	41
4.1.2 Bildgebende Spektroskopie chromosphärischer Absorptionslinien	43
4.1.3 Photosphärisches Magnetfeld	49
4.2 Minifilament I am 25. Mai 2008	51
4.2.1 Horizontale Geschwindigkeitsfelder	51
4.2.2 Bildgebende Spektroskopie chromosphärischer Absorptionslinien	51
4.2.3 Photosphärisches Magnetfeld	56
4.3 Minifilament II am 25. Mai 2008	59
4.3.1 Horizontale Geschwindigkeitsfelder	62
4.3.2 Bildgebende Spektroskopie chromosphärischer Absorptionslinien	64
4.3.3 Photosphärisches Magnetfeld	66
4.4 Ausblick	68

Abkürzungen	72
Abbildungsverzeichnis	72
Tabellenverzeichnis	79
Literaturverzeichnis	80
Danksagung	84
Lebenslauf	85

Einführender Überblick

Die Sonne ist der Himmelskörper mit dem größten Einfluß auf unser Leben. Sie ist seit jeher erforscht worden — die Beobachtung ihrer Positionen am Himmel bereits in der Frühgeschichte wird durch archäologische Funde dokumentiert (Ruggles & Murdin, 2000). Kurz nach der Erfindung des Teleskops wurden dunkle Flecken auf ihrer Oberfläche zuerst durch Galileo entdeckt und seither stets beobachtet bis zu ihrer Systematisierung zwei Jahrhunderte später. Position und Bewegungen von Sonnenflecken werden im Schmetterlingsdiagramm dargestellt, in dem ein 11-jähriger Zyklus abzulesen ist. Das Auftauchen von Flecken auf der Sonnenoberfläche wird durch mehrere empirische Zahlen ausgedrückt (insbesondere die Wolfsche Zahl). Die Entwicklung der Spektroskopie im 19. Jahrhundert fand auch bei der Sonne eine frühe Anwendung, die so wichtige Ergebnisse wie die Entdeckung des Heliums für die Wissenschaft lieferte (Kippenhahn, 1990).

Jedoch hat sich die Sonnenforschung noch nie so schnell entwickelt wie in der heutigen Zeit. Die Erfindung entscheidender Instrumente (z.B. der Spektroheliograph) und die rasche Entwicklung der Physik seit dem späten 19. Jahrhundert ermöglichte die Geburt der Sonnenphysik wie sie heute betrieben wird. Aus der detaillierten Messung der Vorgänge auf ihrer Oberfläche und in ihrer Atmosphäre wird die Beschreibung physikalischer Vorgänge nicht nur in diesen Bereichen abgeleitet, sondern für den gesamten Stern. Revolutionäre Fortschritte in der Physik (vor allem Strahlungstransport und Magnetohydrodynamik), immer feinere Apparaturen und vor allem die Entwicklung von Weltraummissionen haben neue Blickweisen auf die Sonne eröffnet (Zirker, 2001). Immer leistungsfähigere Computer und immer größere Datenspeicher ermöglichen desweiteren eine immer schnellere Auswertung der Beobachtungen.

In der modernen Sonnenphysik wird somit eine Vielzahl von Instrumenten und Techniken verwendet, um eine große Fülle von Informationen zu gewinnen, die uns die Sonne liefert. Ziel dieser Diplomarbeit ist es, viele von diesen heutzutage für die Sonnenforschung unentbehrlichen Methoden kennenzulernen bzw. sich anzueignen. Das ist durch die Erforschung eines Gebietes der ruhigen Sonne erfolgt. Meine Auswertung von Beobachtungsdaten hat zu weiteren Kenntnissen über die solaren Feinstruktur geführt. Insbesondere sind Minifilamente und neu auftauchender magnetischer Fluss (*engl.* emerging flux regions, EFRs) Gegenstand der Arbeit.

Für diese Arbeit habe ich auf Beobachtungen der ruhigen Sonne zurückgegriffen, die mit dem Dunn Solar Telescope (DST) am National Solar Observatory (NSO) in Sacramento Peak, New Mexico, am 25. und 26. Mai 2008 durchgeführt wurden. Durch die Auseinandersetzung mit dem Aufnahme-prozeß der Bilder habe ich mich mit den Aspekten beschäftigt, die für die Gewinnung von aussagekräftigen Daten berücksichtigt werden müssen. Hierbei geht es vor allem um die spezifischen Charakteristiken eines Sonnentel-skops, und den negativen Einfluß der Turbulenz in der Erdatmosphäre auf die Bildqualität (*engl.* seeing). Auch wurde die Korrektur dieser Störungen behandelt, sowohl durch den sinnvollen Bau des Teleskops und die Wahl geeigneter Detektoren (CCDs) als auch durch die Anwendung von Techniken der adaptiven Optik, insbesondere der hier verwendeten Shack-Hartmann Methode.

Diese beiden Beobachtungstage haben insgesamt Aufnahmen von drei verschiedenen Regionen der ruhigen Sonne geliefert: einer EFR am 25. Mai und zwei verschiedenen Minifilamenten am 26. Mai 2008. Diese sind in verschiedenen Spektralbereichen aufgenommen worden: im chromosphärischen G-Band (Zentralwellenlänge von 430,5 nm) zur Lokalisierung der erwünschten Strukturen und in drei ausgewählten Linien zur spektropolarimetrischen Analyse. Das sind die chromosphärischen Linien $H\alpha$ ($\lambda 656,3$ nm) und $Ca II$ ($\lambda 854,2$ nm) und die photosphärische $Fe I$ Linie ($\lambda 630,15$ nm). Eine hohe spektrale Auflösung wurde durch die Anwendung eines sehr leistungsfähigen Spektrometers erreicht, d.h. es wurde das *Interferometric Bidimensional Spectrometer* (IBIS) benutzt. Für ein volles Verständnis seiner Arbeitsweise habe ich mich mit den Prinzipien der Vielstrahlinterferenz und des Fabry-Pérot Interferometers vertraut gemacht.

Bevor aber Wissenschaft mit diesen Daten gemacht werden konnte, mußte ich in den ausgewählten Bildern zunächst die atmosphärisch bedingten Verzerrungen korrigieren. Dafür habe ich verschiedene Rekonstruktionsmethoden kennengelernt und dann ausgeführt. Nach der Kalibrierung der Rohdaten habe ich die verschiedenen Seeing-Effekte nacheinander korrigiert: zuerst den Bildversatz, danach die differentielle Bildbewegung und letztendlich die kleinskaligen Bildstörungen (*engl.* blurring). Hier habe ich mich insbesondere mit den Begriffen von Kontrast und Isoplanatismus befasst, und mich mit der Kreuzkorrelation als vielseitigem wissenschaftlichem Werkzeug auseinandergesetzt. Die Bildrekonstruktion wurde mit der Anwendung von der Speckle Masking Methode auf die Zeitserien von Bildern im G-Band und von einem Entzerrungsalgorithmus (*engl.* destretching) auf die Schmalbandbilder (Filtergramme) abgeschlossen.

Nachdem ich mit den verschiedenen Erscheinungsformen kleinskaliger Magnetfelder in der ruhigen Sonne, und auch mit deren zeitlichen Entwicklung vertraut gemacht habe, habe ich in dieser Arbeit gelernt, eine systematische wissenschaftliche Datenanalyse durchzuführen. Die Geschwindigkeits- und Magnetfelder in den beobachteten Regionen konnte ich nach Anwendung vom *Local Correlation Tracking* (LCT) Algorithmus und einem von Dr. Alexandra Tritschler am NSO entwickelten spezifischen Spektropolarimetrie-code quantitativ analysieren. Dadurch konnte ich Rückschlüsse über die Dynamik der beobachteten Phänomene und ihrer magnetischen Konfiguration gewinnen. Die Arbeit hat mir weiterhin einen tieferen Einblick in die Multispektralanalyse der Sonne ermöglicht.

Die wissenschaftliche Zielsetzung dieser Diplomarbeit hat aber auch eigene Bedeutung. Die bis vor kurzem schwer detektierbaren kleinskaligen Phänomene auf der Sonne, die hier beschrieben werden (EFRs und Minifilamente) können zusammen mit weiteren Phänomenen wie ephemeralen Regionen dazu beitragen, in der Sonnenforschung noch offene Fragen zu beantworten. Folgende Fragen standen im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit:

- EFRs werden als magnetische Schleifen erklärt, die von der Konvektionszone her durch die Photosphäre aufsteigen. Die Bündel von $H\alpha$ Filamenten zwischen den beiden Polen dieser Region (*engl.* arch filament systems, AFS), beziehungsweise die Geschwindigkeiten der aufsteigenden Flussröhren unterstützen dieses Bild. Es stellt sich die Frage, wie aus dieser Situation eine magnetische Konfiguration entsteht, die die Bildung von Minifilamenten entlang der Neutrallinie zwischen den EFR Polen ermöglicht.
- Weitere Fragen betreffen die Prozesse, die für ihre Entwicklung und Dynamik verantwortlich sind. Diskutiert wird insbesondere die Enbringung von Materie in ein Minifilament, und die Rolle der Bewegungen seiner Fußpunkte (*engl.* footpoint shuffling) bei der Freisetzung von Energie, die z.B. in einer Eruption des Minifilaments enden kann. Der Einfluss des umgebenden Magnetfelds ist dafür ein Schlüsselpunkt.

- Am Ende ihrer Existenz können Minifilamente entweder einfach mit dem Hintergrund der ruhigen Sonne verschmelzen oder es kommt zu einer Eruption. Während nach der Eruption großskaliger Filamente Strahlungsausbrüche (*engl.* flares) und koronale Massenauswürfe (*engl.* coronal mass ejections, CMEs) folgen können, stellt sich die Frage nach dem Einfluss eruptiver Minifilamente. Gibt es ein Skalierungsgesetz zwischen groß- und kleinskaligen Filamenten?
- Minifilamente können sich in Gebieten gemischter Polarität befinden, die in aktiven, äquatornahen Breiten liegen. Sie können aber auch bei der magnetischen Inversionslinie entstehen, die diese aktiven Gebieten von den unipolaren Gebieten in den Polregionen der Sonne trennt (*engl.* polar crown filaments). Wie unterscheiden sich beide Typen von Minifilamenten?

Kapitel 1

Die Feinstruktur der ruhigen Sonne

Die ruhige Sonne besitzt trotz ihres Namens eine ganze Fülle von kleinskaligen Phänomenen, die beispielsweise in der starken chromosphärischen Absorptionslinie $H\alpha$ ($\lambda 656,3$ nm) erkennbar sind. Auch wenn diese Strukturen nicht die hohen Magnetfelder von Flecken aufweisen, sind sie doch für die Aktivität in den oberen Schichten der Sonne verantwortlich, wobei Gebiete entgegengesetzter Polarität eine wichtige Rolle spielen. Solche bipolare Erscheinungen stehen im Zusammenhang mit dem Phänomen der Auslöschung des magnetischen Flusses (*engl.* cancellation). Magnetische Elemente unterschiedlicher Polarität bewegen sich scheinbar aufeinander zu. Das kann auf magnetische Rekonnexion hinweisen. Es ist aber auch möglich, die Durchstoßpunkte einer aufsteigenden U-förmigen, beziehungsweise absteigenden \cap -förmigen Flussschleife zu beobachten. Nach diesem Prinzip werden bei kurzlebigen magnetischen Regionen (*engl.* ephemeral regions, ERs) vielfältige Wechselwirkungen mit magnetischem Fluss in ihrer Umgebung beobachtet. ERs können insbesondere eine Magnetfeldkonfiguration erzeugen, in der Minifilamente entstehen. Ihre weitere Erforschung ist Gegenstand dieser Diplomarbeit.

1.1 Minifilamente

Bei der Beobachtung der Chromosphäre, wie zum Beispiel in der $H\alpha$ Linie, fallen sowohl in ruhigen als auch in aktiven Gebieten sogenannte Minifilamente auf (Wang *et al.*, 2000). Mit einer durchschnittlichen Länge von 20 Mm, einer Dicke von etwa 2 Mm und einer Fläche von 10^7 km² sind diese Strukturen als dunkle, längliche und relativ kleine Plasmabögen zu erkennen. Sie befinden sich bevorzugt in der Nähe von kleinskaligen bipolaren oder multipolaren Magnetfeldern. In der Regel liegen sie über der magnetischen Neutrallinie zwischen Gebieten mit entgegengesetzter Polarität. Es kommt aber auch manchmal vor, dass sie beide Regionen verbinden. Ihre relativ kurze Lebensdauer (weniger als eine Stunde) erschwert ihre Detektion und die Verfolgung ihrer zeitlichen Entwicklung. Wang *et al.* (2000) fanden in Zeitserien von räumlich hochaufgelösten $H\alpha$ Filtergrammen 88 Minifilamente in 13-stündiger Beobachtungszeit. Dies entspricht einer Anzahl von 6.200 Minifilamenten auf der Sonnenoberfläche pro Tag. Dieser Wert ist allerdings um einen Faktor 10 größer als in der Arbeit von Hermans & Martin (1986), was auf eine höhere Auflösung zurückgeführt wurde. Als eruptive Minifilamente wurden Objekte aufgezählt, die in ihrer Entwicklung deutliche Verdunklung, Expansion und laterale Beschleunigung gezeigt haben.

Minifilamente entstehen aus ähnlichen magnetischen Konfigurationen wie andere kleinskalige chromosphärische Strukturen, wie z.B. Makrospikulen, kleine punktförmige Flares im Röntgenbereich (*engl.* X-ray blinkers) oder kurzlebige magnetische Regionen. Daher werden sie häufig mit ihnen in Verbindung gebracht. Durch das Gleichgewicht zwischen magneti-

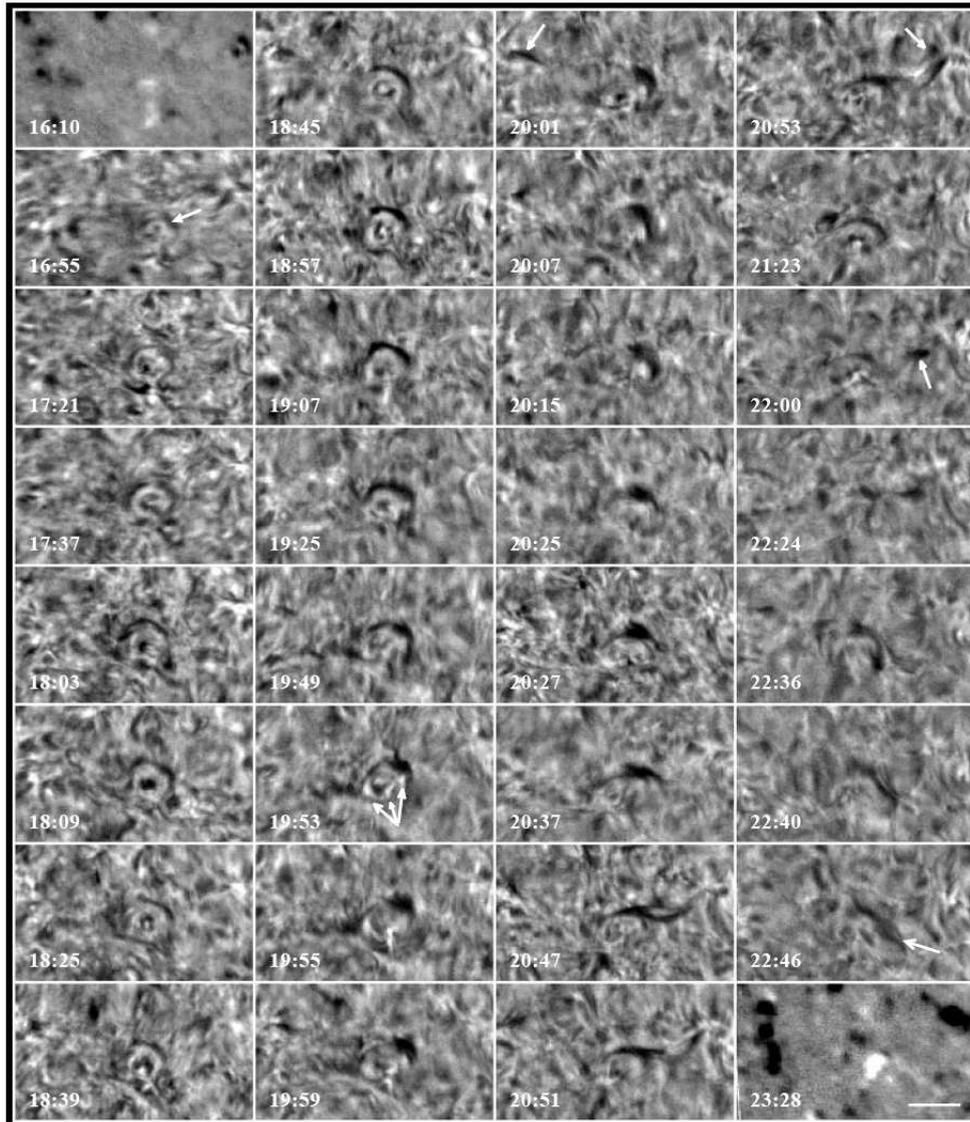


Abbildung 1.1: Die Entwicklung eines bogenförmigen Minifilaments (weißer Pfeil um 16:55 UT) wird in dieser Sequenz von Filtergrammen verfolgt. Der Unterschied in der magnetischen Konfiguration vor und nach der Erscheinung des Minifilaments wird in den beiden Magnetogrammen am Anfang (16:10 UT) und am Ende (23:28 UT) der Zeitserie verdeutlicht. Dunkle und helle Gebiete besitzen unterschiedliche magnetische Polarität. Der weiße Skalenstrich unten rechts entspricht $20''$.

Bildquelle: Abbildung 2 in Wang *et al.* (2000)

scher Spannung in eingedellten Flussröhren und der auf das relativ kühle Plasma einwirkenden Schwerkraft werden Minifilamente praktisch in den magnetischen Feldlinien in der Chromosphäre bzw. unteren Korona aufgehängt. Wenn photosphärische Plasmabewegungen dieses Gleichgewicht destabilisieren, kann es zu Eruptionen von Minifilamenten kommen. Die Eruption eines Minifilaments startet in der Regel mit einer lateralen Verschiebung und Expansion des Bogens. Dann bricht dieser Bogen auf und seine Enden verschwinden. Die eruptive Phase dauert insgesamt etwa 30 Minuten. Viele eruptive Minifilamente sind mit Orten des magnetischen Feldes verbunden an denen sich bipolare Gebiete gegenseitig auslöschen, d.h. das Filament liegt über der magnetischen Neutrallinie. Es reicht aber auch aus, wenn nur ein Fußpunkt darauf liegt.

Minifilamente zeigen nach Wang *et al.* (2000) verschiedene Entwicklungsmuster. Das häufigste ist die komplette Eruption nach Öffnung der Flussröhre nahe seines höchsten Punktes (siehe

Abbildung 1.1): Minifilamente wachsen längs der Neutrallinie zwischen zwei Regionen unterschiedlicher Polarität, meistens senkrecht zum transversalen Feld, und werden dann mehrfach aktiviert, d.h. sie verdunkeln und verbreitern sich, um dann über ihre Umgebung aufzusteigen. In Abbildung 1.1 erfolgt die Aktivierung des Minifilaments um 19:53 UT. Der nächste Schritt ist ein Bruch am höchsten Punkt des Minifilaments, der dabei heller wird. Die Auslöschung des Magnetfeldes und sehr kleine, fast punktförmige Flares können dann detektiert werden. An beiden Enden wird nun die im Filament enthaltene kühle Materie herausgeschleudert (um 20:01 UT und um 21:53 UT). Nach Ablauf dieser Sequenz können ähnliche Minifilamente erneut an der gleichen Stelle entstehen. In Abbildung 1.1 sind solche neuen Filamente um 21:23 UT und vor 22:36 UT zu sehen. Hier werden kurze Zeit später Ejektionen beobachtet (um 22:00 UT und 22:46 UT).

Da Minifilamente und die ihnen zugrunde liegenden magnetischen Konfigurationen selbst in kleinen Bildfeldern untersucht werden können, erweist sich ihre Beobachtung mit IBIS als vorteilhaft. Räumlich, zeitlich und spektral hochaufgelöste Information kann so mittels zweidimensionaler Spektropolarimetrie zum Vergleich mit theoretischen Modellen gewonnen werden. In dieser Arbeit wird diese Technik zum ersten Mal auf die Beobachtung eines eruptives Minifilamentes angewandt. Dies ermöglicht einen detaillierten Einblick in die Wechselwirkung von Plasmaströmungen und Magnetfeld, sowie in die daraus resultierenden eruptiven Energiefreisetzungsprozesse. Die gesamte dabei freigesetzte kinetische Energie liegt für ein Minifilament mit einer abgeschätzte Masse von 10^{10} kg in der Größenordnung von 10^{18} J (Wang *et al.*, 2000). Minifilamente schleudern Materie sowohl in die höher gelegene Korona als auch in nebenliegende Netzwerkelemente hinein. Daher sind sie wichtig für Materie- und Energietransport in der Chromosphäre. In diesem Kontext sind sie mit den kurzlebigen magnetischen Regionen eng verbunden.

1.2 Kurzlebige magnetische Regionen

Kurzlebige magnetische Regionen (ERs) sind kleine Gebiete, die meistens eine bipolare magnetische Konfiguration haben. Bis auf Einzelfälle bilden sie keine Flecken oder Poren. Im Durchschnitt entstehen während des Minimums des Sonnenzyklus etwa 100 ERs pro Tag, die eine nahezu homogene räumliche Verteilung zwischen 30° N und 30° S aufweisen (Hagenaar, 2001). Sie können aber auch manchmal in extremeren Breiten auftauchen (zwischen 55° N und 55° S). ERs liegen bevorzugt in der Nähe der Ränder von Supergranulen (Harvey *et al.*, 1999).

Laut Harvey & Martin (1973) beträgt die mittlere Lebensdauer von ERs etwa zwei Tage, jedoch hat diese Zahl mit steigender Meßgenauigkeit abgenommen. Title (2000) gibt beispielsweise Lebensdauern von unter drei Stunden an. ERs entstehen sowohl in der ruhigen als auch in der aktiven Sonne. Ihre Häufigkeit verdoppelt sich während des Aktivitätsmaximums. Dennoch sind ERs in der aktiven Sonne neben viel grösseren Strukturen schwer erkennbar. Die Beobachtung von ERs ist weiterhin aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer schwierig. Darüber hinaus stehen in H α Filtergramme Phänomene wie Plages und Fibrillen im Vordergrund. Eine Momentaufnahme der magnetischen Aktivität in der ruhigen Sonne gibt Abbildung 1.2.

ERs entstehen als eine bipolare Einheit, wobei die beiden Pole nicht unbedingt gleichzeitig auftreten müssen. In ihrer Entstehungsphase werden sie meistens im Innenbereich von den Zellen des chromosphärischen Netzwerks detektiert. Ihre ursprüngliche Größe beträgt etwa $8,9 \times 10^3$ km entlang ihrer längsten Achse (Hagenaar, 2001). Zunächst wachsen beide Pole der ER und entfernen sich gleichzeitig voneinander, mit Geschwindigkeiten von etwa $2,3 \text{ km s}^{-1}$. Manchmal kommt sogar eine Fragmentation der wachsenden ER in eine Konfiguration von kleinen magnetischen Regionen vor. Die Länge der ER nimmt so bis zum Durchschnittswert

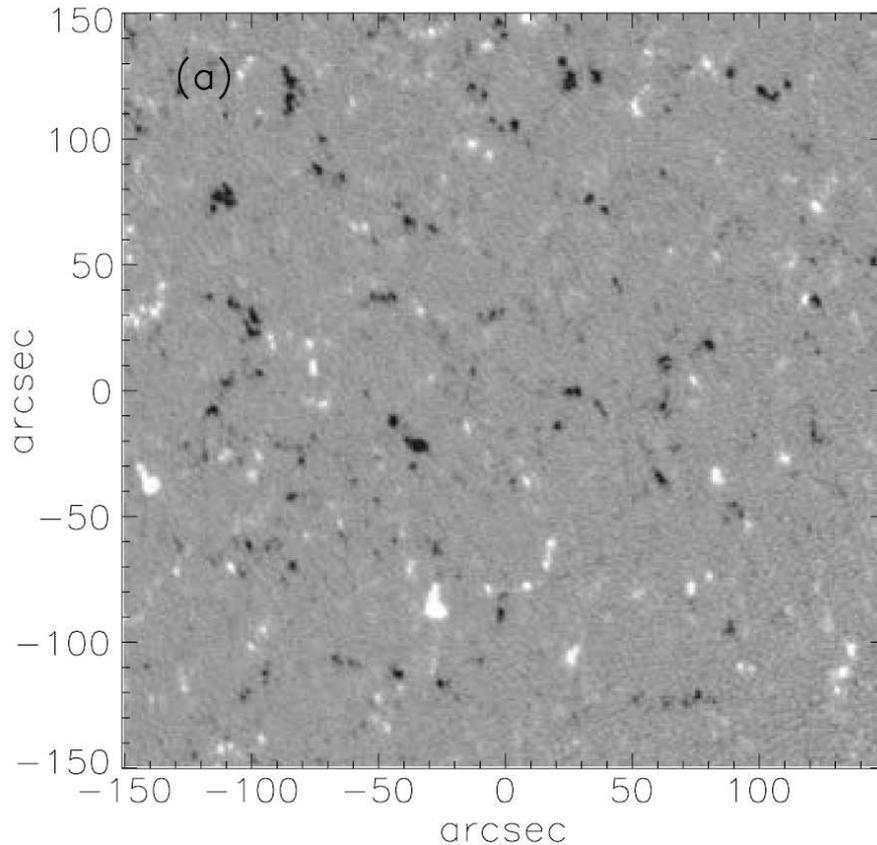


Abbildung 1.2: Dieses hochaufgelöste Magnetogramm der ruhigen Sonne wurde am 27. Februar 1997 mit dem Michelson Doppler Interferometer (MDI) aufgenommen. Dieses Bild ist das Mittel aus fünf einzelnen Magnetogrammen, die in einem Zeitabstand von einer Minute aufgenommen wurden. Die Grauwerte decken den Bereich von ± 100 G ab. Supergranulen können grob erkannt werden. Sie sind von dichteren Konzentrationen magnetischer Flusselementen umrandet.

Bildquelle: Abbildung 1a in Longcope & Parnell (2009)

von $2-4 \times 10^4$ km zu (Martin & Harvey, 1979). Dabei steigt der magnetische Fluss Φ exponentiell an. Hagenaar (2001) gibt als kleinsten Wert $2,6 \times 10^{18}$ Mx an. Mit einer Zuwachsrate von $2,6 \times 10^{15}$ Mx s^{-1} nimmt der Fluss zu, wobei Maximalwerte von $\Phi \approx 4,1 \times 10^{20}$ Mx beobachtet wurden. Ein Mittelwert von $1,1 \times 10^{19}$ Mx wird abgeschätzt. Die Anlagerung von magnetischem Fluss geschieht analog zu großskaligen Regionen der aktiven Sonne. Der für die Entstehung von ERs nötige magnetische Fluss wird aus benachbarten Regionen genommen.

ERs zeigen spezielle Merkmale, die sie von anderen bipolaren Regionen unterscheiden. Nur 60% der ERs zeigen die für bipolare aktive Regionen erwartete Orientierung. Eine ER entsteht im Inneren einer Supergranule. Während sich ihre beiden Pole mit der konvektiven Bewegung der Supergranule auseinander bewegen und sich den Rändern der Supergranule (dem sogenannten Netzwerk) nähern, kann sich jeder Pol mit umgebendem magnetischen Fluss gleicher Polarität zusammensetzen, oder anders herum mit Elementen entgegengesetzter Polarität auslöschen. Demzufolge verschwinden ERs nicht als Einheit wie im allgemeinen Fall der Feldauslöschung für bipolare Regionen. Eine ER kann sogar in einem Gebiet verschwinden, wobei der gesamte magnetische Fluss zunimmt. Infolge dieser Wechselwirkung der ER Pole mit ihrer Umgebung folgert man unter der Annahme einer gleichmäßigen Verteilung der ERs auf der Sonne eine kürzere Lebensdauer für ERs in der Nähe von Aktivitätszentren oder Netzwerkelementen. Einen detaillierten Überblick gibt Livi *et al.* (1985).

Die Wechselwirkung mit lokalen Feldern führt so zur Rotation der bipolaren Region und letztendlich zu deren Vernichtung. Dies geschieht entweder durch Auslöschung des magnetischen Feldes oder durch ein Abtauchen der Flussröhre in die Photosphäre oder durch ein Aufsteigen der Flussröhre in die Chromosphäre. Der durch die ERs eingebrachte magnetische Fluss lagert sich in das Netzwerk ein. Nach 14 Stunden können ERs den gesamten magnetischen Fluss des Netzwerks ersetzen. Aus dieser recht kurzen Zeitskala wird die Signifikanz von ERs für die Sonnenaktivität ersichtlich.

1.3 Auslöschung des magnetischen Flusses

Der magnetische Fluss taucht als bogenförmige Flussröhren aus der Photosphäre auf. Die Bögen ragen in die Sonnenatmosphäre hinein (siehe Abbildung 1.3). Kleinskalige und kurzlebige bipolare Magnetfelder (ERs) tauchen häufig im Zellinneren von Supergranulen auf und bewegen sich daraufhin zu den Rändern der Supergranule. Regionen, in denen neue Magnetfelder beobachtet werden (*engl.* emerging flux regions, EFRs) sind hingegen langlebiger, oft sind sie sogar die Vorläufer von Sonnenflecken. Sonnenflecken entstehen durch Akkretion von magnetischen Flusselementen. Diese häufen sich vor allem an den Vertizes zwischen mehreren Supergranulen an (siehe Abbildung 1.2).

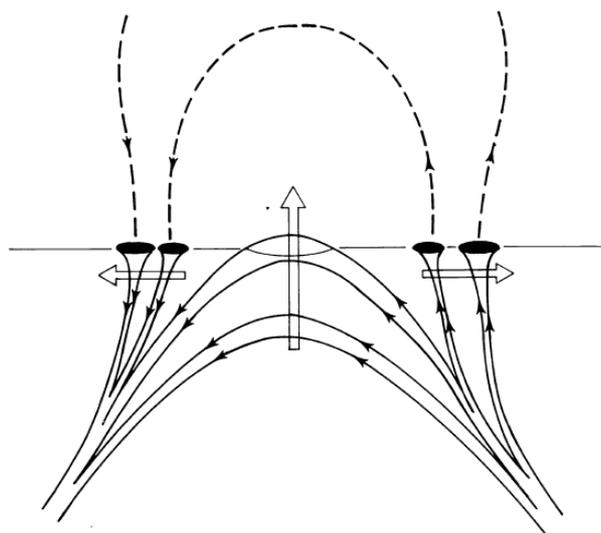


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung von magnetischen Flussröhren, die aus dem Sonneninneren auftauchen und die die Sonnenoberfläche durchstoßen. Beim Auftauchen der magnetischen Schleifen verdrängen innenliegende Flussröhren außenliegende magnetische Elemente. Ist der magnetische Fluss groß genug, behindert das Magnetfeld den konvektiven Energietransport. Die Durchstoßpunkte erscheinen daher als dunkle magnetische Knoten (*engl.* magnetic knots) oder als Poren (*engl.* pores). Aus diesen starken Magnetfeldern können mit der Zeit Sonnenflecken entstehen.

Bildquelle: Abbildung 1 in Zwaan (1985)

Auf der anderen Seite verschwindet magnetischer Fluss in Regionen verschiedener Polarität mit Raten von etwa $1\text{--}40 \times 10^{17} \text{ Mx hr}^{-1}$ (Livi *et al.*, 1985). Ein Großteil des magnetischen Flusses verschwindet durch gegenseitige Auslöschung (*engl.* cancellation). Es besteht ein dynamisches Gleichgewicht zwischen neuem Fluss in Netzwerkzellen, ERs und EFRs und der Auslöschung von magnetischem Fluss sowie dem Zerfall von magnetischem Fluss in aktiven Gebieten.

Gegenseitige magnetische Auslöschung ist also der dominierende Prozess für den Verlust von magnetischem Fluss auf der ruhigen Sonne. Livi *et al.* (1985) charakterisiert ihn durch die folgenden Merkmale:

- Annäherung von Fragmenten entgegengesetzter Polarität aus verschiedenen Quellen (Netzwerkelemente und Regionen innerhalb von Netzwerkzellen),
- Zunahme des Magnetfeldgradienten zwischen diesen Fragmenten, auch nach deren maximaler Näherung (im Extremfall bis zu ihrem Zusammentreffen), und
- langsame, stetige Abnahme des magnetischen Flusses beider Fragmente.

Dabei wird aber weder präzisiert, ob dem Fluss Magnetfeldröhren entsprechen, die in die Photosphäre abtauchen (\cap -Konfiguration) oder aufsteigen (\cup -Konfiguration), noch erklärt ob das Verschwinden des Feldes durch magnetische Rekonnexion verursacht wird.

In der Regel erfolgt die magnetische Auslöschung bis einer der beiden Pole verschwindet. Dabei können Netzwerkelemente und insbesondere ERs jedoch durch ein Zusammentreffen mit magnetischem Fluss gleicher Polarität innerhalb einer Netzwerkzelle verstärkt werden. Gegenüber den relativ stabilen Netzwerkelementen ist das magnetische Feld beziehungsweise der magnetische Fluss innerhalb von Netzwerkzellen stark veränderlich. Es gibt stetige Auslöschung und Verschmelzung kleinskaliger magnetischer Elemente. Ihr magnetischer Fluss ist relativ klein. Deshalb beeinflussen nur die stärksten Elemente die magnetische Konfiguration innerhalb der Netzwerkzelle. Durch ihre Wechselwirkung mit EFRs oder zerfallenden aktiven Gebieten können sie zur Fragmentation des dortigen Flusses führen.

Kapitel 2

Teleskop und Instrumente

Nach der Einführung in den Gegenstand dieser Arbeit wird nun der Weg von den Rohdaten bis zu den wissenschaftlichen Ergebnissen aufgezeigt. Dieser beginnt am *Richard B. Dunn Sonnenteleskop* (DST), wo die hier verwendeten Sonnenbilder aufgenommen wurden. Allgemeine Merkmale des Teleskops und seine wichtigsten Apparate werden zuerst vorgestellt.

Anhand der aufgenommenen Bilder werden ausgewählte Bereiche der ruhigen Sonne spektroskopisch untersucht. Feinere Strukturen aufzulösen und ihre Entwicklung zu analysieren, stellt hohe Ansprüche an die spektrale, räumliche und zeitliche Auflösung. Diese können durch den Einsatz von Fabry-Pérot-Interferometern als Filter erfüllt werden. Dieses Gerät basiert auf dem Prinzip der Vielstrahlinterferenz. Ein Blick auf das *Interferometric Bidimensional Spectrometer* (IBIS), hilft, das Grundprinzip und einzelne Begriffe kurz vorzustellen.

Im gesamten Kapitel erweist sich eine Aufgabe als besonders wichtig, nämlich den Einfluß der Erdatmosphäre auf die Beobachtungsbedingungen (*engl. seeing*) zu minimieren. Den ersten Schritt dafür liefert das heutzutage für die erdgebundene astronomische Forschung und insbesondere die Sonnenforschung unentbehrliche Konzept der Adaptiven Optik. Mit deren Vorstellung wird das Kapitel abgeschlossen.

2.1 Das Richard B. Dunn Sonnenteleskop

Um hochwertige Beobachtungen von Himmelskörpern durchzuführen, werden sowohl eine Ansammlung von möglichst viel Licht als auch eine größtmögliche räumliche Auflösung benötigt. Die Öffnung D des Teleskops ist dafür maßgeblich, da sowohl die Sammelfläche $A = \pi \cdot (D/2)^2$ als auch das Auflösungsvermögen $\phi = 1,22 \cdot (\lambda/D)$ bei Licht der Wellenlänge λ damit korreliert sind. Leider wird der theoretische Wert von ϕ bei erdgebundenen Instrumenten selten erreicht, was auf den Einfluß der turbulenten Erdatmosphäre zurückgeht (*engl. seeing*). Turbulente Luftmassen stören den Gang der vom Himmel ankommenden Lichtstrahlen und verursachen somit Bildverzerrungen. Dieses Problem ist bei Tagbeobachtungen besonders ausgeprägt, da die Erdoberfläche durch die Sonnenstrahlung erhitzt wird und konvektive Bewegungen in der umgebenden Luft erzeugt werden.

Bei der Planung vom *National Solar Observatory* (NSO) in Sacramento Peak, New Mexico (<http://nsosp.nso.edu>), wurde versucht, diese Störungen durch besonders günstige Beobachtungsbedingungen zu minimieren. Das Observatorium wurde daher in einer Höhe von 2.800 m über dem Meeresspiegel gebaut, was viel Licht und einen klaren, nahezu koronalen Himmel garantiert. Ein Kiefernwald in der Umgebung sorgt weiterhin für eine Dämpfung der Luftkonvektion. Trotz dieser Vorteile erwies sich das erste Teleskop im Komplex, der *Big Dome*, bereits in den späten 60er Jahren als unzureichend für die Beobachtung der Feinstruktur

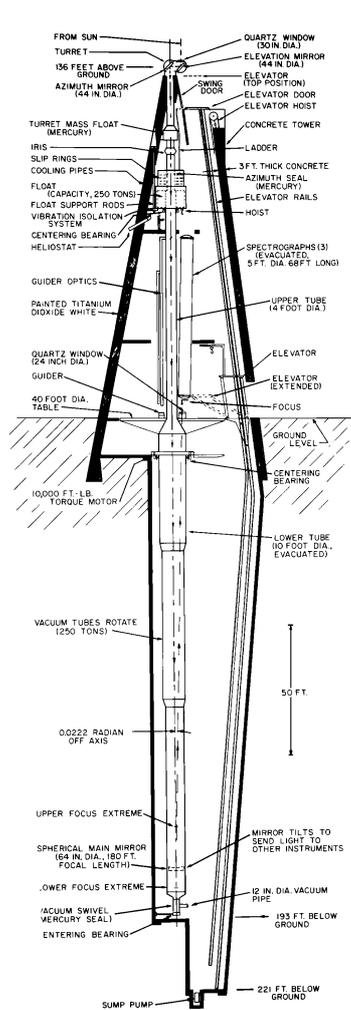


Abbildung 2.1: Querschnitt des *Dunn Solar Telescope* (links) und Außenansicht (rechts).
 Bildquellen: <http://nsosp.nso.edu/dst/images/tower.gif>
<http://www.lpl.arizona.edu/giacalon/SummerSchool07/images/Image3.jpg>

der Sonne. Um dieses Hindernis zu überwinden war eine größere Öffnung des Teleskops erforderlich. Diese Anforderung führte im Jahre 1969 zum Bau des heute nach Richard B. Dunn benannten *Vacuum Tower Telescope* (VTT). Für nähere Details siehe Zirker (1998).

In der Nähe eines Abhangs plaziert, um Luftturbulenzen zu vermeiden, wurde das VTT als ein über 250 Tonnen schwerer, dreizehngeschössiger Turm mit einer Höhe von 41,5 m konzipiert, der sich zusätzlich noch 67 m tief unter der Oberfläche erstreckt. Sein innovativer und komplexer Aufbau basiert auf einer einfach gehaltenen Grundstruktur von drei Spiegeln und einem evakuierten Lichtweg zwischen zwei Fenstern (siehe Abbildung 2.1). Damit ergeben sich möglichst wenige Reflektionen, beziehungsweise eine Aufwärmung der Spiegel wird vermindert. Die Abwesenheit von Luft im Lichtweg schließt Konvektion innerhalb des Teleskops aus. Das gesamte optische System samt der Beobachtungsplattform mit 12 m Querschnitt hängt in einer in Quecksilber liegenden Auflagerung nahe der Turmspitze. Mit Hilfe eines Motors wird die bei azimuthalen Montierungen auftretende Bildrotation kompensiert.

Das Sonnenlicht gelangt in den Turm durch ein 76 cm großes Fenster nahe der Turmspitze, um die erwähnte lokale Turbulenz der Luft nahe des Bodens zu vermeiden. Dort befinden sich



Abbildung 2.2: Seitenansicht von IBIS. In den silbernen Metallgehäusen befinden sich die FPIs. Das dazwischen befindliche runde Gehäuse enthält ein Filtrerrad mit Interferenzfiltern zur Wellenlängenselektion.

Bildquelle: http://www.arcetri.astro.it/science/solare/IBIS_photo.jpeg

zwei miteinander verschränkte Kugeln, ein sogenanntes *Turret*. Innerhalb des Turrets lenken zwei bewegliche Spiegel mit 1,1 m Durchmesser das Licht entlang des evakuierten Rohres mit 1,2 m Durchmesser herunter zu dem tiefsten Punkt des Teleskops, wo der Hauptspiegel mit 1,6 m Durchmesser das Licht dann zurück zu dem auf Bodenhöhe befindlichen Beobachtungsraum reflektiert. Der gesamte optische Weg beträgt 101 m. Das Sonnenbild, was sich daraus ergibt, hat einen für detaillierte Beobachtungen geeigneten Durchmesser von 51 cm. Die Bilder beziehungsweise Spektren können dann mittels einer CCD-Kamera aufgenommen werden, um sie mit Hilfe des Computers auf Festplatte oder Magnetband zu speichern.

Das ankommende Licht kann mit Hilfe verschiedener Instrumente analysiert werden. Das Sonnenlicht kann mit einem rechnergesteuerten Schaltsystem an Spektrographen oder an drei zusätzliche Ports gesendet werden, die um das Zentralrohr positioniert sind.

Erwähnenswerte Postfokusinstrumente am Teleskop sind:

1. Eine leistungsfähige *Adaptive Optik* (AO): Ein Wellenfrontsensor befindet sich an einem Pupillenbild, das mit dem Eintrittsfenster des Teleskops konjugiert ist. Hier werden mit einer schachbrettartigen Anordnung von Linsen Bilder von einem kleinen Ausschnitt der Sonne erzeugt. Diese Bilder werden miteinander korreliert und aus dem Bildversatz kann der Gradient der Wellenfront bestimmt werden. Die integrierte Wellenfrontinformation wird dann in Steuerbefehle an einen deformierbaren Spiegel übersetzt, der ebenfalls im Strahlengang mit der Eintrittspupille konjugiert ist. Am NSO wurde in diesem Kontext seit Ende der 90er Jahre die sogenannte *Shack-Hartmann-Technik* verbessert. Mit dieser

Methode ist eine räumliche Auflösung nahe der theoretischen Beugungsgrenze selbst für moderates Seeing möglich. Ein neues AO-System wurde in 2002 vorgestellt, um auch Wellenfrontfehler höherer Ordnung korrigieren zu können. Dieses System soll hinsichtlich seiner Anwendung beim geplanten 4-Meter *Advanced Technology Solar Telescope* (ATST) bis zum 100-fachen seiner jetzigen Komplexität weiterentwickelt werden. Eine weiterführende Einleitung in die Anwendung von AO Systemen auf die Sonnenforschung (insbesondere am NSO) liefern Rimmele *et al.* (2003); Rimmele (2004); Rimmele *et al.* (2006).

2. Der *Horizontale Spektrograph* (HSG) ist ein einfacher Gitterspektrograph, der es entlang eines Kreisbogens erlaubt, mit CCD-Kameras verschiedene Spektren im sichtbaren Wellenlängenbereich aufzunehmen.
3. Das *Spectro-Polarimeter for Infrared and Optical Regions* (SPINOR) kann für achromatische Polarimetrie im Wellenlängenbereich von 430 bis 1.600 nm betrieben werden. Dabei können durch Kombinationen von verschiedenen Gitterordnungen mehrere Spektrallinien gleichzeitig beobachtet werden (Socas-Navarro *et al.*, 2006).
4. Das *Diffraction-Limited Spectro-Polarimeter* (DLSP) ist ein innovatives Gitterpolarimeter, welches in Zusammenarbeit mit dem *High Altitude Observatory* (HAO) in Boulder, Colorado entwickelt wurde. Es ist spezifisch auf die Anforderungen solarer Spektropolarimetrie angepasst. Da Spektren nur Information entlang einer Raumkoordinate enthalten, wird das Bildfeld mit einer Schrittweite von 0.4'' abgetastet. Diese Abtastung wird ebenfalls vom AO-System übernommen (Sankarasubramanian *et al.*, 2003).
5. Das *Interferometric BIdimensional Spectrometer* (IBIS) basiert auf einem System von zwei Fabry-Pérot Interferometern und Interferenzfiltern. Es erreicht eine spektrale Auflösung von $R = \lambda / \Delta\lambda = 200.000$ für Wellenlängen zwischen 580 und 860 nm. Es kann auch als Polarimeter betrieben werden. Die kurze Belichtungszeit von 20 ms "friert" praktisch das Seeing ein. Im Gegensatz zu Gitterspektrographen muß mit dem bildgebenden IBIS die spektrale Information abgetastet werden. Dies geschieht mit einer Abtastrate von drei Bildern pro Sekunde. Das Abtasten einer Spektrallinie inklusive Polarisationsmessungen kann somit innerhalb von etwa 1–2 Minuten erfolgen. IBIS liefert durch Anwendung verschiedener Bildrekonstruktionstechniken Daten nahe der theoretischen Beugungsgrenze des Teleskops. Weitere Vorteile von IBIS sind ein großes Gesichtsfeld von 80×80 Bogensekunden Querschnitt und große Stabilität. Die maximale Wellenlängendrift (umgerechnet in Dopplergeschwindigkeiten) ist kleiner als 10 m s^{-1} in 10 Stunden.

Das DST zeichnet sich durch diese Flexibilität bei der Instrumentenwahl aus. Raum für eigene Instrumente steht ebenfalls zur Verfügung. Mit dem neu entwickelten *Virtual Camera System* (VCS) können externe Detektoren an das Kontrollsystem des Teleskops angeschlossen werden. Nähere Informationen über das VCS System und dessen Implementierung für das *Advanced Technology Solar Telescope* (ATST) befinden sich in Wampler & Goodrich (2004).

2.2 Zweidimensionale Spektroskopie

Bei der spektroskopischen Sonnenbeobachtung beschäftigt man sich mit dreidimensionalen Datensätzen: zwei räumliche Dimensionen entsprechen der Sonnenoberfläche und eine zusätzliche

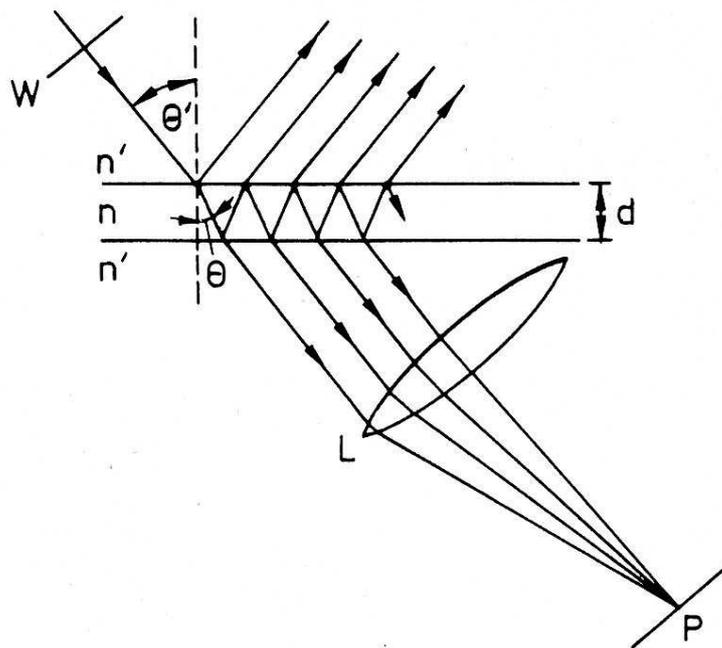


Abbildung 2.3: Vielstrahlinterferenz am Fabry-Pérot Interferometer. n und n' sind die Brechungsindizes innerhalb und außerhalb der Luftschicht, wobei d der Abstand zwischen den Spiegeln ist.

Bildquelle: Abbildung 3.2 in Bendlin (1993)

Dimension entspricht dem Frequenzgang des Sonnenspektrums. Wir können hier einen spektropolarimetrischen Datensatz als eine räumliche Anordnung von Spektren betrachten, aus denen verschiedene Informationen wie beispielsweise Halbwertsbreiten oder Linienaufspaltungen extrahiert werden können. Daraus werden letztendlich Aussagen über physikalisch relevante Größen in dem beobachteten Bereich entnommen – insbesondere Magnet- und Geschwindigkeitsfelder, sowie Druck und Temperatur.

Hieraus ergeben sich zwei Möglichkeiten, solche Datensätze zu gewinnen. In beiden Fällen ist Schnelligkeit bei der Bildaufnahme extrem wichtig, da kurzlebige Prozesse (wenige Minuten) auf der Sonne aufgelöst werden sollen:

- Man tastet die Sonnenoberfläche streifenweise mit einem Spektrographen ab, so dass für jeden Streifen ein komplettes Spektrum entsteht. Diese klassische Methode hat eine Schwäche. Durch den Einfluß der Erdatmosphäre kann das zu beobachtende Bild über den Spalt verschoben werden. Außerdem werden die verschiedenen Teilbilder nicht gleichzeitig aufgenommen. Daher kann man auch keine präzisen Aussagen über horizontale Eigenbewegungen treffen, was die Verfolgung von zweidimensionalen Strukturen auf der Sonne erschwert.
- Man nimmt Sequenzen zweidimensionaler Bilder in schmalen Spektralbereichen auf, bis für jeden Bildpunkt die entsprechende Fraunhoferline rekonstruiert werden kann. Das Abtasten dieser Spektralbereiche kann mittels eines Lyot-Filters durchgeführt werden, was aber auf Kosten der spektralen Auflösung R geht. Die hier erreichbaren Werte von $R \approx 10^4$ sind wesentlich niedriger als die eines Spektrographen. Deutlich bessere Ergebnisse erreicht man mit einem hochauflösenden *Fabry-Pérot-Interferometer*, welches mit $R \approx 10^5$ ein ähnliches Auflösungsvermögen wie Gitterspektrographen liefert.

2.2.1 Vielstrahlinterferenz und Spektroskopie

Auf der Suche nach einem schmalbandigen und lichtstarken Filter nutzten Charles Fabry und Alfred Pérot im Jahre 1897 die Vielstrahlinterferenz. Diese gelingt durch zwei ebene, hochreflektive Spiegel, die eine Luftschicht der Dicke d einschließen (siehe Abbildung 2.3). Wenn ein monochromatischer Strahl auf den ersten Spiegel mit dem Winkel θ' trifft, wird er geteilt, wobei ein Teilstrahl reflektiert und der andere transmittiert wird. Der transmittierte Lichtanteil wird den zweiten Spiegel mit dem Winkel θ treffen, wo eine weitere Strahlteilung stattfindet. Der nun zurückreflektierte Teilstrahl wird dann abwechselnd von dem ersten und dem zweiten Spiegel weiter geteilt, so dass alle die am zweiten Spiegel transmittierten Anteile des ursprünglichen Strahls miteinander interferieren. Das durchgelassene Licht wird von der Linse L eingesammelt und zum Detektor P geführt (hier eine CCD-Kamera).

Für eine detaillierte theoretische Beschreibung wird beispielsweise auf Born & Wolf (1959), Hernández (1988) und Vaughan (1989) hingewiesen. Die folgende Darstellung folgt im Wesentlichen Lauterborn *et al.* (1993) und Bendlin (1993). Dabei werden Spiegel gleicher Reflexions- und Transmissionsgrade berücksichtigt. Phasensprünge und -verschiebungen werden vernachlässigt. Eine ebene Welle breitet sich in der Zeit t in z -Richtung mit der Amplitude A_e aus

$$E_e = E_e(z, t) = A_e \exp(ikz - i\omega t) \quad (2.1)$$

und trifft auf den Spiegel mit Amplitudenreflexionsgrad R und Amplitudentransmissionsgrad T , wo sie geteilt wird. Dabei gilt wegen der Energieerhaltung $R^2 + T^2 = 1$. Die neuen Amplituden sind A_R für den reflektierten Anteil und A_T für den transmittierten Anteil

$$R = A_R/A_e \quad \text{bzw.} \quad (2.2)$$

$$T = A_T/A_e \quad . \quad (2.3)$$

Wellen, die nach mehreren Reflexionen entstehen, lassen sich rekursiv ermitteln:

$$\begin{aligned} E_n &= E_{n-1} R^2 \exp(ik2d) \\ &= E_{e0} T^2 R^{2(n-1)} \exp(ikd) \exp(ik2(n-1)d) \quad , \end{aligned} \quad (2.4)$$

wobei $E_{e0} = E_e(0, t)$ und $n = 2, 3, \dots$. Diese Wellen werden nun hinter dem zweiten Spiegel überlagert. Das gesamte vom Spiegel ausgehende Feld wird dann

$$\begin{aligned} E_a &= \sum_{n=1}^{\infty} E_n = E_{e0} T^2 \exp(ikd) \sum_{n=1}^{\infty} R^{2(n-1)} \exp(ik2(n-1)d) \\ &= E_{e0} T^2 \exp(ikd) \frac{1}{1 - R^2 \exp(ik2d)} \quad , \end{aligned} \quad (2.5)$$

woraus sich mit

$$I_e = E_e E_e^* = E_{e0} E_{e0}^* \quad \text{und} \quad (2.6)$$

$$\delta = k2d \quad (2.7)$$

die meßbare Ausgangsintensität $I_a = E_a E_a^*$ ergibt

$$\begin{aligned} I_a &= E_{e0} E_{e0}^* T^4 \frac{1}{(1 - R^2 \exp(i\delta))(1 - R^2 \exp(-i\delta))} \\ &= I_e T^4 \frac{1}{1 + R^4 - 2R^2 \cos \delta} = I_e T^4 \frac{1}{(1 - R^2)^2 + 4R^2 \sin^2(\delta/2)} \\ &= \frac{I_e}{1 + \left(\frac{2R}{1-R^2}\right)^2 \sin^2(\delta/2)} \quad . \end{aligned} \quad (2.8)$$

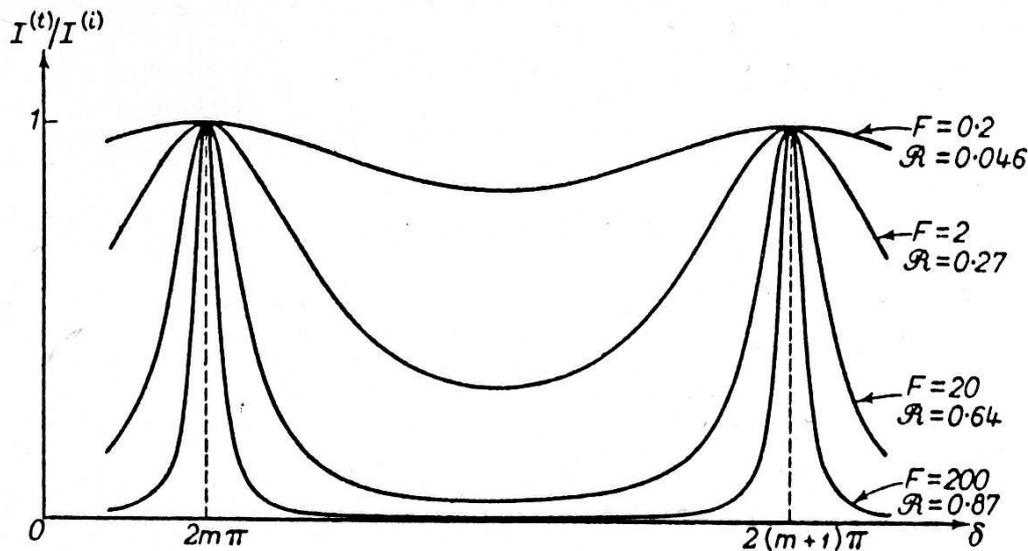


Abbildung 2.4: Verlauf der Airy-Funktion für verschiedene Werte der Reflexivität, im Originalbild als \mathcal{R} bezeichnet, und vom Verhältnis F zwischen Linienabstand und Halbwertsbreite.
Bildquelle: Abbildung 3.3. in Bendlin (1993)

Bevor man Eingangs- und Ausgangsintensität vergleicht, werden mehrere Größen eingeführt. Aus dem Verhältnis des Abstands zweier Transmissionsmaxima zu ihrer Halbwertsbreite

$$F = \left(\frac{2R}{1 - R^2} \right)^2 \quad (2.9)$$

wird die sogenannte *Finesse* definiert

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{F}}{2} \quad (2.10)$$

Die Phasendifferenz lässt sich verallgemeinert darstellen als

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos \theta \quad (2.11)$$

So ergibt sich die Interferenzordnung als

$$m = \frac{\delta}{2\pi} = \frac{2nd \cos \delta}{\lambda} \quad (2.12)$$

Somit kann der Intensitätstransmissionsgrad T_I berechnet werden. Dieser Zusammenhang ist auch als *Airy-Funktion* bekannt:

$$T_I = \frac{I_a}{I_e} = \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)} \quad (2.13)$$

Maximalwerte der Airy-Funktion ($T_I = 1$) werden bei ganzzahligen m -Werten und Minima bei halbzahligen m -Werten erreicht. Bei wachsender Reflexivität werden die Durchlaßbereiche immer schmaler und schärfer und die Minima nähern sich zu Null. Aufgrund dieses Profils wird das FPI auch als "Kammfilter" bezeichnet (siehe Abbildung 2.4).

Bisher wurde der Einfluß von Streuung und Absorption A vernachlässigt. Beide bringen jedoch Verluste, die sich auf die Transmission übertragen

$$T_I = \frac{I_a}{I_e} = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)} \quad , \quad (2.14)$$

wobei die Reflexivität des Spiegels $R = r^2$ ist. Der Begriff von Finesse kann entsprechend erweitert werden – zuerst wird das Reflexionsvermögen der Spiegel über die absorptionsunabhängige *Reflexivitätsfinesse* ausgedrückt

$$\mathcal{F}_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad . \quad (2.15)$$

Die unvermeidliche Krümmung der Spiegel wird dann in der *Plattendefektfinesse* \mathcal{F}_D erfaßt, wobei der Wert p in der vom Hersteller angegebenen Ebenheit der Platten λ/p enthalten ist

$$\mathcal{F}_D = p/2 \quad . \quad (2.16)$$

Beide Einflüsse werden letztendlich in der effektiven Finesse zusammengefaßt

$$\mathcal{F}_{\text{eff}} = \left(\frac{(1-R)^2}{R\pi^2} + \frac{4}{p^2}\right)^{-1/2} = \left(\frac{1}{\mathcal{F}_R^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_D^2}\right)^{-1/2} \quad . \quad (2.17)$$

Hier wird deutlich, dass sich eine Steigerung der Reflexivität positiv auf die Finesse auswirkt aber negativ auf die Transmission. Entsprechend der wissenschaftlichen Anforderungen an das Instrument müssen daher Kompromisse für die Absorption und Reflexivität gefunden werden.

Das spektrale Auflösungsvermögen des Spiegelsystems lautet bei nahezu senkrechtem Lichteinfall

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2\mathcal{F}nd}{\lambda} \quad . \quad (2.18)$$

Der sogenannte freie Spektralbereich (FSR, *engl.* free spectral range) ist der Abstand zwischen zwei Transmissionsmaxima

$$\text{FSR} = \frac{\lambda^2}{2nd} = \Delta\lambda \mathcal{F} \quad . \quad (2.19)$$

Im Gegensatz zum Auflösungsvermögen nimmt der FSR bei wachsendem Plattenabstand ab. Für große Werte von d können Ordnungsüberlappungen auftreten.

2.2.2 Das Fabry-Pérot Interferometer

Nach diesem Funktionsprinzip entwickelten Fabry und Pérot ein Interferometer, was aufgrund seiner Präzision und Vielseitigkeit bis heute für spektropolarimetrische Messungen benutzt wird. Im Spezialfall einer doppelseitig verspiegelten Glasplatte beziehungsweise zweier raumfester aber durch piezoelektrische Elemente gegeneinander beweglicher Spiegel spricht man von einem *Etalon*. Das *Fabry-Pérot Interferometer* (FPI) besticht durch seine große mechanische und thermische Stabilität. Obwohl seine Qualität von jedem seiner Spiegel bestimmt wird, zeichnet es sich im allgemeinen durch große räumliche, zeitliche und spektrale Auflösung aus.

Tatsächlich bietet ein FPI-System eine ähnliche spektrale Auflösung wie ein Gitterspektrometer aber mit weniger Absorption des Lichtes. Dadurch werden kürzere Aufnahmen möglich. Somit kann eine bessere zeitliche Auflösung erreicht werden. Schließlich zeichnet sich das FPI durch die Leichtigkeit und die Genauigkeit aus, mit denen die erwünschte Wellenlänge eingestellt werden kann. IBIS deckt beispielsweise einen Spektralbereich von 580–860 nm ab.

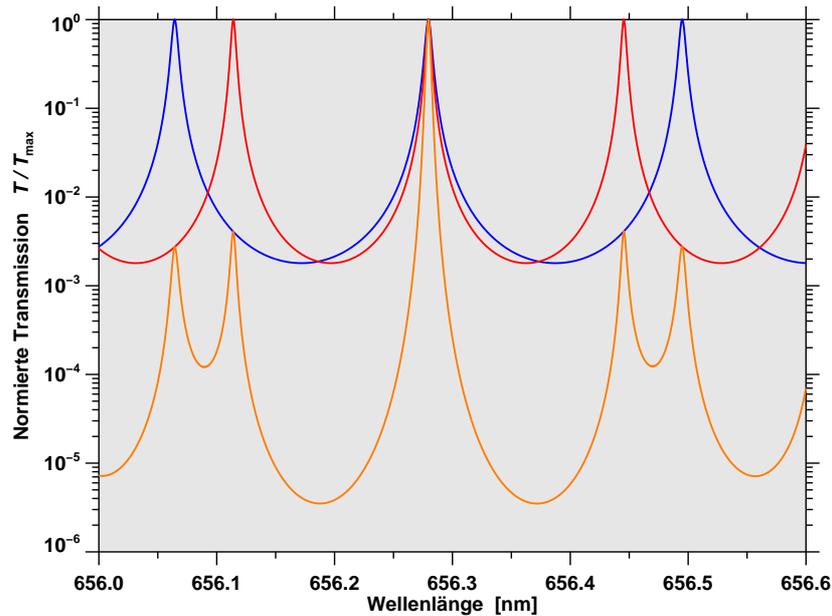


Abbildung 2.5: Das Transmissionsprofil eines FPIs wird mit der Airy-Funktion beschrieben. Die rote Kurve gehört zu einem FPI mit einem Plattenabstand $d = 1,00017$ mm, die blaue Kurve entspricht $d = 1,30009$ mm. Das Gesamtprofil von den beiden gekoppelten FPIs (orange Linie) ergibt sich aus der Faltung der beiden Kammprofile. Mit der logarithmischen Darstellung wird die Effektivität des Prinzips besonders deutlich: Das Hauptmaximum wird schmäler und die Nebenmaxima werden auf höchstens 5% der maximalen Transmission reduziert. Desweiteren geht die Transmission zwischen den Maxima im freien Spektralbereich auf beinahe Null zurück, d.h. der Falschlichtanteil ist signifikant kleiner.

Seine spektrale Auflösung beträgt 200.000–270.000. Das Bildfeld beträgt $80'' \times 80''$ und ein Wellenlängenschritt wird in etwa 20 ms eingestellt (für weitere Informationen siehe Cavallini (2006)). Um eventuelle Beiträge durch Falschlicht in höheren Interferenzordnungen zu verhindern, wird ein Interferenzfilter vor den FPIs eingefügt (siehe Abbildung 2.6).

Der Aufbau von IBIS enthält mehrere Lichtwege, die durch das FPI wie folgt verlaufen (vgl. Abbildung 2.7):

- *Hauptstrahlengang*: Der vom AO System ankommende Lichtstrahl läuft über den Spiegel m1 mit Pupillenbild vor der Linse L0, dann über den Spiegel m2 mit Sonnenbild auf die Bildfeldblende FS, den Achromaten L1, den Spiegel M1 und die Achromaten L2-L3 für die Kollimation beider Bilder. So trifft das Licht auf die FPIs, zwischen denen sich das Filterrad FWH befindet. Die Spiegel M2 und M3 leiten den Ausgangsstrahl auf den CCD Detektor CCD1. Zur Prüfung der FPI-Stellung wird ein Teilstrahl vom Strahlteiler BS2 abgegriffen und auf die Videokamera TV2 geleitet.
- *Referenzstrahlengang*: Der Strahlteiler BS1 mit elektronischem Verschluss ES greift Licht für Echtzeitbeobachtung der atmosphärischen Bedingungen in TV5 und Breitbandaufnahmen in CCD2 ab.
- *Kontinuumslampenstrahlengang*: Eine Halogenlampe HL mit einem Spektrum ohne Spektrallinien erzeugt mit der Transferoptik RL ein Lichtbündel mit den selben Charakteristika

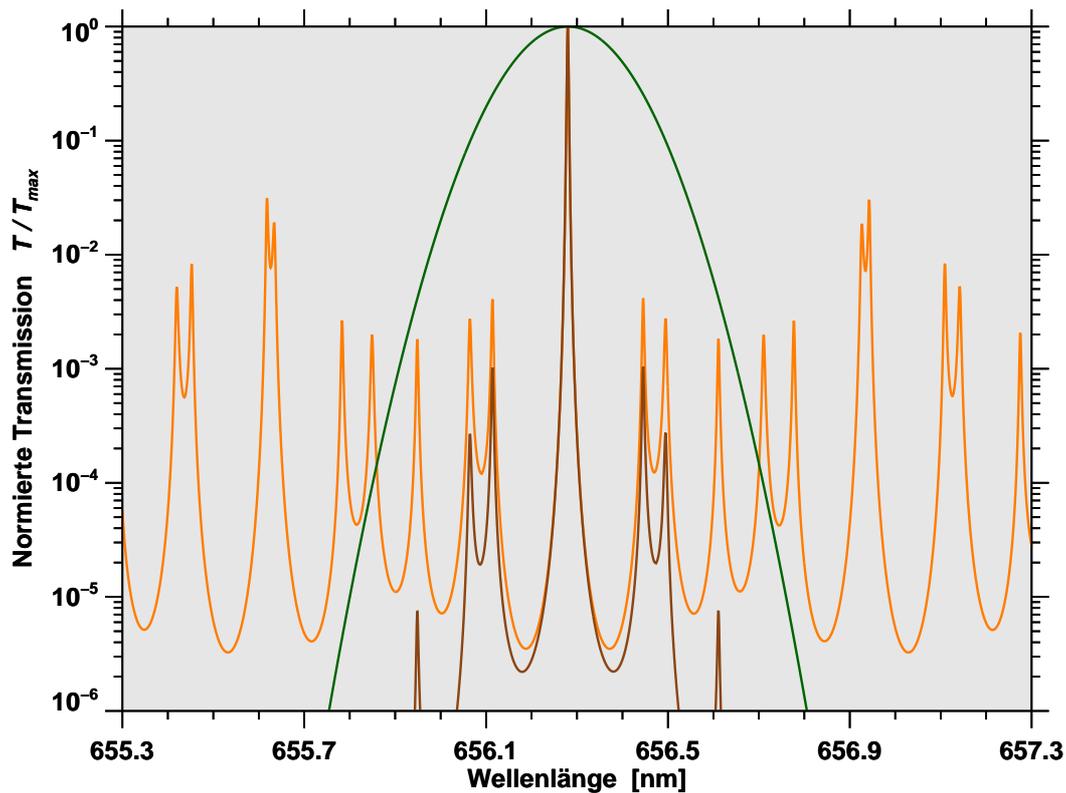


Abbildung 2.6: Obwohl bei einem doppelten FPI die Nebenmaxima in der Nähe des Hauptmaximums effektiv unterdrückt werden, können in größerer Entfernung Transmissionsmaxima auftreten, die den Falschlichtanteil wieder erhöhen (orange Kurve). Aus diesem Grund wird ein Interferenzfilter vor die FPIs gesetzt (grüne Kurve). Die Wirkung des Filters wird nach der Faltung seines Profils mit der Transmissionskurve des doppelten FPIs offensichtlich (braune Kurve). Nur wenige, zur ausgewählten Frequenz sehr nahe Falschlichtmaxima werden mit einer relativen Transmission von höchstens einem Tausendstel durchgelassen.

wie im Hauptstrahlengang. Die Spiegel M6+M8 stellen das Bild in den Fokus von L3. Der senkrechte Lichteinfall auf die FPI Spiegel wird mittels des Nebenstrahls von BS3 zur Videokamera TV3 beziehungsweise vom Diaphragma D zur Videokamera TV4 geprüft. Das Signal wird zur Justierung von M9 auf den Photoverstärker PMT oder zur Videokamera TV1 über das Linsenrad LW geleitet.

- *Laserstrahlengang:* Zur Prüfung der Parallelität der FPI Platten wird das Licht vom Laser über den Spiegel M7 auf den Hauptstrahlengang gesteuert. Nach dem Durchgang durch die FPIs wird das Laserlicht über eine Linse in der Halterung LW auf die Videokamera TV1 fokussiert.

Ein FPI-System kann prinzipiell auf zwei Weisen im optischen System montiert werden, nämlich klassisch oder telezentrisch. Bei der klassischen Montierung wird das FPI in ein Pupillenbild gestellt, wobei das Objektbild im Unendlichen liegt und die ankommenden Lichtstrahlen kollimiert sind. Bei der telezentrischen Montierung liegt das FPI dagegen in der Fokalebene, wobei sich das Pupillenbild wiederum im Unendlichen befindet und jeder Punkt des empfangenen Bildes einem Lichtkegel entspricht. Obwohl die telezentrisch gewonnenen Aufnahmen im

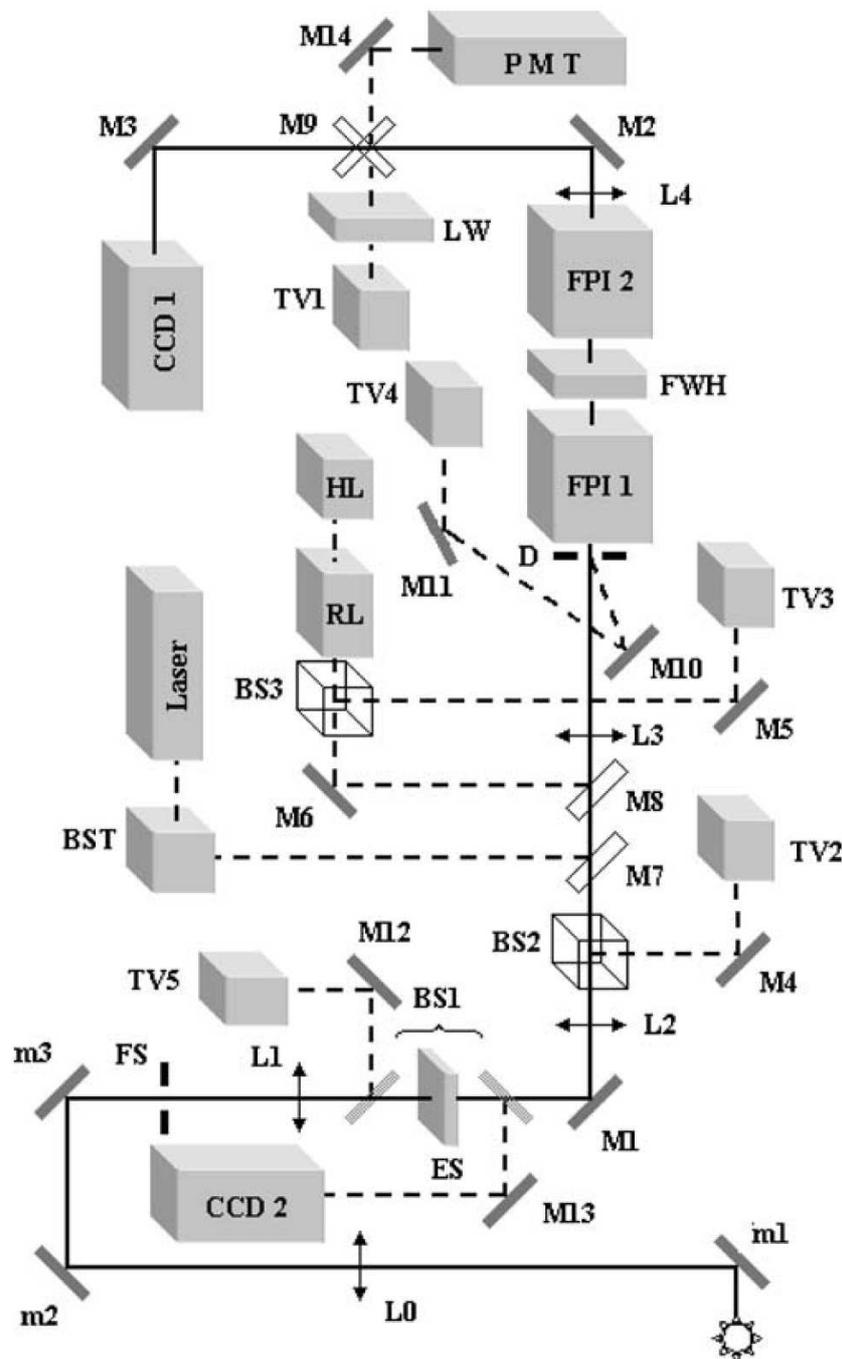


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der IBIS Optik. Der Hauptstrahlengang ist als durchgezogene Linie dargestellt. Hilfsstrahlengänge sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. Bewegliche optische Elemente, die entweder in den Strahlengang eingefügt oder herausgenommen werden können, wurden als transparente Strichzeichnungen dargestellt. Die optischen Elemente werden mit folgenden Abkürzungen bezeichnet: Strahlteiler BS1– BS3, Steuerung und Konditionierung des Laserlichts BST, CCD Detektor CCD, elektronischer Verschluss ES, Fabry-Pérot Interferometer FPI, Bildfeldblende FS, Filterrad FWH, Halogenlampe HL, achromatische Linsen L1– L4, Radhalterung für Linsen LW, Spiegel M1– M14 und m1– m3, Photoverstärker PMT, Transferoptik RL, und Videokamera TV.

Bildquelle: Abbildung 4 in Cavallini (2006).

allgemeinen eine bessere Bildqualität erreichen (Scharmer, 2006), ist die spektrale Güte ebenso entscheidend für die richtige Platzierung der FPIs. Hier erweisen sich die feinskaligen Unregelmäßigkeiten der Spiegelplatten als wichtig, die beispielsweise spektrale Homogenität und Strahlverbreiterung beeinflussen (Cavallini, 2006). Die klassische Montierung erfordert hier eine weniger aufwendige Korrektur und alle Bildpunkte zeigen die gleichen Transmissionsprofile. Deshalb wurden die FPIs in IBIS klassisch montiert.

2.3 Adaptive Optik

Die erdgebundene Sonnenbeobachtung wird durch die turbulente Erdatmosphäre beeinträchtigt. Selbst unter sehr guten Bedingungen erreichen die meisten Beobachtungen nur eine räumliche Auflösung, die der eines beugungsbegrenzten Teleskops mit einer Öffnung von ca. 10 cm entspricht. Um eine räumliche Auflösung von $0,1''$ zu erreichen, welche in etwa der Druckskaalenhöhe oder der mittleren freien Weglänge der Photonen in der Photosphäre entspricht, müssen Verzerrungen der ankommenden Wellenfronten korrigiert werden. Dies kann entweder in Echtzeit mit Methoden der Adaptiven Optik (AO) erreicht werden oder es können nachträglich Bildrekonstruktionstechniken angewendet werden.

Das Sonnenlicht breitet sich von jedem einzelnen Punkt der Sonnenoberfläche aus und zwar in Form einer Kugelwelle. Aufgrund des großen Abstands zwischen Sonne und Erde kann der Krümmungsradius der ankommenden Wellen als nahezu unendlich angesehen werden und das von der Sonne ankommende Licht kann somit als parallele Front ebener Wellen aufgefaßt werden.

Das bedeutet aber nicht, dass ebene Wellenfronten auf das Teleskop treffen. Aufgrund verschiedener Faktoren, wie der Einfluß von Winden (insbesondere des Jet Streams) und lokaler Turbulenz nahe am Boden, müssen sich die ankommenden Wellen in einem sehr heterogenen Medium ausbreiten, wobei sich ihre optischen Wege stark unterscheiden können. Temperaturschwankungen in der Luft führen zu einem inhomogenen Brechungsindex. Daher werden Bilder von astronomischen Objekten wie der Sonne nur verzerrt aufgenommen. Selbst unter guten Beobachtungsbedingungen erfahren kleine Ausschnitte der Sonne Störungen, die aber bis zu einer gewissen Größe des Gebiets identisch sind. Diese Ausschnitte werden isoplanare Gebiete (*engl.* isoplanatic patches) genannt. Der Winkel θ_0 , der dieser Gebiete umfaßt, heißt dementsprechend anisoplanarer Winkel.

Das Gesamtbild der Sonne erscheint also gestört. Daher kann die räumliche Auflösung eines erdgebundenen Fernrohrs nie ihren theoretischen Grenzwert erreichen. Der Fried-Parameter r_0 beschreibt Beobachtungsbedingungen, bei denen ein Teleskop mit Öffnung r_0 gerade seeingbegrenzt ist. Das heißt, selbst ein größeres Teleskop liefert keine höhere räumliche Auflösung. In der Sonnenphysik gelten bereits Fried-Parameter von $r_0 \approx 10$ cm als gutes Seeing. Heutige Sonnentelkope haben Öffnungen von etwa 50 cm bis zu einem Meter. Sonnenteleskope der nächsten Generation werden Öffnungen von 1,5 Metern (GREGOR) oder sogar 4 Metern (Advanced Technology Solar Telescope) haben. Nur mit der Schlüsseltechnologie der Adaptiven Optik ist es möglich, das volle Leistungsvermögen dieser Teleskope zu erreichen.

Die Aufgabe von AO Systemen ist die Korrektur gestörter Wellenfronten, die auf unterschiedlichen optischen Wegen von der Lichtquelle (Sonne) am Teleskop eintreffen. Die Phasenunterschiede zwischen den ankommenden Wellenfronten und jenen einer idealen, ebenen Wellenfront werden durch einen einzelnen oder mehrere nachgeordnete Wellenfrontsensoren gemessen. Letztendlich übersetzt ein Prozessor in Echtzeit die gestörten Fronten in Eingangssignale für die Stellemente eines deformierbaren Spiegels. Dieser Spiegel korrigiert die Form

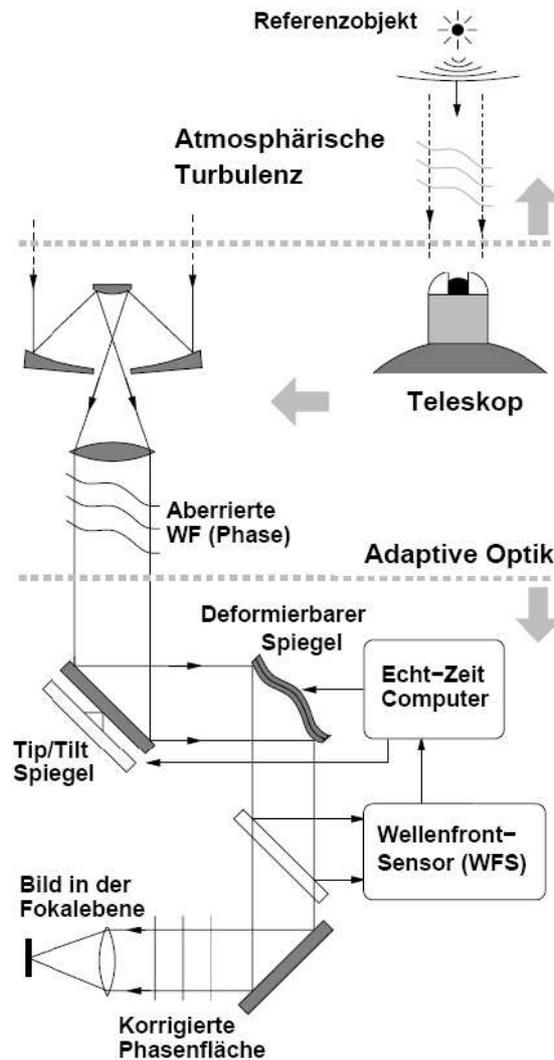


Abbildung 2.8: Aufbau eines AO Systems. Die durch die Atmosphäre verzerrten Wellenfronten werden in Echtzeit durch die Korrektur eines deformierbaren Spiegels in ebene Wellenfronten zurückgeführt.

Bildquelle: Abbildung 4.1 in Sailer (2006)

der ankommenden Wellenfronten. In Abbildung 2.8 wird der Aufbau eines AO Systems dargestellt. Dieser stimmt mit jenem des AO Systems am DST überein.

In der Sonnenphysik wird bisher aus technischen Gründen eine mit der Eintrittspupille konjugierte AO eingesetzt. Hier werden Phasenunterschiede in einer Ebene gemessen, die mit der Eintrittspupille optisch konjugiert ist. Am DST wird die Shack-Hartmann (SH) Technik benutzt. Das einfallende Licht trifft auf eine Matrix kleiner Linsen (*engl.* lenslets), die sich in einem Pupillenbild befindet. Jede Linse erzeugt ein Bild eines kleinen Gebietes ($\sim 10''$ – $20''$) auf der Sonne. Gestörte Wellenfronten ergeben einen Versatz dieser Bilder, der ein Maß für die Verformung (Gradient) der Wellenfronten ist (siehe Abbildung 2.9). Die Bildverschiebungen werden mittels Kreuzkorrelation mit einem Referenzbild errechnet. SH Sensoren funktionieren nach Tatarskii (1971) wellenlängenunabhängig. Aufgründdessen können sie auch mit breitbandigem Licht betrieben werden und erlauben die Wellenfrontmessung ausgedehnter Objekte, ohne sich auf isoplanare Gebiete beschränken zu müssen.

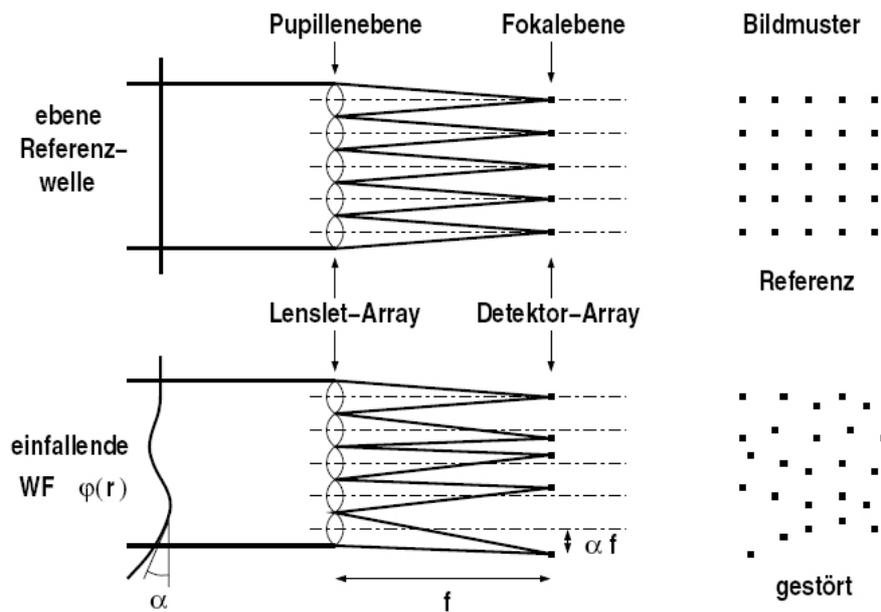


Abbildung 2.9: Arbeitsweise des Shack-Hartmann-Sensors. Die Auslenkung der Rasterpunkte in der Bildebene entspricht den lokalen Gradienten der auf die Lensletmatrix auftreffenden Wellenfronten.

Bildquelle: Abbildung 4.3 in Sailer (2006)

SH Systeme sind am effektivsten, wenn die Größe der Lenslets im Pupillenbild dem Mittlere Fried-Parameter entspricht. Bei größeren Lensletelementen gehen die kleineren Wellenfrontstörungen durch die Mittelung verloren und bei kleineren kann der Schärfeverlust die Messung beeinträchtigen (Sailer, 2006). Messungen kontrastreicher Elemente (Sonnenflecken oder Poren) werden aufgrund eines besseren Signal/Rausch Verhältnisses bevorzugt. Im Prinzip sollte ein solares AO System aber auch für kontrastarme Strukturen wie die Granulation (Grundzustand der ruhigen Sonne) funktionieren.

Für die optimale Leistung von AO Systemen müssen somit einige Faktoren berücksichtigt werden: die Reaktionsschnelligkeit gegenüber Wellenfrontänderungen, möglichst fehlerfreie Wellenfrontsensorik, die Abwesenheit von Spiegelunregelmäßigkeiten oder Drift des Pupillenbildes, die Bandbreite des Lichtes oder die Freiheitsgrade im SH-System. In der Regel ist die AO Korrektur vom Gesichtsfeld abhängig, wobei sie in der Regel monoton mit dem Abstand vom Referenzpunkt des Bildes (*engl.* lock point) sinkt. Letztendlich kann ein AO System Verzerrungen nur bis zu einer bestimmten Ordnung korrigieren. Kleinere Residuen können aufgrund der endlichen Anzahl von Moden nicht verhindert werden. Deswegen erweist sich eine Abschätzung von diesen Wellenfrontresiduen als sehr wichtig für die Unterstützung dieser Systeme mit Methoden der Bildrekonstruktion, insbesondere wenn große Gesichtsfelder beziehungsweise Abstände zum Referenzpunkt berücksichtigt werden.

Kapitel 3

Beobachtungen und Datenauswertung

3.1 Beobachtungen

Zwischen dem 23. und 28. Mai 2008 wurden mit dem *Dunn Solar Telescope* (DST) am *National Solar Observatory/Sacramento Peak* (NSO/SP) in New Mexico verschiedene Gebiete der ruhigen Sonne photometrisch und spektropolarimetrisch beobachtet. Die Seeingbedingungen am 23., 24. und 28. Mai 2008 waren nicht gut genug, um die Daten wissenschaftlich auszuwerten. Am 27. waren sie sehr veränderlich. Daher beschränken wir uns im Folgenden auf den Zeitraum vom 25. bis zum 26. Mai 2008.

Die Beobachtungen bestehen aus photometrische Daten, die als Sequenzen von je 100 Bildern im Fraunhofer G-Band (430,3 nm) mit einer Skala von 0,0586 Bogensekunden pro Pixel und einer Belichtungszeit von 4 ms aufgenommen wurden. Die Bandbreite des Interferenzfilters betrug 5 nm. Die moderate Bandbreite erlaubt selbst bei kurzen Belichtungszeiten ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis. Dies reicht, um das Seeing in den Bildern “einzufrieren” und somit eine Bildrekonstruktion mit Methoden der Speckle-Interferometrie durchzuführen. Aus jeder Serie wird ein rekonstruiertes Bild gewonnen.

Gleichzeitig zu diesen Aufnahmen wurden spektropolarimetrische Daten mit dem *Interferometric Bidimensional Spectrometer* (IBIS) mit einer Skala von 0,166 Bogensekunden pro Pixel gewonnen. Eine genaue Beschreibung des Instruments wird in Cavallini (2006) beziehungsweise Reardon & Cavallini (2008) angegeben. Schmalbandige spektropolarimetrische Daten wurden sowohl in der photosphärischen Fe I-Linie (630,15 nm) als auch in der chromosphärischen Ca II-Linie (854,2 nm) aufgenommen. Dabei wurde der Stokes-Vektor (I, Q, U, V) in den Zuständen $I \pm Q$ (0° lineare Polarisation), $I \pm U$ (45° lineare Polarisation) und $I \pm V$ (zirkuläre Polarisation) registriert. Daran schließen sich acht spektroskopische Datensätze in der chromosphärischen H α -Linie (656,3 nm) an. Die Belichtungszeit betrug jeweils 50 ms. Die Spektrallinien wurden in 14 (Fe I), 21 (Ca II) und 24 (H α) Schritten abgetastet. Dies ergibt eine Serie von $(6 \times 14) + (6 \times 21) + (8 \times 24) = 402$ Bildern.

Zur Korrektur der (differentiellen) Bildbewegung in den IBIS Daten wurden Weißlichtbilder bei einer Wellenlänge von 722 nm aufgenommen. Die Bandbreite des Interferenzfilters beträgt 10 nm und es wurde eine Belichtungszeit von 70 ms gewählt. Diese Breitbandbilder sind somit nahezu synchron zu den schmalbandigen IBIS Bildern, d.h. die Messungen wurden parallel durchgeführt, und jedem IBIS Bild entspricht ein quasi-simultanes Weißlichtbild. Die gesamte Beobachtungsabfolge der schmalbandigen Daten dauerte jeweils etwa 2 Minuten und wurde mehrmals wiederholt. Nähere Details dazu finden sich in Tabellen 3.1 und 3.2.

25. Mai 2008

Objekt: Längliches Minifilament.

Zeit [UT]	Position		λ [nm]	$\delta\lambda$ [nm]	n	δt [ms]	Detektor
14:25–14:55	20,2° S	10,0° W	430,5	1,0	60	4	PCO.2000
14:25–14:55	20,2° S	10,0° W	721,6	9,6	15	70	Dalsa CA-D7
14:26–14:56	20,2° S	10,0° W	630,2	0,00215	15	50	IBIS
14:27–14:56	20,2° S	10,0° W	854,2	0,00440	15	50	IBIS
14:27–14:57	20,2° S	10,0° W	656,3	0,00220	15	50	IBIS

Objekt: Dickes Minifilament.

15:21–15:51	50,0° N	10,0° O	430,5	1,0	60	4	PCO.2000
15:20–15:50	50,0° N	10,0° O	721,6	9,6	15	70	Dalsa CA-D7
15:21–15:51	50,0° N	10,0° O	630,2	0,00215	15	50	IBIS
15:22–15:52	50,0° N	10,0° O	854,2	0,00440	15	50	IBIS
15:22–15:52	50,0° N	10,0° O	656,3	0,00220	15	50	IBIS

Bemerkungen: Gutes Seeing, ohne viel Bildbewegung.

15:55–16:24	50,0° N	9,8° O	430,5	1,0	60	4	PCO.2000
15:55–16:24	50,0° N	9,8° O	721,6	9,6	15	70	Dalsa CA-D7
15:55–16:24	50,0° N	9,8° O	630,2	0,00215	15	50	IBIS
15:55–16:25	50,0° N	9,8° O	854,2	0,00440	15	50	IBIS
15:56–16:26	50,0° N	9,8° O	656,3	0,00220	15	50	IBIS

Bemerkungen: Seeing weniger stabil.

Tabelle 3.1: Beobachtungen am DST vom 25. Mai 2008. λ ist die Zentralwellenlänge der Linie, δ ihre Bandbreite, δt ist die Belichtungszeit der entsprechenden Kamera, und n die Anzahl der aufgenommenen Sequenzen.

3.2 Datenkalibration

Selbst unter guten Seeingbedingungen beeinträchtigt die turbulente Erdatmosphäre die Bildqualität. Abbildung 3.1a zeigt das beste Einzelbild in einer Sequenz. Mit Methoden der Bildrekonstruktion kann die Bildqualität, wie Abbildung 3.1b zeigt, deutlich verbessert werden. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Schritte der Datenverarbeitung beschrieben, an deren Ende nahezu beugungsbegrenzte Beobachtungen stehen.

Der erste Schritt in der Datenreduktion ist die Kalibrierung der Rohdaten. Eine CCD-Kamera (*engl.* charge-coupled device) besteht aus einer Matrix von Halbleitern, deren einzelnen Bildelemente mit dem englischen Kunstwort *Pixel* bezeichnet werden, welches sich aus den Worten *picture* und *element* zusammensetzt. Im Folgenden beziehen sich die Variablen i und j auf die horizontalen beziehungsweise vertikalen Pixelkoordinaten in der i -ten Spalte ($i = 1, 2, \dots, N$) und in der j -ten Zeile ($j = 1, 2, \dots, M$). Der Detektor hat also $N \times M$ Pixel.

In einem CCD-Detektor werden durch die ankommenden Photonen Elektronen aus dem Valenzband der Halbleiter angeregt — so wird in jedem Pixel elektrische Ladung eingesammelt, und zwar proportional zur Intensität des ankommenden Lichtes. Neben diesen Elektro-

26. Mai 2008

Objekt: Kleines bipolares aktives Gebiet

Zeit [UT]	Position	λ [nm]	$\delta\lambda$ [nm]	n	δt [ms]	Detektor
15:58–16:27	11,8° N 52,1° O	430,5	1,0	60	4	PCO.2000
15:56–16:27	11,8° N 52,1° O	721,6	9,6	15	70	Dalsa CA-D7
15:58–16:27	11,8° N 52,1° O	630,2	0,00215	15	50	IBIS
15:58–16:28	11,8° N 52,1° O	854,2	0,00440	15	50	IBIS
15:59–16:29	11,8° N 52,1° O	656,3	0,00220	15	50	IBIS

Bemerkungen: Guter Seeing am Anfang.

16:31–16:48	11,8° N 51,8° O	430,5	1,0	34	4	PCO.2000
16:31–16:42	11,8° N 51,8° O	721,6	9,6	6	70	Dalsa CA-D7
16:31–16:46	11,8° N 51,8° O	630,2	0,00215	8	50	IBIS
16:32–16:47	11,8° N 51,8° O	854,2	0,00440	8	50	IBIS
16:32–16:47	11,8° N 51,8° O	656,3	0,00220	8	50	IBIS

Bemerkungen: Abbruch der Messung um 16:47 Uhr aufgrund einer Funktionsstörung der Weißlichtkamera.

Tabelle 3.2: Beobachtungen am DST vom 26. Mai 2008. λ ist die Zentralwellenlänge der Linie, δ ihre Bandbreite, δt ist die Belichtungszeit der entsprechenden Kamera, und n die Anzahl der aufgenommenen Sequenzen.

nen werden aber weitere, thermisch angeregte Elektronen aus dem Valenzband der Halbleiter mit gespeichert. Diese bilden den sogenannten Dunkelstrom, der stochastisch um einen festen Wert schwankt. Durch Kühlung der CCD-Kamera kann der Dunkelstrom minimiert und konstant gehalten werden. Dafür werden häufig (mehrstufige) Peltier-Kühlelemente benutzt. Um den Dunkelstrom zu bestimmen, werden Bilder aufgenommen, bei denen der Lichtweg zum Detektor unterbrochen ist, d.h. es kommen keine Photonen am Detektor an. Selbst bei einer Belichtungszeit von null Sekunden (*engl.* bias frame) werden thermische Elektronen detektiert. Der Dunkelstrom in den Dunkelbildern (*engl.* dark frames) nimmt im allgemeinen linear mit der Belichtungszeit zu und wird in der Einheit Elektronen s^{-1} angegeben. Um den Effekt des Dunkelstroms zu beseitigen, muss das Dunkelbild $D(i, j)$ von den Rohdaten $I'(i, j)$ abgezogen werden. Dabei ist darauf zu achten, dass die Belichtungszeiten identisch sind.

Die Pixel einer CCD-Kamera können eine unterschiedliche Empfindlichkeit besitzen. Desweiteren können sich Verunreinigungen, wie zum Beispiel Staub, auf dem Detektor oder auf einem optischen Element in der Nähe einer Fokalebene befinden. Um die daraus resultierenden Empfindlichkeitsunterschiede auszugleichen, wird ein Bild $F(i, j)$ (*engl.* flat field frame) einer gleichmäßig hellen Fläche gemacht. Wird von diesem Bild der Dunkelstrom abgezogen, ergibt sich die Verstärkungsmatrix $G(i, j)$

$$G(i, j) = F(i, j) - D(i, j) \quad . \quad (3.1)$$

Diese korrigiert neben den obengenannten Effekten auch globale von der Optik verursachte Bildstörungen, wie zum Beispiel Vignettierung.

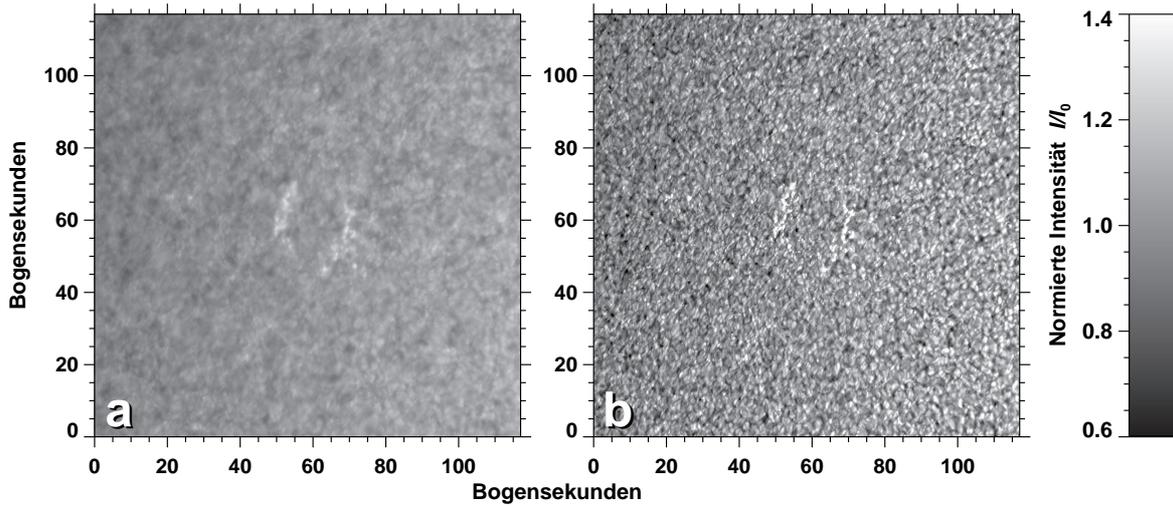


Abbildung 3.1: Bilder der ruhigen Sonne, aufgenommen im Fraunhofer G-Band mit dem Dunn Solar Telescope am National Solar Observatory in Sacramento Peak, New Mexico am 26. Mai 2008 um 15:59 UT. (a) Bild mit dem höchsten Kontrast (Referenzbild) ausgewählt aus einer Sequenz von hundert Einzelbildern. (b) Rekonstruiertes Bild unter Verwendung der Speckle Masking Methode. Der Referenzpunkt der adaptiven Optik liegt etwa in der Mitte des Bildes bei der Koordinate $(50'', 50'')$. Die räumliche Auflösung nimmt mit der Entfernung vom Referenzpunkt ab, wobei der Granulationskontrast allerdings über das Bildfeld konstant bleibt.

Der Mittelwert der Verstärkungsmatrix wird üblicherweise auf eins normiert:

$$\overline{G(i, j)} = \frac{1}{NM} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M G(i, j) = 1. \quad (3.2)$$

Um ein möglichst gutes Signal/Rauschverhältnis zu erreichen, wird angestrebt, die Pixel im Mittel bis zu etwa zwei Dritteln ihrer Kapazität (*engl.* full well capacity) zu füllen. Dies reicht in den meisten Fällen, um selbst bei hellen, kontrastreichen Strukturen eine Sättigung des Detektors zu vermeiden. Die aufgenommenen Bilder werden kalibriert, indem zuerst das Dunkelbild $D(i, j)$ von Rohbildern $I'(i, j)$ abgezogen wird. Anschließend wird durch die Verstärkungsmatrix $G(i, j)$ geteilt.

$$I(i, j) = \frac{I'(i, j) - D(i, j)}{G(i, j)}. \quad (3.3)$$

3.3 Korrektur der (differentiellen) Bildbewegung

Das Seeing besteht aus drei Komponenten: dem *globalen Bildversatz*, der *differentiellen Bildbewegung*, und der Bildunschärfe (*engl.* blurring). Während die Korrektur des Blurrings erst später in der Bildrekonstruktion erfolgt, werden der Bildversatz und die differentielle Bildbewegung direkt aus den Bildern errechnet und anschließend korrigiert. Dafür bedient man sich eines einfachen mathematischen Werkzeugs — der *Kreuzkorrelation*. Das Bild einer Sequenz mit dem besten Granulationskontrast (siehe Abbildung 3.1a), hier als $I^{\text{ref}}(i, j)$ bezeichnet, stellt die beste Annäherung an die wahre Intensitätsverteilung des beobachteten Objekts dar, und wird daher für die Berechnung des Bildversatzes als Referenzbild gewählt. Die Variation des Granulationskontrastes in der Sequenz wird in Abbildung 3.2 gezeigt.

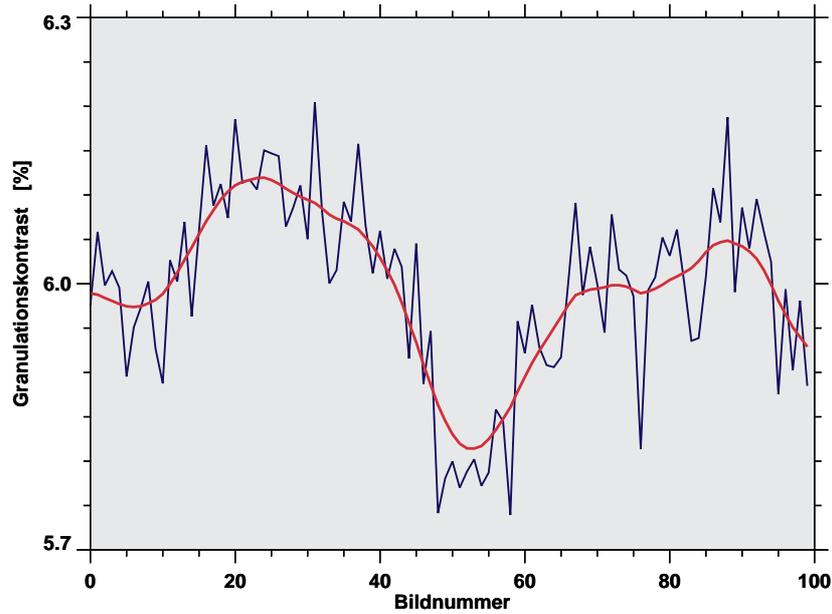


Abbildung 3.2: Variation des Granulationskontrastes in der am 26. Mai 2008 um 15:59 UT aufgenommenen Sequenz, woraus das Bild mit dem besten Kontrast der ersten Zeitserie des Tages rekonstruiert wird (siehe Tabelle 3.2). Durch die Verwendung eines Bildselektionsverfahrens (*engl.* frame selection) bei der Datenaufnahme entsteht eine leichte Absenkung der Kontrastwerte. Für nähere Auskunft über diesen Algorithmus siehe zum Beispiel Denker *et al.* (2005).

Die Korrelation des Referenzbildes mit den anderen Bildern der Serie $I^k(i, j)$ ergibt mit der Operation

$$c^k(i, j) = \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F} \left(I^{\text{ref}}(i, j) \right)^* \cdot \mathcal{F} \left(I^k(i, j) \right) \right] \quad (3.4)$$

die zweidimensionale, reale Kreuzkorrelationsfunktion $c^k(i, j)$. Der Laufindex $k = 1, 2, \dots, K$ bezieht sich auf das k -te Bild in der Sequenz. \mathcal{F} und \mathcal{F}^{-1} bezeichnen die Fourier-Transformation bzw. die inverse Fourier-Transformation. Das hochgestellte Sternchen zeigt an, dass es sich um eine konjugiert komplexe Größe handelt. Die Verschiebung des Maximums der Kreuzkorrelation $c^k(i, j)$ bezüglich des Koordinatenursprungs ergibt den ganzzahligen Verschiebungsvektor und somit den **Bildversatz**.

Für die spätere Bildrekonstruktion werden die kalibrierten Einzelbilder in isoplanare Gebiete (*engl.* isoplanatic patches) $H(i, j)$ von 64×64 Pixeln zerlegt — somit gilt $N = M = 64$. In diesen Gebieten können die atmosphärischen Störungen als konstant angesehen werden. Zuvor muß aber die entsprechende differentielle Bildbewegung erkannt und korrigiert werden. Nur dann wird der gleiche Ausschnitt auf der Sonne beobachtet. Der dazugehörige Vorgang beruht genau wie für den globalen Bildversatz auf dem Prinzip der Kreuzkorrelation. Als Referenzgebiet $H^{\text{ref}}(i, j)$ wird wieder das Gebiet mit dem besten Granulationskontrast gewählt.

Von jedem isoplanaren Gebiet l wird nun seine mittlere Intensität

$$\overline{H}^l = \frac{1}{NM} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M H^l(i, j) \quad (3.5)$$

abgezogen, und schließlich wird das Referenzgebiet mit den restlichen Gebieten des Bildes korreliert.

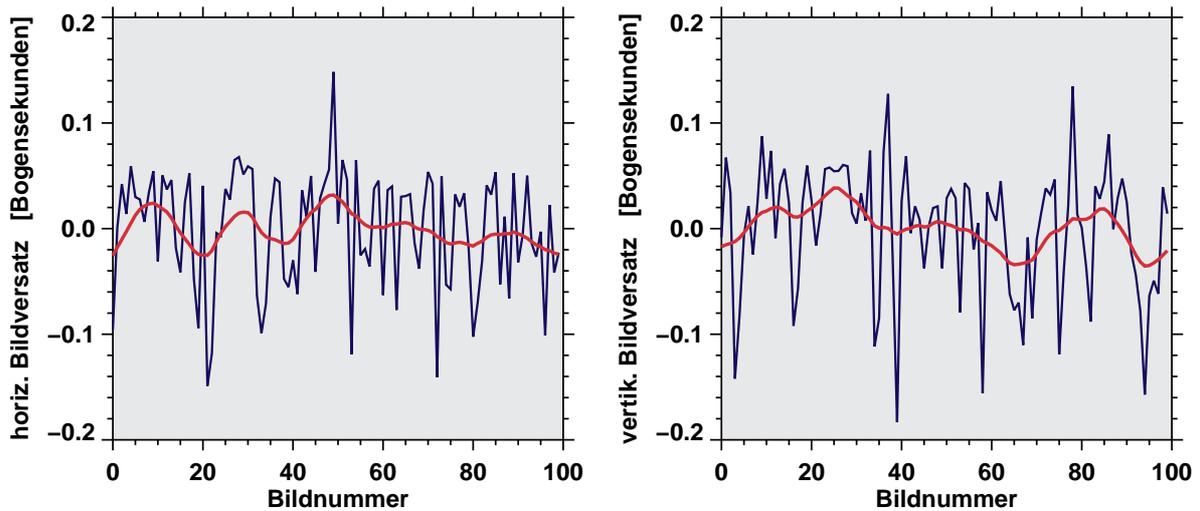


Abbildung 3.3: Horizontaler und vertikaler Bildversatz im Referenzbild der ersten Zeitserie vom 26. Mai 2008, aufgenommen um 15:59 UT.

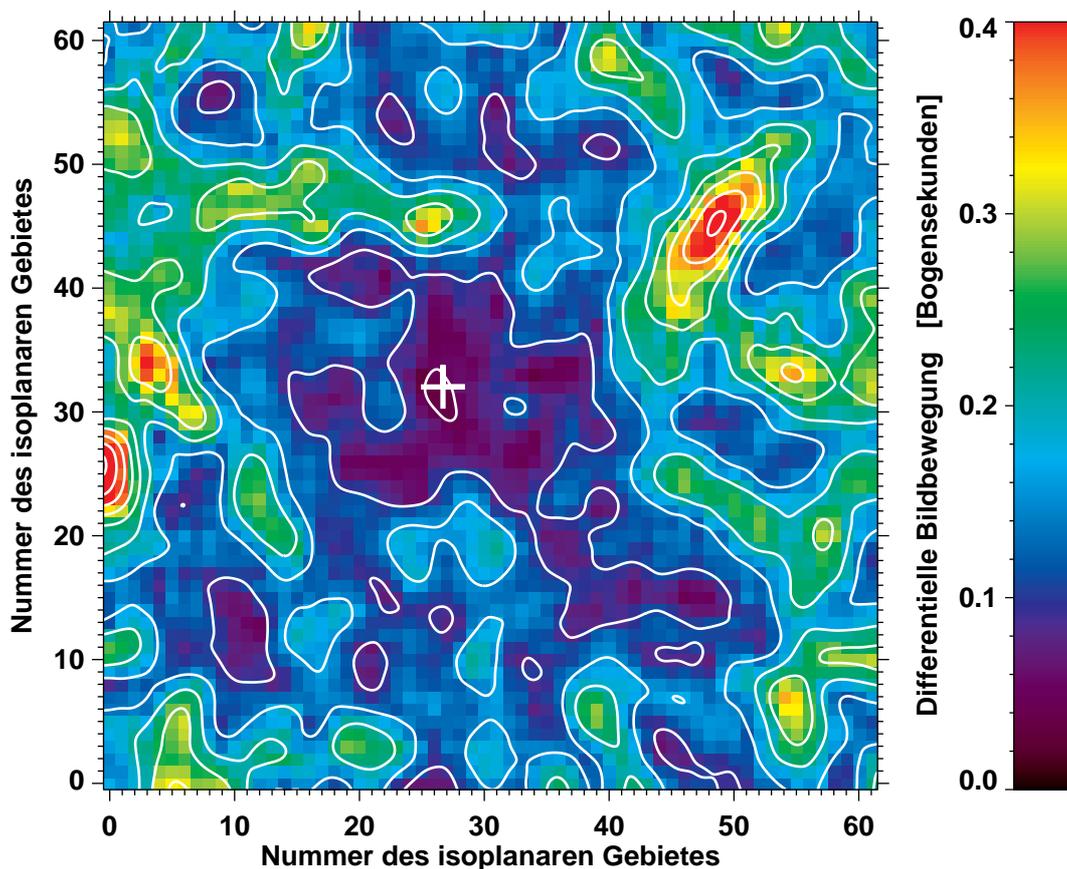


Abbildung 3.4: Differenzielle Bildbewegung im Referenzbild der Messung vom 26. Mai 2008, aufgenommen um 15:59 UT. Die weißen Konturen schließen Gebiete mit ähnlicher differenzieller Bildbewegung ein. Der Kreuz signalisiert den Referenzpunkt der AO. Trotz des verwickelten Bildmusters ist deutlich, dass die ermittelte differenzielle Bildbewegung radial von der Mitte her zunimmt.

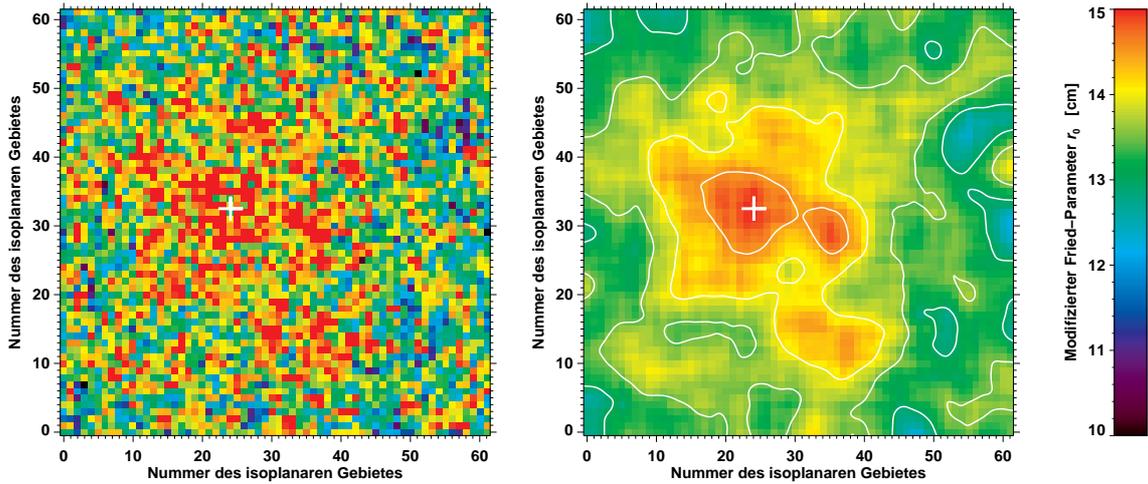


Abbildung 3.5: Der modifizierte Fried-Parameter r_0 wurde für jedes isoplanare Gebiet des am 26. Mai 2008 um 15:59 UT aufgenommenen Breitbandbildes der Sonne berechnet (links). Die beobachteten Werte entsprechen gutem Seeing, weisen aber eine starke Streuung auf. Daher werden diese Werte geglättet (rechts), so dass in der weiteren Bildrekonstruktion keine Kontrastsprünge entstehen. Das Maximum des Fried-Parameters wird in beiden Bildern durch ein Kreuz aufgezeigt, was auch den Referenzpunkt des AO Systems markiert.

Die Kreuzkorrelation hat die Form einer zweidimensionalen Korrelationsfunktion $c^l(i, j)$

$$c^l(i, j) = \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F} \left(H^{\text{ref}}(i, j) - \overline{H^{\text{ref}}} \right)^* \cdot \mathcal{F} \left(H^l(i, j) - \overline{H^l} \right) \right] . \quad (3.6)$$

Die Verschiebung des Maximums der Kreuzkorrelation $c^l(i, j)$ bezüglich des Koordinatenursprungs ergibt letztendlich den Verschiebungsvektor für jedes Gebiet und somit die differentielle Bildbewegung. Damit können die isoplanaren Gebiete zu einem Mosaik zusammengefügt werden.

Die differentielle Bildbewegung der einzelnen isoplanaren Gebiete ist in der Abbildung 3.4 dargestellt. Die wachsenden Abweichungen mit wachsendem Abstand zum Referenzpunkt (in der Abbildung durch einen Kreuz markiert) sind deutlich zu erkennen.

3.4 Die Methode des spektralen Quotienten

Nachdem die vom Seeing verursachten Verschiebungen des gesamten Bildes, und auch jene seiner einzelnen isoplanaren Gebieten ausgeglichen wurden, kommt es darauf an, die Effekte innerhalb dieser Gebiete zu korrigieren. Somit wird für die folgende Korrektur die Teilung des Bildes in isoplanare Gebiete beibehalten, worauf sie einzeln angewandt wird. Im Folgenden betrachten wir nicht mehr einzelne Pixel, sondern wir sind nun an der Intensitätsverteilung $I(\vec{x})$ interessiert. Der Vektor \vec{x} beschreibt eine zweidimensionale Koordinate im Ortsraum.

Man kann den Einfluß vom Seeing auf die Bildqualität mit der Abbildungsgleichung beschreiben

$$I(\vec{x}) = O(\vec{x}) * P(\vec{x}) , \quad (3.7)$$

wobei sich die beobachtete Intensitätsverteilung $I(\vec{x})$ aus der Faltung vom wahren Objekt $O(\vec{x})$ mit der *Punktverbreiterungsfunktion* oder PSF (*engl.* point spread function) $P(\vec{x})$ ergibt. Die

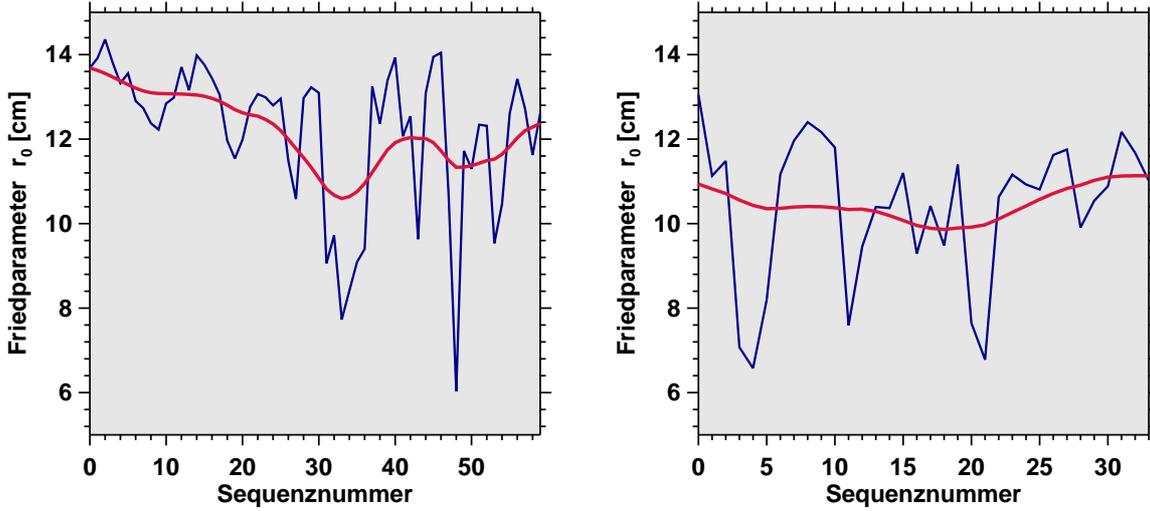


Abbildung 3.6: Gemittelter Friedparameter für die erste (links) beziehungsweise zweite (rechts) Zeitserie am 26. Mai 2008 (siehe Tabelle 3.2). Für beide Zeitserien wurde eine geglättete Kurve hinzugefügt. Obwohl die meisten, über 10 cm liegenden Werte des Fried-Parameters gutem Seeing entsprechen, gibt es doch Schwankungen und Zeiträume mit schlechtem Seeing, die eine Untersuchung der zeitlichen Entwicklung solarer Feinstrukturen erschweren.

PSF wird das gesamte optische System, d.h. Teleskop und Seeing beschreiben. Zugunsten der Rechnung mit Produkten wird zunächst die Fourier-transformierte Gleichung benutzt

$$\mathbf{I}(\vec{q}) = \mathbf{O}(\vec{q}) \cdot \mathbf{S}(\vec{q}) \quad . \quad (3.8)$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise bezeichnen wir mit $\mathbf{I}(\vec{q})$ die Fouriertransformierte $\mathcal{F}(I(\vec{x}))$ der Intensität. Der Vektor \vec{q} bezeichnet hier eine zweidimensionale Koordinate im Frequenzraum. Diese Raumfrequenz wurde auf die Öffnung des Teleskops normiert (Denker *et al.*, 2007). Der Einfluß der turbulenten Atmosphäre auf das wahre Objekt $\mathbf{O}(\vec{q})$ wird nun mit einer *optischen Transferfunktion* oder OTF (*engl.* optical transfer function) $\mathbf{S}(\vec{q})$ beschrieben, die damit multipliziert wird. Die OTF ist die Fourier-Transformierte der PSF: Ihr Betrag mißt die Stärke bestimmter räumlichen Frequenzen, und wird als Modulationstransmissionsfunktion oder MTF bezeichnet (*engl.* modulation transfer function). Im Falle der Speckle-Rekonstruktion (siehe später) spricht man von der *Speckle-Transferfunktion* (STF). Transferfunktionen für den Fall kurzzeitiger Belichtungen werden in Fried (1965) und Korff (1973) beschrieben.

Während die Kalibrierung des Leistungsdichtespektrums eines Bildes (*engl.* power spectrum) sehr einfach für punktförmige Objekte ist, stößt man bei Sonnenbildern auf das Problem, dass keine Punktlichtquellen vorhanden sind: Eine zweidimensionale Fläche unterliegt dem Seeing, das sich auch über das ganze Gebiet ändern kann. Somit muß die Transferfunktion mit Hilfe von Modellen indirekt errechnet werden. Glücklicherweise hängen sie nur vom Fried-Parameter r_0 ab, und dieser kann mit der Methode der spektralen Quotienten erfolgreich abgeschätzt werden (von der Lühe, 1984).

Der *spektrale Quotient* $\varepsilon(\mathbf{q})$ ist das Verhältnis des Leistungsdichtespektrums einer langen Belichtung zu den über diese Zeit gemittelten Leistungsdichtespektren aller kurzbelichteten Bilder k . Dieses Verhältnis kann durch die folgende Gleichung ausgedrückt werden

$$\varepsilon(\mathbf{q}) = \frac{|\langle \mathbf{I}(\vec{q}) \rangle|^2}{\langle |\mathbf{I}(\vec{q})|^2 \rangle} = \frac{|\langle \mathbf{O}(\vec{q}) \rangle|^2 |\langle \mathbf{S}(\vec{q}) \rangle|^2}{\langle |\mathbf{O}(\vec{q})|^2 \rangle \langle |\mathbf{S}(\vec{q})|^2 \rangle} \quad . \quad (3.9)$$

Hierbei haben wir vom Ergodentheorem Gebrauch gemacht, wonach ein zeitliches Mittel durch das entsprechende Scharmittel ersetzt werden kann, d.h.

$$\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K |\mathbf{I}(\vec{q}, t_k)|^2 = \langle |\mathbf{I}(\vec{q})|^2 \rangle \quad \text{und} \quad \frac{1}{K} \left| \sum_{k=1}^K \mathbf{I}(\vec{q}, t_k) \right|^2 = |\langle \mathbf{I}(\vec{q}) \rangle|^2 \quad (3.10)$$

so dass $\langle |\mathbf{I}(\vec{q})|^2 \rangle$ die zeitliche Mittelung aller kurzbelichteten Bilder und $|\langle \mathbf{I}(\vec{q}) \rangle|^2$ das Leistungsdichtespektrum der langen Belichtung ausdrücken.

Die Zeitskala der noch sichtbaren Veränderungen auf der Sonnenoberfläche entspricht dem Verhältnis vom wahren Abstand eines Pixels (etwa 70 km) und der Schallgeschwindigkeit der Sonne (etwa 10 km/s). Somit ist sie viel länger als die für das Seeing charakteristische Zeitskala (Millisekunden). $\mathbf{O}(\vec{q})$ kann dann im Vergleich zu $\mathbf{S}(\vec{q})$ als konstant angesehen werden, fürs ungestörte Objekt ist also die Reihenfolge von Quadrierung und Mittelung irrelevant: Sein theoretisches Leistungsdichtespektrum und die Mittelung aller entsprechenden Kurzzeitbilder heben sich auf. Somit bleibt nur die Information, die das Seeing beschreibt (Denker *et al.*, 2007).

Die Punktverbreiterungsfunktion hängt vom Fried-Parameter ab, so dass dieser aus der Gleichung (3.9) abgeschätzt werden kann. Der Fried-Parameter ist aber nicht über das ganze Bild konstant (siehe Abbildung 3.5). Wenn man einen konstanten Wert des Fried-Parameters über das ganze Bild nimmt, dann sind die Fourieramplituden im ermittelten Leistungsdichtespektrum beim Referenzpunkt überkorrigiert und am Rande unterschätzt. Dieses Problem wird aber mit dem Gebrauch einer bildfeldabhängigen OTF gelöst.

In dem für diese Arbeit benutzte Programm wird zuerst für jedes isoplanare Gebiet die Apodisation verrechnet (die Lichtstrahlen werden in die Mitte des Bildes konzentriert). Anschließend wird für jedes Gebiet die Fourier-Transformation berechnet, und dann die Rechnung entsprechend der Gleichung (3.9) durchgeführt. Weil die einzelnen spektralen Quotienten verauscht sind, wird anschließend eine Gaußfunktion angepaßt, so dass der modifizierte Fried-Parameter berechnet werden kann.

3.5 Bildrekonstruktion mit Methoden der Speckle Interferometrie

Nachdem alle Werte des Fried-Parameters während einer Zeitserie aufgenommen (siehe ein Beispiel in Abbildung 3.6) und somit die Transferfunktionen berechnet worden sind, kann nun die Bildrekonstruktion mit der Abschätzung der Amplituden und Phasen der Objektinformation fortgesetzt werden. Die dafür meist angewandten Techniken sind (Löfdahl *et al.*, 2007):

- *Phase Diversity*: Abschätzungen von Amplituden und Phasen werden gemacht, in dem mehrere Bilder verglichen werden, die gleichzeitig in einem fokussierten und defokussierten Strahlengang aufgenommen werden. Diese Methode ist sehr rechenintensiv und benötigt relativ gutes Seeing. Andererseits kann sie schon aus wenigen Bildpaaren (5–10) gute Rekonstruktionen liefern. Für nähere Details siehe Paxman & Fienup (1988).
- *Blind Deconvolution*: Für Kombinationen von Leistungsdichtespektren, die das Rauschen beschreiben, und Punktverbreiterungsfunktionen kann das zu untersuchende Objekt unter gewissen Annahmen bestimmt werden. Diese Annahmen sind beispielsweise, dass Intensitäten immer positive Werte besitzen oder dass seeingbedingte Phasenfluktuationen bestimmten statistischen Gesetzen gehorchen. Diese beispielsweise in Lane (1992) beschriebene Methode basiert auf nichtlinearen iterativen Algorithmen, die versuchen, eine

Fehlermetrik zu minimieren. Daher sind sie zeitaufwendig, aber nur wenige Aufnahmen mit gutem Signal-Rausch-Verhältnis reichen aus für eine gute Rekonstruktion. Ein Überblick über Entfaltungstechniken wird in Starck *et al.* (2002) gegeben.

- Speckle-interferometrische Techniken wie *Speckle Holography* (Liu & Lohmann, 1973) oder *Speckle Masking* (Weigelt, 1977) basieren auf längeren Sequenzen von Bildern, deren kurze Belichtungszeit praktisch das Einfrieren des Seeing verursacht, d.h. die Wellenfronten in einem isoplanaren Gebiet verändern sich nicht während der Belichtung. Die Speckle-Bilder bekommen ihren Namen von den kleinen Fleckchen (*engl.* Speckles), die in Kurzzeitbelichtungen von Einzelsternen (punktförmigen Objekten) zu sehen sind, und deren Dimensionen als die Beugungsgrenze erreichen können. Eine Sequenz solcher Bilder liefert ein ähnliches Signal-Rausch-Verhältnis für das rekonstruierte Bild wie das einer Langzeitaufnahme. Trotz der enormen Datenmengen ist die Bildrekonstruktion wegen eines nicht iterativen, mit der Bildanzahl linear skalierenden Algorithmus sehr schnell. Mit Clusterrechnern lassen sich Bilder in einer Zeit rekonstruieren, die vergleichbar mit dem Aufnahmezeitraum ist.

Die Methode zur Berechnung der Fourier-Amplituden eines zu rekonstruierenden Sonnenbildes wurde von Labeyrie (1970) vorgeschlagen. Speckles bilden sich aufgrund von Phasenfluktuationen in einem kohärenten Strahlengang, die vom Seeing hervorgerufen werden. Da die minimale Größe der Speckles etwa der Beugungsscheibe eines Teleskops ohne Einfluß vom Seeing gleich ist, wird die Analyse einer Sequenz kurzzeitbelichteter Bilder mehr Information liefern als die Langzeitaufnahmen, wo alle Speckles zu einem diffusen Fleck, dem Seeing-scheibchen, verschmelzen.

In einer beliebigen Sequenz werden alle Bilder $\mathbf{I}(\vec{q}, t_k)$ in der Zeit gemittelt, womit sich die Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |\mathbf{I}(\vec{q}, t_k)|^2 = |\mathbf{O}(\vec{q}, t_k)|^2 \cdot \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |\mathbf{S}(\vec{q}, t_k)|^2 \quad (3.11)$$

ergibt, was nach erneuter Bedienung des ergodischen Theorems einem Scharmittel entspricht

$$\langle |\mathbf{I}(\vec{q})|^2 \rangle = |\mathbf{O}(\vec{q})|^2 \cdot \langle |\mathbf{S}(\vec{q})|^2 \rangle \quad (3.12)$$

Hier ist $\langle |\mathbf{I}(\vec{q})|^2 \rangle$ das gemittelte Leistungsdichtespektrum der Kurzzeitbilder, $|\mathbf{O}(\vec{q})|^2$ ist das Leistungsdichtespektrum des beobachteten Objekts, und $\langle |\mathbf{S}(\vec{q})|^2 \rangle$ die Speckle-Transferfunktion oder STF. Die Fourieramplituden $\sqrt{|O(\mathbf{q})|^2}$ des Objekts werden unmittelbar von (3.12) abgeleitet.

Die Methode von Labeyrie genügt, um Bilder zentralsymmetrischer Objekte zu rekonstruieren. Um die Struktur eines ausgedehnten Objekts aufzulösen sind aber die Fourierphasen notwendig.

Zu diesem Zweck bedienen wir uns der *Speckle Masking* Technik. Ursprünglich für Doppelsterne erfunden, zeigte Weigelt (1977), dass diese Methode auch für flächenhafte Objekte benutzt werden kann (Lohmann *et al.*, 1983). Insbesondere wird sie auf Sonnenbilder angewandt (Pehlemann & von der Lühe, 1989). Um mehr Information über die Fourierphasen zu gewinnen wird hier das *Speckle Masking Bispektrum* benutzt

$$\mathbf{I}^3(\vec{p}, \vec{q}) = \mathbf{I}(\vec{p}, \vec{q}) \mathbf{I}^*(\vec{p} + \vec{q}) \quad , \quad (3.13)$$

wobei \vec{p} und \vec{q} zwei verschiedene Raumfrequenzen sind. Weil \vec{p} und \vec{q} voneinander unabhängig sind, kann man im Bispektrum geschlossene Phasenzüge finden

$$I(\vec{p})I(\vec{q})I^*(\vec{p} + \vec{q}) = A(\vec{p})A(\vec{q})A(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \exp[i(\phi(\vec{p}) + \phi(\vec{q}) - \phi(\vec{p} + \vec{q}))] \quad (3.14)$$

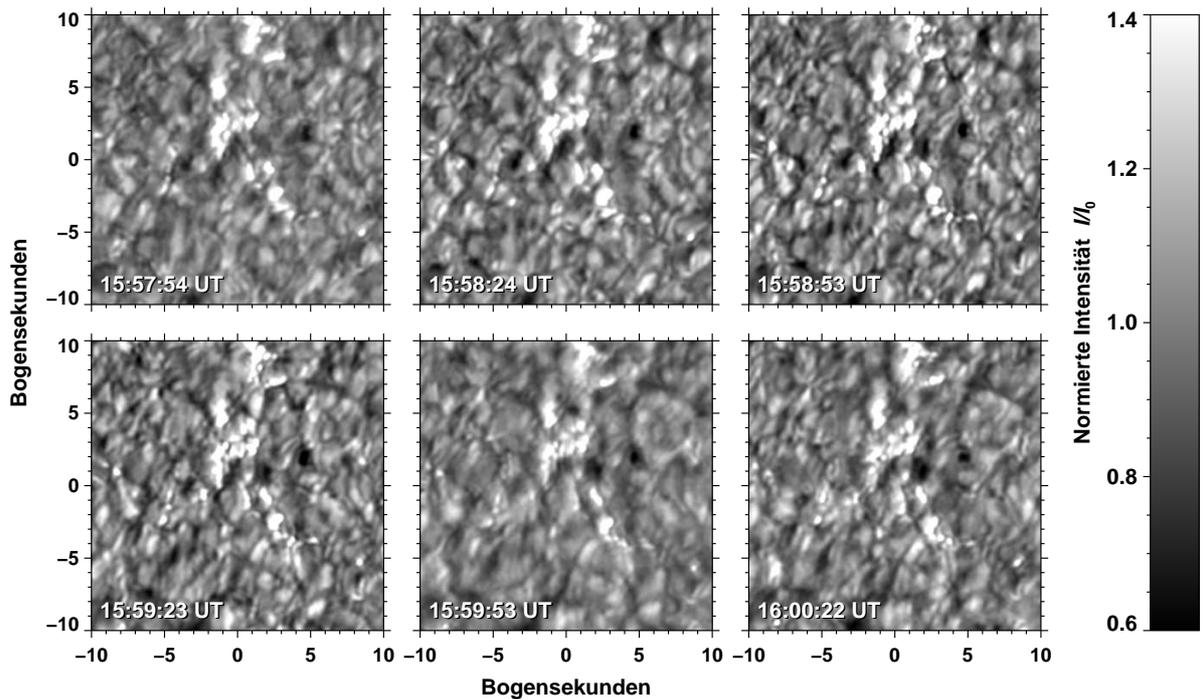


Abbildung 3.7: Aus sechs am 26. Mai 2008 aufgenommenen Bildern der ruhigen Sonne wurde ein Bereich von etwa $20''$ Seitenlänge um den Referenzpunkt der AO ausgewählt. Trotz Bildrekonstruktion sind auf Grund des variablen Seeings deutliche Unterschiede in der Bildqualität bemerkbar. Nichtsdestotrotz sind auch Veränderungen der solaren Feinstruktur im Zeitraum von etwa zwei Minuten zu erkennen.

Erneut kann man unter ergodischen Bedingungen das Bispektrum des Objekts durch ein Scharmittel beschreiben

$$\langle \mathbf{I}^3(\vec{p}, \vec{q}) \rangle = \mathbf{O}^3(\vec{p}, \vec{q}) \langle \mathbf{S}^3(\vec{p}, \vec{q}) \rangle \quad . \quad (3.15)$$

Die Transferfunktion $\mathbf{S}^3(\vec{p}, \vec{q})$ heißt in diesem Falle *Speckle-Masking-Transferfunktion* oder SMTF. Für eine nähere Behandlung siehe von der Lühe (1985). Da sie reell ist, hat sie keinen Einfluß auf die komplexen Phasen. Die Phasen können nach (3.14) und (3.15) beginnend mit einer Anfangsphase $\phi(\vec{0}) = \mathbf{0}$ rekursiv für das gesamte Bild berechnet werden

$$\exp[i\phi(\vec{p} + \vec{q})] = \exp[i\phi(\vec{p})] \exp[i\phi(\vec{q})] \exp[-i\Phi(\vec{p}, \vec{q})] \quad , \quad (3.16)$$

wobei $\Phi(\vec{p}, \vec{q})$ die Phase des gemittelten Speckle-Masking-Bispektrums ist.

Mit diesen Phasen und Labeyries Fourier-Amplituden können die isoplanaren Gebiete schon rekonstruiert werden, und zu einem Mosaik zusammengefügt werden. Sechs fertige Bilder, am 26. Mai 2008 aufgenommen, sind in der Abbildung 3.7 zu sehen. Die Qualität dieser Methode wird anhand dieser Aufnahmen demonstriert.

3.6 Messung der horizontalen Eigenbewegungen

Um die Eigenbewegungen in der Photosphäre aus den fertigen Breitbandbildern abzuleiten muß zuerst der Begriff *Eigenbewegung* präzisiert werden — im Falle flächenhafter Objekte können

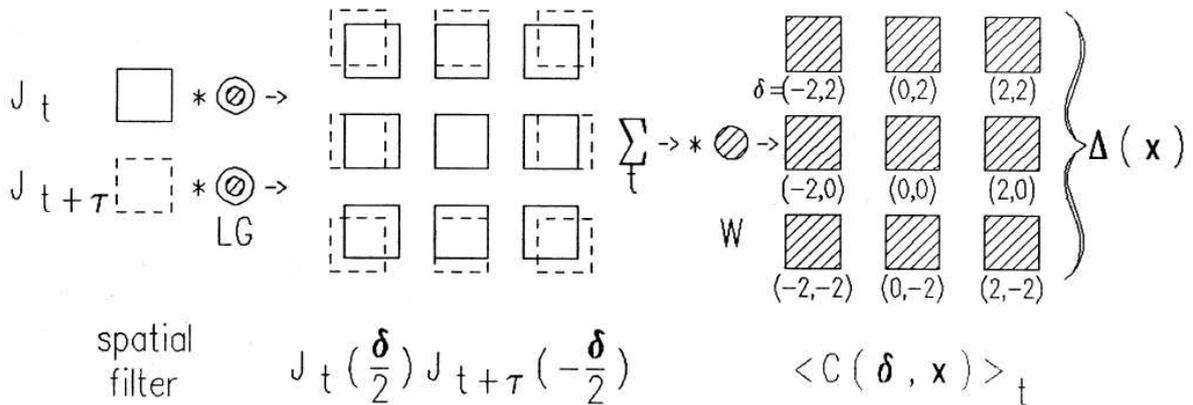


Abbildung 3.8: Schema des LCT-Verfahrens. Das Bild J_t und das zeitlich verschobene $J_{t+\tau}$ werden in Folge mit der Laplace-Gauß-Korrelation LG gefiltert, gegeneinander in acht Positionen verschoben und multipliziert. Die neun Produkte werden anschließend über die Zeit gemittelt und mit dem Apodisationsfenster W gefaltet. Die Interpolation ergibt die Eigenbewegung $\Delta(x)$ als Funktion der Position.

Bildquelle: Abbildung 2 in November & Simon (1988).

verschiedene Teile des Objekts Bewegungen in verschiedene Richtungen zeigen. Das wird bei Seeing noch mehr betont. Daher ist nur möglich Eigenbewegungen zu betrachten, wenn das simultane Verhalten aller Teile des Bildes auf irgendeiner Art zusammengefasst wird.

In der Sonnenforschung hat sich für die Messung der Eigenbewegungen verschiedener Strukturen die Methode *Local Correlation Tracking* oder LCT etabliert. Sie ermöglicht die zweidimensionale Ermittlung der häufig mit der Entwicklung magnetischer Strukturen zusammenhängenden Bewegungen, was beispielsweise für die Untersuchung der Konvektion besonders vorteilhaft ist, und zusammen mit der Doppleranalyse ein dreidimensionales Profil der Geschwindigkeiten liefert. Weiterhin bleibt LCT leistungsstark sowohl für Weltraum- als auch für bodengebundene Beobachtung. LCT wurde in November & Simon (1988) vorgestellt, deren Darstellung hier übernommen wird.

LCT beruht auf dem Ansatz, dass sich horizontale Eigenbewegungen aus der Kreuzkorrelation zweier um die Zeit τ verschobenen Bildern J_t und $J_{t+\tau}$ ermitteln lässt. Numerisch lässt sich die Korrelationsfunktion aus einer kleinen Verschiebung dieser Bilder gegeneinander bestimmen

$$\langle C(\delta, x) \rangle_t = \left\langle \mathcal{L}[I_t \left(x - \frac{\delta}{2} \right)] \cdot \mathcal{L}[I_{t+\tau} \left(x + \frac{\delta}{2} \right)] \right\rangle_t * W(x) \quad , \quad J_t = \mathcal{L}[I_t] \quad . \quad (3.17)$$

Das Verfahren wird in der Abbildung 3.8 veranschaulicht. Dabei wurden die Bilder I_t und $I_{t+\tau}$ mit einer Gaußfunktion Laplace-korreliert, um die möglichen Gradienten zu eliminieren, die durch Strukturen mit einer räumlichen Frequenz unter der Beugungsgrenze verursacht werden können (November & Simon, 1988). Weiterhin werden diese gefilterten Intensitäten mit einer Apodisationsfunktion $W(x)$ gefaltet. Die Korrelationsfunktionen werden dann gemittelt, und aus der Verschiebung des Maximums wird dann die Eigenbewegung $\Delta(x)$ bestimmt. Durch die zeitliche Mittelung wird der Einfluß des Seeings drastisch reduziert, da sonst die Amplituden der Eigenbewegungen mit Fehlern von bis $0.2''$ behaftet wären. Wichtig ist aber, dass nicht die errechneten Eigenbewegungen gemittelt werden, sondern die Korrelationsfunktionen, bevor sie maximiert werden. Es kann gezeigt werden, dass bei variablem Seeing Bilder mit den höchsten

Kontrasten einen höheren Beitrag zur Korrelationsfunktion liefern. Bilder mit niedrigem Kontrast gehen ebenfalls in die Korrelationsfunktion ein, ohne diese jedoch zu dominieren.

Die Bestimmung des Maximums der Kreuzkorrelation kann mit Subpixelgenauigkeit erreicht werden. Dazu wird ein zweidimensionaler Parabelfit für die Positionen des Maximums und der benachbarten Pixel durchgeführt.

3.7 Entfaltung von schmalbandigen Filtergrammen

Die breitbandigen Bilder haben soweit geholfen, einen klaren und detaillierten Einblick in die Sonnenoberfläche zu geben und ihre Aktivität in großen Zügen zu erkennen. Um zu genauerer Information über die magnetische Konfiguration einer Region zu gelangen, muß man jedoch gezielt Spektrallinien für die Datenaufnahme auswählen, deren Profile dann schrittweise abgetastet werden. So werden Phänomene in verschiedenen (optischen) Tiefen der Sonne durch die entsprechende Sequenz von Schmalbandbildern erkennbar. Die Bilder in dieser Arbeit wurden mit IBIS aufgenommen.

Die Schmalbandbilder leiden aber wie die Breitbandbilder unter dem Einfluß der turbulenten Atmosphäre. Da die Bandbreite gering ist und die Belichtungszeiten kurz sind, stehen für die Schmalbandfiltergramme nicht genügend Photonen zur Verfügung, um eine direkte Rekonstruktion mit der Speckle Masking Methode zu erlauben. Auch wären hierfür etwa 100 Filtergramme pro Wellenlängenpunkt notwendig. Wegen der relativ großen Anzahl von Bildern würden jeweilige Speckle-Rekonstruktionen einen zu großen Rechenaufwand erfordern. Keller & von der Lühe (1992) konnten aber das Problem mit einer anderen Lösung beseitigen. Nachdem mit einem Bildselektionsverfahren Bilder mit den besten Kontrasten einer Sequenz ausgewählt wurden, und damit bessere Signale erzielt wurden, nahmen sie gleichzeitig Schmalbanddaten zu den Breitbanddaten auf, und berechneten aus letzteren die jeweiligen Transferfunktionen. Da die Speckle-Rekonstruktionen keine besonders hohe spektrale Auflösung erfordern und der ausgewählte Wellenlängenbereich nicht weit von der Spektrallinie liegt, können diese momentanen Transferfunktionen auch auf die Schmalbanddaten angewandt werden.

Um dieses Verfahrens zu beschreiben, gehen wir erneut von den Abbildungsgleichungen für Schmal- und Breitbandbilder aus.

$$I_n(\vec{x}) = O_n(\vec{x}) * S(\vec{x}) \text{ bzw. } I_b(\vec{x}) = O_b(\vec{x}) * P(\vec{x}) \quad , \quad (3.18)$$

wobei $I_n(\vec{x})$ und $I_b(\vec{x})$ die beobachteten Intensitäten für Schmal- und Breitbandbilder sind. Diese ergeben sich aus den jeweiligen Faltungen des Objekts O_n (im Schmalband) und O_b (im Breitband) mit der Punktverbreiterungsfunktion P . Wir bringen nun die Rechnung in den Fourierraum mit

$$\mathbf{I}_n(\vec{q}) = \mathbf{O}_n(\vec{q}) \cdot \mathbf{S}(\vec{q}) \text{ bzw. } \mathbf{I}_b = \mathbf{O}_b(\vec{q}) \cdot \mathbf{S}(\vec{q}) \quad . \quad (3.19)$$

Da alle Intensitäten und Objekte und die Transferfunktion von nun an ausschließlich raumfrequenzabhängig sein werden, wird diese Abhängigkeit in den Gleichungen ausgelassen. Ein Schmalbandobjekt \mathbf{O}'_n kann bezogen auf das Breitbandobjekt einfach abgeschätzt werden

$$\mathbf{O}'_n = \left\langle \frac{\mathbf{I}_n}{\mathbf{S}} \right\rangle = \left\langle \frac{\mathbf{I}_n}{\mathbf{I}_b} \right\rangle \mathbf{O}_b \quad . \quad (3.20)$$

Um verrauschte Werte bei kleinen Raumfrequenzen zu vermeiden wird das Objekt mit dem Leistungsdichtespektrum der Breitbandintensität gewichtet (Primot *et al.*, 1990)

$$\mathbf{O}'_n = \frac{\langle (\mathbf{I}_n / \mathbf{I}_b) |\mathbf{I}_b|^2 \rangle}{\langle |\mathbf{I}_b|^2 \rangle} \mathbf{O}_b = \frac{\langle \mathbf{I}_n \mathbf{I}_b^* \rangle}{\langle |\mathbf{I}_b|^2 \rangle} \mathbf{O}_b \quad , \quad (3.21)$$

was zusammen mit der Gleichung (3.19) für endliche Werte von $|\mathbf{O}_b|^2$ und $\langle |\mathbf{S}|^2 \rangle$ die Äquivalenz vom wahren und vom abgeschätzten Objekt liefert

$$\mathbf{O}'_n = \frac{\langle \mathbf{O}_n \mathbf{S} (\mathbf{O}_b \mathbf{S})^* \rangle}{\langle \mathbf{O}_b \mathbf{S} (\mathbf{O}_b \mathbf{S})^* \rangle} \cdot \mathbf{O}_b = \frac{\mathbf{O}_n |\mathbf{O}_b|^2 \langle |\mathbf{S}|^2 \rangle}{|\mathbf{O}_b|^2 \langle |\mathbf{S}|^2 \rangle} = \mathbf{O}_n \quad . \quad (3.22)$$

Wenn man den Einfluß von additivem Rausch auf beide beobachtete Intensitäten berücksichtigt, beziehungsweise

$$\mathbf{I}_n = \mathbf{O}_n \mathbf{S} + \mathbf{N}_n \quad \text{und} \quad \mathbf{I}_b = \mathbf{O}_b \mathbf{S} + \mathbf{N}_b \quad (3.23)$$

mit $\langle \mathbf{N}_n \rangle = \langle \mathbf{N}_b \rangle = 0$, erhält man für Rauschquellen, die mit der Transferfunktion nicht korreliert sind ($\langle \mathbf{S} \mathbf{N}_b \rangle = \langle \mathbf{S} \rangle \langle \mathbf{N}_b \rangle$) ein nahezu identisches Ergebnis — lediglich unterscheidet sich die Abschätzung durch einen vom Schmalbandrausch unabhängigen Filterterm Φ

$$\mathbf{O}'_n = \frac{|\mathbf{O}_b|^2 \langle |\mathbf{S}|^2 \rangle}{|\mathbf{O}_b|^2 \langle |\mathbf{S}|^2 \rangle + \langle |\mathbf{N}_b|^2 \rangle} \mathbf{O}_n = \Phi \mathbf{O}_n \quad . \quad (3.24)$$

Dieses kann mit einer Abschätzung von $\langle |\mathbf{N}_b|^2 \rangle$ aufgehoben werden (siehe Keller & von der Lühe (1992) für alle Zwischenschritte und zusätzlichen Erklärungen).

Diese Korrektur ist auf die einzelnen isoplanaren Gebiete anzuwenden. Diese werden nach der Entfaltung zu einem Mosaik zusammengesetzt. Dabei werden die relativen Verschiebungen von Breit- und Schmalbandbilder während der Aufnahme dadurch ausgeglichen, dass die Schmalbandbilder um die jeweiligen Versätze zwischen konsekutiven Breitbandbildern verschoben werden (Mikurda *et al.*, 2006). Daher muss bei der Vorbehandlung der Breitbandbilder darauf geachtet werden, dass Skalierungsdefekte und residuelle Rotation bezüglich der Schmalbandbilder ausgeglichen werden.

Insgesamt wird die räumliche Auflösung der Filtergramme aufgrund der Kombination von Bildselektionsverfahren und Rekonstruktion um ein Faktor von etwa fünf erhöht. Ergebnisse bezüglich der spektralen Qualität von rekonstruierten Filtergrammen der Sonnengranulation nach einer Bisektorenanalyse befinden sich beispielsweise in Mikurda *et al.* (2006). Trotz auftretender kleinskaligen Störungen im Bild und einer leichten intensitätsabhängigen Veränderung der Linienbreiten wurde dabei die Erhaltung von den mittleren Intensitäten und Linienasymmetrien festgestellt. Weitere Vorteile der Methode sind ihre Anwendbarkeit auf beliebige Bildfelder und ihre Anwendbarkeit auf Objekte mit niedrigem Kontrast. Die Kombination des Polarimeters mit dem Bildauswahlverfahren und der Speckle-Bearbeitung liefert nahezu beugungsbegrenzte Magnetogramme.

3.8 Polarimetrie

Die aufgenommenen Breitbandbilder haben es uns soweit ermöglicht, interessante Strukturen in der Chromosphäre zu erkennen. Um Informationen über die Dopplergeschwindigkeiten und die Magnetfelder in diesen Regionen zu gewinnen muß man jedoch auf die Schmalbandfiltergramme zugreifen. Diese Bilder werden mit einer Bandbreite von wenigen Pikometern aufgenommen. Spektrallinien können durch eine Reihe solcher Bilder abgetastet und ihre Profile rekonstruiert werden. Der Magnetismus der Sonne wird über eine spektropolarimetrische Analyse ermittelt. Der Polarisationszustand und der Polarisationsgrad des Lichtes ist im sogenannten Stokes-Vektor verschlüsselt (siehe Abschnitt 3.1). Für diese spektropolarimetrische Untersuchung wurden die photosphärische Fe I-Linie und die chromosphärische Ca II-Linie ausgewählt. Diese Linien wurden von IBIS in 14 bzw. 21 Schritten abgetastet.

Die Gewinnung polarimetrischer Datensätze erfolgt in IBIS mittels der Vektorpolarimetrie: das durch die zwei FPIs spektral hochaufgelöstes Licht trifft auf zwei Phasenplatten und einen polarisierenden Strahlteiler kurz vor dem Detektor, so dass die beiden Teilstrahlen orthogonale Zustände des Stokes-Vektors aufweisen (Viticchié *et al.*, 2009). So wird bei jedem Wellenlängenschritt Licht in sechs verschiedenen Polarisationszuständen detektiert ($I \pm V$, $I \pm Q$, $I \pm U$). In diesen Aufnahmen müssen nun die von der Meßapparatur verursachten Polarisationseffekte aufgehoben werden. Da diese die Verhältnisse der verschiedenen Komponenten des Stokes-Vektors verändern können, müssen für die Korrektur 4×4 -Matrizen benutzt werden (Müller-Matrizen). Um diese zu ermitteln werden am Anfang des Beobachtungstags Kalibrierungsmessungen durchgeführt.

Die Müllermatrizen beschreiben jedes einzelne Element im Strahlengang. Wenn das Teleskop der Sonnenbahn folgt, können sich die optischen Elemente gegeneinander verdrehen. Die Matrizen sind also zeitabhängig. Da sich die Beobachtungsplattform beim DST dreht, um die durch das Turret verursachte Bild Drehung zu kompensieren, wird die Kalibration für vier Positionen der Beobachtungsplattform durchgeführt. Zur Polarisationskalibration wird versucht, so früh wie möglich im Strahlengang eine definierte Polarisation des Lichts einzubringen. Dies geschieht, indem für verschiedene Winkel (alle 5°) das Licht durch eine Kombination von Linearpolarisatoren und Verzögerungsplatten geleitet wird. Spiegel, die sich vor der Kalibrationsseinheit befinden (z.B. im Turret), müssen modelliert werden. Nach der Kalibrierung sind die spektropolarimetrischen Daten frei von instrumentellen Einflüssen.

Bisher ist nur der Polarisationsgrad Stokes V/I , Q/I und U/I bekannt. Um physikalische Größen wie die Magnetfeldvektoren zu erhalten, müssen die einzelnen Linienprofile noch invertiert werden. Für nähere Details über den hier benutzten SIR Code (*engl.* Stokes inversion based on response functions) siehe Ruiz Cobo & del Toro Iniesta (1992). Inversionen hochaufgelöster Linienprofile wären ein aufwändiges Diplomarbeitsthema für sich. Daher wird in der vorliegenden Arbeit nur ein Beispiel für ein speziell ausgewähltes Pixel gezeigt. Für eine spätere Publikation in einer wissenschaftlichen Zeitschrift sind jedoch Inversionen ausgedehnter Gebiete erforderlich.

Kapitel 4

Ergebnisse

Nachdem die Rohdaten kalibriert wurden, wurde eine Multispektralanalyse ausgewählter Gebiete der ruhigen Sonne durchgeführt. Ergebnisse dieser Untersuchung werden in diesem Kapitel vorgestellt. Die Daten des 26. Mai enthalten eine mittelgroße, einfach erkennbare magnetische Struktur, und ihr Kontrast macht sie relativ gut sichtbar innerhalb des Bildfelds. Da die Daten eine bessere Qualität als die am 25. Mai aufgenommenen Bilder aufweisen, werden sie zur Vorstellung der hier benutzten Methoden zuerst diskutiert. Ausserdem ist neu auftauchender magnetischer Fluss das Anfangsstadium von Magnetfeldkonfigurationen, die Minifilamente beherbergen. In allen Abbildungen, die Daten der Beobachtungsserie am DST enthalten, gilt die Konvention, dass Norden oben ist und Osten auf der linken Seite liegt.

4.1 Neu auftauchender magnetischer Fluss am 26. Mai 2008

In Abbildung 4.1 werden zwei verschiedene Ansichten der Sonne am 26. Mai 2008 dargestellt: ein He I Spektroheliogramm ($\lambda 1.083$ nm) und ein Fe I Magnetogramm ($\lambda 630,15$ nm). Jedes Bild bringt die Sonnenaktivität, an diesem mit einem einzigen Fleck (NOAA 10997) relativ ruhigen Tag, anders zur Schau. Die chromosphärische Heliumlinie ist wegen der Korrelation ihrer Einsenktiefe mit der Phase des 11-jährigen Sonnenzyklus ein effektiver Indikator der Sonnenaktivität (Kozlova & Somov, 2003). Gebiete mit magnetischer Aktivität heben sich als dunkle Flecke vom Hintergrund ab. Andererseits ist die photosphärische Fe I Linie aufgrund ihrer Empfindlichkeit in Bezug auf den Zeemaneffekt sehr beliebt für die Erstellung von Magnetogrammen. In den beiden Bildern wird so eine kleine Region lokalisiert, in der magnetischer Fluss neu entsteht (EFR). Diese liegt bei den heliographischen Koordinaten $11,8^\circ$ Nord und $52,1^\circ$ Ost, und wird in Abbildung 4.1 mit einem weißen Viereck eingerahmt.

Bevor mit der spektroskopischen Analyse dieser Region angefangen wird, ist es wichtig das gemeinsame Bildfeld von Breitbanddaten und Schmalbanddaten zu bestimmen (ein Überblick aller Aufnahmen befindet sich in der Tabelle 3.2). Um den entsprechenden Sonnenausschnitt zu gewinnen, wird zunächst ein Breitbandbild im G-Band mit besonders gutem Kontrast ausgewählt und mit der zeitlich nächsten Schmalbandaufnahme kreuzkorreliert. Daraus wird der Abstand ermittelt, um den das Schmalbandbild verschoben werden muss, so dass beide Bilder das gleiche Bildfeld abdecken. Dieser Bereich wird im Bildfeld ausgewählt, und darauf wird dann die Maske des Schmalbandbildes gelegt. Das aktive Gebiet erscheint beim G-Band in Form heller, kontrastreicher Strukturen, denn das G-Band enthält viele Linien, die Rotations- und Vibrationszuständen der CH Moleküle entsprechen. In den heißeren Flussröhren werden diese Moleküle dissoziiert, und die im G-Band eingeschlossenen Energieübergänge treten somit viel seltener in den Flussröhren auf als in ihrer ruhigen Umgebung.

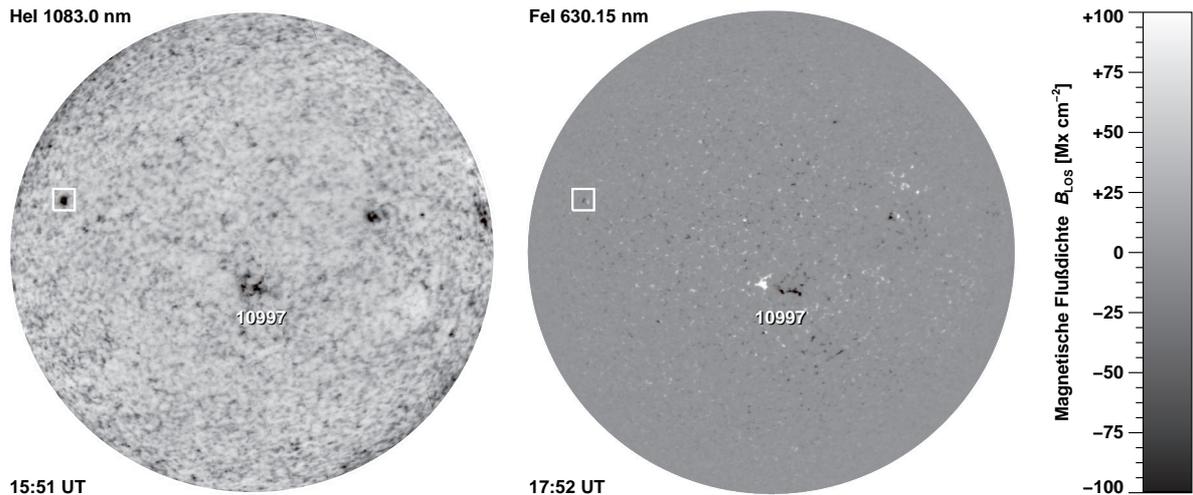


Abbildung 4.1: EFR am nordöstlichen Sonnenrand ($11,8^\circ$ Nord, $52,1^\circ$ Ost), beobachtet am 26. Mai 2008. *Links*: SOLIS-Spektroheliogramm in der He I Linie (λ 1.083 nm). *Rechts*: Magnetogramm in der Fe I Linie (λ 630, 15 nm).

Der Abgleich des Bildfeldes des Schmalbandbildes mit dem des Breitbandbildes erfolgt mit dem folgenden iterativen Verfahren:

1. Zuerst wird die Rotation des Breitbandbildes bezüglich des Schmalbandbildes korrigiert. Dafür muß die räumliche Skala zwischen den Abmessungen beider Bildern ermittelt werden.
2. Das Zentrum der ausgewählten Region wird nun vom Schmalbandbild abgeschätzt, und auf die Koordinaten des Breitbandbildes umgerechnet. Entsprechend wird im Breitbandbild ein bestimmter Bereich (Maske) um diesen Punkt ausgeschnitten. Um eine gute Vergleichbarkeit der Bilder zu gewährleisten, werden mehrere Kontinuumsbilder im Schmalbandkanal gemittelt und als Referenz benutzt.
3. Aus dem Referenzbild und dem ermittelten Bereich des Breitbandbildes kann jetzt die Kreuzkorrelation berechnet werden. Diese ergibt die Verschiebung zwischen den beiden Bildern. Zusätzlich wird die Ähnlichkeit vom Schmalbandbild und dem (noch verschobenen) Breitbandbild mit einer einfachen Korrelation berechnet. Da die ursprüngliche Skala nicht hundertprozentig genau ist, muß innerhalb einer kleinen Umgebung davon ein optimaler Skalenwert gefunden werden, der die maximale Korrelation von Schmal- und Breitbandbild liefert. Nach Auswahl zweier Randwerte kann das Intervall um der ursprünglichen Skala mit Hilfe dieser Prozedur beliebig verfeinert werden, bis ein Skalenwert mit der erwünschten Präzision erreicht wird.
4. Wenn die vorherigen zwei Schritte mit dem optimalen Skalenwert durchgeführt werden, gibt die dazugehörige Kreuzkorrelation den Versatz von Breit- und Schmalbandbild an, der bei der Korrektur angewandt wird. Das Zentrum des Breitbandbildes, beziehungsweise der Punkt worauf die Maske mit den Abmessungen des Schmalbandbildfeldes gelegt wird, wird schließlich um diesen Wert zurückverschoben. Nachdem die Maske auf das Breitbandbild gelegt wird, ist das Bildfeld des Schmalbandbildes darauf sichtbar – das gemeinsame Bildfeld ist somit ermittelt worden (siehe Abbildung 4.2).

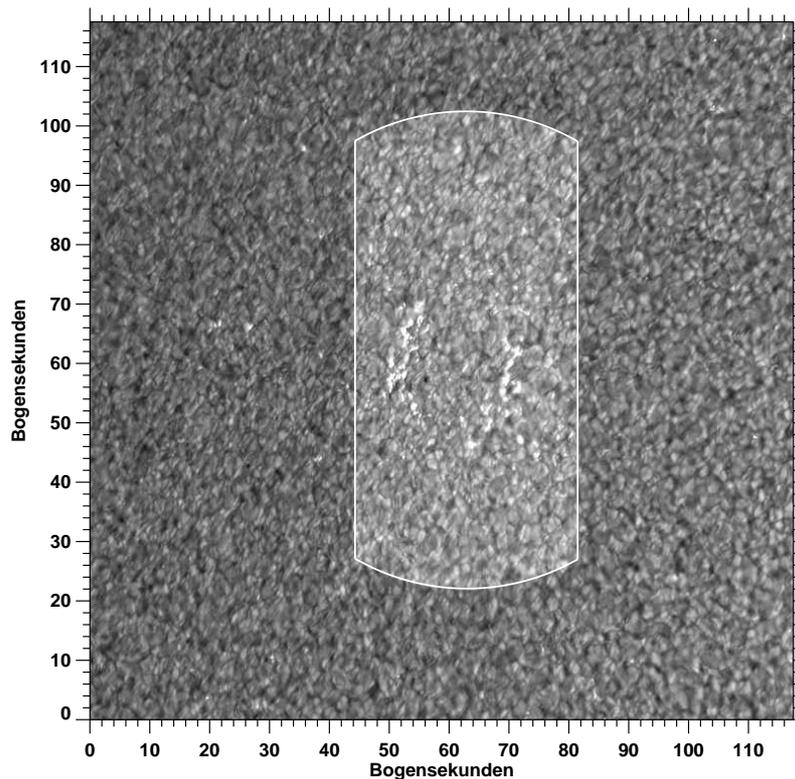


Abbildung 4.2: Das beste G-Band Bild der ersten Zeitserie wurde am 26. Mai 2008 um 15:59 UT aufgenommen. Der Kontrast ist über den größten Teil des Bildfeldes sehr hoch. Mit einer Maske wird der Bereich hervorgehoben, der den zur gleichen Zeit aufgenommenen Schmalbandfilterogramm entspricht. Eine bipolare Region ist im sonst sehr ruhigen Gebiet erkennbar. Aufgrund ihrer Größe wird sie als EFR eingestuft.

Die EFR kann somit in Breit- und Schmalbanddaten eindeutig erkannt werden. Die Maske erschliesst einen Bereich von ungefähr 62 Mm Länge und 31 Mm Breite.

4.1.1 Horizontale Geschwindigkeitsfelder

Als erster Schritt in dieser Analyse werden nun die horizontalen Eigenbewegungen über das gesamte $117'' \times 117''$ ($86 \text{ Mm} \times 86 \text{ Mm}$) große Gebiet der G-Band Bilder mit Methoden des LCT ermittelt. Die Geschwindigkeiten werden als zwei zweidimensionale Karten in Abbildung 4.3 dargestellt: oben der Betrag der Geschwindigkeit mit einer Skala, und unten ihre Richtung mit einer Kompassrose. Die $H\alpha$ Konturen beider Pole der EFR wurden in beiden Diagrammen eingezeichnet.

Eine Divergenzlinie fällt zwischen beiden Polen der EFR auf. Divergenzlinien lassen sich erkennen durch Farben, die in der Kompassrose um 180° voneinander getrennt sind. Eine Divergenzlinie kann wie hier mit der Neutrallinie zwischen Regionen verschiedener magnetischer Polarität zusammenfallen (siehe Abschnitt 4.1.3). Das muss aber nicht unbedingt sein. Die Geschwindigkeitsbeträge in der EFR überschreiten $1,2 \text{ km s}^{-1}$ nicht. Kleine Geschwindigkeitsmaxima befinden sich entlang der Ränder der Supergranulation. Es gibt sonst keine hohen Geschwindigkeiten zwischen den Polen der EFR und in den magnetischen Regionen der EFR. D.h. das Magnetfeld behindert die Konvektionsbewegung des Plasmas, selbst auf diesen kleinen räumlichen Skalen.

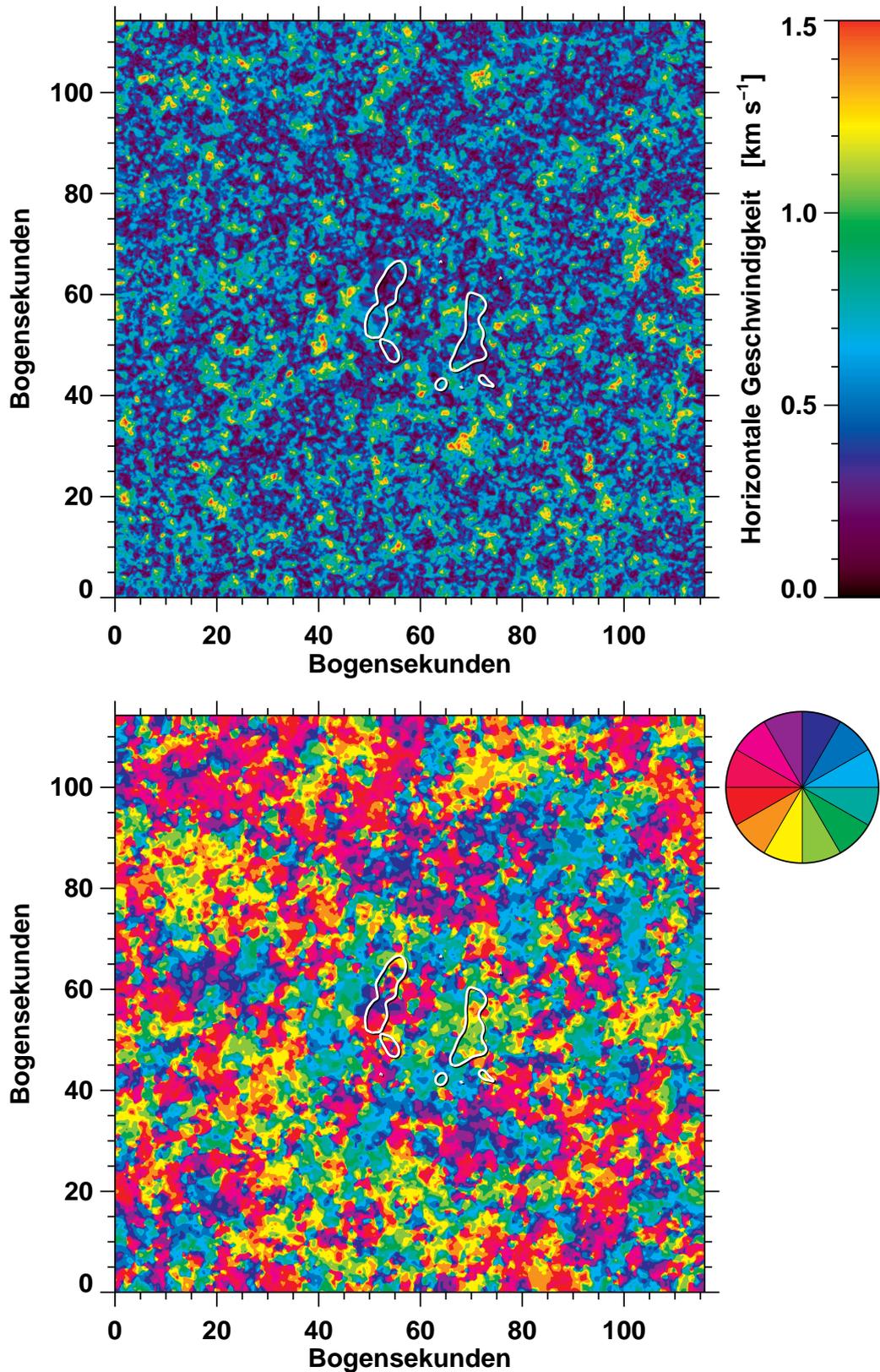


Abbildung 4.3: Aus den speckle-rekonstruierten G-Band Bildern werden mit LCT Methoden die horizontalen Eigenbewegungen gemessen. Die Richtung der horizontalen Bewegungen werden in einer farbkodierten Kompassrose angezeigt. Der Betrag der Geschwindigkeit ist ebenfalls farbkodiert und kann auf der Farbskala abgelesen werden. Die Umrisse der EFR werden als weiße Konturen dargestellt.

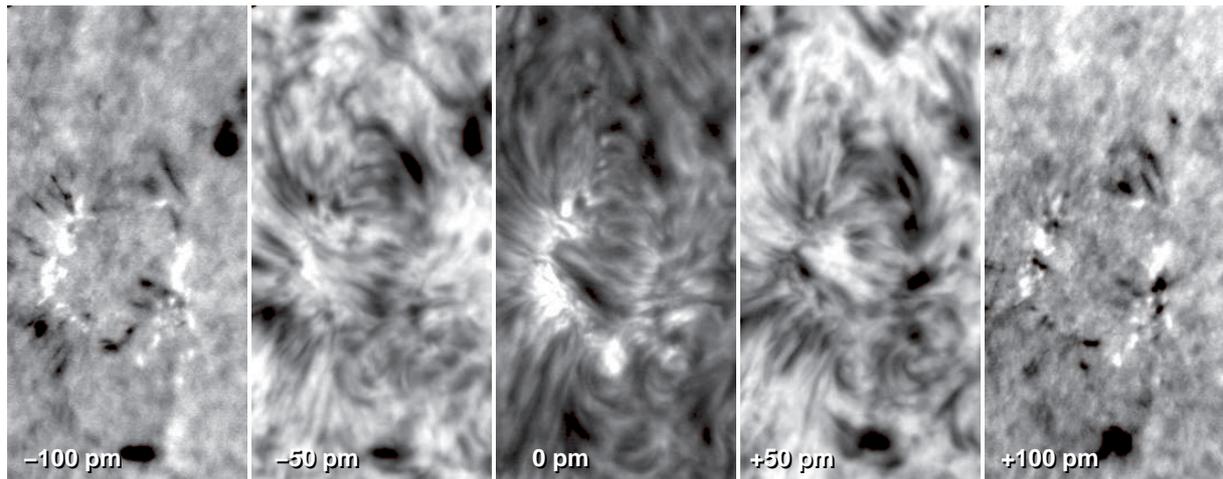


Abbildung 4.4: Ausgewählte Filtergramme einer $H\alpha$ Sequenz zeigen unterschiedliche Strukturen in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wird über 24 Punkte abgetastet. Die Nummern in den einzelnen Bildern beziehen sich auf den Abstand bezüglich des Linienkerns ($\lambda 656,3$ nm). Das Bildfeld beträgt $2,7$ Mm \times $5,2$ Mm, und ist um die Koordinaten $11,8^\circ$ Nord und $52,1^\circ$ Ost zentriert. Merke die Aufhellungen oder *Moustaches*, die in den Linienflügeln auftreten.

4.1.2 Bildgebende Spektroskopie chromosphärischer Absorptionslinien

Der Aufbau und die Entwicklung der magnetischen Konfiguration der EFR wird anhand von Karten physikalischer Parameter analysiert, die auf der Beobachtung verschiedener Spektrallinien beruhen. Ein Überblick dieser Bilderreihen befindet sich in Tabelle 3.2.

Die erste Linie ist die chromosphärische $H\alpha$ Linie ($\lambda 656,3$ nm). Diese ist die erste Linie der Balmer Serie im Wasserstoffspektrum. Sie entspricht somit der ersten Anregungsstufe des Wasserstoffatoms. Da Wasserstoff das häufigste Element in der Sonne ist, wird die Linie besonders stark und empfindlich gegenüber jeglichen Störungen wie Druck, Temperatur oder lokalen Magnetfeldern. Das Licht, was in den verschiedenen Wellenlängen im Linienprofil detektiert wird, kommt aus verschiedenen Höhen der Atmosphäre, d.h. tiefere Schichten in den Linienflügeln und höhere im Linienkern. Wenn man somit eine Reihe von Aufnahmen über das gesamte Linienprofil durchführt, kann man aufgrund der Empfindlichkeit der Linie große Veränderungen in den Strukturen des beobachteten Sonnengebiets über einen gewissen Höhenbereich sehen. Dabei müssen sich die einzelnen Elemente in einem Bild auch nicht in der gleichen Höhe befinden. Geschwindigkeitsfelder entlang der Sichtlinie können Materiewolken in den Durchlassbereich des Filters schieben. Desweiteren tragen verschiedene Atmosphärenschichten zu einem Filtergramm bei. Mit dieser Einschränkung kann aber trotzdem die Höhenabhängigkeit von Strukturen diskutiert werden. Absolute Aussagen über die Höhe der beobachteten Schichten können jedoch nicht durch die Anwendung reiner Atmosphärentheorie gewonnen werden, sondern aus stereoskopischen Aufnahmen, d.h. aus zwei verschiedenen Beobachtungsrichtungen (Kaiser, 2005).

Eine Sequenz von Filtergrammen über das $H\alpha$ Profil mit 5 pm Schrittweite zwischen Bildern wird in Abbildung 4.4 gezeigt. Das komplexe Erscheinungsbild der $H\alpha$ Filamente zwischen beiden Polen der EFR ändert sich bereits bei kleinen Höhenänderungen stark. Es ist auch zu bemerken, dass Bilder mit dem gleichen Abstand zum Linienkern verschiedene Strukturen aufweisen — dies entspricht den Sichtliniengeschwindigkeiten (*engl.* line-of-sight (LOS) velocities) der verschiedenen Elemente im Bild, die durch den Dopplereffekt das Profil der Linie

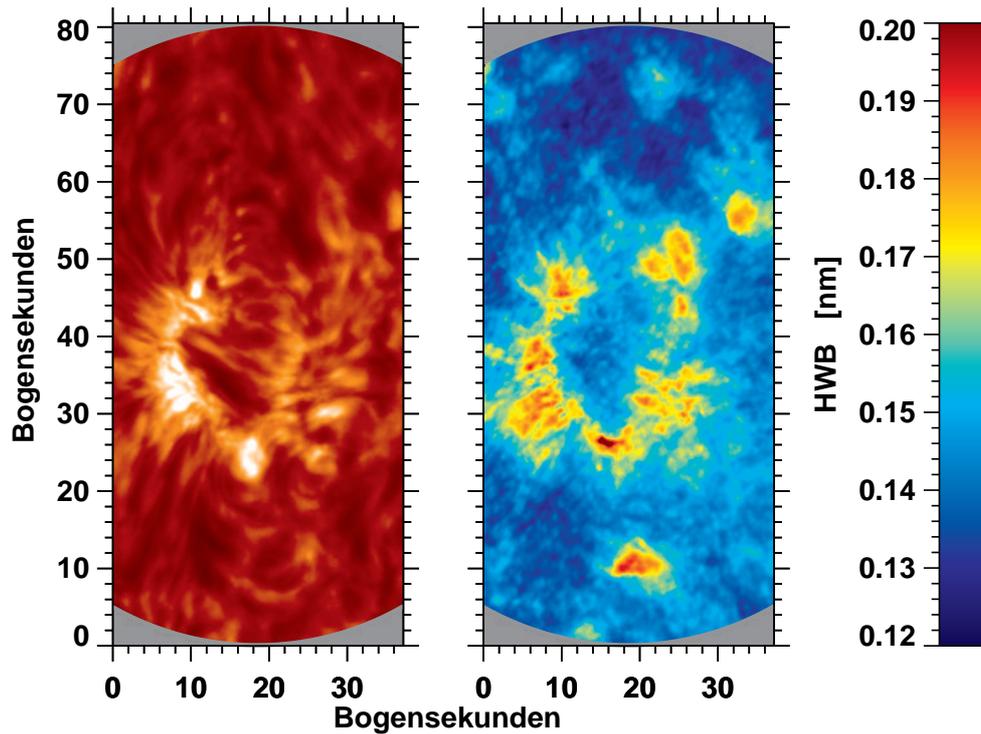


Abbildung 4.5: H α Linienkernintensität (*links*) und HWB (*rechts*) für das Gebiet der EFR. Die Verbreiterung der Linie ist ein Indikator magnetischer Aktivität. Auffällig sind die kleinskaligen Filamente, die Regionen unterschiedlicher magnetischer Polarität verbinden.

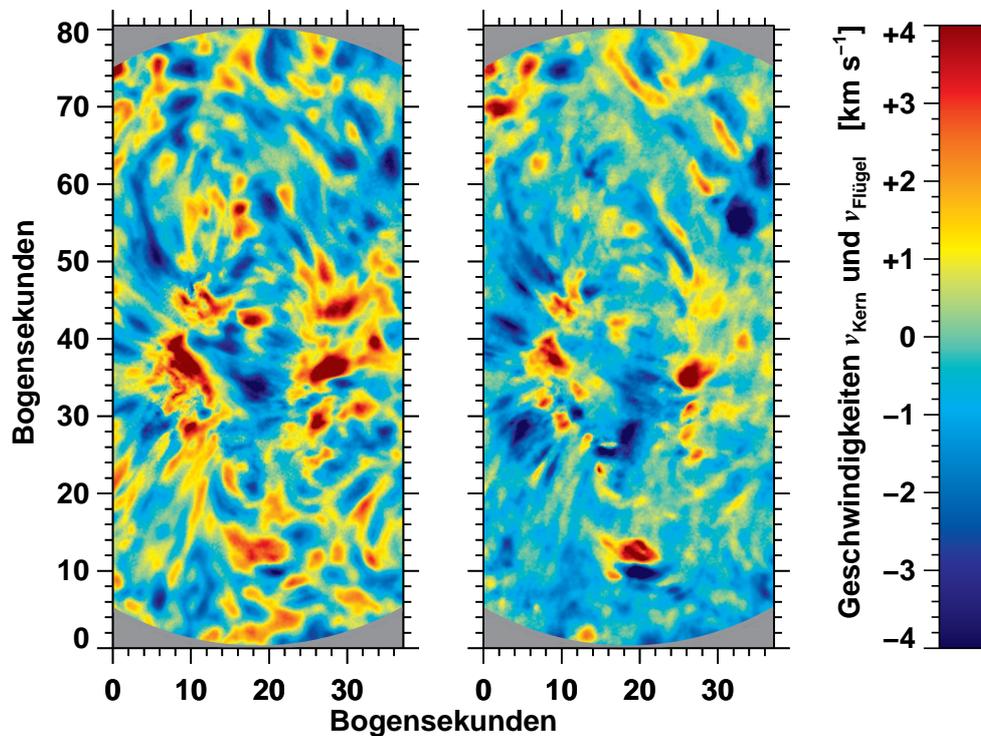


Abbildung 4.6: Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (*links*) und den Linienflügel (*rechts*) der H α Linie bestimmt werden.

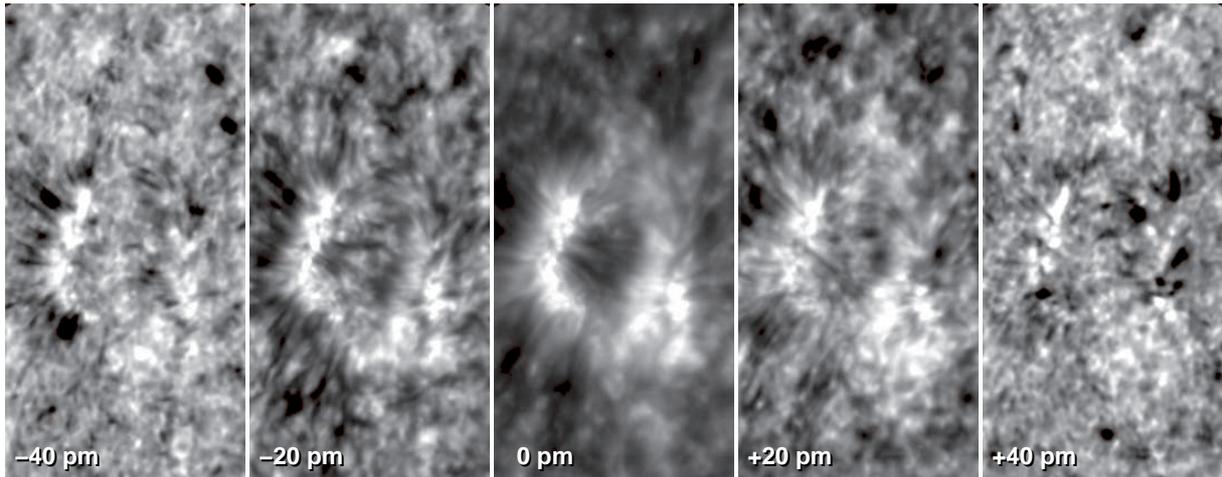


Abbildung 4.7: Ausgewählte Filtergramme einer Ca II Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wird über 21 Punkte abgetastet. Die Nummern in den einzelnen Bildern beziehen sich auf den Abstand bezüglich des Linienkerns ($\lambda 854,2 \text{ nm}$). Das Bildfeld um $11,8^\circ$ und Nord, $52,1^\circ$ Ost ist genau das gleiche wie in den $H\alpha$ Aufnahmen. Der Einfluss der Granulation lässt sich noch in der unteren Chromosphäre spüren. Die EFR ist daher nur in der Nähe des Linienzentrums deutlich zu erkennen.

verschieben und/oder verbreitern. Aufgrund der aufsteigenden Granulation zeigen insbesondere die Bilder am blauen Linienflügel mehr Struktur als jene im gleichen Abstand im roten Flügel. In der Nähe von Regionen mit höherer magnetischer Aktivität tauchen außerdem in beiden Linienflügeln kleinskalige Aufhellungen auf, die aufgrund ihres Erscheinens im Linienprofil als Moustaches oder Ellermann Bomben bezeichnet werden (Ellerman, 1917). Diese tauchen insbesondere in magnetisch aktiven Gebieten auf.

Nun konzentrieren wir uns in Abbildung 4.5 auf das zentrale Bild der Sequenz im Kern der $H\alpha$ Linie. In dieser Aufnahme sind die beiden Pole der EFR deutlich zu sehen. Sie liegen in nahezu symmetrischer Stellung, in der für Sonnenflecken üblichen Ost-Westrichtung. Sie erstrecken sich im Linienkernbild über zwei längliche Bereiche, die etwa 12 Mm voneinander entfernt sind. Die östlich gelegene Region hat etwa 16 Mm Länge und 2.400 km Dicke, für die westliche Region betragen Länge und Breite etwa 12 Mm bzw. 3.200 km. Die Dicke der westlichen Region behält einen relativ konstanten Wert, bis sie an ihrem südlichen Ende in zwei Zweige aufspaltet. Von ihnen ist der westlichere Zweig länglich und zeigt die gleichen Dicke und Intensität wie der Rest der Region. Der östlich gelegene Zweig besitzt eine breite, fast kreisförmige Form und auch eine viel stärkere Intensität. Diese Merkmale ähneln eher denen der östlichen Region der EFR. Weil die Polarität nicht aus der HWB abgeleitet werden kann, muß für eine genauere Interpretation auf die polarimetrischen Daten zurückgegriffen werden. Zwischen den beiden Regionen streckt sich eine Schar filamentartiger Strukturen, die verschiedene Helligkeiten zeigen (*engl.* arch filament system, AFS). Das größte und auch dickste Filament hat eine Länge von 12 Mm und eine Dicke von 1.500 km.

Die Halbwertsbreite (HWB) ist ein Indikator für die Magnetfeldstärke in nicht vollständig aufgespaltenen Spektrallinien. Aber es können auch makroskopische Geschwindigkeitsfelder die Linie verbreitern, wenn Strukturen involviert sind, die räumlich nicht vollständig aufgelöst werden. Die EFR ist leicht zu erkennen, da dort die Halbwertsbreiten höhere Werte von 0,14 nm bis zu über 0,20 nm annehmen. Die höchsten Werte beobachten wir im südlichen Teil der EFR. Dieses Gebiet zeigt im $H\alpha$ Linienkernbild eine deutliche, 3.500 km lange Aufhellung. Da die in Abbildung 4.6 gezeigten Dopplergeschwindigkeiten eine Vielzahl von Strukturen aufweisen,

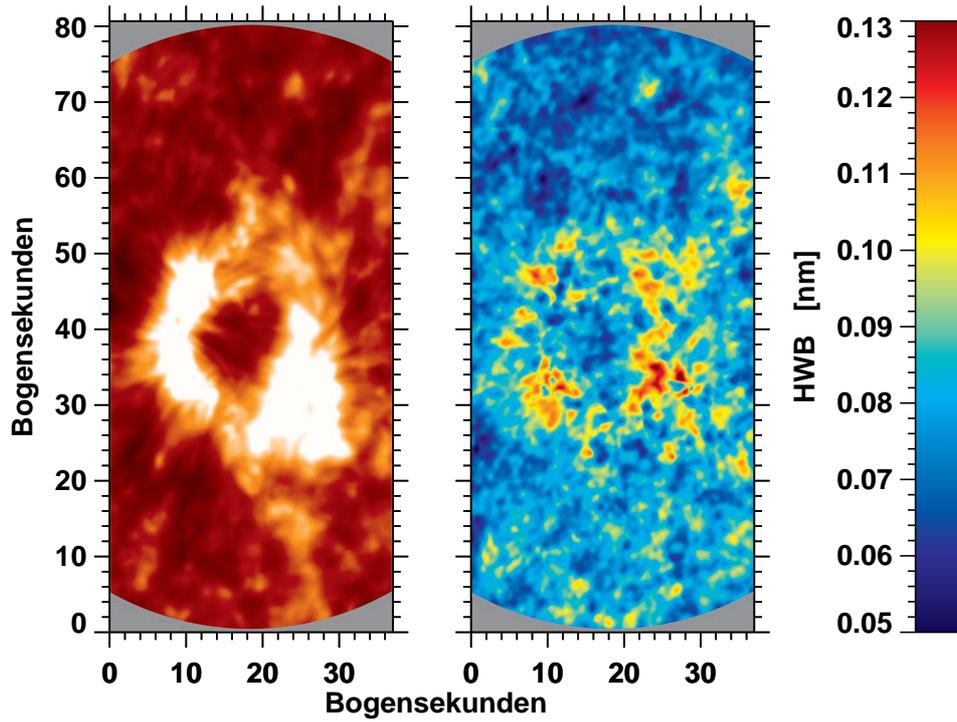


Abbildung 4.8: Ca II Linienkernintensität (*links*) und HWB (*rechts*) für die EFR. Die Verbreiterung der Linie ist wiederum ein Indikator magnetischer Aktivität. Kleinskalige Filamente sind zu erkennen, die Regionen unterschiedlicher magnetischer Polarität verbinden.

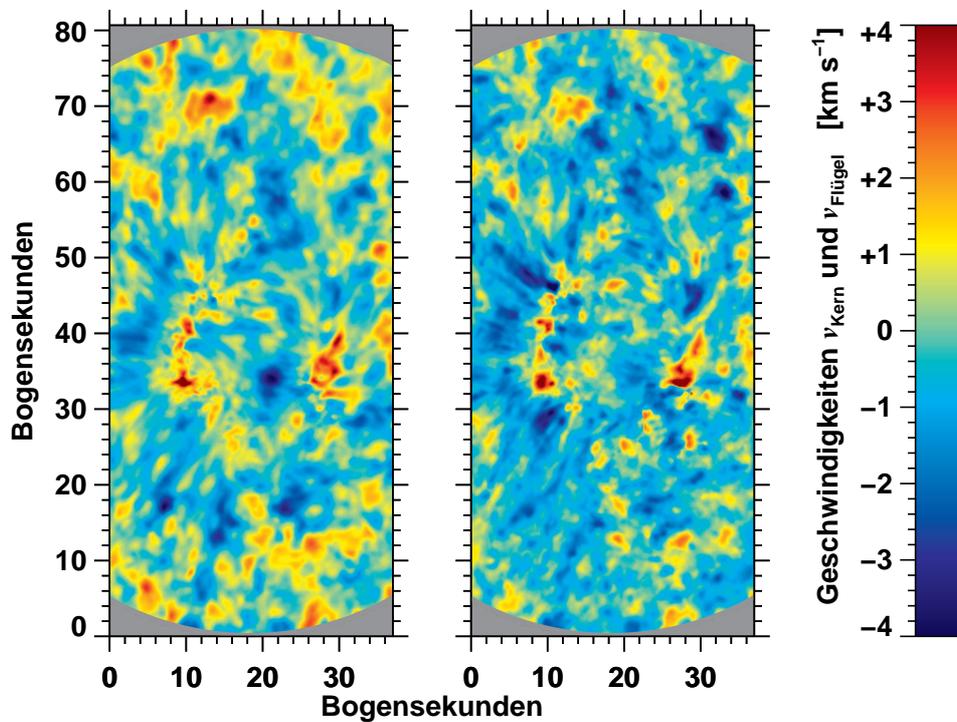


Abbildung 4.9: Dopplergeschwindigkeiten für den Linienkern (*links*) und den Linienflügel (*rechts*) der Ca II Linie. Wie im Intensitätsbild sind die in Ca II sichtbaren Strukturen viel fragmentierter als in H α .

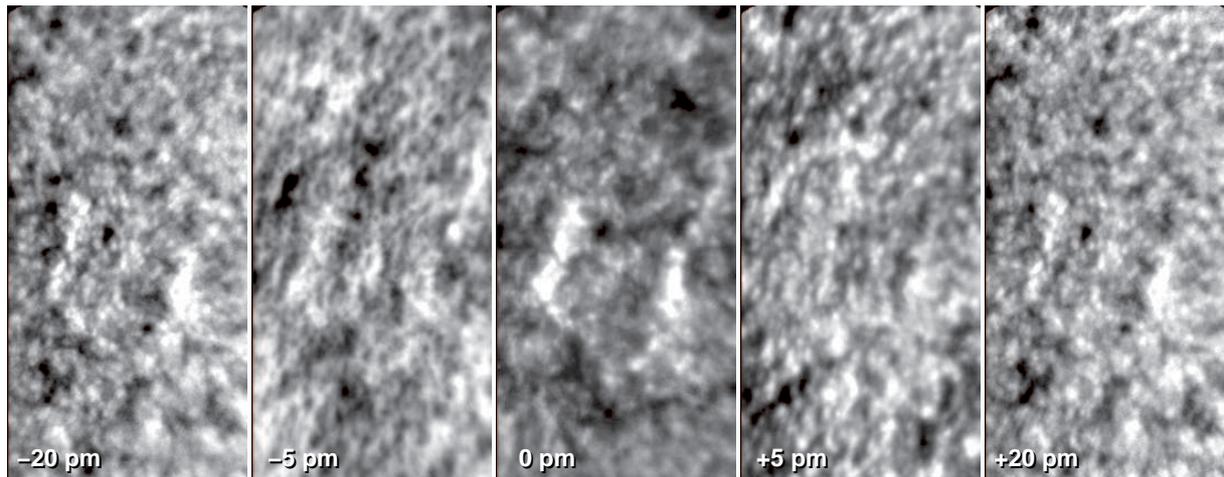


Abbildung 4.10: Ausgewählte Filtergramme einer Fe I Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Photosphäre. Die Linie wird über 14 Wellenlängenpunkten abgetastet. Die Nummern in den einzelnen Bildern beziehen sich auf den Abstand bezüglich des Linienkerns ($\lambda 630,15 \text{ nm}$). Das Bildfeld bei $11,8^\circ$ Nord und $52,1^\circ$ Ost ist genau das gleiche wie in den $H\alpha$ Aufnahmen.

lässt sich nicht ohne weiteres auf den Mechanismus schliessen, der für die Linienverbreiterung verantwortlich ist. Genauerem Aufschluss über den Mechanismus werden aber später die Magnetfeldbeobachtungen liefern. Ein Vergleich mit dem G-Band Bild in Abbildung 4.2 legt jedoch nahe, dass hier das Magnetfeld die wichtigere Rolle spielt. Liegen die kleinskaligen Aufhellungen im G-Band Bild jedoch nahe an der Beugungsgrenze des Teleskops, so sind die entsprechenden Regionen mit einer größeren Halbwertsbreite deutlich größer. Sie umgeben die G-Band Strukturen wie ein Halo.

Information über die Dopplergeschwindigkeiten lässt sich aus den Linienflügeln und dem Linienkern gewinnen (siehe Abbildung 4.6). Der Linienkern liefert Informationen aus den höheren Schichten der Chromosphäre (in etwa 1.500 km oberhalb der Photosphäre). Der Linienflügel reflektiert die Verhältnisse in der unteren Chromosphäre (etwa 500 km oberhalb der Sonnenoberfläche). Positive Geschwindigkeiten entsprechen einer Rotverschiebung, d.h. die Materie bewegt sich vom Beobachter weg. In der Sonnenmitte entspräche dies einer abwärts gerichteten Strömung. Ausserhalb der Sonnenmitte muß die Geometrie berücksichtigt werden. Im Extremfall am Sonnenrand entspricht die Geschwindigkeit entlang der Sichtlinie einer horizontalen Geschwindigkeit auf der Sonnenoberfläche. Entsprechend wird eine Blauverschiebung durch ein negatives Vorzeichen ausgedrückt.

Die beiden Regionen der EFR sind einfach zu identifizieren, da sich dort an den Fußpunkten des AFS Regionen befinden, an denen die Materie herunterströmt. Die Strömungsgeschwindigkeiten sind am höchsten im Linienkern und betragen mehr als $+4 \text{ km s}^{-1}$. Ähnlich hohe Geschwindigkeiten werden im Linienflügel nur an den Fußpunkten des dunkelsten $H\alpha$ Filaments beobachtet. Am Apex des Filamentbogens finden sich negative Geschwindigkeiten (bis zu -4 km s^{-1}), die darauf hindeuten, dass es sich um ein aktives AFS handelt. Eine Aufwärtsbewegung im oberen Filamentbogen ist typisch für Regionen mit neu auftauchendem magnetischem Fluss. In den Regionen außerhalb der EFR sehen wir im $H\alpha$ Linienkernbild sog. Fibrillen (*engl. fibrils*), die die stärkeren Magnetfelder der EFR mit schwächeren Magnetfeldern entgegengesetzter Polarität der umgebenden ruhigen Sonne verbinden. Aus diesem Grund sehen wir in den Karten der Dopplergeschwindigkeit, sowohl im Linienflügel als auch im Linienkern, mehr Strukturen als in den später beobachteten Minifilamenten (siehe Abschnitte 4.2 und 4.3).

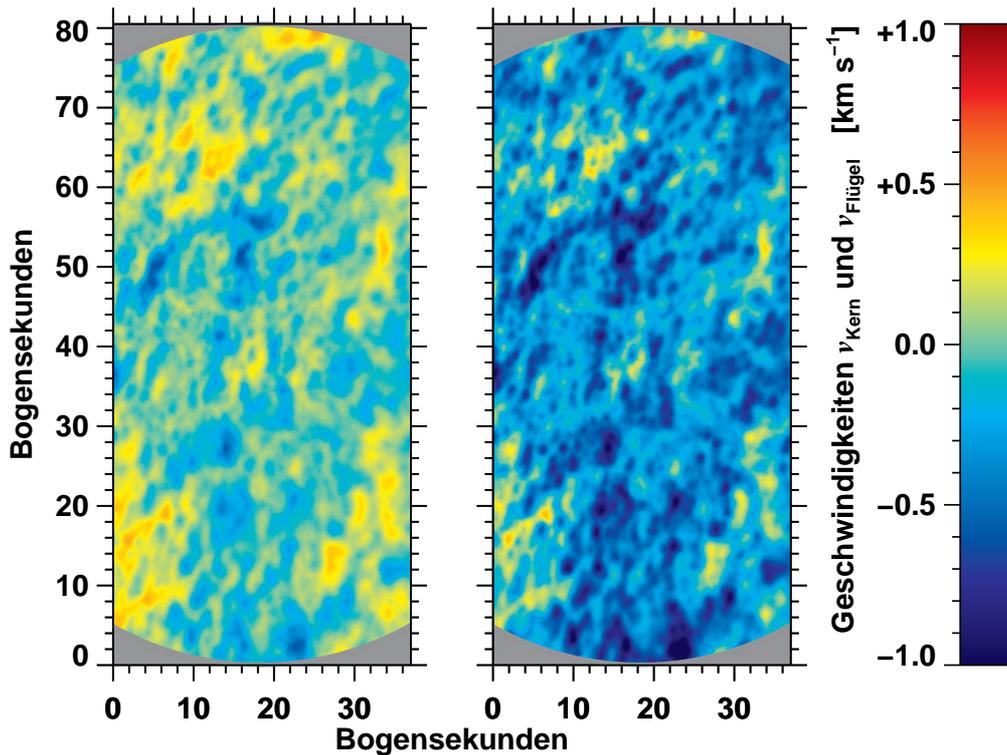


Abbildung 4.11: Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (*links*) und den Linienflügel (*rechts*) der Fe I Linie ($\lambda 630,15 \text{ nm}$) bestimmt werden. Merke die schwachen, von der Granulation verursachten Änderungen der Dopplergeschwindigkeit über das gesamte Bildfeld.

Das AFS ist ein Bündel kleinskaliger Filamente, die die Regionen mit unterschiedlicher Polarität in der EFR verbinden. Dies ist nicht die typische Konfiguration, die wir für ein Minifilament erwarten, wie es in Wang *et al.* (2000) beschrieben wird. Dies läge nämlich auf der magnetischen Neutrallinie, welche die Regionen mit unterschiedlichen Polaritäten voneinander trennt. Die zeitliche Entwicklung des Magnet- und Geschwindigkeitsfeldes der EFR könnte darüber Auskunft geben, wie sich eine Magnetfeldtopologie ergibt, die wir bei den Minifilamenten in den folgenden Abschnitten beobachten. Leider ist die vorliegende Zeitserie zu kurz, um eine solche Entwicklung zu beobachten. Eine weitere offene Frage ist, ob es innerhalb eines AFS zu einer Eruption der kleinskaligen Filamente kommen kann. Dazu müsste aber das Magnetfeld von einer potentiellen Konfiguration in eine gescherte Magnetfeldtopologie überführt werden, so dass im Magnetfeld Energie gespeichert werden könnte, die dann in der Eruption freigesetzt wird. Da wir bei den in Abbildung 4.3 gezeigten horizontalen Geschwindigkeiten keine Scherströmung entlang der magnetischen Neutrallinie beobachten, ist dieses Szenario aber eher unwahrscheinlich.

Die zweite Linie, die für diese Beobachtung ausgewählt wurde, ist die einfach ionisierte Kalziumlinie ($\lambda 854,2 \text{ nm}$). Die Sonnenstrahlung in dieser chromosphärischen Linie kommt aus einem relativ engen Bereich der unteren Chromosphäre. Dieser Bereich fängt kurz vor dem Temperaturminimum der Sonne an, und streckt sich in eine Höhe von etwa 400–500 km. Als Metall ist Kalzium viel leichter zu anzuregen als Wasserstoff, aber bei zu hohen Temperaturen werden keine anzuregenden Elektronen im entsprechenden Niveau bleiben. Die Linienflügel kommen fast an die Grenze zur Photosphäre, so dass neben den auch in $H\alpha$ beobachteten filamentartigen Erscheinungen aus den EFR Polen auch Granulation erkennbar wird. Darüber hinaus klappt das Intensitätsprofil der Granulation aber um. Im Ca II Linienkern kann ein Mu-

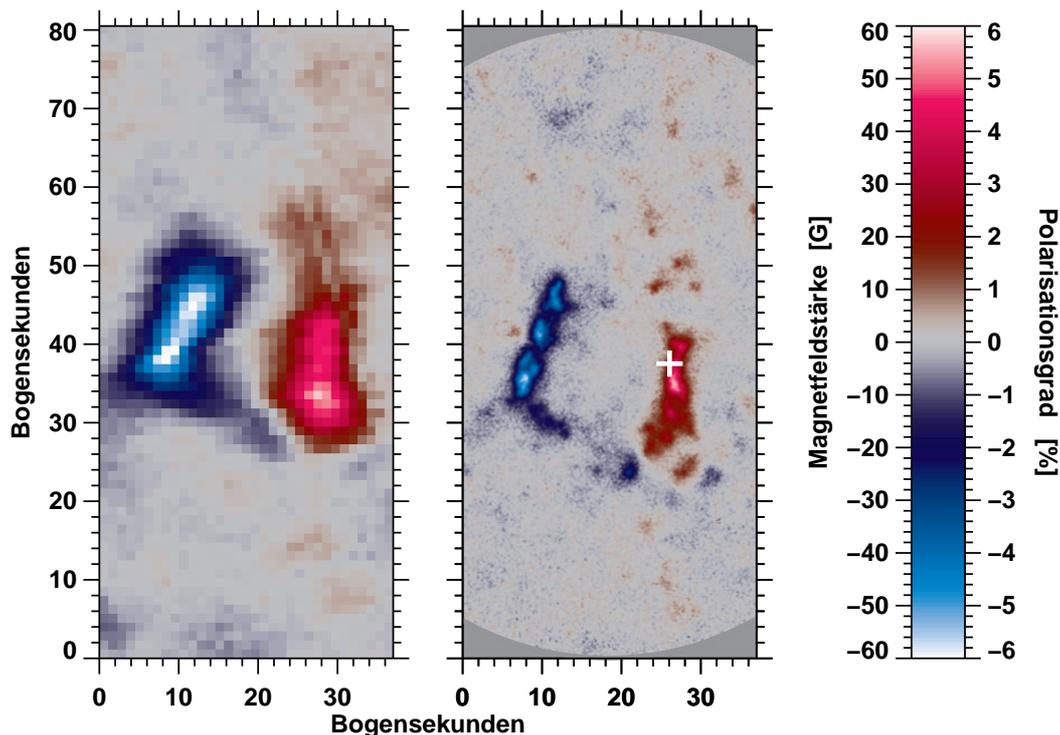


Abbildung 4.12: Vergleich der von SOLIS gemessenen Magnetfeldstärke (*links*) mit dem von IBIS detektierten Polarisationsgrad (*rechts*). Dieser ist noch nicht zu physikalischen Einheiten konvertiert worden. Angekreuzt wird die Stelle, die für eine spätere Inversionsrechnung in Abschnitt 4.4 ausgewählt wird.

ster beobachtet werden, dass von den Grenzen der Supergranulen gebildet wird und was als *Netzwerk* bezeichnet wird. Anhand der Ca II Aufnahmen kann somit die Entwicklung von einzelnen Elementen innerhalb der Sonnengranulen bezüglich des Netzwerks verfolgt werden.

In Abbildung 4.7 befinden sich fünf Ca II Filtergramme des Gebiets mit der EFR. Sie wurden im Linienkern und im Linienflügel bei ± 20 pm und ± 40 pm aufgenommen. Die EFR ist vor allem im Linienkern und im blauen Linienflügel erkennbar, woraus folgt dass die meiste Materie in der EFR auf den Beobachter zuströmt. Dieses Bild ist aber wesentlich diffuser als in $H\alpha$ (vergleiche die linken Teile der Abbildungen 4.5 und 4.8). Im blauen Linienflügel sind auch zahlreiche filamentartige Strukturen links von der östlichen EFR Region zu sehen, die in $H\alpha$ nicht erkennbar waren. Diese entsprechen den Flussröhren, die von der EFR Region in die ruhige Umgebung hin verlaufen. Diese befinden sich somit in einer niedrigeren Höhe als jene, die die beiden EFR Pole verbinden. Der rote Linienflügel zeigt kaum Struktur. Ein Blick auf die Karte mit der Halbwertsbreite (rechter Teil von Abbildung 4.8) zeigt ein ähnliches Erscheinungsbild wie in die $H\alpha$ Karte. Die Region mit hoher HWB, die in $H\alpha$ südlich von der EFR zu sehen war, ist hier völlig abwesend. Das AFS ist in der Ca II Linie generell nicht zu erkennen. Daraus kann man entnehmen, dass es sich in einem höheren Bereich befindet, als jener der von der Ca II Linie überdeckt wird.

4.1.3 Photosphärisches Magnetfeld

Um die magnetische Konfiguration eines Gebiets der Sonne zu erhalten, benutzen wir die Fe I Linie ($\lambda 630, 15$ nm) aufgrund ihrer Empfindlichkeit gegenüber dem Zeemaneffekt (Landé Faktor $g = 1,67$). Die Fe I Linie ist eine photosphärische Linie, d.h. die Magnetfelder werden auf

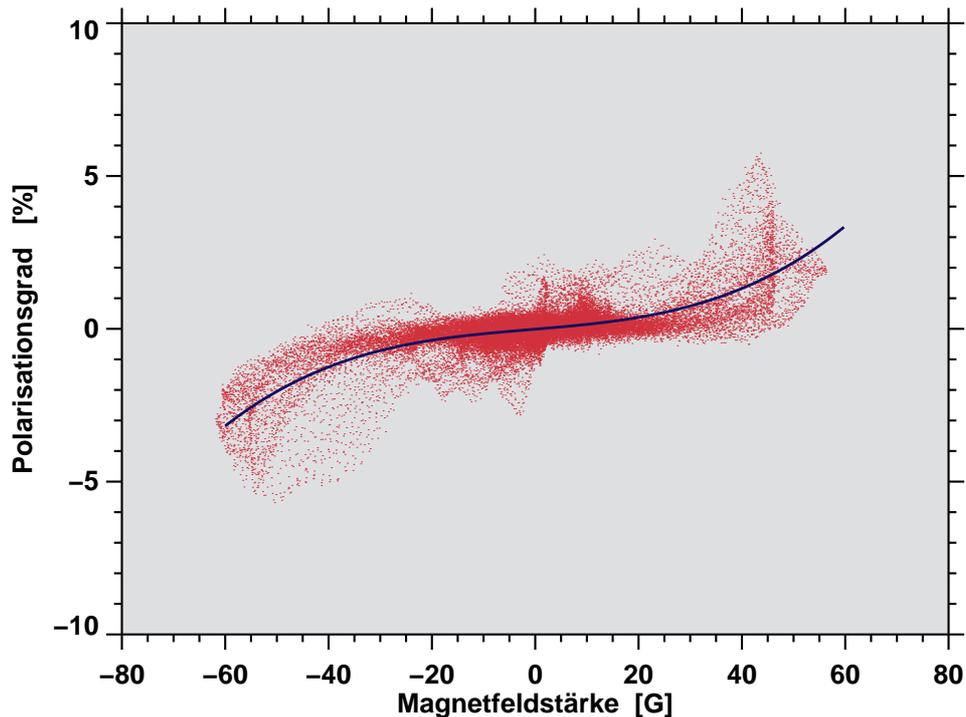


Abbildung 4.13: Korrelation zwischen der von SOLIS gemessenen Magnetfeldstärke und dem IBIS Polarisationsgrad (rote Punktwolke). Die blaue Kurve stellt einen Polynomfit dritten Grades dar.

der Sonnenoberfläche und nicht in der Chromosphäre gemessen. Dass die Fe I Linie photosphärischen Ursprungs ist, kann auch in der in Abbildung 4.10 gezeigten Sequenz beobachtet werden. Nur das Linienkernbild zeigt Strukturen, die so auch in den G-Band Bildern zu finden sind. Die Linienflügel werden vom Muster der Granulation dominiert.

Als Magnetogramme bezeichnen wir Karten, in denen der Polarisationsgrad dargestellt wird. Der Polarisationsgrad wird über das gesamte Stokes-V Profil gemittelt. Um das Magnetfeld zu messen, müssten die beobachteten Stokes Profile mit Profilen aus Modellen verglichen werden. Dies ist beispielhaft in den Inversionsrechnungen in Abschnitt 4.4 durchgeführt worden. Da Inversionsrechnungen rechenintensiv sind und den Rahmen dieser Arbeit sprengen, wurde hierauf verzichtet. Um die Konfiguration des Magnetfeldes zu diskutieren, sind die Magnetogramme ausreichend.

In Abbildung 4.12 vergleichen wir eine Karte des Magnetfeldes, dass mit dem Vektormagnetographen von SOLIS aufgenommen wurde, mit einem IBIS Magnetogramm. Es ist sofort ersichtlich, dass die höhere räumliche Auflösung von IBIS die Magnetfeldstrukturen konzentrierter darstellt. Die Auflösung des SOLIS Vektormagnetographen von etwa einer Bogensekunde pro Pixel verschmiert die Magnetfeldinformation, so dass diese Magnetfeldkarte diffuser aussieht als das IBIS Magnetogramm. Der östliche Teil der EFR hat negative Polarität mit Feldstärken von mehr als 60 G (SOLIS) und einen Polarisationsgrad von 6% (IBIS). Die Werte für den westlichen Teil der EFR sind ähnlich, nur hat sie positive Polarität. Grösse und Ausdehnung beider Pole der EFR sind ähnlich, allerdings beobachten wir im Süden der westlichen Region ein kleines Gebiet (2.500 km Durchmesser) mit negativer Polarität, so wie eine kleine bipolare Region mit kleinskaligen Magnetfeldern.

Zum Abschluss dieses Abschnitts zeigen wir noch einen Vergleich zwischen der mit SOLIS gemessenen Magnetfeldstärke und dem IBIS Polarisationsgrad. Zwischen beiden Grössen

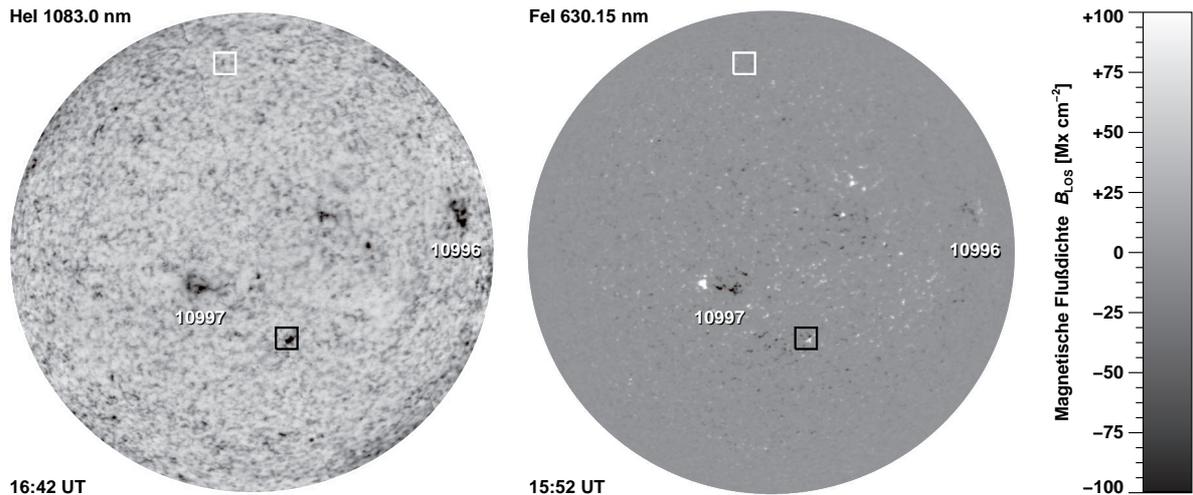


Abbildung 4.14: Zwei Minifilamente werden am 25. Mai 2008 beobachtet. Das eine ($50,0^\circ$ Nord und $10,0^\circ$ Ost) liegt auf der magnetischen Inversionslinie zwischen dem unipolaren Gebiet am Nordpol und der Region mit gemischten Polaritäten bei tieferen Breiten. Das andere ($20,2^\circ$ Süd und $8,8^\circ$ West) befindet sich in einer kleinen bipolaren Region in der südlichen Hemisphäre. *Links*: SOLIS-Spektroheliogramm in der He I Linie ($\lambda 1083$ nm). *Rechts*: Magnetogramm in der Fe I Linie ($\lambda 630,15$ nm).

besteht kein linearer Zusammenhang. In dem gezeigten Streudiagramm ist an die rote Punkt- wolke ein Polynom dritter Ordnung angepasst worden. Der genaue Zusammenhang zwischen Polarisationsgrad und Magnetfeldstärke kann erst mit den in Abschnitt 4.4 besprochenen Inversionsrechnungen geliefert werden.

4.2 Minifilament I am 25. Mai 2008

Am 25. Mai 2008 wurde ein Minifilament in der südlichen Hemisphäre bei $20,2^\circ$ Süd und $8,8^\circ$ West beobachtet. Dieses Minifilament liegt in einem kleinen bipolaren Gebiet und zeigt starke Absorption in der He I Linie (siehe Abbildung 4.14). Das Magnetfeld war jedoch nicht stark genug, um Poren oder gar Sonnenflecken zu erzeugen.

4.2.1 Horizontale Geschwindigkeitsfelder

Am Anfang des Beobachtungstages waren die Beobachtungsbedingungen nicht ideal. Die Bild- qualität der G-Band Bilder war zeitlich sehr variabel. Daher war es nicht möglich, genügend G- Band Bilder mit ausreichender Qualität zu finden, um die horizontalen Geschwindigkeitsfelder mit LCT Methoden zu bestimmen. Eine interessante Frage wäre gewesen, ob Scherströmungen entlang der Filamentachse existierten. Diese kämen als ein Mechanismus für die Destabilisie- rung eines Minifilamentes und dessen anschliessenden Eruption in Frage.

4.2.2 Bildgebende Spektroskopie chromosphärischer Absorptionslinien

In Abbildung 4.15 werden fünf $H\alpha$ Filtergramme dargestellt, die im Linienkern und im Linien- flügel bei ± 100 pm und ± 50 pm aufgenommen wurden. Im Linienkern sehen wir ein dunkles, längliches Minifilament. Es erstreckt sich über 25 Mm und hat eine Dicke von 1.300 km, wobei

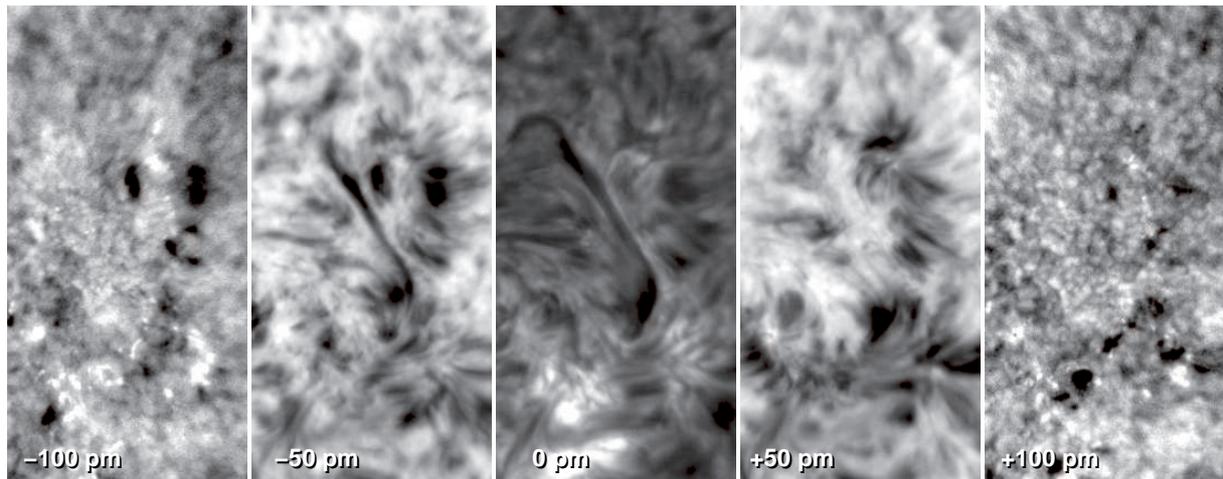


Abbildung 4.15: Ausgewählte Filtergramme einer $H\alpha$ Sequenz zeigen das Minifilament ($20,2^\circ$ Süd und $8,8^\circ$ West) in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wird in 24 Punkten abgetastet. Das Bildfeld ist von $2.7 \text{ Mm} \times 5.2 \text{ Mm}$.

der südliche Fußpunkt eine Verdickung von 4.600 km aufweist. Unterhalb dieses Fußpunkts sehen wir kleinskalige Aufhellungen (*engl.* plages), die ein erstes Anzeichen auf das Vorhandensein kleinskaliger Magnetfelder sind. Ein Vergleich der Filtergramme im blauen und roten Linienflügel bei $\pm 50 \text{ pm}$ zeigt das Minifilament nur im blauen Linienflügel. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass sich das kühle Plasma im Filament nach oben bewegt, d.h. auf den Beobachter zu. Dies ist typisch für aktive Filamente in aktiven Regionen. Es zeigt desweiteren, dass dieses Minifilament so dynamisch ist, dass es im Laufe seiner Entwicklung zu einer Eruption kommen kann. Im extremen Linienflügel der $H\alpha$ Linie (bei $\lambda_0 \pm 100 \text{ pm}$) sehen wir wiederum kleinskalige Aufhellungen (*engl.* moustaches), die nur unwesentlich größer sind als die Beugungsgrenze des Teleskops (150 km). Selbst mit der erreichten hohen räumlichen Auflösung müssen Moustaches noch nicht vollständig aufgelöst sein, d.h. sie können entweder einzelne Flussröhren oder Konglomerate von Flussröhren darstellen. Da Moustaches häufig in jungen aktiven Gebieten beobachtet werden, kann daraus geschlossen werden, dass es sich hier um neu auftauchenden magnetischen Fluss handelt.

In Abbildung 4.16 interpretieren wir die HWB als Indikator des Magnetfeldes, da die Sequenz der Filtergramme in Abbildung 4.15 keine Anzeichen für o.g. Geschwindigkeitsfelder enthält. Im linken Teil der Abbildung zeigen wir ein Filtergramm des Linienkerns der $H\alpha$ Linie zum besseren Vergleich mit der Karte der HWB. Der nördliche Fußpunkt des Minifilaments befindet sich in einem Gebiet mit geringer HWB (0.14 nm), wohingegen sich der südliche Fußpunkt in einer Region mit großer HWB befindet (0.16 nm). Allerdings sind diese Werte nur in der unmittelbaren Nachbarschaft der Minifilamentes anzutreffen. Dort, wo sich das Minifilament befindet, entsprechen die Werte der HWB dem Hintergrund. Höhere Werte der HWB finden wir überwiegend westlich des Rückgrats des Minifilamentes und im südlichen Teil des Bildfeldes, wo wir Aufhellungen im $H\alpha$ Linienkern beobachtet haben. Der Hintergrund selber ist durch die Signatur der solaren Granulation charakterisiert.

Entlang der Sichtlinie lassen sich Dopplergeschwindigkeiten sowohl im Linienkern als auch im Linienflügel bestimmen. Im linken Teil von Abbildung 4.18 werden die Geschwindigkeiten im Linienkern dargestellt. Auffällig ist, dass im nördlichen Teil (obere drei Viertel) des Minifilamentes starke nach oben gerichtete Geschwindigkeiten beobachtet werden. Dieses Phänomen ließ sich schon in den Filtergrammen des blauen Linienflügels erahnen. Im südlichen Teil des Minifilamentes, wo eine Verdickung des Filaments im $H\alpha$ Linienkernbild beobachtet wurde,

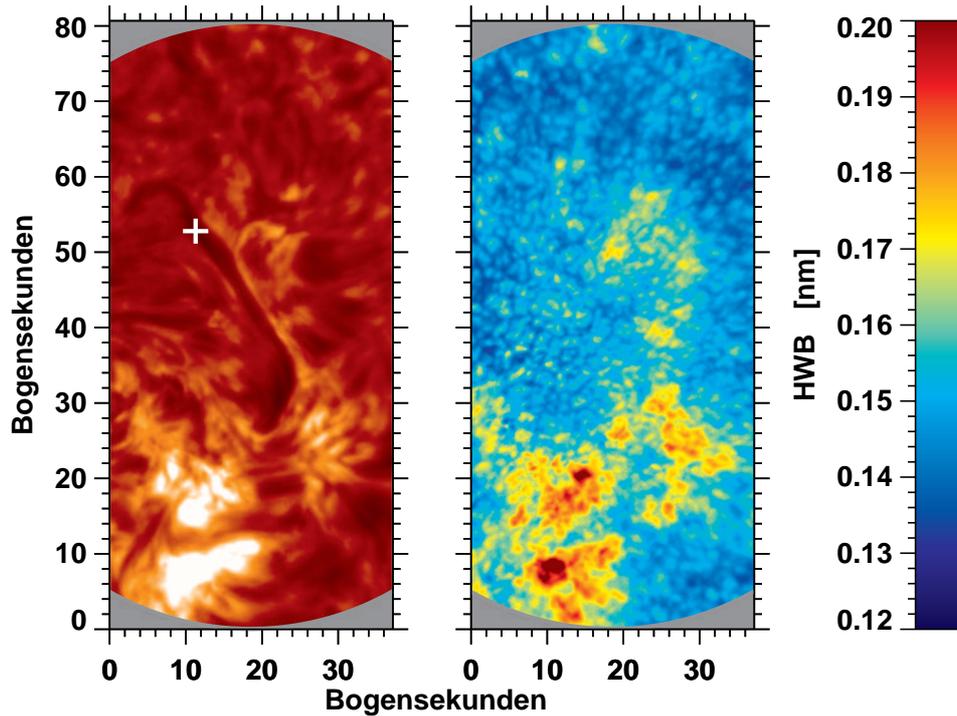


Abbildung 4.16: H α Linienkernintensität (*links*) und HWHB (*rechts*) für das Minifilament. Die Verbreiterung der Linie ist ein Indikator magnetischer Aktivität. Das Minifilament befindet sich über der magnetischen Neutrallinie. Angekreuzt wird die Stelle, die für eine spätere Inversionsrechnung in Abschnitt 4.4 ausgewählt wird.

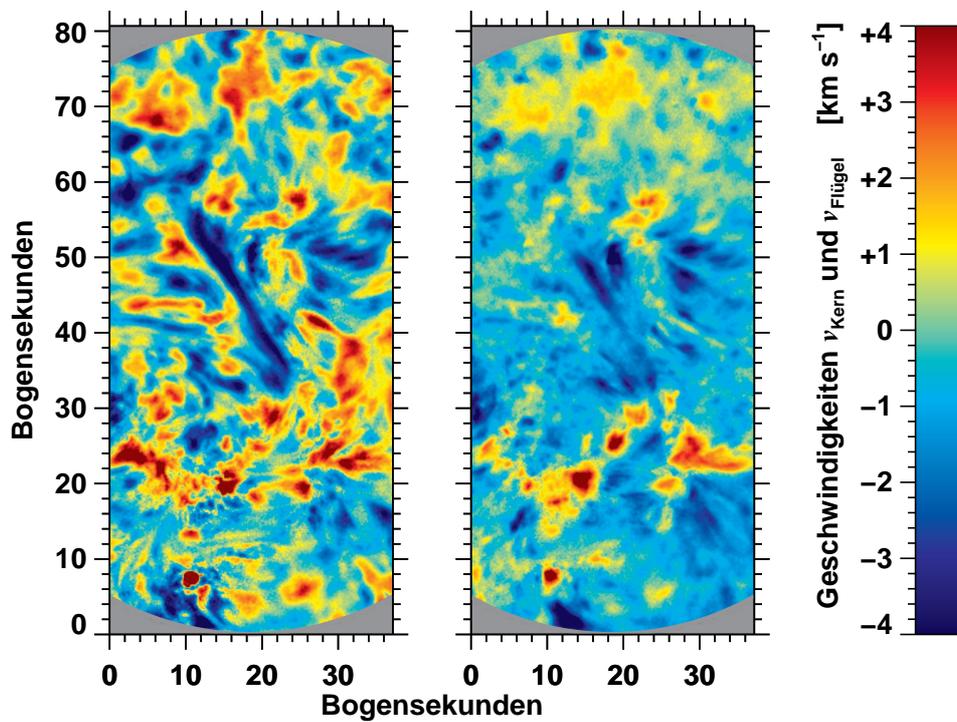


Abbildung 4.17: Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (*links*) und den Linienflügel (*rechts*) der H α Linie bestimmt werden.

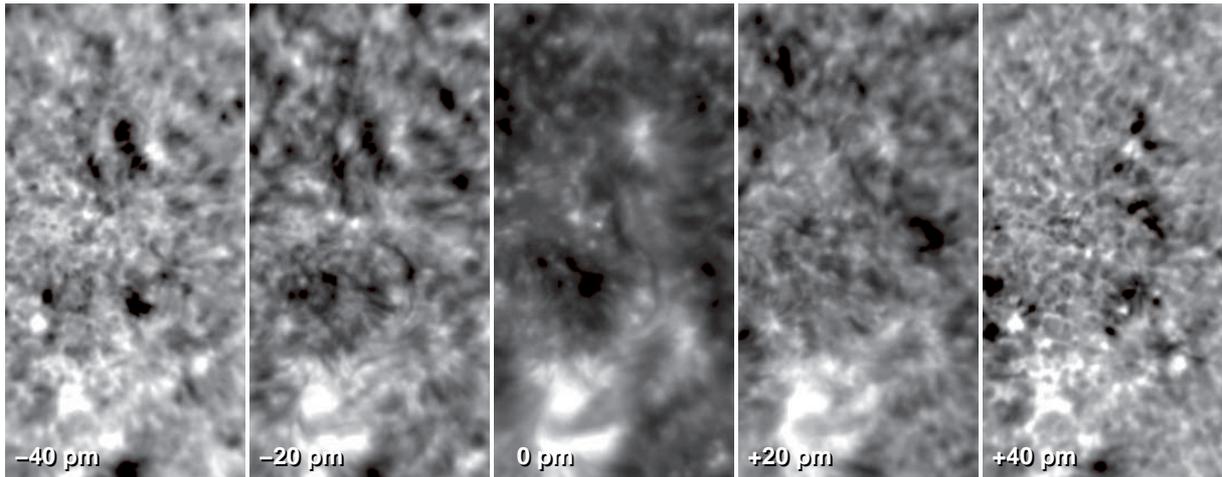


Abbildung 4.18: Filtergramme einer Ca II Sequenz zeigen das Minifilament in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Im Gegensatz zu den H α Filtergrammen ist das Minifilament hier nur im Linienkernfiltergramm zu erkennen. Die Linie wird in 21 Punkten abgetastet.

werden hingegen starke abwärtsgerichtete Strömungen mit etwa $+4 \text{ km s}^{-1}$ beobachtet. Die im Linienkern gemessenen Geschwindigkeiten entsprechen höheren Schichten der Chromosphäre, wohingegen die im Linienflügel gemessenen Geschwindigkeiten (im rechten Teil der Abbildung 4.17) tieferen Schichten entsprechen. Die hier beobachteten Abwärtsströmungen sind nicht so stark wie im Linienkern, insbesondere in der Mitte des Minifilamentes. Die Gebiete mit den höchsten Geschwindigkeiten werden in der Nähe der Fußpunkte des Minifilamentes beobachtet. Hier finden wir aber vornehmlich abwärtsgerichtete Strömungen. Nur im nördlichen Teil sind Gebiete mit Aufwärtsströmungen sichtbar. Diese umschliessen einen kleinen Bogen am nördlichen Ende des Minifilamentes.

In Abbildung 4.18 befinden sich fünf Ca II Filtergramme des Gebiets mit dem Minifilament. Sie wurden im Linienkern und im Linienflügel bei $\pm 20 \text{ pm}$ und $\pm 40 \text{ pm}$ aufgenommen. Das Minifilament selbst ist aber in keinem dieser Filtergramme zu erkennen. Einzelne Fragmente tauchen auf wenn man vom blauen Linienflügel in den Linienkern übergeht. Das weist darauf hin, dass sich die meiste Materie, die das Minifilament bildet, außerhalb des Höhenbereichs befindet, den die Ca II Linie überdeckt. Was hier beobachtet wird ist der eigentliche Boden des Minifilamentes. Im blauen Linienflügel sind nur die zwei sehr dunklen Gebiete sichtbar mit Durchmessern von 2.250 km bzw. 2.560 km sichtbar, die mit den Fußpunkten in H α zusammenfallen. In den Dopplerkarten im Linienflügel (Abbildung 4.19) sind mit diesen Orten abwärtsgerichtete Strömungen verbunden. Diese Strömungen entsprechen denen in den H α Beobachtungen.

Sowohl die Halbwertsbreite (rechtes Teilbild in Abbildung 4.19) als auch die Dopplergeschwindigkeiten (Abbildung 4.20) zeigen ähnliche Strukturen wie die H α Bilder, bloß mit weniger Detail. Zwei starke Plageregionen sind an der unteren linken Ecke zu beobachten. In den Karten der Halbwertsbreite sehen wir, dass an diesen Orten die Ca II Linie verbreitert ist. Die Linienverbreiterung weist auf das Vorhandensein von Magnetfeldern hin. Im Kontrast zu der in H α beobachteten Halbwertsbreite sind diese Regionen in den Ca II Beobachtungen stärker lokalisiert. Dies lässt sich dadurch erklären, dass sich eine magnetische Flussröhre in höheren Schichten ausdehnt, weil dort der Druck geringer ist.

Die in Abbildung 4.20 gezeigten Geschwindigkeiten entlang der Sichtlinie enthalten keine Anzeichen des Minifilamentes. Sie reflektieren Geschwindigkeiten in der unteren Chromosphäre. Da sich das Minifilament in höheren, in H α sichtbaren Schichten befindet, ist es auch

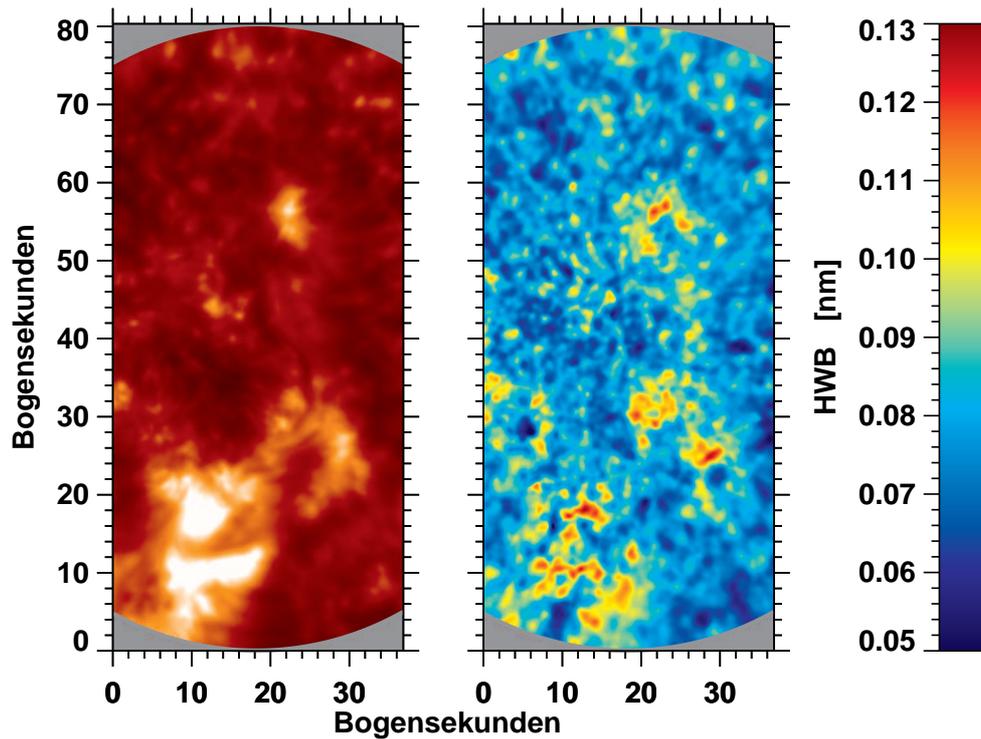


Abbildung 4.19: Ca II Linienkernintensität (*links*) und HWHB (*rechts*) für das Minifilament. Die Verbreiterung der Linie ist wiederum ein Indikator magnetischer Aktivität.

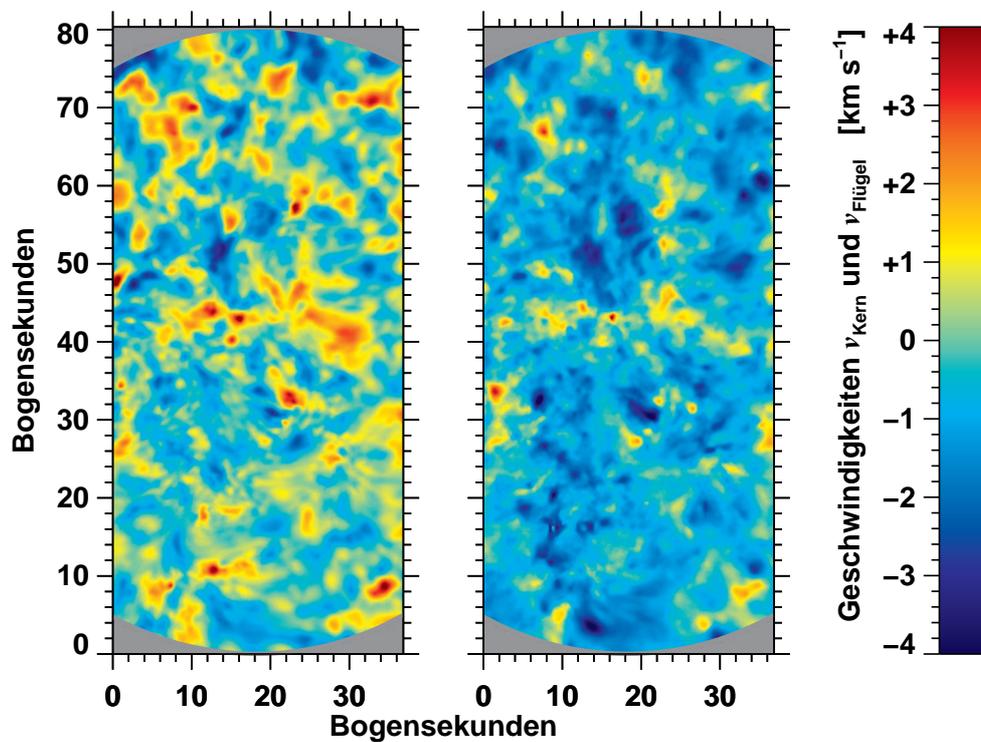


Abbildung 4.20: Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (*links*) und den Linienflügel (*rechts*) der Ca II Linie bestimmt werden.

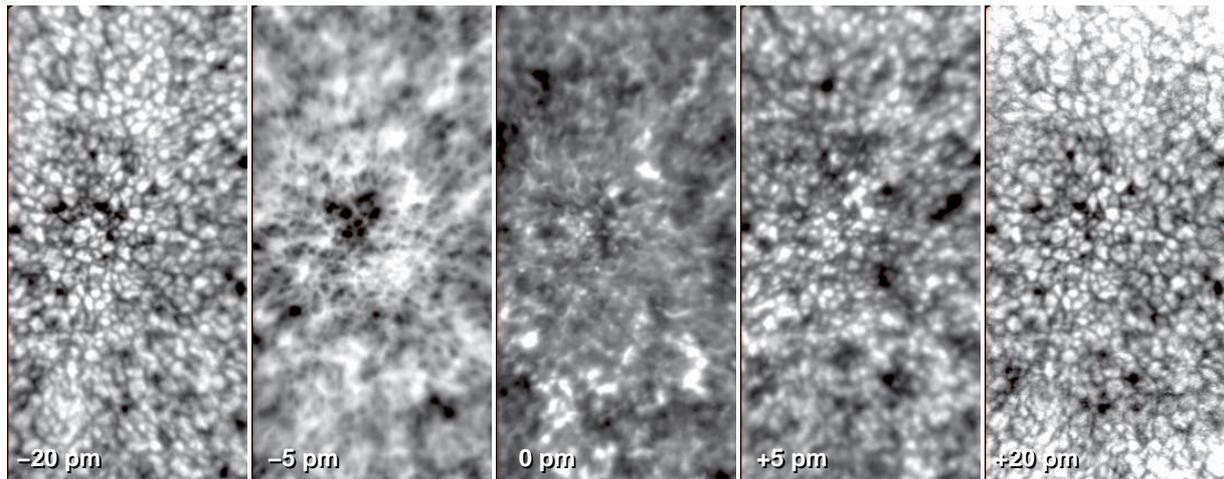


Abbildung 4.21: Ausgewählte Filtergramme einer Fe I Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Photosphäre. Die Aufhellungen im Linienkern (*engl.* line gaps) deuten auf das Vorhandensein kleinskaliger Magnetfelder hin. Die Linie wurde in 14 Punkten abgetastet.

nicht überraschend, dass keine Signatur des Minifilaments beobachtet wird. Die einzig interessante Struktur findet sich in der Mitte des Bildfeldes, wo in einem horizontalen Streifen höhere Geschwindigkeiten gemessen werden. D.h. unter dem Filamentbogen befinden sich nach unten gerichtete Strömungen. Diese scheinen aber keine Auswirkungen auf das Minifilament zu haben.

4.2.3 Photosphärisches Magnetfeld

Da die photosphärische Fe I Linie schwächer ist als chromosphärische Absorptionslinien (Ca II und H α) überspannt die in Abbildung 4.21 gezeigte Sequenz von Filtergrammen nur einen Wellenlängenbereich von ± 20 pm. Bei diesen Werten am Ende des Wellenlängenintervalls befinden wir uns schon im Kontinuum, d.h. diese Filtergramme zeigen schon deutlich das Granulationsmuster. Auffällig sind im Linienkernfilterogramm kleine, netzwerkartige Aufhellungen. Sind Magnetfelder vorhanden, verbreitern sich Spektrallinien und sie sind nicht so tief eingesenkt (*engl.* line gaps). Die Einsenktiefe (*engl.* line depth) ist daher ein weiteres Maß für photosphärische Magnetfelder.

Die in Abbildung 4.22 gezeigten Karten der Dopplergeschwindigkeiten für Linienkern und Linienflügel zeigen keine Übereinstimmung mit den chromosphärischen Dopplerkarten in Abbildungen 4.17 und 4.20. Insbesondere finden wir keine auffälligen Geschwindigkeiten in der Nähe der Fußpunkte oder des Rückgrats des Minifilamentes. Das Geschwindigkeitsfeld der Photosphäre ist allein durch die Granulation geprägt. Typische Geschwindigkeiten sind um einen Faktor vier geringer als in der Chromosphäre.

Aus der Fe I Linie lässt sich das Magnetfeld bestimmen. In Abbildung 4.23 wird der Polarisationsgrad für die Zirkularpolarisation gezeigt. In der Nähe der Sonnenmitte kann dies als die senkrechte Komponente des Magnetfeldes interpretiert werden. Für eine genaue Bestimmung des Magnetfeldes sind sogenannte Inversionsrechnungen notwendig (siehe Abschnitt 4.4), auf die aus Zeitgründen in dieser Arbeit fast vollständig verzichtet wurde. Wie im linken Teil der Abbildung gesehen werden kann, sind einzelne Karten des Polarisationsgrades stark verrauscht. Nur die stärksten Magnetfeldelemente treten hervor. Beide Fußpunkte des Minifilamentes sind in relativ schwachen negativen Magnetfeldern verankert. Allerdings erstreckt sich das Rückgrat

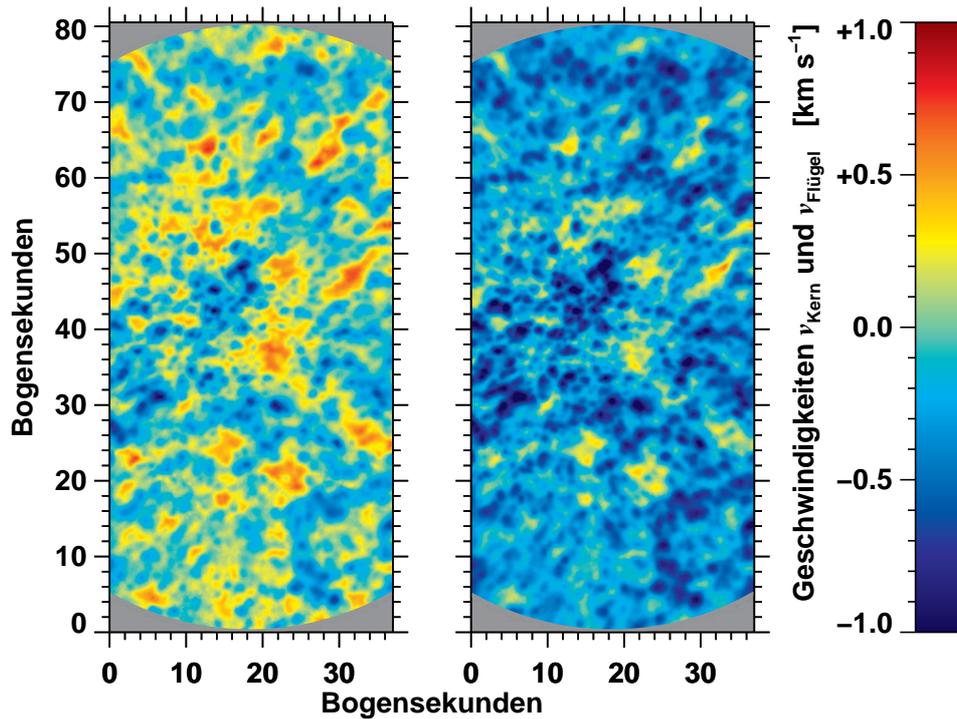


Abbildung 4.22: Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (*links*) und den Linienflügel (*rechts*) der Fe I Linie bestimmt werden.

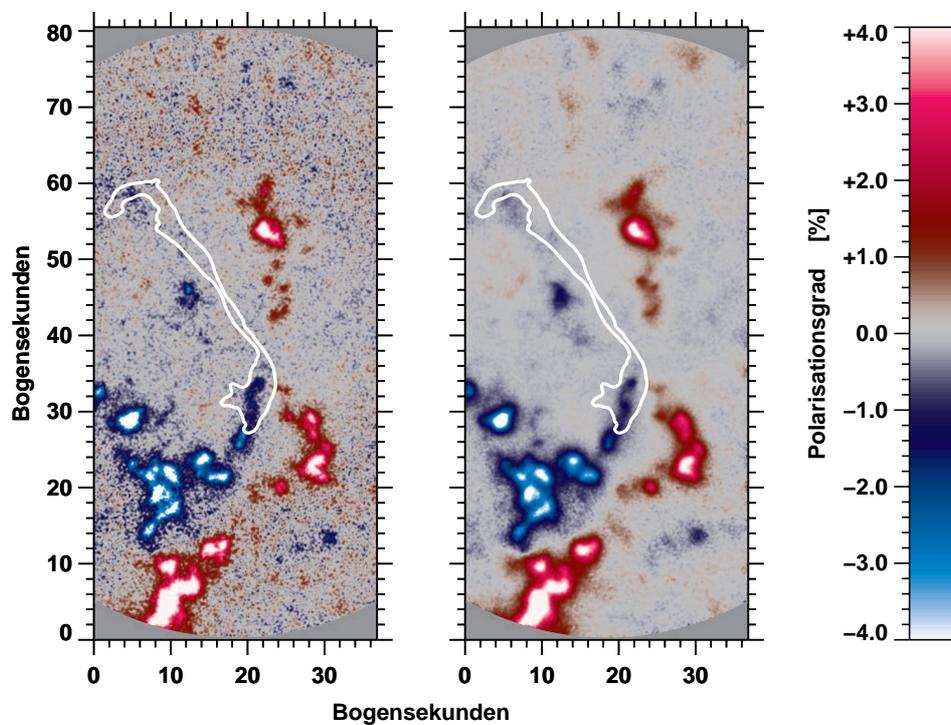


Abbildung 4.23: Vergleich des von IBIS gemessenen Polarisationsgrads im besten Magnetogramm (*links*) und im über die Zeitserie gemittelten Magnetogramm (*rechts*). Der Bildversatz wurde für das gemittelte Magnetogramm korrigiert. Die weiße Konturlinie zeigt den Umriss des Minifilamentes in Abbildung 4.17.

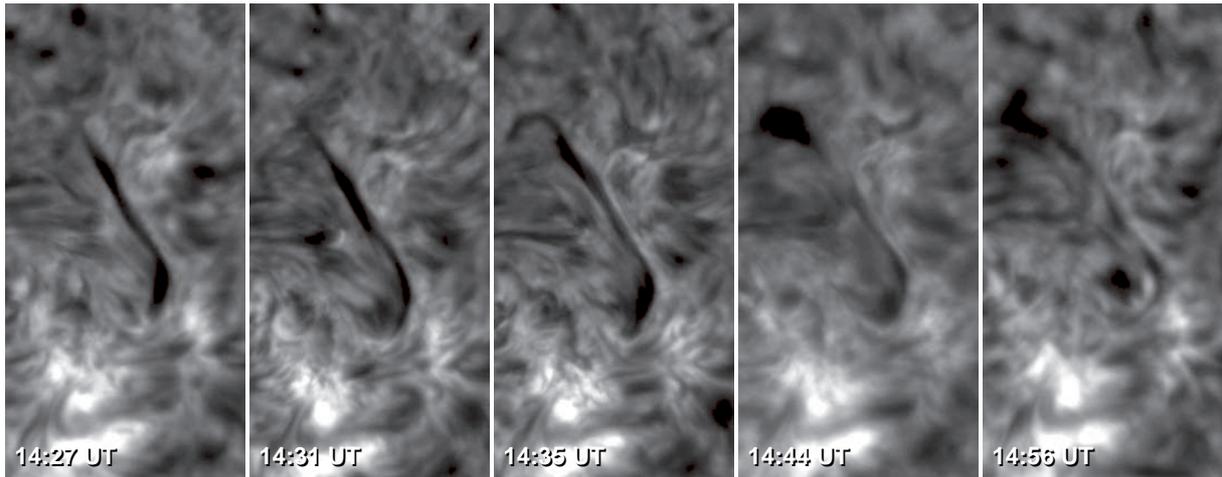


Abbildung 4.24: Zeitliche Entwicklung des Minifilaments bei $20,2^\circ$ Süd und $8,8^\circ$ West.

des Minifilamentes entlang der magnetischen Neutrallinie, die Regionen unterschiedlicher Polarität voneinander trennt. Um das feinkörnige Rauschen (*engl.* salt-and-pepper noise) zu unterdrücken, wurden alle Magnetfeldbeobachtungen gemittelt. Dies ist im rechten Teil der Abbildung 4.24 dargestellt. Um das Magnetfeldsignal nicht zu verschmieren wurden die Magnetfeldkarten pixelgenau übereinandergelegt. Dies führte zu einer signifikanten Unterdrückung des Rauschens. Eine Mittelung über den Zeitraum von etwa 30 Minuten ist gerechtfertigt, da keine beträchtlichen Änderungen des Magnetfeldes beobachtet wurden. Dies bedeutet allerdings, dass neu auftauchender magnetischer Fluss als Ursache für eine Destabilisierung dieses Minifilamentes keine Erklärung ist. Vielmehr kommen Änderungen in der Magnetfeldtopologie in höheren Schichten der Atmosphäre als Ursache in Frage.

Aufgrund des schwachen Magnetfeldsignals in chromosphärischen Linien ist ein solches Phänomen nur schwer der Beobachtung zugänglich. Obwohl Magnetfelddaten für die Ca II Linie vorhanden waren, konnten wir eine Änderung des chromosphärischen Magnetfeldes nicht beobachten. Dies wird erst mit der nächsten Generation von Sonnenteleskopen möglich sein, deren grössere Öffnung ein besseres Signal/Rauschverhältnis ermöglichen wird.

Wir betrachten nun die zeitliche Entwicklung des Minifilaments mittels chromosphärischer H α Filtergramme. Um 14:27 UT ist das Minifilament noch an seinen beiden Fußpunkten verankert. Eine Deformation oder Verbreiterung, die ein Anzeichen für eine Aktivierung des Minifilamentes sein kann, liegt noch nicht vor. Um 14:31 UT fängt der südliche Fußpunkt an sich zu verbreitern. Eine kleine Wölbung entsteht am anderen Fußpunkt und das Filament fängt an sich ungleichmäßig zu verbreitern. Dieses Verhalten dauert bis um 14:35 UT an, wobei jetzt beide Fußpunkte gekrümmt sind und dem Filament eine konkave Form verleihen. Links vom Minifilament tritt eine weitere filamentartige Struktur immer deutlicher hervor. Die Eruption des Minifilaments hat um 14:44 UT stattgefunden. Am Apex des Filamentbogens öffnet sich das Filament, wobei viel Materie auf den nördlichen Fußpunkt zurückgefallen ist (siehe die sehr auffällige Verdickung). Das andere Ende des Filaments entwickelt sich zu einer dunklen, kreisrunden Verdickung, um die sich ein bogenförmiges Filament legt. Eine solche Struktur wurde schon in Wang *et al.* (2000) beobachtet (vgl. Abbildung 1.1). Etliche Minuten später, um 14:56 UT, sind beide Hälften wieder ziemlich dünn und die Materie die nicht bei der Eruption freigesetzt wurde ist zurück auf die untere Chromosphäre gefallen. Da das photosphärische Magnetfeld über den ganzen Zeitraum seine Konfiguration beibehält kann man erwarten, dass Minifilamente im Bereich erneut auftauchen. Wir stellen fest, dass das beobachtete Minifilament mit dem ersten Entwicklungsszenario in Wang *et al.* (2000) übereinstimmt. Allerdings ist

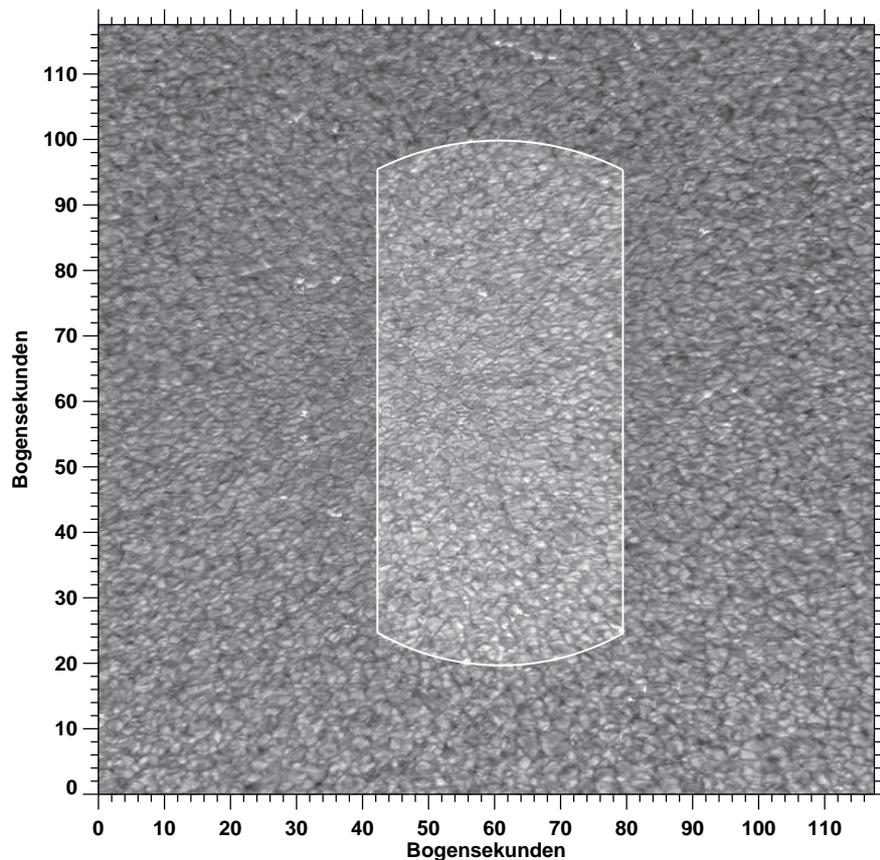


Abbildung 4.25: Das beste Breitbandbild der ersten Zeitserie wurde am 25. Mai 2008 um 16:23 UT aufgenommen. Der Kontrast ist über den größten Teil des Bildfeldes sehr hoch. Mit einer Maske wird der Bereich hervorgehoben, der den zur gleichen Zeit aufgenommenen Schmalbanddaten entspricht.

in der vorliegenden Arbeit zum ersten mal ein eruptives Minifilament mit Methoden der zweidimensionalen Spektropolarimetrie beobachtet worden.

4.3 Minifilament II am 25. Mai 2008

Im Anschluss an die Beobachtungen des in Abschnitt 4.2 beschriebenen Minifilaments wurde ein anderes Gebiet auf der Sonne beobachtet. In der Nähe des solaren Nordpols gab es ein kleines Filament bei $50,0^\circ$ Nord und $8,8^\circ$ Ost. Hiervon wurden zwei halbstündige Zeitserien aufgenommen. Das beobachtete Bildfeld ist in Abbildung 4.25 gezeigt. Wiederum ist das kleine Bildfeld von IBIS durch eine hellere Schattierung hervorgehoben. Die Nähe zum Nordpol drückt sich auch im Erscheinungsbild der Granulation aus. Die Granulen weisen eine geometrische Verkürzung auf, d.h. sie sind in Richtung des Nordpols gestaucht. Im Vergleich zum G-Band Bild der EFR (Abbildung 4.2) sind in der Umgebung dieses Minifilaments keine auffälligen Aufhellungen erkennbar. Es gibt zwar einige kleine Aufhellungen, die über das G-Band Bildfeld verteilt sind, allerdings finden wir kaum Aufhellungen im IBIS Bildfeld. Dies ist ein erster Hinweis, dass wir in polnahen Gebieten nur schwache Magnetfelder antreffen. Diese Felder sind überwiegend unipolar, wobei die Felder in der Nähe des Nordpols eine unterschiedliche Polarität als am Südpol haben (siehe das SOLIS Magnetogramm in Abbildung 4.12).

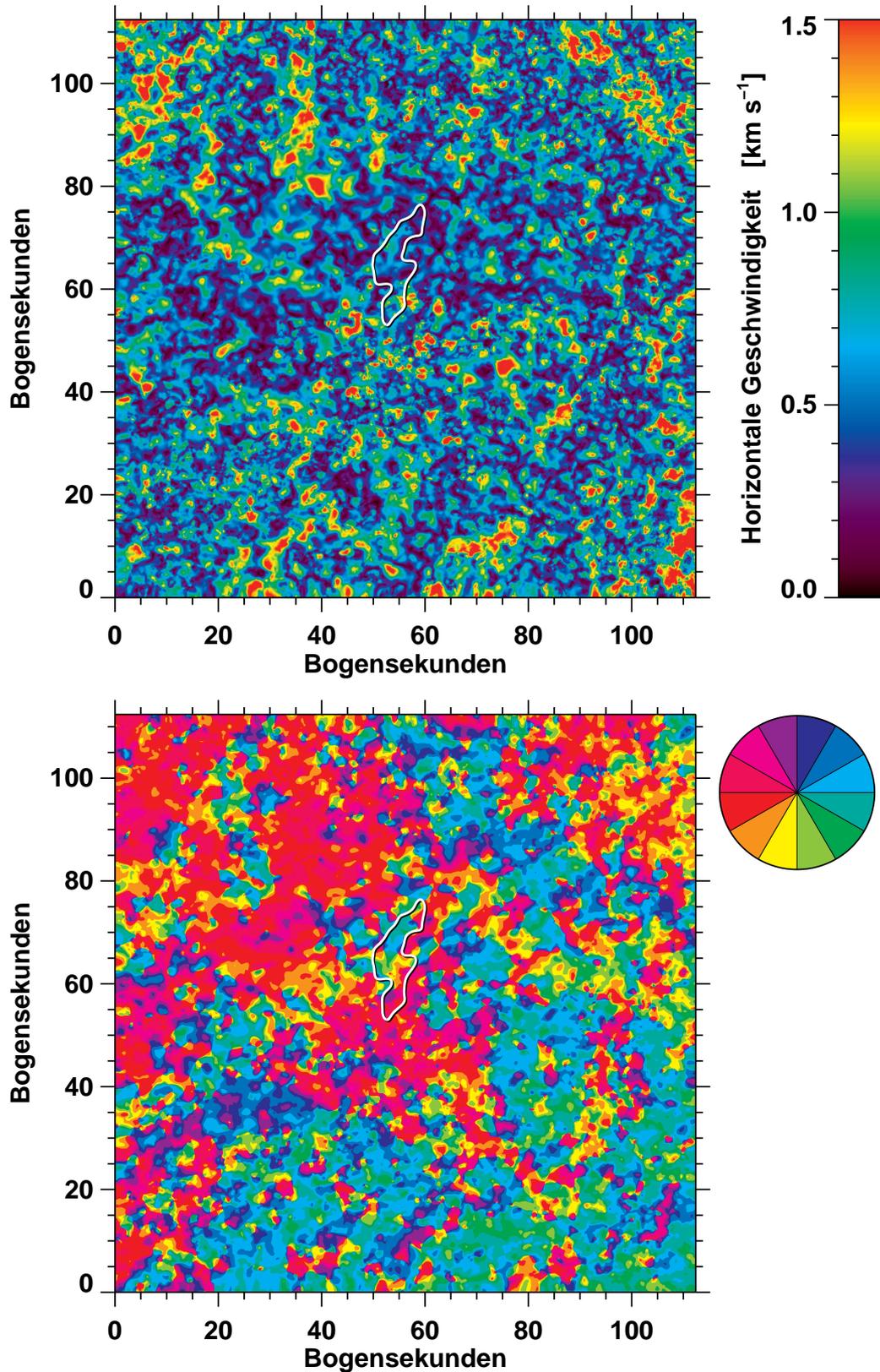


Abbildung 4.26: Aus den speckle-rekonstruierten G-Band Bildern werden mit LCT Methoden die horizontalen Eigenbewegungen gemessen. Die Richtung der horizontalen Bewegungen werden in einer farbkodierten Kompassrose angezeigt. Der Betrag der Geschwindigkeit ist ebenfalls farbkodiert und kann auf der Farbskala abgelesen werden. Für diese Berechnung wurden 36 Bilder verwendet, die zwischen 15:21 UT und 15:51 UT aufgenommen wurden.

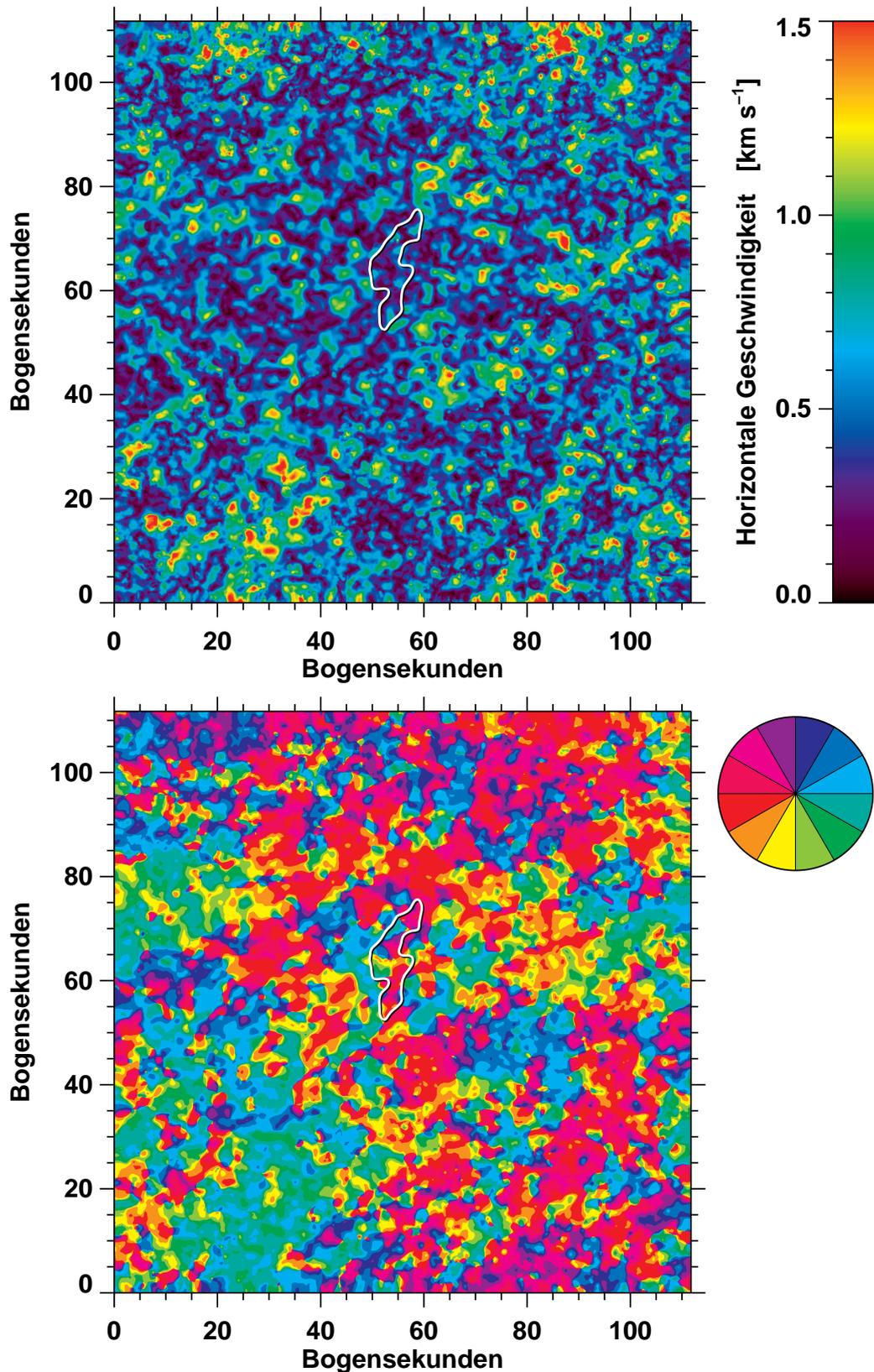


Abbildung 4.27: Aus den speckle-rekonstruierten G-Band Bildern werden mit LCT Methoden die horizontalen Eigenbewegungen gemessen. Die Richtung der horizontalen Bewegungen werden in einer farbkodierten Kompassrose angezeigt. Der Betrag der Geschwindigkeit ist ebenfalls farbkodiert und kann auf der Farbskala abgelesen werden. Für diese Berechnung wurden 35 Bilder verwendet, die zwischen 15:55 UT und 16:24 UT aufgenommen wurden.

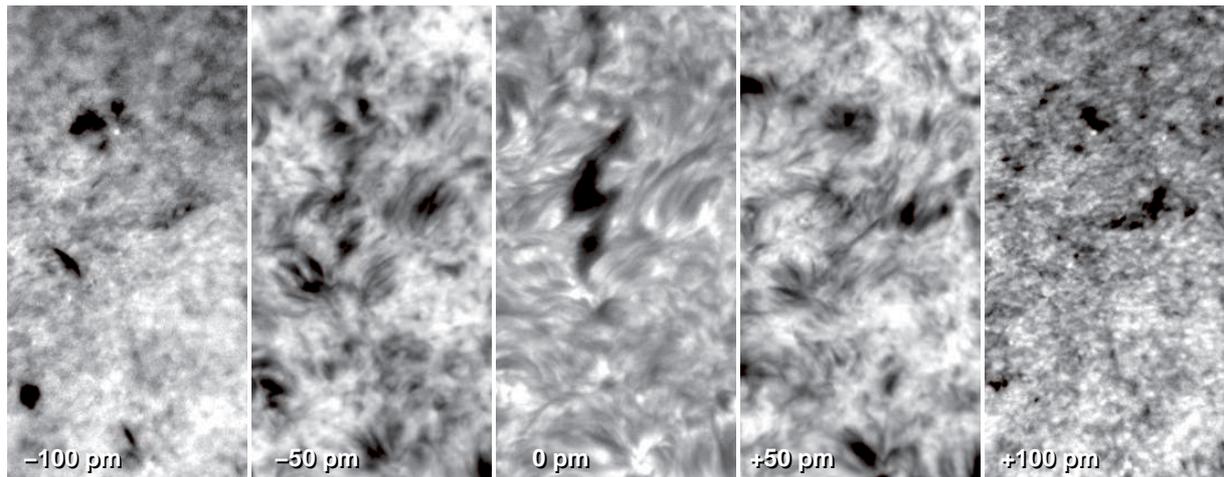


Abbildung 4.28: Ausgewählte Filtergramme einer H α Sequenz zeigen das Minifilament (*engl. polar crown filament*) in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wurde in 24 Punkten abgetastet.

In Abbildung 4.12 erscheint das beobachtete Minifilament relativ schwach im He I Filtergramm. Es liegt genau auf der Trennungslinie zwischen der unipolaren nördlichen Polkappe und den Gebieten mit gemischter Polarität, die sich um den Äquator herum befinden. Entlang dieser magnetischen Neutrallinie können sich großskalige Filamente ausbilden, die sich wie ein Kranz um den Rand der Polkappe legen können (*engl. polar crown filaments*). Das beobachtete Minifilament gehört, obwohl sehr klein, zu dieser Klasse von Filamenten. Es kann als ein elementarer Baustein der Polar Crown Filamente angesehen werden.

4.3.1 Horizontale Geschwindigkeitsfelder

Da wir zwei halbstündige Zeitserien mit einem zeitlichen Abstand von 34 Minuten aufgenommen haben, können wir die Entwicklung der mittleren Geschwindigkeitsfelder vergleichen. Die Position des S-förmigen Filaments ist in Abbildung 4.26 als weiße Konturlinie dargestellt. Die höchsten Geschwindigkeiten werden wieder an den Rändern von Supergranulen vorgefunden. Dieses Netzwerk hat eine typische Größe von 20–40 Mm. Die Geschwindigkeiten in der ersten Zeitserie sind deutlich höher, was aber durch schlechtere Beobachtungsbedingungen während der zweiten Zeitserie erklärt werden kann. Ist die Bildqualität schlechter, stehen für die Kreuzkorrelation keine ausreichenden Kontraste zur Verfügung, um die Bewegung von kleinskaligen Strukturen zu verfolgen. Geschwindigkeiten werden also unterschätzt.

In Abbildung 4.26 befindet sich in der oberen linken Ecke des Bildfeldes eine auffällige Struktur mit der Größe einer kleinen Supergranule, wo hohe Geschwindigkeiten gemessen werden. Einzelne Elemente dieser Struktur finden sich auch in Abbildung 4.27, allerdings mit geringeren Geschwindigkeiten. Ähnliche Übereinstimmungen finden sich im gesamten Bildfeld. Die beobachteten Unterschiede zwischen den beiden Zeitserien erklären sich durch die Zeitskala der Granulation (von etwa 5 Minuten), so dass sich die Details der mittleren Geschwindigkeitskarten durchaus in 30 Minuten ändern können. Wie auch bei dem im Abschnitt 4.2 beschriebenen Minifilament befindet sich das hier beobachtete Minifilament in einer Region mit relativ niedrigen horizontalen Geschwindigkeiten.

Aufgrund der im Vergleich zum 26. Mai schlechteren Beobachtungsbedingungen erschwert sich die Interpretation der Richtungskarten. Sie zeigen im Kontrast zu Abbildung 4.3 relativ große Regionen mit einheitlicher Farbkodierung. Dies deutet darauf hin, dass die AO Korrek-

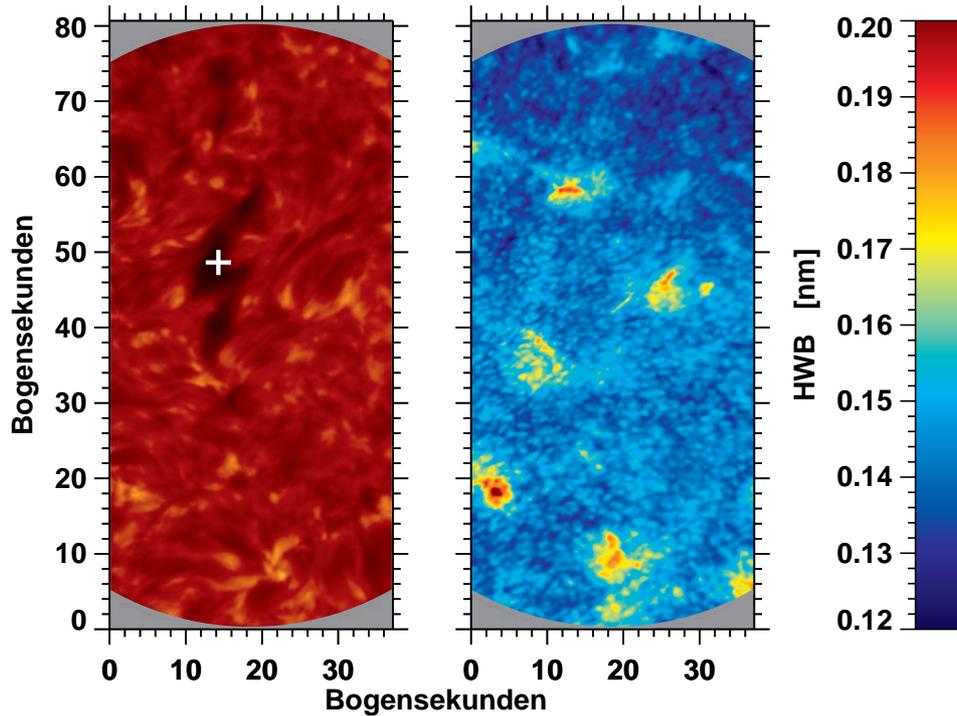


Abbildung 4.29: H α Linienkernintensität (*links*) und HWHB (*rechts*) für das Minifilament. Die Verbreiterung der Linie ist ein Indikator magnetischer Aktivität. Angekreuzt wird die Stelle, die für eine spätere Inversionsrechnung in Abschnitt 4.4 ausgewählt wird.

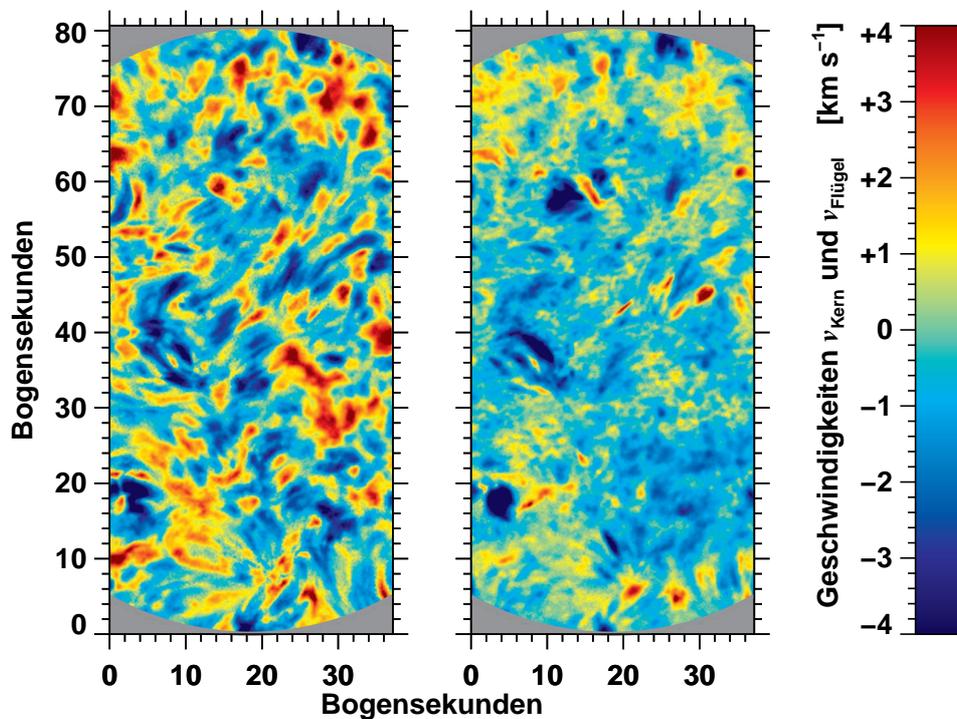


Abbildung 4.30: Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (*links*) und den Linienflügel (*rechts*) der H α Linie bestimmt werden. Das Linienkerndopplergramm zeigt sehr strukturierte Geschwindigkeitsfelder in der Umgebung des Minifilaments.

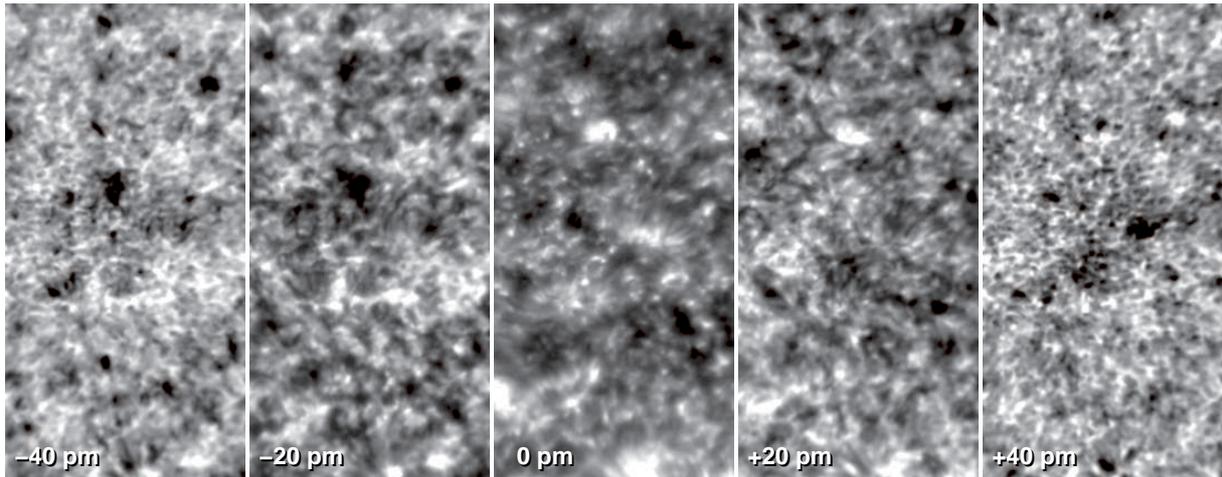


Abbildung 4.31: Ausgewählte Filtergramme einer Ca II Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wurde in 21 Punkten abgetastet.

tur sich nur über das zentrale Bildfeld erstreckt. Da die Bildrekonstruktion mit der Speckle Masking Methode sich nur auf einzelne isoplanare Gebiete auswirkt, kann das Seeing, hier insbesondere die differentielle Bildbewegung, künstlichen großskalige Geschwindigkeitsfehler einführen, die mit LCT Methoden fälschlicherweise detektiert werden. Im Zentrum des Bildfeldes ist die AO Korrektur jedoch so gut, dass die Richtungen der horizontalen Eigenbewegungen in beiden Zeitserien nahezu identisch sind. Insbesondere sind die Geschwindigkeitsrichtungen innerhalb der Konturen des Minifilamentes beinahe identisch. Interessanterweise finden wir im photosphärischen Geschwindigkeitsfeld Bewegungen, die die beiden Flügel des Minifilamentes senkrecht zu seiner Längsachse (Diagonale von links unten nach rechts oben) aufeinander zu bewegen. Zusammen mit der später diskutierten Magnetfeldtopologie bedeutet dies, dass sich das Minifilament hin zu einem stabileren Zustand entwickelt.

4.3.2 Bildgebende Spektroskopie chromosphärischer Absorptionslinien

In der in Abbildung 4.28 gezeigten Sequenz von $H\alpha$ Filtergrammen ist das Minifilament nur im Linienkern zu erkennen. Hier zeigt es sich als eine S-förmige, dunkle Struktur, die im Vergleich zum im Abschnitt 4.2 besprochenen Minifilament deutlich dicker ist. Im blauen Flügel der $H\alpha$ Linie ($\lambda_0 - 50$ pm) sehen wir nur eine kleine, etwa 2.000 km große Struktur, die mit dem südlichen Fußpunkt des Minifilamentes übereinstimmt. Dies kann als ein erster Hinweis gedeutet werden, dass dieses Filament inaktiv ist. Ausserdem sehen wir keine Moustaches wie beispielsweise in Abbildung 4.4.

In der Karte der Halbwertsbreiten (Abbildung 4.29) sind mehrere, etwa 4.000 km große Gebiete zu erkennen, in denen größere Werte der Halbwertsbreite angetroffen werden. Im Vergleich zur EFR und im Minifilament im vorherigen Abschnitt sind die Werte der Halbwertsbreite deutlich geringer, was auf ein deutlich schwächeres Magnetfeld schliessen lässt, wie es für polnahe Gebiete üblich ist. D.h. das hier beobachtete Minifilament wird von schwachen und eher verstreuten Magnetfeldern in der Chromosphäre gehalten.

In den Karten der Dopplergeschwindigkeit des Linienkerns (linker Teil der Abbildung 4.30) ist eine Signatur des Minifilamentes schwer auszumachen. Wenn überhaupt liegt es in Regionen mit nur schwachen (kleiner als 1 km s^{-1} , aufwärtsgerichteten Geschwindigkeiten. Die einzige Ausnahme ist das vorher erwähnte kleine dunkle Gebiet, dass sich in den Filtergrammen des

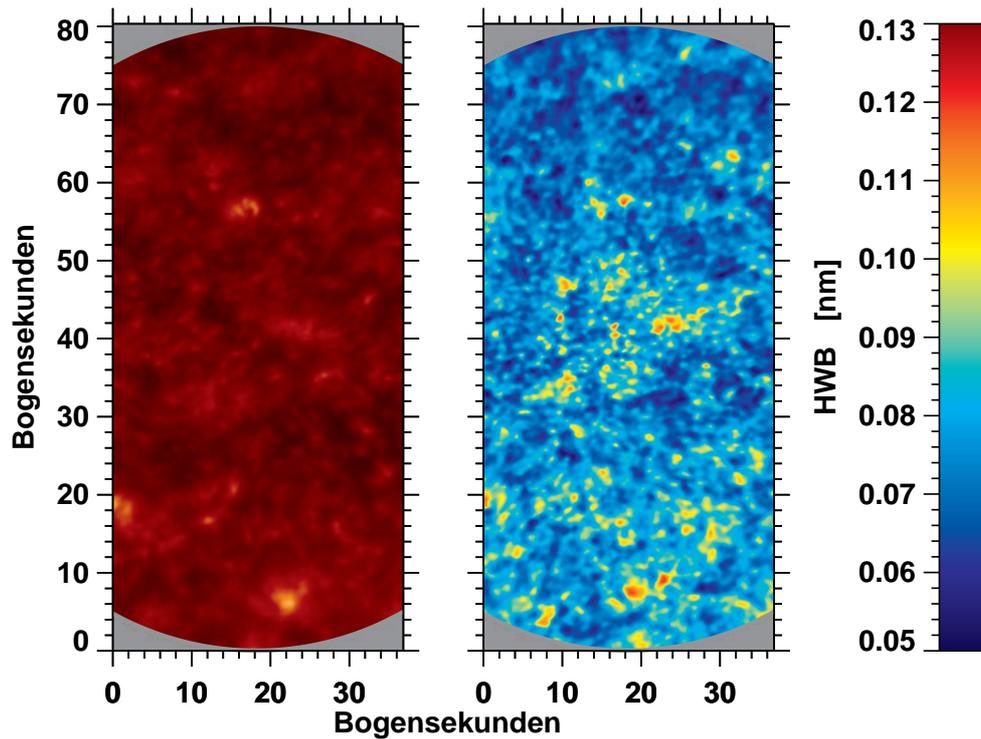


Abbildung 4.32: Ca II Linienkernintensität (*links*) und HWHB (*rechts*) für das Minifilament. Die Verbreiterung der Linie ist wiederum ein Indikator magnetischer Aktivität.

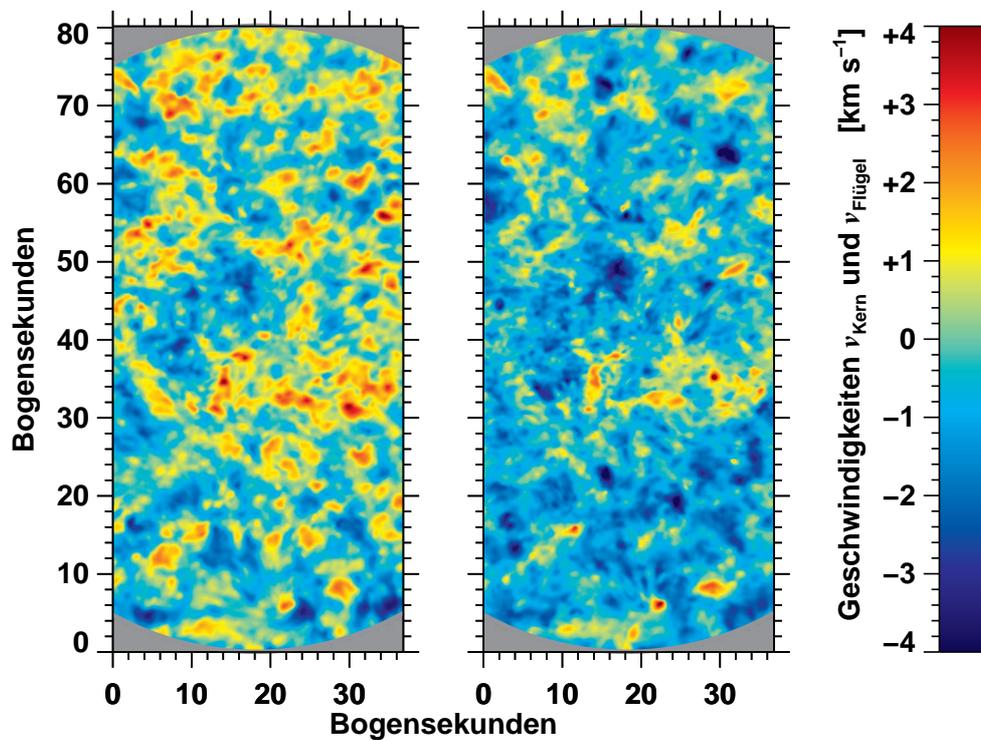


Abbildung 4.33: Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (*links*) und den Linienflügel (*rechts*) der Ca II Linie bestimmt werden.

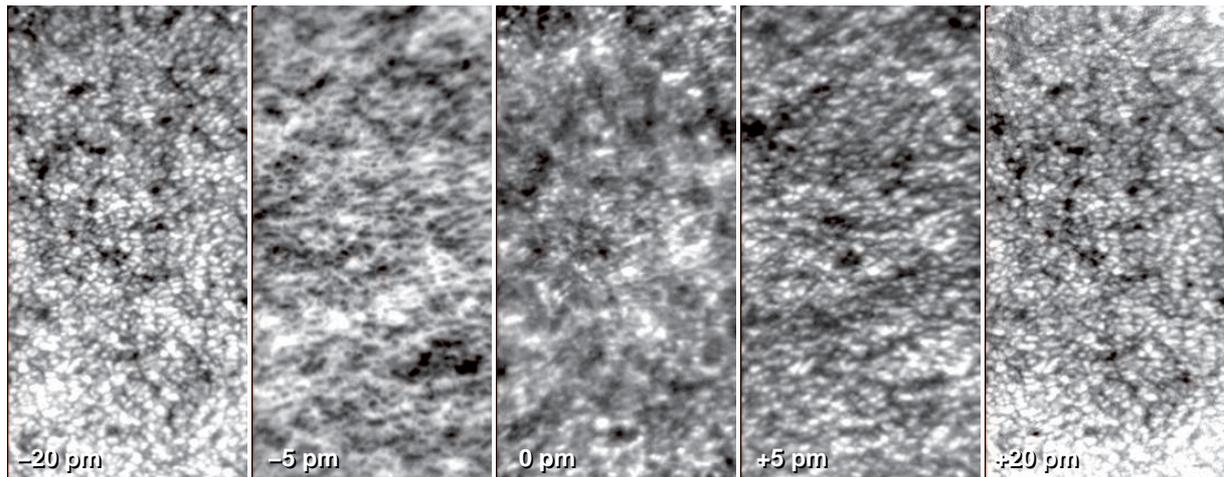


Abbildung 4.34: Ausgewählte Filtergramme einer Fe I Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Photosphäre. Die Linie wurde in 14 Punkten abgetastet.

blauen Linienflügels beobachten ließ. An den Fußpunkten des Minifilamentes beobachten wir auch hier nach unten gerichtete Strömungen. Die entsprechenden Gebiete sind jedoch kleiner als bei dem anderen Minifilament. Interessanterweise beobachten wir im Linienflügel am nördlichen Fußpunkt des Minifilaments eine Struktur, in der sich nach oben und nach unten gerichtete Strömungen auf kleinen räumlichen Skalen abwechseln. Die Geschwindigkeitsdifferenz beträgt hier mehr als 6 km s^{-1} . Dieses Phänomen muss mit einer Insel positiver magnetischer Polarität zusammenhängen, welche von einem diffusen Hintergrund negativer magnetischer Polarität umgeben ist (siehe Abbildung 4.36). Die genaue physikalische Bedeutung dieser Geschwindigkeitsänderungen auf kleinen Skalen ist jedoch unklar.

Die Aufnahmen in den Linien Ca II und Fe I liefern kaum neue Information. Das Minifilament selbst ist weder in der Ca II noch in der Fe I Linie zu erkennen (siehe Abbildungen 4.31 bzw. 4.34). Nur am nördlichen Fußpunkt des Minifilamentes ist in Ca II eine kleine Aufhellung zu sehen, die mit einem kleinen magnetischen Element positiver Polarität verbunden ist. Die Karte der Halbwertsbreiten in Ca II (rechts in Abbildung 4.32) zeigt nur sehr kleine Maxima an den Fußpunkten des Minifilaments, die mit den Orten von schwachen Magnetfeldern übereinstimmen. In den Geschwindigkeitskarten (Abbildung 4.33 für Ca II und Abbildung 4.35 für Fe I) finden wir eine Strömung, die sich vom Beobachter wegbewegt. Sie erstreckt sich von Ost nach West und liegt in etwa auf der Höhe des südlichen Fußpunkts des Minifilamentes. Der nördliche Fußpunkt liegt in einer Region mit vorwiegend entgegengesetzter Sichtliniengeschwindigkeit, die aber vom Betrag her geringer ist. Unter Berücksichtigung der Position des Minifilamentes lässt sich schließen, dass die photosphärische Bewegung zu einer Stauchung des Minifilamentes in Nord-Südrichtung führen kann.

4.3.3 Photosphärisches Magnetfeld

Die Skalen des Grads der Zirkularpolarisation in Abbildung 4.36 und Abbildung 4.23 unterscheiden sich um einen Faktor zwei, da die polnahen Magnetfelder deutlich schwächer sind als die in der kleinen bipolaren Region. Aufgrund des kleineren Intervalls auf der Skala wird das Rauschen in der Karte deutlich hervorgehoben. Auch hier wurden wieder alle Magnetogramme der Zeitserie gemittelt, um selbst die schwächsten Felder detektieren zu können. Die Fußpunkte des Minifilamentes befinden sich in Regionen unterschiedlicher Polarität. Eine klare magnetische Neutrallinie wie bei dem anderen Filament in der bipolaren Region kann hier nicht

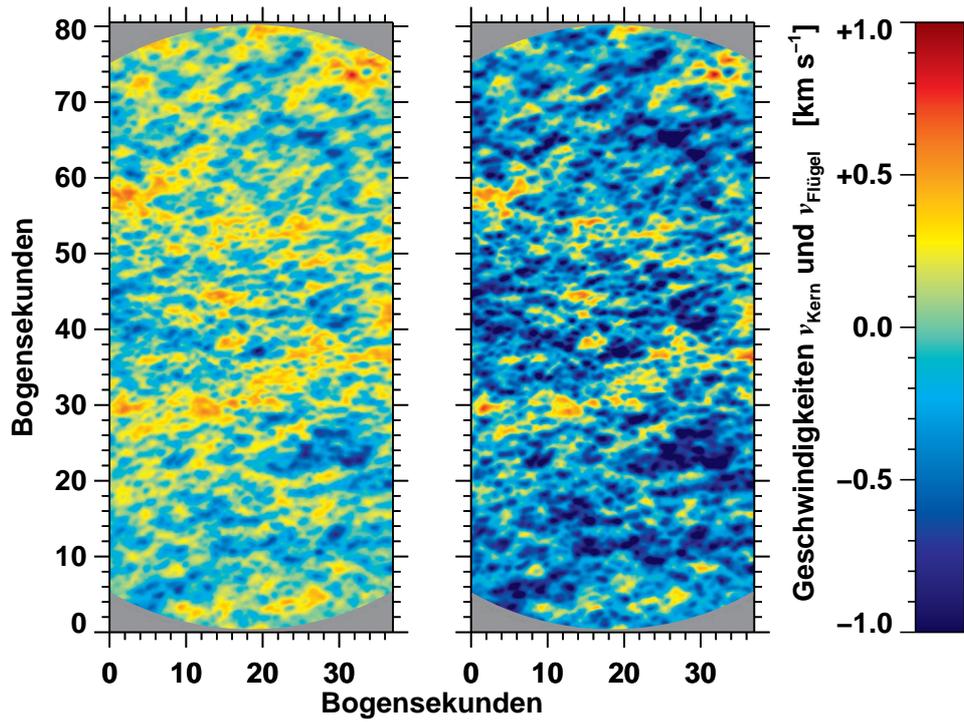


Abbildung 4.35: Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (*links*) und den Linienflügel (*rechts*) der Fe I Linie bestimmt werden.

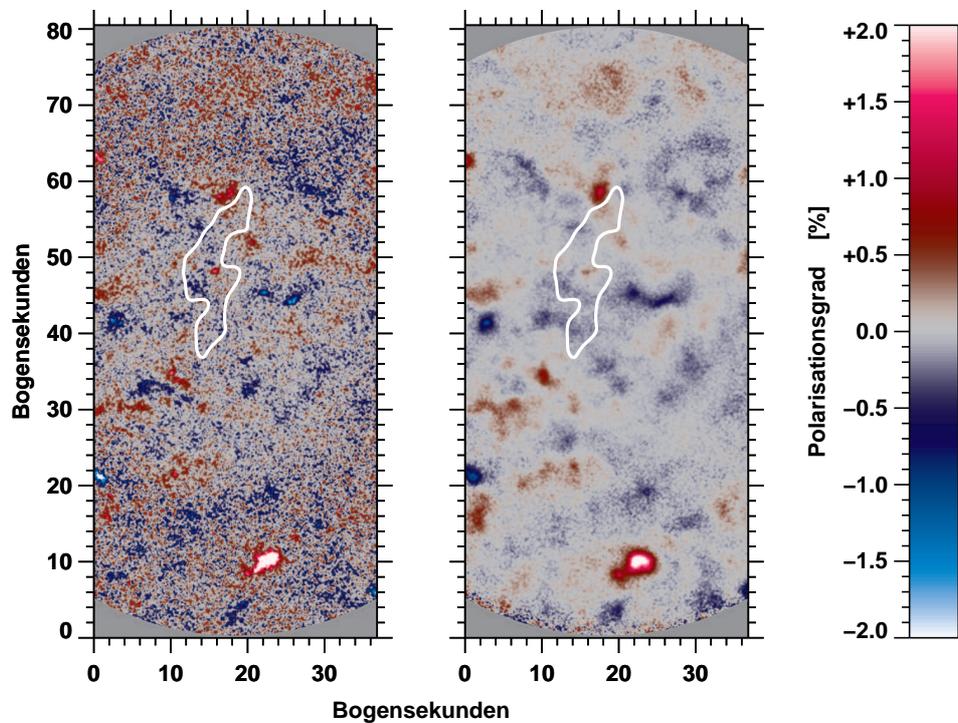


Abbildung 4.36: Vergleich des von IBIS gemessenen Polarisationsgrads im besten Magnetogramm (*links*) und im über die Zeitserie gemittelten Magnetogramm (*rechts*). Der Bildversatz wurde für das gemittelte Magnetogramm korrigiert. Die weiße Konturlinie zeigt den Umriss des Minifilamentes in Abbildung 4.29.

identifiziert werden. Vielmehr ähnelt dieses Filament, welches zwei unterschiedliche magnetische Pole verbindet, der Konfiguration von H α Filamenten, wie sie in der EFR in Abschnitt 4.1 beobachtet wurden. In der etwa einstündigen Zeitserie von Magnetogrammen konnten wir keine signifikante Änderung des Magnetfeldes beobachten. Diese wäre jedoch auch unüblich für Polar Crown Filamente.

Zusammengefasst kann gesagt werden, dass wir zwei deutlich verschiedene Typen von Minifilamenten beobachtet haben, die in unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen vorkommen. Nur die Magnetfeldtopologie in einer kleinen bipolaren Region kann die Voraussetzungen schaffen, in der ein aktives, dynamisches Minifilament existieren kann. Im Kontrast dazu sind Polar Crown Filamente sehr stabil, so dass eine Eruption, zumindestens bei Minifilamenten, nicht zu erwarten ist. Solche Minifilamente lösen sich gemeinhin auf, in dem das in ihnen enthaltene Wasserstoffplasma in die umgebende Chromosphäre “verdampft”. Allerdings kann es bei großen Polar Crown Filamenten zu spektakulären Eruptionen kommen, wenn neu auftretender magnetischer Fluss an nur einer einzigen Stelle das gesamte Filament destabilisiert.

4.4 Ausblick

In dieser Arbeit wurden Beobachtungen einer EFR und zweier Minifilamente vorgestellt. Die Datenverarbeitung und Analyse wurden im Detail beschrieben. Jedoch fehlt noch ein weiteres wichtiges Element auf dem Weg zur vollständigen Beschreibung der Beobachtungen sowie deren Interpretation. Aus den Spektrallinien können mit Inversionsrechnungen weitere physikalische Informationen gewonnen werden. Hierbei werden Annahmen über die Sonnenatmosphäre gemacht, mit denen man sich die Entstehung von Spektrallinien erklären kann. Die zugrunde liegende Theorie wird unter dem Begriff *Strahlungstransport* (engl. radiative transfer) zusammengefasst (z.B. Chandrasekhar, 1960; Kalkofen, 2009). Aufgrund der eingeschränkten Zeit einer Diplomarbeit, konnten diese Inversionsrechnungen nicht durchgeführt werden. Um aber schon einmal einen Ausblick auf die noch ausstehenden Rechnungen zu geben, werden Inversionen einzelner Linienprofile vorgestellt.

Eine einfache Methode zur Interpretation starker chromosphärischer Absorptionslinien ist das *Wolkenmodell* (engl. cloud model, Beckers, 1964, 1972; Lee *et al.*, 2000). Hierzu wird aus dem beobachteten Linienprofil $I(\lambda)$ das Kontrastprofil

$$C(\lambda) = \frac{I(\lambda) - I_0(\lambda)}{I_0(\lambda)} \quad , \quad (4.1)$$

berechnet, wobei $I_0(\lambda)$ das Linienprofil der ruhigen Sonne ist. Die Grundidee des Wolkenmodells ist, dass sich über der Photosphäre eine Wolke mit kühlem oder heißem Material befindet, dass von unten beleuchtet wird. Im Kontrastprofil sind Abweichungen vom Zustand der ruhigen Sonne einfach zu erkennen. Ist eine Spektrallinie blauverschoben, so besitzt das Kontrastprofil eine der Verschiebung entsprechende “blaue” Komponente. Das Wolkenmodell liefert einen einfachen Zusammenhang zwischen dem Kontrastprofil und vier freien Parametern

$$C(\lambda) = \left[\frac{S}{I_0(\lambda)} - 1 \right] (1 - \exp[-\tau(\lambda)]) \quad \text{mit} \quad \tau(\lambda) = \tau_0 \exp \left[- \left(\frac{\lambda - \lambda_c}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right] \quad . \quad (4.2)$$

Die vier freien Parameter sind in diesen Gleichungen die zentrale Wellenlänge λ_c der Absorptionslinie im Kontrastprofil, die entsprechende Dopplerbreite $\Delta\lambda_D$, die optische Dicke τ_0 der Wolke bei der zentralen Wellenlänge und die Quellenfunktion S . Anschaulicher als λ_c lässt sich

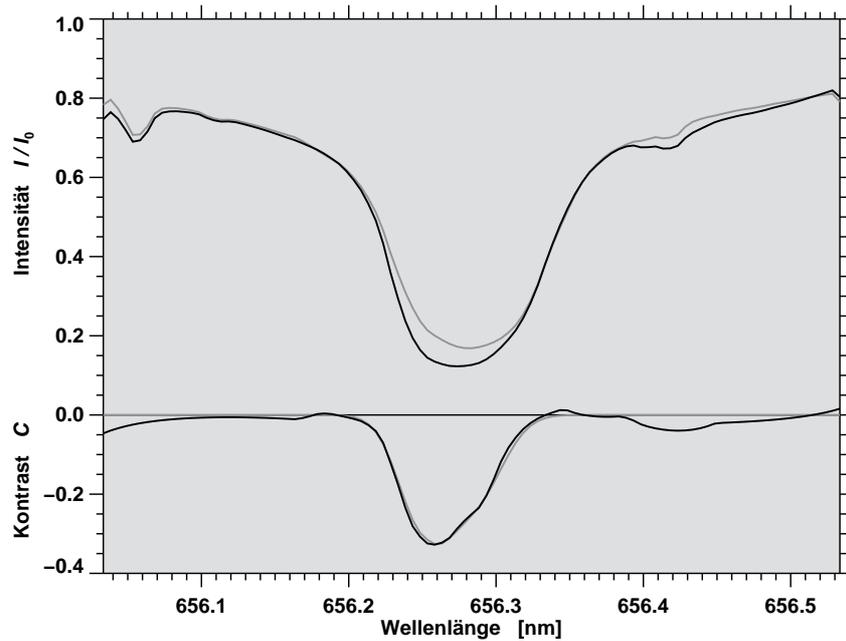


Abbildung 4.37: H α Linien- (*oben*) und Kontrastprofile (*unten*) werden als schwarze Kurven gezeigt. Das mittlere Intensitätsprofil der ruhigen Sonne und das aus dem Wolkenmodell berechnete Kontrastprofile werden als graue Kurven dargestellt. Die Parameter des Wolkenmodells sind $\tau = 1,3$; $S = 0,10$; $\Delta\lambda_D = 29,1$ pm; $\lambda_c = 656,26989$ nm und $v = -6,2$ km s $^{-1}$. Die Position des Linienprofils ist in Abbildung 4.16 mit einem Kreuz gekennzeichnet.

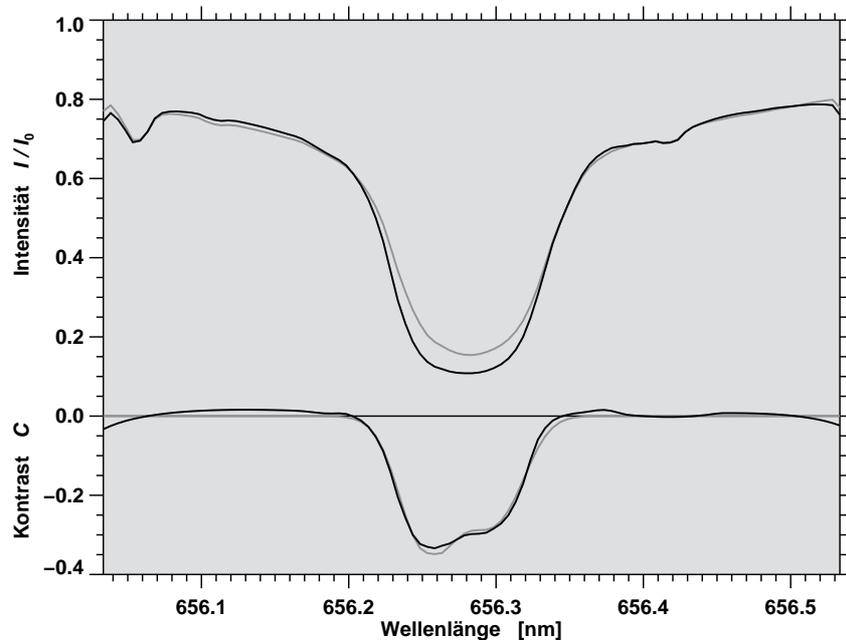


Abbildung 4.38: H α Linien- (*oben*) und Kontrastprofile (*unten*) werden als schwarze Kurven gezeigt. Das mittlere Intensitätsprofil der ruhigen Sonne und das aus dem Wolkenmodell berechnete Kontrastprofile werden als graue Kurven dargestellt. Die Parameter des Wolkenmodells sind $\tau = 2,0$; $S = 0,10$; $\Delta\lambda_D = 31,3$ pm; $\lambda_c = 656,27633$ nm und $v = -3,2$ km s $^{-1}$. Die Position des Linienprofils ist in Abbildung 4.29 mit einem Kreuz gekennzeichnet.

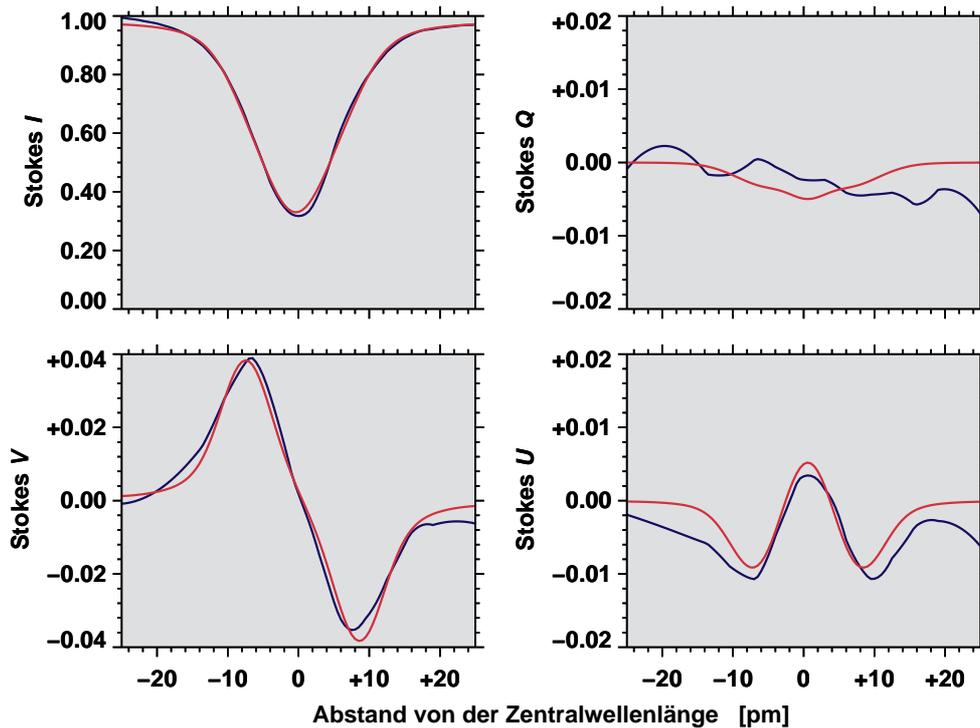


Abbildung 4.39: Für die Fe I Linie (λ 630,15 nm) wurden mit der SIR Methode (*rot*) die beobachteten Stokes Profile (*blau*) invertiert. Die Parameter der angepassten Profile sind in Tabelle 4.1 zu finden. Die Position des Linienprofils ist in Abbildung 4.12 mit einem Kreuz gekennzeichnet.

die Dopplergeschwindigkeit der Wolke

$$v = c \cdot \frac{\lambda_c - \lambda_0}{\Delta\lambda_0} \quad (4.3)$$

interpretieren. Hierbei entspricht λ_0 der Zentralwellenlänge der Absorptionslinie in der ruhigen Sonne. In Abhängigkeit von den freien Parametern, kann dann mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Press *et al.*, 2007) eine Kurve an die beobachtete Spektrallinie angepasst werden.

Das Wolkenmodell ermöglicht einen quantitativen Vergleich der in Abschnitten 4.2 und 4.3 besprochenen Minifilamente. Beide Filamente sind recht unterschiedlich: das eine ist ein typischer Vertreter von Filamenten in aktiven Gebieten, während das andere zur Klasse der Polar Crown Filamente gehört. In Abbildungen 4.37 und 4.38 werden typische Intensitäts- und Kontrastprofile für beide Minifilamente gezeigt. Die Orte, an denen die Profile entnommen wurden, liegen beide am Scheitelpunkt der Filamente. Die mit dem Modell berechneten Werte für die Geschwindigkeiten der Wolke entlang der Sichtlinie unterscheiden sich um einen Faktor zwei, wobei das Minifilament in der bipolaren Region die höheren Geschwindigkeiten aufweist. So lässt sich auch quantitativ nachweisen, dass dieses Filament das dynamischere ist. Interessanterweise hat das polnahe Minifilament eine deutlich höhere optische Dicke, was darauf hinweist, dass vom neutralen Wasserstoff mehr Licht aus der Photosphäre absorbiert wird. Diese Wasserstoffwolke hat also eine höhere Dichte. Selbst schwache Magnetfelder können somit mehr Wasserstoff in der Chromosphäre halten, vorausgesetzt, dass die chromosphärische Magnetfeldtopologie stabil ist. Alle anderen Werte, d.h. die Dopplerbreite $\Delta\lambda_D$ und die Quellenfunktion S , sind für beide Filamente recht ähnlich. Allerdings lassen sich aus den punktuellen Beobachtun-

	magnetische Komponente	nichtmagnetische Komponente
Füllfaktor	0,28	0,72
Magnetfeldstärke	1.755 G	
γ_{LOS}	42°	
ϕ	-45°	
Doppler Geschwindigkeit	$+279 \text{ m s}^{-1}$	-188 m s^{-1}
$T(\log \tau = 0)$	6.146 K	6.359 K
$T(\log \tau = -1.5)$	5.122 K	5.158 K

Tabelle 4.1: Parameter für die in Abbildung 4.39 gezeigten Stokes Profile.

gen keine allgemeinen, statistisch gesicherten Aussagen ableiten. Dies ist einer späteren Arbeit vorbehalten.

Für die Inversion magnetisch aufspaltender Spektrallinie gibt es eine Vielzahl numerischer Methoden. Hier wurde die SIR (Stokes Inversion Based on Response Functions) Methode von Ruiz Cobo & del Toro Iniesta (1992) verwendet, die auf bestimmte Funktionen (*engl.* response functions) zurückgreift. Sie ermöglichen es, das Inversionsproblem mit einem nicht-linearen Marquardt Algorithmus zu beschreiben. Eine detaillierte Beschreibung dieses Algorithmus ist nicht Gegenstand dieser Arbeit. Hier soll nur an einem Beispiel gezeigt werden, wie aus Beobachtungen der Stokes Profile, Schlüsse über physikalische Zustände gezogen werden können. Dazu wurde aus dem Datensatz der EFR (siehe Abschnitt 4.1) ein Stokes Profil ausgewählt, dessen Ort in Abbildung 4.12 mit einem weißen Kreuz gekennzeichnet wurde. Die entsprechenden Stokesprofile sind in Abbildung 4.39 als blaue Kurven dargestellt. Die SIR Profile sind in Rot eingezeichnet worden. Die Übereinstimmung von Beobachtungen und Inversionen sind relativ gut. Insbesondere wenn berücksichtigt wird, das ursprünglich nur 14 Wellenlängenpunkte zur Verfügung standen. Die hier gezeigten Profile wurden auf 100 Punkte extrapoliert und einem zusätzlichen Rauschfilter unterzogen.

Die aus der SIR Methode gewonnenen physikalischen Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Es wird angenommen, dass das Linienprofil aus einer magnetischen und einer nicht-magnetischen Komponente zusammengesetzt ist. Ihr Verhältnis wird durch den Füllfaktor (*engl.* filling factor) ausgedrückt, d.h. nur ein Viertel des Beobachtungselements enthält ein etwa 1.750 G starkes Magnetfeld. Unter Berücksichtigung des Beobachtungsortes am nordöstlichen Sonnenrand ($11,8^\circ$ Nord, $52,1^\circ$ Ost) ist das Magnetfeld etwa 10° gegen die Oberflächennormale geneigt ($\gamma_{\text{LOS}} = 42^\circ$). D.h. es steht in etwa senkrecht zur Oberfläche, wie es für kleinskalige Felder einer EFR zu erwarten ist. Die Richtung des Feldes zeigt von der Oberfläche weg. Der Azimut des Feldes ϕ spielt für die Interpretation der Profile keine Rolle. Aus der SIR Rechnung ergeben sich für zwei verschiedene Höhen in der Atmosphäre ($\log \tau = 0$ und $\log \tau = -1,5$) Temperaturen für die zwei Komponenten der Inversion. Das Magnetfeld ist in eine heißere Umgebung eingebettet und die beiden Komponenten haben unterschiedliche Strömungsrichtungen entlang der Sichtlinie.

Mit dem Wolkenmodell und den SIR Rechnungen wurden zum Abschluss der Arbeit zwei Methoden vorgestellt, die eine weitere Analyse der hier vorgestellten Daten ermöglicht. In dieser Arbeit haben sich die Phänome der ruhigen Chromosphäre (Minifilamente und EFRs) als sehr interessant herausgestellt. Wir erwarten das eine tiefere Analyse der hier gezeigten Daten zu einem besseren Verständnis dynamischer Prozesse in der Photosphäre und Chromosphäre beiträgt.

Abkürzungen

AFS	Arch Filament Systems
AO	Adaptive Optik
ATST	Advanced Technology Solar Telescope
CCD	Charge-Coupled Device
CME	Coronal Mass Ejection
DLSP	Diffraction-Limited Spectro-Polarimeter
DST	Dunn Solar Telescope
EFR	Emerging Flux Region
ER	Ephemeral Region
FPI	Fabry-Pérot Interferometer
FSR	Free Spectral Range
HSG	Horizontaler Spektrograph
IBIS	Interferometric BIdimensional Spectrometer
LCT	Local Correlation Tracking
MTF	Modulation Transfer Function
NSO	National Solar Observatory
NSO/SP	National Solar Observatory/Sacramento Peak
OTF	Optical Transfer Function
PSF	Point Spread Function
SH	Shack-Hartmann
SMTF	Speckle Masking Transfer Function
SOLIS	Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun
SPINOR	Spectro-Polarimeter for Infrared and Optical Regions
STF	Speckle Transfer Function
UT	Universal Time
VCD	Virtual Camera System
VTT	Vacuum Tower Telescope

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Entwicklung eines bogenförmigen Minifilaments (weißer Pfeil um 16:55 UT) wird in dieser Sequenz von Filtergrammen verfolgt. Der Unterschied in der magnetischen Konfiguration vor und nach der Erscheinung des Minifilaments wird in den beiden Magnetogrammen am Anfang (16:10 UT) und am Ende (23:28 UT) der Zeitserie verdeutlicht. Dunkle und helle Gebiete besitzen unterschiedliche magnetische Polarität. Der weiße Skalenstrich unten rechts entspricht 20".	
	Bildquelle: Abbildung 2 in Wang <i>et al.</i> (2000)	5
1.2	Dieses hochaufgelöste Magnetogramm der ruhigen Sonne wurde am 27. Februar 1997 mit dem Michelson Doppler Interferometer (MDI) aufgenommen. Dieses Bild ist das Mittel aus fünf einzelnen Magnetogrammen, die in einem Zeitabstand von einer Minute aufgenommen wurden. Die Grauwerte decken den Bereich von ± 100 G ab. Supergranulen können grob erkannt werden. Sie sind von dichteren Konzentrationen magnetischer Flusselemente umrandet.	
	Bildquelle: Abbildung 1a in Longcope & Parnell (2009)	7
1.3	Schematische Darstellung von magnetischen Flussröhren, die aus dem Sonneninneren auftauchen und die die Sonnenoberfläche durchstoßen. Beim Auftauchen der magnetischen Schleifen verdrängen innenliegende Flussröhren außenliegende magnetische Elemente. Ist der magnetische Fluss groß genug, behindert das Magnetfeld den konvektiven Energietransport. Die Durchstoßpunkte erscheinen daher als dunkle magnetische Knoten (<i>engl.</i> magnetic knots) oder als Poren (<i>engl.</i> pores). Aus diesen starken Magnetfeldern können mit der Zeit Sonnenflecken entstehen.	
	Bildquelle: Abbildung 1 in Zwaan (1985)	8
2.1	Querschnitt des <i>Dunn Solar Telescope</i> (<i>links</i>) und Außenansicht (<i>rechts</i>).	
	Bildquellen: http://nsosp.nso.edu/dst/images/tower.gif http://www.lpl.arizona.edu/~giacalon/SummerSchool07/images/Image3.jpg	11
2.2	Seitenansicht von IBIS. In den silbernen Metallgehäusen befinden sich die FPIs. Das dazwischen befindliche runde Gehäuse enthält ein Filterrad mit Interferenzfiltern zur Wellenlängenselektion.	
	Bildquelle: http://www.arcetri.astro.it/science/solare/IBIS_photo.jpeg	12
2.3	Vielstrahlinterferenz am Fabry-Pérot Interferometer. n und n' sind die Brechungsindizes innerhalb und außerhalb der Luftschicht, wobei d der Abstand zwischen den Spiegeln ist.	
	Bildquelle: Abbildung 3.2 in Bendlin (1993)	14

2.4	Verlauf der Airy-Funktion für verschiedene Werte der Reflexivität, im Originalbild als \mathcal{R} bezeichnet, und vom Verhältnis F zwischen Linienabstand und Halbwertsbreite. Bildquelle: Abbildung 3.3. in Bendlin (1993)	16
2.5	Das Transmissionsprofil eines FPIs wird mit der Airy-Funktion beschrieben. Die rote Kurve gehört zu einem FPI mit einem Plattenabstand $d = 1,00017$ mm, die blaue Kurve entspricht $d = 1,30009$ mm. Das Gesamtprofil von den beiden gekoppelten FPIs (orange Linie) ergibt sich aus der Faltung der beiden Kammprofile. Mit der logarithmischen Darstellung wird die Effektivität des Prinzips besonders deutlich: Das Hauptmaximum wird schmaler und die Nebenmaxima werden auf höchstens 5% der maximalen Transmission reduziert. Desweiteren geht die Transmission zwischen den Maxima im freien Spektralbereich auf beinahe Null zurück, d.h. der Falschlichtanteil ist signifikant kleiner.	18
2.6	Obwohl bei einem doppelten FPI die Nebenmaxima in der Nähe des Hauptmaximums effektiv unterdrückt werden, können in größerer Entfernung Transmissionsmaxima auftreten, die den Falschlichtanteil wieder erhöhen (orange Kurve). Aus diesem Grund wird ein Interferenzfilter vor die FPIs gesetzt (grüne Kurve). Die Wirkung des Filters wird nach der Faltung seines Profils mit der Transmissionskurve des doppelten FPIs offensichtlich (braune Kurve). Nur wenige, zur ausgewählten Frequenz sehr nahe Falschlichtmaxima werden mit einer relativen Transmission von höchstens einem Tausendstel durchgelassen.	19
2.7	Schematische Darstellung der IBIS Optik. Der Hauptstrahlengang ist als durchgezogene Linie dargestellt. Hilfsstrahlengänge sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. Bewegliche optische Elemente, die entweder in den Strahlengang eingefügt oder herausgenommen werden können, wurden als transparente Strichzeichnungen dargestellt. Die optischen Elemente werden mit folgenden Abkürzungen bezeichnet: Strahlteiler BS1– BS3, Steuerung und Konditionierung des Laserlichts BST, CCD Detektor CCD, elektronischer Verschuß ES, Fabry-Pérot Interferometer FPI, Bildfeldblende FS, Filterrad FWH, Halogenlampe HL, achromatische Linsen L1– L4, Radhalterung für Linsen LW, Spiegel M1– M14 und m1– m3, Photoverstärker PMT, Transferoptik RL, und Videokamera TV. Bildquelle: Abbildung 4 in Cavallini (2006).	20
2.8	Aufbau eines AO Systems. Die durch die Atmosphäre verzerrten Wellenfronten werden in Echtzeit durch die Korrektur eines deformierbaren Spiegels in ebene Wellenfronten zurückgeführt. Bildquelle: Abbildung 4.1 in Sailer (2006)	22
2.9	Arbeitsweise des Shack-Hartmann-Sensors. Die Auslenkung der Rasterpunkte in der Bildebene entspricht den lokalen Gradienten der auf die Lensletmatrix auftreffenden Wellenfronten. Bildquelle: Abbildung 4.3 in Sailer (2006)	23

3.1	Bilder der ruhigen Sonne, aufgenommen im Fraunhofer G-Band mit dem Dunn Solar Telescope am National Solar Observatory in Sacramento Peak, New Mexico am 26. Mai 2008 um 15:59 UT. (a) Bild mit dem höchsten Kontrast (Referenzbild) ausgewählt aus einer Sequenz von hundert Einzelbildern. (b) Rekonstruiertes Bild unter Verwendung der Speckle Masking Methode. Der Referenzpunkt der adaptiven Optik liegt etwa in der Mitte des Bildes bei der Koordinate ($50''$, $50''$). Die räumliche Auflösung nimmt mit der Entfernung vom Referenzpunkt ab, wobei der Granulationskontrast allerdings über das Bildfeld konstant bleibt.	27
3.2	Variation des Granulationskontrastes in der am 26. Mai 2008 um 15:59 UT aufgenommenen Sequenz, woraus das Bild mit dem besten Kontrast der ersten Zeitserie des Tages rekonstruiert wird (siehe Tabelle 3.2). Durch die Verwendung eines Bildselektionsverfahrens (<i>engl.</i> frame selection) bei der Datenaufnahme entsteht eine leichte Absenkung der Kontrastwerte. Für nähere Auskunft über diesen Algorithmus siehe zum Beispiel Denker <i>et al.</i> (2005).	28
3.3	Horizontaler und vertikaler Bildversatz im Referenzbild der ersten Zeitserie vom 26. Mai 2008, aufgenommen um 15:59 UT.	29
3.4	Differentielle Bildbewegung im Referenzbild der Messung vom 26. Mai 2008, aufgenommen um 15:59 UT. Die weißen Konturen schließen Gebiete mit ähnlicher differentieller Bildbewegung ein. Der Kreuz signalisiert den Referenzpunkt der AO. Trotz des verwickelten Bildmusters ist deutlich, dass die ermittelte differentielle Bildbewegung radial von der Mitte her zunimmt.	29
3.5	Der modifizierte Fried-Parameter r_0 wurde für jedes isoplanare Gebiet des am 26. Mai 2008 um 15:59 UT aufgenommenen Breitbandbildes der Sonne berechnet (links). Die beobachteten Werte entsprechen gutem Seeing, weisen aber eine starke Streuung auf. Daher werden diese Werte geglättet (rechts), so dass in der weiteren Bildrekonstruktion keine Kontrastsprünge entstehen. Das Maximum des Fried-Parameters wird in beiden Bildern durch ein Kreuz aufgezeigt, was auch den Referenzpunkt des AO Systems markiert.	30
3.6	Gemittelter Friedparameter für die erste (links) beziehungsweise zweite (rechts) Zeitserie am 26. Mai 2008 (siehe Tabelle 3.2). Für beide Zeitserien wurde eine geglättete Kurve hinzugefügt. Obwohl die meisten, über 10 cm liegenden Werte des Fried-Parameters gutem Seeing entsprechen, gibt es doch Schwankungen und Zeiträume mit schlechtem Seeing, die eine Untersuchung der zeitlichen Entwicklung solarer Feinstrukturen erschweren.	31
3.7	Aus sechs am 26. Mai 2008 aufgenommenen Bildern der ruhigen Sonne wurde ein Bereich von etwa $20''$ Seitenlänge um den Referenzpunkt der AO ausgewählt. Trotz Bildrekonstruktion sind auf Grund des variablen Seeings deutliche Unterschiede in der Bildqualität bemerkbar. Nichtsdestotrotz sind auch Veränderungen der solaren Feinstruktur im Zeitraum von etwa zwei Minuten zu erkennen.	34
3.8	Schema des LCT-Verfahrens. Das Bild J_t und das zeitlich verschobene $J_{t+\tau}$ werden in Folge mit der Laplace-Gauß-Korrelation LG gefiltert, gegeneinander in acht Positionen verschoben und multipliziert. Die neun Produkte werden anschließend über die Zeit gemittelt und mit dem Apodisationsfenster W gefaltet. Die Interpolation ergibt die Eigenbewegung $\Delta(x)$ als Funktion der Position. Bildquelle: Abbildung 2 in November & Simon (1988).	35

4.1	EFR am nordöstlichen Sonnenrand ($11,8^\circ$ Nord, $52,1^\circ$ Ost), beobachtet am 26. Mai 2008. <i>Links</i> : SOLIS-Spektroheliogramm in der He I Linie ($\lambda 1.083$ nm). <i>Rechts</i> : Magnetogramm in der Fe I Linie ($\lambda 630, 15$ nm).	40
4.2	Das beste G-Band Bild der ersten Zeitserie wurde am 26. Mai 2008 um 15:59 UT aufgenommen. Der Kontrast ist über den größten Teil des Bildfeldes sehr hoch. Mit einer Maske wird der Bereich hervorgehoben, der den zur gleichen Zeit aufgenommenen Schmalbandfiltergramm entspricht. Eine bipolare Region ist im sonst sehr ruhigen Gebiet erkennbar. Aufgrund ihrer Größe wird sie als EFR eingestuft.	41
4.3	Aus den speckle-rekonstruierten G-Band Bildern werden mit LCT Methoden die horizontalen Eigenbewegungen gemessen. Die Richtung der horizontalen Bewegungen werden in einer farbkodierten Kompassrose angezeigt. Der Betrag der Geschwindigkeit ist ebenfalls farbkodiert und kann auf der Farbskala abgelesen werden. Die Umrisse der EFR werden als weiße Konturen dargestellt.	42
4.4	Ausgewählte Filtergramme einer $H\alpha$ Sequenz zeigen unterschiedliche Strukturen in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wird über 24 Punkte abgetastet. Die Nummern in den einzelnen Bildern beziehen sich auf den Abstand bezüglich des Linienkerns ($\lambda 656, 3$ nm). Das Bildfeld beträgt $2,7 \text{ Mm} \times 5,2 \text{ Mm}$, und ist um die Koordinaten $11,8^\circ$ Nord und $52,1^\circ$ Ost zentriert. Merke die Aufhellungen oder <i>Moustaches</i> , die in den Linienflügeln auftreten.	43
4.5	$H\alpha$ Linienkernintensität (<i>links</i>) und HWB (<i>rechts</i>) für das Gebiet der EFR. Die Verbreiterung der Linie ist ein Indikator magnetischer Aktivität. Auffällig sind die kleinskaligen Filamente, die Regionen unterschiedlicher magnetischer Polarität verbinden.	44
4.6	Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (<i>links</i>) und den Linienflügel (<i>rechts</i>) der $H\alpha$ Linie bestimmt werden.	44
4.7	Ausgewählte Filtergramme einer Ca II Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wird über 21 Punkte abgetastet. Die Nummern in den einzelnen Bildern beziehen sich auf den Abstand bezüglich des Linienkerns ($\lambda 854, 2$ nm). Das Bildfeld um $11,8^\circ$ und Nord, $52,1^\circ$ Ost ist genau das gleiche wie in den $H\alpha$ Aufnahmen. Der Einfluss der Granulation lässt sich noch in der unteren Chromosphäre spüren. Die EFR ist daher nur in der Nähe des Linienzentrums deutlich zu erkennen.	45
4.8	Ca II Linienkernintensität (<i>links</i>) und HWB (<i>rechts</i>) für die EFR. Die Verbreiterung der Linie ist wiederum ein Indikator magnetischer Aktivität. Kleinskalige Filamente sind zu erkennen, die Regionen unterschiedlicher magnetischer Polarität verbinden.	46
4.9	Dopplergeschwindigkeiten für den Linienkern (<i>links</i>) und den Linienflügel (<i>rechts</i>) der Ca II Linie. Wie im Intensitätsbild sind die in Ca II sichtbaren Strukturen viel fragmentierter als in $H\alpha$	46
4.10	Ausgewählte Filtergramme einer Fe I Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Photosphäre. Die Linie wird über 14 Wellenlängenpunkten abgetastet. Die Nummern in den einzelnen Bildern beziehen sich auf den Abstand bezüglich des Linienkerns ($\lambda 630, 15$ nm). Das Bildfeld bei $11,8^\circ$ Nord und $52,1^\circ$ Ost ist genau das gleiche wie in den $H\alpha$ Aufnahmen.	47

4.11	Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (<i>links</i>) und den Linienflügel (<i>rechts</i>) der Fe I Linie ($\lambda 630, 15$ nm) bestimmt werden. Merke die schwachen, von der Granulation verursachten Änderungen der Dopplergeschwindigkeit über das gesamte Bildfeld.	48
4.12	Vergleich der von SOLIS gemessenen Magnetfeldstärke (<i>links</i>) mit dem von IBIS detektierten Polarisationsgrad (<i>rechts</i>). Dieser ist noch nicht zu physikalischen Einheiten konvertiert worden. Angekreuzt wird die Stelle, die für eine spätere Inversionsrechnung in Abschnitt 4.4 ausgewählt wird.	49
4.13	Korrelation zwischen der von SOLIS gemessenen Magnetfeldstärke und dem IBIS Polarisationsgrad (rote Punktwolke). Die blaue Kurve stellt einen Polynomfit dritten Grades dar.	50
4.14	Zwei Minifilamente werden am 25. Mai 2008 beobachtet. Das eine ($50,0^\circ$ Nord und $10,0^\circ$ Ost) liegt auf der magnetischen Inversionslinie zwischen dem unipolaren Gebiet am Nordpol und der Region mit gemischten Polaritäten bei tieferen Breiten. Das andere ($20,2^\circ$ Süd und $8,8^\circ$ West) befindet sich in einer kleinen bipolaren Region in der südlichen Hemisphäre. <i>Links</i> : SOLIS-Spektroheliogramm in der He I Linie ($\lambda 1083$ nm). <i>Rechts</i> : Magnetogramm in der Fe I Linie ($\lambda 630, 15$ nm).	51
4.15	Ausgewählte Filtergramme einer H α Sequenz zeigen das Minifilament ($20,2^\circ$ Süd und $8,8^\circ$ West) in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wird in 24 Punkten abgetastet. Das Bildfeld ist von 2.7 Mm \times 5.2 Mm.	52
4.16	H α Linienkernintensität (<i>links</i>) und HWB (<i>rechts</i>) für das Minifilament. Die Verbreiterung der Linie ist ein Indikator magnetischer Aktivität. Das Minifilament befindet sich über der magnetischen Neutrallinie. Angekreuzt wird die Stelle, die für eine spätere Inversionsrechnung in Abschnitt 4.4 ausgewählt wird.	53
4.17	Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (<i>links</i>) und den Linienflügel (<i>rechts</i>) der H α Linie bestimmt werden.	53
4.18	Filtergramme einer Ca II Sequenz zeigen das Minifilament in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Im Gegensatz zu den H α Filtergrammen ist das Minifilament hier nur im Linienkernfiltergramm zu erkennen. Die Linie wird in 21 Punkten abgetastet.	54
4.19	Ca II Linienkernintensität (<i>links</i>) und HWB (<i>rechts</i>) für das Minifilament. Die Verbreiterung der Linie ist wiederum ein Indikator magnetischer Aktivität.	55
4.20	Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (<i>links</i>) und den Linienflügel (<i>rechts</i>) der Ca II Linie bestimmt werden.	55
4.21	Ausgewählte Filtergramme einer Fe I Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Photosphäre. Die Aufhellungen im Linienkern (<i>engl.</i> line gaps) deuten auf das Vorhandensein kleinskaliger Magnetfelder hin. Die Linie wurde in 14 Punkten abgetastet.	56
4.22	Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (<i>links</i>) und den Linienflügel (<i>rechts</i>) der Fe I Linie bestimmt werden.	57
4.23	Vergleich des von IBIS gemessenen Polarisationsgrads im besten Magnetogramm (<i>links</i>) und im über die Zeitserie gemittelten Magnetogramm (<i>rechts</i>). Der Bildversatz wurde für das gemittelte Magnetogramm korrigiert. Die weiße Konturlinie zeigt den Umriss des Minifilamentes in Abbildung 4.17.	57
4.24	Zeitliche Entwicklung des Minifilaments bei $20,2^\circ$ Süd und $8,8^\circ$ West.	58

4.25	Das beste Breitbandbild der ersten Zeitserie wurde am 25. Mai 2008 um 16:23 UT aufgenommen. Der Kontrast ist über den größten Teil des Bildfeldes sehr hoch. Mit einer Maske wird der Bereich hervorgehoben, der den zur gleichen Zeit aufgenommenen Schmalbanddaten entspricht.	59
4.26	Aus den speckle-rekonstruierten G-Band Bildern werden mit LCT Methoden die horizontalen Eigenbewegungen gemessen. Die Richtung der horizontalen Bewegungen werden in einer farbkodierten Kompassrose angezeigt. Der Betrag der Geschwindigkeit ist ebenfalls farbkodiert und kann auf der Farbskala abgelesen werden. Für diese Berechnung wurden 36 Bilder verwendet, die zwischen 15:21 UT und 15:51 UT aufgenommen wurden.	60
4.27	Aus den speckle-rekonstruierten G-Band Bildern werden mit LCT Methoden die horizontalen Eigenbewegungen gemessen. Die Richtung der horizontalen Bewegungen werden in einer farbkodierten Kompassrose angezeigt. Der Betrag der Geschwindigkeit ist ebenfalls farbkodiert und kann auf der Farbskala abgelesen werden. Für diese Berechnung wurden 35 Bilder verwendet, die zwischen 15:55 UT und 16:24 UT aufgenommen wurden.	61
4.28	Ausgewählte Filtergramme einer H α Sequenz zeigen das Minifilament (<i>engl. polar crown filament</i>) in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wurde in 24 Punkten abgetastet.	62
4.29	H α Linienkernintensität (<i>links</i>) und HWB (<i>rechts</i>) für das Minifilament. Die Verbreiterung der Linie ist ein Indikator magnetischer Aktivität. Angekreuzt wird die Stelle, die für eine spätere Inversionsrechnung in Abschnitt 4.4 ausgewählt wird.	63
4.30	Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (<i>links</i>) und den Linienflügel (<i>rechts</i>) der H α Linie bestimmt werden. Das Linienkerndopplergramm zeigt sehr strukturierte Geschwindigkeitsfelder in der Umgebung des Minifilaments.	63
4.31	Ausgewählte Filtergramme einer Ca II Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Chromosphäre. Die Linie wurde in 21 Punkten abgetastet.	64
4.32	Ca II Linienkernintensität (<i>links</i>) und HWB (<i>rechts</i>) für das Minifilament. Die Verbreiterung der Linie ist wiederum ein Indikator magnetischer Aktivität.	65
4.33	Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (<i>links</i>) und den Linienflügel (<i>rechts</i>) der Ca II Linie bestimmt werden.	65
4.34	Ausgewählte Filtergramme einer Fe I Sequenz zeigen unterschiedlichen Strukturen in verschiedenen Höhen der Photosphäre. Die Linie wurde in 14 Punkten abgetastet.	66
4.35	Dopplergeschwindigkeiten können für den Linienkern (<i>links</i>) und den Linienflügel (<i>rechts</i>) der Fe I Linie bestimmt werden.	67
4.36	Vergleich des von IBIS gemessenen Polarisationsgrads im besten Magnetogramm (<i>links</i>) und im über die Zeitserie gemittelten Magnetogramm (<i>rechts</i>). Der Bildversatz wurde für das gemittelte Magnetogramm korrigiert. Die weiße Konturlinie zeigt den Umriss des Minifilamentes in Abbildung 4.29.	67

- 4.37 H α Linien- (*oben*) und Kontrastprofile (*unten*) werden als schwarze Kurven gezeigt. Das mittlere Intensitätsprofil der ruhigen Sonne und das aus dem Wolkenmodell berechnete Kontrastprofile werden als graue Kurven dargestellt. Die Parameter des Wolkenmodells sind $\tau = 1,3$; $S = 0,10$; $\Delta\lambda_D = 29,1$ pm; $\lambda_c = 656,26989$ nm und $v = -6,2$ km s $^{-1}$. Die Position des Linienprofils ist in Abbildung 4.16 mit einem Kreuz gekennzeichnet. 69
- 4.38 H α Linien- (*oben*) und Kontrastprofile (*unten*) werden als schwarze Kurven gezeigt. Das mittlere Intensitätsprofil der ruhigen Sonne und das aus dem Wolkenmodell berechnete Kontrastprofile werden als graue Kurven dargestellt. Die Parameter des Wolkenmodells sind $\tau = 2,0$; $S = 0,10$; $\Delta\lambda_D = 31,3$ pm; $\lambda_c = 656,27633$ nm und $v = -3,2$ km s $^{-1}$. Die Position des Linienprofils ist in Abbildung 4.29 mit einem Kreuz gekennzeichnet. 69
- 4.39 Für die Fe I Linie ($\lambda 630,15$ nm) wurden mit der SIR Methode (*rot*) die beobachteten Stokes Profile (*blau*) invertiert. Die Parameter der angepassten Profile sind in Tabelle 4.1 zu finden. Die Position des Linienprofils ist in Abbildung 4.12 mit einem Kreuz gekennzeichnet. 70

Tabellenverzeichnis

3.1	Beobachtungen am DST vom 25. Mai 2008. λ ist die Zentralwellenlänge der Linie, δ ihre Bandbreite, δt ist die Belichtungszeit der entsprechenden Kamera, und n die Anzahl der aufgenommenen Sequenzen.	25
3.2	Beobachtungen am DST vom 26. Mai 2008. λ ist die Zentralwellenlänge der Linie, δ ihre Bandbreite, δt ist die Belichtungszeit der entsprechenden Kamera, und n die Anzahl der aufgenommenen Sequenzen.	26
4.1	Parameter für die in Abbildung 4.39 gezeigten Stokes Profile.	71

Literaturverzeichnis

- Beckers, J. M. 1964. *A Study of the Fine Structures in the Solar Chromosphere*. Ph.D. thesis, University of Utrecht.
- Beckers, J. M. 1972. Solar Spicules. **10**, 73–100.
- Bendlin, C. 1993. *Hochauflösende zweidimensionale Spektroskopie der solaren Granulation mit einem Fabry-Pérot-Interferometer*. Ph.D. thesis, Georg-August-Universität Göttingen.
- Born, M., & Wolf, E. 1959. *Principles of Optics*. London: Pergamon Press.
- Cavallini, F. 2006. IBIS: A New Post-Focus Instrument for Solar Imaging Spectroscopy. *Sol. Phys.*, **236**, 415–439.
- Chandrasekhar, S. 1960. *Radiative Transfer*. New York: Dover Publishers.
- Denker, C., Mascarinas, D., Xu, Y., Cao, W., Yang, G., Wang, H., Goode, P. R., & Rimmele, T. R. 2005. High-Spatial Resolution Imaging Combining High-Order Adaptive Optics, Frame Selection, and Speckle Masking Reconstruction. *Sol. Phys.*, **227**, 217–230.
- Denker, C., Deng, N., Rimmele, T. R., Tritschler, A., & Verdoni, A. 2007. Field-Dependent Adaptive Optics Correction Derived with the Spectral Ratio Technique. *Sol. Phys.*, **241**, 411–426.
- Ellerman, F. 1917. Solar Hydrogen “bombs”. *Astrophys. J.*, **46**, 298–301.
- Fried, D. L. 1965. Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. *J. Opt. Soc. Am.*, **56**, 1372–1379.
- Hagenaar, H. J. 2001. Ephemeral Regions on a Sequence of Full-Disk Michelson Doppler Imager Magnetograms. *Astrophys. J.*, **555**, 448–461.
- Harvey, K. L., & Martin, S. F. 1973. Ephemeral Active Regions. *Sol. Phys.*, **32**, 389–402.
- Harvey, K. L., Jones, H. P., Schrijver, C. J., & Penn, M. J. 1999. Does Magnetic Flux Submerge at Flux Cancellation Sites? *Sol. Phys.*, **190**, 35–44.
- Hermans, L. M., & Martin, S. F. 1986. Small-Scale Eruptive Filaments on the Quiet Sun. *Page 991 of: Bull. Am. Astron. Soc.* Bull. Am. Astron. Soc., vol. 18.
- Hernández, G. 1988. *Fabry-Pérot Interferometers*. Cambridge Studies in Modern Optics, Volume 3, Cambridge University Press.
- Kaiser, M. L. 2005. The STEREO Mission: An Overview. **36**, 1483–1488.

- Kalkofen, W. 2009. *Numerical Radiative Transfer*. New York: Cambridge University Press.
- Keller, C. U., & von der Lühe, O. 1992. Solar Speckle Polarimetry. *Astron. Astrophys.*, **261**, 321–328.
- Kippenhahn, R. 1990. *Der Stern, von dem wir leben. Den Geheimnissen der Sonne auf der Spur*. Deutsche Verlags-Anstalt.
- Korff, D. 1973. Analysis of a Method for Obtaining Near-Diffraction-Limited Information in the Presence of Atmospheric Turbulence. *J. Opt. Soc. Am.*, **8**, 971–980.
- Kozlova, L. M., & Somov, B. V. 2003. The He I 10830 Å Line as an Indicator of Solar Activity. *Sol. Syst. Res.*, **37**, 227–237.
- Labeyrie, A. 1970. Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *Astron. Astrophys.*, **6**, 85–87.
- Lane, R. G. 1992. Blind Deconvolution of Speckle Images. *J. Opt. Soc. Am.*, **9**, 1508–1514.
- Lauterborn, W., Kurz, T., & Wiesenfeldt, M. 1993. *Kohärente Optik*. Berlin: Springer-Verlag.
- Lee, C.-Y., Chae, J., & Wang, H. 2000. Dynamical Characteristics of Small-Scale H α Upflow Events on the Quiet Sun. *Astrophys. J.*, **545**, 1124–1134.
- Liu, C. Y. C., & Lohmann, A. W. 1973. High Resolution Image Formation Through the Turbulent Atmosphere. *Opt. Commun.*, **8**, 372–377.
- Livi, S. H. B., Wang, J., & Martin, S. F. 1985. The Cancellation of Magnetic Flux. I. On the Quiet Sun. *Aust. J. Phys.*, **38**, 855–873.
- Löfdahl, M. G., van Noort, M. J., & Denker, C. 2007. Solar Image Restoration. *Pages 119–126 of: Kneer, F., Puschmann, K. G., & Wittmann, A. D. (eds), Modern Solar Facilities – Advanced Solar Science*.
- Lohmann, A. W., Weigelt, G., & Wirnitzer, B. 1983. Speckle Masking in Astronomy - Triple Correlation Theory and Applications. *Appl. Opt.*, **22**, 4028–4037.
- Longcope, D. W., & Parnell, C. E. 2009. The Number of Magnetic Null Points in the Quiet Sun Corona. *Sol. Phys.*, **254**, 51–75.
- Martin, S. F., & Harvey, K. H. 1979. Ephemeral Active Regions During Solar Minimum. *Sol. Phys.*, **64**, 93–108.
- Mikurda, K., Tritschler, A., & Schmidt, W. 2006. The Influence of Image Reconstruction on Two-Dimensional Spectrograms of the Solar Photosphere. *Astron. Astrophys.*, **454**, 359–366.
- November, L. J., & Simon, G. W. 1988. Precise Proper-Motion Measurement of Solar Granulation. *Astrophys. J.*, **333**, 427–442.
- Paxman, R. G., & Fienup, J. R. 1988. Optical Misalignment Sensing and Image Reconstruction Using Phase Diversity. *J. Opt. Soc. Am.*, **5**, 914–923.
- Pehlemann, E., & von der Lühe, O. 1989. Technical Aspects of the Speckle Masking Phase Reconstruction Algorithm. *Astron. Astrophys.*, **216**, 337–346.

- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, V. T., & Flannery, B. P. 2007. *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. New York: Cambridge University Press.
- Primot, J., Rousset, G., & Fontanella, J. 1990. Deconvolution from Wave-Front Sensing: A New Technique for Compensating Turbulence-Degraded Images. *J. Opt. Soc. Am.*, **7**, 1598–1608.
- Reardon, K. P., & Cavallini, F. 2008. Characterization of Fabry-Pérot Interferometers and Multi-Etalon Transmission Profiles. The IBIS Instrumental Profile. *Astron. Astrophys.*, **481**, 897–912.
- Rimmele, T. R. 2004. Recent Advances in Solar Adaptive Optics. *In: Calia, D. B., Ellenbroek, B. L., & Ragazzoni, R. (eds), Advancements in Adaptive Optics*. Proceedings of SPIE, vol. 5490.
- Rimmele, T. R., Richards, K., Hegwer, S. L., Ren, D., Fletcher, S., Gregory, S., Didkovsky, L. V., Denker, C. J., Marquette, W., Marino, J., & Goode, P. R. 2003. Solar Adaptive Optics: A Progress Report. *In: Wizinovich, P. L., & Bonaccini, D. (eds), Adaptive Optical System Technologies II*. Proceedings of SPIE, vol. 4839.
- Rimmele, T. R., Richards, K., Roche, J., Hegwer, S., & Tritschler, A. 2006. Progress with Solar Multi-Conjugate Adaptive Optics at NSO. *In: Calia, D. B., & Ellenbroek, B. L. (eds), Advancements in Adaptive Optics II*. Proceedings of SPIE, vol. 6272.
- Ruggles, C., & Murdin, P. 2000. *Prehistoric Astronomy*. Institute of Physics.
- Ruiz Cobo, B., & del Toro Iniesta, J. C. 1992. Inversion of Stokes Profiles. *Astrophys. J.*, **398**, 375–385.
- Sailer, M. J. 2006. *Simulationsrechnungen anisoplanatischer Übertragungsfunktionen für solare Adaptive Optik*. Ph.D. thesis, Georg-August-Universität Göttingen.
- Sankarasubramanian, K., Elmore, D. F., Lites, B. W., Sigwarth, M., Rimmele, T. R., Hegwer, S. L., Gregory, S., Stander, K. V., Wilkins, L. M., Richards, K., & Berst, C. 2003. Diffraction limited spectro-polarimeter – Phase I. *Pages 414–424 of: Fineschi, S. (ed), Polarimetry in Astronomy*. Proceedings of SPIE, vol. 4843.
- Scharmer, G. B. 2006. Comments on the Optimization of High Resolution Fabry-Pérot Filtergraphs. *Astron. Astrophys.*, **447**, 1111–1120.
- Socas-Navarro, H., Elmore, D., Pietarila, A., Darnell, A., Lites, B. W., Tomczyk, S., & Hegwer, S. 2006. SPINOR: Visible and Infrared Spectro-Polarimetry at the National Solar Observatory. *Sol. Phys.*, **235**, 55–73.
- Starck, J. L., Pantin, E., & Murtagh, F. 2002. Deconvolution in Astronomy: A Review. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **114**, 1051–1069.
- Tatarskii, V. I. 1971. *The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*. Jerusalem: Israel Program for Scientific Translation.
- Title, A. 2000. Magnetic Fields Below, On and Above the Solar Surface. *Pages 657–668 of: Astronomy, Physics and Chemistry of H_3^+* . Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, vol. 358.

- Vaughan, J. M. 1989. *The Fabry-Pérot Interferometer*. Bristol: Adam Hilger.
- Viticchié, B., Del Moro, D., Berrilli, F., Bellot Rubio, L., & Tritschler, A. 2009. Imaging Spectropolarimetry with IBIS: Evolution of Bright Points in the Quiet Sun. *Astrophys. J. Lett.*, **700**, L145–L148.
- von der Lühe, O. 1984. Estimating Fried’s Parameter from a Time Series of an Arbitrary Resolved Object Imaged through Atmospheric Turbulence. *J. Opt. Soc. Am.*, **1**, 510–519.
- von der Lühe, O. 1985. The Speckle Masking Transfer Function. *Astron. Astrophys.*, **150**, 229–231.
- Wampler, S. B., & Goodrich, B. D. 2004. An Implementation of the ATST Virtual Instrument Model. *Pages 356–363 of: Lewis, L., & Raffi, G. (eds), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Proceedings of SPIE, vol. 5496.
- Wang, J., Li, W., Denker, C., Lee, C., Wang, H., Goode, P. R., McAllister, A., & Martin, S. F. 2000. Minifilament Eruption on the Quiet Sun. I. Observations at H α Central Line. *Astrophys. J.*, **530**, 1071–1084.
- Weigelt, G. P. 1977. Modified Astronomical Speckle Interferometry “Speckle Masking”. *Opt. Commun.*, **21**, 55–59.
- Zirker, J. B. 1998. The Sacramento Peak Observatory. *Sol. Phys.*, **182**, 1–19.
- Zirker, J. B. 2001. *Journey from the Center of the Sun*. Princeton, New Jersey: Princeton University Press.
- Zwaan, C. 1985. The Emergence of Magnetic Flux. *Sol. Phys.*, **100**, 397–414.

Danksagung

Ich möchte mich zuerst und vor allem anderen bei meinen Eltern für die materielle und moralische Unterstützung bedanken, die sie immer gegeben haben. Das gilt genauso für meinen Bruder Luis, der mich hier auch durch das ganze Studium begleitet hat. Auch besonderen Dank geht an meine Schwester Trini und an meine langjährige Freundin Eleanor, die stets mit Rat und Ausgleich beigestanden haben. Mir fehlen die Worte um zu beschreiben, wie sehr sie alle mir geholfen haben.

Diese Diplomarbeit wurde unter Anleitung von Dr. Carsten Denker durchgeführt. Neben der Vergabe eines sehr interessanten Themas hat er sich als ein unermüdlicher Betreuer und Motivator erwiesen, der für ein angenehmes und produktives Arbeitsklima gesorgt hat und mir einen geschmeidigen Einstieg in die Sonnenphysik verliehen hat. Für alles möchte ich mich bei ihm sehr bedanken. Außerdem danke ich hier auch den offiziellen Betreuer der Arbeit, Prof. Klaus G. Strassmeier, und Dr. Alexandra Tritschler vom National Solar Observatory für den in dieser Arbeit benutzten Spektropolarimetrie-Code.

Ich möchte mich natürlich auch bei der gesamten Gruppe optischer Sonnenphysik des Astrophysikalischen Instituts Potsdam bedanken, wo ich mich gleich seit dem Anfang sehr wohlfühlt habe. Insbesondere danke ich Dr. Horst Balthasar und Dr. Axel Hofmann, die durch Anregungen und gewissenhaftes Korrekturlesen auch zu dieser Arbeit beigetragen haben. Weiterhin gilt mein Dank an Karl-Heinz Böning aus der EDV-Abteilung für die Schnelligkeit, Effizienz und Humor, mit denen er die ab und zu auf den Weg gekommenen technischen Probleme gelöst hat, an Prof. Detlef Schönberner und Prof. Lutz Wisotzki für ihre Hilfe und Rat, und an das gesamte Personal des Instituts, das mein Aufenthalt hier ermöglicht hat.

Während des Studiums haben mir zahlreiche Dozenten sehr geholfen. Ich möchte hier Prof. Heinz Junek, Dr. Andreas Braunß, Dr. Udo Schwarz, Prof. Sylvie Roelly, Dr. Fred Albrecht, Prof. Frank Spahn und vor allem Prof. Wolf-Rainer Hamann und Prof. Achim Feldmeier danken. Ein sehr grosser Anteil meines Erfolges beim Studium schulde ich ihnen. Ich danke weiterhin Prof. Axel Mellinger, Dr. Peter Frübing, Prof. Ulrich Pietsch, Dr. Horst Gebert und Dr. Carsten Henkel für die Aufmerksamkeit und die Geduld, die sie mit mir durch das ganze Studium gehabt haben. Ebenso möchte ich mich bei Prof. Piero Rafanelli, Dr. Stefano Casotto, Prof. Alberto Franceschini und Prof. Pierluigi Bernacca aus der Universität Padua bedanken, von denen ich während meines ERASMUS-Aufenthalts Vorlesungen und Rat bekommen habe.

Anschließend möchte ich mich bei den Freunden bedanken, die mich diese Jahre begleitet haben. Martin P., Anett, Frank, Torsten, Martin S. und Claudia haben sogar mit ihrem Korrekturlesen zur Erstellung dieser Arbeit geholfen. Auch möchte ich Bernhard, Beate, Natalie, Adrian, Stefan, Sophie, Martin B., Anne, Edyta, Carsten, Susan, Donika, Christian, Manolo, Nieves, Marina, Alejandro und Franco herzlich danken.

Diese Arbeit wurde mit dem \LaTeX -System geschrieben.

Lebenslauf

Mein Name ist Antonio Recuenco-Muñoz. Ich wohne in der Spenerstraße 27, im Berliner Stadtteil Tiergarten.

Ich wurde am 12. Juli 1979 in Cuenca (Spanien) geboren, einer dienstleistungsgeprägten Stadt genau im Mittelpunkt zwischen Madrid und Valencia. Seitdem sie, hinter der damaligen Laundeshauptstadt Toledo, die zweitwichtigste Stadt Neukastiliens war, ist sie bis in letzter Zeit sowohl geografisch als auch wirtschaftlich nur langsam gewachsen. Vor allem ist sie wegen ihrer für Künstler inspirierenden, spröden Mischung aus Straßen und Felsen bekannt. Dort habe ich von 1985 bis 1993 in der Schule “Fray Luis de León” die Grundschulausbildung gemacht, und anschließend die Gymnasien “Alfonso VIII” und “Lorenzo Hervás y Panduro” bis zum Abitur in 1997 besucht. Dieses wurde in der Wissenschaftsoption mit Leistungskursen Mathematik, Physik, Chemie und Technisches Zeichnen abgelegt, und mit einer Zensur von 8.12/10 bewertet.

Nach dem Abitur habe ich ein Schüleraustauschjahr in Deutschland verbracht, wo ich bei Gastfamilien gelebt habe — zuerst in Brandenburg/Havel und danach in Schwedt/Oder. Dort hatte ich die Möglichkeit, den Lebensstil in Deutschland kennenzulernen und meine Sprachkenntnisse zu vertiefen. Insbesondere konnte ich in einer Gruppe der 12. Klasse im Schwedter Gymnasium “Carl-Friedrich-Gauss” einsteigen, um den Kurs letztendlich mit einer Zensur von 10/15 abzuschließen.

Daraufhin habe ich im Wintersemester 1998/99 ein Physikstudium in der Universität Potsdam angefangen, was mit dieser Diplomarbeit zu Ende geht. Von März bis September 2000 habe ich bei Dr. Axel Mellinger, in der Gruppe *Angewandte Physik der kondensierten Materie* der Universität Potsdam, Erfahrung als Laborassistent gemacht. Ich wurde bei drei Tagungen als studentische Hilfskraft eingesetzt: (1) *DPG-Frühjahrsstagung für Chemische Physik und Polymere 2000* in Potsdam, (2) *6th Experimental Chaos Conference 2001* in Potsdam, und (3) *69. Jahrestagung der DPG 2005* in Berlin. Im Sommersemester 2002 habe ich weiterhin ein Semester durch das Erasmus-Programm in Padua (Italien) verbracht, wo ich an der dortigen Universität Gasthörer gewesen bin.

Meine Computerkenntnisse schließen den regelmäßigen Umgang mit Windows und Linux ein, inklusive Bedienung von Büroprogrammen wie Microsoft Office und OpenOffice sowie Datenverarbeitung in Microcal Origin. Zu Programmieren und Textverarbeitung habe ich Fortran 70 und MATLAB beziehungsweise \LaTeX -Rudimente selbst erlernt, dazu habe ich Einführungskurse in Fortran 90 und Java belegt, und während des Studiums noch die Gelegenheit gehabt, Scilab, Gnuplot und IDL zu benutzen.

Meine Muttersprache ist Spanisch. Ich spreche verhandlungssicher Englisch und Deutsch. Für beide Sprachen habe ich den Hauptabschluss der staatlichen spanischen Sprachschule in 1995 beziehungsweise 1998 erlangt. Zusätzlich habe ich die Deutsche Sprachprüfung für den Hochschulzugang (DSH) in 1998 abgelegt. Desweiteren bin ich fließend in Wort und Schrift in Italienisch, wofür ich den Grundabschluss der staatlichen spanischen Sprachschule in 2005 absolviert habe. Mangels eines täglichen Umgangs mit der Sprache habe ich sie mittels Kulturveranstaltungen und zahlreichen Kursen frisch gehalten, insbesondere mit Bezug auf Grammatik,

Konversation und Leseverständnis anhand von Literatur. Schließlich habe ich auch Grundkenntnisse in Französisch. Universitätskurse bis zum Niveau Unicert II/2 habe ich dafür besucht.

Außerhalb des Studiums treibe ich gerne Sport, am liebsten Wildwasserkajak, Schwimmen und Fußball. Ich verfolge darüber hinaus Fußball, Basketball, Tennis und Sumo in den Medien, und bin seit der Kindheit ein Anhänger von Real Madrid. Ich bin ein leidenschaftlicher Musikhörer (Pop-Rock, Jazz, elektronische Musik, Neue Musik... aber am liebsten Klassik). Auch an Kinofilmen aller Epochen und Radio- oder TV-Komödie bin ich sehr interessiert, hier insbesondere britische oder amerikanische Programme seit den späten 70er Jahren. Ich schätze auch sehr Kunstaussstellungen (vor allem Malerei) und lese gerne, vor allem klassische spanische Literatur.

Ansonsten sammle und genieße ich eifrig Brettspiele. Ich bevorzuge traditionelle Spiele wie Schach, Go oder die Mancala-Familie und Spiele, die möglichst viele taktische und strategische Möglichkeiten mit der kleinsten Anzahl von Vorschriften erlauben. Demzufolge interessiere ich mich für abstrakte Spiele, von denen zum Beispiel *Quarto!* und die *GIPF*-Reihe bekannt sind, und auch für Spielsysteme wie *Realm*, *GRYB* oder *Orion*. Ich habe großes Vergnügen an Vintage-Spielen der 60er und 70er, da viele Mechanismen, die heute immer noch beliebt sind, damals erfunden und deshalb in ihrer elegantesten Form angewandt wurden. Von diesen Spielen sind *Acquire* und *Twixt* zwei noch sehr präzente Vorbilder, die ich besonders gerne spiele.

Die Wahl von dem Thema der Diplomarbeit kommt aus meiner langjährigen Faszinierung von der Sonne. Hier konvergieren die wissenschaftliche Neugier auf den uns nächsten und am einfachsten zu beobachtenden Stern (geschweige die Notwendigkeit der Kenntnisse über seine Wechselwirkung mit der Erde und somit allen Lebewesen), die Interesse an seinen Einfluß auf die Lebensweise älterer Zivilisationen, und seine tägliche Inspiration auf Menschen. Da das Astrophysikalische Institut Potsdam selbst führende Sonnenforschung betreibt, kam die Entscheidung dort einen Platz zu beantragen sehr natürlich. Ich freue mich sehr darüber, in der Gruppe für optische Sonnenphysik gearbeitet haben zu können, und hoffe auch, daß die Ergebnisse dieser Arbeit ihre Anforderungen erfüllen.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich diese Arbeit eigenhändig und selbständig angefertigt habe.

Potsdam, den 28.10.2009