

**Untersuchung polarer Fackeln
mittels
Bildrekonstruktion und
Inversionsrechnungen**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Georg–August–Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Christoph Ritter
aus Hannover

Göttingen 2001

D 7

Referent: Prof. Dr. F. Kneer

Korreferent: Prof. Dr. G. Schmahl

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juni 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen zu den polaren Fackeln	5
2.1	Polare Fackeln im Aktivitätszyklus	5
2.2	Polare Fackeln als Flußröhren	7
3	Aufnahme und Auswertung der GCT Daten	9
3.1	Zusammenfassung	9
3.2	Datenaufnahme und -reduktion	10
3.3	Ergebnisse	13
3.4	Vergleich mit einer äquatorialen Fackel	23
4	Ein Drei - Komponenten - Modell für polare Fackeln	25
4.1	Zusammenfassung	25
4.2	Durchmesserabhängigkeit der Fackeleigenschaften	27
4.3	Das Drei - Komponenten - Modell	30
5	Aufnahme und Auswertung der VTT Daten	40
5.1	Zusammenfassung	40
5.2	Beschreibung der Datenauswertung	41
5.3	Aufnahmen des Fackelgebietes	49
5.4	exemplarische Linienprofile	56
6	Inversionsrechnungen: Grundlagen und Hintergrundmodelle	63
6.1	Zusammenfassung	63

6.2	Grundlagen und Beschreibung des SIR Codes	64
6.3	Umrechnung von Elektronen- zu Gasdruck	72
6.4	Erfahrungen mit dem SIR Code	76
6.5	Hintergrundmodelle	78
7	Modelle einer isolierten Fackel	89
7.1	Zusammenfassung	89
7.2	Das Startmodell	90
7.3	Modell 2: Einfluß des Druckes	99
7.4	Modell 3: Hintergrundfeld	103
7.5	Modell 4: Gradient der Induktion	108
8	Inversionen asymmetrischer Stokes - V - Profile	116
8.1	Zusammenfassung	116
8.2	Beispiel eines asymmetrischen Stokes - V - Profiles	117
8.3	fehlende globale Eindeutigkeit	126
9	zeitliche Veränderungen	131
9.1	Zusammenfassung	131
9.2	erster Zeitschritt	132
9.3	zweiter Zeitschritt	139
9.4	dritter Zeitschritt	144
9.5	vierter Zeitschritt	152
10	Ausblick	155
	Literaturverzeichnis	157
	Lebenslauf	162

1 Einleitung

Seinen Reiz erhält die moderne Astronomie im naturwissenschaftlichen Fächerkanon durch zwei Umstände: Für die Konsistenz unseres Weltbildes ist es unerlässlich, die „irdische“ Laborphysik in den Tiefen des Weltalls wiederzufinden. Außerdem ähnelt sie häufig einem Indizien-Prozeß, da niemand die astronomischen Körper direkt zu vermessen oder gar an ihnen zu experimentieren vermag. Dennoch sind wir in der Lage, beispielsweise über die Temperatur, die magnetische Induktion und die Dynamik in der solaren Photosphäre zunehmend genauere Aussagen zu treffen.

Aus den prinzipiellen Grenzen der astronomischen Beobachtungen erwuchs seit je die Notwendigkeit, Aufnahme und Auswertung der zugänglichen Observablen so präzise als möglich durchzuführen und immer neue Techniken zur Anwendung zu bringen. So wurde in der Sonnenphysik und auch unter Mitwirkung der Göttinger Sternwarte die Bildrekonstruktion entwickelt, bei der die störenden Einflüsse der irdischen Atmosphäre und des Teleskopes gemindert und damit die Daten eher dem unterliegenden physikalischen Objekt angepaßt werden.

Von Seiten der Beobachtung ist, neben sehr vielen anderen interessanten Publikationen, von Sigwarth et al. (1999) eine Statistik über häufig ganz asymmetrische Linienprofile vorgelegt worden. Diese Beobachtungen weisen darauf hin, daß die magnetischen Elemente der Sonne räumlich nur eine geringe Ausdehnung und eine hohe zeitliche Dynamik aufweisen.

Um auch die irregulären polarimetrischen Linienprofile konsistent beschreiben zu können, sind in den letzten Jahren verschiedene Inversionstechniken entwickelt worden; bei diesen wird, ausgehend von einem (geratenen) Anfangsszenario der solaren Photosphäre eine Ursache (Photosphärenmodell) zur Erklärung der resultierenden Wirkung (Stokes-Spektrum) gesucht.

Heute existieren mindestens 3 unterschiedliche Erklärungsansätze für die von der reinen Antisymmetrie abweichenden Stokes-V-Profile: Steiner (2000) schlägt geschichtete Atmosphären vor, Sánchez Almeida et al. (1996) mikro-strukturierte magnetische Atmosphären (die sogenannte MISMA's-Hypothese) und Bellot Rubio, Ruiz Cobo und Collados (2000 a, b) mit dem SIR Code ein einfaches Flußröhrenszenario.

In der vorliegenden Arbeit kommen zum ersten Male die Bildrekonstruktion und die

Inversionstechnik (mit dem SIR Code) kombiniert zur Anwendung, um polare Fackeln, mit Magnetfeldern einhergehende Aufhellungen in hohen heliographischen Breiten, detailliert zu untersuchen.

Beide Methoden ergänzen sich nämlich gut, weil die Bildrekonstruktion die Vertrauenswürdigkeit (Validität) der Daten erhöht, die Inversion hingegen die Auswertung nach bestimmten und vereinfachten Annahmen, dann aber in konsistenter Weise vollzieht.

Der Bildrekonstruktion wird dabei im 5. Kapitel nur kurzer Platz eingeräumt, weil sie in der Göttinger Sternwarte nunmehr etabliert ist (Krieg, 1999 und Koschinsky, 2001).

Die Inversion und ihre ausführliche Anwendung auf das am VTT des Teide-Observatoriums (Teneriffa) gewonnene Datenmaterial wird in den Kapiteln 6 bis 9 vorgestellt. Demzufolge ähnelt eine isolierte Fackel einer Plage-Region; ferner wird die rasche zeitliche Entwicklung der polaren Fackeln mit ihren ebenfalls oft sehr asymmetrischen Spektren der zirkularen Polarisation untersucht.

Diesem zentralen Teil vorgestellt, werden in den Kapiteln 3 und 4 Aufnahmen vom Gregory Teleskop (GCT) beschrieben, deren Ergebnisse zur Verifikation der Inversion eingesetzt werden. Weil ein Spektrum stets die über das Auflösungselement gemittelten Verhältnisse beschreibt, wird in einer Statistik über etliche Fackelpunkte unter einfachen Annahmen der Einfluß des Hintergrundes von der Fackel getrennt.

Zunächst werden knapp zwei interessante Aspekte der polaren Fackeln skizziert: Als dünne Flußröhren stellen sie ein typisches Phänomen des durch Konvektion und Magnetfelder durchsetzten solaren Plasmas dar; ferner laufen sie dem bekannten (Flecken-) Aktivitätszyklus der Sonne um eine viertel Periode voraus. Deswegen sollte ein Studium der Fackeln prinzipiell eine Prognose auf den folgenden Fleckenzklus mit seinen Auswirkungen auf das in das Blickfeld der Öffentlichkeit tretende Erdklima ermöglichen.

Sonnenähnlichen Sternen wird seit der Entdeckung extrasolarer Planeten wieder verstärktes Interesse entgegengebracht; deren Aktivität wird dabei als ein Gradmesser der Übereinstimmung mit unserem, typischen Zentralgestirn verwendet (Hall, Lockwood, 2000). Bis zu einem befriedigenden Verständnis stellarer Aktivität ist indes sicher noch ein weiter Weg und darauf soll an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden. Stattdessen möge es Ziel der vorliegenden Arbeit sein, mit der besten räumlichen Auflösung und den modernsten Auswerteverfahren die physikalische Natur hinter einzelnen polaren Fackeln ein wenig zu erhellen.

2 Grundlagen zu den polaren Fackeln

2.1 Polare Fackeln im Aktivitätszyklus

Vor dem Eintauchen in die Details hochaufgelöster Beobachtungsdaten und deren Interpretation mögen knapp einige grundlegende Eigenschaften des Aktivitätszyklus umrissen werden.

Polare Fackeln stellen gemäß Makarov und Sivaraman (1989) einen integralen Bestandteil des 22-jährigen, solaren Aktivitätszyklus dar. Wenige Monate nach der Umpolung des gesamten solaren Magnetfeldes tauchen die ersten polaren Fackeln in heliographischen Breiten von ca. 40° auf und wandern in 5 bis 6 Jahren in die Polarzone, in welcher sie im Laufe der nächsten Viertelperiode des Aktivitätszyklus an Zahl langsam abnehmen. In dem Augenblick, da die „Aktivitätswelle“ der Fackeln die Polarregion erreicht, entstehen, wiederum in etwa 40° Breite, die zugehörigen Flecken, welche in gleicher Zeitspanne in die Äquatorzone driften. Damit laufen die polaren Fackeln den Flecken im berühmten Schmetterlingsdiagramm um eine viertel Aktivitätsperiode vorweg (Makarov, 1993), sind damit in den Fleckenminima (also 1996, ca. 2007) besonders zahlreich und in dem Aktivitätszyklus dem globalen Magnetfeld phasengleich. Deswegen kann ihre Zahl insgesamt als Maß für den solaren Magnetismus in hohen Breiten verwendet werden (Sheeley, 1966 und Erofeev, Erofeeva, 2000).

Zwischen dem Auftauchen der ersten polaren Fackeln und dem Vergehen der dazugehörigen Flecken liegen demnach etwa 15 bis 16 Jahre; diese Zeitspanne wird auch ausgedehnter Zyklus („extended solar cycle“) genannt, verglichen mit der die magnetische Polarität vernachlässigende elf-jährigen Periode der Morphologie des Schmetterlingdiagrammes.

Die enge Verbindung der polaren Fackeln mit dem kommenden (und nicht mit dem verdimmenden) Fleckenzyklus, ist aus verschiedenen Veröffentlichungen bekannt:

Gerade zu Beginn ihres neuen Auftretens finden sie sich oftmals in Paaren, die als bipolare Gruppen interpretiert wurden, bei denen die westliche, in Rotationsrichtung vorauslaufende heller sein sollte (Makarov, Sivaraman, 1989). Makarov, Makarova (1984) berichten, daß die vorherrschende Polarität der Fackeln denen des kommenden Fleckenzyklus entspräche (Englisches Zitat in Makarov, Sivaraman, 1989). Darüber hinaus listen diese Autoren (Makarov, Makarova, 1996) noch weitere Übereinstimmungen auf: Sowohl

die Kürze des Fackelzyklus, als auch die Zahl der sichtbaren Fackeln sei mit der Fleckenfläche der kommenden, äquatorialen Aktivität verknüpft. Damit eröffnet das regelmäßige Beobachten der polaren Fackeln eine elegante Möglichkeit der Aktivitätsvorhersage mit ihren Auswirkungen auf die solar-terrestrischen Beziehungen: Lang (2000, Kapitel 7) weist auf die positive Korrelation zwischen Fleckenfläche, erhöhte Sonnenausstrahlung und Kürze (auch) des Fleckenzyklus hin.

Diese Variation der solaren Emission ist auch unter klimatologischen Gesichtspunkten sehr interessant; so weisen unter vielen anderen White et al. (1997) auf eine Oszillation der maritimen Oberflächentemperaturen der letzten 120 Jahre in Phase mit dem Fleckenzyklus hin, während Mann, Bradley und Hughes (1999) die Klimaschwankung der letzten 1000 Jahre auf die auch langfristig wechselnd aktive Sonne und vulkanische Aerosole zurückführen. Für die letzten 20 Jahre finden sie darüber hinaus eine globale Erwärmung, welche sie anthropogener Emission klimawirksamer Spurengase zuschreiben. Weil der solare Aktivitätszyklus zusätzlich über den Sonnenwind unsere Umwelt beeinflusst, der zu abnehmender Wolkenbildung und zusätzlicher Dissoziation von Ozon über den irdischen Polargebieten führt (Cliver, Boriakoff, Feynman, 1998), bleibt dessen weitere Erforschung sicher ein reizvolles und interdisziplinäres Thema.

Die Details zu dem Aktivitätszyklus sind allerdings, weder in ihrer Folge als beobachtbare Strukturen in den äußeren Schichten der Sonne, noch in ihrer sehr wahrscheinlichen Ursache, dem solaren Dynamo, sicher etabliert. So berichten Erofeev und Erofeeva (2000) von einer ungleichmäßigen Drift der polaren Fackelzone in hohe heliographische Breiten, in der es mehrere Schübe rascher Bewegung geben sollte.

Von theoretischer Seite gelang es Serre und Nesme-Ribes (2000) mit einem aus einem Dipol- und einem Quadrupolfeld gespeisten Dynamo das Maunderminimum und die anschließende, quasiperiodische Aktivität der Sonne in Wolf-Zahl ausgedrückt zu simulieren. Ihnen zufolge ergäbe sich ein stark ausgeprägter, unterschiedlich langer Zyklus durch die Dominanz des Dipolfeldes, während gleichermaßen schwaches Di- und Quadrupolfeld ein Aussetzen des Zyklus bewirken könnte.

Da einige entwickelte, sonnenähnliche Sterne keine Aktivität, gemessen in $Ca\ H$ und K Emission, aufweisen, ist auch ein zukünftiges Aussetzen des solaren Zyklus durchaus möglich.

2.2 Polare Fackeln als Flußröhren

Die Polarisationswirkung des Zeeman-Effektes eröffnet die Möglichkeit, Magnetfelder in der solaren Photosphäre im Detail zu untersuchen; dieser Umstand ist Grundlage der vorliegenden Arbeit.

Außerhalb der Sonnenflecke zeigen sich solare Magnetfelder typischerweise als isolierte Bereiche vom Durchmesser weniger 100 km, die je nach Geometrie Flußröhren oder in den ausgedehnten intergranularen Gebieten auch Flußblätter („flux sheets“) genannt werden.

Die gemessenen Flußdichten betragen dabei 1-2 kG, so daß der resultierende magnetische Druck die Größenordnung des Gasdruckes der umliegenden Atmosphäre erreichen kann; daher sollten die magnetischen Regionen entsprechend evakuiert sein.

Trotz der turbulenten Durchmischung in der solaren Photosphäre müssen also ganz offensichtlich Prozesse wirken, welche die Trennung zwischen magnetischem und unmagnetischem Plasma vollziehen (Parker, Thyagaraja, 1999). Diese Autoren können zeigen, daß rotierende oder oszillierende Materiepakete (Granulen) nur dann ein externes Magnetfeld abstoßen, wenn sie über lange Zeit keine Materie mit der Umgebung austauschen. Dies erscheint angesichts der hohen Reynoldszahl der Photosphäre fraglich, daher vermuten die Autoren, daß umgekehrt Prozesse wirken sollen, welche Materie aus den magnetischen Regionen herausstößt. Dieser im Detail unverstandene Prozeß („flux expulsion“) sollte nur bis zur Äquipartitionsfeldstärke von wenigen 100 G wirksam sein. Übertrifft die Energiedichte des Feldes die kinetische, dominiert die Lorentzkraft die Bewegung zunächst der geladenen Teilchen, die über Stöße dem gesamten Fluid übermittelt wird. Bewegungen lateral zum Feld werden derart zu Kreisbahnen abgelenkt und für eine weitere Feldverstärkung müssen andere, thermische Effekte wirksam sein. Hierfür ist von Spruit (1979) konvektiver Kollaps vorgeschlagen worden: Durch anfängliche Abströmung in dem magnetischen Gebiet, welche sich in der superadiabatischen Umgebung selbst verstärkt, wird die Dichte in der magnetischen Region gesenkt. Die horizontale Druckbalance mit der Umgebung bewirkt dann, daß der Durchmesser der Flußröhre sinkt und sich die Induktion erhöht.

Eine Parameterstudie zu der konvektiven Instabilität in Flußröhren findet sich bei Takeuchi (1999). Demnach hängt das Einsetzen des Kollapses von dem Durchmesser des Tubus und dem Plasma- β , dem Verhältnis aus internem Gasdruck und magnetischem Druck, ab. Nur bei relativ hoher Induktion (von ca. 200G homogen verteilt) der Anfangskonfiguration führt die Abwärtsbeschleunigung der Materie während des konvektiven Kollapses schließlich zu einem nach oben gerichteten Schock. Bei geringeren Induktionen des Anfangszustandes tritt kein Schock auf. Ein solcher wurde von Grossmann-Doerth, Schüssler und Steiner (1998) anhand von MHD Simulationen gefunden, wenn die durch den Kollaps zunehmend nach unten beschleunigte Materie in der magnetischen Region in tiefen Schichten auf so dichte Materie prallt, daß die abwärts gerichtete Bewe-

gung in einen aufwärts gerichteten Schock umschlägt. Dieser kann unter Umständen zur Zerstörung der magnetischen Konfiguration (Flußröhre, Flußblatt) führen. Im 9. Kapitel dieser Arbeit werden Inversionen vorgestellt, die andeuten, daß eine polare Fackel durch eine rasche Aufwärtsströmung zerstört wird.

Weiterhin gibt Takeuchi an, daß durch den konvektiven Kollaps die in der Flußröhre eingeschnürte Materie erhitzt wird. Allerdings kommt die beobachtete Temperaturzunahme nur durch die Wilsondepression (geometrische Absenkung des Kontinuumniveaus in der durch den magnetischen Druck teilevakuierten Flußröhre) zustande. In der selben Höhe ist die Flußröhre kälter als der Hintergrund, aus dem sie radiativ geheizt wird. Auch dieses Ergebnis stimmt mit dem Resultat der vorliegenden Arbeit überein.

Der bipolare Charakter polarer Fackeln wurde von Makarov und Sivaraman (1989) anhand von Übersichtsbildern, welche den gesamten Aktivitätszyklus der Sonne darstellen, abgeleitet. Die einzelnen Polaritäten können dabei teilweise eine deutliche räumliche Entfernung aufweisen, da Homann, Kneer und Makarov (1997) in 22 Spektren polarer Fackeln lediglich eine Polarität nachzuweisen vermochten. Auch in der vorliegenden Arbeit wird sich zeigen, daß mit unter einer Bogensekunde kleinen Fackelpunkte häufig nur die Majoritätspolarität der entsprechenden Hemisphäre (also Nordpolarität auf der Nordhalbkugel im 23. Zyklus) aufweisen. Eine etwas ausgedehntere Fackel zeigte sich hingegen bipolar.

3 Aufnahme und Auswertung der GCT Daten

3.1 Zusammenfassung

In diesem Kapitel werden mit dem GCT gewonnene Aufnahmen von einer polaren und äquatorialen Fackeln vorgestellt, die in der *FeI* Linie von 6302,5 Å auf der Nordhemisphäre der Sonne gewonnen worden sind.

Die hellsten Gebiete der polaren Fackel weisen bei wenigstens 0,7'' Auflösung einen Helligkeitsexzeß von ca. 15 % im Kontinuum auf.

Beide Fackelarten zeigen eine klare bipolare Struktur, wenn auch mit geringer Induktion, die im vierten Kapitel separat bestimmt wird. Eine räumliche Korrelation zwischen der Kontinuumsintensität und Induktion existiert; die Induktion erscheint allerdings um ca. 1'' zum Rand nach Norden versetzt.

Die Fackeln zeigen eine Zunahme der Äquivalentbreite, obgleich bei höherer Temperatur Eisen ionisieren müßte und die Linie schwächer werden sollte. Trotzdem ist die Linienkernaufhellung in den Fackeln deutlich, d. h. die Linienprofile werden breiter.

Innerhalb einer kurzen Zeitserie ändert die polare Fackel zwar Helligkeit und Aussehen, die physikalischen Parameter Äquivalentbreite und Induktion bleiben davon jedoch unberührt. Entweder spielen sich die einzelnen Prozesse also auf Skalen ab, die klein gegenüber dem Auflösungselement sind, oder Induktion und Äquivalentbreite sind nur schwach an die Emission im Kontinuum gekoppelt.

Eine klare Signatur im Geschwindigkeitsprofil, welches sich auch um die Fackeln herum innerhalb von Minuten ändert, gibt es nicht. Allerdings scheinen diese Fackeln eher mit Aufströmungen verbunden zu sein, die in unterschiedlich hellen Regionen aufzutreten vermögen. Hohe Abströmung scheint hingegen an Orten mit durchschnittlicher Intensität eindeutig gehäuft vorzukommen.

Insgesamt ist der Unterschied zwischen der polaren und den äquatorialen Fackeln gering.

3.2 Datenaufnahme und -reduktion

Die vorliegenden Daten wurden am Morgen des 15. Oktobers 1997 am Gregory - Coudé-Teleskop (GCT) des Observatorio del Teide, Teneriffa, bei teilweise guten Sichtbedingungen aufgenommen. Zum Beobachten polarer Fackeln bietet sich der Oktober an, weil die Ekliptik um ca. 7° zum solaren Äquator geneigt ist und dann ein günstiger Blick auf die Nordhemisphäre unseres Zentralgestirnes möglich ist. Ferner ist die instrumentelle Polarisation des GCT gering, wenn sich die Sonne nahe dem Himmelsäquator befindet. (Wiehr, 1971 und Sánchez Almeida, Martínez Pillet, Wittmann, 1991).

Für die Messungen wurden der Micro-Image-Scanner (Stolpe, 1998), ein simultan in Stokes- $I \pm V$ aufspaltendes Polarimeter und der Spektrograph verwendet.

Die Beobachtungen wurden in der $Fe\ I$ -Linie von $6302,5 \text{ \AA}$, die einen Landé-Faktor von $g = 2,5$ und in Scheibenmitte bei ruhiger Sonne ca. 83 m\AA Äquivalentbreite aufweist, durchgeführt.

Folgende Aufnahmeparameter sind benutzt worden:

Spaltbreite: $80 \mu\text{m}$ entsprechend $0,66''$

Schrittweite des Scanners: $60,9 \mu\text{m}$ entsprechend $0,5''$

Positionen pro Scan: 60 entsprechend $30,45''$

Belichtungszeit: 0,3 s

Dispersion: $3,89 \text{ m\AA}$ pro Pixel

Als Beobachtungsobjekt ist eine auffallend helle polare Fackel gewählt worden, welche mit $\mu = 0,375$ genügend weit vom Sonnenrand entfernt war.

Desweiteren liegen zum Vergleich Aufnahmen einiger äquatorialer Fackeln am Westrand der nördlichen Hemisphäre vor. Alle Fackeln gehören dem 23. Aktivitätszyklus an.

Die Datenauswertung wurde von Wilken (2001) und Stolpe (1998) beschrieben. So sind Dunkelbildkorrektur, wellenlängenabhängige Verstärkungsmatrix („gain table“) gegen differentielle Pixelausleuchtung und eine Baummuster-Korrektur, um unterschiedliche optische Wege der Teilstrahlen $\frac{1}{2}(I + V)$ und $\frac{1}{2}(I - V)$ auszugleichen, angewendet worden; weiterhin eine Tiefpaßfilterung in spektraler Richtung.

Sodann ergibt sich für die Strömungsgeschwindigkeit aus dem linearen Dopplereffekt:

$$v = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$$

wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, v die solare Strömungsgeschwindigkeit, λ_0 die Referenzwellenlänge der betrachteten Spektrallinie darstellt und $\Delta\lambda$ die Differenz zwischen beobachteter und Referenzwellenlänge sein möge. Als λ_0 ist hier einfach die mittlere spektrale Position des Stokes- I -Minimums über das 2-dimensionale Bild gewählt worden. Damit erhält man relative Werte.

Theoretisch könnten Geschwindigkeiten auch aus dem Stokes-V-Signal in Bezug auf ihren Nulldurchgang bestimmt werden. Sollte die Materie in den magnetischen Elementen ein ganz anderes Strömungsverhalten aufweisen, ergäben sich dadurch entsprechend abweichende Geschwindigkeiten. Dies ist bei den vorliegenden Daten allerdings nicht der Fall, die aus Stokes-V abgeleiteten Werte stimmen mit denen aus Stokes-I gut überein. Deswegen sind nur letztere in diesem Kapitel angegeben - das Stokes-I-Signal ist stärker und damit weniger von Rauschen beeinflusst.

Bei den VTT-Daten mit ihrer höheren räumlichen Auflösung wird ein unterschiedliches Strömungsverhalten zwischen Flußröhren und Hintergrund hingegen deutlich zu Tage treten. Somit scheint die Auflösung der in diesem Kapitel vorgestellten Daten zu schlecht zu sein, um einzelne Flußröhren trennen zu können. Die ähnlichen Geschwindigkeiten legen die Vermutung nahe, daß die eigentlichen Fackeln nur einen sehr geringen Füllfaktor aufweisen.

Für die Bestimmung der magnetischen Induktion ist die Linienschwerpunkt-Methode von Semel (1970) benutzt worden, weil sie insbesondere für den hier vorliegenden Fall eines räumlich nicht aufgelösten Signales geeignet ist (Rees, Semel, 1979).

Mit dieser bestimmt sich die Induktion B zu:

$$B = \Delta\lambda_S \frac{2\pi c m_e}{e \lambda^2 g_{eff}}$$

mit dem Landé-Faktor g_{eff} , der Elektronenmasse m_e und -ladung e .

$\Delta\lambda_S$ stellt die Differenz der Schwerpunkte der Kanäle $\frac{1}{2}(I + V)$ und $\frac{1}{2}(I - V)$ dar.

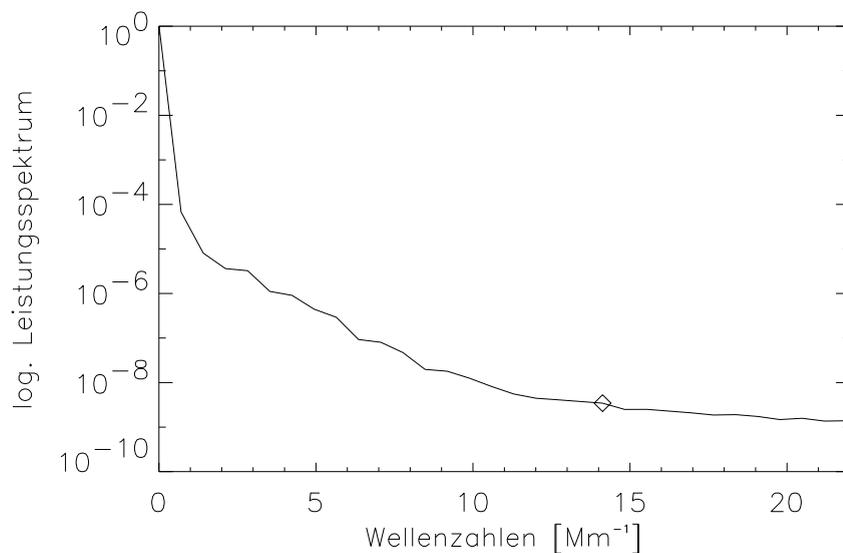
Diese Methode ist unempfindlich gegen instrumentelle Polarisierung oder Übersprechen der Stokes-Signale („crosstalk“), da I direkt berücksichtigt wird und Q und U annähernd symmetrische Funktionen um λ_0 sein sollten. Ihr Einfluß reduziert sich also durch die Differenzbildung.

Allerdings läuft die Linienschwerpunkt-Methode wie alle anderen Verfahren ebenfalls, welche aus dem Zeeman-Effekt die Induktion zu bestimmen trachten, Gefahr, dichter am Sonnenrand die wahren Flußdichten zu unterschätzen (Solanki et al., 1998). Die angegebenen Werte werden also Untergrenzen darstellen.

Das erzielte Auflösungsvermögen in den Bildern zeigt sich objektiv und einwandfrei in dem Leistungsspektrum der Daten und ist einer subjektiven und nicht-verifizierbaren Abschätzung stets vorzuziehen.

Das dem ersten Scan entnommene Leistungsspektrum ist in Abb. 3.1 dargestellt. Es wurde aus einem quadratischen Bildfeld mit 64 Pixel Kantenlänge um die Hauptfackel links oben in Abb. 3.2 entnommen. Nach dem Abbildungsmaßstab des GCT, welcher ca. $0,192''$ pro Pixel beträgt, entspricht dieser Strecke $12,27''$. Die Wahl des Rauschniveaus ist etwas willkürlich, doch bis zu dem markierten Punkt bei Wellenzahl 14,2 in Abb. 3.1, der einer Strukturgröße von $0,62''$ entspricht, ist sicher noch reale Information in der Aufnahme enthalten. Kleinere Gebilde sind jedoch durch Atmosphäre und Teleskop nicht mehr eindeutig übertragen worden. Bei der Wertung dieser Zahl muß freilich in Kauf genommen werden, daß unter dem Beobachtungswinkel von 68 Grad zur Sonnennormalen die Granulation bereits verblaßt und die Bilder damit intrinsisch relativ kontrastarm werden.

Abb. 3.1: Zum Auflösungsvermögen



Das Leistungsspektrum des ersten Datensatzes zeigt Strukturen über dem Rauschniveau bis mindestens zu der Raute bei Wellenzahl 14,2. Dies entspricht $0,62''$ Auflösung.

3.3 Ergebnisse

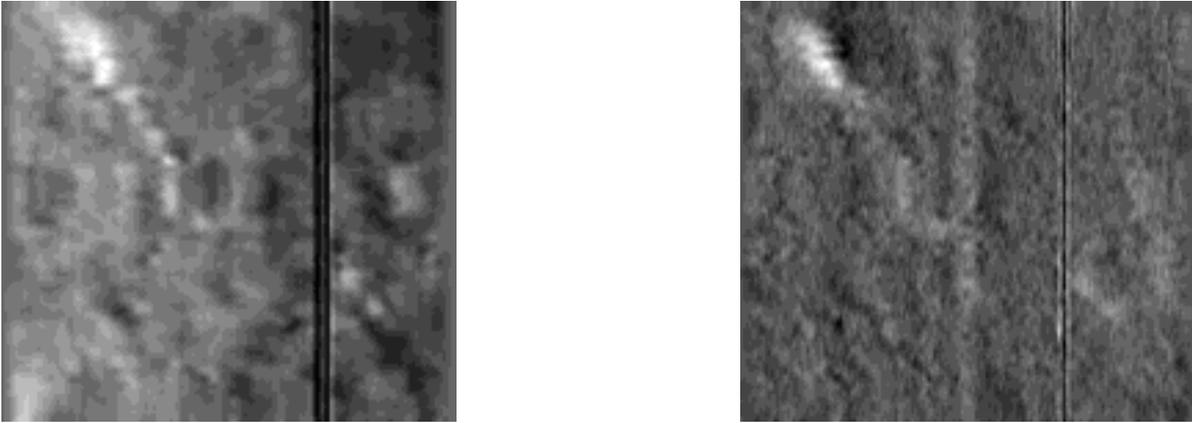
Die dem ersten Scan entnommenen Daten sind in Abb. 3.2 gezeigt. Der Sonnenrand befindet sich rechts. Die Fackel ist relativ ausgedehnt und scheint aus kleineren Strukturen zusammengesetzt. Die hellsten Pixel weisen im Kontinuum einen Intensitätsexzeß von etwa 15 % gegenüber der lokalen ruhigen Photosphäre auf.

Deutlich erkennbar ist der bipolare Charakter der Fackel, auch wenn sich für die Induktion nur Werte von -240G bis +405G ergeben. Die genannten Zahlen sind dabei bereits für den Fall ihres senkrechten Austrittes aus der Sonnenoberfläche umgerechnet. Bei der Induktion handelt es sich allerdings um einen Mittelwert über das Auflösungselement, so daß sich dicht beieinander liegende, unterschiedliche Polaritäten in ihrer Wirkung neutralisieren. Der Bestimmung der intrinsischen Induktion, des Durchmessers und damit auch des magnetischen Flusses der Fackelpunkte dieses Gebietes ist deswegen separat das Kapitel 4 gewidmet.

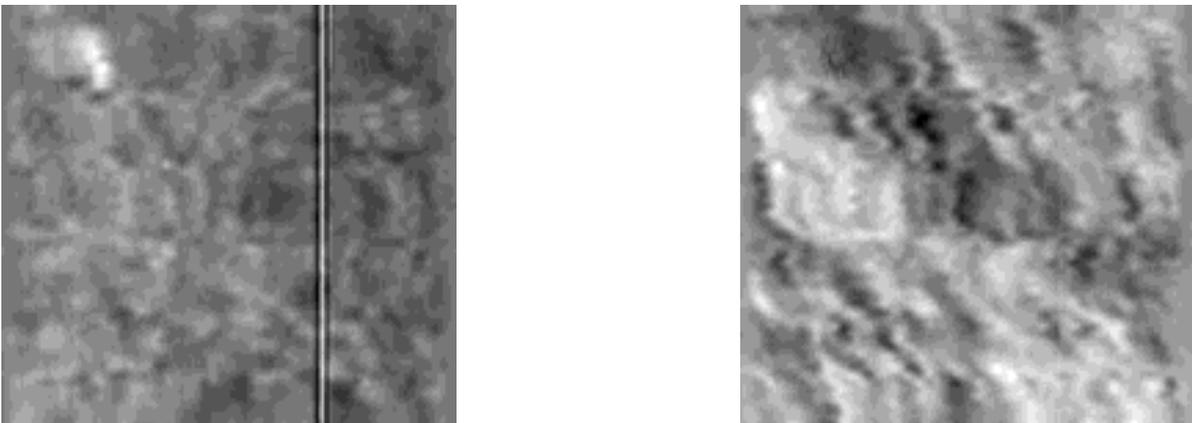
Hier sei jedoch vermerkt, daß in der die Fackel umgebenden Photosphäre in einem quadratischen Ausschnitt von 12,3" Kantenlänge keine magnetische Aktivität auftritt, derweil weiter von ihr entfernt ein schwaches Hintergrundfeld von -35G vorherrscht (in der Abbildung dunkel aufgetragen). Dieses liegt in der Größenordnung des Rauschens, dürfte aber, weil es den Mittelwert über sehr viele Pixel darstellt, real sein. Diese dunkle Polarität ist die in Rotationsrichtung voranschreitende. Da polare Fackeln in ihrer bipolaren Struktur nach Makarov und Sivaraman (1989) den Flecken des kommenden Zyklus gleichen, könnte die dunkel dargestellte Polarität dem magnetischen Südpol entsprechen. Ein Vergleich mit äquatorialen Fackeln am solaren Westrand, von denen eine im Abschnitt 3.4 beschrieben wird, unterstreicht diese Vermutung. Diese negativen Polarität dominiert also die aufgenommene Region.

Die betragsmäßig höchsten Werte der Induktion entsprechen der Nordpolarität und sind direkt auf das Fackelgebiet beschränkt. Damit betreffen die in diesem Kapitel abgeleiteten Korrelationen zwischen Intensität und Feldstärke die Nordpolarität. Die Regionen mit $B < 0$ (Südpol) zeigen keine erhöhte Intensität.

Abb. 3.2: Das Datenmaterial



links: Kontinuumsintensität; rechts: magnetische Induktion, wobei hell die magnetische Nordpolarität dargestellt ist. Daten sind im Text angegeben. Sichtbar ist noch das Spalthaar. Die Kantenlänge des Bildausschnittes beträgt 30''; der Sonnenrand befindet sich rechts.



links: Äquivalentbreite: helle Regionen zeigen eine Linienverbreiterung; rechts: Strömungsgeschwindigkeit. Dunkle Regionen zeigen Aufströmung.

Es mag interessant erscheinen zu prüfen, inwieweit die Fackeln, zunächst als Kontinuumsaufhellungen definiert, überhaupt mit physikalischen Eigenschaften korreliert sind. Abb. 3.3 zeigt eine solche Kreuzkorrelation zwischen der Kontinuumsintensität und der magnetischen Induktion (links), sowie der Äquivalentbreite (rechts).

Als Grundlage dieser Graphiken diene wiederum der quadratische Ausschnitt von 64 Pixel Kantlänge, aus welchem das Leistungsspektrum der Abb. 3.1 gewonnen wurde. Vor dem Berechnen der Korrelationen sind alle Bilder gleitend um 3 Pixel geglättet worden, um das pixelweise Rauschen zu vermindern. Eine eventuelle Korrelation tritt dadurch etwas deutlicher zu Tage, wird aber weder verfälscht noch verschoben. Die beiden Kreuzkorrelationen, die nur qualitativ das sich ergebende Maximum zeigen mögen, sind um das halbe Bildfeld, also um je 32 Pixel in x- und y- Richtung verschoben dargestellt.

Die Kontinuumsintensität und der Betrag der magnetischen Induktion sind korreliert. Allerdings zeigt sich eine zentrumswärtige Verschiebung des Kontinuumsbildes um 4 Pixel in x- und 2 in y- Richtung relativ zur Magnetfeldkarte. Dieser Versatz von $\sqrt{4^2 + 2^2} \approx 4,5$ Pixeln übertrifft das oben genannte Auflösungsvermögen, ist also signifikant. Eine mögliche Erklärung könnte darin liegen, daß sich der den Intensitätsexzeß bewirkende Prozeß geometrisch unterhalb der Magnetfelder abspielt. Bei dem schrägen Einblick unter $\theta = 68^\circ$ erschiene er dann zur Scheibenmitte versetzt. Stolpe und Kneer (1997) finden anhand von Beobachtungen aus Plageregionen bei ähnlichem μ allerdings eine randwärtige Verschiebung der Kontinuumsintensität in der *Fe* 6173 Linie, ebenfalls in der Größenordnung des Auflösungsvermögens.

Die Korrelation zwischen der Induktion und der Intensität wird ausschließlich durch die weiß dargestellte Nordpolarität getragen.

Für die Höhe h , die eine Struktur über einem Pixel aufweisen muß, um scheinbar am Ort des benachbarten Bildelementes zu erscheinen, folgt:

$$h = 0,9'' \cdot 725 / \sin(\theta) \text{ km} \quad \Rightarrow \quad h \approx 700 \text{ km}$$

Da $1''$ etwa 725 km auf der Sonne entsprechen.

Abb. 3.3: Korrelationen mit Induktion und Äquivalentbreite



links: Kreuzkorrelation zwischen der Kontinuumsintensität und der Induktion. Rechts: entsprechende zwischen Kontinuumsintensität und Äquivalentbreite. Die Kreuzkorrelationen sind jeweils um 32 Pixel in beiden Achsen verschoben und zeigen qualitativ eine mäßige Übereinstimmung zwischen Intensität und magnetischer Induktion, sowie eine bessere zwischen Intensität und der Äquivalentbreite.

Dieser Zahlenwert, $h = 700$ km, darf jedoch nicht überinterpretiert werden. Längen nahe der Auflösungsgrenze sind naturgemäß schwer zu bestimmen, auch erstreckt sich „das Kontinuum“ bei schrägem Einblick ebenfalls über ein ausgedehntes Höhenintervall in der solaren Photosphäre.

Jedoch sei bereits an dieser Stelle angemerkt, daß bei dem beobachteten Fackelgebiet im VTT weder eine Verschiebung der Kreuzkorrelation zwischen der Kontinuumsintensität und der Induktion zu bemerken, noch eine solch eindeutige eng beieinanderliegende bipolare Struktur zu erkennen war.

Hier hingegen drängt sich der Verdacht auf, diese Flußröhren zeigten sich in Richtung Scheibenmitte als Aufhellungen, weil die teilevakuierten Fußpunkte der Röhren einen Blick in das heißere Sonneninnere gestattete, obwohl das magnetische Signal an dieser Stelle durch seinen fast senkrechten Austritt aus der Photosphäre hier noch unsichtbar im Stokes - V ist und erst in größeren Höhen durch Auffächern der Flußröhre in Sichtrichtung erkennbar wird.

In den Abbildungen dieses Kapitels befindet sich der Sonnenrand generell rechts des Bildausschnittes. Der Schwerpunkt des Magnetfeldes befindet sich also nördlich der maximalen Kontinuumsemission.

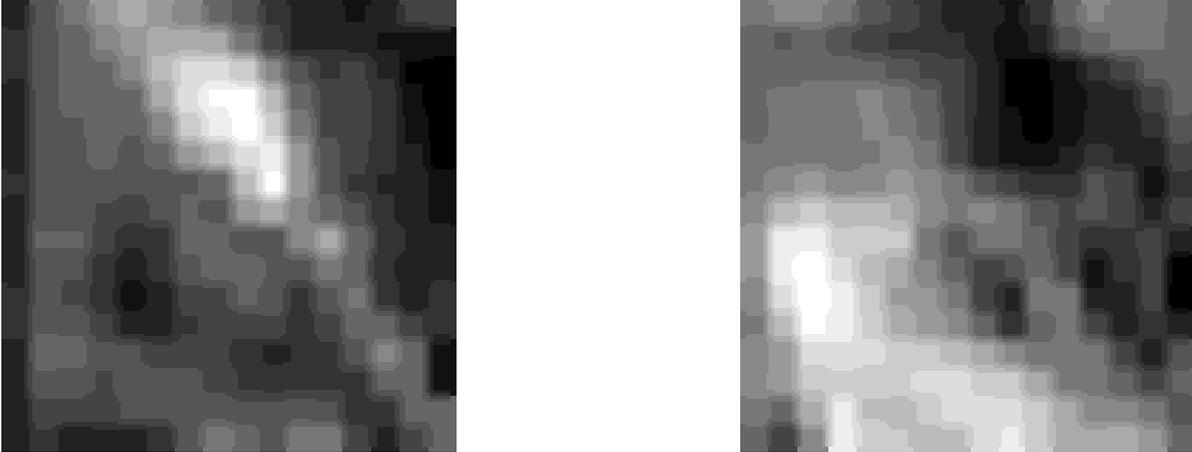
Interessant ist die hervorragende Korrelation zwischen Fackel (im Kontinuum) und

der Äquivalentbreite, wobei sich keinerlei Verschiebung zeigt. Nahezu perfekt geht das Fackelgebiet mit einer Linienverbreiterung um bis zu 25 % auf 100 mÅ einher, obwohl in einer Linie des neutralen Eisens beobachtet worden ist. Bei höherer Temperatur ionisiert das Eisen zunehmend, weswegen sich die Absorptionen im Kontinuum und im Linienkern angleichen müßten.

Dieser Umstand der zunehmenden Äquivalentbreite wird im folgenden Kapitel ausgenutzt und findet durch die Inversion von am VTT erhaltenen Spektren seine „Erklärung“ in einer nicht-thermischen Linienverbreiterung in den Fackeln selbst, sowie in ihrer unmittelbaren Umgebung.

Eine globale Korrelation zwischen der Kontinuumsintensität und einer Aufströmung existiert nicht, dies zeigt sich bereits in Abb. 3.4, einer vergrößerten Darstellung der linken oberen, bereits erwähnten Bildecke aus Abb. 3.2. In ihr sind die ursprünglichen 64^2 Pixel zu einem 16^2 Elemente enthaltendem Felde zusammengefaßt worden, um sich vom pixelweisen Rauschen zu befreien. In dieser neuen Matrix befinden sich nunmehr „Auflösungszellen“ für Intensität und Strömungsgeschwindigkeit, welche problemlos miteinander verglichen werden können.

Abb. 3.4: Vergleich Fackel mit Strömungsgeschwindigkeit



links: vergrößerter Ausschnitt der Kontinuumsintensität, rechts ist die Strömungsgeschwindigkeit gezeigt. Dabei bedeuten dunkle Regionen negative Geschwindigkeiten (Aufströmung). Der Bildmaßstab beträgt ca. 12'' für die Seitenlänge.

In diesem Ausschnitt des Fackelgebietes kommen stark abströmende Regionen seltener vor, so daß sich netto eine Aufströmung (dunkel dargestellt) ergibt. In dem vorliegenden Scan scheinen positive Geschwindigkeiten in der Fackel fast ganz unterdrückt zu sein. Dies ergibt sich gut aus Abb. 3.4 durch einen pixelweisen Vergleich zwischen Intensität und Strömungsgeschwindigkeit.

Während das gesamte, ursprüngliche Bildfeld auf eine Durchschnittsgeschwindigkeit von Null normiert wurde, ergeben sich für den Ausschnitt um die Fackel die in Tabelle 3.1 vermerkten Werte in m/s unter Berücksichtigung des Sichtwinkels $\theta = 68^\circ$. D. h. die ursprünglichen Geschwindigkeiten, welche sich natürlich über den Doppler-Effekt auf die Sehstrahl-Komponente bezogen hätten, sind auf senkrechten Einblick umgerechnet.

Verglichen sind jeweils Pixel der angegebenen Helligkeitsintervalle relativ zu einem Kontinuumsniveau von 1 bezüglich der aus der Nullpunktverschiebung des Stokes-I-Signales ermittelten Strömungsgeschwindigkeit. Bei negativen Geschwindigkeiten handelt es sich um Aufströmungen (Blauverschiebung).

Tab. 3.1: Zusammenhang zwischen Intensität und Geschwindigkeit

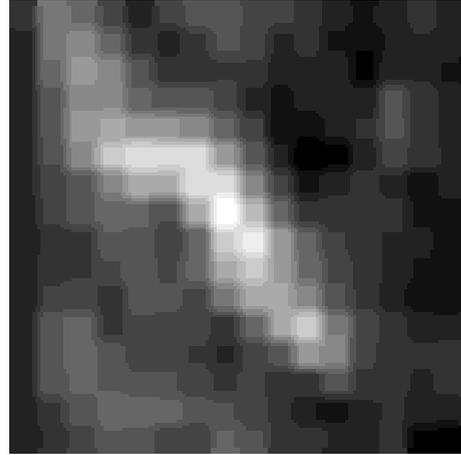
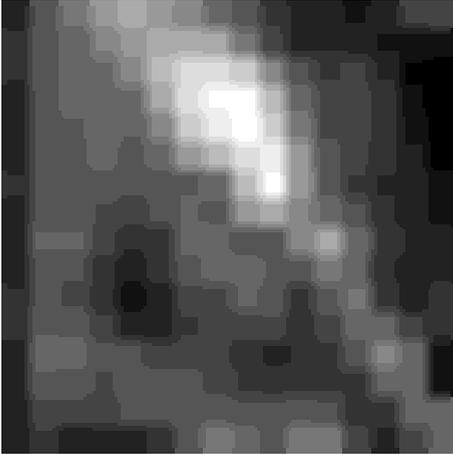
Helligkeitsbereich	Pixelanzahl	Min	Max	Mittel	σ
gesamtes Bild	256	-2280	2140	-280	1040
$I > 1,05$	17	-2280	-400	-1220	480
$I \in [1,03 \dots 1,05]$	14	-1930	40	-850	570
$I \in [1,02 \dots 1,03]$	11	-2180	1080	-635	1040
$I \in [1,01 \dots 1,02]$	14	-2170	1470	-730	1020
$I \in [0,99 \dots 1,01]$	101	-2130	2140	140	1050
$I \in [0,975 \dots 0,99]$	67	-2280	1760	-340	1060
$I < 0,975$	32	-1880	1260	-430	790

Diese Tabelle zeigt einen Zusammenhang zwischen Intensität I und Strömungsgeschwindigkeiten in m/s. Helle Pixel mit überdurchschnittlicher Intensität, ($I > 1$) zeigen ausschließlich Aufströmung (negativen Geschwindigkeiten). Bei Pixeln mit durchschnittlicher Intensität kommen sowohl Auf- als auch Abströmungen vor. In dem Ausschnitt um die Fackel überwiegt insgesamt die Aufströmung.

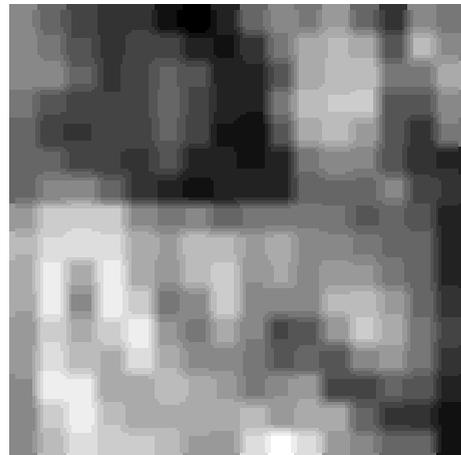
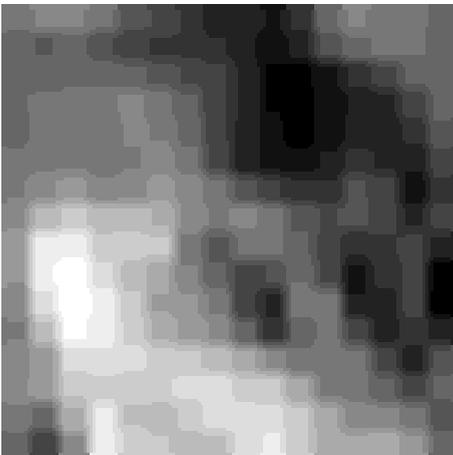
Die gesamte Region um die Fackel weist also insgesamt eine leichte Aufströmung auf. Die schnellsten Strömungen im Bild betragen dabei etwa 2 km/s; unabhängig von der jeweiligen Kontinuumsintensität. In bemerkenswertem Gegensatz hierzu finden sich keine Abströmungen in visuell sehr hellen Gebieten, dafür gehäuft bei etwa durchschnittlicher Intensität. Aus diesem Grunde ist in dem mittleren Intensitätsbereich auch die Standardabweichung σ der Geschwindigkeiten erhöht. Auch in den dunklen Bereichen nimmt die Wahrscheinlichkeit, Abströmungen zu finden, wieder ab.

Tabelle 3.1, welche dem ersten Scan mit guten Sichtbedingungen (hoher Kontrast und wenig Bildversatz, sog. „image motion“) entstammt, gibt die typischen Verhältnisse allerdings übertrieben deutlich wieder. In einem weiteren Scan bei guter Sicht, der 7 Minuten später unter sonst identischen Bedingungen entstand, zeigen sich durchaus sehr helle Pixel mit einer Abströmung von mehr als 800 m/s nahe der Bildmitte. Ebenfalls interessant ist, daß nunmehr über den gesamten quadratischen Bildausschnitt der Fackel, ursprünglich 64 Pixel also 12,3", die maximal auftretenden Geschwindigkeitsbeiträge unter 2km/s liegen. Insgesamt ergeben sich in der Geschwindigkeitskarte deutliche Unterschiede innerhalb dieser kurzen Zeitspanne, deswegen sind in Abb. 3.5 Intensitäten und Geschwindigkeitskarten beider Scans vergleichsweise gezeigt.

Abb. 3.5: zeitliche Variation der Fackel



vergrößerter Ausschnitt der Kontinuumsintensität in seiner zeitlichen Variation. Der Seitenlänge entsprechen wiederum 12'' Links: 8h23 UT; rechts: 8h30 UT. Der Sonnenrand befindet sich rechts.



Geschwindigkeitskarte zu den oben genannten Zeiten. Rechts in der Bildmitte weist die Fackel offenbar beide Geschwindigkeitsrichtungen auf. Aufströmungen sind dunkel wiedergegeben.

Alle weiteren Eigenschaften der Fackel änderten sich innerhalb von 15 Minuten praktisch nicht und werden deswegen hier nicht noch einmal aufgeführt. Die Korrelation zwischen Äquivalentbreite und Kontinuumsintensität zeigt sich unverschoben und sehr deutlich, während die magnetische Induktion systematisch um ca. $0,9''$ zum Sonnenrand versetzt erscheint. Weil die Induktion die Nettoflußdichte über ein Auflösungselement darstellt und die wahren Verhältnisse einen komplizierten Feldverlauf aufweisen können, wird eine perfekte Korrelation zwischen Intensität und Induktion auch keinesfalls erwartet. Außerdem liefert das Polarimeter aus der V-Komponente des Stokes-Vektors lediglich über die Feldkomponente in Sichtrichtung Aufschluß.

Zuletzt sei kurz der Restintensitäten-Effekt („line gaps“), den zahlreiche Autoren z. B. Beckers, Schröter (1968) und Kneer, Uexküll (1991) beschrieben haben, diskutiert. Abb. 3.6 zeigt von links nach rechts den Vergleich zwischen Kontinuumsintensität, Linienkernintensität in der 6302,5 Linie und der magnetischen Induktion. Die Fackel ist im höher entstehenden Linienkern deutlicher zu erkennen. Das ist zu erwarten, da der Fackelkontrast im Kontinuum zur Scheibenmitte bekanntermaßen abnimmt (Schatten et al, 1986). Das bedeutet, daß sich der fakulare Temperaturexzeß relativ zur ruhigen Photosphäre in den höheren Schichten deutlicher bemerkbar macht.

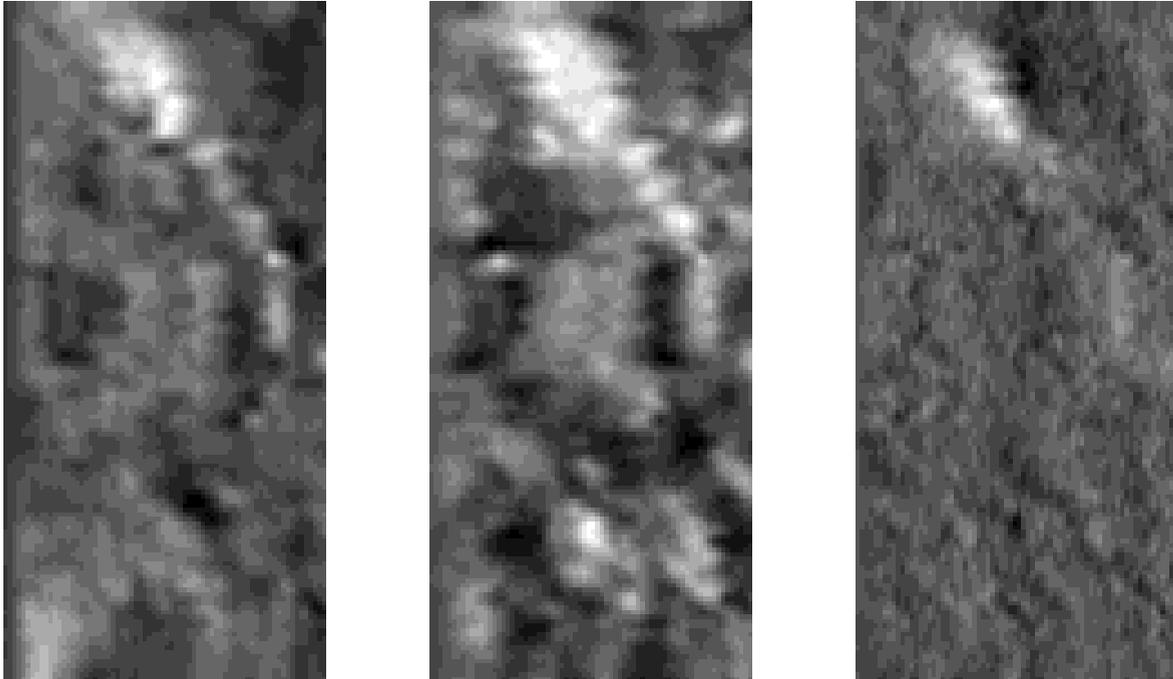
Ein genereller Versatz zwischen Kontinuums- und Linienkernbild zeigt sich nicht. Dabei hätte wegen des schrägen Einblicks eine geringfügige Verschiebung der Linienkernaufnahme zur Scheibenmitte erwartet werden können. Dafür ist die mit einem sehr schwachen Südpol einhergehende Kernaufhellung in der unteren Bildmitte im Kontinuum nur undeutlich zu erkennen. Eine erhöhte Äquivalentbreite zeigt sich an dieser Stelle interessanterweise nicht.

Die Spektrallinie überdeckt also einen weiten Höhenbereich der solaren Photosphäre, da in Linienkern und Kontinuum unterschiedliche Strukturen sichtbar sind.

Die Zunahme der Äquivalentbreite der Fackel ist also nicht auf eine niedrige Linienkernintensität zurückzuführen, was einem line-gap auch widerspräche, sondern wirklich auf eine Verbreiterung des Linienprofils. Diese werden anhand von VTT-Daten in Kapitel 7 eingehend diskutiert.

Amer, Kneer (1991) berichten anhand von Plagebeobachtungen in Scheibenmitte, daß der Restintensitäteneffekt im Falle eines starken Stokes-V-Signales deutlicher auftritt. Im vorliegenden Fall sind die gemessenen Induktionen jedoch gering und im nächsten Kapitel wird ein nur geringer magnetischer Füllfaktor abgeleitet. Aus diesem Grunde wird plausibel, daß eine Linienverbreiterung durch Mikroturbulenz hier der Zunahme der Kernintensität überwiegt.

Abb. 3.6 Kontinuums- und Linienkernaufnahme



von links nach rechts: Kontinuumsbild, Linienkernbild und Induktion. Fackeln sind generell im Linienkern heller. Ferner ist ersichtlich, daß die 6302,5 Linie im Kontinuum deutlich anderen Schichten entstammt, als im Linienkern.

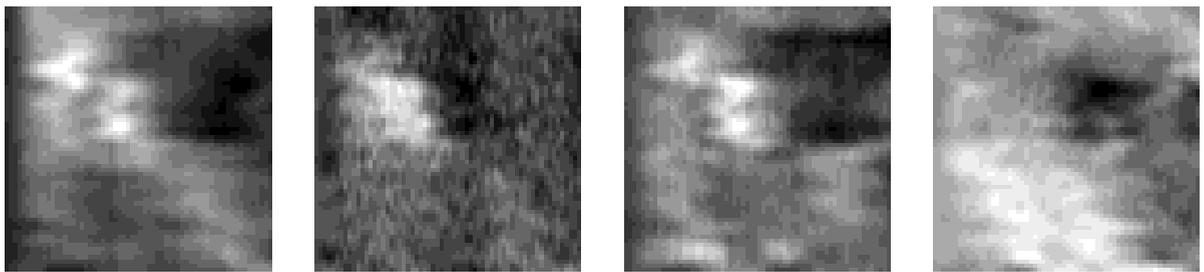
3.4 Vergleich mit einer äquatorialen Fackel

Am selben Morgen des 15. 10. 1997 wurde zum Vergleich ein kleines äquatoriales Fackelgebiet am solaren Westrand, unter einem sehr ähnlichem Sichtwinkel von $\theta = 70^\circ$ aufgenommen, das aus kleinen punktförmigen Gebilden zusammengesetzt scheint.

Ein quadratischer Ausschnitt wiederum mit 64 Pixel Kantenlänge des Kontinuumsbildes, der magnetischen Induktion, der Äquivalentbreite und der Geschwindigkeit ist in Abb. 3.7 wiedergegeben.

Insgesamt sieht diese Fackel der polaren sehr ähnlich. Auch hier ist die sehr gute Korrelation zwischen der Intensität und der Linienbreite, der etwas schlechteren und leicht verschobenen zur Induktion und die fehlende zur Geschwindigkeit deutlich zu erkennen.

Abb. 3.7: äquatoriale Fackel



von links nach rechts: Kontinuumsintensität, Induktion, Äquivalentbreite und Geschwindigkeit einer äquatorialen Fackel. Die Seitenlänge beträgt $12,3''$. Der Sonnenrand folgt nach rechts.

Auch in Abb. 3.7 befindet sich der Sonnenrand rechts. Eine Kreuzkorrelation ergibt erneut einen Versatz zwischen Kontinuumsemission und Induktion von $1''$. Das Kontinuumsbild muß wiederum leicht zum Rand und nach unten, also Norden verschoben werden, um mit der Induktion übereinzustimmen. Damit liegt bei dieser ebenfalls in der nördlichen Hemisphäre gelegenen äquatorialen Fackel hier scheinbar die magnetisch aktive Region etwas weiter südlich der maximalen Kontinuumsintensität. Hierbei kann es sich jedoch um einen Zufall handeln, selbst wenn ein solcher Versatz auch bei einer weiteren, benachbarten äquatorialen Fackel auftritt. Sicherlich bedarf es jedoch einer großen Statistik, um aus diesem Befund allgemein gültige Schlüsse abzuleiten. Weiterhin muß noch einmal angemerkt werden, daß die entsprechende Korrelation nur mäßig

deutlich und damit anfällig für zufällige Fluktuationen ist.

Auch diese äquatorialen Fackeln gehören dem 23. Zyklus an und die voranschreitende, dunkel dargestellte Südpolarität weist eine kleinere Distanz zum Sonnenrand auf.

Diese äquatoriale Fackel zeigt verglichen mit der polaren etwas geringere physikalische Werte. So beträgt der Intensitätsüberschuß im Kontinuum hier nur ca. 8,7 % und die Äquivalentbreite maximal 91,5 mÅ. Für die Induktion ergeben sich bei senkrechtem Austritt der Feldlinien auf der Sonne zwischen -200G bis 335G, für die Geschwindigkeit Aufströmungen bis 2,1 km/s und Abströmungen bis 1,8 km/s. Dennoch sind alle Parameter relativ ähnlich der polaren Fackel. Intrinsische Unterschiede der Helligkeit äquatorialer Fackeln sind bereits seit Frazier (1971) bekannt, der einen Zusammenhang zwischen Fackelkontrast und mittlerer Magnetfeldstärke fand. Unruh, Solanki und Fligge (1999) vermuten ebenfalls eine Korrelation zwischen Kontrast und magnetischem Füllfaktor.

Im folgenden Kapitel wird daher explizit ein Modell aufgestellt, welches die Durchmesserabhängigkeit der intrinsischen Parameter von Fackeln beschreibt.

4 Ein Drei - Komponenten - Modell für polare Fackeln

4.1 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wird ausgehend von den GCT Beobachtungsdaten des vorangegangenen Kapitels ein Drei - Komponenten - Modell für polare Fackeln aufgestellt. Dieses soll den 1992 von del Toro Iniesta et al. veröffentlichten Ansatz erweitern. Wiederum interessieren hier die Intensität (I), die Äquivalentbreite (W) und die magnetische Induktion (B). Es mögen jedoch zwei Füllfaktoren eingeführt werden: α für die eine magnetische Polarität und β für die andere. Dementsprechend wird: $(1 - \alpha - \beta)$ der Füllfaktor für den die Fackel umgebenden Hintergrund.

Ferner werden hier nicht verschiedene Spektrallinien untersucht, sondern stattdessen mit der FeI Linie bei $6302,5 \text{ \AA}$ eine Statistik über unterschiedliche Pixel aufgestellt, d.h. es wird der Versuch unternommen, die drei oben genannten Observablen als Funktion beider Füllfaktoren für jedes die Fackel enthaltende Pixel, besser Auflösungselement, zu schreiben.

Mit diesem Ansatz ergeben sich folgende Resultate:

Es gibt einen systematischen Unterschied zwischen den Fackelpunkten mit kleinem und denen mit großem magnetischen Füllfaktor. Die Vorstellung, ein hoher magnetischer Füllfaktor sei einfach die wechselwirkungsfreie Summe einiger kleiner, einheitlicher „Elementarflußröhren“, kann nach den vorliegenden Beobachtungsdaten nicht aufrecht erhalten werden.

Gleich del Toro Iniesta et al. (1992), allerdings an äquatorialen Fackeln in deren Tabelle 2 gefunden, gibt es bei polaren innerhalb des Auflösungselementes prinzipiell dicht beieinanderliegende magnetische Polaritäten, die sich im Fluß annähern. Dabei kann es sich bei der einen Komponente um ein diffuses Hintergrundfeld handeln.

Die Fackelpunkte, welche überwiegend eine Polarität aufweisen, legen folgende untere Grenze der Induktion nahe: 1100G für intrinsisch im Durchmesser mit 300 km kleine Flußröhren und 1300G für große mit 430 km. 1700G stellen eine Obergrenze dar.

Aus den Angaben von Induktion und Durchmesser ergibt sich ein magnetischer Fluß von $7,7 \cdot 10^9$ Wb für kleine Fackelpunkte und $1,89 \cdot 10^{10}$ Wb für große.

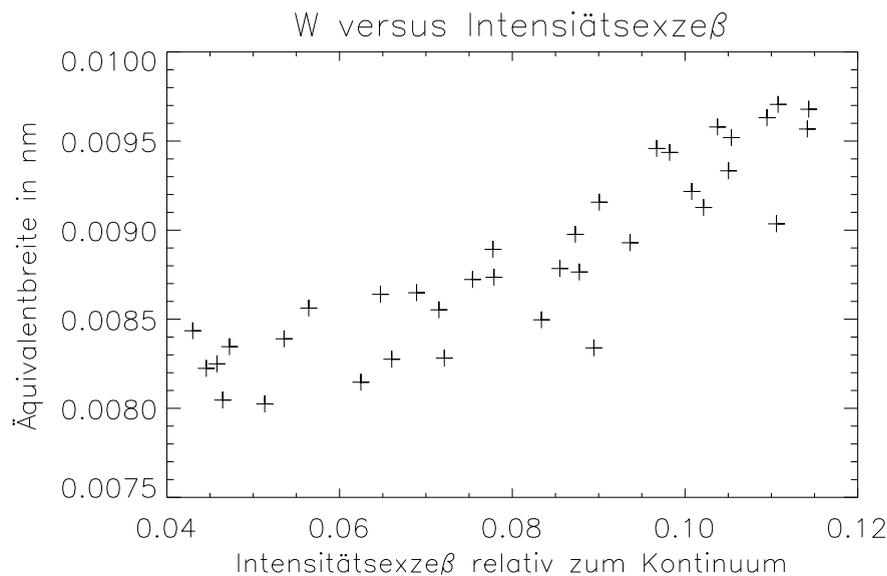
Diese derart gewonnenen Erkenntnisse über polare Fackeln werden im 6. Kapitel ausgenutzt, um Startmodelle für die Inversionen zu erzeugen, die schon möglichst gut die wahren Verhältnisse repräsentieren.

4.2 Durchmesserabhängigkeit der Fackeleigenschaften

In diesem Paragraphen wird demonstriert, daß sich Fackeln für jedes Auflösungselement besser bezüglich Intensität und Äquivalentbreite beschreiben lassen, wenn ihre intrinsischen Eigenschaften mit der Größe, also dem Füllfaktor, variieren.

Aus einer Auftragung der Äquivalentbreite W über dem Intensitätsexzeß ΔI relativ zum Kontinuum aller Fackelpunkte zeigt sich ein überproportionales Wachsen der Äquivalentbreite gegen ΔI sehr deutlich (Abb. 4.1). In allen Abbildungen dieses Kapitels stellen die Meßwerte Mittelungen über $1,2'' \times 1,2''$ der in Kapitel 3 gezeigten polaren Fackel dar. Dadurch sollen alle Seeing- bedingten „Verschmierungen“ beseitigt werden, denn für die folgende Diskussion wird es entscheidend sein, in jedem Datenpunkt unabhängige physikalische Information vorzufinden.

Abb. 4.1: Äquivalentbreite gegen Intensität



Liegt jedem der n Meßwerte ein bestimmter Füllfaktor zugrunde, der sich für die Observablen W_n , I_n verantwortlich zeichnet, müssen W und I offenbar unterschiedliche funktionale Zusammenhänge zugewiesen werden:

$$W_n = F_1(\alpha) \quad I_n = F_2(\alpha)$$

In Vorbereitung auf den kommenden Abschnitt sei dieser Sachverhalt in kurze Formeln gekleidet:

Es sei behauptet, daß die intrinsischen Fackeleigenschaften W und I mit Füllfaktor α

variieren. Dieser Füllfaktor möge für beide Größen, W und I identisch sein.

Die Darlegung, bei dem Streuen der Beobachtungsdaten sei nicht von „Beweis“ gesprochen, möge über Widerspruch erfolgen.

Wir nehmen ergo an: Alle Fackeln seien unabhängig von α intrinsisch gleich.

Sicher läßt sich stets eine aus einem Auflösungselement stammende Intensität I in einen Fackelanteil I_F und einen Hintergrundanteil I_H zerlegen und es gilt:

$$I = \alpha I_F + (1 - \alpha) I_H \quad [1]$$

Und analog zerlegt sich die beobachtete Äquivalentbreite in einen Fackel- und einen Hintergrundanteil (W_F, W_H) zu:

$$W I = \alpha W_F I_F + (1 - \alpha) W_H I_H \quad [2]$$

Die Äquivalentbreiten stellen bekanntlich das Maß der in dieser Linie absorbierten Energie dar (Unsöld, Baschek S. 165 f). Die beiden Anteile des Auflösungselementes müssen daher mit den jeweiligen Intensitäten multipliziert werden, um vergleichbar zu werden.

Unsere Annahme bedeutet nun:

$$I_F = \text{konst. (unabhängig von } \alpha) \text{ und } I_H = \text{konst.}$$

Dann setzen wir auch W_H und I_H konstant, wir wollen schließlich die Fackel und nicht ihren Hintergrund beschreiben, lösen die erste Gleichung nach α auf und setzen sie in die zweite ein:

$$I - I_H = \alpha (I_F - I_H) \quad \Rightarrow \quad \alpha = \frac{I - I_H}{I_F - I_H}$$

und

$$W I - W_H I_H = (I - I_H) \left(\frac{W_F I_F - W_H I_H}{I_F - I_H} \right)$$

In einer Auftragung $W I$ gegen I ergibt sich also ein linearer Zusammenhang mit:

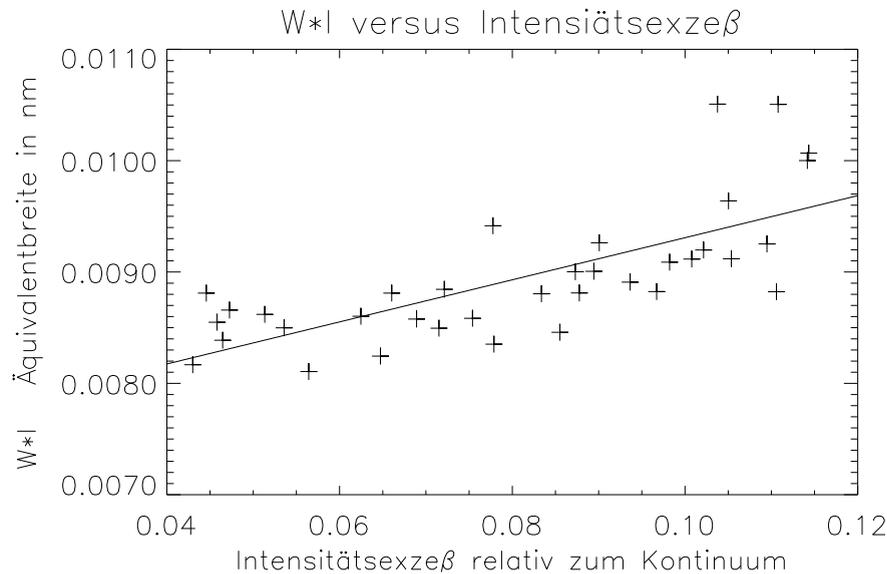
$$\text{Steigung} = \left(\frac{W_F I_F - W_H I_H}{I_F - I_H} \right)$$

$$\text{und Y-Achsen-Abstand} = W_H I_H - I_H \left(\frac{W_F I_F - W_H I_H}{I_F - I_H} \right)$$

Abbildung 4.2 zeigt mit der Regressionsgeraden jedoch, daß ein linearer Zusammenhang den hellen (großen) Fackelpunkten mit ihrer überproportional weiten Äquivalentbreite nicht gut gerecht wird. Eine schwach konvexe Funktion repräsentierte die Daten etwas besser.

Die Vorstellung, wonach eine Einheitsfackel mit festem I_F, W_F (und ggf. auch konstanter magnetischer Induktion) existierte und nur der Füllfaktor für jedes Pixel unterschiedlich sei, repräsentiert diese Beobachtungsdaten nicht optimal.

Abb 4.2: Durchmesserabhängigkeit der Fackeleigenschaften



In dieser Abbildung ist die Regressionsgerade, welche die Meßwerte repräsentiert, durchgezogen. Offenbar paßt eine konvexe Funktion besser zu den Daten, weil die Gerade Meßwerte bei kleinem und großem Intensitätsüberschuß systematisch unterschätzt. Dies bedeutet, daß Intensität und Äquivalentbreite mit dem Fackeldurchmesser variieren müssen.

Verschieden ausgedehnte Fackelpunkte weisen also differentielle physikalische Parameter auf. An dieser Stelle kann jedoch nicht unterschieden werden, ob sich hinter jedem Meßwert *eine* Fackel mit entsprechenden Eigenschaften verbirgt, oder eine Vielzahl mit dann streuenden Werten. Da aber in Abb. 4.2 eine optimale Anpaßkurve von einer Geraden nur verhältnismäßig wenig abweicht, stellen wir im folgenden Abschnitt ein Modell auf, demzufolge die meßbaren Fackeleigenschaften linear in zwei Füllfaktoren variieren mögen. Unter dieser Annahme lassen sich dann Induktion, Durchmesser und magnetischer Fluß der polaren Fackel elegant bestimmen.

4.3 Das Drei-Komponenten-Modell

Nach dem Resultat des vorangegangenen Abschnittes soll die Annahme intrinsisch gleicher „Elementarflußröhren“, welche sich innerhalb des jeweiligen Auflösungselementes wechselwirkungsfrei zusammenschließen, nicht länger verfolgt werden. Um der Natur der beobachteten polaren Fackeln näher zu kommen, sei hier ein linearer Verlauf der Intensität I , der Äquivalentbreite W und der Induktion B mit den beiden Füllfaktoren α und β für die beiden magnetischen Polaritäten vorgestellt. Ein solcher Ansatz ist sicherlich der einfachste und nächstliegende, nachdem die Konstanz dieser drei Observablen mit dem Füllfaktor ausgeschlossen werden soll, die Abweichungen von einer Geraden in der Auftragung W gegen I , siehe vorheriger Abschnitt, jedoch überschaubar bleiben.

Zunächst sei verlangt, daß sich die Fackeln unabhängig der magnetischen Polarität pixelweise, oder besser: für jedes Auflösungselement, mit dem gleichen funktionalen Zusammenhänge darstellen lassen; α - und β -Flußröhren sollen also bis auf ihr Vorzeichen identisch sein. Ausgehend von einem einfachen analytischen Modell, welches die Abhängigkeit der 3 Observablen I , W und B von α und β beschreibt, lassen sich dann die Beobachtungsdaten gegeneinander auftragen; hinter jedem Datenpunkt verbergen sich dabei die zunächst unbekanntes Füllfaktoren. Je nach Wahl des Ansatzes werden W und I bestimmte Polynome in $(\alpha + \beta)$, B läßt sich hingegen schreiben als Polynom in $(\alpha + \beta)$ und $(\alpha - \beta)$.

Durch die Kenntnis des Modell-Zusammenhanges wird es nun möglich, eine eindeutig passende Ausgleichskurve durch die Meßwerte zu legen, deren Koeffizienten die Fackel-eigenschaften im Rahmen des gewählten Ansatzes fixieren.

Unter Verwendung der folgenden Symbole:

α : Füllfaktor für die magnetische Nordpolarität

β : Füllfaktor für die magnetische Südpolarität

$I = I(\alpha + \beta)$: gemessene Intensität eines Auflösungselementes so normiert, daß dem Kontinuumsniveau $I_0 = 1$ entspricht

I_F, I_H : Intensitäten der Fackel und des Hintergrundes, welche nun Funktionen der Füllfaktoren sein mögen, ergibt sich analog zu del Toro Iniesta et al (1992) und dem vorherigen Abschnitt:

$$I = (\alpha + \beta) I_F + (1 - \alpha - \beta) I_H \quad [1]$$

und in gleicher Weise findet man für die Äquivalentbreite mit:

$W = W(\alpha + \beta)$: gemessene Äquivalentbreite eines jeden Auflösungselementes

W_F, W_H : die füllfaktorabhängigen Breiten aus dem Fackel-Anteil bzw. aus dem Hintergrund

$$W I = (\alpha + \beta) (W_F I_F) + W_H I_H - (\alpha + \beta) W_H I_H \quad [2]$$

Der Ansatz einer linearen Variation der Fackeleigenschaften mit ihrer räumlichen Ausdehnung (Füllfaktor) führt nun zu:

$$I_F = I_0 + (\alpha + \beta) \Lambda_F$$

$$I_H = I_0 - (\alpha + \beta) \Lambda_H$$

$$W_F = W_0 + (\alpha + \beta) \Lambda_T$$

$$W_H = W_0 + (\alpha + \beta) \Lambda_M$$

wobei $I_0 = 1$. Die Λ_i mögen im Folgenden bestimmt werden.

Gemäß dieses Modelles wird also eine Zunahme der intrinsischen Fackelhelligkeit proportional zum Füllfaktor erwartet, eine mögliche Reduzierung der Intensität aus einem dunklen Ring um die Fackel herum, wie sie beispielsweise bereits das Deinzersche Modell (Deinzer et al. 1984a,b) vorsieht, könnte durch Λ_H Rechnung getragen werden - dementsprechend erfolgte die Wahl des Vorzeichens.

Dieser Term wird jedoch später gleich Null gesetzt - wie auch bei del Toro Iniesta et al. (1992) wird die mögliche Veränderung der Intensität der Umgebung um das magnetische Element hier vernachlässigt.

Dies gilt jedoch nicht für die zunächst überraschend scheinende Zunahme der Äquivalentbreite. Die Inversionsrechnungen ab dem sechsten Kapitel werden zeigen, daß eine hohe nicht-thermische Linienverbreiterung von ca. 2km/s in der Flußröhre und in ihrer unmittelbaren Umgebung vorhanden sein muß, um die Stokes-I-Profile mit „realistischen“ Temperaturschichtungen erklären zu können. Dieser Effekt überwiegt die Abnahme der FeI 6302,5 Linie bei zunehmender Temperatur. Dennoch scheint es hier unabdingbar, den Hintergrund, in dem die Temperatur nicht wie die Mikrogeschwindigkeit zunimmt, explizit durch den Term Λ_M zu berücksichtigen.

Prinzipiell sind andere Ansätze für analytische Modelle gleichwohl denkbar. Die linearen Funktionen in $(\alpha + \beta)$ entsprechen jedoch den einfachsten, welche von bloßer Konstanz der beteiligten Parameter abweichen.

Einsetzen der Terme Λ_F, Λ_H in [1] ergibt:

$$I = (\alpha + \beta)^2 \Lambda_F + 1 - (\alpha + \beta) \Lambda_H + (\alpha + \beta)^2 \Lambda_H$$

oder:

$$(\alpha + \beta) = + \frac{\Lambda_H}{2(\Lambda_F + \Lambda_H)} + \sqrt{\frac{\Lambda_H^2}{4(\Lambda_F + \Lambda_H)^2} + \frac{I - 1}{\Lambda_F + \Lambda_H}} \quad [3]$$

das Minuszeichen vor dem Radikanten kann vernachlässigt werden, da nur Lösungen, bei denen der Füllfaktor mit der Intensität wächst, für die hellen Fackeln relevant sind.

An dieser Stelle sei bereits eine Auswirkung des Termes $\Lambda_H > 0$ angemerkt: Pixel mit

durchschnittlicher Kontinuumsintensität, also $I = 1$, hätten demzufolge einen Füllfaktor größer Null.

Eine Wahl $\Lambda_H < 0$ verwässert hingegen den Unterschied zwischen Fackel und Hintergrund im Ansatz und soll daher ausgeschlossen werden.

Wenden wir uns analog der Äquivalentbreite zu, schreibt sich WI mit den Ausdrücken für W_H und W_F nach [2]:

$$\begin{aligned} WI &= (\alpha + \beta)^3 \Lambda_F \Lambda_T + (\alpha + \beta)^2 (\Lambda_T + \Lambda_F W_0) + (\alpha + \beta) W_0 \\ &\quad - (\alpha + \beta)^2 \Lambda_M \Lambda_H - (\alpha + \beta) (\Lambda_H W_0 - \Lambda_M) + W_0 \\ &\quad + (\alpha + \beta)^3 \Lambda_M \Lambda_H + (\alpha + \beta)^2 (\Lambda_H W_0 - \Lambda_M) - (\alpha + \beta) W_0 \end{aligned}$$

das Produkt der meßbaren Größen Intensität und Äquivalentbreite stellt sich also als Polynom 3. Grades in der Summe der Füllfaktoren dar.

$(\alpha + \beta)$ kann aus dem Ausdruck [3] ersetzt werden, damit wird WI Potenzfunktion von $I - 1$ mit den Potenzen $\frac{3}{2}$, 1 , $\frac{1}{2}$ und 0 .

Im Falle $\Lambda_H > 0$ „stört“ hingegen in [3] der Term

$$\sqrt{\frac{\Lambda_H^2}{4(\Lambda_F + \Lambda_H)}} =: C$$

WI ist als Funktion von $I - 1$ direkt aus den Meßwerten zu bestimmen, jedoch ist C konstant aber noch unbekannt. Es wäre also eine Taylorentwicklung um $C = 0$ erforderlich, also:

$$WI(I - 1 + C) \approx \sum_{\nu=0}^n \frac{(WI)^{(\nu)}(I - 1)}{\nu!} C^\nu$$

WI enthielte also auch negative Potenzen von $I - 1$. Die Abbildung 4.2 hatte jedoch gezeigt, daß in dem Wertebereich von $I - 1$, in dem Fackeln sicher vom Hintergrund zu unterscheiden sind, WI durch eine streng monoton steigende Funktion beschrieben werden kann. Mit der Forderung, für $(\alpha + \beta) \rightarrow 0$ möge $I \rightarrow 1$ und $W \rightarrow W_0$ gehen, gibt es für negative Potenzen von $I - 1$ keinen Spielraum und deswegen sei $C = 0$ gesetzt ($\Lambda_H = 0$). Das direkte Einbeziehen eines dunkler werdenden Hintergrundes ($\Lambda_H > 0$) ist also nur für Fackeln oberhalb einer bestimmten Mindestgröße möglich. Wenn im Grenzfall Füllfaktor $\rightarrow 0$ Fackeln stetig in den unmagnetischen Hintergrund übergehen sollen, wird $\Lambda_H = 0$.

Damit ergibt sich für [3] einfach:

$$(\alpha + \beta) = + \sqrt{\frac{I-1}{\Lambda_F}} \tag{3b}$$

und das Produkt WI ergibt sich zu

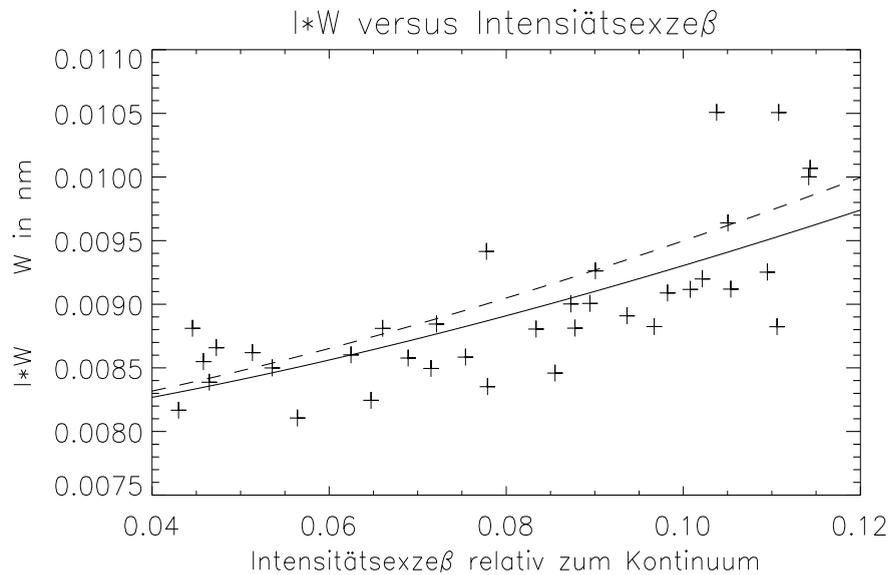
$$WI = (\alpha + \beta)^3 \Lambda_F \Lambda_T + (\alpha + \beta)^2 (\Lambda_F W_0 + \Lambda_T - \Lambda_M) + (\alpha + \beta) \Lambda_M + W_0 \tag{4}$$

und schließlich:

$$W I = \frac{\Lambda_F \Lambda_T}{\Lambda_F^{3/2}} (I - 1)^{3/2} + \frac{(\Lambda_F W_0 + \Lambda_T - \Lambda_M)}{\Lambda_F} (I - 1) + \frac{\Lambda_M}{\Lambda_F^{1/2}} (I - 1)^{1/2} + W_0$$

Diese Darstellung kann nun mit den jeweiligen Beobachtungsdaten verglichen werden; die vorliegenden sind in Abbildung 4.3 gezeigt.

Abb. 4.3: funktionale Zusammenhang



Durchgezogen ist die Anpaßkurve nach dem hier vorgestellten Modell. Die gestrichelte Funktion dient dem Abschätzen der Ungenauigkeiten. Einzelheiten befinden sich im Text.

Mit der Kenntnis des funktionalen Zusammenhanges und des Y-Achsen-Abschnittes von $W_0 = 76,0 \text{ m\AA}$, kann nun eine Anpaßkurve gesucht werden. Hierbei wurde die IDL Routine „curvefit“ verwendet. Als weitere einschränkende Bedingung soll ein streng monotonen Wachsen der Funktion angenommen werden, um eine Extrapolation in dem Intervall $(I - 1) \in [0, 0 \dots 0, 04]$ zu ermöglichen und um sich von dem natürlichen Streuen der Meßwerte zu befreien.

Mit

$$W I (I - 1) = w_3 (I - 1)^{3/2} + w_2 (I - 1) + w_1 (I - 1)^{1/2} + W_0$$

ergibt sich für die Koeffizienten:

$$w_1 = 1,021 \cdot 10^{-6} \quad w_2 = 1,140 \cdot 10^{-2} \quad w_3 = 2,032 \cdot 10^{-2}$$

hinter denen sich gerade die 3 noch gesuchten Λ -s verbergen.

Das Gleichungssystem ist folglich hinreichend bestimmt und einfach lösbar mit den Kombinationen:

$$w_3 w_1 = \frac{\Lambda_T \Lambda_M}{\Lambda_F}$$

$$\frac{w_3}{w_1} = \frac{\Lambda_T}{\Lambda_M}$$

$$\text{also, } \frac{\Lambda_M}{\Lambda_F} = \frac{w_3 w_1}{\Lambda_T} \quad \text{und} \quad \Lambda_T = \frac{w_3}{w_1} \Lambda_M$$

Aus der dritten Bedingung folgt:

$$w_2 = W_0 + \frac{\Lambda_T - \Lambda_M}{\Lambda_F} \quad \Rightarrow \quad w_2 - W_0 = \frac{(\frac{w_3}{w_1} - 1) \Lambda_M}{\Lambda_F}$$

Aus den beiden Gleichungen für den Quotienten $\frac{\Lambda_M}{\Lambda_F}$ bestimmt sich Λ_T zu:

$$\frac{w_2 - W_0}{(\frac{w_3}{w_1} - 1)} = \frac{w_3 w_1}{\Lambda_T}$$

$$\Rightarrow \quad \Lambda_T = \frac{w_3^2 - w_3 w_1}{w_2 - W_0}$$

Dann ergibt sich für Λ_M :

$$\Lambda_M = \frac{w_1}{w_3} \Lambda_T = \frac{w_3 w_1 - w_1^2}{w_2 - W_0}$$

Und zuletzt:

$$\Lambda_T \Lambda_M = \Lambda_F (w_3 w_1)$$

$$\Rightarrow \quad \Lambda_F = \left(\frac{w_3 - w_1}{w_2 - W_0} \right)^2$$

aus diesen Formeln leiten sich folgende Zahlenwerte für die 3 Parameter ab:

$$\Lambda_F = 28,592 \quad \Lambda_T = 1,086 \cdot 10^{-1} \quad \Lambda_M = 5,459 \cdot 10^{-6}$$

An dieser Stelle sei ein Wort über die Präzision des numerischen Anpassens verloren. Zum Berechnen der Koeffizienten ist mit Zahlen doppelter Genauigkeit gearbeitet worden. Die verwendete Routine gibt die Standardabweichung für die einzelnen Parameter an, welche in der Größenordnung $5 \cdot 10^{-8}$ liegen; sie sind also dem kleinsten Koeffizienten w_1 fast vergleichbar. Dieser ist damit schlecht bestimmt. Zwar erreicht die Routine nur mit den gegebenen Werten tatsächlich eine Konvergenz an die Grenze des möglichen Genauigkeitsbereiches, doch ändert sich an der visuellen Form der Anpaßkurve natürlich nichts, wenn w_1 beispielsweise um zwei Zehnerpotenzen höhere Werte zugemessen würde. Daher sei noch einmal kurz ein Blick auf die Λ -s im Grenzfall $w_1 \ll W_0, w_2, w_3$ geworfen. Dann gilt sicherlich:

$$\Lambda_F \approx \frac{w_3}{W_0^2} \quad \Rightarrow \quad \Lambda_F \text{ gut bestimmt}$$

$$\Lambda_T \approx \frac{w_3^2}{(w_2 - W_0)} \quad \Rightarrow \quad \Lambda_T \text{ gut bestimmt}$$

$$\Lambda_M \approx \frac{w_3 w_1}{w_2 - W_0} \Rightarrow \Lambda_M \text{ schlecht bestimmt}$$

Dies bestätigt sich natürlich bei entsprechenden Tests. So ergibt sich für die gestrichelte Funktion in Abbildung 4.3, welche mit den Beobachtungsdaten wohl kaum noch verträglich ist, für die Koeffizienten:

$$w_1 = 1,587 \cdot 10^{-6} \quad w_2 = 1,251 \cdot 10^{-2} \quad w_3 = 2,505 \cdot 10^{-2}$$

und damit für die Λ -s:

$$\Lambda_F = 26,131 \quad \Lambda_T = 1,280 \cdot 10^{-2} \quad \Lambda_M = 8,112 \cdot 10^{-6}$$

Diese gestrichelte Funktion erhält man ebenfalls mit der Routine „curvefit“, wenn den Meßwerten oberhalb von $\Delta I > 0,1$ und $WI > 0,0095$ das dreifache statistische Gewicht einräumt wird (etwa weil sie durch image motion weniger beeinflußt sein sollen).

Natürlich kann nicht einfach gewissen Werten ein anderes Gewicht zugeordnet werden; zudem müßte das Glätten der Aufnahmen über 1,2 Bogensekunden Seeing-bedingte Störungen eliminiert haben. Dies Beispiel soll lediglich stellvertretend dafür gelten, daß sowohl Λ_F als auch Λ_T eine Genauigkeit von ca. 20 % eingeräumt werden kann, während Λ_M deutlich schlechter bestimmbar ist.

Eine schöne Bestätigung des sich nach [3b] ergebenden Füllfaktors ($\alpha + \beta$) sind die anhand der VTT Daten abgeschätzten Vergleichswerte: Hier ergeben sich bei 1,2'' für die größten Fackelgranulen ca. 6,5 %, gemäß der bildrekonstruierten VTT Aufnahmen sind bei 0,5'' etwas dichter am solaren Rand ca. 40 % typisch. Die hier vorliegenden Gregory Aufnahmen sind bei $\mu = 0,375$ entstanden. Ein Auflösungselement entspricht bei 1,2'' daher $875 \cdot 2340 \text{ km}^2$. Wären die Fackelpunkte intrinsisch kreisförmig, entsprächen 3,5 % Füllfaktor einer Fackel mit 150 km Radius, große mit 7 % wiesen entsprechend ca. 215 km auf.

Die Kleinheit des den Hintergrund beschreibenden Parameters Λ_M überrascht, trotz aller Unsicherheit seiner Bestimmung. Da Fackeln eine erhöhte Temperatur im Vergleich zum Hintergrund aufweisen, hätte bei der verwendeten *FeI* Linie erwartet werden können, daß die gemessene Zunahme der Äquivalentbreite um die großen, hellen Flußröhren herum primär an eine erhöhten Turbulenz in den unmagnetischen Regionen geknüpft sei. Die räumlich hochaufgelösten Stokes-I-Linienprofile des VTT werden tatsächlich auch eine sehr deutliche Linienverbreiterung an entsprechender Stelle zeigen. Diese hohe Unsicherheit in Λ_M beeinträchtigt die weitere Diskussion hingegen nicht.

Mit dieser bisher gewonnenen Erkenntnis über den funktionalen Zusammenhang zwischen Intensität und Äquivalentbreite, wird es nun auch möglich, die nach der Linien-schwerpunkt-Methode im vorigen Kapitel bestimmte magnetische Induktion B ebenfalls in einen Fackel- und Hintergrundanteil zu trennen. Dazu schreiben wir erneut nach der bereits erwähnten Veröffentlichung von del Toro Iniesta et al. (1992):

$$B = (\alpha - \beta) I_F \frac{W_F}{W} B_F + (1 - \alpha - \beta) I_H \frac{W_H}{W} B_H \quad [5]$$

Denn die über ein Auflösungselement meßbare Induktion soll sich nach unserer einfach-

heitshalber bedingten Annahme, daß sich Fackeln unterschiedlicher Polarität bei gleicher Größe bezüglich I und W gleich verhalten mögen, einfach aus der Differenz der Füllfaktoren ergeben.

Wir setzen nun als weitere Annahmen einfach:

$$B_H = \text{konst.} - \text{aber möglicherweise} \neq 0$$

$$B_F = B_0 + \Lambda_B(\alpha - \beta)$$

wobei analog der obigen Notation B_H das eventuell um die Fackel herum existierende Magnetfeld sein möge und sich der Fackelanteil B_F als ein vom Durchmesser unabhängiger Anteil B_0 , sowie einer wieder linear mit dem Nettofüllfaktor variierender Komponente Λ_B zusammensetzen lasse.

Die Wahl $B_0 \gg 0G$ soll auch kleinen Fackeln Stabilität gegenüber konvektiver Instabilität einräumen (Stix, 1991, S. 263).

An dieser Stelle stoßen wir jedoch auf ein fundamentales Problem: B ist Funktion der Differenz aus α und β . Bisher kennen wir die Summe $(\alpha + \beta)$ für jedes Auflösungselement, des weiteren I_F , W_F und W_H für alle diese Datenpunkte sowie das konstante I_H .

$(\alpha + \beta)$ konnte berechnet werden, weil I und W nur von der Summe beider Füllfaktoren abhängen, jene folglich, wie oben dargelegt, durch das Einsetzen des Ausdruckes $(\alpha + \beta)(I)$ in $W = W(\alpha + \beta)$ bestimmt zu werden vermochten. Ein analoges Vorgehen ist hier nun unmöglich, weil nur B als einzige beobachtbare Größe von der Differenz $(\alpha - \beta)$ abhängt.

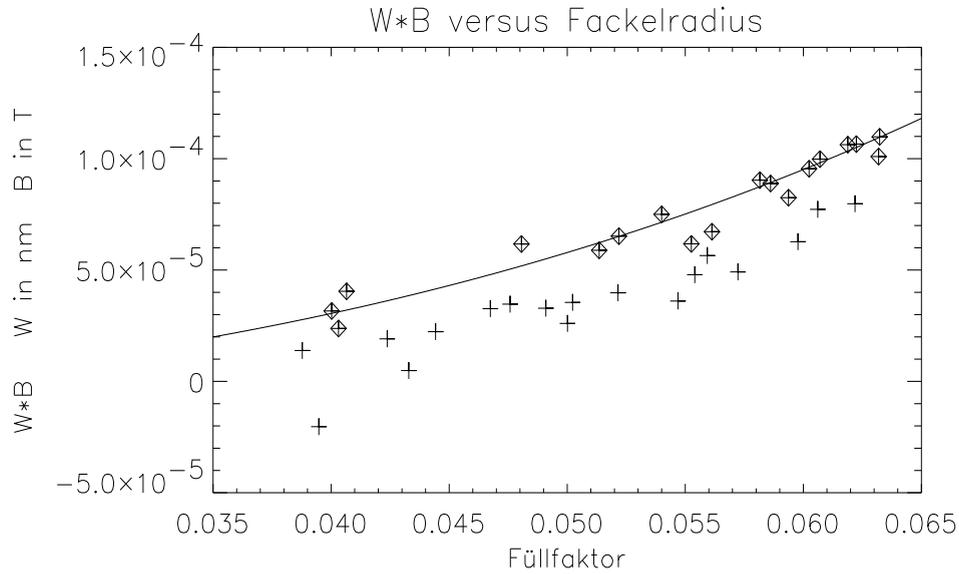
Den n Meßwerten WB z. B. gegen $(\alpha + \beta)$ aufgetragen stehen also $n+3$ Unbekannte, die n Werte $(\alpha - \beta)$, B_0 , B_H , und Λ_B gegenüber.

Eine Abhilfe wird jedoch durch die Annahme möglich, der zu jedem $(\alpha + \beta)$ maximale Wert von WB werde ausschließlich durch die eine Majoritäts-Polarität hervorgerufen. In diesem Falle schreiben wir mit $\alpha \approx (\alpha + \beta)$, $\beta \approx 0$

$$(\alpha + \beta) =: r(\alpha - \beta) \quad r \geq 1$$

Damit können wir aus den ursprünglich 36 Meßwerten 18 verbleibende auswählen, für welche sich WB als Funktion von $(\alpha + \beta)$ mit einem unbekanntem r darstellt; diese sind in Abbildung 4.4 durch Rauten gekennzeichnet.

Abb. 4.4: Bestimmung der Induktion



Die mit Rauten gekennzeichneten Meßwerte sollten annähernd unipolar sein und wurden für die Trennung der Induktion in die einzelnen Komponenten verwendet. Durchgezogen ist die sich daraus ergebende Anpassfunktion.

Damit erhalten wir aus [5] mit $I_H = 1$:

$$W B = (\alpha + \beta) \left(\frac{1}{r} I_F W_F B_F - W_H B_H \right) + W_H B_H$$

und mit den bekannten Ausdrücken

$$I_F = 1 + \Lambda_F (\alpha + \beta)$$

$$W_F = W_0 + \Lambda_T (\alpha + \beta)$$

$$W_H = W_0 + \Lambda_M (\alpha + \beta)$$

$$B_F = B_0 + \frac{1}{r} \Lambda_B (\alpha + \beta)$$

[5b]

und

$$\begin{aligned} I_F W_F B_F &= W_0 B_0 + (\alpha + \beta) (\Lambda_T B_0 + \Lambda_F W_0 B_0) + (\alpha + \beta)^2 \Lambda_F \Lambda_T B_0 \\ &+ (\alpha + \beta) \frac{1}{r} W_0 \Lambda_B + (\alpha + \beta)^2 \left(\frac{1}{r} \Lambda_T \Lambda_B + \frac{1}{r} W_0 \Lambda_F \Lambda_B \right) \\ &+ (\alpha + \beta)^3 \frac{1}{r} \Lambda_B \Lambda_T \Lambda_F \end{aligned}$$

sowie

$$W_H B_H = W_0 B_H + (\alpha + \beta) \Lambda_M B_H$$

und schließlich

$$\begin{aligned}
 WB &= (\alpha + \beta)^4 \frac{1}{r^2} \Lambda_B \Lambda_T \Lambda_F \\
 &+ (\alpha + \beta)^3 \left(\frac{1}{r^2} \Lambda_B \Lambda_T + \frac{1}{r^2} \Lambda_F W_0 \Lambda_B + \frac{1}{r} B_0 \Lambda_T \Lambda_F \right) \\
 &+ (\alpha + \beta)^2 \left(\frac{1}{r} B_0 \Lambda_T + \frac{1}{r} \Lambda_F W_0 B_0 + \frac{1}{r^2} W_0 \Lambda_B - B_H \Lambda_M \right) \\
 &+ (\alpha + \beta) \left(\frac{1}{r} W_0 B_0 + B_H \Lambda_M - W_0 B_H \right) \\
 &+ W_0 B_H
 \end{aligned} \tag{6}$$

hinter denen sich die drei Unbekannten B_H mit beliebigen Vorzeichen, sowie $B_0 > 0$ und $\Lambda_B > 0$ gemäß Abbildung 4.4 verbergen.

Damit ist der funktionale Zusammenhang zwischen WB und $(\alpha + \beta)$ also bekannt:

$$WB = \sum_{i=0}^4 z_i (\alpha + \beta)^i \tag{7}$$

Erneut können die Koeffizienten z_i mit der Routine „curvefit“ bestimmt werden, wobei auch in diesem Falle zwei nützliche Einschränkungen gegeben sind:

Wiederum suchen wir eine streng monotone Funktion für die Extrapolation der Füllfaktoren zwischen 0% und 3,5%, dem kleinsten Wert in Abbildung 4.4. Außerdem stehen hinter dem Polynom nur drei Unbekannte (B_0 , B_H und Λ_H):

So ergibt ein Koeffizientenvergleich aus [6] und [7]:

$$B_H = \frac{z_0}{W_0} \quad \frac{1}{r^2} \Lambda_B = \frac{z_4}{\Lambda_T \Lambda_F} \tag{8a}$$

und

$$\frac{1}{r} B_0 W_0 = z_1 + B_H (W_0 - \Lambda_M)$$

folgt

$$\frac{1}{r} B_0 = \frac{z_1 + B_H (W_0 - \Lambda_M)}{W_0} \tag{8b}$$

Verzichtet man auf die Bestimmung des r , welches stets in den angegebenen Kombinationen linear in B_0 und quadratisch in Λ_B auftritt, lassen sich z_2 und z_3 durch die obenstehenden Ausdrücke der übrigen z_i aus [8a,b] angeben. Dann brauchen nur noch drei Koeffizienten aus 18 Werten bestimmt zu werden, was sicher vorteilhaft ist.

Mit dieser Vorgabe liefert „curvefit“ folgende Ergebnisse:

$$z_0 = -1,3536 \cdot 10^{-5} \quad z_1 = 2,689 \cdot 10^{-4} \quad z_4 = 0,6875$$

mit Standardabweichungen von:

$$\sigma_0 = 2,4 \cdot 10^{-9} \quad \sigma_1 = 4,3 \cdot 10^{-7} \quad \sigma_4 = 2,2 \cdot 10^{-3}$$

Dieses Anpaßpolynom ist ersichtlich gut und für die beiden fehlenden Ausdrücke für ergibt sich:

$$z_2 = 1,264 \cdot 10^2 \quad \text{und} \quad z_3 = 1,765 \cdot 10^{-1}$$

unter einem Einblickwinkel von $\mu = 0,375$ bei senkrechtem Austritt der Feldlinien aus der Sonne endlich:

$$B_H = -47,5 \text{ G} \quad \frac{1}{r} B_0 = 897,3 \text{ G} \quad \frac{1}{r^2} \Lambda_B = 5907,8 \text{ G}$$

Da $r \geq 1$ sind die angegebenen Werte für B_0 und Λ_B Untergrenzen. Bei diesen unteren Werten ergibt sich also nach [5b] für kleine Fackelpunkte mit einem Füllfaktor von 3,5 % $B_F = 1104 \text{ G}$ und für intrinsisch große bei 7 % $B_F = 1310 \text{ G}$.

Die Übereinstimmung mit anderen Arbeiten über polare Fackeln (Homann, Kneer, Markarov 1997) ist damit als untere Grenze ausgezeichnet. Auch von den Inversionsrechnungen des SIR-Codes werden die Zahlen gut bestätigt. Dies liegt an dem Umstand, daß das so unsichere Λ_M nur in Kombination mit dem kleinen Hintergrundfeld in die Bestimmung der Größen B_0 und z_2 einfließt. Läßt man alle übrigen Größen konstant, reduziert sich Λ_B um weniger als 1 Promille und steigt B_0 um 0,5 % bei Multiplikation von Λ_M mit dem Faktor 100.

Die Angabe der Standardabweichung dieser Koeffizienten zeigt, daß in diesem Falle z_4 , welches Λ_B bestimmt, der am unsichersten bestimmte Term ist. Da r in Λ_M quadratisch eingeht, können etwas höhere Magnetfelder aus diesen Daten nicht ausgeschlossen werden: Bei 3% Unsicherheit für die z_i und jeweils 10 % für Λ_T und Λ_F und einem angenommenen r von: $r = 1,2$ - etwa weil $B_H > 0 \text{ G}$ auf die Existenz einer zweiten magnetischen Komponente hindeutet, erhält man mittels Fehlerfortpflanzung als realistische Obergrenze:

$$B_0 = 1076,8 \text{ G} \pm 34,3 \text{ G} \quad \Lambda_B = 8507,3 \text{ G} \pm 2126,8 \text{ G}$$

also max. etwa 1673G für Fackeln mit 7 % Füllfaktor.

$|B_H| > 0$ scheint signifikant zu sein und wird auch für die Erklärung der geringen, direkt gemessenen Induktionen des 3. Kapitels benötigt. Dort hatte die Fackel selbst weiß dargestellte Südpolarität. Die gemessene Induktion ergibt sich nun leicht aus der Kombination von ca. 7 % Füllfaktor eingebettet in einen magnetisch invers orientierten Hintergrund von 93 % Flächenanteil.

Analog versteht man auch, weswegen manche Autoren bei nicht bildrekonstruierten Aufnahmen direkt auf Feldstärken von bis zu 2000G gelangen: Fackel- und Hintergrundfeld sollten dort parallel stehen. Über die Natur dieses Hintergrundfeldes vermögen wir allerdings nichts auszusagen, es könnte beispielsweise diffus oder in im Intensitätssignal unsichtbaren, konzentrierten Flußröhren vorliegen. Bereits Rüedi et al. (1992) fanden Hinweise auf die Existenz einer schwachen Feldkomponente um Plages, die selbst 1600G aufweisen, nahe der Scheibenmitte.

5 Aufnahme und Auswertung der VTT Daten

5.1 Zusammenfassung

In diesem Kapitel werden die am VTT gewonnenen Aufnahmen vorgestellt und die dabei notwendige Datenverarbeitung kurz skizziert.

Der erste Abschnitt diskutiert die erforderlichen Kompromisse bei der Wahl der Aufnahmeparameter. Eine Bildrekonstruktion erwies sich dabei auch für polarimetrische Daten und mit verhältnismäßig langen Belichtungszeiten von 50 ms für möglich.

In dem zweiten Abschnitt werden einige Breit- und Schmalband- Aufnahmen vorgestellt. Während die großen Fackelkonglomerate über eine 30- minütige Zeitserie sich zwar verändern, aber überleben, zeigen die sie umgebenden einzelnen Fackelpunkte eine hohe Dynamik an. Wiederum sind die Fackeln gut und in diesem Falle unverschoben mit magnetischer Nordpolarität korreliert, doch findet sich auch in ihrer Umgebung noch magnetische Aktivität.

In dem letzten Abschnitt werden einige Linienprofile vorgestellt. Nur aus dem Zentrum einer kleinen und isoliert stehenden Fackel ergab sich ein antisymmetrisches Stokes- V. In der Regel sieht man sehr „pathologische“ Signale. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß bei der vorliegenden Auflösung von $0,5''$, bei welcher die meisten Fackeln bereits elliptisch mit der langen Achse parallel zum Rand erscheinen, nur noch wenige magnetische Elemente den Sehstrahl kreuzen.

5.2 Beschreibung der Datenauswertung

Die der folgenden Diskussion zugrunde liegenden Daten wurden am 3. Oktober 1999 mit dem 2-dimensionalen Spektropolarimeter, dem „Göttinger Fabry-Perot“, beschrieben in Krieg (1999), Krieg et al. (1999) und Koschinsky (2001) aufgenommen. Diese Anlage befindet sich im deutschen Vakuum-Turm-Teleskop (VTT, siehe Schröter, Soltau, Wiehr 1985) an dem Observatorio del Teide, Teneriffa. Im Gegensatz zu Krieg (1999) wurde vor der schmalbandigen CCD (CCD2) kein Bildverstärker mehr eingesetzt, weil dieser letztlich das Signal- zu Rausch-Verhältnis verschlechtert. Stattdessen ist ein in Stokes $\frac{1}{2}(I \pm V)$ simultan aufspaltendes Polarimeter in diesem Strahlengang benutzt worden (Koschinsky 2001). Bei diesen Autoren finden sich ausführliche Beschreibungen des komplexen, optischen Aufbaus.

Der bewegliche Nord-Coelostatenspiegel ist für die Aufnahmen in Richtung Westen gefahren worden, um der aufgehenden Sonne die volle Öffnung zuzuwenden. Dies ist für spektropolarimetrische Aufnahmen am Sonnenrande unbedingt erforderlich, um das instrumentelle (polarimetrische) Übersprechen zu reduzieren; außerdem ist in Folge der Mitte-Rand-Variation die Flächenhelligkeit in Polnähe bereits gering.

Beobachtet wurde eine polare Fackel in der Nähe des solaren Nordpols bei $\mu = 0,228$ zwischen 8h36 und 9h06 UT bei teilweise guten Sichtbedingungen. Wie zuvor anhand der Gregory-Daten geschildert war es Ziel, eine Fackelregion möglichst weit vom solaren Rand entfernt zu finden, was in jenem Jahr wegen des sich bereits dem Ende neigenden 23. Fackelzyklus nur eingeschränkt möglich gewesen ist. Direkt in Polnähe befanden sich allerdings einige, zumeist kleinere Fackeln. Bei der beobachteten handelt es sich bereits um eine relativ große, strukturierte Gruppe.

Die Aufnahmen entstanden in den beiden *FeI* Linien bei 6301,5 Å und 6302,5 Å mit folgenden Aufnahmeparametern:

Bilder pro Serie (Scan): 140

Bilder pro spektraler Position: 4

Anzahl der Positionen: 20 in 6302,5 und 15 in 6301,5

spektrale Schrittweite: 39,9 mÅ

Plattenabstand des FPI1: 1,0 mm entsprechend 66,2 mÅ Halbwertsbreite

Belichtungszeit: 50 ms

Die 6302,5 Linie wurde mit 20 spektralen Schritten abgetastet, anschließend der spektrale Durchlaß der FPI vor die rote Flanke der zweiten Linie gesetzt und nach einer Sekunde Pause, um mögliche Schwingungen der FPI-Platten zu dämpfen, diese mit den letzten 15 spektralen Positionen abgetastet. Startposition der Fabry-Perots und ihre Sprungweite wurden derart eingestellt, daß zwar die terrestrische O_2 Linie bei 6302,78 mÅ, nicht hingegen die bei 6302,0 mÅ sichtbar war.

Die Aufnahme eines solchen Datensatzes dauerte ca. 36 Sekunden, das Abspeichern ungefähr 54 s.

Die vordere, breitbandige CCD (CCD1) lief in einem geeigneten Filter ebenfalls um die genannten Eisenlinien zentriert, zeitlich wie üblich strikt simultan für die Bildrekonstruktion mit.

Die umfangreiche Datenauswertung orientiert sich an Krieg (1999). Zunächst wird aus dem Datensatz der CCD1 mittels des spektralen Quotienten (von der Lühe, 1984) und dem spektralen Maskieren (Weigelt, 1977) ein rekonstruiertes Bild, im Folgenden „Specklebild“ genannt, gewonnen, siehe auch de Boer, 1993 und von der Lühe, 1993.

Dieses dient als Schätzung des wahren Objektes des Breitbandkanales, mit dessen Hilfe auch die schmalbandigen Aufnahmen der CCD2 entfaltet werden können.

Diese Näherung ist gerechtfertigt, da durch die ca. 10-fach höhere Intensität der Breitbandkamera in diesem Kanale das Rauschen wesentlich schwächer ist. Ferner weist das Specklebild durch die zuvor angewandte Rauschfilterung bei den kritischen, kleinen Strukturen ein geringeres Leistungsspektrum auf als das wahre Objekt, so daß sich durch diese Näherung eine schwache Unterkorrektur ergeben sollte.

Eine simultane Entfaltung der CCD2 Aufnahmen mittels dieses Specklebildes bedeutet die Annahme gleicher optischer Transferfunktionen in beiden Kanälen. Tatsächlich bewirken die FPI, das Polarimeter, sowie in geringerem Maße auch Umlenkspiegel und Linsen eine zusätzliche Aberration, dergestalt, daß der Betrag der Übertragungsfunktion der schmalbandigen Kamera für die kleinen Strukturen geringer sein sollte, als die aus der CCD1 abgeleiteten. Indem beide Transferfunktionen näherungsweise als identisch angesehen werden, ergibt sich erneut eine Unterkorrektur der Schmalbandbilder (Division durch eine „zu große“ Transferfunktion).

Wir erwarten durch die Methode der simultanen Entfaltung also eine Konvergenz zum wahren Objekt von der artefaktfreien Seite und der Erfolg in der Praxis bestätigt diesen Befund.

Die Entfaltung wurde für die beiden Kanäle $\frac{1}{2}(I \pm V)$ separat ausgeführt.

Für die Rauschfilterung der schmalbandigen Aufnahmen könnte gemäß Brault, White (1971) und Löfdahl, Scharmer (1994) ein Optimumfilter berechnet werden. Davon wurde hier abgesehen, weil es für das Arbeiten mit den rekonstruierten Bildern unerlässlich ist, in allen eine konstante Auflösung vorliegen zu haben, um bei der Erstellung von Linienprofilen keine Artefakte zu erhalten.

Es ist folglich ein Filter für alle isoplanaren Teilbilder aller 35 zu rekonstruierenden Aufnahmen der einzelnen spektralen Positionen zu suchen, welches einheitlich angewendet wird. Dieses muß sich sicherlich an dem schlechtesten Einzelbild orientieren. So wurde ein Filter gewonnen, welches bei 0,5'' relativ schnell schließt, bis zu dieser Grenze jedoch Strukturen ungeschwächt durchläßt. Diese 0,5'' stellen damit die nach Rekonstruktion

erzielte Auflösung der Scans dar.

Damit ist nicht nur die Qualität, verglichen mit den Rohbildern, deutlich gesteigert, der Sinn einer Bildrekonstruktion liegt auch darin, daß die Validität der Daten zunimmt: Auch in den schärfsten Einzelbildern befinden sich Seeing-bedingte Aberrationen und hohe Raumfrequenzen werden auch in einem perfekten, obstruktionsfreien Teleskop gemäß der idealen Übertragungsfunktion geschwächt. Die Kombination von Rauschfilterung und Rekonstruktion aus verschiedenen Einzelaufnahmen liefert die Möglichkeit, als real erkannte Strukturen bezüglich Betrag und Phase eher dem unterliegenden wahren Objekt anzupassen.

Eine beugungsbegrenzte Auflösung erreicht man freilich nicht: Die Aufnahmeparameter stellen immer einen Kompromiß aus räumlicher versus spektraler Auflösung dar, die Aufnahmezeit des gesamten Scans darf nicht zu lange werden, da bekanntermaßen die Konstanz des wahren Objektes (Strukturen der Sonnenphotosphäre) während dieser für die Specklerekonstruktion vorausgesetzt wird. Darüber hinaus ist ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis für eine erfolgreiche Inversion notwendig, auch wenn Speckle-Techniken bislang nur mit Belichtungszeiten unterhalb von ca. 20 ms, der mittleren Seeing-bedingten Korrelationszeit, angewendet wurden.

Im Folgenden werden daher kurz die gewählten Parameter gerechtfertigt:

Zunächst sollte der Versuch unternommen werden, die hohe (beugungsbegrenzte) Auflösung des VTT zu nutzen. So wurde der Abbildungsmaßstab von $0,1''$ pro Pixel beibehalten. Es stand zu hoffen, daß die am Sonnenrande schwachen Stokes-V-Signale der Fackeln, weniger vom sie umgebenden, nicht-magnetischen Hintergrund kontaminiert, entsprechend deutlicher zu Tage treten. Ferner besteht nachträglich immer noch die Möglichkeit, verschiedene Pixel zu größeren Elementen zusammenzufassen.

Bei magnetischen Flußdichten von ca. 2000G ergibt sich bei den Linien die Notwendigkeit, die 6302,5 etwa $800\text{m}\text{\AA}$ weit abzutasten, die 6301,5 mit ihrem Landé-g-Faktor von 1,67 immerhin noch $600\text{m}\text{\AA}$, da a priori bei besserer Auflösung auch eine mögliche Doppellerverschiebung in den magnetischen Elementen selbst hier nicht ausgeschlossen werden sollte. (Im Gegensatz zu älteren Beobachtungen, z. B. Solanki, 1986 aber im Einklang mit Beobachtungen von Martínez Pillet, Lites, Skumanich, 1997 und Inversionsrechnungen von Bellot Rubio, Ruiz Cobo und Collados (1997), die von Abströmungen in und um Flußröhren berichten.)

Für die Inversionsrechnungen gehen die gemessenen Stokesvektoren I_λ und V_λ als Observablen in den benutzten Code ein. Die einzige Möglichkeit, sich ein wenig von durch Rauschen induzierten Unsicherheiten zu befreien, ist es, die Zahl der Observablen deutlich höher zu wählen, als die der zu bestimmenden Parameter. Weil insbesondere Stokes-V schwach und verrauscht sein sollte, schien es notwendig zu sein, beide genannten Eisenlinien simultan zu vermessen. Diese entstehen grob in der gleichen Höhe, unterscheiden sich jedoch bezüglich Äquivalentbreite und g-Faktor. Damit ist einem Inversionscode

die Möglichkeit gegeben, zwischen Rauschen und realen Merkmalen in dem Polarisations-signal zu unterscheiden.

Nun konnten mit dem Göttinger Spektrometer zur Zeit der Datenaufnahme maximal 142 Bilder pro Scan aufgenommen werden, da durch die Trennung der Daten in die Kanäle $\frac{1}{2}(I \pm V)$ der Bildausschnitt bereits klein ist und ein Auslesen von Teilbildern der CCDs daher nicht in Frage kam. Die volle Länge eines Scans sollte genutzt werden; eine Veränderung der Fackel innerhalb der ca. 36-sekündigen Aufnahmeperiode wird damit vernachlässigt. Andererseits stellen 4 Aufnahmen pro spektraler Position ebenfalls ein Minimum dar, denn die Erfahrung zeigte, daß sich das Seeing relativ langsam von guten zu schlechten Bedingungen ändert. Es existiert also eine leicht erhöhte Wahrscheinlichkeit, nach einer sehr guten (oder schlechten) Einzelaufnahme erneut eine bessere (schlechtere) vorzufinden. Um an jedem Orte im Spektrum aus verrauschten Bildern eine erfolgreiche Rekonstruktion durchzuführen, sind deswegen möglichst viele Aufnahmen vonnöten. Dies bedeutet umgekehrt, daß mit schnelleren Detektoren und Rechnern unter sonst identischen Bedingungen bessere Rekonstruktionen zu erwarten stehen, da entweder mehr Aufnahmen pro spektraler Position möglich werden, oder der gesamte Scan in einer kürzeren Zeit aufgenommen werden kann.

Mit diesen vier Bildern pro spektraler Position ergeben sich maximal 35 Wellenlängenschritte. Bei knapp 40 mÅ Schrittweite können also mit 20 Positionen die 6302,5 und mit den 15 übrigen die 6301,5 Linie im oben genannten Bereich durchgescannt werden.

Bei dieser spektralen Auflösung bietet sich ein Plattenabstand von 1 mm des abtastenden FPI, entsprechend einer Halbwertsbreite von 66,2 mÅ bei einer effektiven Finesse von 30, an.

Tests an dem Teleskop ergaben eine sehr niedrige Intensität bei kurzen Belichtungszeiten. Allerdings gelingen erfolgreiche Specklerekonstruktionen auch dann, wenn die Belichtungszeit die lokale Korrelationsperiode des Seeings überschreitet. Die Speckle-technik erweist sich also diesbezüglich als robust. Eine Ursache könnte darin liegen, daß zwar während der letztlich benutzten 50 ms die feinen Strukturen sich verwischen, doch antwortet der Code einfach durch das Verwenden einer schmaleren Speckletransferfunktion. Das Maß, mit welchem eine Verstärkung bei hohen Raumfrequenzen durchgeführt wird, ist erneut durch die Rauschfilterung begrenzt. Man kann also unter den gegebenen Bedingungen auch im Breitbandkanal nicht erwarten, bis an die Beugungsgrenze heranzukommen, doch lassen sich umgekehrt Schmalbandbilder mit vernünftigem Signal- zu Rausch- Verhältnis gewinnen.

Die Specklerekonstruktion korrigiert bekanntermaßen den kombinierten Einfluß von Teleskop und Atmosphäre, nicht hingegen die Detektor- Transferfunktion. Keller und v. d. Lühe (1992) schlagen deswegen ein räumliches Übererfüllen des Abtasttheoremes („oversampling“) vor. Durch die geringe Intensität am Sonnenrand mußte darauf jedoch verzichtet werden; doch auch dieser Einfluß führt zu einer leichten Reduktion der schließlich erzielten Auflösung.

Diese Autoren, Keller und von der Lühe (1992), geben noch weitere Caveats bei der Specklerekonstruktion an. Von diesen sei hier nur die Wahl der isoplanaren Subbilder von 6,4'' Kantenlänge erwähnt. Über diesen Bereich könnte sich die STF am VTT bereits verändern, doch hätten kleinere Teilbilder, mit ihren wenigen, sichtbaren Strukturen, sich nur schlecht im Fourierraum darstellen lassen.

Die bei diesem Aufnahmemodus noch sichtbare, terrestrische O_2 Linie bei 6302,78 Å läßt sich zum Bestimmen absoluter Geschwindigkeiten verwenden.

Nachdem alle einzelnen Schmalbandbilder rekonstruiert vorliegen, muß die Information über die Spektrallinie, der globalen Intensität der Bilder an den verschiedenen spektralen Positionen, wieder in den Datensatz einfließen, weil die Rekonstruktion wegen des Leckens („leakage“) der Fourier-Transformation bei nicht unendlich ausgedehnten Meßintervallen bekanntlich bei einem Mittelwert Null der Daten auszuführen ist (Brault, White 1971). Dazu wurde auf ein Flat bei gleichem $\cos(\theta)$ zurückgegriffen, da dichter an der Scheibenmitte die Form der Spektrallinie offensichtlich ganz anders aussehen wird. Auch die Kontinuumsbilder, die eine nicht-gleichmäßige spektrale Transmission durch den optischen Aufbau korrigieren (Koschinsky, 2001 und Krieg, 1999), fließen an dieser Stelle ein. Da der hierzu verwendete Projektor-Strahlengang möglichst exakt auf den des Sonnenlichtes justiert ist und die differentiellen Pixelempfindlichkeiten der Kamera durch Chip-Defekte, Staub oder Vignettierungen bereits durch die Verstärkungsmatrix (Stolpe, 1998) korrigiert sind, wird hier nur der Mittelwert der Kontinuumsaufnahmen bei den einzelnen Wellenlängen berücksichtigt.

Um schließlich die Linien-Profile zu erhalten, muß die über das Bildfeld in Wellenlänge variierende Transmission hinter den FPI berücksichtigt werden (Koschinsky, 2001). Diese ergibt sich, weil unterschiedlich stark zur optischen Achse geneigt in die FPI einfallenden Strahlen einen verschiedenen Plattenabstand sehen. Da die Bildmittelpunkte der Kanäle $\frac{1}{2}(I \pm V)$ unterschiedlich weit von der optischen Achse entfernt liegen können und sie damit unter einem anderen Winkel die FPI durchschreiten, muß beim Zusammensetzen der Profile auf eine differentielle spektrale Verschiebung der beiden Teilprofile geachtet werden.

Als nächsten Punkt der Datenauswertung gilt es, das Übersprechen der Komponenten des Stokesvektors zu berücksichtigen.

Zunächst zeigte sich eine gleichmäßige Intensität beider Kanäle, weswegen die Stokeskomponenten I und V direkt durch Addition und Subtraktion bestimmt werden konnten.

Da die zirkulare Polarisation im Vergleich zur Intensität gering ist, muß der Einfluß von $I \rightarrow V$ unbedingt korrigiert werden. Dazu werden spektrale Positionen im Kontinuum betrachtet, in denen das Stokes- V -Signal V_{wahr} gleich Null sein müßte.

Ein Übersprechen äußert sich dann in einem $V_{meß}$ bei dieser spektralen Position. Es sei angenommen, dieses sei proportional zu Stokes- I und konstant über beide Spektrallinien, dann bekommt man mit

$$\alpha = \frac{V_{me\beta, \text{Kontinuum}}}{I_{me\beta, \text{Kontinuum}}}$$

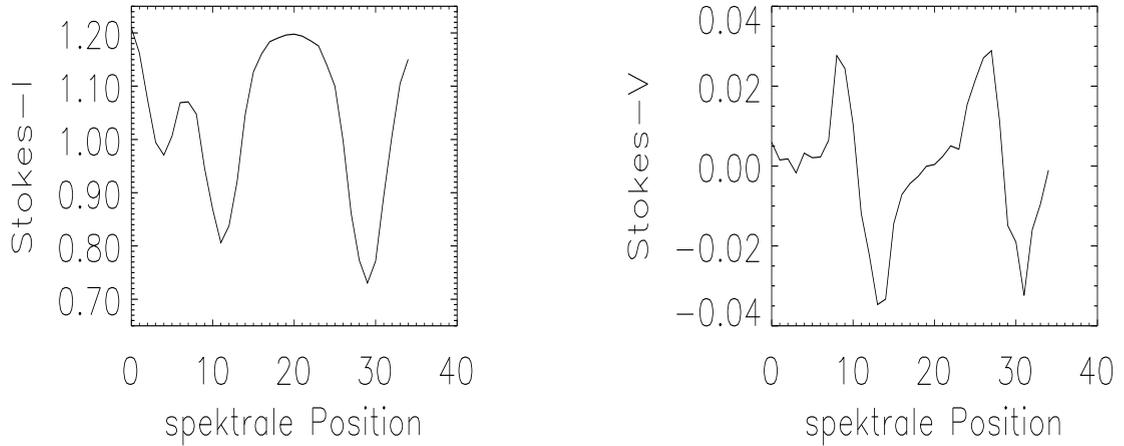
$$V_{wahr, \lambda} = V_{me\beta, \lambda} - \alpha I_{me\beta, \lambda}$$

Auf diese Weise wird das Stokes - V Signal im Kontinuum sicher zu Null. Es ergaben sich dabei Werte von bis zu $|\alpha| = 0,002$, d. h. ein Einfluß von I in V ist erkennbar.

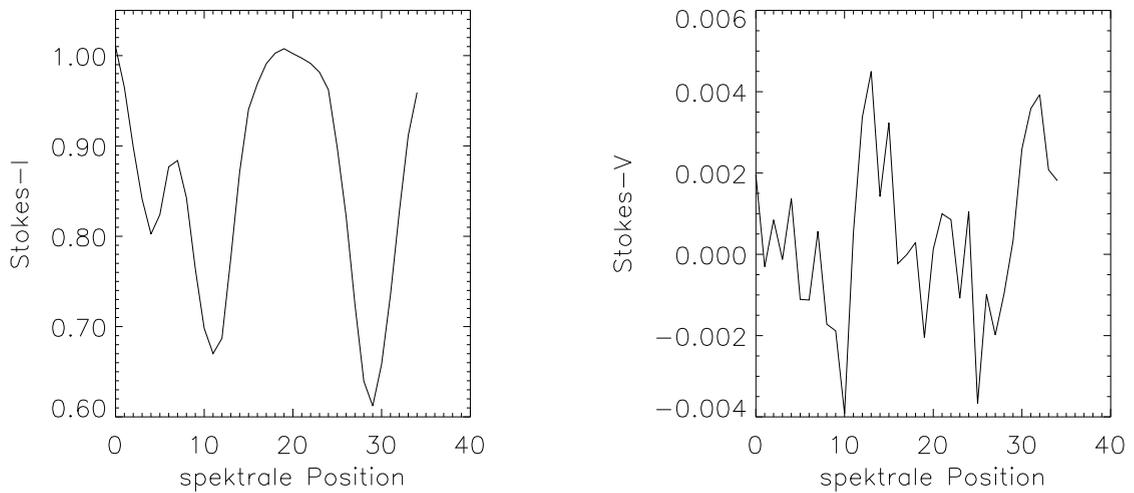
Eine Korrektur von Stokes - Q und -U wurde hingegen nicht durchgeführt. Die linear polarisierten Komponenten sollten (annähernd) symmetrische Funktionen um den Nulldurchgang des V -Signales sein und sehen die gleiche Aufspaltung zwischen der π und den σ -Komponenten wie Stokes - V. Dennoch erwies es sich als unmöglich, eine sinnvolle Korrektur anzubringen, solange das exakte Profil der linearen Komponenten nicht bekannt ist.

Allerdings läßt sich unter der Annahme, daß auch dicht am Sonnenrande die lineare Polarisation gering sei (Solanki, 1989), das Übersprechen von $Q, U \rightarrow V$ gegenüber der Rückrichtung (also $V \rightarrow Q, U$) vernachlässigen. Sollte darüber hinaus der Verlust an zirkularer Polarisation über den beobachteten Wellenlängenbereich ungefähr konstant sein, so verändert sich die Form des Stokes - V Signales kaum, es wird lediglich schwächer werden. Bei den aufgenommenen Profilen kann es sich also um Untergrenzen handeln.

Abb. 5.1 exemplarisches Linienprofil



Profile aus einer typischen Fackel. Die Positionen laufen von rot nach blau (Abtastrichtung des FPI). Zu Erkennen ist die terrestrische O_2 Linie bei $6302,78 \text{ \AA}$. Einer spektralen Position entsprechen 40 m\AA . Stokes - I ist relativ zum lokalen Kontinuum außerhalb der Fackel gegeben, Stokes - V bezieht sich auf die Kontinuumsintensität außerhalb der Fackel.



Profile aus einer typischen Fackelumgebung („Hintergrund“). Alle Angaben wie oben. Die Äquivalentbreite der $6301,5$ Linie (links) ist um 30% kleiner als im Falle der Fackel. Das Stokes - V - Signal zeigt eine schwache Süd polarität und die Rauschgrenze an.

Das heißt jedoch, daß das Stokes-V-Signal fehlerbehaftet sein wird und in der folgenden Auswertung im SIR Code dieser Komponente ein geringeres statistisches Gewicht zugeordnet werden muß als dem Stokes-I.

Anschließend wurden die Profile noch gleitend über 5×5 Pixel gemittelt und damit zu Auflösungszellen zusammengefaßt. Dies unterdrückt das Rauschen deutlich und eine unterschiedliche, physikalische Information darf in benachbarten Bildelementen nicht enthalten sein, da einem Pixel wie erwähnt, $0,1'' \cdot 0,1''$ entspricht.

In dem Stokes-I-Bild sind ca. 300 Ereignisse („counts“) im Kontinuum und 180 in den Linienkernen enthalten. Hinter jedem registrierten Detektorereignis stehen jedoch etliche Photonen. Deswegen kann das effektive Signal- zu Rausch- Verhältnis (SRV) nicht einfach aus der Quadratwurzel der Ereigniszahlen abgelesen werden. Vielmehr bestimmt sich dieses Verhältnis aus einem Flat, aus dem die großräumigen Vignettierungen, die unabhängig des Quantencharakters der Photonen sind, herauskorrigiert wurden. Dann bleibt eine Standardabweichung von 4,2 Ereignissen übrig, mithin ein SRV von 72 im Kontinuum der Intensität pro Pixel. Dieses wäre für die polarimetrischen Signale völlig unbefriedigend. Einer zirkularen Polarisation von 10^{-3} der Kontinuumsintensität entsprechen 0,3 Ereignisse pro Pixel also etwa 7 über der genannten 5×5 Pixelfläche. Da die CCD in diesem Bereich linear auf die einfallende Intensität antwortet, entsprechen den 7 Ereignissen noch einem nominalen SRV von:

$$SRV = \sqrt{\frac{7}{300}} \cdot 72 \approx 11$$

Bekanntermaßen stellt das Photonenrauschen jedoch nur eine unerreichbare, prinzipielle untere Schranke für das Rauschen dar. Störeinflüsse des Detektors, des Auslesens und eine mögliche Fehlerhaftigkeit der Auswertung kommen hinzu. Natürlich sind Anteile dieser Einflüsse bereits in dem korrigierten Flat enthalten. Andererseits beeinflussen Fehler in der Auswertung - etwa beim Ermitteln des Dunkelbildes und der Verstärkungsmatrix - schwache Signale relativ stärker.

Ein polarimetrisches Signal von 10^{-3} wird deswegen sicher als realistische untere Nachweisgrenze angesehen werden.

Zum Schluß sind die Profile noch bezüglich der Relativgeschwindigkeit zwischen Teleskop und Sonne korrigiert worden. Dabei wurden die gravitative Rotverschiebung (in vollem Umfang von 636 m s^{-1}), sowie die Erdbahn und Tagesvariation, wegen der Polnähe des Beobachtungsgebietes jedoch nicht die Sonnenrotation berücksichtigt.

Für die Inversionsrechnungen ist es erforderlich, die gemessenen Intensitäten auf Scheibenmitte zu normieren, damit eine Umrechnung in Temperaturen durchgeführt werden kann. Dazu stand ein entsprechender Flatfieldscan aus der Scheibenmitte zur Verfügung. Um einen solchen zu erhalten, ist natürlich auf eine vergleichbare Ausleuchtung (Sonnenhöhe und Transparenz der Erdatmosphäre) zu achten.

5.3 Aufnahmen des Fackelgebietes

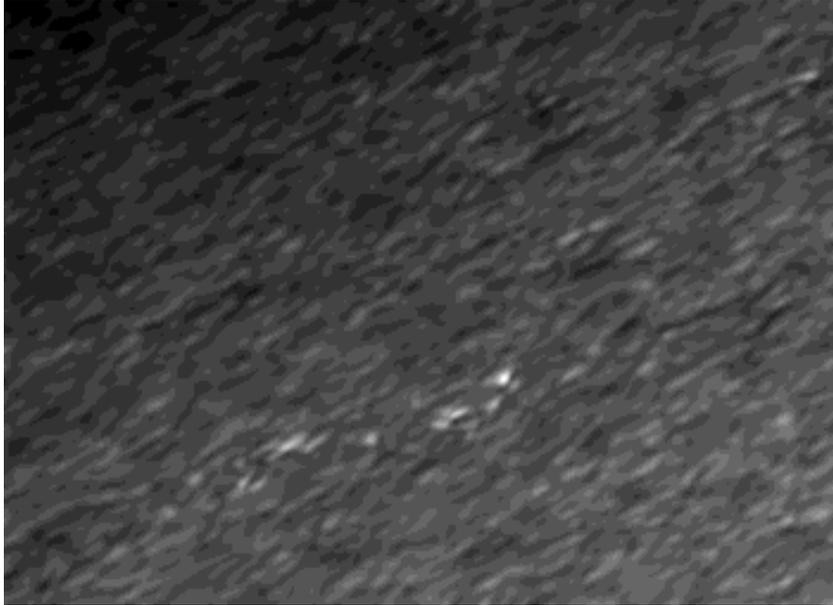
In diesem Abschnitt werden die Daten des Fackelgebietes kurz vorgestellt. Zunächst ist in Abbildung 5.2 aus dem Breitband - Kanal der ersten Serie („Scan“) das Bestbild und die Specklerekonstruktion zu erkennen. Die Größe des Bildfeldes beträgt $32'' \times 23''$, der Sonnenrand befindet sich links oben. Trotz der langen Belichtungszeit ist die Verbesserung der Bildqualität nach der Rekonstruktion evident. Wegen der geometrischen Verkürzung der Sichtlinie senkrecht zum Sonnenrand weist die Mehrzahl der sichtbaren Strukturen eine deutliche Ellipsenform auf. Dieses zu erwartende Verhalten ist im Falle normaler Granulation bereits von Wilken et al. (1997) gefunden worden. Für die Fackelpunkte läßt sich daraus ihr Durchmesser direkt bestimmen, woraus sich eine Abschätzung für den magnetischen Füllfaktor ergibt. Bei einer Auflösung von $0,5''$ der Schmalbandaufnahmen um einem Einblickwinkel von $\theta = 78^\circ$ zur Sonnennormalen ergibt sich für ein Auflösungselement eine Fläche von ca. $370 \times 1623 \text{ km}^2$.

Abb. 5.2a Vergleich: Das Bestbild



Dieses ist die beste Einzelaufnahme aus einem Satz von 140 Bildern. Die Fackeln sind als Aufhellungen zu erkennen. Darüber hinaus sind die Kontraste jedoch nur schwach. Einzelheiten werden im Text beschrieben.

Abb. 5.2b Vergleich: Die Specklerekonstruktion



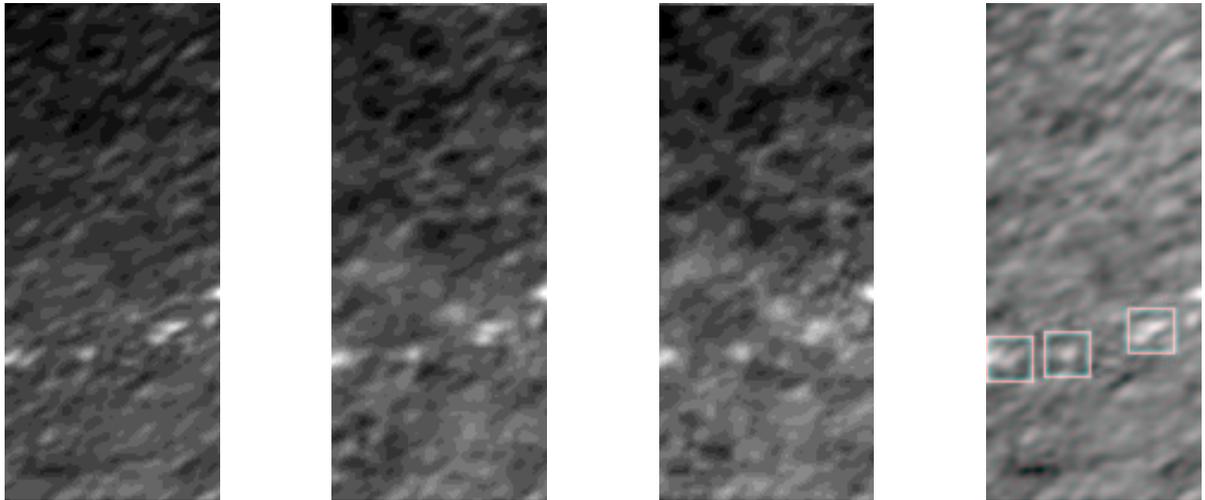
Dieses ist das aus den 140 Einzelaufnahmen mit der Speckle- Technik rekonstruierte Breitbandbild („Specklebild“). Trotz des nahen Sonnenrandes links oben und der relativ langen Belichtungszeit von 50 ms stellt das rekonstruierte Bild eine eindeutige Verbesserung gegenüber den Rohdaten dar. Bis fast zum Sonnenrand sind nunmehr Strukturen zu erkennen. Die Speckle- Technik erwies sich damit in der Praxis als überaus „robust“.

Die Ellipsenform der Fackeln im Speckelbild parallel zum Sonnenrand läßt vermuten, sie seien in dieser Richtung, der 370 km langen Achse, aufgelöst. Unter der Annahme, die Fackelpunkte seien intrinsisch rund, ergibt sich für die größten ein Durchmesser von ca. 550 km - in guter Übereinstimmung mit den Gregory- Daten der Kapitel 3 und 4.

Die Abbildung 5.3 zeigt für diesen Scan exemplarisch das Stokes- I- Signal der schmalbandigen CCD und zwar von links nach rechts im Kontinuum, im Linienkern der 6302,5 Linie und in dem der 6301,5 nach der Entfaltung mittels der Specklerekonstruktion. Äußerst rechts ist noch einmal das Kontinuumbild mit markierten Fackeln angegeben, die in den folgenden Kapiteln invertiert werden.

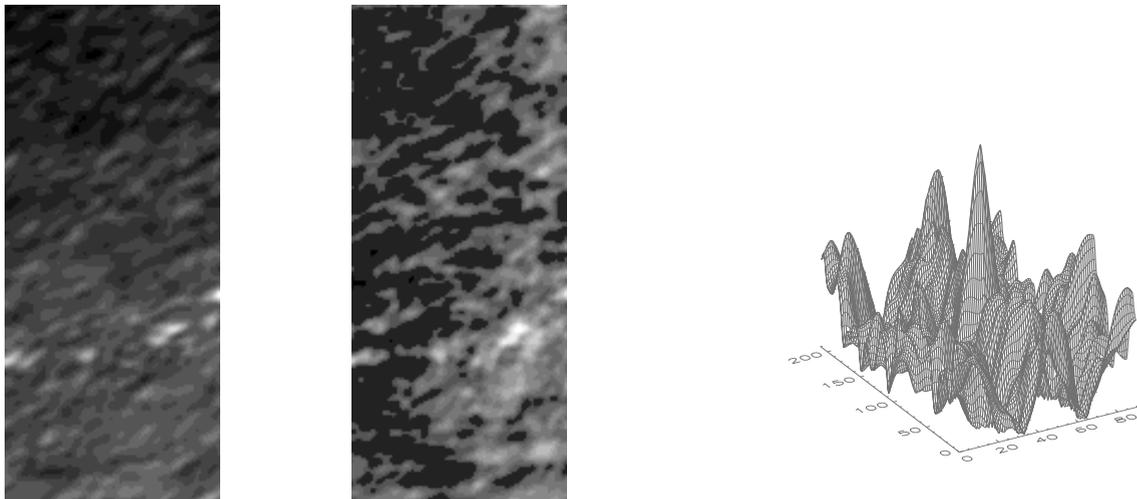
Die Fackeln sind in den Linienkernen besonders hell und auffällig, wie die beiden mittleren Bilder zeigen. An den unterschiedlichen Strukturen, die in den 3 Bildern zu sehen sind, erkennt man die unterschiedliche Einblicktiefe. (Die Linienkerne entstehen wegen der kürzeren freien Weglänge der Photonen dieser Frequenzen geometrisch oberhalb des Kontinuums.)

Abb. 5.3 Die Schmalbandrekonstruktionen



Durch Polarimeter und image motion wird das Gesichtsfeld sehr klein. Bei diesem Scan blieben letztlich nur $9'' \times 21''$ als gemeinsamer Ausschnitt übrig. Von links nach rechts sind das Kontinuumbild, die Linienkernaufnahmen der 6302,5 und der 6301,5 Linie abgebildet, sowie ganz links das Kontinuumbild als Übersicht mit den 3 Fackelregionen, die in den folgenden Kapiteln invertiert werden.

Abb. 5.4 Korrelation mit der Induktion

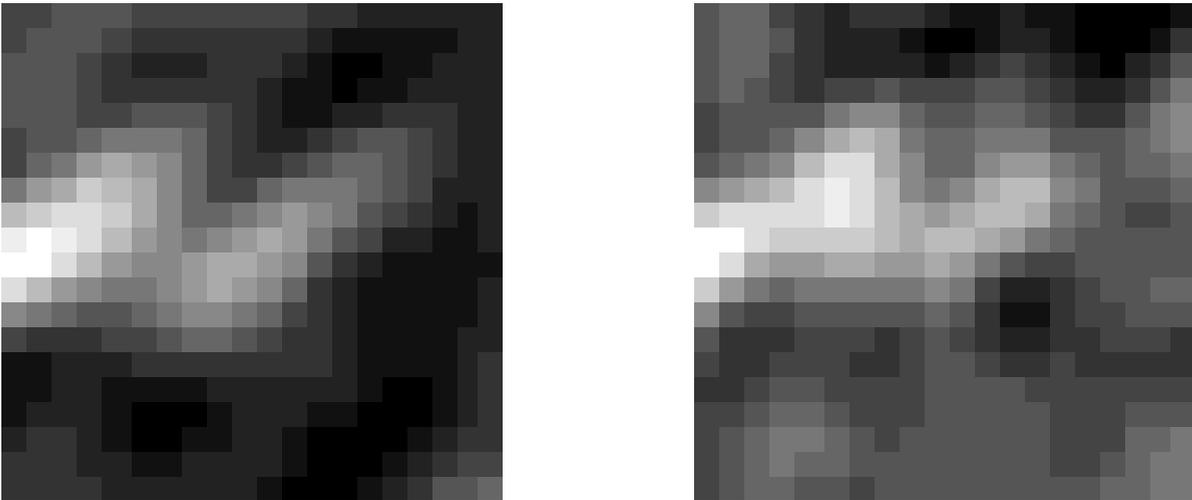


Selber Scan wie in Abbildung 5.3. Von links nach rechts sind die Kontinuumsintensität, die Induktion, nur qualitativ aus der Fläche des Stokes- V -Signales und die Kreuzkorrelation zwischen beiden Bildern dargestellt.

Abbildung 5.4 zeigt die Korrelation zwischen der Kontinuumsintensität und der qualitativen magnetischen Induktion, wie sie sich aus der Fläche des Stokes-V ergibt. Diese Abbildung ist nur zur Übersicht gedacht, da an vielen Stellen das Stokes-V-Signal eine deutlich pathologische (also ganz unregelmäßige) Morphologie aufweist. Die Berechnung der Induktion wird, dort wo es möglich scheint, in den folgenden Kapiteln explizit ausgeführt. Rechts in der Abbildung ist die Korrelation zwischen Stokes-I und der so gewonnenen Induktion abgebildet, die global über den Bildausschnitt sicher nicht existiert. Die Fackelpunkte sind jedoch alle unverschoben mit weiß dargestellter Nordpolarität verbunden.

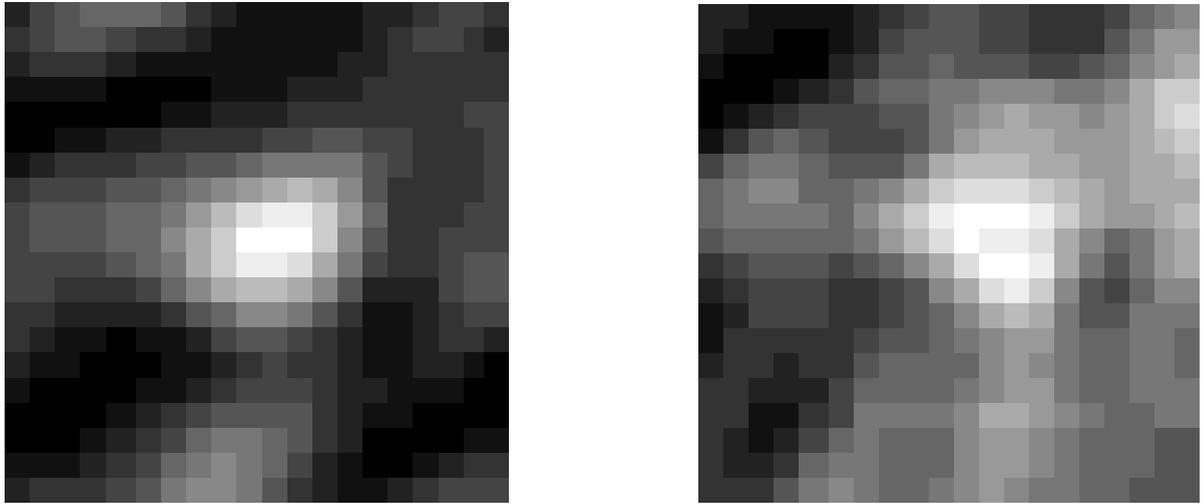
Die Linienprofile der drei rechts in Abb. 5.3 durch Kästchen markierte Fackeln werden im Folgenden eingehend untersucht. Die Abbildungen 5.5a, b und c geben für diese Regionen, die linke aus Abb. 5.3 (in 5.5a), die mittlere, isolierte in 5.5b und das Konglomerat (rechts in 5.3 nun 5.5c) exemplarisch die Kontinuumsintensität und die Induktion vergrößert wieder. Die Kantenlänge der Abbildungen beträgt jeweils 2 Bogensekunden, deswegen ist die Rasterung der Pixel deutlich zu erkennen. Weiß ist wieder die mit den Fackeln koinzidierende Nordpolarität dargestellt.

Abb. 5.5a Fackelregionen: Kontinuumsbild und Induktion



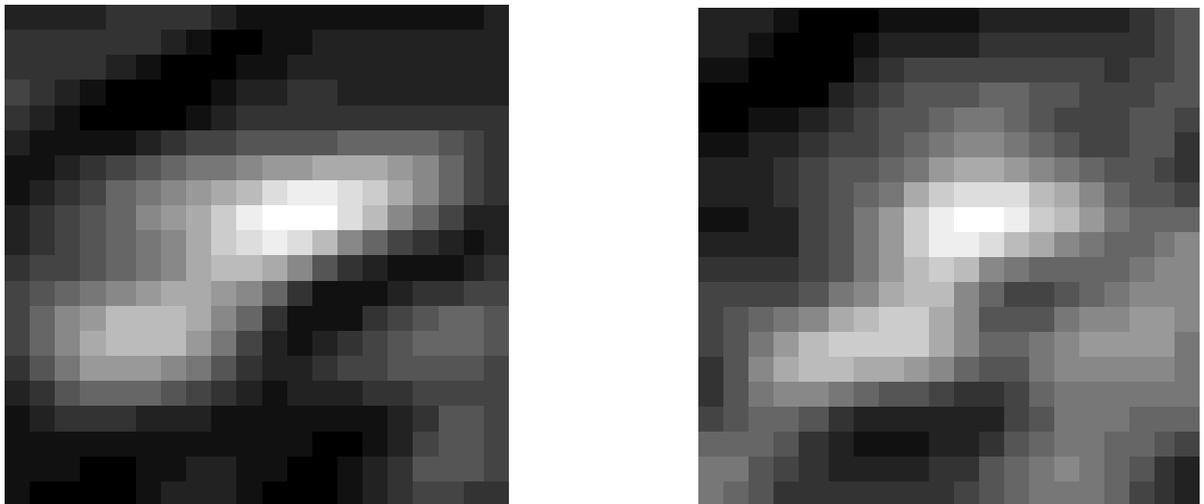
Dieses ist die vergrößerte Darstellung der Fackelregion des linken Bildrandes in Abb. 5.3. Links ist das Kontinuumsbild angegeben, rechts die Induktion. Die zeitliche Entwicklung dieser Fackel wird im 9. Kapitel untersucht. Der Sonnenrand befindet sich wiederum oben links. Die Seitenlänge des Bildfeldes beträgt 2".

Abb. 5.5b Fackelregionen: Kontinuumsbild und Induktion



Dem Zentrum dieser isoliert stehenden Fackel entstammt ein fast antisymmetrisches Stokes- V -Profil. Diese Fackel eignet sich deswegen gut für Inversionen mit dem vorliegenden Code. Diese Rechnungen werden in Kapitel 7 beschrieben. Hier sind erneut links die Intensität und rechts die Induktion dargestellt.

Abb. 5.5c Fackelregionen: Kontinuumsbild und Induktion



Das Fackelkonglomerat in gleicher Darstellung. Diesem entstammen asymmetrische Profile der zirkularen Polarisation, die im 8. Kapitel vorgestellt werden.

Die Abbildungen 5.5 zeigen, daß auch vereinzelte, räumlich kleinere Südpolarität in der Umgebung der Fackeln existiert. Prinzipiell können die beiden unterschiedlichen Polaritäten also dicht beieinander liegen und damit die bei schlechterer Auflösung niedrigen Induktionen der Kapitel 3 und 4 erklären. Damit stellen die bildrekonstruierten VTT-Daten eine direkte Bestätigung des Drei-Komponenten-Modelles dar.

In allen drei Ausschnitten ist die Korrelation zwischen Stokes-I und -V deutlich besser als für das gesamte Bildfeld. Eine systematische Verschiebung beider Signale zeigt sich nicht.

Die in diesem Datensatz sichtbaren einzelnen Fackelpunkte sind allerdings deutlich kleiner als das große, zusammenhängende bipolare Gebiet der im Kapitel 3 gezeigten Gregory-Daten.

Insgesamt treten häufig um die Fackeln herum pathologische oder Q-förmige Stokes-V-Profile auf, von denen einige im Weiteren exemplarisch gezeigt werden.

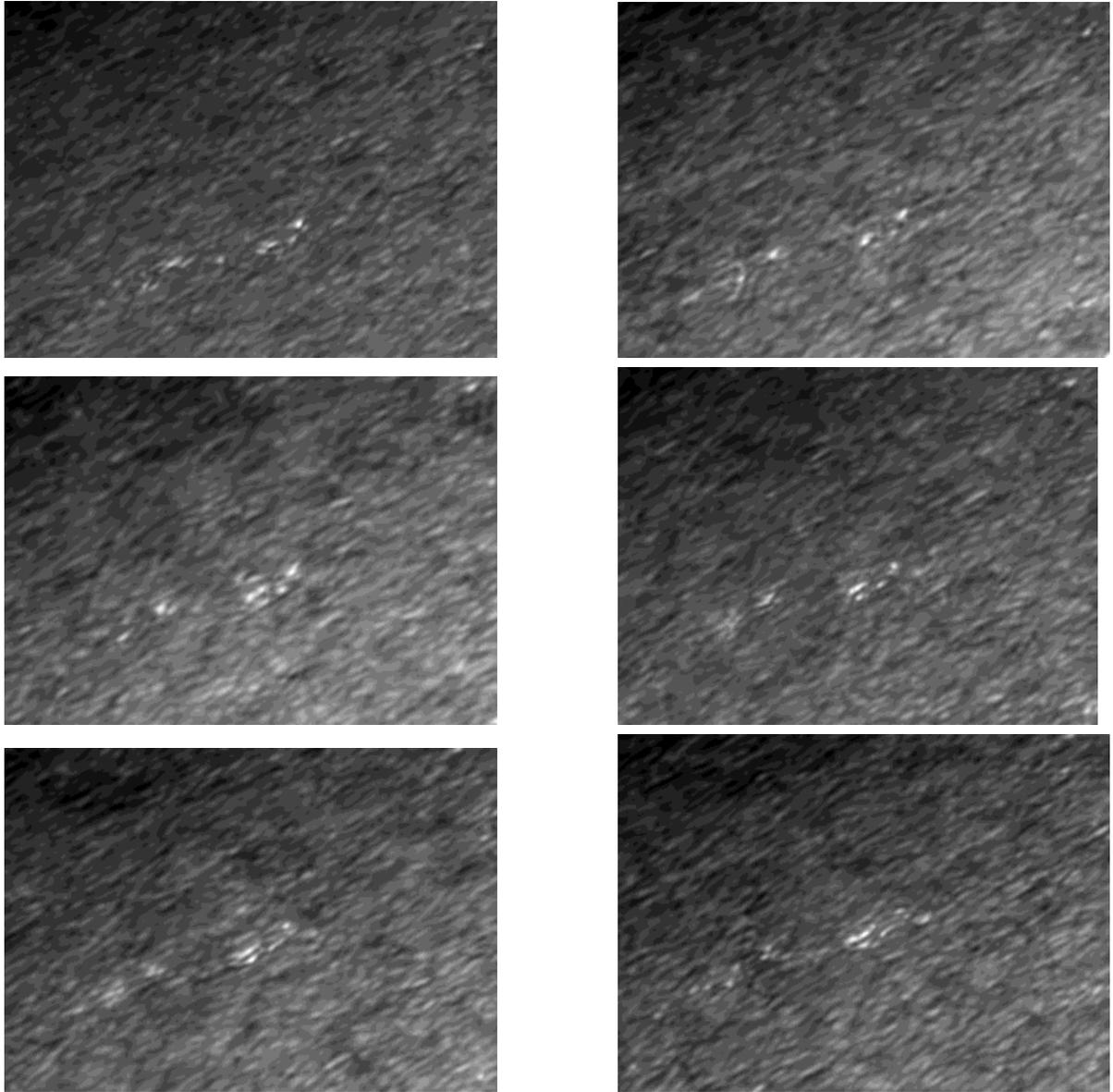
Auf der folgenden Seite ist jedoch zunächst eine kurze Zeitserie aus specklerekonstruierten Breitbandbildern wiedergegeben, die mit ca. 6 Minuten Abstand aufgenommen worden sind.

Obwohl die einzelnen Fackelpunkte sich relativ zueinander zu bewegen scheinen und ihre Helligkeit variiert, lassen sich doch die großen Fackelgruppen über die halbe Stunde hinweg eindeutig verfolgen. Mindestens innerhalb dieser Zeitspanne bleiben sie also stabil.

Dies gilt nicht für sporadisch in der Nähe der Gruppen auftauchende einzelne Fackelgranulen, die sich überaus dynamisch und kurzlebig zeigen.

Zum Zwecke der besseren Vergleichbarkeit ist die nachfolgende Zeitserie mit dem gleichen Abbildungsmaßstab wiedergegeben worden. Die unterschiedliche Größe der Specklerekonstruktionen, die sich durch image motion ergibt, schlägt sich also in der Bildgröße nieder. Das Bildfeld beträgt im Durchschnitt etwa $30'' \times 23''$, der Sonnenrand befindet sich links oben.

Abb. 5.6 Zeitserie der Specklerekonstruktionen der Breitbandbilder



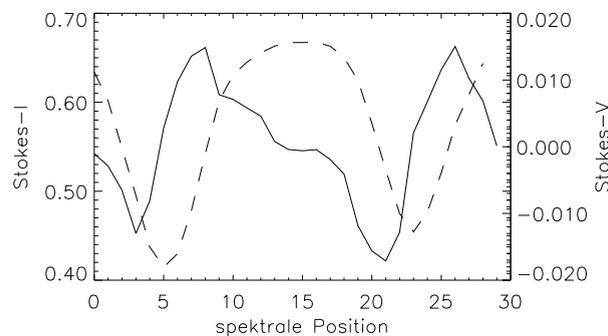
Zeitserie des Fackelgebietes. Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt jeweils 6 Minuten und soll die Dynamik der Region verdeutlichen: Während die großen Fackelpunkte sich zwar verändern, aber über die Zeitserie hinweg bestehen bleiben, weisen die einzelnen Fackelgranulen nur eine kurze Lebensdauer auf. Die Sequenz läuft oben beginnend von links nach rechts und dann zeilenweise nach unten.

5.4 exemplarische Linienprofile

In diesem Abschnitt werden einige Linienprofile der vorhandenen Daten vorgestellt. Sie sollen einen Einblick vermitteln, daß auch um die Fackeln herum häufig irreguläre zirkulare Polarisation gefunden wurde.

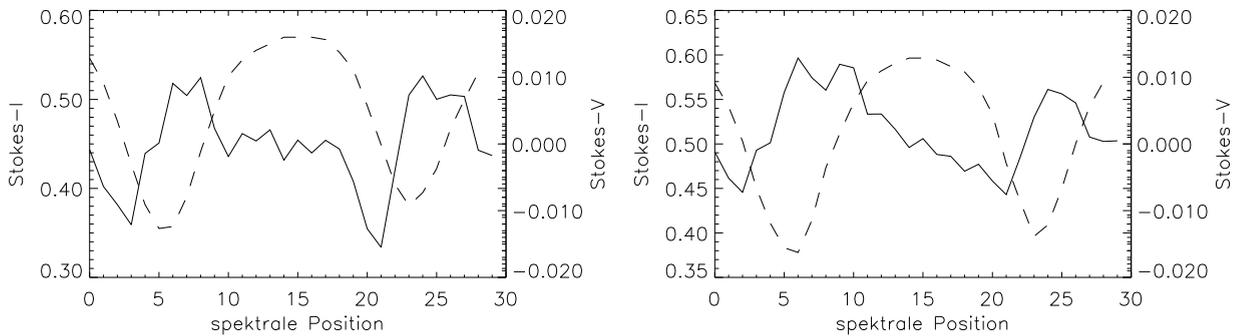
In dem gesamten Datensatz überwiegt die magnetische Nordpolarität. Bei dieser ist der rote „Buckel“ des Stokes-V positiv, der blaue Buckel negativ (bei Absorption). Ein solches Beispiel ist in Abb. 5.7a angegeben.

Abb. 5.7a Profile der isolierten Fackel



Dieses sind die Stokes-I-Profile (gestrichelt) und die V-Profile (durchgezogen) der Fackel, welche im 7. Kapitel eingehend untersucht wird. Intensität und zirkulare Polarisation sind relativ zum Kontinuum in Scheibenmitte angegeben. Die spektralen Positionen laufen jeweils von blau (links) nach rot. Damit ist also links die Fe I Linie bei $6301,5 \text{ \AA}$ sichtbar. Hier zeigt sich Stokes-V relativ antisymmetrisch und ohne große Dopplerverschiebung zu der Intensität. Deswegen erscheint diese Fackel für eine detaillierte Untersuchung geeignet.

Abb. 5.7b Profile um die isolierte Fackel



links: Profile eine halbe Bogensekunde vor der Fackel, also zum Scheibenzentrum versetzt; rechts: dahinter, Richtung Rand. Die zirkulare Polarisation weist in beiden Positionen eine deutliche Blauverschiebung verglichen mit Stokes - I auf. Einer spektralen Position entsprechen ca. 40 mÅ.

In beiden Abbildungen 5.7b ist eine deutliche Blauverschiebung der magnetischen Komponente, aus der die V - Profile entstammen, relativ zu der Intensität zu erkennen. Nach dem linearen Dopplereffekt:

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

wobei v die Strömungsgeschwindigkeit darstellt, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, λ_0 die Laborwellenlänge der jeweiligen Spektrallinie und $\Delta\lambda$ die Differenz zwischen gemessener und Laborwellenlänge, bedeutet ein Versatz von einer spektralen Position zwischen dem Nulldurchgang des V - Signales und dem Minimum der Intensität eine relative Geschwindigkeit von knapp 2 km/s. In diesem Falle zeigt sich eine *Aufströmung* in der magnetischen Komponente.

An den rechten Profilen von Abb. 5.7b ist gut zu erkennen, daß die zirkulare Polarisation in beiden Eisenlinien eine unterschiedliche Morphologie aufzuweisen vermag. Da auch, wie in den folgenden Seiten dargelegt wird, die Stokes - V - Profile sehr unregelmäßige Gestalt annehmen können, sind sie durch Amplituden - und Flächenasymmetrie alleine nicht hinreichend zu beschreiben. Dennoch sollen beide Größen hier zum Vergleich mit der Literatur vorgestellt werden:

Die Flächenasymmetrie eines Stokes - V - Profiles ist gegeben durch:

$$\delta A := \frac{A_b - A_r}{A_b + A_r}$$

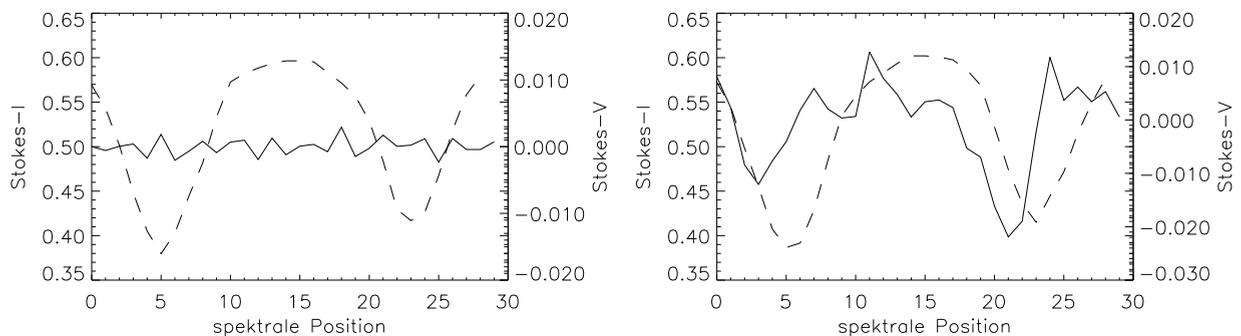
wobei A_b und A_r die (nicht mit Vorzeichen versehenen) Flächen des blauen und des roten Buckels des Stokes - V darstellen.

Ganz analog gilt für die Amplitudenasymmetrie mit den maximalen Amplituden a_b und a_r an der blauen bzw. roten Seite der zirkularen Polarisation:

$$\delta a := \frac{a_b - a_r}{a_b + a_r}$$

Martínez Pillet, Lites und Skumanich (1997) berichten anhand von Beobachtungen von Plage-Regionen in diesen beiden Linien, daß am Sonnenrand die Flächenasymmetrie der 6302,5 Å Linie etwas ausgeprägter als in der 6301,5 Å Linie sei. Generell sollte diesen Autoren zu Folge eine negative Asymmetrie am Sonnenrand (aber in tieferen heliographischen Breiten) vorherrschen. In den vorliegenden Daten finden sich auch positive Flächen- und Amplitudenasymmetrien, bei denen definitionsgemäß die blauseitigen Buckel der zirkularen Polarisation überwiegen. Ein solches Beispiel ist in Abb. 5.7c gegeben.

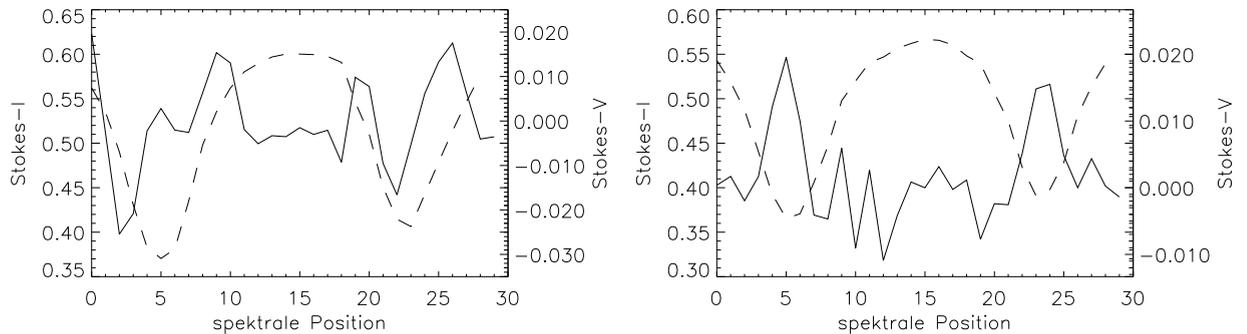
Abb. 5.7c Profile um die isolierte Fackel



Analoge Darstellung der Linienprofile um die isolierte Fackel aus Abb. 5.7a, jeweils eine halbe Bogensekunde parallel zum Sonnenrand nach Westen und Osten versetzt. Die linken V-Profile dürften nur Rauschen enthalten, rechts ist zu erkennen, daß auch extreme positive Amplituden- und Flächenasymmetrien vorkommen können.

Auch etwas weiter von den Fackeln entfernt finden sich häufig unregelmäßige Polarisationssignale. Als Beispiele seien die Folgenden gezeigt:

Abb. 5.7d Profile um die isolierte Fackel



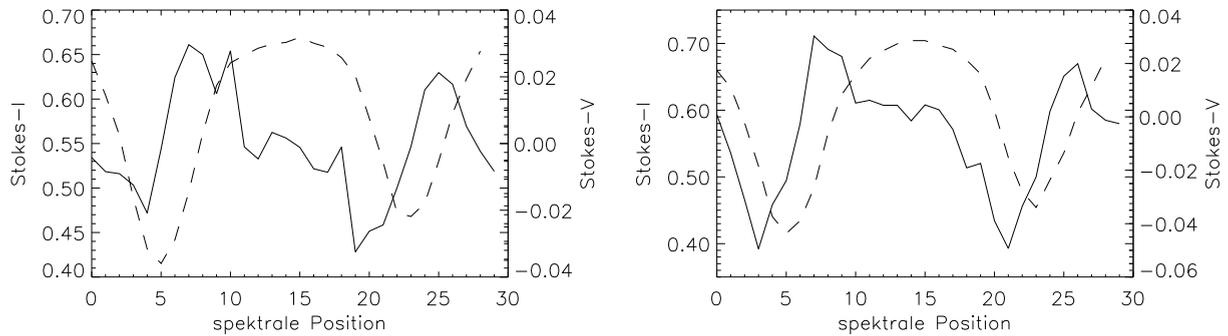
Links abgebildet sind Profile der zirkularen Polarisation mit (Stokes-) Q-förmigem Aussehen, rechts beispielhaft zwei relativ zu der Intensität dopplerverschobene Ein-Höcker-Profile („one-humped“). In allen diesen Abbildungen ist links die 6301,5 Å Linie und rechts die 6302,5 Å Linie dargestellt.

Profile der zirkularen Polarisation mit (Stokes-) Q-förmiger Morphologie kommen nach Sigwarth et al. (1999) in der ruhigen Sonne in etwa 6 % der Fälle, in denen die Stokes-V-Amplitude $1,5 \cdot 10^{-3}$ der Kontinuumsintensität übertrifft, vor.

In der ruhigen Photosphäre dominiert nach den oben genannten Autoren die Anzahl der Blau-Höcker-Profile (nur dem blauseitigen Bereich der Spektrallinie entstammt ein Signal der zirkularen Polarisation) die Zahl der roten im Verhältnis von 4:1. Diese Blau-Höcker-Profile seien häufig rotverschoben (Steiner, 2000). In den hier vorliegenden Daten sind generell die Stokes-V-Signale, falls eine Dopplerverschiebung erkennbar ist, überwiegend blauverschoben. Auch bei den Gregory-Daten im Kapitel 3 waren die Fackeln, bei schlechterer Auflösung als hier, eher mit Aufströmungen verbunden.

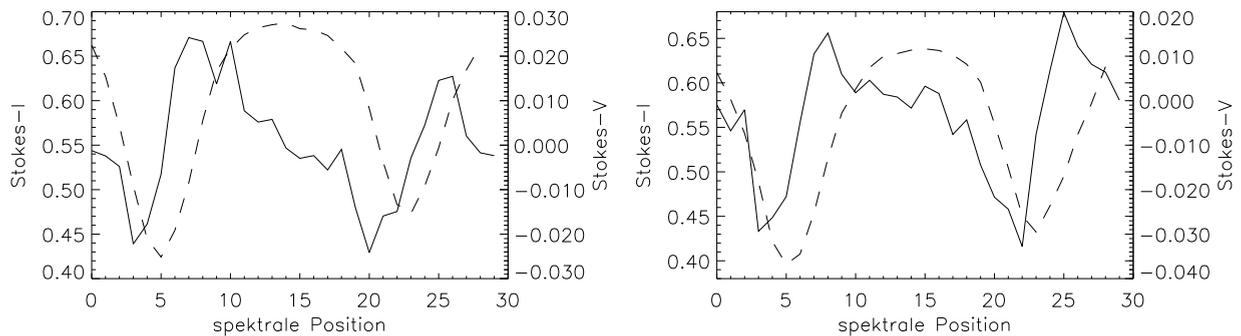
Dem Orte der Fackelregion aus Abb.5.5.c entstammt kein antisymmetrisches Stokes-V; die Profile zeigen sich hier auch in den beiden Fackelzentren etwas komplexer, als wenn der Sehstrahl unterschiedliche, magnetische Atmosphären streifte. Abbildung 5.8 stellt die Verhältnisse dar.

Abb. 5.8a Profile aus dem Fackelkonglomerat



I- und V-Profile aus dem linken und rechten Fackelpunkt des Konglomerates aus Abbildung 5.5.c. Der Nebenhöcker im rechten Diagramm des Stokes - V in der roten Flanke der 6301,5 Å Linie war bereits um die isolierte Fackel herum in Abb. 5.7b zu sehen.

Abb. 5.8b Profile in dem Fackelkonglomerat



Die linken Profile entstammen der Mitte zwischen beiden oben gezeigten Fackeln und weisen wieder den charakteristischen Höcker auf. Die rechten Profile zeigen ein Gebiet, das sich dazu eine halbe Bogensekunde zum Sonnenrand versetzt befindet. Damit dominiert in dieser Fackelgruppe eindeutig eine positive Flächen- und Amplitudenasymmetrie, auch über einen Maßstab hinweg ($> 1''$), welcher bei schlechter aufgelösten Beobachtungen auffallen muß. Offenbar kommen auch am Sonnenrand in diesen Spektrallinien die unterschiedlichsten Polarisationsprofile vor und es bedürfte zahlreicher Messungen, um eine sichere Statistik zu ihrem Aussehen abzuleiten.

Die hier vorgestellten, bisweilen auffällig irregulären V-Profile übertreffen deutlich das Rauschniveau. Von Beobachtungen der neutralen Linie in Sonnenflecken, welche den

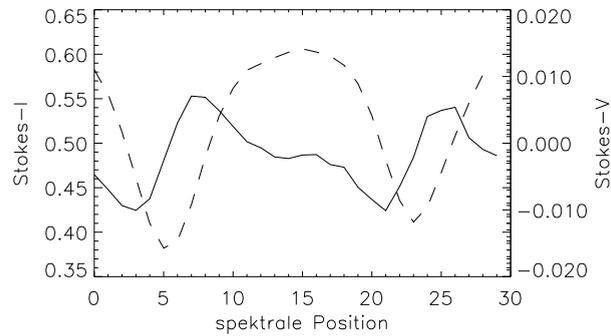
Ort des Polaritätenwechsels zwischen magnetischem Nord- und Südpol angibt (Sánchez Almeida, Lites, 1992), sind ebenfalls pathologische Profile bekannt, wenn sich an diesen Stellen Inklination des Magnetfeldes und Geschwindigkeit deutlich ändern (ursprünglich von Grigorjev, Katz, 1975). Die Inklination möge dabei den Winkel zwischen Feldlinien und Beobachtungsrichtung darstellen.

Damit wird auch das Auftreten relativ antisymmetrischer zirkularer Polarisierung in der Mitte einer isolierten Fackel, die etwas größer als das Auflösungselement ist, verständlich.

Nicht nur die hier vorgestellten Linienprofile, auch andere neuere Beobachtungen zeigen bei besserer räumlicher (und zeitlicher!) Auflösung ein sprunghaftes Ansteigen unregelmäßiger V-Profilen (Sigwarth et al. 1999). Daher deutet sich an, daß eine Geschwindigkeit und eine Inklination über das Auflösungselement keine gut definierten Durchschnittsgrößen mehr sind. In diesem Falle können sich nur wenige und unterschiedlich geneigte Flußröhren im Auflösungselement befinden. (Wären es sehr viele, statistisch verteilte, gäbe es doch wieder „gute“ Mittelwerte und die polarimetrischen Signale dürften nicht zu stark über benachbarte Pixel differieren.) Deswegen geht die MISMA-Hypothese (mikro-strukturierte magnetische Atmosphären - vorgeschlagen von Sánchez Almeida et al. 1996) davon aus, daß die im einzelnen nur etwa 10 km großen Flußröhren zu Bündeln zusammengeschlossen sind. Diese Autoren (Sánchez Almeida, Lites, 2000) versuchen, Linienprofile durch Inversionen zu erklären, welche zwar entgegengesetzte Polaritäten im Auflösungselement zulassen, jedoch insgesamt nur drei unterschiedliche Atmosphären berücksichtigen. Dies ist erforderlich, um zu mathematisch eindeutigen Resultaten zu gelangen. Alle im einzelnen kleinen magnetischen Elemente im Auflösungselement zusammen sollen sich durch die beiden entsprechenden, großen Atmosphären beschreiben lassen. Damit sind die einzelnen MISMA nicht mehr statistisch zufällig in Inklination und Strömungsgeschwindigkeit verteilt.

Im Gegensatz zu den Profilen der einzelnen solaren Regionen erscheint das mittlere Spektrum der Abb. 5.9 über das gesamte Bildfeld relativ glatt, mit annähernd antisymmetrischen Stokes-V-Profilen. Weil in dieser Abbildung unterschiedlich randnahe Gebiete in das Spektrum einfließen, ergibt sich bereits deswegen eine künstliche Mittelung der Winkel zwischen Magnetfeld und Sichtlinie. Darüber hinaus gehen natürlich unterschiedliche und räumlich getrennte magnetische Regionen in die Abbildung ein.

Abb. 5.9 mittlere Profile



In diesem über das gesamte Bildfeld gemittelten Profilen ist weder eine ausgeprägte Asymmetrie der zirkularen Polarisierung noch eine deutliche Dopplerverschiebung zwischen den Stokes-Komponenten zu erkennen.

6 Inversionsrechnungen: Grundlagen und Hintergrundmodelle

6.1 Zusammenfassung

In diesem Kapitel werden zunächst knapp die zugrundeliegenden Annahmen und die Funktionsweise des SIR Codes (SIR heißt Stokes Inversion Routine) skizziert.

Die Inversion des Elektronendruckes und daraus die Bestimmung der Dichte und des Gasdruckes erwies sich als schwierig, denen deswegen ein eigener Abschnitt gewidmet ist.

Einige Anmerkungen zum praktischen Umgang und häufigen Problemen mit dem Code finden sich in dem Abschnitt 6.4. Im Falle relativ weniger und verrauschter Beobachtungsdaten ist eine Inversion mit einem Minimum an Freiheitsgraden durchzuführen.

Der letzte Abschnitt beschäftigt sich mit der Inversion von Hintergrund-Profilen um die Fackelgebiete herum. Die ruhige Sonne mit ihrer Mitte-Rand-Variation vermag das Programm gut wiederzugeben.

Häufig sind in der Nähe der Fackeln noch (zumeist) unregelmäßige Stokes-V-Signale zu erkennen, welche eine hohe Dynamik aufweisen und sich deutlich innerhalb von 90 Sekunden verändern. Deswegen müssen auch instabile Lösungen, bei denen der Gesamtdruck beider Atmosphären-Komponenten differiert, prinzipiell mit in Betracht gezogen werden.

Die abgeleiteten Geschwindigkeiten lassen auf die Existenz deutlicher, lateraler Bewegungen schließen. Die Induktion eines Hintergrundfeldes in der Nachbarschaft von Fackeln kann 650 G aufweisen.

6.2 Grundlagen und Beschreibung des SIR Codes

Die Interpretation astronomischer Spektren leidet stets an unserer a priori Unkenntnis über die intrinsische Beschaffenheit des jeweiligen Himmelskörpers. Häufig werden Auswerteverfahren verwendet, welche nur einen einzigen zu bestimmenden Parameter aus einem Linienprofil zu extrahieren trachten, beispielsweise die Strömungsgeschwindigkeit aus dem Stokes-I- und die magnetische Induktion aus dem Stokes-V-Signal. Die Form der Linienprofile wird jedoch durch die Eigenschaften der kompletten Atmosphäre des beobachteten Objektes bestimmt, insbesondere die Temperaturschichtung in der Photosphäre ist von ausgesprochener Bedeutung. Im Folgenden seien die beobachteten Komponenten des Stokesvektors an den jeweiligen spektralen Positionen die Observablen und die die Atmosphäre des betreffenden Objektes, hier natürlich die solare Photosphäre, beschreibenden Größen die Parameter. Werden nun Temperatur T , Druck P und andere Parameter konstant gehalten und damit in ihrem Einfluß auf den Stokesvektor vernachlässigt, werden die erhaltenen Werte der berücksichtigten Größen in der Regel inkorrekt sein, weil der wahre Verlauf von T und P von dem implizit angenommenen abweichen wird. Die Parameter sind also bezüglich der Observablen interdependent. Diese wechselseitige Abhängigkeit ist nur schwach; aus diesem Grunde vermögen jedoch kleine unberücksichtigte Differenzen zwischen wahren und angenommenem Wert einiger Parameter die Bestimmung der Übrigen sehr zu verfälschen.

Aus diesem Grunde sind Auswerteverfahren vorzuziehen, welche die gesamte Parameterschar explizit berücksichtigen.

Inversionsroutinen drehen die Auswertung gewissermaßen um: ausgehend von einem Startmodell (der solaren Photosphäre) wird die gesamte Atmosphäre so lange iterativ verändert, bis die dieser Schicht entstammende Strahlung den Beobachtungsdaten möglichst gut entspricht. Durch die Interdependenz der Parameter können die erhaltenen Lösungen nicht global eindeutig sein. Insbesondere, wenn nur verhältnismäßig wenige und verrauschte Observablen zur Verfügung stehen, wird es verschiedene Atmosphärenmodelle („Modelle“) geben, welche die Beobachtungsdaten repräsentieren.

Deswegen ist es zwingend erforderlich, dem jeweiligen Inversions-Programm ein bereits möglichst realitätsnahes Startmodell kenntlich zu machen, von dem ausgehend die Iterationen durchgeführt werden, indem eine Fehlermetrik, welche die quadratischen Abweichungen zwischen synthetischem (dem Modell entnommenen) und beobachtetem Spektrum darstellt, minimiert wird.

Eine solche Fehlermetrik χ kann folgendermaßen aussehen:

$$\chi^2 = \frac{1}{\nu} \sum_{k=1}^4 \sum_{i=1}^M [I_k^{obs}(\lambda_i) - I_k^{syn}(\lambda_i)]^2 w_{ki}^2$$

Dabei stellen k : die Komponenten des Stokesvektors dar, i : der Index über die M aufgenommenen Wellenlängenpositionen, ν ist die Anzahl der Freiheitsgrade (Observablen - Parameter) und w_{ki} stellt einen Wichtungsfaktor dar, mittels dessen bestimmten Sto-

keskomponenten in gewissen Spektrallinien ein anderes statistisches Gewicht zugeordnet werden kann; so erwies es sich in der vorliegenden Arbeit als sinnvoll, dem weniger voraussetztem Stokes-I eine höhere Wichtung als der zirkularen Polarisation einzuräumen. I_k^{obs} und I_k^{syn} stellen an der jeweiligen Position „i“ die jeweils k-te Stokeskomponente der Beobachtung oder der synthetisch dem Modell entnommenen dar.

I_k^{syn} ist dabei eine nichtlineare Funktion der Parameter des Modelles.

Der SIR Code (Ruiz Cobo, del Toro Iniesta, 1994) führt nun die iterative Minimierung: $\chi^2 \rightarrow \text{Min.}$

nach einem Marquardt-Algorithmus (Press et al. 1986) aus; die Linearisierung stellt sich somit folgendermaßen dar:

$$\text{grad}(\chi^2) + \hat{A} \delta \vec{x} = 0 \quad [1]$$

Mit der um einen Konvergenzparameter Λ modifizierten Hesse-Matrix

$$\hat{A}_{jk} = \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial x_j \partial x_k} (1 + \Lambda \delta_{jk})$$

und dem Korrekturwerte-Vektor $\delta \vec{x}$.

Der SIR Code basiert ferner auf Responsefunktionen. Diese geben auf die Frage Aufschluß, wie die Komponenten des Stokesvektors bei jeder Wellenlänge auf Änderungen der Parameter in einer bestimmten Tiefe der Sonne reagieren (vgl. del Toro Iniesta, Ruiz Cobo, 1996 und Krieg et al. 1999). Folglich sind sie mit Variationen der synthetischen Stokesvektoren verknüpft:

$$\delta I_k^{syn}(\lambda) = \sum_l R_{x_l k}(\lambda) \delta x_l \Delta z \quad [2]$$

wobei R_{x_l} die Responsefunktion der k-ten Komponente des Stokesvektors zu dem Parameter „ x_l “ und Δz ein Höhenintervall der Photosphäre bedeuten möge.

Einsetzen von [2] in die Fehlermetrik zeigt, daß χ^2 und auch die Hesse-Matrix durch Responsefunktionen und Produkte dieser in erster Ordnung der Störungen $\delta \vec{x}$ ausgedrückt zu werden vermögen (Bellot Rubio, Ruiz Cobo, Collados, 2000a). Allerdings ist aus [2] ebenfalls der Fehler in der Bestimmung der δx_l ersichtlich, wenn die Summation nicht über den vollen Parameterraum ausgeführt wird.

Jede Inversion von Spektren, wie jedes numerisches Anpassen generell, ist nur dann sinnvoll auszuführen, wenn die Zahl der Observablen $I_k^{obs}(\lambda_i)$ die Zahl der zu bestimmenden Unbekannten deutlich übertrifft, zumal die Beobachtungsdaten durch Rauschen beeinflußt sein werden. Dies führt zu einem generellen Problem, weil als Unbekannte die physikalischen Parameter in allen Höhen der Modell-Atmosphäre eingehen. Setzt sich die Atmosphäre wie im SIR Code beispielsweise aus T , P_e , Mikrogeschwindigkeit v_{mik} , Strömungsgeschwindigkeit v_z , Induktion B sowie für Azimut und Inklination des magnetischen Vektors noch die Winkel γ und ψ an 61 Stützstellen in $\log(\tau) \in [1.5, \dots, -4.5]$ zusammen, ergeben sich damit $7 \cdot 61$ Unbekannte.

Liegen Beobachtungen in Stokes-I und -V vor, so bedürfte es folglich mehrerer hundert spektraler Meßpositionen mit relevanter physikalischer Information; sie dürfen also nicht spektral über- abgetastet („oversampled“) sein.

Diese hohe Zahl von Unbekannten läßt sich jedoch dramatisch verringern, wenn ein glatter Verlauf der Parameter mit optischer Tiefe der Atmosphäre angenommen wird. Dann brauchen die zu bestimmenden Größen nämlich nur noch an wenigen, ausgewählten Stützstellen, $\log(\tau)$ -Werten, den sogenannten *Knoten*, explizit bestimmt zu werden, dazwischen werden sie kubisch interpoliert.

Dadurch ergibt sich jedoch die Notwendigkeit, statt der eigentlichen Responsefunktionen, modifizierte oder „äquivalente“ zu verwenden, die eine entsprechende Variation des jeweiligen physikalischen Parameters an allen Stützstellen berücksichtigen, auch wenn sie nur an den Knoten direkt berechnet werden (Bellot Rubio, Ruiz Cobo, Collados, 2000a).

Wie in Kapitel 5 dargelegt, bestehen die vorliegenden Beobachtungsdaten aus maximal 70 Observablen (an 35 spektralen Positionen jeweils Stokes-I und $-V$). Nicht alle davon sind hingegen brauchbar, so muß zum Beispiel die Intensität in der terrestrischen Sauerstofflinie vernachlässigt werden, wenn nicht eine Korrektur, die dann auch fehlerhaft sein kann, gemäß eines Spektralatlanten durchgeführt wird. Damit beschränkt sich natürlich auch die Zahl der bestimmbareren physikalischen Parameter; es soll daher Aufgabe sein, die beobachteten Linienprofile mit einem Minimum von Knoten zu erklären.

Der Wahl der Knotenzahl kommt im Code eine große Bedeutung zu und ist in der Regel individuell für jedes Profil unterschiedlich. Diese Knotenzahl bedingt den Verlauf des entsprechenden Parameters über $\log(\tau)$. So bedeutet Knotenzahl = 0 für v_{mik} , daß die Mikrogeschwindigkeit nirgends invertiert, also konstant gelassen wird. Knotenzahl = 1 verändert diesen Parameter um einen konstanten Faktor, Knotenzahl = 2 begünstigt Lösungen, bei denen eine lineare Variation des Parameters über die logarithmische optische Tiefe auftritt, also

$$\delta v_{mik}(\log(\tau)) = a \log(\tau) + b$$

und so weiter. Eine zu hohe Knotenzahl äußert sich in einer unphysikalischen Oszillation dieses Parameters in der Atmosphäre. Umgekehrt ändert sich die Form einer Lösung und damit die Werte dieses Parameters bei Erhöhung der Knotenzahl nicht, wenn bereits eine gute Konvergenz an eine entsprechende Lösung erreicht ist; dieser Umstand kann als „Stabilität“ dieser Lösung interpretiert werden.

Es ist aber in jedem Falle erforderlich, alle Linienprofile mehrfach mit unterschiedlichen Knotenzahlen zu invertieren; auf diese Weise wird die Bedeutung der einzelnen Parameter und ihr qualitativer Verlauf für das jeweilige Profil ersichtlich. Trotz dieses Aufwandes erweist sich die freie Wahl der Knotenzahl tatsächlich als ein Vorteil des SIR Codes, da jedem beobachteten Spektrum eine „individuelle“ Atmosphäre angepaßt zu werden vermag. Die jeweils erreichte (oder nicht erreichte) Konvergenz läßt dann Rückschlüsse

über die Variation der Parameter über $\log(\tau)$ zu. Die Bedeutung und der Einfluß eines Startmodelles auf das Ergebnis einer Inversion ist bereits bei Frutiger, Solanki, (1998) vermerkt.

Ein auf Responsefunktionen basierender Inversionscode ist nur in dem Höhen- oder optischen Tiefenintervall empfindlich, aus welchem signifikante Information des Lichtes zum Betrachter dringt. Wenn ein Parameter in einer bestimmten Schicht der Modellatmosphäre keine deutliche Variation der Fehlermetrik ergibt, seine Responsefunktion in dieser Schicht also nahezu Null wird, ist die Iterationsgleichung [1] „pathologisch“ (also ill-conditioned, nicht invertierbar aufgrund von Imperfektionen der gemessenen und verrauchten, beobachteten Profile). Dieser Fall, der durch das Verwenden einer bestimmten, modifizierten SVD Routine (Ruiz Cobo, del Toro Iniesta, 1992) eingeschränkt werden soll, tritt in der Praxis dennoch bisweilen auf und kann ebenfalls durch eine Reduzierung der Knotenzahl des fraglichen Parameters abgefangen werden.

[Diese modifizierte SVD Routine zerlegt die Hesse-Matrix in eine Summe von Diagonalmatrizen, welche den Einfluß der unterschiedlichen Parameter trennen. Alle Eigenwerte, die kleiner sind als der größte Eigenwert multipliziert mit einem einstellbaren Toleranzfaktor der Größenordnung 10^{-4} werden eliminiert. Auf diese Weise bleibt aber noch der Einfluß von Parametern, die wenig Bedeutung für eine Stokes-Komponente aufweisen, z.B. B für Stokes-I, prinzipiell erhalten, solange nämlich, bis alle Eigenwerte dieser Submatrix kleiner als der Schwellwert werden.]

Mit dem Verlauf der Responsefunktionen über die optische Tiefe geht natürlich auch die Genauigkeit der Inversion einher. Nur über die Höhenbereiche, welche die Gestalt der vermessenen Linien aktiv formen, läßt sich auch gesicherte Erkenntnis ziehen. Unterhalb von $\log(\tau) = 0,5$ und oberhalb $\log(\tau) = -2,5$ werden die Ergebnisse folglich zunehmend unsicherer. Dennoch ist versucht worden, die Atmosphären bis hinauf zu $\log(\tau)_{\text{Kont}} = -4,5$ darzustellen, da es sich bei den Aufhellungen der Fackeln sicher um hoch liegende Phänomene handeln wird.

Jedes Inversionsprogramm setzt durch Annahmen über die Verhältnisse in der Photosphäre und ggf. durch das Vernachlässigen bestimmter Terme „eine bestimmte Physik voraus“. Das bedeutet, daß den mit einer solchen Routine erzielten Ergebnissen nur innerhalb der vorbestimmten Voraussetzungen Gültigkeit einzuräumen ist. Immerhin wird es möglich, innerhalb dieses Rahmens zu einer konsistenten Beschreibung der Natur zu gelangen.

Die im SIR Code implementierte Physik basiert auf den folgenden Annahmen:

- 1.) LTE
- 2.) der Näherung dünner Flußröhren
- 3.) hydrostatisches Gleichgewicht der Startmodelle
- 4.) Der Existenz maximal zweier Atmosphären pro Auflösungselement

Diese Annahmen erscheinen auf den ersten Blick ein wenig restriktiv zu sein. Es wird sich jedoch zeigen, daß selbst die Spektren aus bildrekonstruierten Aufnahmen innerhalb dieses Rahmens eine natürliche Erklärungs-Variante finden. Zumindest „normale“, d. h. nicht zu sehr von der Antisymmetrie abweichende oder Q -förmige Stokes-V-Profile können mit diesem Ansatz beschrieben werden.

Im Folgenden soll die Bedeutung der einzelnen Annahmen kurz diskutiert werden:

LTE bedeutet, daß die Quellfunktion Plancksch ist. Dies hat zur Folge, daß die am Sonnenrand auch im Kontinuum, sonst nur in den Kernen starker Spektrallinien sichtbaren Fackeln auf jeden Fall einen Temperaturexzeß zur umliegenden, ruhigen Photosphäre aufweisen müssen.

Durch den schrägen Einblick der vorliegenden Beobachtungen durchstreift die Sichtlinie einen langen Weg in der hohen Photosphäre und die Annahme wird weniger gut erfüllt sein, als in Scheibenmitte.

Konsistent eine Abweichung vom LTE zu rechnen, ist jedoch noch immer ein komplexes Unterfangen. Auch müßte selbstverständlich der Temperaturbegriff in einem solchen Falle modifiziert und erweitert werden. Die Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes bedeutet also, die einheitliche Temperatur zu finden, welche in der Lage ist, den wirklichen Verhältnissen zu entsprechen - wenn es sie noch gäbe. Dies mag, um eine Vorstellung zu bekommen, auch dann noch sinnvoll erscheinen, wenn *eine Temperatur* gar nicht mehr existiert.

Die Näherungen dünner Flußröhren entstammt Defouw (1976). Hiernach ist das Magnetfeld in achsensymmetrischen Strukturen konzentriert, deren Durchmesser kleiner ist, als die typischen Skalenhöhen. Das Magnetfeld soll parallel zur Tubusachse verlaufen, welche eine Inklination γ zur solaren Vertikalen und einen Azimutwinkel ψ relativ zu einer vom Beobachter festgesetzten Richtung aufweist; die umliegende Photosphäre möge hingegen feldfrei sein. In nullter Näherung wird darüber hinaus von einer horizontalen Konstanz der physikalischen Parameter jeweils innerhalb als auch außerhalb des Tubus ausgegangen. Bei den aus dem SIR Code resultierenden Modell-Atmosphären handelt es sich also um Durchschnittsangaben, eine aus der Streuung einzelner physikalischer Parameter um diesen Mittelwert stammende, symmetrische Linienverbreiterung sollte sich in Form einer im Programm höhenabhängigen Mikrogeschwindigkeit niederschlagen. Räumlich nicht aufgelöste Magnetfelder lassen sich prinzipiell gemäß dieser Vorstellung beschreiben (Steiner, Pizzo, 1989) und (Zayer, Solanki, Stenflo, 1989). Magnetische Blätter („flux sheets“) oder Magnetopausen (Steiner, 2000) sollten sich hingegen allenfalls näherungsweise darstellen lassen. Für Beobachtungen nahe dem Sonnenrande ist dies hingegen kaum ein Verlust, da die gewählten geometrischen Verhältnisse nicht so stark von dem Winkel, unter dem die austretende Strahlung beobachtet wird, abhängen (Solanki, et. al. 1998).

Die Annahme des hydrostatischen Gleichgewichtes ist allerdings etwas fragwürdig. Ei-

ne erste Anwendung des SIR Codes auf Plages in Scheibenmitte (Bellot Rubio, Ruiz Cobo, Collados 2000b) offenbarte eine hohe Abströmung sowohl in, als auch um die magnetischen Gebiete. Damit ist letztlich auch die Massenerhaltung bei der momentan erreichbaren Auflösung ungeklärt. Hohe und unterschiedliche Geschwindigkeiten in beiden Atmosphären lassen eine hydrostatische Betrachtung als etwas unbefriedigend erscheinen. Insbesondere die Behandlung des Druckes erweist sich damit als schwierig. Gerade bei der Inversion dieses Parameters treten in der Praxis tatsächlich Oszillationen und Singularitäten auf. Diesem ist deswegen der folgende Abschnitt separat gewidmet.

Sehr sinnvoll ist hingegen die Beschränkung auf zwei Atmosphären. Das Hinzufügen einer dritten, mit beliebigen Füllfaktoren, würde die Vieldeutigkeit der möglichen Lösungen nahezu in das Aussagelose steigern. Auf das mögliche Einbeziehen einer weiteren Komponente über einen Streulichtfaktor mit entsprechendem Profil ist hier aus dem gleichen Grunde verzichtet worden: Die vorliegenden Daten haben eine hohe räumliche, aber nur eine begrenzte spektrale Auflösung. Daher sei angenommen, daß in die rekonstruierte Auflösungszelle von $0,5'' \times 0,5''$ kein Streulicht von außen eindringe. Der Versuch, die Fackeln mit einer magnetischen und einer unmagnetischen Atmosphäre zu beschreiben, zielt also auf die Frage ab, entsprechend typische Modelle für die beiden Komponenten zu finden. Diese werden dann repräsentative Durchschnittswerte für das jeweilige Gebiet darstellen.

Dank der Entfaltung erscheinen tatsächlich einige Fackelpunkte parallel zum Sonnenrand elongiert (Abb. 5.6). Unter der Annahme, daß diese intrinsisch rund seien, erhält man aus dem geschätzten Radius längs der aufgelösten Achse einen Füllfaktor von ca. 40 % für die größten Exemplare (S.49f). Eine solche Zahl wird von dem Programm auch tatsächlich gefunden. Dieser Befund stellt damit einen sehr wichtigen Konsistenztest dar!

Die Quellfreiheit des magnetischen Feldes ist in dem Code nicht explizit enthalten. Praktisch nur aus Beobachtungen des vollständigen Stokesvektors könnte diese Bedingung als Konsistenztest zum Abschätzen der Fehler verwendet werden. Bei den hier vorliegenden Daten besteht gewiß immer die Möglichkeit, daß die Flußröhren ihre Inklination mit Höhe ändern und sich alleine daraus eine künstliche Fluktuation zu ergeben scheint. Zwar sollten sich gemäß Ruis Cobo und del Toro Iniesta (1992) über die magneto-optischen Effekte auch aus den beiden $Fe I$ - Linien Informationen über die lineare Polarisation gewinnen lassen, wenn Beobachtungen lediglich in Stokes-I und -V vorliegen, doch geben die Autoren dafür ein erforderliches Signal- zu Rausch-Verhältnis von 1000 im Kontinuum der Intensität an, was hier auch wegen des instrumentellen Übersprechens nicht zu erreichen war (siehe Kap. 5).

Auch in dem Falle der Existenz eines Baldachines („canopy“) oder allgemeiner, dem Hinzutreten einer zweiten, ebenfalls magnetischen Komponente, paßt das Programm die Induktion entsprechend an, bedingt durch den glatten Verlauf der Parameter über der optischen Tiefe beispielsweise in einem Anstieg der Induktion mit Höhe. Im Hinblick auf die Unsicherheit beim Bestimmen des schwachen Stokes - V - Signales ist der Versuch un-

ternommen worden, das Magnetfeld zunächst als konstant mit der Höhe anzunehmen, ihm also die Knotenzahl 1 zuzuordnen. Wo immer sich dies als unmöglich erwies, ist es im Text explizit erwähnt. Das Ziel ist es also zunächst gewesen, *eine Flußröhre* mit höhenunabhängiger Induktion zu finden, welche dann in konsistenter Weise den beobachteten Profilen möglichst exakt zu entsprechen vermag. Auf diese Weise befreit man sich bei schrägem Einblick auch von der etwas heiklen Frage, in welcher optischen Tiefe die Sichtlinie die magnetische Atmosphäre genau schneidet.

Der SIR Code enthält einen Füllfaktor, der sich auf eine Grundhöhe bezieht, die über $z_0 = 0$ für $\log(\tau_{Kont}) = 0$ definiert ist. Die Integration wird für Strahlen in z -Richtung ausgeführt, wobei die Responsefunktionen nach [2] nur von Δz abhängen, das Nullniveau für die Iteration folglich bedeutungslos ist.

In dem Falle horizontaler Konstanz der Parameter beider Atmosphären und vertikaler Integration der Strahlungstransportgleichung (STG), läßt sich das jeder Schicht entstammende Stokes-Spektrum einfach als lineare Superposition beider unabhängig voneinander betrachteten Atmosphären berechnen (del Toro Iniesta, et al. 1995).

Dazu ist im SIR Code die STG in integraler Form mit dem Verdünnungsoperator O (Landi degl' Innocenti, Landi degl' Innocenti 1985) gemäß:

$$I(z_n) = \sum_{i=0}^n O(z_n, z_i) K(z_i) S(z_i) \Delta z_i$$

also mit außen unsichtbarem Atmosphärenboden implementiert. Dabei stellt K die Absorptionsmatrix dar, $S = (B, 0, 0, 0)$ die Quellfunktion im LTE und die Summation erfolgt über die Stützstellen der Modellatmosphären von innen (z_0) nach außen.

An jeder dieser Stellen vermag nun ein Lichtstrahl, zum Beispiel durch das Auffächern der Flußröhren wegen des abnehmenden Gasdruckes nach oben, von der einen in die andere Atmosphäre überzuwechseln. Geschehe dies an der Stelle „j“ ergäbe sich für diesen:

$$I(z_n, z_j) := O(z_j, z_0) I(z_0) + \sum_{i=1}^j O(z_j, z_i) K(z_i) S(z_i) \Delta z_i |_{unmagnetisch} +$$

$$\sum_{i=j+1}^n O(z_n, z_i) K(z_i) S(z_i) \Delta z_i |_{magnetisch}$$

Damit folgt schließlich für das dem Auflösungselement insgesamt resultierende Stokes-Spektrum mit den Radien r_0 und r_n der magnetischen Atmosphäre in den Höhen „0“ und „n“:

$$I(z_n) = \pi r_0^2 I(z_n, z_0) + 2\pi \sum_{i=1}^n I(z_n, z_i) \Delta r_i + \pi(r_{Auf}^2 - r_n^2) I(z_n, z_n)$$

Das derart gewonnene $I(z_n)$ wird mit dem beobachteten Spektrum verglichen.

Die Umrechnung des Sichtwinkel für schrägen Einblick erfolgt einfach über eine Neuskalierung der optischen Tiefe nach:

$$\log(\tau) = \log(\tau_{alt}) - \log(\mu)$$

Entsprechend werden Sichtliniengeschwindigkeiten auf die vertikale z -Achse projiziert.

Das bedeutet, daß Vorsicht bei der Interpretation der Resultate angebracht ist. Zunächst sollen deswegen im Abschnitt 6.5 Inversionen von Profilen des ungestörten Hintergrundes bei dem Sichtwinkel von $\mu = 0,228$ vorgestellt werden, die Inversion von Fackeln beschränkt sich weiterhin auf Elemente mit deutlichem Stokes-V-Signal, bei denen ein möglichst günstiger Einblickwinkel erwartet werden darf.

Die endliche spektrale Auflösung der Beobachtungen finden in dem vorliegenden Programm Berücksichtigung, indem die theoretisch zu erwartenden („synthetischen“) Spektren mit der zugehörigen spektralen Airy-Funktion der verwendeten Optik gefaltet werden können. Dies ist für die vorliegenden Profile wesentlich, da sich anderenfalls eine deutliche, künstliche Linienverbreiterung ergäbe. Zur Korrektur benutzt wurde eine ideale FPI-Airy-Funktion (Krieg, 1999) mit einer Finesse von 30.

Allen genannten Imperfektionen des SIR Codes zum Trotz steht andererseits die Möglichkeit entgegen, in einer unter den entsprechenden Annahmen konsistenten Weise eine vollständige Atmosphäre einer Fackel und des sie umgebenden Hintergrundes zu erhalten.

6.3 Umrechnung von Elektronen - zu Gasdruck

Der SIR Code liefert in Abhängigkeit von $\log(\tau)$ des Kontinuums unter anderem die Temperatur und den Elektronendruck. Daraus läßt sich mit der Sahaformel für alle Ionisationsverhältnisse die Anzahl der pro Element freigesetzten Elektronen leicht berechnen und daraus den Gasdruck gemäß :

$$P_e = n_e k T$$

$$P_g = N k T$$

mit k : Boltzmann Konstante T : Temperatur, n_e : Elektronendichte und N : Teilchendichte, in cgs Einheiten also jeweils cm^{-3} . Dieses ist das ideale Gasgesetz, welches in der solaren Atmosphäre wegen der relativ hohen Temperaturen und geringen Dichten eine gute Näherung darstellt.

Umgekehrt wäre es etwas aufwendiger, aus bekanntem Gasdruck, der Temperatur und der chemischen Zusammensetzung den Partialdruck der Elektronen bestimmen zu wollen, weil letzterer bekanntlich in die Saha-Gleichung eingeht, die dann simultan für alle Elemente und Ionisationsstufen gelöst werden müßte.

Deswegen wird im Code der Elektronendruck invertiert, der in den kühleren Schichten des Temperaturminimums um den Faktor 1000 kleiner als der Gasdruck sein kann. Bei diesen Temperaturen steigt P_e kräftig mit T an, so daß jede Unsicherheit in der Temperatur das Verhältnis zwischen Elektronen- und Gasdruck signifikant verändert. Selbst wenn es also gelänge, P_e bei einer bestimmten Temperatur gut zu bestimmen, wäre P_{gas} also nur ungenau bekannt. Daher bestanden die ersten Inversionsergebnisse aus Atmosphären, welche bezüglich Dichte ρ und P_g ganz unglaubliche, nicht-monotone Verläufe aufwiesen.

Um von dem Elektronendruck auf den Gasdruck schließen zu können, ist unglücklicherweise die genaue Kenntnis der Häufigkeit der schweren Elemente überaus kritisch, da bei den Bedingungen der solaren Photosphäre Wasserstoff und Helium fast vollständig in neutraler Form vorliegen. Legt man beispielsweise die Zustandssummen nach Irwin (1981) zu Grunde, ergibt sich bei $T=6000\text{K}$ und $P_{elek}=100 \text{ dyn/cm}^2$ das Verhältnis von:

$$H : H^+ : H^- = 0,99996490 : 3,4987522 \cdot 10^{-5} : 1,1468233 \cdot 10^{-7}$$

In einer reinen Wasserstoffatmosphäre übertrifft der Gas- den Elektronendruck folglich um ein Vielfaches.

Die schweren Elemente weisen hingegen häufig geringere Ionisationsenergien auf; mit den aus Moore (1952) entnommenen Daten erhält man beispielsweise unter gleichen Bedingungen für das Eisen:

$$Fe : Fe^+ : Fe^{2+} = 0,13702107 : 0,86297873 : 1,9712635 \cdot 10^{-7}$$

In einer reinen Eisenatmosphäre betrüge der Elektronenanteil damit immerhin ca. 46 %.

Der geringe Anteil schwerer Elemente bestimmt also die Elektronenhäufigkeit und damit das Verhältnis zwischen Gas- und Elektronendruck maßgeblich. Die relativen Häufigkeiten der schweren Elemente müssen sehr genau bekannt sein, um auf diese Weise den Gasdruck zuverlässig zu bestimmen.

Aus diesem Grunde ist die Umrechnung zwischen dem Partialdruck der Elektronen und dem Gasdruck nicht ganz trivial, weil viele Elemente explizit berücksichtigt werden müssen. Für die Lösung der Sahagleichung wurde ein Programm geschrieben, welches mit den Ionisationsenergien gemäß Moore (1952) und einer polynomialen Approximation der Zustandssummen nach Irwin (1981) für Grundzustand und die ersten beiden Ionisationsstufen für die Elemente *He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Ar, K, Ca, Cr, Mn, Fe, Ni* und *Ge* sowie *H, H⁻* und *H⁺* das Verhältnis zwischen Elektronen- zu Teilchenzahl bestimmt. Die Auswahl der berücksichtigten Elemente richtete sich nach der solaren Häufigkeit, wie sie im SIR Code von Thevenin (1989) entnommen sind, sowie nach der Ionisationsenergie: Sowohl Edelgase als auch Alkalimetalle sollten einbezogen werden. Die aufgeführten Elemente mit Ordnungszahl > 2 repräsentieren bereits die gesamte Metallizität bis auf $< 10^{-6}$. Dies entspricht etwa der Häufigkeit des Nickels. Allerdings weisen wegen der Abschirmung des Atomkernes durch die inneren Orbitale schwere Atome generell eine geringere Ionisationsenergie auf, sodaß diese gerade bei geringen Temperaturen die wesentlichen Donatoren für Elektronen darstellen. Demzufolge liefert jeder Versuch, aus Elektronendruck und Temperatur mittels der Sahagleichungen eines nur unvollständigen Satzes chemischer Elemente den Gasdruck zu bestimmen für diesen eine Obergrenze (Vernachlässigung der Elektronen „seltener“ Atome). Die Genauigkeit eines entsprechenden Programmes kann jedoch durch Übergewichtung der chemischen Elemente, welche die fehlenden mit berücksichtigen sollen, prinzipiell gesteigert werden.

Aus der Kenntnis des Gasdruckes lassen sich nun leicht die noch fehlenden Angaben der Atmosphäre gemäß Böhm - Vitense (1993, Kap. 9) ergänzen:

Zunächst gilt für die Anzahl der pro Atomkern freigesetzten Elektronen E :

$$E = \frac{1}{\frac{P_g}{P_e} - 1}$$

Ferner bestimmt sich die effektive Teilchenmasse μ zu:

$$\mu = \frac{\sum_i \epsilon_i \mu_i}{\sum_i \epsilon_i (1 + E)}$$

wobei ϵ_i und μ_i Häufigkeit und Masse der Teilchensorte „i“ darstellen.

Damit wird die Dichte ρ in atomaren Masseneinheiten pro cm^3 einfach:

$$\rho = \mu N$$

Und mit der aus dem SIR Code bekannten Mikrogeschwindigkeit v_{mik} erhält man für

den turbulenten Druck P_{turb} :

$$P_{turb} = \frac{1}{2} \rho v_{mik}^2$$

sowie mit der Strömungsgeschwindigkeit v analog für den Staudruck:

$$P_{stau} = \frac{1}{2} \rho v^2$$

Weil P_e lediglich den Partialdruck der Elektronen darstellt und der Strahlungsdruck in der Sonne vernachlässigbar ist, ergibt sich der Gesamtdruck, P_{ges} zu:

$$P_{ges} = P_g + P_{turb} + P_{stau}$$

Dieser muß im hydrostatischen Gleichgewicht durch Dichte und Schwerebeschleunigung, welche für die Photosphäre $g=273,6 \text{ m s}^{-2}$ beträgt, austariert werden:

$$\frac{d}{dx} P_{ges} = \rho g \quad [3]$$

wobei x eine senkrecht nach unten laufende Koordinate darstellt.

Triviale Intergration dieser letzten Gleichung liefert dann prinzipiell die Schichtdicke Δx . In der Praxis läßt sich die Umrechnung der Atmosphärenmodelle in geometrische Höhe nur schlecht über das hydrostatische Gleichgewicht bestimmen, da P_{ges} zu unsicher bestimmt ist und sich einige Inversionsergebnisse zunächst gar nicht mehr im hydrostatischen Gleichgewicht befanden. Deswegen bietet es sich an, die Opazitäten des Programmes zu verwenden und die Schichtdicke Δx über:

$$\Delta\tau = \kappa \Delta x \quad [4]$$

zu bestimmen. Auf diese Weise können optische Tiefe und geometrische Höhe ineinander umgerechnet werden.

Die Ergebnisse der Inversionsdurchläufe wurden mit Hilfe des erwähnten Programmes bezüglich Dichte und Gasdruck überprüft. Bei Abweichung von der Hydrostatik wurden diese beiden Größen durch Verändern des Elektronendruckes so modifiziert, daß die geometrische Höhe nach [3] und [4] übereinstimmte. Dabei lag das Nullniveau der Höhe bei $\log(\tau_{Kont}) = 0$.

Die Temperatur erwies sich im Gegensatz zum Druck als harmlos, weil die Responsefunktion dieses Parameters den wichtigsten Beitrag zum Spektrum liefert; daher läßt sie sich umgekehrt recht sicher aus einem Inversionscode ermitteln. Aus diesem Grunde wurde nur über den Elektronendruck Dichte und P_g adaptiert und die derart veränderte Atmosphäre erneut in den SIR Code eingegeben.

Dieses Vorgehen änderte die übrigen Atmosphären-Parameter (wie Geschwindigkeiten, Induktion und Temperatur) nur vergleichsweise wenig, siehe Kapitel 7. Gleichwohl ließ sich die Konvergenz in der Regel verbessern. Durch die Unsicherheit in P_e ergeben sich jedoch natürlich ebenfalls Fragezeichen hinter der Bestimmung des Gasdruckes, der Dichte

und der zu der $\log(\tau)$ Skala passenden geometrischen Höhe. Eine hydrostatische Lösung (nach [3]) konnte durch dieses Modifizieren in der Regel gefunden werden, obgleich eine solche aufgrund der dynamischen Prozesse im solaren Plasma sicher nur eine Näherung darstellen wird.

Im Falle der Existenz von Flußröhren im Auflösungselement mit ihrer Induktion von mehr als 1000G dominiert der magnetische Druck (P_{mag}) die Druckbilanz in der hohen Photosphäre. Für diesen gilt:

$$P_{mag} = \frac{B^2}{8\pi} \approx 40000 \text{ dyn cm}^{-2}$$

Wegen der geringen Dichte sind dagegen Staudruck und turbulenter Druck vernachlässigbar.

6.4 Erfahrungen mit dem SIR Code

In diesem Abschnitt sollen in knapper Form die gewonnenen Erfahrungen im Umgang mit dem SIR Code dargestellt werden.

Die vorliegenden Beobachtungsdaten enthalten ca. 60 Observablen mit einem Signal- zu Rauschverhältnis von 360 im Kontinuum des Stokes-I (Kapitel 5). Daraus lassen sich 15 Parameter sicher bestimmen, d. h. in Form einer Lösung, welche von unterschiedlichen Anfangsmodellen ausgehend, stets wieder gefunden wird und somit eindeutig ist.

Eine Erhöhung der Knotenzahl, also der Freiheitsgrade bei der Inversion, hebt die Eindeutigkeit der Lösung auf. Mehr als 20 Parametern aus den aufgenommenen Spektren sinnvoll bestimmen zu wollen, erwies sich als nicht möglich.

Drei Knoten sollten in jeder Atmosphäre der Temperatur zugeordnet werden, um diesen wichtigen Parameter festzulegen. Im Gegenzug ist es theoretisch möglich, den Elektronendruck nicht mit zu invertieren: Solange Temperaturstratifikation und Mikroturbulenz noch nicht genau bekannt sind, wäre bei einer Knotenzahl von 1 der Druck extrem niedrig geworden und hätte bei einer Knotenzahl von 2 sogar zu einem bizarren, nicht-monotonen Verlauf des Gasdruckes geführt. Das Resultat der Inversion kann also deutlich vom hydrostatischen Gleichgewicht abweichen.

Trotz der Nichtinvertierung des Elektronendruckes bewirkt die Inversion des Temperaturverlaufes natürlich eine Änderung von Gasdruck und Dichte. Erscheint deren funktionaler Verlauf durch die Photosphäre unglaublich (z. B. nicht-monoton, nach außen ansteigend), wurde manuell der Elektronendruck an den entsprechenden Stützstellen im Startmodell verändert und die Inversion wiederholt (siehe Abschnitt 6.3). In der Regel konnte dadurch eine bessere Konvergenz des Programmes erreicht werden.

Diese Schwierigkeiten ließen nahe einer guten Lösung (Wiedergabe des Profiles, Stabilität gegenüber Veränderungen des Startmodelles) nach, sodaß im letzten Zyklus (Iterationsdurchlauf) in beiden Atmosphären dem Druck wenigstens eine Knotenzahl von 1 zugewiesen werden konnte, um eine konsistente Lösung zu erhalten.

Dieses Verhalten deutet an, daß der Druck prinzipiell schlecht aus den vorhandenen Daten zu ermitteln gewesen ist.

Einen großen Einfluß auf das synthetische Spektrum weist ebenfalls die Mikrogeschwindigkeit auf. Daher darf dieser Größe keine zu hohe Knotenzahl gegeben werden, da anderenfalls alle auftretenden Linienprofile durch Variation dieses Parameters erklärbar würden.

Eine zu hohe Knotenzahl bewirkt das Auftreten von Oszillationen und fällt direkt auf. Treten diese Oszillationen in der Temperatur oder bei dem Elektronendruck auf, ist fast immer ein Singularitätsproblem die Folge. In einem solchen Fall besteht die Möglichkeit, den betroffenen Parameter im Startmodell zu glätten, die Knotenzahl zu reduzieren und

ggf. das Signal- zu Rauschverhältnis in der Kontrolldatei, welche zum Erlangen einer guten Wiedergabe der beobachteten Profile leicht überschätzt wurde, zu reduzieren.

Wie bereits erwähnt, bestimmt die Knotenzahl der Parameter deren funktionellen Verlauf in der Photosphäre. Die verlässliche Information entstammt hingegen lediglich aus der Linienentstehungsregion, etwa zwischen $\log(\tau) \in [+0,5 \dots -3]$. In diesem Bereich mag die Bestimmung der einzelnen Größen und ihrer Gradienten korrekt sein; aus den äußersten und innersten Stützstellen gelangt so wenig Licht zum Beobachter, daß dort nahezu beliebige Änderungen ohne deutliche Auswirkung auf das entstehende Spektrum angebracht werden könnten.

Weisen mehrere Parameter am Ende einer Inversion unglaublich hohe Werte auf, war die Zahl der gewählten Freiheitsgrade vermutlich zu hoch. In diesem Falle sollte die Rechnung mit Knotenzahl 3 für die Temperatur und sonst 1 wiederholt werden, da dem Temperaturverlauf auch für die Erklärung des Stokes - V - Signales eine eminente Bedeutung zukommt. Nach Steiner (2000) beeinflußt dabei sogar der Temperaturverlauf in dem unmagnetischen Atmosphärenbereich Stokes - V. So gelang es ihm, sehr unregelmäßige Ein - Höcker - Profile („one humped“) der zirkularen Polarisation in geschichteten Atmosphären zu simulieren, in dem ein Teil des Stokes - V in Emission umdreht.

Die Stokes - V - Asymmetrie birgt eine weitere Unsicherheit in sich: Gemäß Solanki und Pahlke (1988) hängt sie von dem Vorzeichen der Gradienten $\frac{dB}{dz} \frac{dv}{dz}$ mit der Induktion B und der Sichtliniengeschwindigkeit v ab. Das bedeutet, daß der Code in den einzelnen Zyklen tatsächlich mit den Gradienten springen kann und sich derart Lösungen mit nach oben zu- oder abnehmendem Magnetfeld und entsprechenden Geschwindigkeiten einander abwechseln. Die Erfahrung zeigte jedoch, daß auch dieses Phänomen durch eine falsche Wahl der Temperaturschichtung begünstigt wird, etwa weil diesem Parameter eine zu geringe Knotenzahl eingeräumt wird.

Eine Überprüfung einer letztlich gefundenen Lösung kann dadurch geschehen, daß genau der inverse Verlauf von B und v vorgegeben wird und für einen Parameter konstant gehalten wird. In der Regel sollte die erzielbare Konvergenz dann schlechter sein und die übrigen Größen unglaubwürdige Werte aufweisen.

In jedem Falle ist an der erzielten oder verfehlten Konvergenz des synthetischen Spektrums an das beobachtete die für die einzelnen Gradienten erforderliche Knotenzahl ersichtlich. Dies ermöglicht, selbst wenn ein eindeutiges Resultat nicht zu bekommen ist, Aussagen über den qualitativen Verlauf der Parameter.

Eine starke Abhängigkeit der Konvergenz von dem Konvergenzparameter Λ weist ebenfalls auf eine zu hohe Zahl von Freiheitsgraden hin: Der Code springt von einer Lösung zur anderen. Bei sehr schlechter Wahl der Anfangsatmosphären oszilliert ebenfalls der Füllfaktor zwischen den einzelnen Zyklen.

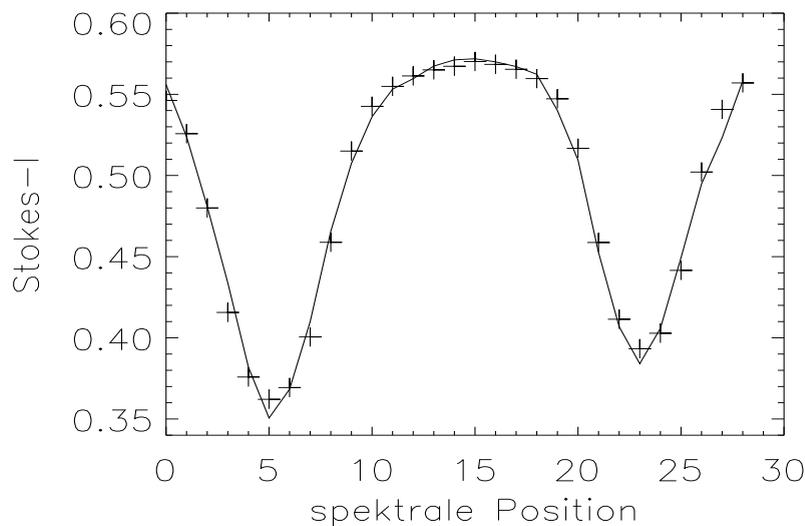
6.5 Hintergrundmodelle

Vor der Inversion der Fackelprofile lag es nahe, die mögliche Anwendung des SIR Codes auf die vorliegenden Daten anhand von Profilen der ruhigen Photosphäre zu überprüfen. Diese sollten mit einem Atmosphärenmodell vereinbar sein, welches zumindest grob einem in der Sonnenphysik gängigen wie beispielsweise dem von Holweger - Müller (Holweger, Müller, 1974) entspricht.

Dieser kleine Test funktioniert auch in der Tat, die Linienprofile (durchgezogen: beobachtet, Kreuze: Inversion) sind in Abb. 6.1, die Modellatmosphäre in Tabelle 6.1 dargestellt. Die resultierende Atmosphäre ist dem Holweger - Müller - Modell sehr ähnlich.

Umgekehrt läßt sich aus dem Synthese-Modus des Programmes nunmehr leicht ermitteln, daß die Kontinuumsintensität in Scheibenmitte (also umgerechnet auf $\cos(\theta) = 1$) dieser invertierten Atmosphäre exakt gleich 1 ist. Die Umrechnung der optischen Tiefe bei unterschiedlichem Einblickswinkel funktioniert demnach gut.

Abbildung 6.1: Inversion der ruhigen Photosphäre



Linienprofil der ruhigen Photosphäre bei $\mu = 0,228$. Die spektralen Positionen laufen von blau (links) nach rot mit einer Schrittweite von $40 \text{ m}\text{\AA}$. Abgebildet sind die Fe I Linien bei $6301,5 \text{ \AA}$ (links) und $6302,5 \text{ \AA}$. Stokes-I bezieht sich auf Scheibenmitte. Dies ist erforderlich, um Intensitäten in Temperaturen umrechnen zu können. Die Beobachtungsdaten sind durchgezogen, das invertierte Profil durch die Kreuze gekennzeichnet. Die zugehörigen Daten der Modellatmosphäre sind in Tabelle 6.1 verzeichnet.

Tabelle 6.1: ruhige Photosphäre

$\log(\tau)$	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	8648.4	7.206E+03	228600.	9.	-134800.	3.737E-06	2.024E+06
1.2	8463.7	5.002E+03	228600.	9.	-134800.	2.880E-06	1.526E+06
0.9	8152.1	3.108E+03	228600.	9.	-134800.	2.549E-06	1.300E+06
0.6	7710.8	1.527E+03	228600.	9.	-134800.	2.189E-06	1.055E+06
0.3	7135.7	5.326E+02	228600.	9.	-134800.	1.672E-06	7.452E+05
0.0	6436.4	1.147E+02	228600.	9.	-134800.	9.512E-07	3.822E+05
-0.3	5914.8	2.972E+01	228600.	9.	-134800.	4.734E-07	1.748E+05
-0.6	5528.0	9.284E+00	228600.	9.	-134800.	2.128E-07	7.341E+04
-0.9	5239.5	3.666E+00	228600.	9.	-134800.	1.034E-07	3.382E+04
-1.2	5054.7	1.947E+00	228600.	9.	-134800.	6.106E-08	1.926E+04
-1.5	4977.4	1.407E+00	228600.	9.	-134800.	4.549E-08	1.413E+04
-1.8	4926.2	1.036E+00	228600.	9.	-134800.	3.366E-08	1.035E+04
-2.1	4842.5	6.857E-01	228600.	9.	-134800.	2.283E-08	6.900E+03
-2.4	4796.9	4.600E-01	228600.	9.	-134800.	1.514E-08	4.530E+03
-2.7	4767.8	3.109E-01	228600.	9.	-134800.	9.978E-09	2.970E+03
-3.0	4733.0	2.059E-01	228600.	9.	-134800.	6.478E-09	1.910E+03
-3.3	4704.0	1.345E-01	228600.	9.	-134800.	4.119E-09	1.210E+03
-3.6	4679.7	8.615E-02	228600.	9.	-134800.	2.543E-09	7.400E+02
-3.9	4649.5	5.280E-02	228600.	9.	-134800.	1.498E-09	4.300E+02
-4.2	4616.6	3.074E-02	228600.	9.	-134800.	8.286E-10	2.400E+02
-4.5	4582.8	1.666E-02	228600.	9.	-134800.	4.156E-10	1.200E+02

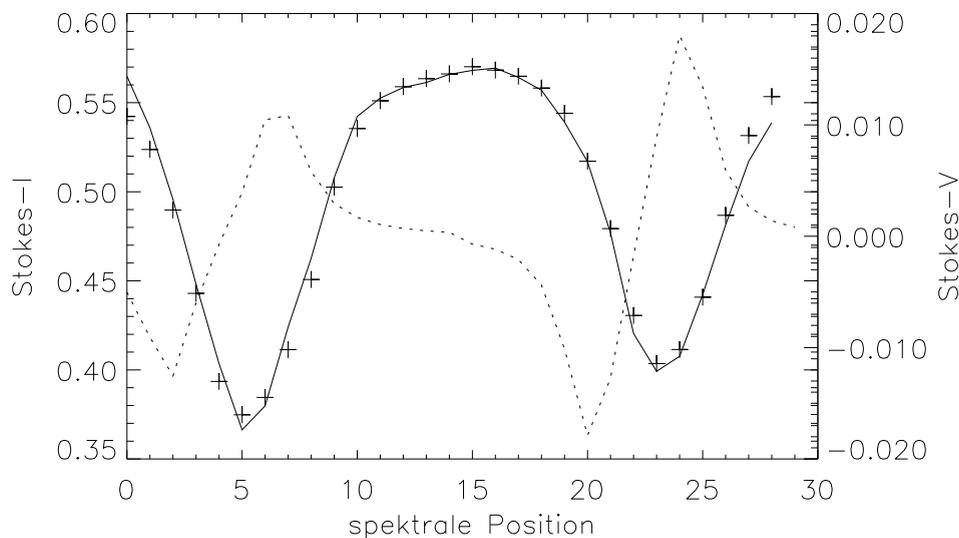
Der SIR Code gibt die Atmosphären für senkrechten Einblick bei dem Logarithmus der optischen Tiefe bei 5000 Å (Kontinuum) wieder. Die Spalten stellen von links nach rechts: Die optische Tiefe, die Temperatur [K], den Elektronendruck [dyn cm^{-2}], Mikrogeschwindigkeit [cm s^{-1}], Induktion [G], vertikale Geschwindigkeit [cm s^{-1}] - negative Werte sind Aufströmungen, Dichte [g cm^{-3}] und den Gasdruck [dyn cm^{-2}] dar. Die Angaben dieses Kapitels erfolgen durchgehend im cgs-System.

Dieses hier dargestellte Modell ist für eine ruhige, nicht-magnetische Region der Sonne glaubwürdig. Die Inversion ist damit gelungen.

Direkt um die Fackeln herum sind in der Regel noch schwache Signale der zirkularen Polarisation zu empfangen. Diese sind jedoch häufig so unregelmäßig, daß eine Inversion mit dem SIR Code keine realistischen Ergebnisse erzielen wird. Eine hübsche Ausnahme stellt das Profil der Abb. 6.2 dar, welches sich $0,5''$ von der in Abb. 5.5c gezeigten Hauptfackelregion entfernt, parallel zum Sonnenrand verschoben befindet. Deutlich ist die starke Blauverschiebung der magnetischen Komponente in der Verschiebung des Nulldurchganges des Stokes-V-Profiles zu erkennen. An der entsprechenden Stelle um die isolierte Fackel herum (Abb.5.5.b) ist nur eine sehr irreguläre zirkulare Polarisation zu erkennen gewesen, eine einheitliche, geometrische Struktur scheint demnach nicht zu bestehen.

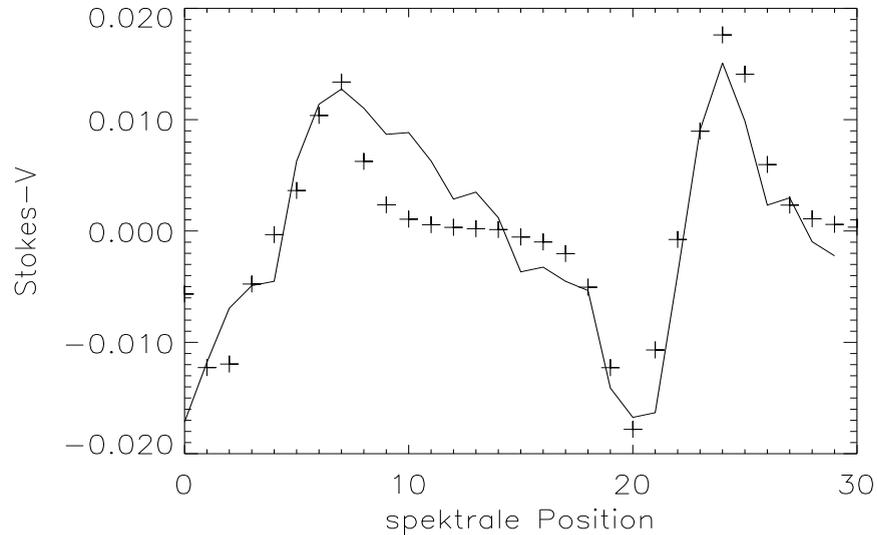
Die im Folgenden dargestellte Inversion ist dementsprechend mit zwei Komponenten ausgeführt worden, wobei als Startmodelle jeweils die Holweger-Müllerschen mit $v_{mik} = 1,5 \text{ km s}^{-1}$ und $B = 9 \text{ G}$, als kleiner Wert ungleich Null, gewählt wurden. Bei der einen Komponente ist das Magnetfeld konstant gehalten worden, die andere bekam einen Knoten für diesen Parameter.

Abbildung 6.2a: Hintergrund um Fackel



Die spektralen Positionen laufen erneut von blau (links) nach rot. Die Meßwerte sind durchgezogen, dem invertierten Modell entsprechen die Kreuze. Gestrichelt ist zum Vergleich das Stokes-V-Profil mit der linken Skala, bezogen auf Kontinuumintensität dargestellt. Die Blauverschiebung der magnetischen Komponente ist deutlich.

Abbildung 6.2b: Hintergrund um Fackel



Auch hier, bei der zirkularen Polarisation, ist links die 6301,5 Linie dargestellt. Dem Stokes- V -Signal ist ein um ein Drittel geringeres statistisches Gewicht in der Inversion zugeordnet worden, da es eher vom Rauschen beeinflusst sein wird. Die qualitative Wiedergabe ist bis auf die blaue Flanke ganz links recht gut gelungen. Damit erweisen sich Polarisationsgrade von 10^{-2} der Kontinuumsintensität als meß- und invertierbar. Die schlankere Form der Polarisation der 6302,5 Linie deutet jedoch einen komplexeren Verlauf der Parameter mit der Höhe an, als er mit einer Knotenzahl von eins wiedergegeben werden könnte. Die nachfolgenden Tabellen geben also nur einen Überblick über die mittleren Verhältnisse in den beiden Komponenten wieder.

Tabelle 6.2a: Photosphäre um Fackel, Modell hint1

die magnetische Komponente:

Füllfaktor: 30,7 %

$\log(\tau)$	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	9278.1	1.756E+03	204600.	664.	-1014000.	5.516E-08	3.370E+04
1.2	9035.5	1.249E+03	204600.	664.	-1014000.	4.783E-08	2.822E+04
0.9	8664.1	7.813E+02	204600.	664.	-1014000.	4.495E-08	2.509E+04
0.6	8162.6	3.840E+02	204600.	664.	-1014000.	4.011E-08	2.082E+04
0.3	7527.9	1.339E+02	204600.	664.	-1014000.	3.232E-08	1.532E+04
0.0	6772.5	2.898E+01	204600.	664.	-1014000.	2.180E-08	9.250E+03
-0.3	6194.2	7.530E+00	204600.	664.	-1014000.	1.640E-08	6.350E+03
-0.6	5756.2	2.303E+00	204600.	664.	-1014000.	1.190E-08	4.280E+03
-0.9	5421.1	8.879E-01	204600.	664.	-1014000.	9.156E-09	3.100E+03
-1.2	5194.5	4.644E-01	204600.	664.	-1014000.	7.394E-09	2.400E+03
-1.5	5081.6	3.248E-01	204600.	664.	-1014000.	6.158E-09	1.950E+03
-1.8	5001.9	2.323E-01	204600.	664.	-1014000.	4.785E-09	1.490E+03
-2.1	4898.4	1.525E-01	204600.	664.	-1014000.	3.500E-09	1.070E+03
-2.4	4867.0	1.244E-01	204600.	664.	-1014000.	2.881E-09	8.800E+02
-2.7	4865.0	1.144E-01	204600.	664.	-1014000.	2.597E-09	7.900E+02
-3.0	4864.7	9.496E-02	204600.	664.	-1014000.	2.031E-09	6.200E+02
-3.3	4876.7	8.104E-02	204600.	664.	-1014000.	1.583E-09	4.800E+02
-3.6	4899.2	7.291E-02	204600.	664.	-1014000.	1.271E-09	3.900E+02
-3.9	4920.1	6.617E-02	204600.	664.	-1014000.	1.024E-09	3.100E+02
-4.2	4942.2	5.868E-02	204600.	664.	-1014000.	7.811E-10	2.400E+02
-4.5	4966.4	4.966E-02	204600.	664.	-1014000.	5.381E-10	1.700E+02

Tabelle der magnetischen Komponente. Alle Einheiten sind wieder in cgs gegeben, das bedeutet hier für die Geschwindigkeit in z-Richtung (vertikal nach oben in der Photosphäre) eine Aufströmung von 10 km s^{-1} . Dabei muß freilich berücksichtigt werden, daß die wahren Strömungsverhältnisse keinesfalls entlang dieser vertikalen Achse zu verlaufen brauchen. Die Deutlichkeit des Stokes-V-Signales suggeriert einen direkteren Blickwinkel auf die Flußröhre. Deswegen stellt die angegebene Geschwindigkeit durch die Projektion auf die z-Richtung eine Obergrenze dar, die nicht korrekt sein muß. Gemessen wurde lediglich eine Blauverschiebung der Sichtlinienkomponente von ca. 60 mÅ entsprechend etwa 3 km s^{-1} .

Tabelle 6.2b: Photosphäre um Fackel, hint1
die unmagnetische Komponente:

Füllfaktor: 69,3 %

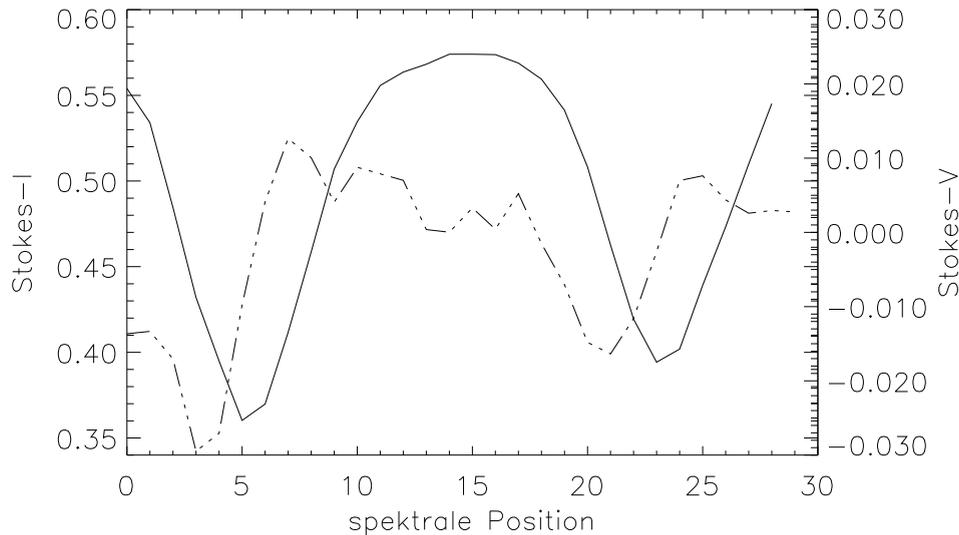
$\log(\tau)$	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	8763.9	2.831E+03	191700.	9.	571800.	4.460E-07	2.468E+05
1.2	8562.5	1.983E+03	191700.	9.	571800.	3.614E-07	1.951E+05
0.9	8222.9	1.208E+03	191700.	9.	571800.	3.277E-07	1.694E+05
0.6	7749.5	5.937E+02	191700.	9.	571800.	3.083E-07	1.497E+05
0.3	7142.5	2.159E+02	191700.	9.	571800.	2.919E-07	1.303E+05
0.0	6414.3	5.385E+01	191700.	9.	571800.	2.712E-07	1.086E+05
-0.3	5862.6	1.711E+01	191700.	9.	571800.	2.355E-07	8.619E+04
-0.6	5450.1	7.631E+00	191700.	9.	571800.	1.887E-07	6.420E+04
-0.9	5139.4	4.235E+00	191700.	9.	571800.	1.398E-07	4.483E+04
-1.2	4935.7	2.618E+00	191700.	9.	571800.	9.925E-08	3.057E+04
-1.5	4844.1	1.773E+00	191700.	9.	571800.	6.912E-08	2.090E+04
-1.8	4783.5	1.231E+00	191700.	9.	571800.	4.797E-08	1.432E+04
-2.1	4697.1	8.361E-01	191700.	9.	571800.	3.346E-08	9.810E+03
-2.4	4673.0	5.979E-01	191700.	9.	571800.	2.318E-08	6.760E+03
-2.7	4675.1	4.342E-01	191700.	9.	571800.	1.600E-08	4.670E+03
-3.0	4676.8	3.128E-01	191700.	9.	571800.	1.099E-08	3.210E+03
-3.3	4688.9	2.246E-01	191700.	9.	571800.	7.478E-09	2.190E+03
-3.6	4709.9	1.601E-01	191700.	9.	571800.	4.992E-09	1.470E+03
-3.9	4728.4	1.123E-01	191700.	9.	571800.	3.244E-09	9.600E+02
-4.2	4746.6	7.729E-02	191700.	9.	571800.	2.016E-09	6.000E+02
-4.5	4766.2	5.156E-02	191700.	9.	571800.	1.156E-09	3.400E+02

Modell der unmagnetischen Komponente. Alle Einheiten sind erneut im cgs-System gegeben. Beachtenswert ist der hier nur geringfügig höhere Gasdruck verglichen mit der magnetischen Komponente.

Die Induktion von 664 G der Flußröhre entspricht nach: $P_{magn.} = \frac{B^2}{8\pi}$ einem zusätzlichen Druck von ca. $1,75 \cdot 10^4$ dyn cm⁻², den der Hintergrund ausbalancieren müßte, wenn die Konfiguration stabil sein soll. Ein derartiger Gasdruck wird in diesem Modell jedoch oberhalb von $\log(\tau) = -1,5$ nicht mehr erreicht und die magnetische Komponente müßte sich auffächern. Allerdings ist die Annahme einer mit Höhe konstanten Induktion natürlich grob und bezieht sich auf den Bereich, in dem die Eisenlinien gebildet werden. Dies geschieht etwa bei $\log(\tau) = -2$. Ferner ist die tatsächliche Stabilität dieser Region

nicht bekannt, auch deswegen läßt sich dieses hier gezeigte Modell nicht sofort verwerfen.

Abbildung 6.3 zeitliche Veränderung

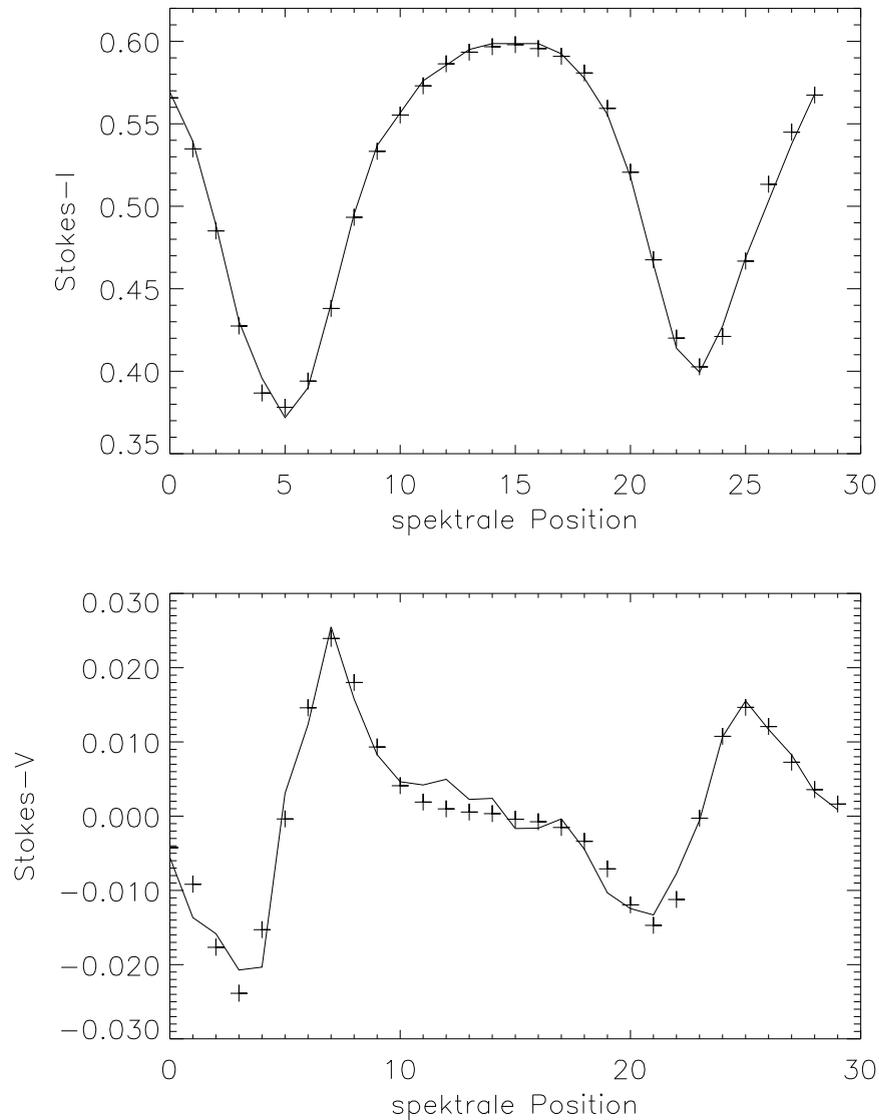


Diese Abbildung zeigt die I- und V-Profile derselben Region aus Abb. 6.2 90 Sekunden später. Stokes-V weist nun eine deutliche Asymmetrie auf (hohe positive Amplituden- und Flächenasymmetrie, da der rote Bereich in beiden Linien nahezu fehlt). Der Null-durchgang des Stokes-V ist nun nicht mehr auffällig gegenüber der Intensität verschoben. Dies zeigt eine offensichtliche Dynamik dieses Gebietes an; folglich müssen bei den Inversionsergebnissen auch nicht zwangsweise „stabile“ Konfigurationen gesucht werden, bei denen Fackel und unmagnetischer Hintergrund in horizontalem Druckgleichgewicht stehen.

Dafür befinden sich zu diesem, späteren Zeitpunkt nun $0,5''$ vor diesem Gebiet, also zum Sonnenscheibenzentrum versetzt, ein anderes mit einem deutlichen, fast rein antisymmetrischen Stokes-V.

Dieses wird auf den folgenden Seiten dargestellt. Diesen $0,5''$ entsprechen ca. 800 km auf der Sonne (durch die perspektivische Verkürzung); damit erscheint es höchst unwahrscheinlich, daß es sich um die lateral verschobene Region der Abb. 6.2 handelt.

Abbildung 6.4 zweite Hintergrundregion: hint2



Erneut laufen die spektralen Positionen von blau (links) nach rot. Bemerkenswert sind die nahezu perfekte Wiedergabe der beobachteten Profile, sowie das in der Linie mit dem geringeren g -Faktor stärkere Stokes- V -Signal. Die Entstehungshöhen und Bedingungen an dem Orte der Flußröhre können offenbar deutlich variieren. Natürlich bedarf es einer höheren Anzahl freier Parameter, um derartige polarimetrische Profile zu erklären.

Tabelle 6.3a: Photosphäre um Fackel Modell hint2
die magnetische Komponente

Füllfaktor: 53,6 %

$\log(\tau)$	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	9507.3	5.387E+03	590900.	1630.	-235200.	3.062E-07	1.871E+05
1.2	9271.2	3.869E+03	563600.	1432.	-235200.	2.615E-07	1.552E+05
0.9	8892.1	2.452E+03	529300.	1226.	-235200.	2.482E-07	1.402E+05
0.6	8377.0	1.282E+03	490600.	1016.	-235200.	2.449E-07	1.293E+05
0.3	7726.2	5.098E+02	449600.	805.	-235200.	2.450E-07	1.186E+05
0.0	6956.8	1.411E+02	406700.	601.	-235200.	2.421E-07	1.052E+05
-0.3	6355.4	4.274E+01	362600.	382.	-235200.	2.203E-07	8.742E+04
-0.6	5893.6	1.539E+01	317800.	193.	-235200.	1.824E-07	6.710E+04
-0.9	5528.9	6.761E+00	265000.	59.	-235200.	1.388E-07	4.790E+04
-1.2	5265.6	3.681E+00	215900.	-23.	-235200.	1.002E-07	3.293E+04
-1.5	5108.4	2.320E+00	171200.	-51.	-235200.	7.050E-08	2.248E+04
-1.8	4974.9	1.501E+00	131600.	-27.	-235200.	4.921E-08	1.528E+04
-2.1	4808.6	9.498E-01	97710.	51.	-235200.	3.445E-08	1.034E+04
-2.4	4671.1	6.142E-01	87810.	284.	-235200.	2.397E-08	6.990E+03
-2.7	4547.3	3.997E-01	86990.	550.	-235200.	1.661E-08	4.710E+03
-3.0	4416.2	2.568E-01	91280.	817.	-235200.	1.151E-08	3.170E+03
-3.3	4289.1	1.639E-01	100200.	1077.	-235200.	7.945E-09	2.130E+03
-3.6	4165.6	1.034E-01	112900.	1323.	-235200.	5.448E-09	1.420E+03
-3.9	4035.1	6.332E-02	129000.	1548.	-235200.	3.698E-09	9.300E+02
-4.2	3900.8	3.704E-02	147700.	1749.	-235200.	2.440E-09	5.900E+02
-4.5	3765.0	2.017E-02	168400.	1923.	-235200.	1.513E-09	3.600E+02

Induktion und Mikrogeschwindigkeit wurde hier die Knotenzahl 3 eingeräumt; anderenfalls wäre die unterschiedliche Deutlichkeit der zirkularen Polarisierung in den beiden Eisen - Linien nicht zu erklären gewesen. Die Induktionen kleiner Null müssen nicht real sein: der Code sucht, wie bereits erwähnt, glatte funktionale Zusammenhänge für die einzelnen Parameter. Dies möge die Grenze der Genauigkeit einer Inversion verdeutlichen, solange nicht gleichermaßen die spektrale Auflösung und das Signal - zu Rausch - Verhältnis der beobachteten Profile deutlich gesteigert werden kann. In diesem Falle wäre die Interpretation die Folgende: Die Sichtlinie durchstreicht in hohen und in tiefen Photosphärenschichten eher magnetisches Gebiet, das mit einer erhöhten nicht - thermischen Linienverbreiterung einhergeht. Aus dem dazwischen liegenden Höhenintervall nehmen wir zwar noch die Aufströmung wahr, sehen aber (aus dem Stokes - V) keine Induktion, z. B. weil unterschiedliche Feldlinien sich kompensieren, oder weil sie senkrecht zur Sichtlinie verlaufen.

Tabelle 6.3b: Photosphäre um Fackel, Modell hint2:
die unmagnetische Komponente

Füllfaktor: 46,4 %

$\log(\tau)$	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	8115.9	9.012E+02	429800.	9.	433600.	2.457E-07	1.254E+05
1.2	7973.9	5.521E+02	429800.	9.	433600.	1.389E-07	6.970E+04
0.9	7689.4	3.233E+02	429800.	9.	433600.	1.115E-07	5.384E+04
0.6	7270.0	1.552E+02	429800.	9.	433600.	1.001E-07	4.555E+04
0.3	6715.6	5.262E+01	429800.	9.	433600.	8.614E-08	3.616E+04
0.0	6063.9	1.389E+01	429800.	9.	433600.	8.587E-08	3.251E+04
-0.3	5566.2	5.040E+00	429800.	9.	433600.	8.416E-08	2.924E+04
-0.6	5222.3	2.953E+00	429800.	9.	433600.	8.127E-08	2.649E+04
-0.9	4988.3	2.400E+00	429800.	9.	433600.	8.433E-08	2.626E+04
-1.2	4869.2	2.158E+00	429800.	9.	433600.	8.495E-08	2.582E+04
-1.5	4869.4	2.024E+00	429800.	9.	433600.	7.867E-08	2.391E+04
-1.8	4912.5	1.935E+00	429800.	9.	433600.	7.106E-08	2.179E+04
-2.1	4954.7	1.870E+00	429800.	9.	433600.	6.514E-08	2.014E+04
-2.4	5104.1	1.811E+00	429800.	9.	433600.	5.271E-08	1.679E+04
-2.7	5305.2	1.940E+00	429800.	9.	433600.	4.123E-08	1.365E+04
-3.0	5520.0	2.523E+00	429800.	9.	433600.	3.413E-08	1.176E+04
-3.3	5755.3	3.651E+00	429800.	9.	433600.	2.701E-08	9.700E+03
-3.6	6008.4	5.196E+00	429800.	9.	433600.	1.794E-08	6.730E+03
-3.9	6267.4	7.494E+00	429800.	9.	433600.	1.191E-08	4.670E+03
-4.2	6532.8	1.095E+01	429800.	9.	433600.	8.277E-09	3.390E+03
-4.5	6803.7	1.950E+01	429800.	9.	433600.	8.896E-09	3.800E+03

An diesem Modell ist die hohe Mikrogeschwindigkeit von mehr als 4 km s^{-1} bemerkenswert. Dies kann ein Hinweis darauf sein, daß die unmagnetische Komponente keinesfalls homogen sein muß, sondern aus mehreren Bereichen mit unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten und Temperaturverläufen zusammengesetzt sein könnte. Jede zu einer symmetrischen Linienverbreiterung führende Streuung der wahren Verhältnisse um die Tabellenwerte, wird vom Programm als Mikrogeschwindigkeit interpretiert.

Auch in diesem Modell zeigt sich eine Aufströmung in der magnetischen und eine Abströmung in der feldfreien Komponente.

Eine Anwendung des SIR Codes auf die vorliegenden Spektren ist also durchaus möglich; trotz der begrenzten Anzahl der Observablen und der Nähe zum Sonnenrand. Unter den eingangs genannten Voraussetzungen gelingt die Beschreibung von Profilen mit nicht zu pathologischem Stokes - V - Signal. Die Interpretation der gewonnenen Modelle muß aber in jedem Falle mit Vorsicht erfolgen:

Die Strömungsgeschwindigkeit kann inkorrekt sein, wegen ihrer Angabe entlang der solaren Vertikalen, die Mikrogeschwindigkeit reflektiert (auch) eine Streuung der übrigen Parameter in der jeweiligen Höhe und die Veränderungen der Atmosphäre mit optischer Tiefe müssen glatt sein.

Alleine aus der Inspektion der Linienprofile ergibt sich eine hohe zeitliche Variabilität und Dynamik der die Fackel umgebenden Photosphäre. Mit Zeitskalen von Minuten ändern sich Stokes - V - Asymmetrie und die Verschiebung des Nulldurchganges der V - Profile, dabei überwiegen ganz unregelmäßige Polarisations-signale.

Durch die Inversionsrechnungen ergibt sich weiterhin, daß die ruhige, feldfreie Photosphäre gut mit dem Holweger - Müller - Modell (Holweger, Müller, 1974) erklärt werden kann, allerdings mit deutlicher nicht - thermischer Linienverbreiterung von 2 km s^{-1} . Die Magnetfelder direkt in Fackelnähe können kG - Stärke aufweisen und sind mit Aufströmungen verknüpft. Das Magnetfeld dominiert bereits in mittlerer Höhe die Druckbilanz, sodaß sich die Flußröhren rasch auffächern sollten.

7 Modelle einer isolierten Fackel

7.1 Zusammenfassung

In diesem zentralen Kapitel werden vier etwas unterschiedliche Modelle derselben, ausgewählten Fackel aus Abbildung 5.5b vorgestellt. Sie unterscheiden sich in ihren physikalischen Annahmen und zeigen die Möglichkeiten und Grenzen einer Inversion der vorliegenden Spektren auf.

Die ersten beiden Modelle beschreiben eine Fackel mit konstanter (also höhenunabhängiger) Induktion, eingebettet in einen unmagnetischen Hintergrund. Sie unterscheiden sich in der schwer bestimmbaren Druckschichtung und mögen die Verlässlichkeit der ermittelten Atmosphärenparameter und deren Interdependenzen demonstrieren. Das Modell 2, welches in den äußeren Schichten höheren Gasdruck bezogen auf optische Tiefe aufweist, hat dabei eine etwa 13% kleinere magnetische Induktion.

In dem dritten Modell wurde dem die Fackel umgebenden Hintergrund künstlich ein Magnetfeld mit 500 G Induktion zugewiesen. Dadurch soll der Einfluß einer möglichen zweiten magnetischen Komponente auf die Fackel untersucht werden.

Für die Berechnung des vierten Modelles ist der Induktion der Fackel eine Knotenzahl von 2 eingeräumt worden. Es zeigt sich ein mit Höhe linear abfallender Verlauf dieses Parameters mit einem Gradienten von $3,6 \text{ G km}^{-1}$.

Ungeachtet dieser unterschiedlichen Szenarien lassen sich einige Größen gut durch die Inversion erschließen. Strömungsgeschwindigkeit, Mikrogeschwindigkeit und der Verlauf von Temperatur gegen optische Tiefe stimmen in allen Modellen gut überein; die Temperaturschichtung insb. der magnetischen Komponente ähnelt dabei dem Plage-Modell von Bellot Rubio, Ruiz Cobo, Collados (2000b). Die Induktion liegt zwischen 1200 G und 1400 G. Diese Angaben beziehen sich im Falle des Modelles mit variierenden B auf eine optische Tiefe von $\log(\tau_{Kont}) = -2$.

Durch die strikte Reduzierung der Zahl der Freiheitsgrade sind die hier vorgestellten Lösungen im Rahmen ihrer Annahmen jeweils eindeutig.

7.2 Das Startmodell

Bei dem Versuch, aus den vorliegenden Beobachtungsdaten Fackelmodelle zu berechnen, können einige hilfreiche Gedanken als zusätzliche Einschränkungen angeführt werden.

Zunächst ist es sicher legitim, mit der Inversion eines einfachen Linienprofils zu beginnen. Ein derartiges Profil soll ein nahezu antisymmetrisches Stokes-V-Signal aufweisen und darüber hinaus auch einen Intensitätsverlauf, der auf das Fehlen starker Geschwindigkeitsgradienten schließen läßt. Ein solches Profil sollte sich gut durch eine in einen feldfreien Hintergrund eingebettete Fackel beschreiben lassen.

Für ein derartiges Profil kann eine Inversion mit einem Minimum an Knotenzahlen, z. B. 1 für jeweils v_z , v_{mik} beider Atmosphären und ebenfalls nur einen Knoten für die Induktion der Fackel durchgeführt werden, wodurch sich ein gutes Verhältnis zwischen Observablen und Freiheitsgraden und damit eine (bedingt) eindeutige Lösung ergibt.

Aus diesem Inversionsergebnis folgen Schichtungen der Temperatur und des Elektronendruckes beider Atmosphären, die ihrerseits als Startmodelle für die Inversion komplexerer Profile dienen mögen.

Aus den Specklerekonstruktionen des 5. Kapitels ging die Stabilität der Hauptfackelgruppen über die Zeitserie hervor, auch wenn sich im Detail dynamische Veränderungen zeigen. Prinzipiell bedeutet diese Stabilität, daß zunächst Modelle zu suchen sind, bei denen sich der Gesamtdruck beider Komponenten in gleicher geometrischer Höhe der Photosphäre die Waage hält. Weil sich der Druck als nur schwer bestimmbar erwies, ergibt sich aus dieser Bedingung ein wichtiger Plausibilitäts-Test.

Eine andere Einschränkung folgt aus dem zur Scheibenmitte (monoton) abnehmenden Fackelkontrast. Leicht lassen sich die Linienprofile der Inversionsergebnisse im Synthesemodus projiziert auf $\mu = 1$ berechnen: Fackelmodelle, bei denen in Scheibenmitte die Intensität die der ungestörten Photosphäre weit übertrifft, sind zurückzuweisen. Durch diesbezügliche Tests ergab sich tatsächlich, daß die Fackelkomponente in gleicher geometrischer Höhe etwas kälter als der Hintergrund ist und nur wegen der starken Einsenkung der iso- τ -Linie hell erscheint.

Tatsächlich wären auch Modelle für die randnahen Profile alleine denkbar gewesen, bei denen die Fackel in gleicher geometrischer Höhe einen Temperaturexzeß aufwies. Aus diesen Modellen folgte eine 1,8-fache Fackelintensität in Scheibenmitte für Fackel und Hintergrund (bei 0,5'' Auflösung), was definitiv nicht real ist.

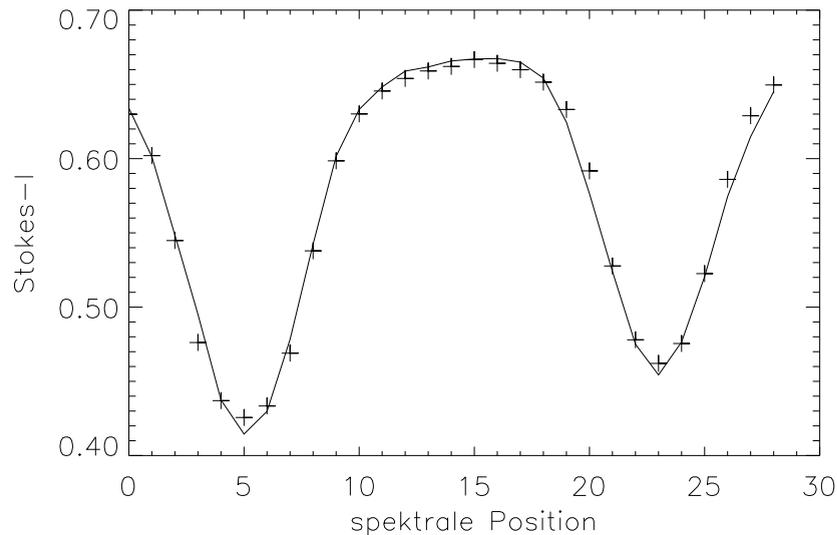
Wichtig ist ebenfalls, daß diese räumliche Auflösung ausreicht, um einige Fackelpunkte als längliche Gebilde darzustellen. Wie bereits erwähnt, kann der Füllfaktor (bei 100%-iger Überdeckung der Aufhellung) daraus abgeschätzt werden. In der Praxis wurde dieser Faktor aktiv mitinvertiert, so daß das jeweilige Ergebnis auch diesbezüglich zu überprüfen gewesen ist.

Nach den Rechnungen des 4. Kapitels wurde als Startwert der Induktion der Fackelkomponente 1400 G gewählt und diese im ersten Iterationszyklus als konstant belassen. Auf diese Weise wird das Programm gezwungen, zunächst Strömungs-, Mikrogeschwindigkeit und Temperaturverlauf grob den Meßwerten anzupassen.

Ab dem 2. Zyklus wurde die magnetische Induktion dann freigegeben, also aktiv mititeriert, um die wechselseitigen Interdependenzen der Atmosphärenparameter zu berücksichtigen. Dabei zeigte sich tatsächlich, daß eine Induktion zwischen 1200 G und 1400 G das gemessene Profil gut zu erklären vermag.

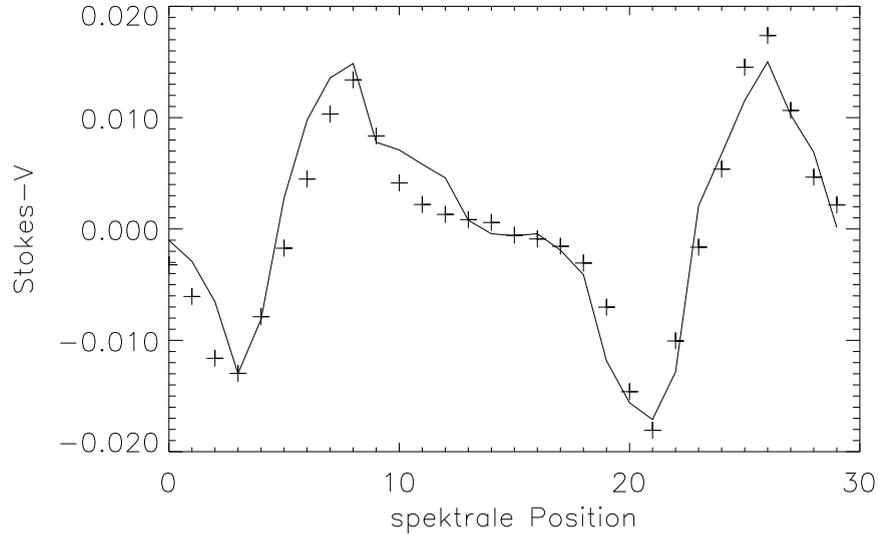
Das in Abbildung 7.1 und den nachfolgenden Tabellen gezeigte Modell 1 entstammt einfach dem Holweger-Müller-Startmodell für beide Atmosphären, wobei der unmagnetischen wiederum 9G Induktion als kleiner Wert ungleich Null beigemessen wurde.

Abbildung 7.1a Fackel 1, Profile des Modelles 1



Auch in diesem Kapitel laufen die spektralen Positionen von blau (links) nach rot (rechts). Die Normierung der Polarisationsignale, Stokes-I und -V bezieht sich auf die Kontinuumsintensität in Scheibenmitte. Es ist folglich: $I_{Kont,\theta=0^\circ} = 1$. Beobachtungsdaten sind durchgezogen, die Kreuze sind die synthetischen Linienprofile der Inversion. Einer spektralen Position entsprechen 40 mÅ.

Abbildung 7.1b Fackel 1, V - Profile des Modelles 1



Die zirkulare Polarisation ist ebenfalls auf die Intensität des Kontinuums normiert. Links ist die 6301,5 Å Linie, rechts die 6302,5 Å Linie abgebildet.

Die Wiedergabe der Linienprofile in Stokes-I und -V gelingt selbst mit wenigen freien Parametern sehr gut. Der zirkularen Polarisation ist dabei in der Inversion ein um ein Drittel höheres statistisches Gewicht als Stokes-I zugewiesen worden. Relativ zum Rauschen ist Stokes-V damit natürlich weit überbewertet, doch das Ziel sollte insbesondere die Festlegung der magnetischen Fackelkomponente sein.

Die Atmosphären folgen in den nachstehenden Tabellen:

Tabelle 7.1a Modell 1: die magnetische Komponente:

Füllfaktor: 40 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-100.3	9061.5	3.962E+03	160200.	1392.	-65616.	4.185E-07	2.461E+05
1.2	-78.1	8967.7	3.341E+03	160200.	1392.	-65616.	3.700E-07	2.151E+05
0.9	-62.3	8553.1	1.986E+03	160200.	1392.	-65616.	3.576E-07	1.973E+05
0.6	-46.2	7757.1	6.621E+02	160200.	1392.	-65616.	3.605E-07	1.792E+05
0.3	-25.7	7042.6	2.040E+02	160200.	1392.	-65616.	3.553E-07	1.599E+05
0.0	0.0	6401.9	5.936E+01	160200.	1392.	-65616.	3.323E-07	1.359E+05
-0.2	22.2	6044.5	2.790E+01	160200.	1392.	-65616.	3.013E-07	1.163E+05
-0.4	48.0	5755.2	1.491E+01	160200.	1392.	-65616.	2.607E-07	9.578E+04
-0.6	76.6	5512.6	8.910E+00	160200.	1392.	-65616.	2.172E-07	7.643E+04
-0.8	106.5	5307.1	5.825E+00	160200.	1392.	-65616.	1.767E-07	5.988E+04
-1.0	136.6	5137.0	4.053E+00	160200.	1392.	-65616.	1.419E-07	4.652E+04
-1.2	166.1	5018.0	2.974E+00	160200.	1392.	-65616.	1.126E-07	3.608E+04
-1.4	195.3	4950.6	2.278E+00	160200.	1392.	-65616.	8.849E-08	2.797E+04
-1.6	224.2	4914.4	1.785E+00	160200.	1392.	-65616.	6.902E-08	2.166E+04
-1.8	253.2	4863.5	1.381E+00	160200.	1392.	-65616.	5.392E-08	1.674E+04
-2.0	281.9	4784.7	1.044E+00	160200.	1392.	-65616.	4.232E-08	1.293E+04
-2.2	310.3	4702.8	7.869E-01	160200.	1392.	-65616.	3.321E-08	9.970E+03
-2.4	338.4	4618.6	5.907E-01	160200.	1392.	-65616.	2.603E-08	7.676E+03
-2.6	366.1	4537.8	4.438E-01	160200.	1392.	-65616.	2.039E-08	5.908E+03
-2.8	393.5	4449.8	3.307E-01	160200.	1392.	-65616.	1.601E-08	4.547E+03
-3.0	420.4	4353.2	2.435E-01	160200.	1392.	-65616.	1.259E-08	3.500E+03
-3.3	459.8	4208.9	1.521E-01	160200.	1392.	-65616.	8.794E-09	2.363E+03
-3.6	498.5	4062.8	9.279E-02	160200.	1392.	-65616.	6.140E-09	1.593E+03
-3.9	537.1	3900.9	5.331E-02	160200.	1392.	-65616.	4.253E-09	1.059E+03
-4.2	577.9	3728.3	2.803E-02	160200.	1392.	-65616.	2.860E-09	6.808E+02
-4.5	625.3	3548.9	1.309E-02	160200.	1392.	-65616.	1.811E-09	4.104E+02

Alle Angaben beziehen sich wieder auf das cgs-System, bis auf die geometrische Höhe, die in km angegeben ist. Bei negativen Geschwindigkeiten handelt es sich um Aufströmungen. Die optische Tiefe bezieht sich auf das Kontinuum der jeweiligen Atmosphäre: $z(\tau_{Kont} = 1) = 0$.

Tabelle 7.1b Modell 1: die unmagnetische Komponente:

Füllfaktor: 60 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-128.0	8803.5	2.867E+03	231800.	9.	-373400.	4.012E-07	2.284E+05
1.2	-93.9	8670.5	2.177E+03	231800.	9.	-373400.	3.208E-07	1.797E+05
0.9	-67.2	8396.2	1.452E+03	231800.	9.	-373400.	2.873E-07	1.554E+05
0.6	-45.0	7987.8	8.034E+02	231800.	9.	-373400.	2.700E-07	1.385E+05
0.3	-24.2	7445.1	3.432E+02	231800.	9.	-373400.	2.589E-07	1.234E+05
0.0	0.0	6788.5	1.062E+02	231800.	9.	-373400.	2.461E-07	1.068E+05
-0.2	19.8	6445.5	5.267E+01	231800.	9.	-373400.	2.285E-07	9.409E+04
-0.4	42.0	6166.2	2.839E+01	231800.	9.	-373400.	2.060E-07	8.114E+04
-0.6	66.9	5891.6	1.519E+01	231800.	9.	-373400.	1.814E-07	6.823E+04
-0.8	94.9	5653.9	8.753E+00	231800.	9.	-373400.	1.543E-07	5.571E+04
-1.0	125.0	5467.8	5.593E+00	231800.	9.	-373400.	1.270E-07	4.433E+04
-1.2	156.3	5340.0	3.925E+00	231800.	9.	-373400.	1.018E-07	3.470E+04
-1.4	187.9	5267.3	2.949E+00	231800.	9.	-373400.	8.004E-08	2.692E+04
-1.6	219.9	5230.5	2.301E+00	231800.	9.	-373400.	6.220E-08	2.077E+04
-1.8	252.2	5194.7	1.789E+00	231800.	9.	-373400.	4.809E-08	1.595E+04
-2.0	285.5	5149.9	1.364E+00	231800.	9.	-373400.	3.690E-08	1.213E+04
-2.2	320.4	5136.4	1.068E+00	231800.	9.	-373400.	2.773E-08	9.095E+03
-2.4	357.1	5174.2	8.949E-01	231800.	9.	-373400.	2.034E-08	6.721E+03
-2.6	395.3	5226.8	7.820E-01	231800.	9.	-373400.	1.474E-08	4.920E+03
-2.8	433.8	5285.5	7.124E-01	231800.	9.	-373400.	1.068E-08	3.604E+03
-3.0	471.0	5349.6	6.803E-01	231800.	9.	-373400.	7.838E-09	2.677E+03
-3.3	518.6	5463.7	7.146E-01	231800.	9.	-373400.	5.266E-09	1.838E+03
-3.6	550.9	5595.4	8.606E-01	231800.	9.	-373400.	4.009E-09	1.433E+03
-3.9	568.2	5734.8	1.132E+00	231800.	9.	-373400.	3.442E-09	1.261E+03
-4.2	576.1	5882.4	1.571E+00	231800.	9.	-373400.	3.185E-09	1.198E+03
-4.5	579.3	6038.3	2.238E+00	231800.	9.	-373400.	3.053E-09	1.179E+03

Die Hintergrundkomponente weist eine stärkere Aufströmung und eine höhere Mikrogeschwindigkeit als die Fackel auf; sie ist in hohen Schichten wärmer als jene.

Beide Komponenten dieses Modelles befinden sich im hydrostatischen Gleichgewicht. Die Druckskalenhöhe beträgt jeweils etwa 120 km. Nimmt man an, die Linienkerne entstünden etwa bei $\tau = 10^{-2}$, entspräche dies in beiden Atmosphären etwa 300 km. Die Angaben der geometrischen Höhe (z) beziehen sich dabei auf das lokale Kontinuum der entsprechenden Atmosphäre und sind nicht direkt miteinander vergleichbar. Dazu später mehr.

Beide Komponenten zeigen eine Aufströmung (negative Geschwindigkeit) - im Einklang mit dem Befund der Gregory - Daten des 3. Kapitels. Die Aufströmung des Hintergrundes übertrifft mit fast 4 km s^{-1} die der Fackel (falls die Projektion der Geschwindigkeit auf die solare Vertikale korrekt ist). Relativ zur lokalen Umgebung zeigt die magnetische Komponente damit eine Abströmung.

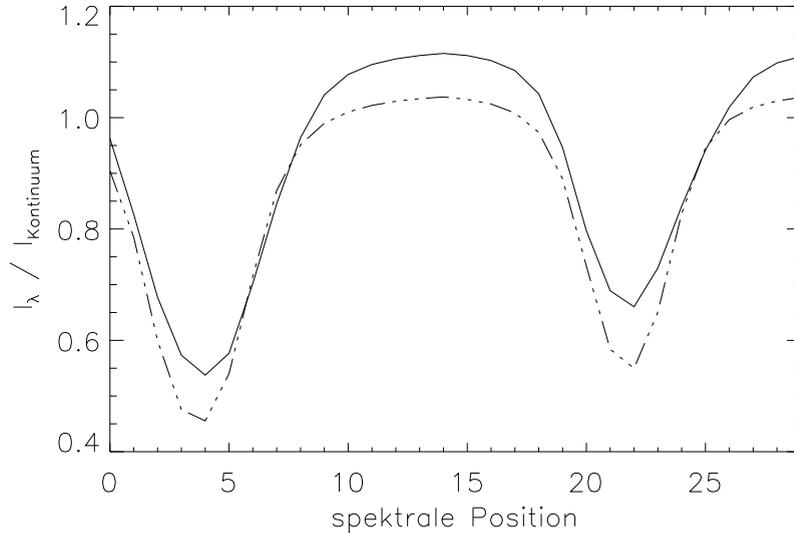
Die Hintergrundatmosphäre weist mit ca. $2,5 \text{ km s}^{-1}$ eine relativ hohe Mikrogeschwindigkeit auf. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß diese Komponente nicht homogen ist, sondern innerhalb des Auflösungselementes unterschiedliche Verhältnisse vorliegen können.

Die Temperatur der Fackel nimmt nach außen monoton ab. In den äußersten Schichten ist sie kälter als der Hintergrund. Um zu prüfen, ob dieses Ergebnis real ist, wurde folgender Test durchgeführt: Dem Hintergrund (Tabelle 7.1b) wurde eine Induktion von 1392 G zugewiesen, der Fackel 9 G. Für beide Atmosphärenkomponenten wurde die Knotenzahl dieses Parameters auf Null gesetzt; das heißt, das Programm kann die Induktion nicht verändern. Wenn die in den Tabellen 7.1a,b dargestellte Lösung eindeutig sein soll, muß der Code eine sehr ähnliche Lösung wiederfinden. Die jetzt unmagnetische, erste Komponente muß also nach der Inversion bezüglich Füllfaktor, Geschwindigkeiten und Temperaturschichtung dem Hintergrund (ehemals zweite Komponente) entsprechen und umgekehrt. Die beiden Komponenten müssen sich also vertauschen. Dieser Test gelingt. Auch von anderen Ausgangsmodellen startend, findet sich diese Lösung wieder.

Diese Stabilität der Lösung gilt nicht für den Druck. Auch andere Verläufe dieses Parameters über optische Tiefe sind denkbar. Weil der Druck aus den vorliegenden Daten schwer bestimmbar ist, hat er umgekehrt keinen deutlichen Einfluß auf das resultierende Spektrum. Mit dem Druck ändern sich allerdings auch Dichte und geometrische Höhe. Deswegen ist zum Vergleich ein zweites Modell angegeben, das eine andere Druckschichtung aufweist.

Zuvor sollen aber noch kurz die Eigenschaften dieses Modelles (Nr. 1) dargestellt werden.

Abbildung 7.2 Profile des Modelles 1 senkrechter Einblick

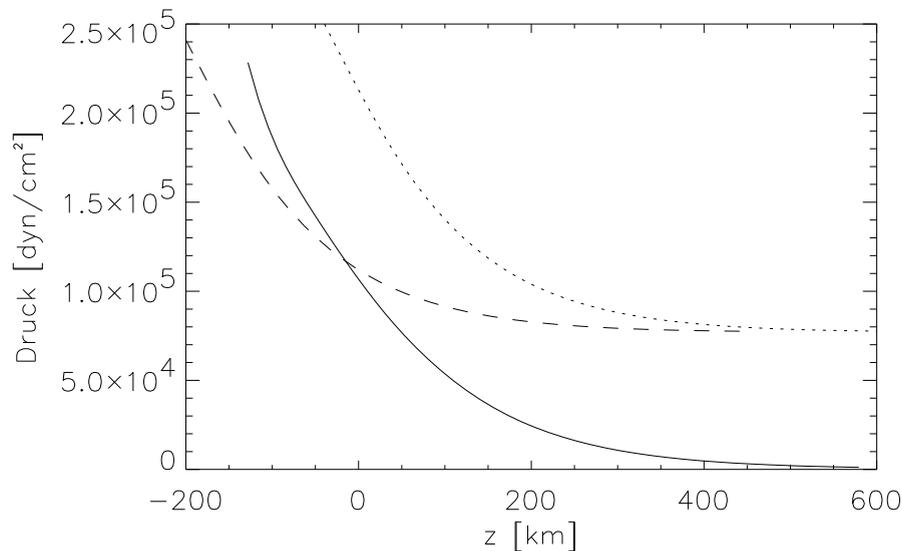


Synthetische Liniensprofile des Fackelmodelles (durchgezogen) und denen des Holweger-Müller-Modelles mit $v_{mik} = 1,5 \text{ km s}^{-1}$ (gestrichelt) in der hypothetischen Projektion auf Scheibenmitte.

Polare Fackeln lassen sich bekanntlich von der Erde aus nicht in Scheibenmitte beobachten. Geht man jedoch davon aus, daß aufgrund ihrer Sichtbarkeit am Sonnenrand polare und äquatoriale Fackeln intrinsisch ähnlich sind, lassen sich im Synthese-Modus des SIR Codes die hypothetischen Liniensprofile bei $\mu = 1$ berechnen. Abbildung 7.2 zeigt die synthetischen Profile des Fackelmodelles und die einer Holweger-Müller-Atmosphäre mit $1,5 \text{ km s}^{-1}$ Mikrogeschwindigkeit (gestrichelt). Die Fackel ist demnach bei einer Auflösung von $0,5''$ nach Bildrekonstruktion im Kontinuum (nur) etwa 12% heller als das Modell der ruhigen Photosphäre. Diese Fackel wäre visuell unter mäßigen Sichtbedingungen ganz unauffällig, im Einklang mit der Sichtbarkeit äquatorialer Fackeln (Schatten et al. 1986).

Im Spektrum sieht man den line-gap; das heißt, die Fackel ist im Linienkern heller als die ruhige Photosphäre. Gleichzeitig steigt ihre Äquivalentbreite an: 96 mÅ beträgt sie in der $6302,5$ Linie (rechts) im Holweger-Müller-Modell, 105 mÅ im Fackelmodell.

Abbildung 7.3 Modell 1: Druckgleichgewicht



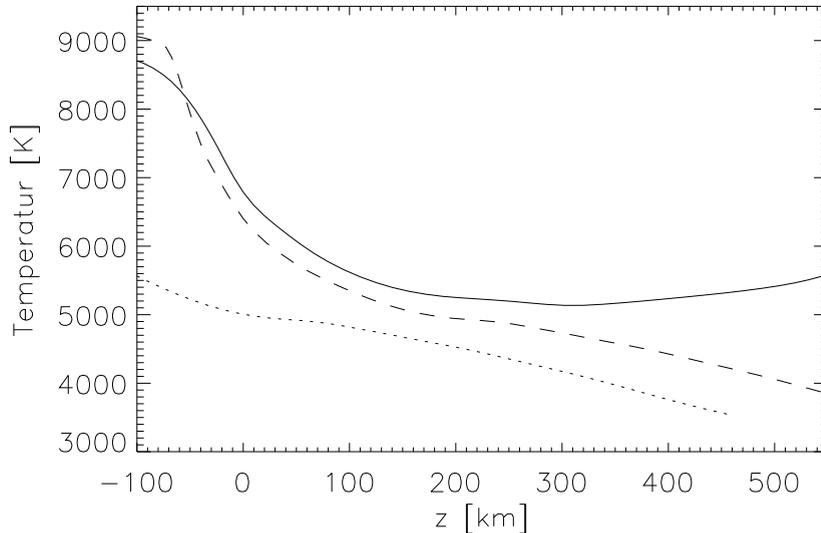
Diese Abbildung zeigt gegen geometrische Höhe z aufgetragen: durchgezogen: den Gasdruck der Hintergrund- Atmosphäre; punktiert: die Summe aus magnetischem und Gasdruck der Fackel, sowie gestrichelt: magnetischer Druck und Gasdruck der Fackel um 170 km verschoben.

Abbildung 7.3 zeigt den Verlauf des Gasdruckes mit Höhe der Atmosphäre des Hintergrundes (durchgezogen). Zum Vergleich dazu ist gestrichelt die Summe aus Gasdruck und magnetischem Druck der Fackel um 170 km verschoben aufgetragen. Diese willkürliche Verschiebung bewirkt, daß die Gesamtdrücke beider Atmosphären bei dem Null-Niveau des Hintergrundes übereinstimmen. Denn sowohl der turbulente Druck als auch der Staudruck aus den Stömungen sind wegen der geringen Dichte in beiden Atmosphären vernachlässigbar.

Ein globales, horizontales Druckgleichgewicht zwischen Fackel und Hintergrund besteht nicht. Der magnetische Druck der Fackel stellt ab 100 km aufwärts den dominierenden Term dar. Folglich müßte sich die Fackel nach oben rasch auffächern und einen Baldachin zeigen. Es gibt zwei Möglichkeiten, eine horizontale Druckbalance zu retten: Das Magnetfeld der Fackel könnte mit der Höhe abnehmen, oder die Hintergrund-Komponente wiese ebenfalls ein Magnetfeld auf. Auf beide Möglichkeiten wird später noch eingegangen.

Die Verschiebung von 170 km könnte als eine Wilson-Absenkung der Fackel interpretiert werden, denn ihr Kontinuum muß entsprechend tiefer in der Sonne entstehen, damit am Boden der Photosphäre die Drücke beider Atmosphären ausgeglichen sind.

Abbildung 7.4 Modell 1: Temperaturschichtung



Diese Abbildung zeigt den Temperaturverlauf der Fackel (gestrichelt) und des Hintergrundes (durchgezogen), bezogen auf ihr jeweiliges Niveau $\log(\tau) = 0$. Punktiert ist die Fackel in gleicher geometrischer Höhe zum Hintergrund bei einer angenommenen Absenkung von 170 km.

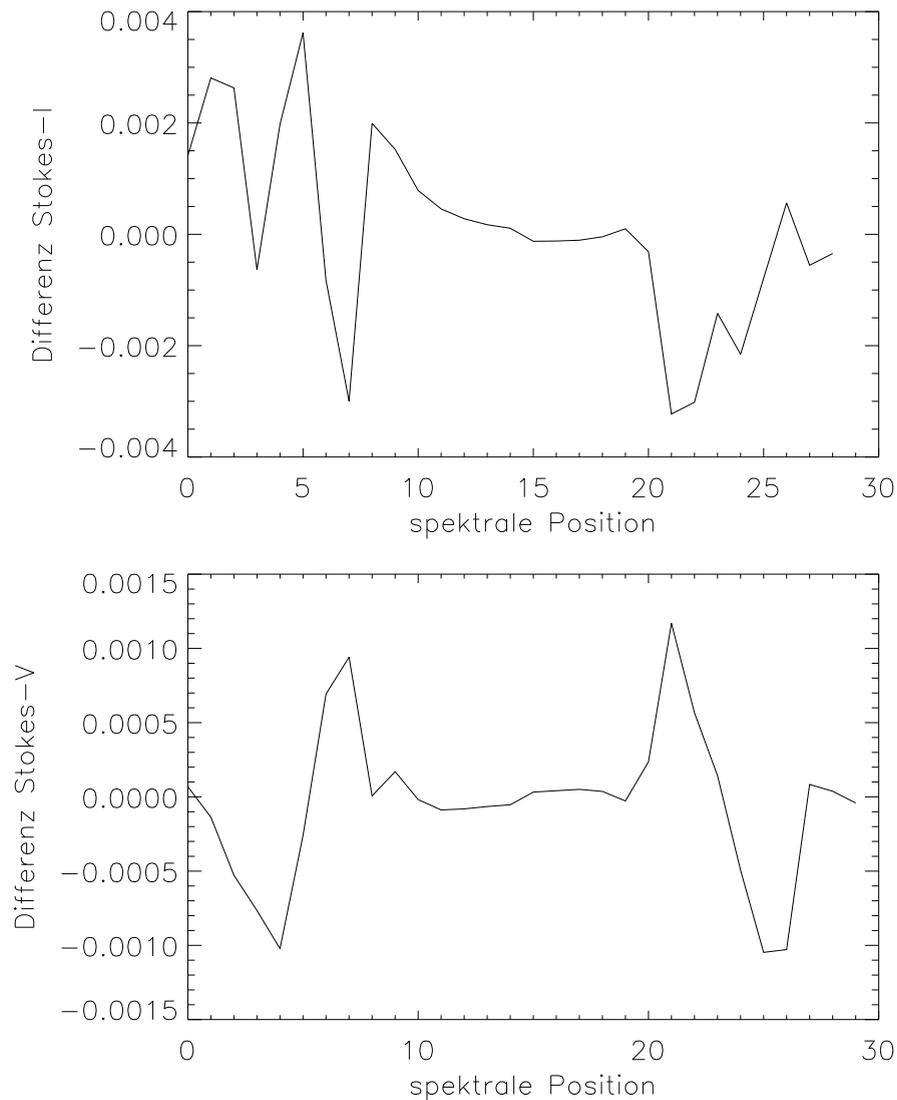
Bezogen auf das jeweilige Niveau $\log(\tau) = 0$ weisen Fackel und Hintergrund gemäß dieses Modelles nahezu die gleiche Temperatur auf.

Im Falle einer Wilson-Absenkung der magnetischen Komponente relativ zur Umgebung wäre die Fackel in gleicher geometrischer Höhe damit kälter als der Hintergrund. Die hier dargestellte Absenkung von 170 km ist jedoch willkürlich gewählt worden (siehe Vorseite) und daher nicht sehr aussagekräftig.

Die z-Skala beider Atmosphären hängt kritisch von dem aus der Inversion schwer bestimmbareren Druck ab. Deswegen ist ein Vergleich über die Verhältnisse in gleicher geometrischer Höhe schwierig. Um die Unsicherheiten abschätzen zu können, die sich aus dem Druckverlauf ergeben, wurde dasselbe Profil ein weiteres Mal invertiert. Dieses Mal ist ein Startmodell gewählt worden, bei dem in der unmagnetischen Komponente der Druck um 20 % vergrößert wurde. Dieses Modell 2 wird im Folgenden vorgestellt.

7.3 Modell 2: Einfluß des Druckes

Abbildung 7.5 Modell 2, Differenz der Linienprofile



Da das Modell 2 ebenfalls die Beobachtungsdaten gut wiedergibt, zeigt diese Abbildung die Differenz der synthetischen Linienprofile der Modelle 1 und 2. Eine Abweichung von 1 Promille in der zirkularen Polarisation entspricht etwa dem Signal- zu Rausch-Verhältnis der Daten (siehe Kapitel 5). Das Modell 2 repräsentiert die aufgenommenen Profile in Stokes-I etwas besser und in Stokes-V schlechter als das Modell 1.

Tabelle 7.2a Modell 2: die magnetische Komponente:

Füllfaktor: 40 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-91.7	9292.2	4.977E+03	157800.	1230.	-68037.	3.957E-07	2.397E+05
1.2	-72.4	9106.4	3.890E+03	157800.	1230.	-68037.	3.650E-07	2.161E+05
0.9	-58.5	8678.9	2.306E+03	157800.	1230.	-68037.	3.520E-07	1.974E+05
0.6	-43.8	7841.2	7.486E+02	157800.	1230.	-68037.	3.583E-07	1.801E+05
0.3	-24.8	7084.2	2.198E+02	157800.	1230.	-68037.	3.562E-07	1.613E+05
0.0	0.0	6404.4	5.995E+01	157800.	1230.	-68037.	3.353E-07	1.372E+05
-0.2	22.2	6019.7	2.679E+01	157800.	1230.	-68037.	3.049E-07	1.172E+05
-0.4	48.7	5705.7	1.383E+01	157800.	1230.	-68037.	2.638E-07	9.611E+04
-0.6	78.2	5439.0	8.131E+00	157800.	1230.	-68037.	2.196E-07	7.627E+04
-0.8	108.7	5211.0	5.293E+00	157800.	1230.	-68037.	1.788E-07	5.949E+04
-1.0	138.8	5020.1	3.655E+00	157800.	1230.	-68037.	1.439E-07	4.613E+04
-1.2	168.0	4881.9	2.644E+00	157800.	1230.	-68037.	1.147E-07	3.575E+04
-1.4	196.6	4797.4	1.997E+00	157800.	1230.	-68037.	9.049E-08	2.772E+04
-1.6	224.8	4745.9	1.551E+00	157800.	1230.	-68037.	7.094E-08	2.149E+04
-1.8	252.6	4682.2	1.191E+00	157800.	1230.	-68037.	5.579E-08	1.668E+04
-2.0	279.7	4593.7	8.950E-01	157800.	1230.	-68037.	4.420E-08	1.296E+04
-2.2	306.1	4507.6	6.732E-01	157800.	1230.	-68037.	3.510E-08	1.010E+04
-2.4	331.7	4433.6	5.126E-01	157800.	1230.	-68037.	2.793E-08	7.905E+03
-2.6	356.2	4364.9	3.930E-01	157800.	1230.	-68037.	2.231E-08	6.218E+03
-2.8	379.6	4291.5	3.007E-01	157800.	1230.	-68037.	1.800E-08	4.931E+03
-3.0	401.4	4211.9	2.294E-01	157800.	1230.	-68037.	1.470E-08	3.953E+03
-3.3	430.5	4096.6	1.553E-01	157800.	1230.	-68037.	1.117E-08	2.922E+03
-3.6	454.4	3983.5	1.076E-01	157800.	1230.	-68037.	8.899E-09	2.263E+03
-3.9	472.6	3857.9	7.427E-02	157800.	1230.	-68037.	7.549E-09	1.859E+03
-4.2	485.5	3724.3	5.069E-02	157800.	1230.	-68037.	6.811E-09	1.620E+03
-4.5	494.0	3585.9	3.391E-02	157800.	1230.	-68037.	6.477E-09	1.483E+03

Ab einer optischen Tiefe von $\log(\tau) = -2,8$ beginnt die Höhe z dieses Modelles gegenüber dem ersten zurückzubleiben. Die Induktion ist hier etwas geringer (zuvor ca. 1400 G). Mikro- und Strömungsgeschwindigkeit sowie $T(\tau)$ ändern sich jedoch nur wenig. Auch dieses Modell 2 erfüllt in beiden Komponenten das hydrostatische Gleichgewicht.

Tabelle 7.2b Modell 2: die unmagnetische Komponente:

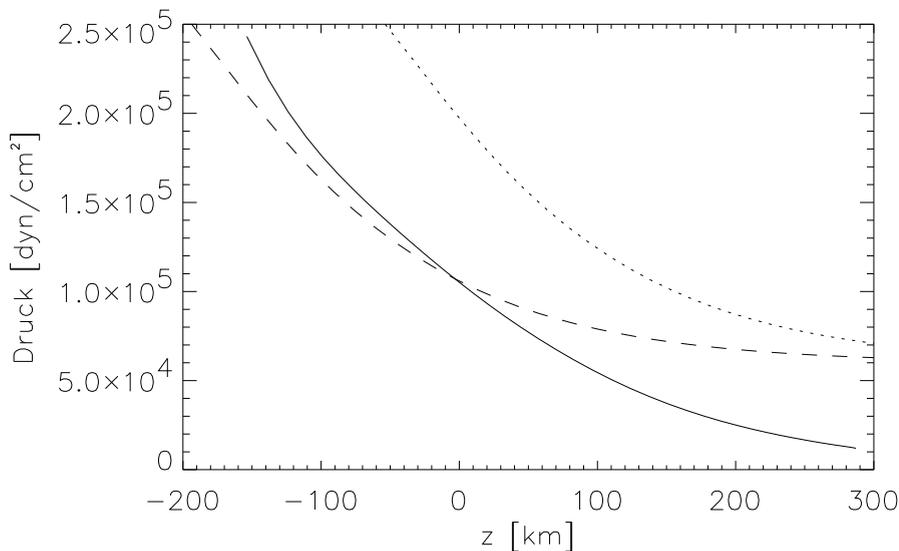
Füllfaktor: 60 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-153.7	8438.0	1.920E+03	260500.	9.	-373400.	4.479E-07	2.432E+05
1.2	-110.8	8374.7	1.552E+03	260500.	9.	-373400.	3.465E-07	1.868E+05
0.9	-78.0	8162.2	1.086E+03	260500.	9.	-373400.	3.016E-07	1.583E+05
0.6	-51.4	7812.3	6.296E+02	260500.	9.	-373400.	2.772E-07	1.389E+05
0.3	-27.2	7326.2	2.835E+02	260500.	9.	-373400.	2.612E-07	1.225E+05
0.0	0.0	6725.5	9.402E+01	260500.	9.	-373400.	2.448E-07	1.052E+05
-0.2	21.4	6416.0	4.935E+01	260500.	9.	-373400.	2.258E-07	9.254E+04
-0.4	44.4	6168.3	2.828E+01	260500.	9.	-373400.	2.031E-07	7.999E+04
-0.6	69.3	5923.8	1.607E+01	260500.	9.	-373400.	1.792E-07	6.779E+04
-0.8	96.0	5712.3	9.711E+00	260500.	9.	-373400.	1.539E-07	5.612E+04
-1.0	123.8	5549.4	6.445E+00	260500.	9.	-373400.	1.288E-07	4.564E+04
-1.2	151.3	5440.8	4.700E+00	260500.	9.	-373400.	1.062E-07	3.688E+04
-1.4	177.5	5383.1	3.717E+00	260500.	9.	-373400.	8.727E-08	3.000E+04
-1.6	201.3	5356.4	3.106E+00	260500.	9.	-373400.	7.255E-08	2.481E+04
-1.8	222.0	5325.8	2.625E+00	260500.	9.	-373400.	6.173E-08	2.099E+04
-2.0	239.4	5280.7	2.214E+00	260500.	9.	-373400.	5.399E-08	1.820E+04
-2.2	253.4	5253.5	1.953E+00	260500.	9.	-373400.	4.832E-08	1.621E+04
-2.4	264.1	5246.9	1.807E+00	260500.	9.	-373400.	4.423E-08	1.482E+04
-2.6	271.8	5250.8	1.729E+00	260500.	9.	-373400.	4.141E-08	1.388E+04
-2.8	277.1	5255.5	1.681E+00	260500.	9.	-373400.	3.952E-08	1.326E+04
-3.0	280.7	5260.8	1.655E+00	260500.	9.	-373400.	3.826E-08	1.285E+04
-3.3	284.0	5278.5	1.663E+00	260500.	9.	-373400.	3.703E-08	1.248E+04
-3.6	285.6	5305.2	1.712E+00	260500.	9.	-373400.	3.622E-08	1.227E+04
-3.9	286.4	5332.5	1.776E+00	260500.	9.	-373400.	3.563E-08	1.213E+04
-4.2	286.9	5362.2	1.857E+00	260500.	9.	-373400.	3.513E-08	1.203E+04
-4.5	287.1	5395.8	1.961E+00	260500.	9.	-373400.	3.464E-08	1.193E+04

In dieser unmagnetischen Komponente sind die Abweichungen zu der entsprechenden Komponente des Modelles 1 in dem Druck und der geometrischen Höhe größer als in der eigentlichen Fackel. Das Niveau $\log(\tau) = -2, 0$ liegt hier bereits bei 240 km. Darüber wird die Atmosphäre rasch optisch dünn und der dargestellte Bereich endet bei $\log(\tau) = -4, 5$ nur 50 km höher. Strömungs- und Mikrogeschwindigkeit weichen hingegen kaum von der Lösung des Modelles 1 ab.

Auch in diesem Modell 2 gibt es keine horizontale Druckbalance zwischen Fackel und Hintergrund. Abbildung 7.6 zeigt, daß eine Absenkung der magnetischen Komponente von 140 km den Gesamtdruck beider Atmosphären nur in der Höhe 0 des Hintergrunds zur Deckung bringt. Der Druckverlauf weicht in den geringen Höhen kaum von dem des ersten Modells aus Abb. 7.3 ab. Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß in dem Modell 2 die Stützstellen zwischen $\log(\tau) \in [-2, 0 \dots -4, 5]$ räumlich enger beieinander liegen.

Abbildung 7.6 Fackel 1, Modell 2: Druckverlauf



Diese Abbildung zeigt gegen geometrische Höhe z aufgetragen: durchgezogen: den Gasdruck der Hintergrund- Atmosphäre; gepunktet: die Summe aus magnetischem und Gasdruck der Fackel, sowie gestrichelt: magnetischer und Gasdruck der Fackel um 140 km verschoben.

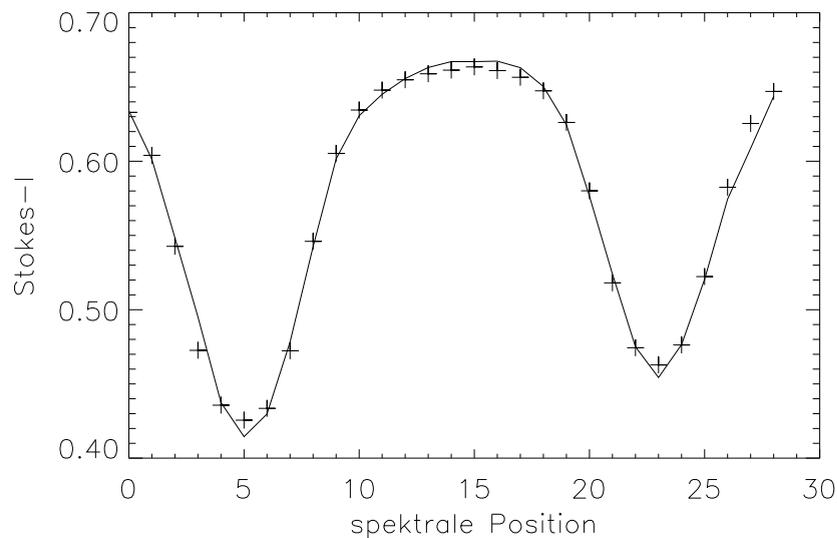
Insgesamt sind die Unterschiede zwischen den Modellen 1 und 2 gering und betreffen die optischen Tiefen, aus denen nur noch wenig Information entstammt. Insbesondere die Geschwindigkeiten beider Komponenten und die Schichtung $T(\tau)$ stimmen relativ gut überein. Bezüglich der magnetischen Induktion zeigt sich eine Abweichung von etwa 13%. Modell 2 hat mit 1230 G ein entsprechend schwächeres Magnetfeld und kann das beobachtete Stokes - V - Signal etwas schlechter reproduzieren als das Modell 1. Deswegen können diese 1230 G sicher als eine Untergrenze für die Induktion dieser Fackel angesehen werden.

7.4 Modell 3: Hintergrundfeld

Die soeben vorgestellten Modelle 1 und 2 erfüllen nicht das horizontale Druckgleichgewicht zwischen Fackel und Hintergrund, weil der Gasdruck der unmagnetischen Komponente zu gering ist, um das Magnetfeld der Fackel auszugleichen. Ein weiteres Magnetfeld in der Hintergrund-Atmosphäre könnte den Gesamtdruck dieser Atmosphäre erhöhen. Die Stokes-V-Profile $0,5''$ von der Fackel entfernt (Abb. 5.7b) und das Drei-Komponenten-Modell des 4. Kapitels deuten die mögliche Existenz eines weiteren Feldes an.

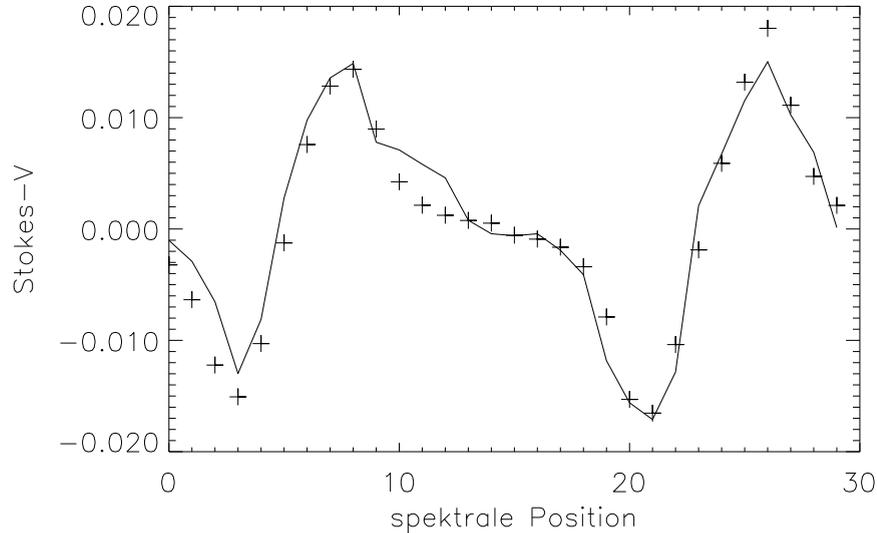
Daher wurde ausgehend vom Modell 1 ein Magnetfeld von 500 G, also in der Größenordnung der Äquipartitionsfeldstärke, der Hintergrund-Komponente zugefügt. Es ergab sich daraus das folgende Modell 3:

Abbildung 7.7a Profile des Modelles 3



Die synthetischen Profile der Intensität des Modelles 3 (durch Kreuze gekennzeichnet) im Vergleich mit den Beobachtungsdaten. Links ist wiederum die $6301,5 \text{ \AA}$ Linie abgebildet. Die spektralen Positionen laufen also von blau nach rot.

Abbildung 7.7b Profile des Modelles 3



Die zirkulare Polarisation dieses Modelles (durch Kreuze gekennzeichnet) gibt die beobachteten V -Profile geringfügig besser wieder als Modell 1 aus Abb. 7.1b. Allerdings stellt ein Hintergrundfeld einen weiteren Freiheitsgrad zur Erklärung der Daten dar und erleichtert damit die Konvergenz.

Die magnetische Induktion beider Atmosphären wurde bei der Inversion im ersten Iterationszyklus konstant belassen und später vom Programm auch nicht mehr verändert. Die prompte Konvergenz dieses Modelles ist hervorzuheben: Dies ist natürlich kein Beweis für die Richtigkeit dieses Szenarios, zumal das magnetische Feld des Hintergrundes für die verrauschte zirkulare Polarisation wie ein weiterer Freiheitsgrad wirkt. Eine gewisse „Erleichterung“ bei der Konvergenz durfte also durchaus erwartet werden.

Die Hoffnung, durch die zweite Magnetfeldkomponente einen Teil der Mikroturbulenz erklären zu können, erfüllte sich indessen nicht. In dem Vergleich zu den vorherigen Modellen verdoppelt sich hier nahezu die Aufströmung in der Fackel. Materiegeschwindigkeit und Mikroturbulenz bleiben in der magnetischen Komponente jedoch kleiner als im Hintergrund. Die kompletten Modelle werden in den folgenden Tabellen gezeigt.

Tabelle 7.3a Modell 3: die magnetische Komponente:

Füllfaktor: 40 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-109.5	9154.7	4.044E+03	174400.	1392.	-156690.	3.541E-07	2.110E+05
1.2	-84.3	9056.6	3.448E+03	174400.	1392.	-156690.	3.217E-07	1.895E+05
0.9	-67.3	8646.7	2.094E+03	174400.	1392.	-156690.	3.147E-07	1.758E+05
0.6	-50.0	7826.5	6.964E+02	174400.	1392.	-156690.	3.243E-07	1.628E+05
0.3	-27.9	7086.9	2.102E+02	174400.	1392.	-156690.	3.236E-07	1.466E+05
0.0	0.0	6424.2	5.965E+01	174400.	1392.	-156690.	3.099E-07	1.271E+05
-0.2	23.8	6050.5	2.744E+01	174400.	1392.	-156690.	2.876E-07	1.111E+05
-0.4	51.2	5747.2	1.447E+01	174400.	1392.	-156690.	2.545E-07	9.338E+04
-0.6	80.9	5491.0	8.589E+00	174400.	1392.	-156690.	2.154E-07	7.550E+04
-0.8	111.4	5273.0	5.608E+00	174400.	1392.	-156690.	1.769E-07	5.954E+04
-1.0	141.5	5091.6	3.896E+00	174400.	1392.	-156690.	1.429E-07	4.644E+04
-1.2	170.8	4962.4	2.849E+00	174400.	1392.	-156690.	1.141E-07	3.615E+04
-1.4	199.3	4886.3	2.175E+00	174400.	1392.	-156690.	9.015E-08	2.812E+04
-1.6	227.3	4842.6	1.702E+00	174400.	1392.	-156690.	7.068E-08	2.185E+04
-1.8	255.1	4786.0	1.315E+00	174400.	1392.	-156690.	5.550E-08	1.696E+04
-2.0	282.3	4703.9	9.957E-01	174400.	1392.	-156690.	4.380E-08	1.316E+04
-2.2	308.9	4622.3	7.528E-01	174400.	1392.	-156690.	3.457E-08	1.020E+04
-2.4	335.0	4548.7	5.713E-01	174400.	1392.	-156690.	2.720E-08	7.898E+03
-2.6	360.7	4479.8	4.344E-01	174400.	1392.	-156690.	2.136E-08	6.110E+03
-2.8	385.9	4405.5	3.280E-01	174400.	1392.	-156690.	1.681E-08	4.727E+03
-3.0	410.6	4324.2	2.453E-01	174400.	1392.	-156690.	1.325E-08	3.658E+03
-3.3	446.7	4205.4	1.578E-01	174400.	1392.	-156690.	9.263E-09	2.487E+03
-3.6	481.9	4087.6	1.003E-01	174400.	1392.	-156690.	6.461E-09	1.686E+03
-3.9	516.4	3956.4	6.142E-02	174400.	1392.	-156690.	4.500E-09	1.137E+03
-4.2	551.3	3816.4	3.568E-02	174400.	1392.	-156690.	3.083E-09	7.513E+02
-4.5	588.5	3670.9	1.915E-02	174400.	1392.	-156690.	2.015E-09	4.723E+02

Die Aufströmung in diesem Modell ist relativ hoch, bleibt aber kleiner als in der Hintergrund-Komponente. Auch die Mikrogeschwindigkeit ist nunmehr etwas höher. Interessant ist hingegen, daß Induktion, Temperaturschichtung und Druck praktisch mit Modell 1 übereinstimmen.

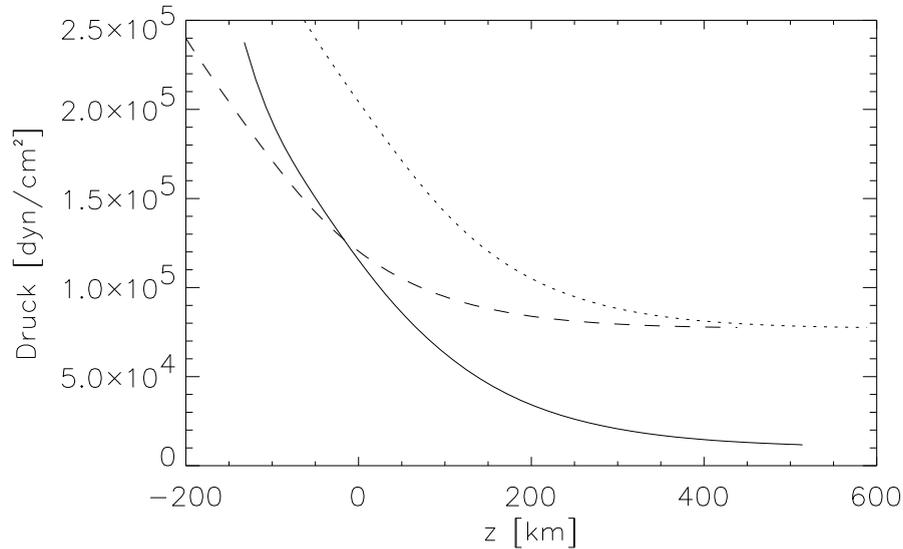
Tabelle 7.3b Modell 3: die unmagnetische Komponente:

Füllfaktor: 60 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-132.3	8739.1	2.660E+03	215400.	500.	-373400.	4.033E-07	2.277E+05
1.2	-96.4	8629.9	2.073E+03	215400.	500.	-373400.	3.216E-07	1.793E+05
0.9	-68.6	8370.3	1.402E+03	215400.	500.	-373400.	2.866E-07	1.546E+05
0.6	-45.9	7973.0	7.840E+02	215400.	500.	-373400.	2.684E-07	1.374E+05
0.3	-24.5	7440.5	3.390E+02	215400.	500.	-373400.	2.565E-07	1.222E+05
0.0	0.0	6795.2	1.068E+02	215400.	500.	-373400.	2.431E-07	1.056E+05
-0.2	19.9	6457.6	5.354E+01	215400.	500.	-373400.	2.254E-07	9.298E+04
-0.4	42.1	6183.5	2.916E+01	215400.	500.	-373400.	2.030E-07	8.017E+04
-0.6	66.9	5914.5	1.575E+01	215400.	500.	-373400.	1.787E-07	6.747E+04
-0.8	94.7	5680.7	9.096E+00	215400.	500.	-373400.	1.521E-07	5.518E+04
-1.0	124.7	5497.9	5.810E+00	215400.	500.	-373400.	1.254E-07	4.401E+04
-1.2	155.8	5372.4	4.075E+00	215400.	500.	-373400.	1.007E-07	3.454E+04
-1.4	187.3	5301.0	3.066E+00	215400.	500.	-373400.	7.936E-08	2.686E+04
-1.6	219.0	5264.0	2.401E+00	215400.	500.	-373400.	6.194E-08	2.082E+04
-1.8	250.7	5226.8	1.875E+00	215400.	500.	-373400.	4.823E-08	1.610E+04
-2.0	282.8	5179.3	1.439E+00	215400.	500.	-373400.	3.748E-08	1.239E+04
-2.2	315.5	5160.0	1.137E+00	215400.	500.	-373400.	2.874E-08	9.468E+03
-2.4	348.7	5183.5	9.543E-01	215400.	500.	-373400.	2.171E-08	7.186E+03
-2.6	381.7	5220.9	8.336E-01	215400.	500.	-373400.	1.642E-08	5.473E+03
-2.8	413.1	5263.1	7.559E-01	215400.	500.	-373400.	1.258E-08	4.227E+03
-3.0	441.4	5309.4	7.161E-01	215400.	500.	-373400.	9.898E-09	3.356E+03
-3.3	474.6	5394.8	7.344E-01	215400.	500.	-373400.	7.421E-09	2.557E+03
-3.6	495.5	5495.5	8.436E-01	215400.	500.	-373400.	6.121E-09	2.148E+03
-3.9	506.5	5602.1	1.033E+00	215400.	500.	-373400.	5.431E-09	1.943E+03
-4.2	511.7	5715.4	1.318E+00	215400.	500.	-373400.	5.021E-09	1.833E+03
-4.5	514.1	5835.9	1.724E+00	215400.	500.	-373400.	4.736E-09	1.766E+03

In diesem Modell ändern sich durch das Hinzufügen der magnetischen Induktion Temperaturschichtung und Druck verglichen mit Modell 1 nur geringfügig. Die Mikrogeschwindigkeit nimmt hier leicht ab. Beide Komponenten befinden sich wiederum im hydrostatischen Gleichgewicht.

Abbildung 7.8 Modell 3: Druckverlauf



Diese Abbildung zeigt gegen geometrische Höhe z aufgetragen: durchgezogen: den Gesamtdruck der Hintergrund-Atmosphäre; punktiert: den Gesamtdruck der Fackel bezogen auf ihre Höhenskala und gestrichelt: den Gesamtdruck der Fackel um 150 km versetzt.

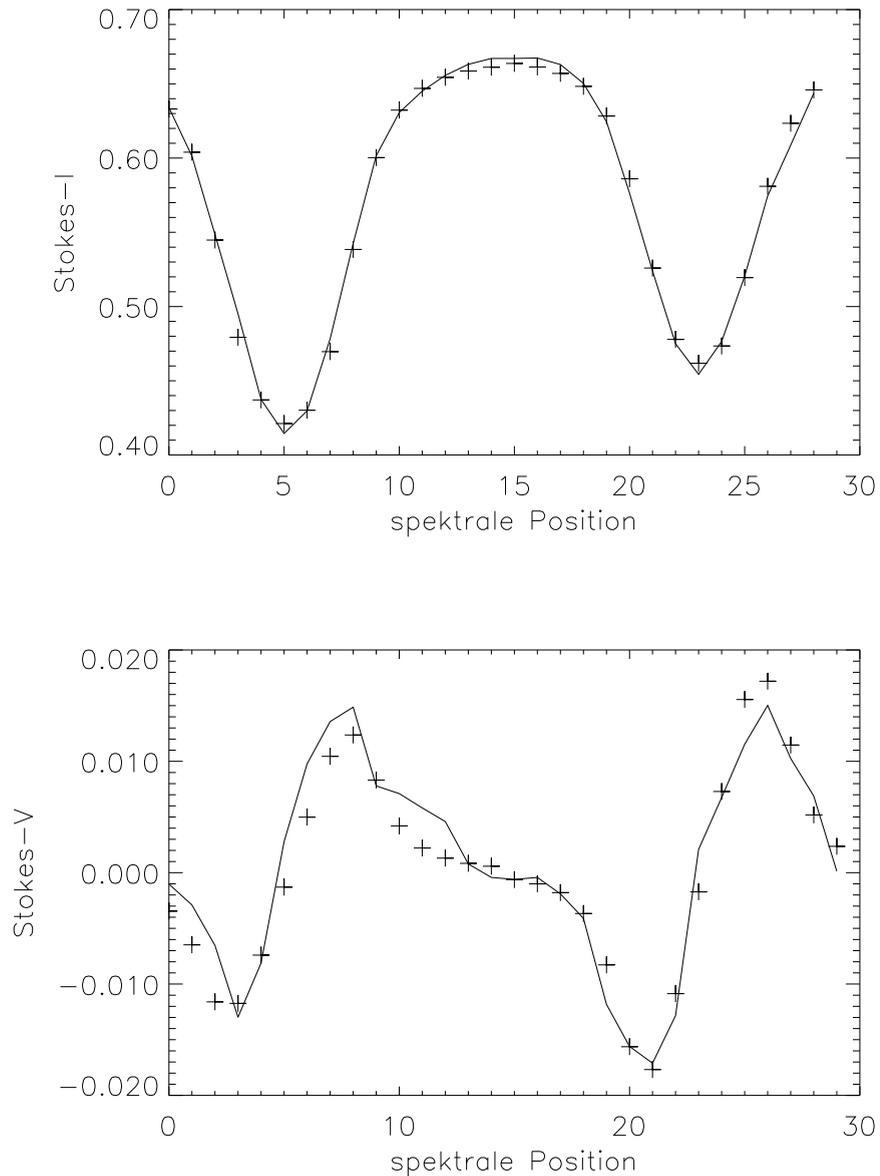
Der turbulente Druck ist hier erneut wegen der geringen Dichte beider Komponenten vernachlässigbar. Das Druckgleichgewicht ist wiederum nur für eine Höhe erfüllt.

Ein Magnetfeld der Hintergrund-Atmosphäre vermag alleine also eine Fackel nicht im Druckgleichgewicht zu halten, da sich durch das Hinzufügen eines solchen zweiten Feldes beide Komponenten wenig ändern. [Durch den geringen Einfluß eines Magnetfeldes des Hintergrundes auf die Linienprofile kann über dessen mögliche Existenz also keine definitive Aussage getroffen werden.]

Aus diesem Grunde ist ein weiteres Modell gerechnet worden, bei dem der Induktion eine Knotenzahl von 2 in der Fackel-Komponente zugewiesen wurde, jedoch kein Feld im Hintergrund-Modell berücksichtigt wurde. In diesem Falle ergibt sich ein nach oben linear abnehmendes Magnetfeld. Dieses Modell wird im Folgenden Abschnitt diskutiert.

7.5 Modell 4: Gradient der Induktion

Abbildung 7.9a,b Profile des Modelles 4



Die synthetischen Profile dieses Modelles mit Gradient der magnetischen Induktion sind wiederum durch Kreuze gekennzeichnet; durchgezogen sind die gemessenen Profile. Im Vergleich zum Modell 1 (Abb. 7.1a,b) ist die Wiedergabe der Intensität in beiden Linienkernen hier etwas besser. Dem Code steht hierbei allerdings ein weiterer Freiheitsgrad zur Verfügung.

Tabelle 7.4a Modell 4: die magnetische Komponente:

Füllfaktor: 40 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-108.1	8926.0	3.459E+03	132700.	2804.	-93187.	4.362E-07	2.520E+05
1.2	-83.0	8792.5	2.786E+03	132700.	2686.	-93187.	3.889E-07	2.211E+05
0.9	-66.0	8406.3	1.720E+03	132700.	2569.	-93187.	3.914E-07	2.118E+05
0.6	-49.4	7609.5	5.555E+02	132700.	2451.	-93187.	3.987E-07	1.942E+05
0.3	-28.0	6893.1	1.636E+02	132700.	2334.	-93187.	3.886E-07	1.712E+05
0.0	0.0	6252.9	4.618E+01	132700.	2216.	-93187.	3.567E-07	1.424E+05
-0.2	24.6	5893.7	2.175E+01	132700.	2138.	-93187.	3.181E-07	1.197E+05
-0.4	52.9	5604.3	1.200E+01	132700.	2060.	-93187.	2.707E-07	9.686E+04
-0.6	83.4	5361.4	7.472E+00	132700.	1982.	-93187.	2.229E-07	7.630E+04
-0.8	114.0	5155.9	5.038E+00	132700.	1903.	-93187.	1.804E-07	5.939E+04
-1.0	144.0	4986.1	3.550E+00	132700.	1825.	-93187.	1.447E-07	4.606E+04
-1.2	173.1	4867.7	2.610E+00	132700.	1747.	-93187.	1.149E-07	3.570E+04
-1.4	201.8	4801.3	2.002E+00	132700.	1668.	-93187.	9.031E-08	2.768E+04
-1.6	230.1	4766.1	1.576E+00	132700.	1590.	-93187.	7.057E-08	2.147E+04
-1.8	258.1	4716.6	1.226E+00	132700.	1512.	-93187.	5.533E-08	1.666E+04
-2.0	285.7	4640.3	9.316E-01	132700.	1433.	-93187.	4.368E-08	1.294E+04
-2.2	312.5	4561.2	7.066E-01	132700.	1355.	-93187.	3.459E-08	1.007E+04
-2.4	338.5	4482.5	5.364E-01	132700.	1277.	-93187.	2.750E-08	7.871E+03
-2.6	363.5	4407.2	4.092E-01	132700.	1198.	-93187.	2.198E-08	6.184E+03
-2.8	387.2	4325.4	3.108E-01	132700.	1120.	-93187.	1.773E-08	4.895E+03
-3.0	409.4	4235.4	2.346E-01	132700.	1042.	-93187.	1.449E-08	3.918E+03
-3.3	439.0	4101.3	1.549E-01	132700.	924.	-93187.	1.102E-08	2.886E+03
-3.6	463.6	3966.1	1.030E-01	132700.	807.	-93187.	8.769E-09	2.220E+03
-3.9	482.9	3815.8	6.654E-02	132700.	689.	-93187.	7.370E-09	1.795E+03
-4.2	497.2	3655.0	4.125E-02	132700.	572.	-93187.	6.540E-09	1.526E+03
-4.5	507.5	3487.9	2.446E-02	132700.	455.	-93187.	6.070E-09	1.352E+03

Erlaubt man dem Code, einen Gradienten der Induktion einzuführen, ergibt sich eine Abnahme dieser von etwa $3,6 \text{ Gkm}^{-1}$. Ein solcher Wert paßt gut zu Beobachtungen von Plages in aktiven Gebieten (Martínez Pillet, Lites und Skumanich, 1997 und Stenflo, Solanki und Harvey, 1987). Geschwindigkeiten und Temperaturschichtung ähneln wiederum den bereits gezeigten Modellen.

Tabelle 7.4b Modell 4: die unmagnetische Komponente:

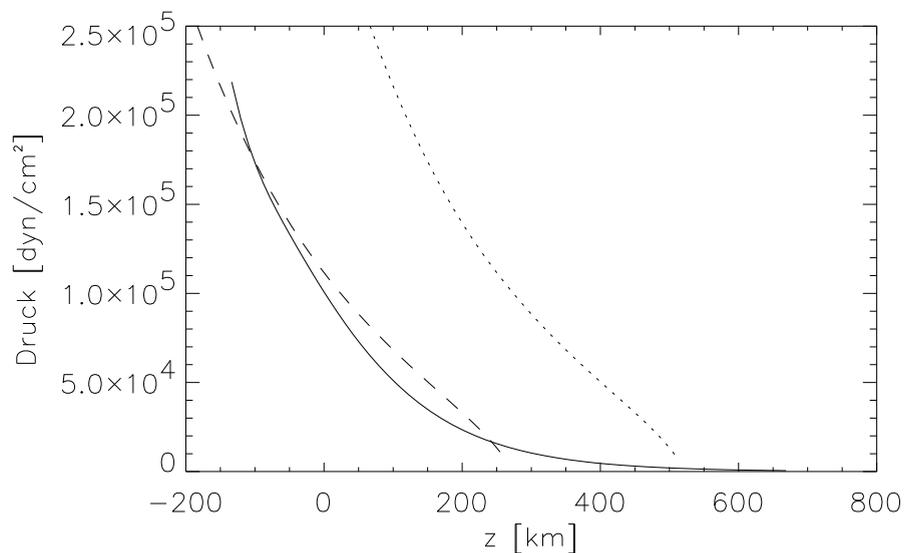
Füllfaktor: 60 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-133.6	8812.7	2.834E+03	262000.	9.	-295150.	3.836E-07	2.187E+05
1.2	-97.5	8687.3	2.164E+03	262000.	9.	-295150.	3.041E-07	1.708E+05
0.9	-69.3	8425.3	1.464E+03	262000.	9.	-295150.	2.707E-07	1.470E+05
0.6	-46.2	8030.8	8.271E+02	262000.	9.	-295150.	2.533E-07	1.307E+05
0.3	-24.6	7501.8	3.636E+02	262000.	9.	-295150.	2.422E-07	1.164E+05
0.0	0.0	6856.3	1.163E+02	262000.	9.	-295150.	2.301E-07	1.008E+05
-0.2	19.8	6521.5	5.905E+01	262000.	9.	-295150.	2.139E-07	8.913E+04
-0.4	41.6	6249.0	3.241E+01	262000.	9.	-295150.	1.935E-07	7.725E+04
-0.6	65.8	5979.1	1.747E+01	262000.	9.	-295150.	1.713E-07	6.541E+04
-0.8	93.0	5745.7	1.002E+01	262000.	9.	-295150.	1.466E-07	5.380E+04
-1.0	122.6	5562.2	6.315E+00	262000.	9.	-295150.	1.213E-07	4.308E+04
-1.2	153.7	5435.4	4.378E+00	262000.	9.	-295150.	9.753E-08	3.385E+04
-1.4	185.5	5362.1	3.272E+00	262000.	9.	-295150.	7.684E-08	2.631E+04
-1.6	217.6	5322.9	2.554E+00	262000.	9.	-295150.	5.987E-08	2.035E+04
-1.8	249.9	5282.5	1.982E+00	262000.	9.	-295150.	4.646E-08	1.567E+04
-2.0	283.1	5230.4	1.500E+00	262000.	9.	-295150.	3.581E-08	1.196E+04
-2.2	317.7	5204.3	1.165E+00	262000.	9.	-295150.	2.708E-08	9.000E+03
-2.4	353.8	5217.4	9.561E-01	262000.	9.	-295150.	2.008E-08	6.688E+03
-2.6	391.3	5242.8	8.058E-01	262000.	9.	-295150.	1.470E-08	4.922E+03
-2.8	429.9	5272.5	6.918E-01	262000.	9.	-295150.	1.067E-08	3.591E+03
-3.0	469.3	5305.3	6.053E-01	262000.	9.	-295150.	7.694E-09	2.607E+03
-3.3	528.1	5369.5	5.280E-01	262000.	9.	-295150.	4.719E-09	1.618E+03
-3.6	581.8	5447.6	5.010E-01	262000.	9.	-295150.	3.016E-09	1.049E+03
-3.9	624.5	5530.4	5.130E-01	262000.	9.	-295150.	2.109E-09	7.451E+02
-4.2	652.9	5619.1	5.704E-01	262000.	9.	-295150.	1.657E-09	5.950E+02
-4.5	668.7	5714.2	6.799E-01	262000.	9.	-295150.	1.443E-09	5.270E+02

In diesem Modell zeigt die unmagnetische Komponente eine geringere Aufströmung, die zuvor bei mehr als 3 km s^{-1} lag. Dennoch übertrifft die Geschwindigkeit immer noch die der magnetischen Komponente - wieder vorausgesetzt, die Strömung verlaufe vertikal.

Abbildung 7.10 zeigt, daß in diesem Modell bei einer (hohen) Verschiebung von 250 km der Null-Niveaus beider Atmosphären eine horizontale Druckbalance recht gut erfüllt ist. Wenn unter den Annahmen des SIR Codes eine stabile Lösung gesucht wird, bei welcher der Durchmesser der Fackel sich zeitlich nicht verändert, stellt dieses 4. Modell eine mögliche Lösung dar. Ein Vergleich mit den zuvor diskutierten Modellen zeigt, daß die hier angegebenen Werte für die Geschwindigkeiten und den Verlauf $T(\tau)$ für beide Komponenten der solaren Atmosphäre sich auch unter unterschiedlichen Szenarien relativ gut reproduzieren. Sie sind damit sicher aus den vorliegenden Beobachtungsdaten bestimmbar.

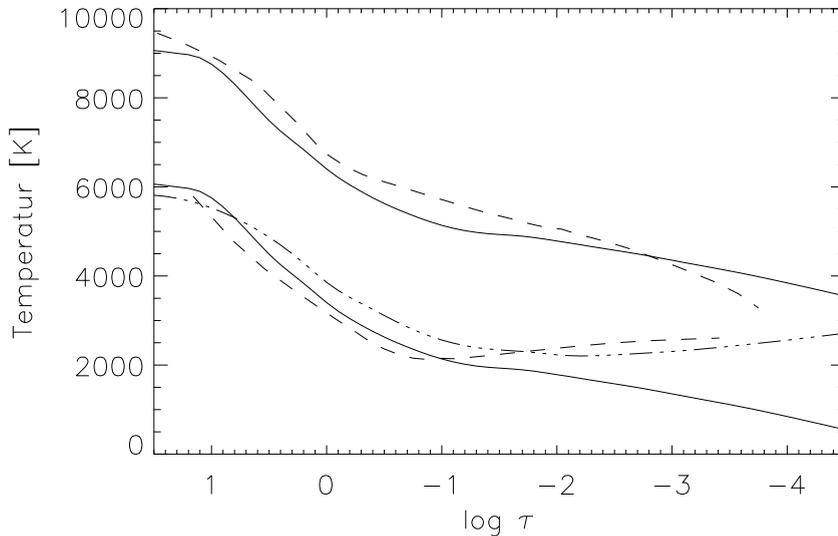
Abbildung 7.10 Modell 4: Druckverlauf



Diese Abbildung zeigt gegen geometrische Höhe z aufgetragen: durchgezogen: den Gesamtdruck der Hintergrund-Atmosphäre; punktiert: den Gesamtdruck der Fackel bezogen auf ihre Höhenskala und gestrichelt: den Gesamtdruck der Fackel um 250 km versetzt.

Die magnetische Induktion des Modelles 4 ist mit 2200 G an dem Ort $\log(\tau_{Kont}) = 0$ relativ hoch. Eine Wilson-Depression bewirkt jedoch, daß diese Schicht unterhalb des Null-Niveaus der ruhigen Photosphäre liegt.

Abbildung 7.11 Vergleich der Temperaturschichtung



Diese Abbildung zeigt einen Vergleich der Temperaturverläufe beider Komponenten der hier gefundenen Modelle mit der Inversion eines Plage-Profiles von Bellot Rubio et al. (2000b). Die oberen Kurven geben die Temperaturschichtung der magnetischen Komponente an, die unteren Kurven die des unmagnetischen Hintergrundes. Diese Funktionen sind zur besseren Übersichtlichkeit um 3000 K nach unten versetzt abgebildet. Gestrichelt sind die Lösungen der spanischen Gruppe, durchgezogen das Modell 1 mit konstanter Induktion sowie strichpunktiert das Modell 4 mit nach oben abnehmendem Feld. Die Temperaturverläufe der Fackelkomponente aller hier diskutierten Modelle sind so ähnlich, daß nur das 1. Modell abgebildet ist.

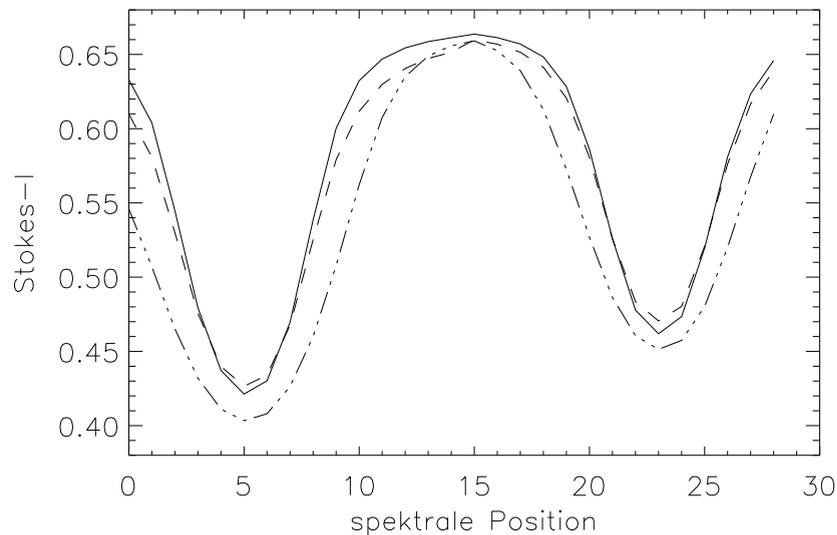
Abbildung 7.11 zeigt, daß der Temperaturverlauf von Fackel und Hintergrund des Modelles 4 gut mit dem Plage-Modell von Bellot Rubio, Ruiz Cobo und Collados (2000b) übereinstimmen. Dieses ist bemerkenswert, weil die spanische Gruppe mit dem Advanced Stokes Polarimeter (ASP) des VTT am Sacramento Peak in den gleichen Eisen-Linien beobachtete und aus unterschiedlichen Plages ein mittleres Profil mit gutem Signal- zu Rausch-Verhältnis und hoher spektraler Auflösung konstruierte, welches ebenfalls mit dem SIR Code invertiert wurde. Die Mittelung über viele unterschiedliche Plages löscht die räumliche Information aus. Damit wählten Bellot Rubio et al. eine ganz unterschiedliche Herangehensweise, um ein invertierbares Profil zu erhalten. Ihr Plage-Modell (ihre Tabelle 1) weist wie das Modell 4 ein mit Höhe abnehmendes Magnetfeld auf.

Die Temperaturschichtungen sind hier bezüglich optischer Tiefe verglichen, weil sich Druck und damit Höhe z nur schlecht aus einer Inversion bestimmen lassen. Damit werden präzise Aussagen über die Verhältnisse in gleicher geometrischen Höhe schwierig.

Anscheinend empfiehlt es sich, künftig auch in druckempfindlichen Linien zu beobachten, um diesen Parameter besser aus aufgenommenen Profilen bestimmen zu können.

Die Schwierigkeit des SIR Codes, aus den vorhandenen Daten gerade den Elektronendruck und damit maßgeblich die Dichte und die Druckbalance zu bestimmen, war nicht a priori bekannt. Die folgenden Abbildungen zeigen daher die Auswirkungen des Elektronendruckes und zum Vergleich ebenfalls der Mikrogeschwindigkeit auf die Linienprofile des Modelles 4. Ausgehend von diesem ist die Mikrogeschwindigkeit verdoppelt und der Elektronendruck verdreifacht worden.

Abbildung 7.12 Einfluß von Druck und Mikrogeschwindigkeit auf I

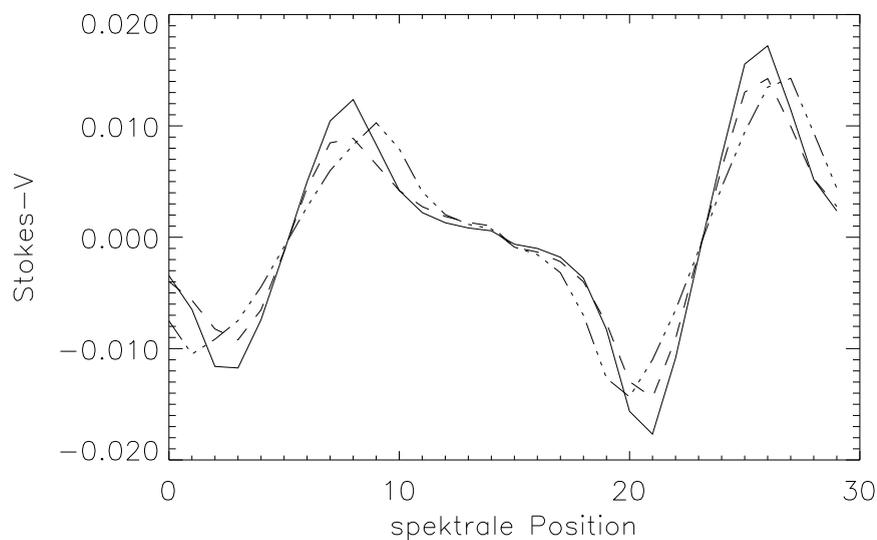


Diese Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Stokes-I-Linienprofile von Elektronendruck und Mikrogeschwindigkeit. Durchgezogen ist das synthetische Spektrum des Modelles 4, gestrichelt ist dieses Modell bei dreifachem Elektronendruck und strichpunktiert bei verdoppelter Mikrogeschwindigkeit. Die blaue 6301,5 Å Linie ist links dargestellt, rechts die 6302,5 Å Linie.

Die Abbildung 7.12 zeigt den vergleichsweise geringen Einfluß des Druckes auf die Stokes-I-Linienprofile der beiden Eisenlinien. Eine Verdreifachung des Druckes in jeder Stützstelle der optischen Tiefe bewirkt, daß nur noch etwa 50 km zwischen $\log(\tau) = 1,5$ und $\log(\tau) = -4,5$ liegen, und dies stellt sicher eine drastische Veränderung der Photosphäre verglichen mit dem Ausgangsmodell dar. Durch die Erhöhung des Druckes ergibt

sich eine verstärkte Stoßdämpfung der Absorptionsprofile, die sich hauptsächlich in den Flanken der Linien niederschlägt. Eine Verdoppelung der Mikrogeschwindigkeit hat hingegen auf die beiden Spektrallinien eine deutliche Auswirkung, da in diesem Falle über einen erhöhten Wellenlängenbereich in den Spektrallinien Absorption stattfindet (Voigt, Kapitel 5.2).

Abbildung 7.13 Einfluß von Druck und Mikrogeschwindigkeit



Diese Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Stokes - V-Linienprofile von Elektronendruck und Mikrogeschwindigkeit. Durchgezogen: das synthetische Spektrum des Modelles 2 gestrichelt: Modell 2 mit dreifach erhöhtem Elektronendruck strichpunktiert: Modell 2 mit verdoppelter Mikrogeschwindigkeit.

Auch die zirkulare Polarisierung verändert sich nach Abbildung 7.13 in Abhängigkeit von Druck und Mikroturbulenz. Das bedeutet, daß aus Stokes - V alleine keine komplette Atmosphäre abgeleitet werden kann, weil es unter Umständen verschiedene Modelle gibt, die in Druck, Mikrogeschwindigkeit, Temperatur und natürlich Induktion voneinander abweichen und dennoch dasselbe V-Profil wiedergeben können.

Deswegen stellen alle Auswerteverfahren, die nur aus der gemessenen zirkularen Polarisierung die magnetische Induktion zu bestimmen trachten, nur eine grobe Näherung dar.

Die Inversionen mit dem SIR Code können die Interdependenzen hinter den Parametern aufdecken und zu einer konsistenteren Beschreibung der beobachteten Linienprofile kommen. Aus den hier vorgestellten Modellen leiten sich folgende Schlußfolgerungen ab:

- Die Materie der Fackel zeigt eine leichte Aufströmung. Die Umgebung strömt hingegen (bei Projektion auf die Vertikale) deutlich mit über 3 km s^{-1} auf, so daß die Fackel relativ zum Hintergrund abströmt.
- Die Fackel kann gut durch eine Induktion von 1400 G beschrieben werden. Erlaubt man eine Variation des Feldes mit Höhe, zeigt sich, daß es nach oben abnimmt und sich die 1400 G auf $\log(\tau_{Kont}) = -2,2$ beziehen.
- Der Temperaturverlauf der Fackel ähnelt qualitativ dem Plage-Modell von Bellot Rubio, Ruiz Cobo und Collados (2000b). Die Fackel ist hier etwas kälter, der Hintergrund etwas wärmer als nach dem Resultat der spanischen Gruppe.
- Die Mikrogeschwindigkeit des Hintergrundes beträgt mehr als 2 km s^{-1} , die der Fackel ca. $1,5 \text{ km s}^{-1}$.
- Der Druck läßt sich aus den vorhandenen Daten schlecht bestimmen. Dafür wären druckempfindliche Linien mit guter Abtastung des die Linien umgebenden Kontinuums erforderlich. Die Unsicherheit der Druckbestimmung bewirkt, daß auch geometrische Höhe und Dichte nur schwer zu bestimmen sind.

8 Inversionen asymmetrischer Stokes - V - Profile

8.1 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wird zunächst exemplarisch die Inversion eines asymmetrischen Stokes-V-Profiles dargestellt, anhand dessen die Einsatzmöglichkeiten und Grenzen des SIR Codes diskutiert werden.

Dieser Abschnitt dient als Vorbereitung auf die Zeitserie des 9. Kapitels, in welchem weitere, ganz asymmetrische Signale der zirkularen Polarisation vorgestellt werden.

Insbesondere wird der Verlust der Eindeutigkeit der Resultate bei der erforderlichen hohen Knotenzahl durch den Vergleich der Modelle 1 und 2 dieses Abschnittes demonstriert.

Diskutiert wird weiterhin die Abhängigkeit der Lösung von der jeweiligen Wahl der Freiheitsgrade.

Allen prinzipiellen Problemen zum Trotz lassen sich auch aus schwierigen Profilen interessante Schlußfolgerungen ziehen.

8.2 Beispiel eines asymmetrischen Stokes - V - Profiles

Wie im fünften Kapitel dargestellt, entstammen zahllosen Regionen der vorliegenden Daten ganz asymmetrische Stokes - V - Profile.

Diese gleichermaßen bezüglich Flächen- und Amplituden-Asymmetrie zu beschreiben, indem explizit zwei Atmosphären für eine vollständige Inversion berücksichtigt werden, ist eine Hauptintention des SIR Codes (Bellot Rubio, Ruiz Cobo, Collados, 2000a, b).

Natürlich müssen hierfür die Knotenzahlen für Induktion und Strömungsgeschwindigkeit heraufgesetzt werden, weil Gradienten in diesen Parametern längs der Sichtlinie für den Bruch der reinen Antisymmetrie der zirkularen Polarisation verantwortlich sind (Grossmann-Doerth, Schüssler, Solanki, 1988).

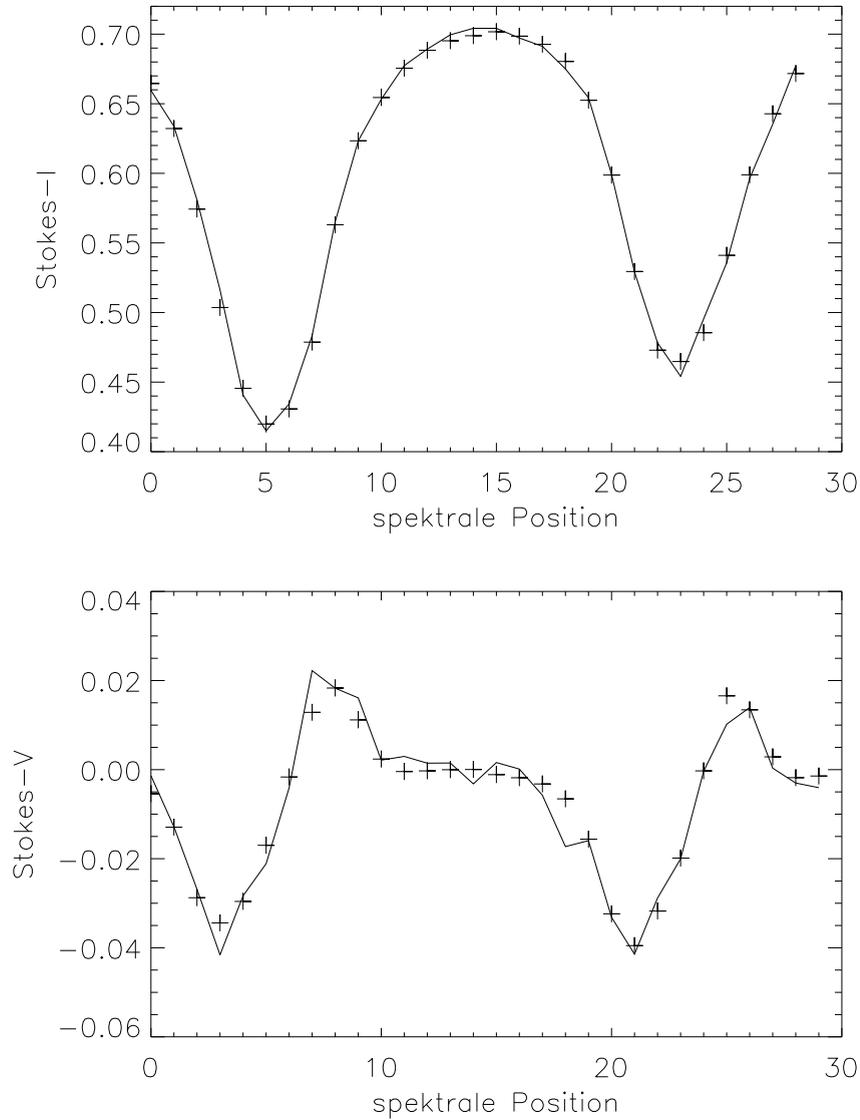
Damit verschlechtert sich das Verhältnis zwischen der Anzahl der beobachteten Größen und den zu bestimmenden Parametern. Die Ungewißheit ob der Eindeutigkeit einer gefundenen Lösung muß daher unbedingt im Auge behalten werden.

Die berechtigte Hoffnung bestand jedoch darin, die im vorangegangenen Kapitel dargestellten Modelle einer isolierten Fackel seien bereits hinreichend gute Startmodelle für eine Inversion auch asymmetrischer Stokes - V - Profile.

Ferner lassen sich gewiß auch dann, wenn eine Inversion unter gegebenem Startmodell und Freiheitsgraden scheitert oder nur mit ungläubhaften Werten konvergiert, Aussagen und Einschränkungen zu der dem Linienprofil zugrundeliegenden Physik postulieren.

Die Stabilität des Hauptfackelgebietes (siehe Abbildung 5.5c zu Beginn der Zeitserie sowie auch unterhalb der Bildmitte von Abbildung 5.6 dargestellt) läßt eine annähernde Druckbalance in gleicher geometrischer Höhe beider Atmosphären notwendig erscheinen. Damit besteht bei Fackeln die Möglichkeit, diesbezüglich instabile Lösungen zurückzuweisen. Aus diesem Grunde sollen im Folgenden trotz der relativ wenigen spektralen Positionen, des schrägen Einblickwinkels und der intrinsischen Annahmen des SIR Codes die Inversion einiger schwieriger Profile vorgestellt werden.

Abbildung 8.1 Fackel 2, Profile des Modelles 1



Auch in diesem Kapitel laufen die spektralen Positionen von blau (links) nach rot. Einer spektralen Position entsprechen wiederum $40 \text{ m}\text{\AA}$. Die Konvergenz zu den durchgezogenen Beobachtungsdaten ist sehr gut, auch Flächen- wie Amplituden-Asymmetrie der zirkularen Polarisierung können reproduziert werden. Die Daten dieses Modelles sind in den folgenden Tabellen verzeichnet. Auch die zweite Komponente weist hierbei ein Magnetfeld auf.

Tabelle 8.1a Fackel 2: die magnetische Komponente:

Füllfaktor: 51 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-65.5	10999.8	1.542E+04	1.	2324.	-1910000.	1.728E-07	1.367E+05
1.2	-54.1	10365.4	9.219E+03	1.	2301.	-1924000.	1.724E-07	1.233E+05
0.9	-43.8	9894.1	5.729E+03	1.	2217.	-1852000.	1.572E-07	1.050E+05
0.6	-32.6	8972.8	2.272E+03	1.	2100.	-1741000.	1.709E-07	1.001E+05
0.3	-18.0	8129.6	7.956E+02	1.	1970.	-1608000.	1.782E-07	9.330E+04
0.0	0.0	7367.5	2.505E+02	1.	1774.	-1464000.	1.792E-07	8.453E+04
-0.2	14.8	6924.1	1.143E+02	1.	1653.	-1375000.	1.749E-07	7.744E+04
-0.4	32.1	6553.6	5.492E+01	1.	1543.	-1292000.	1.659E-07	6.947E+04
-0.6	52.0	6229.9	2.735E+01	1.	1440.	-1208000.	1.530E-07	6.087E+04
-0.8	74.8	5944.7	1.424E+01	1.	1344.	-1120000.	1.368E-07	5.192E+04
-1.0	100.7	5696.5	7.928E+00	1.	1258.	-1030000.	1.181E-07	4.298E+04
-1.2	129.0	5500.7	4.913E+00	1.	1180.	-935800.	9.861E-08	3.463E+04
-1.4	158.5	5358.4	3.361E+00	1.	1114.	-837900.	8.023E-08	2.745E+04
-1.6	188.4	5248.4	2.422E+00	1.	1059.	-735800.	6.437E-08	2.157E+04
-1.8	218.3	5126.1	1.732E+00	1.	1018.	-629000.	5.148E-08	1.685E+04
-2.0	248.1	4979.0	1.224E+00	1.	988.	-514500.	4.116E-08	1.309E+04
-2.2	277.2	4834.1	8.785E-01	1.	1000.	-386600.	3.283E-08	1.013E+04
-2.4	305.4	4698.3	6.399E-01	1.	1077.	-239200.	2.621E-08	7.862E+03
-2.6	332.2	4568.0	4.691E-01	1.	1143.	-84340.	2.102E-08	6.130E+03
-2.8	357.3	4432.8	3.418E-01	1.	1213.	69940.	1.702E-08	4.818E+03
-3.0	380.6	4291.2	2.457E-01	1.	1290.	222000.	1.397E-08	3.827E+03
-3.3	412.0	4082.2	1.460E-01	1.	1415.	445700.	1.063E-08	2.771E+03
-3.6	439.5	3874.9	8.246E-02	1.	1549.	662800.	8.313E-09	2.057E+03
-3.9	464.2	3654.8	4.169E-02	1.	1689.	872300.	6.651E-09	1.552E+03
-4.2	487.4	3426.3	1.872E-02	1.	1831.	1072000.	5.353E-09	1.171E+03
-4.5	509.9	3192.8	7.993E-03	1.	1972.	1264000.	4.291E-09	8.745E+02

Alle Einheiten außer z (in km) sind wieder im cgs-System gegeben. Positive Strömungsgeschwindigkeiten laufen in die Sonne hinein (Abströmung).

Eine Diskussion dieser Werte folgt nach der Tabelle der zweiten Komponente.

Tabelle 8.1b Fackel 2: die zweite Komponente:

Füllfaktor: 49 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-138.2	8165.5	1.608E+03	460000.	131.	150700.	6.487E-07	3.398E+05
1.2	-103.8	8045.7	1.209E+03	446400.	131.	130400.	5.144E-07	2.654E+05
0.9	-76.3	7778.8	7.699E+02	436600.	131.	171800.	4.549E-07	2.267E+05
0.6	-52.8	7377.2	3.939E+02	428300.	131.	233900.	4.212E-07	1.988E+05
0.3	-29.5	6843.0	1.507E+02	420100.	131.	279500.	3.955E-07	1.729E+05
0.0	0.0	6204.4	4.228E+01	412000.	131.	301800.	3.604E-07	1.428E+05
-0.2	25.5	5875.2	2.104E+01	406500.	131.	314400.	3.181E-07	1.193E+05
-0.4	54.1	5615.2	1.215E+01	401100.	131.	327200.	2.692E-07	9.652E+04
-0.6	84.5	5367.7	7.507E+00	395600.	151.	339900.	2.221E-07	7.613E+04
-0.8	115.3	5162.3	5.053E+00	390200.	244.	352600.	1.796E-07	5.921E+04
-1.0	145.6	5017.1	3.627E+00	384700.	337.	365400.	1.431E-07	4.584E+04
-1.2	175.4	4938.5	2.749E+00	379300.	430.	378200.	1.124E-07	3.543E+04
-1.4	205.3	4924.8	2.188E+00	373900.	523.	390800.	8.687E-08	2.731E+04
-1.6	235.9	4957.2	1.793E+00	368400.	615.	403600.	6.616E-08	2.094E+04
-1.8	268.0	5002.7	1.471E+00	363000.	708.	416400.	4.974E-08	1.589E+04
-2.0	302.4	5045.2	1.194E+00	357500.	787.	429100.	3.678E-08	1.185E+04
-2.2	339.7	5168.3	1.075E+00	352100.	851.	441600.	2.626E-08	8.665E+03
-2.4	376.0	5392.5	1.295E+00	346600.	912.	457700.	1.871E-08	6.442E+03
-2.6	402.7	5650.0	2.008E+00	341200.	970.	485100.	1.445E-08	5.213E+03
-2.8	417.6	5924.0	3.539E+00	335800.	1025.	523600.	1.231E-08	4.658E+03
-3.0	424.7	6214.7	6.554E+00	330300.	1076.	565800.	1.114E-08	4.427E+03
-3.3	428.4	6687.2	1.685E+01	322100.	1150.	628600.	1.007E-08	4.315E+03
-3.6	429.4	7196.6	4.164E+01	314000.	1217.	691500.	9.243E-09	4.288E+03
-3.9	429.6	7729.8	9.501E+01	305800.	1279.	754300.	8.486E-09	4.282E+03
-4.2	429.7	8284.3	1.989E+02	297600.	1336.	817100.	7.719E-09	4.281E+03
-4.5	429.7	8857.2	3.795E+02	289500.	1388.	880000.	6.899E-09	4.280E+03

Eine erhöhte Knotenzahl für B, v_z und v_{mik} war auch für diese Komponente erforderlich. Beide Atmosphären befinden sich im hydrostatischen Gleichgewicht.

Die gute Konvergenz dieser beiden Komponenten ließ sich nur mit einer Knotenzahl von 3 für die Induktion der ersten Komponente („Fackel“) erreichen, daher resultiert auch der bogenförmige Verlauf dieses Parameters über $\log(\tau)$. Bei verschiedenen Inversionen mit wechselnden Knotenzahlen der übrigen Parameter reproduzierte er sich gut und ist damit sicher aus den beobachteten Linienprofilen zu bestimmen gewesen. Eine Erhöhung der Knotenzahl der Mikrogeschwindigkeit dieser ersten Komponente hätte die Konvergenz nicht erhöht, deswegen ist darauf schließlich verzichtet worden. Deren ge-

ringe Werte (sie existiert praktisch nicht) sind bemerkenswert. Im Gegensatz dazu ist die Strömungsgeschwindigkeit sehr hoch und weist in unterschiedlichen Höhenbereichen sogar diametrale Vorzeichen auf. Eine gute Wiedergabe der beobachteten Profile gelang ausschließlich mit diesem Vorzeichenwechsel. Allerdings wird im Folgenden dargestellt werden, daß die in diesen Tabellen vermerkten Geschwindigkeiten mit hoher Wahrscheinlichkeit wegen der falschen Projektion auf die solare Vertikale viel zu groß sind. Da die äußersten Stützstellen zunehmend optisch dünn werden, sind zudem die Ergebnisse dort entsprechend fehlerbehaftet.

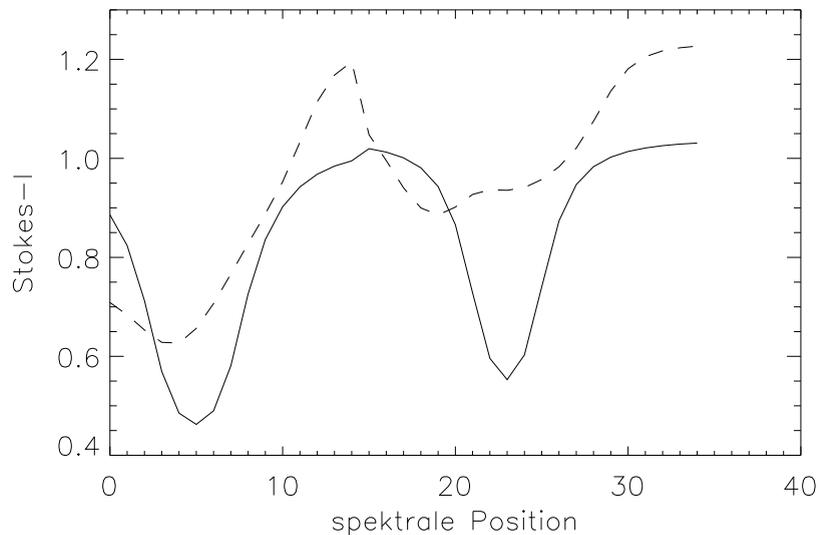
Zunächst sollte der zweiten Komponente keine Induktion zugewiesen werden. In diesem Falle wäre der Geschwindigkeitsgradient der ersten Komponente noch deutlich größer und selbst bei Strömungen parallel der Sichtlinie ganz unglaublich geworden. Deswegen wird der Beitrag einer zweiten magnetischen Komponente zur Erklärung des vorliegenden V - Profiles erforderlich. Dies kann jedoch sehr wohl ein Artefakt des inhärenten Flußröhren - Szenarios sein; Steiner (2000) erwähnt die Möglichkeit mit sehr einfachen, geschichteten Atmosphären quasi beliebige Stokes - V - Profile erklären zu können.

Wenn man jedoch im Flußröhrenbild verbleibt, ergeben sich die besten Resultate mit einer Knotenzahl von 2 für die Induktion des „Hintergrundes“. Daher ist auf einen höheren Wert verzichtet worden. Der entsprechende Gradient ergab sich sofort und könnte eine Art Baldachin darstellen. Die Stokes - V - Ausschnittsbilder des 5. Kapitels deuten schließlich visuell bereits an, daß dieses Fackelgebiet in einen magnetischen Hintergrund eingebettet sein könnte.

Die Bestimmung der Induktion in den tiefsten und höchsten Stützstellen ist keinesfalls trivial. Indem das Programm glatte funktionale Zusammenhänge sucht, ergeben sich hier oft viel zu hohe Werte. In einem solchen Falle wurde das Magnetfeld künstlich auf kleinere Werte zurückgesetzt und das Programm erneut gestartet. Dabei wurde im ersten Durchgang in der entsprechenden Komponente eine Knotenzahl von 1 für diesen Parameter gewählt, um den Code zu zwingen, durch Variation der übrigen Parameter eine andere Lösung zu suchen. Wenn in den folgenden Zyklen bei Erhöhung der Knotenzahl der Induktion insgesamt eine bessere Konvergenz erzielt werden konnte, galt ein entsprechenden Eingriff als gerechtfertigt.

Die Form der Stokes - V - Asymmetrie ergibt sich nach Solanki und Pahlke (1988) aus dem Vorzeichen des Produktes $(\frac{dB}{dx} \frac{dv}{dx})$ mit der Induktion und der Strömungsgeschwindigkeit entlang des Sehstrahles. Dieser Zusammenhang konnte gut bestätigt werden: einen geringeren Geschwindigkeitsgradienten erhielte man beispielsweise durch einen steileren Gradienten der Induktion. Umgekehrt wird in der Praxis jedoch eine a priori Annahme über die Induktion (z. B. nicht mehr als 2000 G) den Geschwindigkeitsverlauf in gewisse Schranken weisen. Aus diesem Grunde erwiesen sich die unabhängigen Messungen am Gregory Teleskop als wichtig.

Abbildung 8.2 Projektion auf Scheibenmitte



Synthetisches Liniensprofil des Modelles 1 (gestrichelt) bei Projektion auf Scheibenmitte, sowie bei halbierten Strömungsgeschwindigkeiten in beiden Komponenten (durchgezogen).

Die hypothetische Projektion des gezeigten Modelles auf Scheibenmitte zeigt die Abbildung 8.2: Die Geschwindigkeitsgradienten, welche zur Reproduktion der asymmetrischen Stokes - V - Profile benötigt wurden, liefern die gestrichelten, extrem verzerrten Spektrallinien bei senkrechtem Einblickswinkel. Bevor jedoch das aufgeführte Fackelmodell als falsch verworfen wird, sei daran erinnert, daß die Strömungsgeschwindigkeiten sich auf senkrechten Einblick beziehen und durch den schrägen Beobachtungswinkel damit erhöht erscheinen.

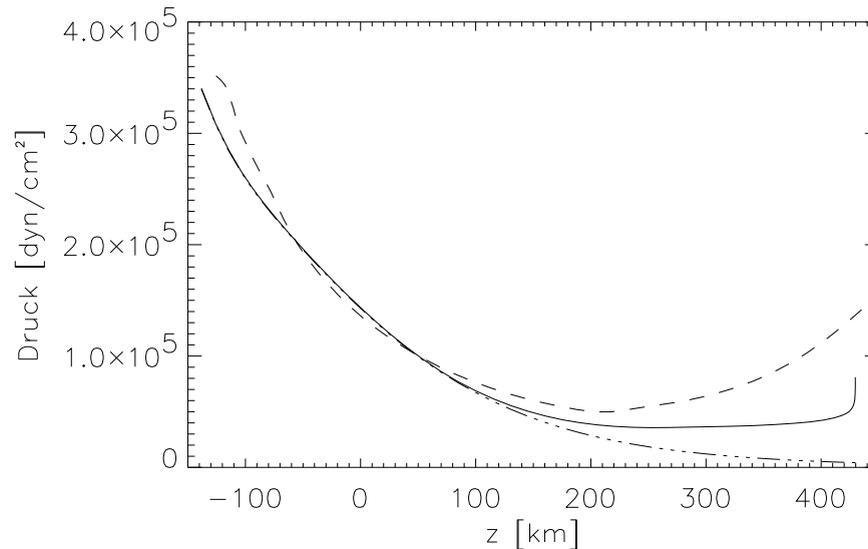
Daher ist zum Vergleich in dem durchgezogenen Liniensprofil dasselbe Fackelmodell mit halbierten Geschwindigkeiten und entsprechend verringerten Gradienten gedruckt worden. Der Unterschied ist überdeutlich; bemerkenswerter Weise ist in diesem Falle auch die Kontinuumsintensität signifikant verringert. Dieses zweite, durchgezogene Profil fiel in Scheibenmitte nicht unbedingt auf!

Wenn also das zuvor dargestellte Modell zur Erklärung der Beobachtungsdaten herangezogen werden soll, muß bedacht werden, daß nur die viel kleineren Sichtliniengeschwindigkeiten aus dem Doppler - Effekt zu extrahieren sind. In diesem Falle müßten offenbar deutliche laterale Strömungen in dem beobachteten Gebiete stattfinden. Dies könnte eine natürliche Erklärung für die hohe Dynamik um die Fackeln herum sein.

In dem neu einsetzenden Fackelzyklus, bei denen diese auch in niedrigen heliographischen Breiten sichtbar werden, sollten detaillierte Meßreihen der Mitte - Rand Variation

der Fackeln diesen Punkt näher untersuchen. Ein entsprechendes Projekt ist an der Universitätssternwarte bereits aufgenommen worden.

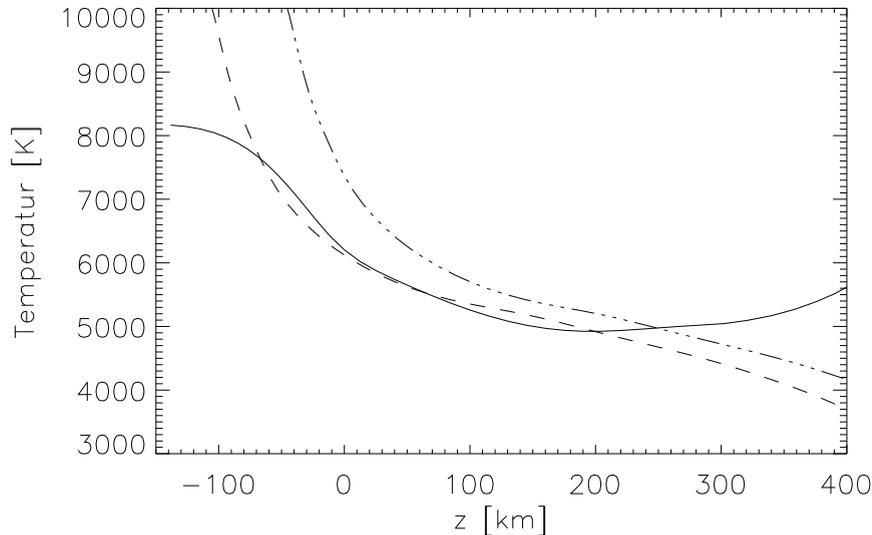
Abbildung 8.3 Druckverlauf



Diese Abbildung zeigt gegen geometrische Höhe z aufgetragen: durchgezogen: den Gesamtdruck der Hintergrund-Atmosphäre, gestrichelt: die Summe aus magnetischem und Gasdruck der Fackel bei einer Wilson-Absenkung von 60 km, sowie strichpunktiert: den Gasdruck der Hintergrundatmosphäre alleine.

Bis in eine Höhe von 200 km ist nach Abbildung 8.3 das Druckgleichgewicht sehr gut erfüllt, wenn für die Fackel eine Wilson-Absenkung von 60 km angenommen wird. In diesem Höhenbereich entstehen die verwendeten Spektrallinien und damit ist dort die Inversion am zuverlässigsten. Danach ergibt sich ein zunehmender Überschuss in der Fackelkomponente. Auch hier sind die geschwindigkeitsabhängigen Drücke vernachlässigt worden, da die Strömungsrichtung sicher nicht entlang der Vertikalen verläuft und die höhere Strömungsgeschwindigkeit der Fackelkomponente durch die nicht-thermische Verbreiterung des Baldachines teilweise kompensiert werden sollte.

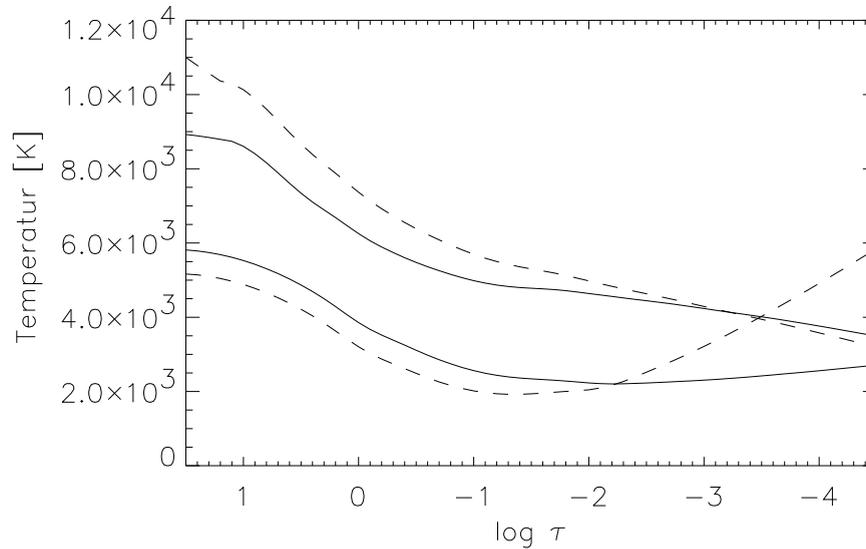
Abbildung 8.4 Temperaturschichtung



Diese Abbildung zeigt den Temperaturverlauf der Fackel (gestrichelt) und des Hintergrundes (durchgezogen), bezogen auf die gleiche geometrische Höhe, nämlich der Skala der zweiten Komponente. Weiterhin ist strichpunktiert die Fackel angegeben, relativ zu ihrem $\log(\tau) = 0$ Niveau. Die Wilsondepression der „Fackel“ beträgt hier 60 km. Die beiden Komponenten ähneln sich bezüglich ihrer thermischen Schichtung bei gleicher geometrischer Höhe in dem verlässlichen Höhenintervall sehr.

Nach Abbildung 8.4 scheinen bei den hier gefundenen geometrischen Höhen der beiden Komponenten, Fackel und Hintergrund nahezu die gleiche Temperatur aufzuweisen. Lediglich außen ist der Hintergrund wärmer. Die Temperaturschichtung dieses Modells weicht damit von denen des vorigen Kapitels für beide Komponenten etwas ab: Die Fackel ist nunmehr wärmer, der Hintergrund bis etwa $\log(\tau) = -2,4$ kälter als das Modell 4. Abbildung 8.5 zeigt den Vergleich.

Abbildung 8.5 Temperaturvergleich der Fackelmodelle



Diese Abbildung vergleicht die Temperaturstratifikationen des Modelles 4 des vorigen Kapitels (isolierte Flußröhre, höhenabhängiges Magnetfeld) hier durchgezogen dargestellt mit dem Modell dieses Kapitels (gestrichelt). Die beiden unteren Funktionen stellen die Hintergrundkomponenten dar, die um 3000 K nach unten verschoben sind. Die oberen zeigen die Fackelkomponenten. Das hier diskutierte Modell ist also in der Fackel etwas wärmer und im Hintergrund kälter als zuvor.

Nach Abbildung 8.5 ergibt sich hier eine andere Temperaturschichtung für beide Komponenten. Da nach dem Resultat des 7. Kapitels der Temperaturverlauf robust aus dem Linienprofil zu bestimmen ist, sind diese Unterschiede signifikant. Auch der SIR Code findet also intrinsische Unterschiede hinter unterschiedlichen Fackeln - im Einklang mit dem Befund des 4. Kapitels.

8.3 fehlende globale Eindeutigkeit

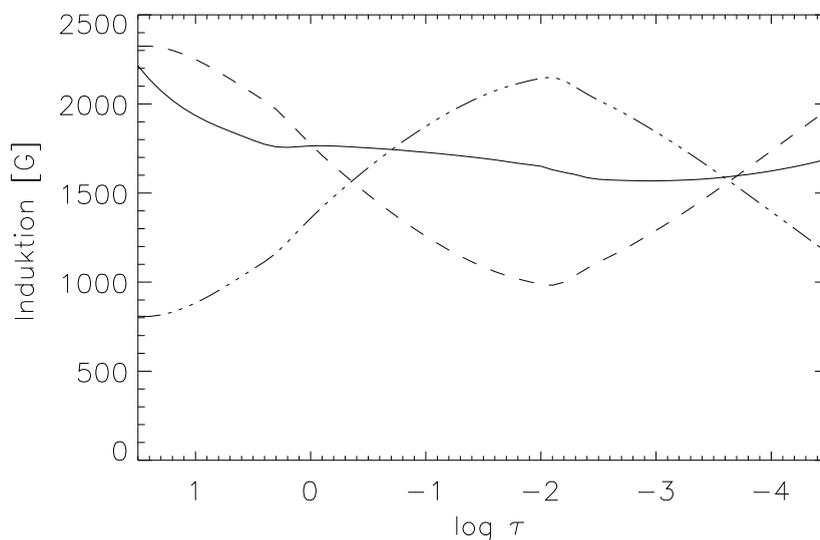
In diesem Abschnitt soll die fehlende globale mathematische Eindeutigkeit des Inversionsproblems bei zu hoher Zahl der Freiheitsgrade gezeigt werden. Dazu möge ein einfaches Beispiel genügen.

Offenbar kommen zur Erklärung der Stokes-V-Profilform den Gradienten von Sichtliniengeschwindigkeit und Induktion entscheidende Bedeutung zu. Deswegen wurde in der magnetischen Komponente des soeben vorgestellten Modelles 1 der Verlauf dieser beider Größen genau um das Vorzeichen der Ableitung verändert, wie in den nachfolgenden Abbildungen dargestellt. Die zweite Komponente wurde so belassen, sie ist also mit der entsprechenden Atmosphäre des ersten Modelles identisch.

Diese beiden Atmosphären galten nun als neue Startmodelle eines neuen Inversionsdurchlaufes. Erneut konnte nach geeigneter Knotenwahl eine gute Wiedergabe der beobachteten Profile erreicht werden, doch haben sich im Vergleich zu dem Modell 1 nun beide Atmosphären und Füllfaktor deutlich geändert.

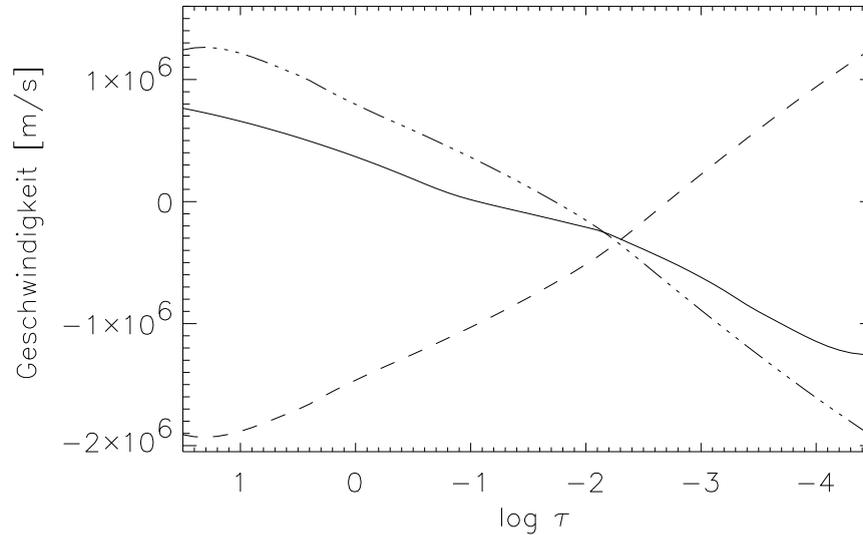
Die Ergebnisse stellen sich im Einzelnen folgendermaßen dar:

Abbildung 8.6 Induktion im Modell 2, Fackelkomponente



Induktionen über dem Logarithmus der optischen Tiefe aufgetragen: gestrichelt die der Fackelkomponente des Modelles 1 aus Tab. 8.1a; strichpunktiert ist die des neuen Startmodelles und durchgezogen die Induktion nach neuerlicher Inversion.

Abbildung 8.7 Geschwindigkeit im Modell 2, Fackelkomponente



Diese Abbildung beschreibt nach dem selben Prinzip wie Abb 8.6 die Fackelkomponente des Modelles 1 (gestrichelt), daraus gewonnen, das Startmodell für die neue Inversion (strichpunktiert) und durchgezogen die Strömungsgeschwindigkeit des resultierenden Modelles 2, welches auch hier noch grob, jedoch wiederum mit verminderten Gradienten, mit dem Startmodell übereinstimmt.

Während des ersten Zyklus der Inversion wurden Induktion und Strömungsgeschwindigkeit nur einem Knoten zugewiesen, erst ab dem 2. Zyklus wurde die Knotenzahl auf 3 erhöht. Dennoch blieb es qualitativ bei den Verläufen dieser Parameter in der magnetischen Komponente (Abbildungen 8.6 und 8.7, so nimmt nach dieser zweiten Inversion die Strömungsgeschwindigkeit über der optischen Tiefe ab, genau wie in dem zugrunde liegenden Startmodell). Um die gleiche V-Asymmetrie wieder zu erhalten, müssen also andere Veränderungen in der zweiten Komponente eintreten. So steigt der Füllfaktor des Hintergrundes auf 60 % und auch Induktion wie Strömungsgeschwindigkeit variieren deutlich, wie die folgenden Abbildungen zeigen.

Abbildung 8.8 Induktion im Modell 2, zweite Komponente

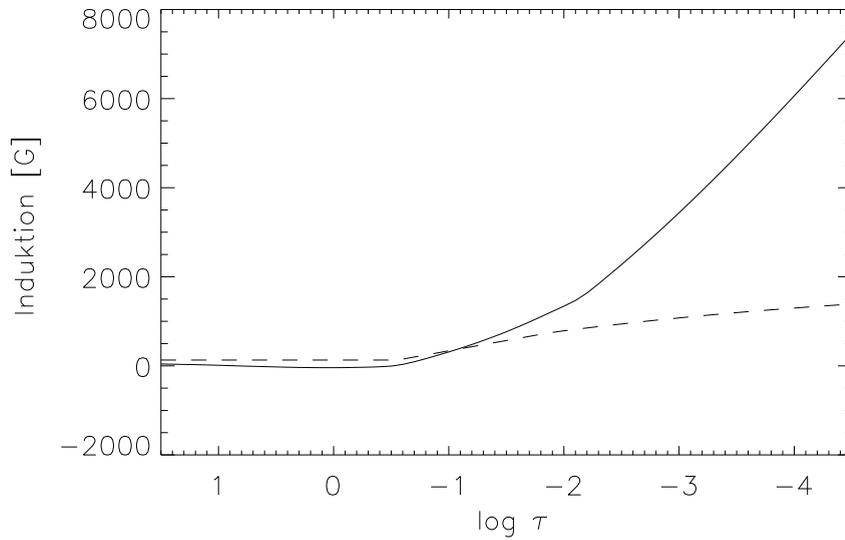
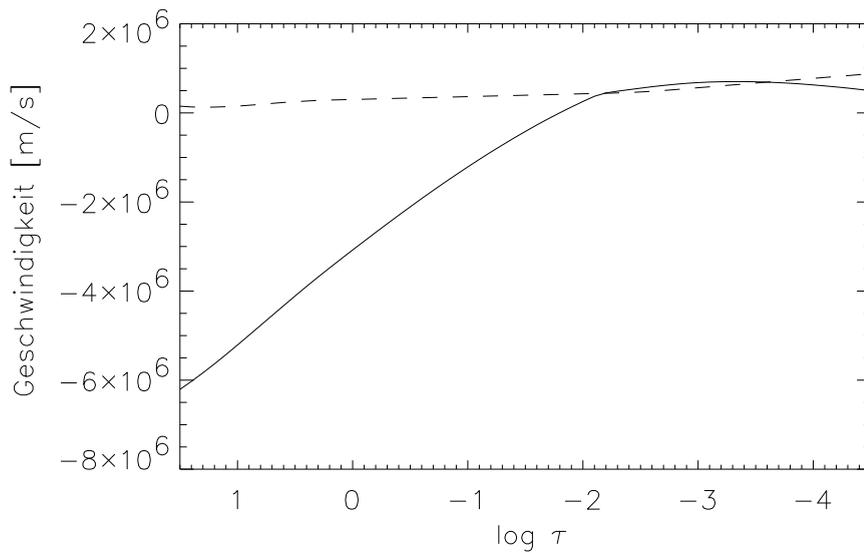


Abbildung 8.9 Geschwindigkeit im Modell 2, zweite Komponente



In diesen Auftragungen sind jeweils gestrichelt das Modell 1 und durchgezogen das Modell 2 aufgetragen, welches nunmehr die Asymmetrie der zirkularen Polarisation alleine bedingt: Im Innern, bei einer sehr kleinen Induktion durch die Geschwindigkeit, außen bei leichter Abströmung durch ein stark ansteigendes Magnetfeld. Die Lösung des Modelles 2 ist mit Sicherheit nicht real; sie vermag dennoch, die Beobachtungsdaten zu reproduzieren.

Abbildung 8.10 Fackel 2, Profile des Modelles 2

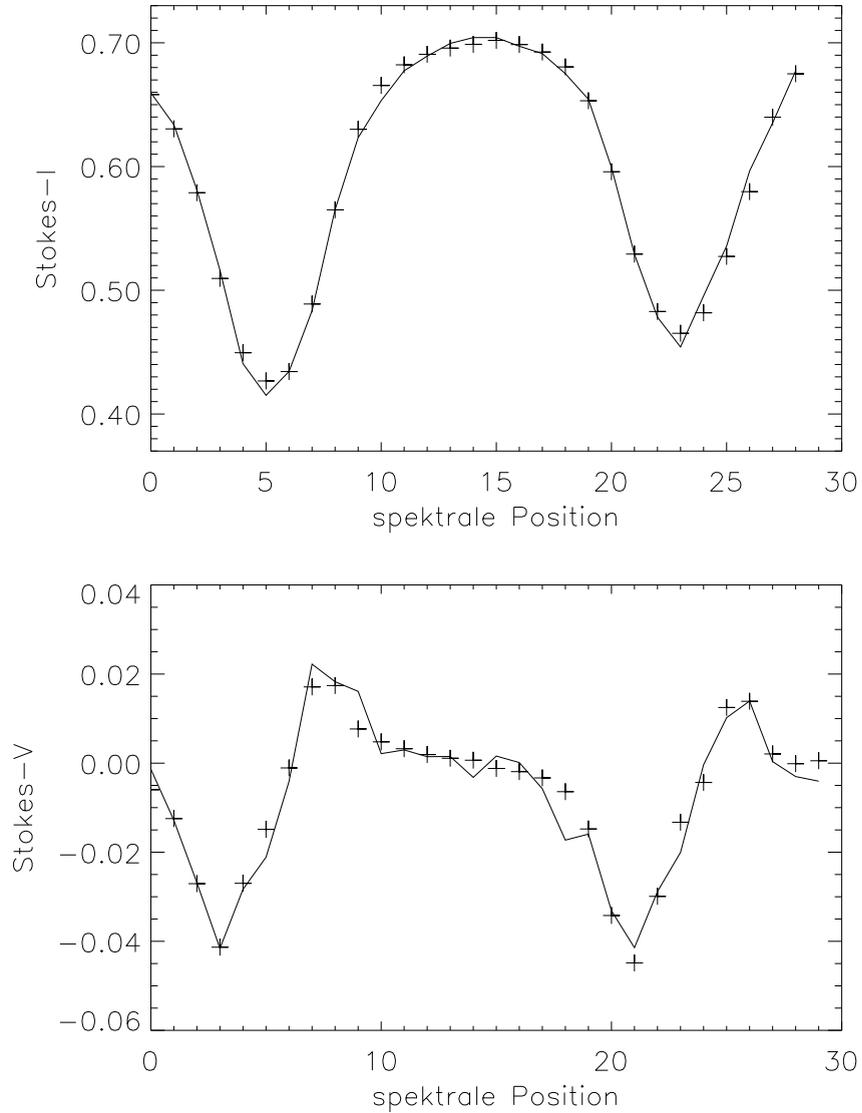


Abbildung 8.10 zeigt in Form der Kreuze das synthetische Linienprofil des seltsamen Modelles 2. Die Konvergenz ist fast so gut wie die des ersten Modelles. Lediglich an der etwas schlechteren Wiedergabe der weniger rauschanfälligen Intensität wird ein Grund ersichtlich, diese Lösung zurückzuweisen.

Wichtig ist der folgende Umstand: Weil diese so unterschiedlichen Atmosphären fast ununterscheidbare, synthetische Profile erzeugen, ist umgekehrt ein bezüglich spektraler Auflösung und Signal- zu Rausch-Verhältnis wesentlich besseres Datenmaterial er-

forderlich, um selbst unter den vereinfachenden Annahmen des vorliegenden Codes zu eindeutigen Resultaten zu gelangen. Schärfer formuliert bedeutet dies, daß aus den beobachtbaren Daten (Stokesprofile) alleine die interessanten Parameter der Sonnenatmosphäre nicht gut festzulegen sind.

Diese fehlende Eindeutigkeit liegt, wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln erwähnt, an den Interdependenzen der einzelnen Parameter.

Nicht nur der SIR Code, sondern vermutlich prinzipiell jede Auswertemethode sollte auf diese Schwierigkeit stoßen. Das Ziel muß also sein, Inversionsrechnungen mit einem Minimum an freien Parametern und möglichst realistischen Anfangsbedingungen durchzuführen.

Anhand dieses Beispielen möge ebenfalls gezeigt werden, daß der SIR Code asymmetrische Stokes- V -Profile durch Gradienten der Parameter B , v_{mik} und v_z zu erklären trachtet, die beliebig hoch sein können. In diesem Falle wird sich sicherlich die Lösung mit größter Wahrscheinlichkeit als korrekt erweisen, die mit den geringsten Anforderungen an die Voraussetzungen, also mit dem kleinsten und glattesten Verlauf der Parametern in der Photosphäre auskommt.

Durch die Möglichkeit, in den einzelnen Zyklen die Freiheitsgrade behutsam zu erhöhen, stellt das Programm eine Methode zum Erreichen dieses Zieles bereit.

Gleichwohl muß natürlich die intrinsische Abhängigkeit jeder Lösung von den Voraussetzungen bedacht werden. In einem MISMA's Szenario (Sánchez Almeida et al. 1996) wäre in der Regel gewiß eine ganz andere Modell-Atmosphäre als Resultat zu erwarten. Da die Auswirkungen auf das Stokes-Spektrum, wie gezeigt, äußerst gering sein können, muß sicher ein anderer Weg mitbedacht werden, um die komplexen Vorgänge der solaren Photosphäre genauer zu verstehen. Eine Statistik über sehr viele Pixel des gleichen Objekttypes mag dabei helfen; auch aus diesem Grunde ist das 3-Komponenten-Modell des 4. Kapitels so ausführlich dargestellt worden.

Allerdings suggerieren die sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten mit ihren Gradienten, daß sich unter den hier genannten Voraussetzungen (einfaches Flußröhrenszenario, 2 Komponenten) extrem asymmetrische Profile nur schwer erklären lassen.

9 zeitliche Veränderungen

9.1 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wenden wir uns der Fackel zu, welche in Abbildung 5.5a dargestellt wurde und verfolgen sie im Laufe der Zeit.

Die kurze Serie beginnt eine viertel Stunde nach dem Start der Aufnahmeserie um 8h51 UT. Solange hat sich diese Fackel in Stokes-I und -V nur wenig verändert und zeigt eine moderate Aufströmung (in dem Hintergrund etwas stärker).

Nun aber, im ersten Zeitschritt, tritt in der Hintergrundatmosphäre eindeutig ein weiteres Magnetfeld auf, zusätzlich wird in den tiefen Schichten eine kräftige Aufströmung sichtbar.

Weitere drei Minuten später zeigt sich auch in der Fackelkomponente eine hohe, noch gleichförmige Aufströmung. Die zirkulare Polarisierung ist insgesamt noch recht antisymmetrisch, weist in der 6302,5 Linie allerdings mit diesem Programm unerklärliche Buckel auf.

In dem dritten Zeitschritt, 4,5 Minuten später, wird hingegen eine deutliche, negative Flächen- und Amplitudenasymmetrie erkennbar. Aus der deutlichen Krümmung der Bisektoren des Stokes-I leitet das Programm sehr hohe Aufströmungen mit in beiden Komponenten entgegengesetzten Gradienten ab. Dafür hat sich die eigentliche Flußröhre aufgelöst und in beiden Atmosphären stellen sich mit Höhe zunehmende Induktionen ein. Die Intensität in Kontinuum und Linienkern übertrifft aber immer noch die der umliegenden Photosphäre. Die beobachteten Linienprofile können annähernd durch ein Ein-Komponenten-Modell erklärt werden.

Noch einmal 3 Minuten später endet die Zeitserie. Das Stokes-V-Signal besteht fast nur noch aus dem roten Flügel, die Intensität ist bereits nahezu auf das Niveau der umliegenden Photosphäre zurückgegangen und nur noch eine Atmosphären-Komponente mit nach außen zunehmender Induktion scheint vorzuliegen. Damit ähnelt die gefundene Lösung für extrem asymmetrische zirkulare Polarisierung den geschichteten Atmosphären von Steiner (2000).

Die gefundenen Materieströmungen sind selbst bei Projektion auf den Sehstrahl gewaltig und zeigen sich ebenfalls in dem Stokes-I-Profilen. Mit nur maximal zwei Atmosphären lassen sich die Beobachtungsdaten mit dem SIR Code nicht anders erklären.

9.2 erster Zeitschritt

In diesem Abschnitt wird eine Inversion der genannten Fackel vorgestellt, wie sie sich eine viertel Stunde nach Beginn der Zeitserie präsentiert.

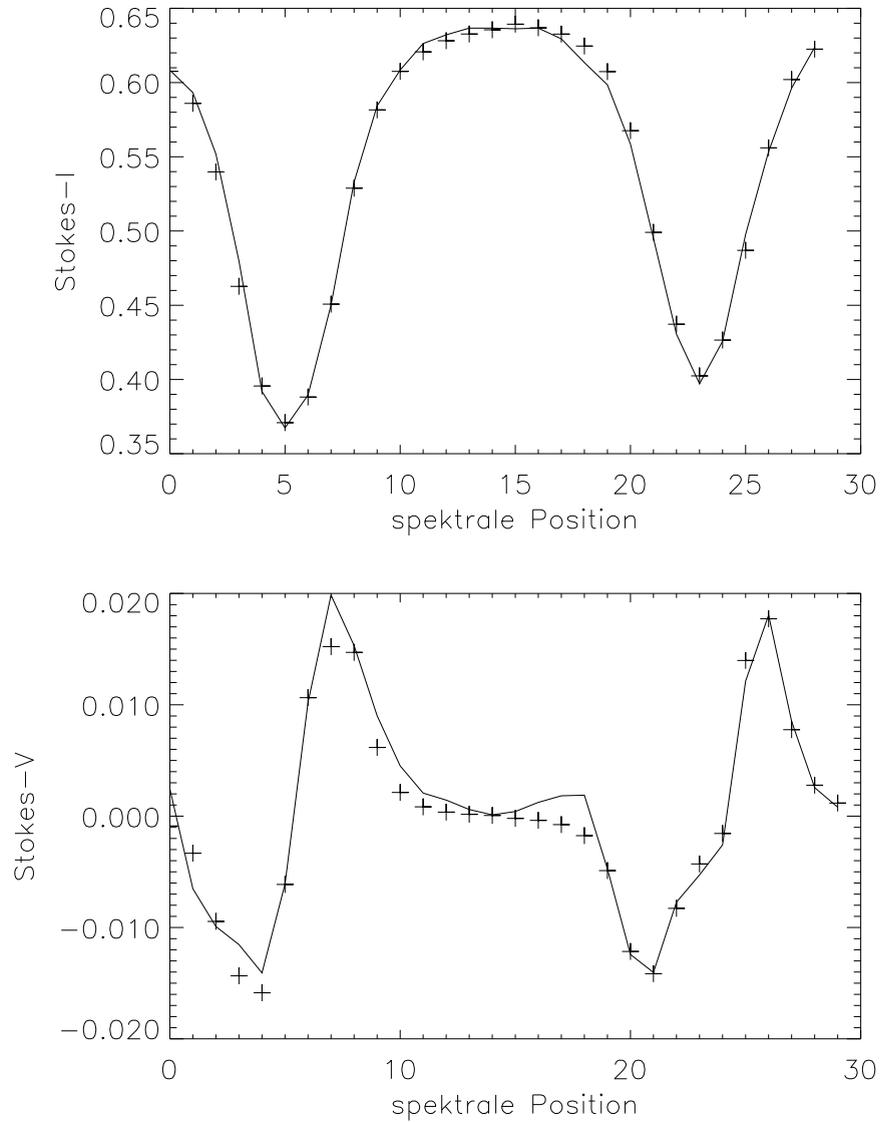
Bis zu diesem Zeitpunkt hat sie sich noch kaum verändert: Die zirkulare Polarisierung blieb annähernd antisymmetrisch und der Bisektor der Intensität ließ auf keinen deutlichen Geschwindigkeitsgradienten schließen.

Doch nun ändern sich die Verhältnisse und die auffällige Form des Stokes - V - Linienprofils (Abb. 9.1) findet im Rahmen des SIR Codes lediglich mit einer Induktion auch der Hintergrund - Atmosphäre Erklärung.

Diese Lösung (Modell 1) erfüllt das hydrostatische Gleichgewicht der Hintergrund - Atmosphäre oberhalb $\log(\tau_{Kont}) = -2,5$ nur näherungsweise. Auf Temperaturverlauf, Magnetfeld und Geschwindigkeiten sollte dies jedoch nach dem 7. Kapitel keinen großen Einfluß ausüben.

Für die Inversionen dieses Kapitels reichten eine Knotenzahl von jeweils 1 für Induktion, Strömungs- und Mikrogeschwindigkeit nicht aus. Damit sind alle hier aufgeführten, zwei - komponentigen Modelle spekulativer, als diejenigen des 7. Kapitels. Dennoch läßt sich die Konsistenz der Lösungen testen, indem die Veränderungen der Modelle zu aufeinanderfolgenden Zeitschritten verglichen werden.

Abbildung 9.1 Profile des Modelles 1



Die spektralen Positionen laufen erneut von blau (links) nach rot. Dieses Modell vermag die durchgezogenen Beobachtungsdaten gut zu reproduzieren. Einer spektralen Position entsprechen 40 m\AA .

Tabelle 9.1a Modell 1: die erste Komponente:

Füllfaktor: 38 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-52.2	11322.2	1.676E+04	227400.	1784.	-206400.	1.310E-07	1.115E+05
1.2	-41.6	10898.7	1.245E+04	214600.	1724.	-191700.	1.340E-07	1.057E+05
0.9	-33.8	10301.4	8.066E+03	202600.	1664.	-184300.	1.485E-07	1.058E+05
0.6	-25.8	9269.0	3.136E+03	191000.	1604.	-179800.	1.677E-07	1.024E+05
0.3	-14.7	8317.8	1.036E+03	179500.	1544.	-175400.	1.808E-07	9.703E+04
0.0	0.0	7449.9	2.936E+02	168000.	1484.	-170900.	1.876E-07	8.951E+04
-0.2	12.8	6941.1	1.220E+02	160300.	1444.	-168000.	1.869E-07	8.295E+04
-0.4	28.6	6507.6	5.248E+01	152600.	1404.	-165000.	1.806E-07	7.510E+04
-0.6	48.0	6125.3	2.331E+01	144900.	1364.	-162100.	1.687E-07	6.599E+04
-0.8	71.6	5786.5	1.105E+01	137200.	1324.	-159100.	1.512E-07	5.588E+04
-1.0	99.3	5490.0	5.880E+00	129500.	1284.	-156100.	1.297E-07	4.546E+04
-1.2	129.2	5252.1	3.648E+00	121900.	1244.	-153200.	1.071E-07	3.590E+04
-1.4	159.2	5074.7	2.519E+00	114200.	1204.	-150200.	8.645E-08	2.801E+04
-1.6	188.4	4937.3	1.828E+00	106500.	1164.	-147300.	6.921E-08	2.182E+04
-1.8	216.5	4795.5	1.330E+00	98800.	1124.	-144200.	5.565E-08	1.704E+04
-2.0	242.9	4637.1	9.559E-01	91110.	1084.	-141300.	4.524E-08	1.339E+04
-2.2	267.5	4504.6	6.998E-01	83430.	1044.	-138300.	3.698E-08	1.064E+04
-2.4	290.2	4429.1	5.434E-01	75730.	1004.	-135400.	3.025E-08	8.554E+03
-2.6	310.8	4366.5	4.324E-01	68040.	963.	-132500.	2.510E-08	6.997E+03
-2.8	328.9	4307.5	3.506E-01	60350.	923.	-129400.	2.127E-08	5.849E+03
-3.0	344.1	4249.8	2.899E-01	52670.	883.	-126500.	1.850E-08	5.020E+03
-3.3	361.3	4180.0	2.310E-01	41140.	823.	-122100.	1.579E-08	4.214E+03
-3.6	372.5	4125.7	1.963E-01	29730.	763.	-117600.	1.429E-08	3.764E+03
-3.9	379.0	4070.0	1.720E-01	23160.	703.	-113200.	1.360E-08	3.535E+03
-4.2	382.6	4009.4	1.523E-01	22500.	643.	-108700.	1.342E-08	3.436E+03
-4.5	384.5	4146.9	1.847E-01	22500.	583.	-104300.	1.261E-08	3.340E+03

Diese Rechnung wurde mit je zwei Knoten für Induktion, Mikro- und Strömungsgeschwindigkeit durchgeführt. Bei negativen Werten handelt es sich um Aufströmungen. Die Höhe z ist in km angegeben, alle anderen Größen im cgs-System.

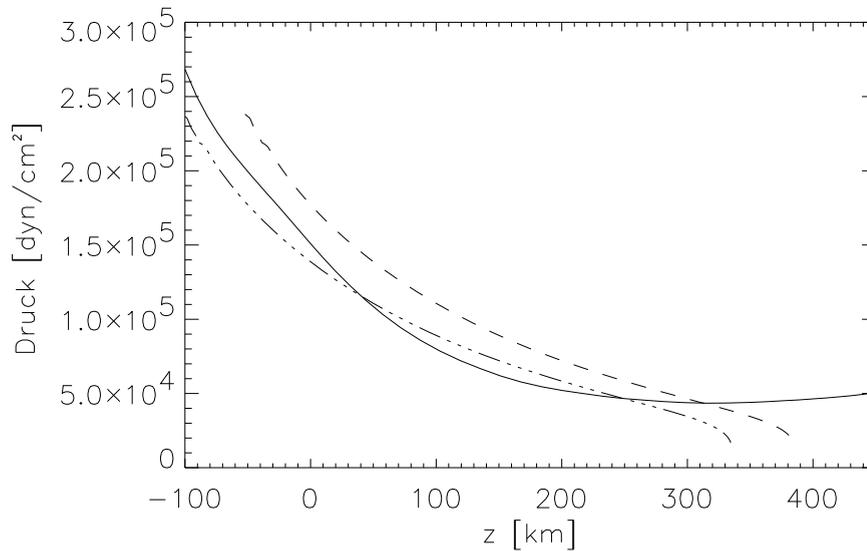
Tabelle 9.1b Modell 1: die zweite Komponente:

Füllfaktor: 62 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-110.5	8655.1	2.719E+03	65050.	375.	-777900.	5.170E-07	2.884E+05
1.2	-82.3	8490.6	1.990E+03	65050.	420.	-711100.	4.203E-07	2.298E+05
0.9	-59.8	8185.5	1.264E+03	65050.	465.	-657300.	3.821E-07	2.009E+05
0.6	-41.0	7747.3	6.550E+02	65050.	510.	-609300.	3.634E-07	1.804E+05
0.3	-22.6	7174.8	2.552E+02	65050.	555.	-561600.	3.507E-07	1.609E+05
0.0	0.0	6491.2	7.031E+01	65050.	600.	-513900.	3.295E-07	1.366E+05
-0.2	20.0	6129.3	3.265E+01	65050.	630.	-482100.	2.976E-07	1.165E+05
-0.4	43.9	5832.1	1.692E+01	65050.	660.	-450300.	2.566E-07	9.556E+04
-0.6	71.8	5541.5	9.161E+00	65050.	690.	-418500.	2.130E-07	7.537E+04
-0.8	102.9	5288.0	5.575E+00	65050.	720.	-386800.	1.719E-07	5.805E+04
-1.0	135.0	5087.5	3.745E+00	65050.	750.	-355000.	1.369E-07	4.447E+04
-1.2	167.6	4946.6	2.645E+00	65070.	780.	-323200.	1.063E-07	3.356E+04
-1.4	200.4	4862.2	1.996E+00	66670.	810.	-291400.	8.364E-08	2.596E+04
-1.6	232.5	4815.3	1.554E+00	70890.	840.	-259600.	6.547E-08	2.013E+04
-1.8	264.9	4771.0	1.202E+00	77130.	870.	-227900.	5.075E-08	1.546E+04
-2.0	298.2	4719.3	9.068E-01	83560.	900.	-196100.	3.852E-08	1.161E+04
-2.2	332.0	4705.3	7.341E-01	89990.	930.	-164200.	3.053E-08	9.171E+03
-2.4	362.6	4750.4	6.614E-01	96420.	960.	-132500.	2.580E-08	7.824E+03
-2.6	388.6	4813.1	6.058E-01	102800.	990.	-100700.	2.186E-08	6.717E+03
-2.8	411.3	4883.5	5.531E-01	109200.	1020.	-68930.	1.820E-08	5.674E+03
-3.0	431.3	4960.8	5.106E-01	115700.	1050.	-37140.	1.491E-08	4.723E+03
-3.3	455.1	5097.7	5.244E-01	125300.	1095.	-5006.	1.184E-08	3.855E+03
-3.6	470.9	5255.0	5.906E-01	134900.	1140.	-5927.	8.882E-09	2.980E+03
-3.9	481.5	5422.3	6.956E-01	144600.	1185.	-5927.	6.028E-09	2.087E+03
-4.2	489.0	5599.8	8.645E-01	154200.	1230.	-5927.	3.959E-09	1.416E+03
-4.5	493.9	5787.1	1.146E+00	163800.	1275.	-5927.	2.741E-09	1.014E+03

Das vorliegende Stokes- V erklärt sich nur, wenn auch für die zweite Komponente je 2 Knoten für B , v_{mik} , und v_z angenommen werden. In dieser Komponente steigen diese 3 Parameter mit Höhe an. Das Magnetfeld des Hintergrundes wird nicht nur benötigt, um die V -Profile wiedergeben zu können, sondern auch, um Strömungsgeschwindigkeiten von mehr als 20 km s^{-1} zu vermeiden. Dies ist jedoch wegen der intrinsischen Annahmen des Codes kein Beweis für die Existenz des zweiten Feldes.

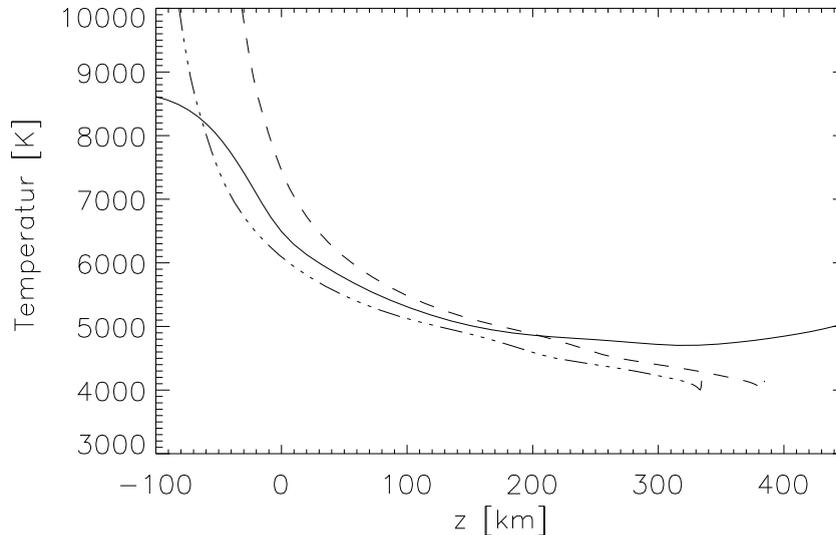
Abbildung 9.2 Modell 1, Druckverlauf



durchgezogen ist der Gesamtdruck der Hintergrund-Atmosphäre, gestrichelt der Gesamtdruck der Flußröhre bezogen auf ihre Höhenskala und strichpunktiert der Gesamtdruck der Fackel um 50 km verschoben. Damit wäre eine horizontale Druckbalance gut erfüllt.

Abbildung 9.2 zeigt, daß dieses Modell die horizontale Druckbalance beider Atmosphären-Komponenten gut erfüllt, wenn für die Fackel eine geometrische Einsenkung ihres Kontinuum-Niveaus von 50 km angenommen wird. Dieses Druckgleichgewicht wird durch das nach oben ansteigende Magnetfeld der zweiten Komponente ermöglicht und verleiht diesem Modell eine Stabilität, die gar nicht mehr erfüllt sein muß, wie die folgenden Abschnitte zeigen werden.

Abbildung 9.3 Modell 1, Temperaturverlauf

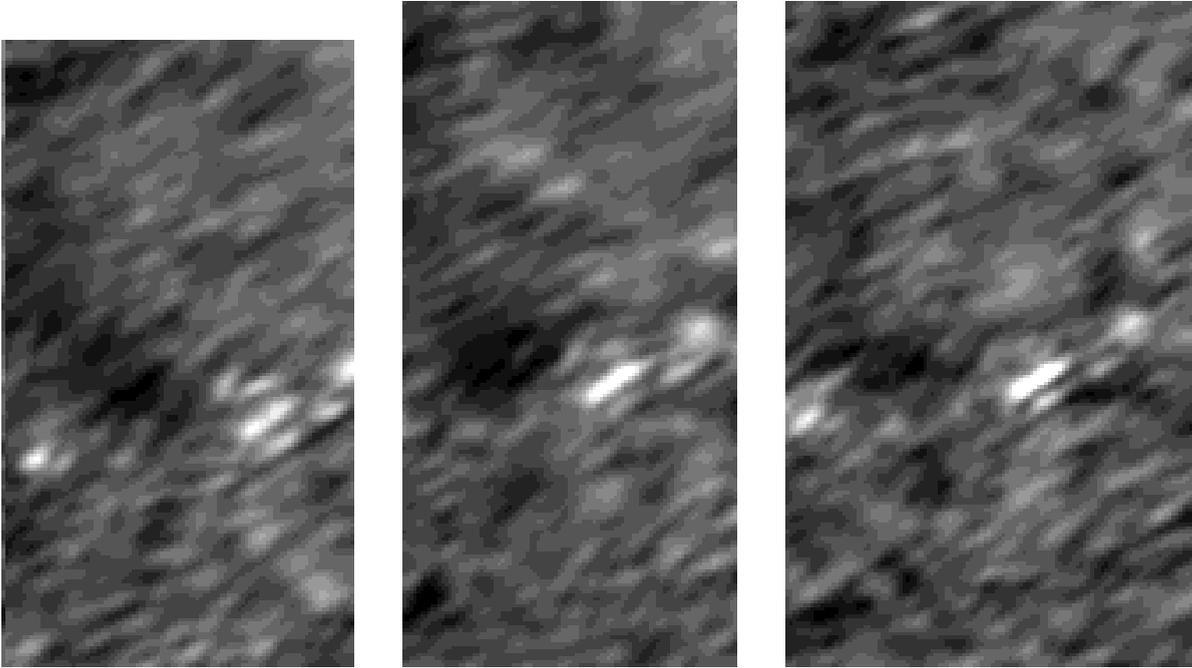


durchgezogen ist der Temperaturverlauf des Hintergrundes, gestrichelt die Fackel bezogen auf ihre Höhenskala und strichpunktiert die Fackel in der selben geometrischen Höhe des Hintergrundes, also nach Abb. 9.2 um 50 km versetzt.

Die Temperaturschichtung der beiden Komponenten ähnelt qualitativ noch der des 7. Kapitels für beide Komponenten: Bei gleicher geometrischer Höhe ist die Fackel geringfügig, im äußeren Bereich der Photosphäre deutlich, kühler als der Hintergrund.

Für dieses Modell braucht ein horizontales Druckgleichgewicht zwischen den beiden Komponenten gar nicht mehr zu existieren. Die folgenden Ausschnittsbilder der schmalbandigen Kamera im Kontinuum des Stokes-I zeigen eine hohe Dynamik in der Fackelregion. Auch die diesem Gebiet entstammenden Profile verändern sich schnell, so daß eine stationäre Lösung nicht existieren wird.

Abbildung 9.4 zeitliche Veränderung

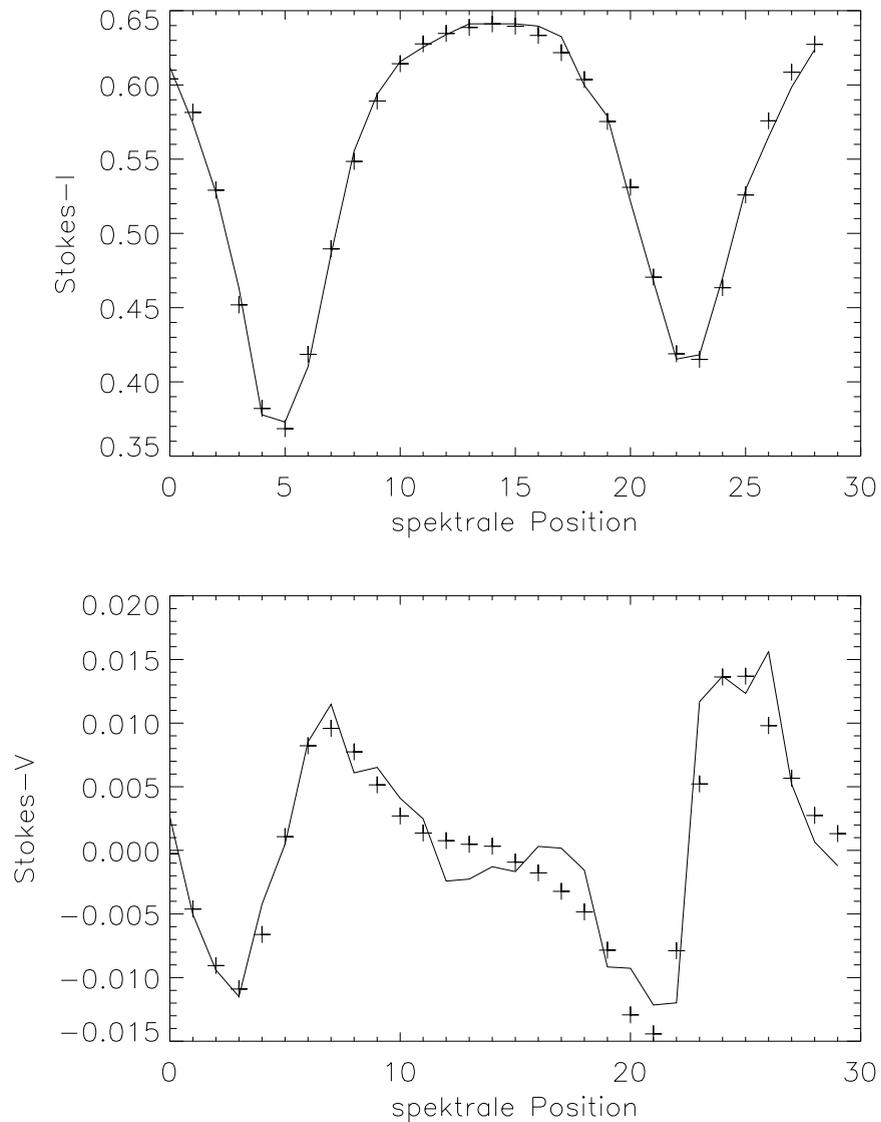


Kontinuumsübersichtsbilder der schmalbandigen CCD; der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt jeweils 90 Sekunden. Die unterschiedliche Größe bedingt sich durch das jeweilige Bildfeld, da der Abbildungsmaßstab zum Zwecke der besseren Vergleichbarkeit identisch ist. Die markante Aufhellung am linken Rand des linken Bildes ist die Fackel aus Abbildung 5.5a, soeben dargestellt im Modell 1. Im mittleren Bild ist diese leider nicht enthalten, doch rechts ist sie deutlich schwächer wieder zu erkennen. Insgesamt sind schon auffällige Veränderungen in dem Bildausschnitt sichtbar.

Der entsprechende Fackelpunkt, wie er sich dem Betrachter 3 Minuten später im rechten Bild präsentiert, wird im Folgenden als Modell 2 dargestellt.

9.3 zweiter Zeitschritt

Abbildung 9.5 Profile des Modelles 2



Die auffällige Form des Stokes-I („C - shape“ der Bisektoren) ist unverkennbar und ein klarer Hinweis auf die Existenz starker Geschwindigkeitsgradienten längs der Sichtlinie. Das Stokes-V-Signal der 6301,5 Linie ist sehr gut wiedergegeben, die Buckel der 6302,5 Linie, falls nicht durch Artefakte beeinflusst, hingegen nicht.

Tabelle 9.2a Modell 2: die erste Komponente:

Füllfaktor: 47 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-97.1	10577.1	9.865E+03	428500.	1585.	-866000.	1.397E-07	1.042E+05
1.2	-75.6	10138.8	6.681E+03	415000.	1546.	-853200.	1.365E-07	9.505E+04
0.9	-59.3	9691.7	4.357E+03	397300.	1491.	-840000.	1.354E-07	8.811E+04
0.6	-43.1	8917.0	1.929E+03	377500.	1429.	-826600.	1.407E-07	8.205E+04
0.3	-23.6	8152.9	7.327E+02	357600.	1368.	-813100.	1.421E-07	7.468E+04
0.0	0.0	7481.9	2.644E+02	337800.	1307.	-799600.	1.379E-07	6.612E+04
-0.2	18.3	7092.3	1.338E+02	324500.	1266.	-790600.	1.319E-07	5.984E+04
-0.4	38.7	6763.2	7.056E+01	311300.	1224.	-781600.	1.232E-07	5.325E+04
-0.6	61.0	6483.1	3.884E+01	298200.	1183.	-772700.	1.124E-07	4.658E+04
-0.8	85.3	6241.4	2.222E+01	284900.	1142.	-763700.	1.003E-07	4.001E+04
-1.0	111.4	6038.0	1.338E+01	271700.	1101.	-754700.	8.749E-08	3.374E+04
-1.2	138.8	5879.1	8.683E+00	258500.	1060.	-745700.	7.452E-08	2.798E+04
-1.4	166.5	5762.1	6.087E+00	245300.	1019.	-736700.	6.248E-08	2.299E+04
-1.6	193.7	5666.3	4.444E+00	232100.	978.	-727800.	5.211E-08	1.885E+04
-1.8	220.2	5563.0	3.195E+00	218800.	937.	-718800.	4.356E-08	1.547E+04
-2.0	246.3	5441.3	2.218E+00	205700.	895.	-709800.	3.642E-08	1.265E+04
-2.2	272.7	5296.7	1.483E+00	192400.	854.	-700900.	3.030E-08	1.025E+04
-2.4	299.6	5141.3	9.918E-01	179200.	813.	-691900.	2.497E-08	8.198E+03
-2.6	326.5	4977.8	6.775E-01	166000.	772.	-682900.	2.045E-08	6.500E+03
-2.8	352.3	4807.3	4.795E-01	152700.	731.	-673900.	1.681E-08	5.161E+03
-3.0	375.6	4628.4	3.507E-01	139500.	690.	-664900.	1.408E-08	4.161E+03
-3.3	403.7	4352.1	2.244E-01	119600.	628.	-651400.	1.143E-08	3.175E+03
-3.6	423.6	4066.8	1.360E-01	99810.	567.	-638000.	1.001E-08	2.600E+03
-3.9	437.5	3764.8	6.953E-02	79970.	505.	-624500.	9.371E-09	2.252E+03
-4.2	448.1	3447.5	2.822E-02	60140.	443.	-611100.	9.048E-09	1.991E+03
-4.5	456.5	3333.5	1.915E-02	40310.	382.	-597600.	8.351E-09	1.777E+03

Die Fackelkomponente weist nunmehr stärkere Gradienten der Induktion und der Mikrogeschwindigkeit sowie eine deutlichere Aufströmung auf, als noch 3 Minuten zuvor. Der qualitative Verlauf der Parameter über $\log(\tau)$ bleibt jedoch noch erhalten.

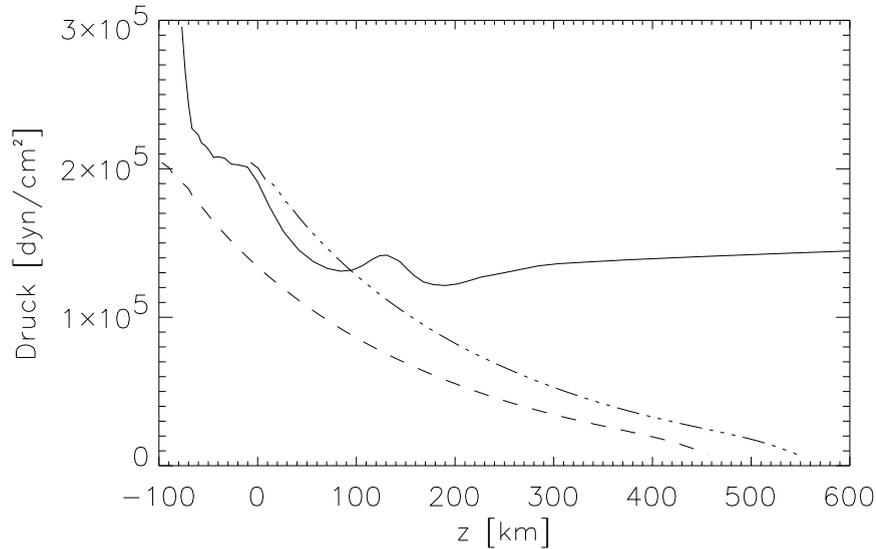
Tabelle 9.2b Modell 2: die zweite Komponente:

Füllfaktor: 53 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-76.8	9902.1	9.934E+03	248500.	5.	88400.	4.520E-07	2.956E+05
1.2	-66.4	9610.9	6.595E+03	255400.	226.	-44190.	3.561E-07	2.251E+05
0.9	-56.7	8837.3	2.871E+03	266300.	349.	-174800.	3.713E-07	2.124E+05
0.6	-44.6	7789.2	7.376E+02	278600.	366.	-304300.	4.054E-07	2.023E+05
0.3	-26.7	6829.5	1.556E+02	290900.	526.	-433800.	4.404E-07	1.922E+05
0.0	0.0	5968.4	3.100E+01	303200.	717.	-563300.	4.476E-07	1.706E+05
-0.2	26.5	5477.1	1.277E+01	311500.	844.	-649700.	3.693E-07	1.291E+05
-0.4	56.6	5073.9	7.184E+00	319700.	972.	-736000.	3.083E-07	9.986E+04
-0.6	83.9	4737.5	4.462E+00	327900.	1099.	-822400.	2.743E-07	8.296E+04
-0.8	106.4	4462.4	2.874E+00	336100.	1220.	-908700.	2.652E-07	7.554E+04
-1.0	123.6	4250.2	1.927E+00	344300.	1320.	-995000.	2.659E-07	7.215E+04
-1.2	137.7	4119.6	1.342E+00	352600.	1401.	-1082000.	2.345E-07	6.167E+04
-1.4	151.4	4074.7	1.009E+00	360800.	1476.	-1168000.	1.765E-07	4.592E+04
-1.6	167.9	4097.5	7.778E-01	369000.	1546.	-1254000.	1.099E-07	2.875E+04
-1.8	190.0	4147.2	6.313E-01	377200.	1610.	-1341000.	6.893E-08	1.825E+04
-2.0	215.0	4203.9	5.773E-01	385400.	1669.	-1427000.	5.182E-08	1.391E+04
-2.2	238.4	4391.5	6.068E-01	393600.	1723.	-1513000.	3.704E-08	1.039E+04
-2.4	267.4	4794.6	6.387E-01	401800.	1773.	-1568000.	2.368E-08	7.249E+03
-2.6	304.5	5246.1	7.696E-01	410000.	1818.	-1620000.	1.361E-08	4.560E+03
-2.8	375.7	5731.9	1.092E+00	418300.	1859.	-1668000.	3.264E-09	1.195E+03
-3.0	539.6	6247.7	1.762E+00	426500.	1895.	-1715000.	7.402E-10	2.970E+02
-3.3	795.5	7087.0	4.725E+00	438800.	1943.	-1780000.	1.892E-10	9.033E+01
-3.6	865.7	7993.1	1.360E+01	451100.	1983.	-1840000.	1.072E-10	6.831E+01
-3.9	878.6	8933.8	2.691E+01	463400.	2016.	-1894000.	7.779E-11	7.127E+01
-4.2	883.1	10181.7	3.508E+01	475800.	2042.	-1944000.	6.256E-11	7.574E+01
-4.5	886.3	11642.3	3.650E+01	488100.	2062.	-1989000.	5.425E-11	7.682E+01

Die Annahme eines Magnetfeldes in dieser zweiten Komponente erleichterte auch in diesem Falle dem Programm die Konvergenz. Dies ist insoweit bemerkenswert, weil das weniger verrauschte Stokes-I-Profil fast perfekt wiedergegeben ist. Erneut ergibt sich eine Art Baldachin mit nach oben deutlich ansteigendem Magnetfeld. Dieses erhöht natürlich den Gesamtdruck dieser Komponente nach außen beträchtlich, wie im Folgenden dargestellt. In diesem Modell scheint die Aufströmung nach außen anzuwachsen.

Abbildung 9.6 Modell 2, Druckverlauf

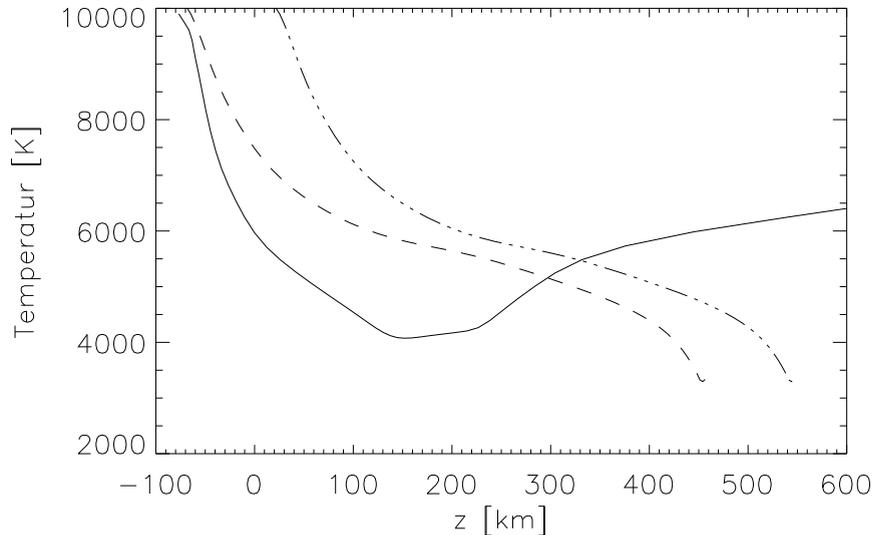


durchgezogen ist der Gesamtdruck der Hintergrund-Atmosphäre; gestrichelt der Gesamtdruck der Flußröhre - beide jeweils auf ihre eigene Höhenskala bezogen. Strichpunktiert ist die Fackelkomponente um 90 km nach oben verschoben.

Abbildung 9.6 zeigt, daß durch das hohe Magnetfeld des Hintergrund-Modelles in den äußeren Schichten der Druck dieser Komponente etwa konstant bleibt. Dies liegt an den vereinfachenden Modell-Annahmen, da die Induktion im Hintergrund nicht kontinuierlich weiter wachsen kann. Aus den extrem hohen Schichten fehlen die notwendigen Informationen, um durch eine höhere Knotenzahl diesen Parameter realistischer abzubilden. Mit sehr guten Beobachtungsdaten aus den Kernen hochentstehender Linien könnte man diese Schichten in Zukunft mit der n-LTE Erweiterung des Codes (Socas-Navarro, Ruis Cobo, Trujillo Bueno, 2000) besser beschreiben.

Aus Abbildung 9.6 sieht man hingegen, daß der Druck der Fackelkomponente bei einer angenommenen Wilson-Aufwölbung etwa dem Hintergrund standhält. Beide Atmosphären-Komponenten erfüllen das hydrostatische Gleichgewicht; die „Höcker“ in dem Druck des Hintergrundes resultieren aus dem nach außen wachsenden Magnetfeld.

Abbildung 9.7 Modell 2, Temperaturverlauf



Gemäß dieser Lösung wäre der Hintergrund (durchgezogene Kurve) bis auf die äußersten Schichten kälter als die Fackel (gestrichelt: bezogen auf ihre eigene Höhenskala). Wäre die aus dem Druck abgeleitete Wilson - Aufwölbung real, ergäbe sich der strichpunktierte Verlauf für die Fackel in der Höhenskala des Hintergrundes.

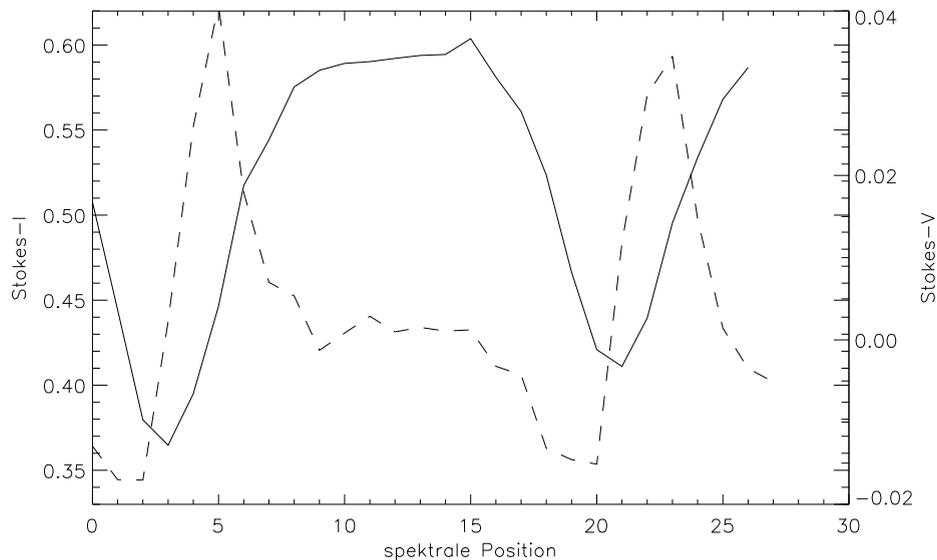
Nach Abbildung 9.7 unterscheiden sich die Temperaturschichtungen über der geometrischen Höhe aufgetragen deutlich voneinander. Bezogen auf die optische Tiefe sind die Unterschiede nicht so deutlich, wie aus den Tabellen 9.2a,b zu erkennen ist.

Die tatsächlichen Verhältnisse können freilich ganz anders geartet sein. Im Flußröhrenbild unter den Annahmen des SIR Codes können diese beiden Komponenten die Beobachtungsdaten jedoch gut reproduzieren.

Noch einmal 4,5 Minuten später hat die Fackel sich wiederum verändert und ein extrem asymmetrisches V - Profil wird sichtbar. Die Abbildung 9.8 zeigt die Verhältnisse. Eine Inversion ergibt hierfür natürlich enorme Geschwindigkeitsgradienten. Dennoch vermag der Code im Rahmen seiner Annahmen diesen isolierten Fackelpunkt nahezu perfekt zu erklären, wobei sich allerdings der Unterschied zwischen Fackel und Hintergrund vollends verwischt.

9.4 dritter Zeitschritt

Abbildung 9.8 Profile der Fackel 4,5 Minuten später



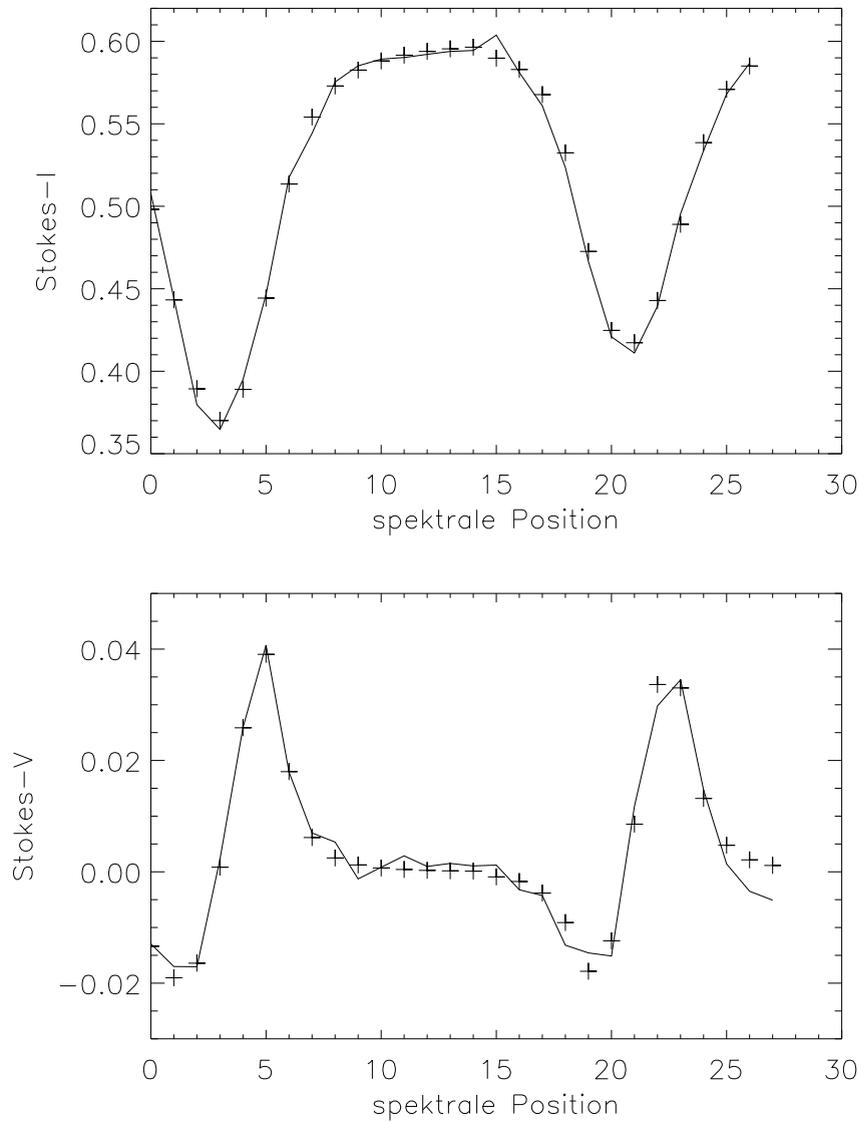
Das Stokes-V-Profil (gestrichelt) zeigt nunmehr eine extreme negative Asymmetrie: Die blauen Teilprofile sind deutlich kleiner, insbesondere bezüglich der Amplituden.

Zu diesem Zeitpunkt weist die zirkulare Polarisation eine ausgesprochene Flächen- und Amplitudenasymmetrie auf (Abb. 9.8). In der 6302,5 Linie ist ansatzweise ein ausgedehnter blauer Flügel zu erkennen. Dieses Verhalten wurde in Plages bereits von Martínez Pillet, Lites, Skumanich (1997) beschrieben. In Scheibenmitte überwiegen hingegen positive Asymmetrien (bei denen die roten Flanken kleiner sind).

Die hiesige, negative Asymmetrie erklärt sich (im Gegensatz zu den Beobachtungen von Martínez Pillet, Lites, Skumanich (1997)) am besten durch ein in beiden Atmosphären nach oben zunehmendes Magnetfeld. Ein solches Szenario ist die natürliche Antwort des Codes auf eine magnetische Atmosphäre, die über einer unmagnetischen liegt, da glatte funktionale Zusammenhänge für die einzelnen Parameter gesucht werden (siehe auch Bellot Rubio, Ruiz Cobo Collados, 2000a).

Die Ergebnisse stellen sich im Einzelnen folgendermaßen dar:

Abbildung 9.9 Profile des Modelles 3



Auch hier sind die Geschwindigkeitsgradienten bereits aus dem Stokes-I zu erkennen. Die Wiedergabe der zirkularen Polarisation ist sehr gut, die Abweichung in der Amplitude der blauen Flanke tritt in beiden Linien auf und könnte daher ebenfalls ein systematischer Effekt sein.

Die Daten dieses Modelles folgen in den folgenden Tabellen:

Tabelle 9.3a Modell 3: die erste Komponente:

Füllfaktor: 59 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-83.4	9864.4	8.590E+03	1638.	89.	-2979000.	3.651E-07	2.385E+05
1.2	-68.3	9451.6	5.161E+03	1557.	89.	-2793000.	3.040E-07	1.886E+05
0.9	-55.9	8966.9	3.009E+03	1477.	99.	-2643000.	3.013E-07	1.755E+05
0.6	-42.5	8145.2	1.040E+03	1397.	158.	-2508000.	2.899E-07	1.518E+05
0.3	-23.8	7362.0	3.163E+02	1319.	247.	-2373000.	2.881E-07	1.357E+05
0.0	0.0	6671.3	8.813E+01	1241.	336.	-2239000.	2.631E-07	1.122E+05
-0.2	21.9	6271.4	3.907E+01	1190.	395.	-2150000.	2.493E-07	9.984E+04
-0.4	46.9	5940.6	1.948E+01	1133.	455.	-2060000.	2.324E-07	8.817E+04
-0.6	74.2	5660.0	1.088E+01	1085.	514.	-1971000.	2.085E-07	7.536E+04
-0.8	101.9	5419.9	6.789E+00	1028.	573.	-1881000.	1.797E-07	6.219E+04
-1.0	129.1	5220.7	4.602E+00	977.	632.	-1792000.	1.489E-07	4.963E+04
-1.2	155.2	5072.4	3.325E+00	926.	692.	-1702000.	1.208E-07	3.912E+04
-1.4	180.2	4975.2	2.517E+00	868.	751.	-1613000.	9.694E-08	3.079E+04
-1.6	204.1	4907.7	1.959E+00	821.	810.	-1523000.	7.764E-08	2.433E+04
-1.8	226.9	4834.4	1.514E+00	764.	869.	-1434000.	6.209E-08	1.916E+04
-2.0	248.7	4744.8	1.152E+00	712.	929.	-1344000.	4.971E-08	1.506E+04
-2.2	269.4	4658.4	8.843E-01	661.	988.	-1255000.	4.012E-08	1.193E+04
-2.4	288.7	4585.7	6.897E-01	604.	1047.	-1165000.	3.255E-08	9.531E+03
-2.6	306.4	4519.8	5.447E-01	556.	1106.	-1075000.	2.664E-08	7.689E+03
-2.8	322.5	4451.7	4.330E-01	505.	1166.	-985000.	2.210E-08	6.282E+03
-3.0	336.5	4380.2	3.470E-01	448.	1225.	-896000.	1.867E-08	5.221E+03
-3.3	353.6	4276.6	2.574E-01	373.	1314.	-762000.	1.517E-08	4.142E+03
-3.6	365.6	4175.7	1.998E-01	292.	1403.	-627000.	1.319E-08	3.517E+03
-3.9	373.1	4065.8	1.609E-01	211.	1491.	-493000.	1.256E-08	3.260E+03
-4.2	377.1	3948.8	1.342E-01	136.	1580.	-359000.	1.329E-08	3.350E+03
-4.5	379.0	3828.1	1.156E-01	52.	1670.	-225000.	1.586E-08	3.876E+03

Der Temperaturverlauf ähnelt noch der früheren Flußröhre, doch hat sich nunmehr der Gradient des Magnetfeldes umgekehrt: Auch in dieser Komponente streift der Sehstrahl eher in hohen Schichten das magnetische Gebiet. Bei der enormen Aufströmung ist es indes geblieben. Auch nimmt der Betrag von v_z weiterhin nach außen ab - allerdings hat der Gradient deutlich zugenommen. Beachtenswert ist ebenfalls die Zunahme des Füllfaktors.

Tabelle 9.3b Modell 3: die zweite Komponente:

Füllfaktor: 41 %

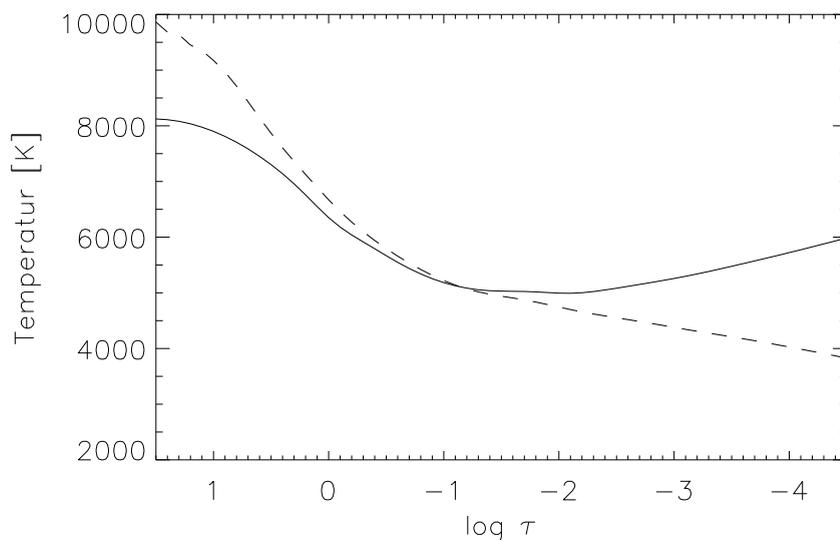
$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-146.1	8124.9	1.457E+03	56210.	134.	-26410.	5.967E-07	3.110E+05
1.2	-105.7	8037.1	1.139E+03	53230.	262.	-79930.	4.678E-07	2.412E+05
0.9	-74.7	7810.9	7.645E+02	50410.	393.	-170200.	4.081E-07	2.043E+05
0.6	-49.6	7452.1	4.294E+02	47660.	524.	-273300.	3.928E-07	1.873E+05
0.3	-26.2	6958.8	1.782E+02	44910.	655.	-376100.	3.647E-07	1.622E+05
0.0	0.0	6351.1	5.548E+01	42280.	787.	-478400.	3.516E-07	1.426E+05
-0.2	21.6	6040.1	2.847E+01	40440.	874.	-547300.	3.159E-07	1.219E+05
-0.4	43.7	5792.2	1.713E+01	38610.	962.	-615400.	2.911E-07	1.077E+05
-0.6	65.8	5548.4	1.047E+01	36860.	1049.	-684300.	2.516E-07	8.912E+04
-0.8	88.1	5340.7	6.885E+00	35050.	1137.	-752400.	2.074E-07	7.071E+04
-1.0	110.8	5183.9	4.771E+00	33220.	1224.	-821300.	1.631E-07	5.398E+04
-1.2	133.7	5084.3	3.531E+00	31390.	1312.	-889400.	1.280E-07	4.156E+04
-1.4	156.9	5038.8	2.718E+00	29640.	1400.	-958300.	9.871E-08	3.176E+04
-1.6	180.7	5028.1	2.153E+00	27840.	1487.	-1026000.	7.577E-08	2.433E+04
-1.8	205.1	5017.1	1.699E+00	26010.	1575.	-1095000.	5.797E-08	1.857E+04
-2.0	230.4	4995.7	1.328E+00	24180.	1659.	-1163000.	4.443E-08	1.417E+04
-2.2	256.7	5002.2	1.056E+00	22430.	1729.	-1232000.	3.359E-08	1.073E+04
-2.4	284.6	5052.8	8.713E-01	20630.	1775.	-1300000.	2.480E-08	8.002E+03
-2.6	314.0	5116.9	7.540E-01	18790.	1801.	-1369000.	1.837E-08	6.003E+03
-2.8	343.9	5185.8	6.756E-01	16990.	1823.	-1437000.	1.342E-08	4.442E+03
-3.0	373.3	5258.8	6.401E-01	15240.	1843.	-1506000.	9.920E-09	3.331E+03
-3.3	410.7	5384.4	6.781E-01	12500.	1866.	-1608000.	6.775E-09	2.330E+03
-3.6	435.7	5525.5	8.287E-01	9778.	1883.	-1711000.	5.181E-09	1.828E+03
-3.9	449.2	5672.4	1.081E+00	7114.	1894.	-1814000.	4.244E-09	1.538E+03
-4.2	456.4	5826.2	1.392E+00	4363.	1900.	-1917000.	3.297E-09	1.228E+03
-4.5	460.3	5987.1	1.799E+00	1723.	1901.	-2020000.	2.534E-09	9.702E+02

Auffällig ist, daß es quasi in keiner der beiden Atmosphären einer nennenswerten Mikroturbulenz bedarf. Dafür sind natürlich die Geschwindigkeitsgradienten gewaltig. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß die tatsächlichen Materieströmungen nicht entlang der solaren Vertikalen zu verlaufen brauchen.

Die Daten der Tabellen 9.4 a,b sind vorsichtig zu interpretieren. Die Schallgeschwindigkeit beträgt etwa 10 km s^{-1} in der Photosphäre. Beide Atmosphären-Komponenten können also Überschallströmungen aufweisen, wenn die wahren Strömungsverhältnisse annähernd parallel zur solaren Vertikale verlaufen. Gemäß numerischer Simulationen (z. B. Takeuchi, 1999) können hohe Geschwindigkeiten und Schocks durchaus in magnetischen Elementen auftreten, doch lassen sich solche mit Inversionsroutinen, die einen glatten Verlauf der Photosphärenparameter über $\log(\tau)$ annehmen, kaum beschreiben. Die extremen Geschwindigkeiten lassen insbesondere eine auf Hydrostatik beruhende Druckschichtung als nicht befriedigend erscheinen. Deswegen wird auf eine Abbildung der Druckverläufe hier verzichtet.

Beide Komponenten weisen ein nach außen zunehmendes Magnetfeld auf. Damit verwischt natürlich der Unterschied zwischen Fackel und Hintergrund. Bezogen auf ihre jeweilige optische Tiefe stimmt die Temperatur beider Komponenten in dem Linien-Entstehungsgebiet gut überein.

Abbildung 9.10 Modell 3, Temperaturverlauf

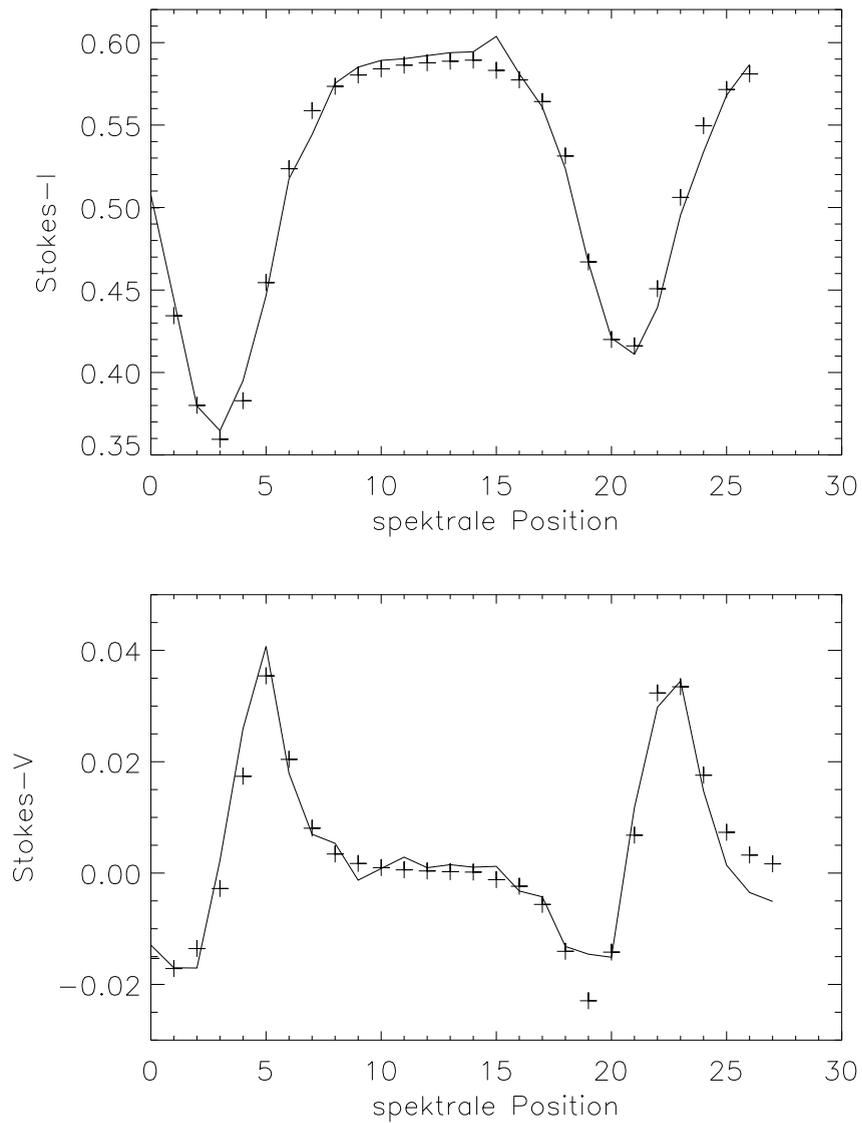


Durchgezogen ist der Temperaturverlauf der zweiten Komponente, (ehemals Hintergrund); gestrichelt analog für die erste Komponente jeweils bezogen auf die lokale optische Tiefe, wegen der Unsicherheit der Druckbestimmung.

In dem eben diskutierten Modell 3 verschimmt der Unterschied zwischen Fackel- und Hintergrund-Atmosphäre. Aus diesem Grunde lag es nahe, das gleiche Profil mit nur

einer Komponente zu invertieren. Abbildung 9.11 zeigt, daß auch unter diesen vereinfachten Annahmen die gemessenen Profile näherungsweise erklärt werden können.

Abbildung 9.11, Profile des Modelles 4



Die synthetischen Profile dieses Ein-Komponenten-Modelles stimmen in Stokes-I schlechter mit den Beobachtungsdaten überein, als das Modell 3 aus Abb. 9.9. Die zirkulare Polarisation kann hingegen gut erklärt werden.

Tabelle 9.4 Modell 4: (einzige Komponente):

Füllfaktor: 100 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-68.1	9793.0	9.883E+03	550.	37.	-4046000.	5.509E-07	3.543E+05
1.2	-58.5	9454.0	5.893E+03	550.	37.	-3801000.	3.927E-07	2.429E+05
0.9	-46.6	8632.7	2.286E+03	550.	37.	-3623000.	3.876E-07	2.159E+05
0.6	-34.1	7861.0	8.261E+02	550.	81.	-3472000.	4.107E-07	2.070E+05
0.3	-19.3	7127.0	2.533E+02	550.	170.	-3322000.	4.057E-07	1.849E+05
0.0	0.0	6486.3	7.338E+01	550.	259.	-3172000.	3.626E-07	1.502E+05
-0.2	17.8	6119.3	3.341E+01	550.	318.	-3072000.	3.198E-07	1.250E+05
-0.4	40.0	5821.3	1.676E+01	550.	378.	-2971000.	2.607E-07	9.689E+04
-0.6	69.7	5573.6	9.027E+00	550.	437.	-2872000.	1.953E-07	6.949E+04
-0.8	105.8	5366.2	5.615E+00	550.	496.	-2771000.	1.541E-07	5.280E+04
-1.0	143.6	5199.6	3.835E+00	550.	555.	-2671000.	1.225E-07	4.068E+04
-1.2	182.4	5083.8	2.769E+00	550.	614.	-2571000.	9.573E-08	3.107E+04
-1.4	219.5	5018.9	2.221E+00	550.	674.	-2471000.	7.947E-08	2.546E+04
-1.6	252.4	4983.4	1.833E+00	550.	733.	-2370000.	6.590E-08	2.097E+04
-1.8	282.1	4942.0	1.500E+00	550.	792.	-2271000.	5.453E-08	1.721E+04
-2.0	307.6	4884.3	1.257E+00	550.	851.	-2170000.	4.723E-08	1.473E+04
-2.2	328.3	4829.1	1.077E+00	550.	911.	-2071000.	4.183E-08	1.290E+04
-2.4	344.4	4786.4	9.464E-01	550.	970.	-1970000.	3.765E-08	1.151E+04
-2.6	356.0	4750.3	8.824E-01	550.	1029.	-1870000.	3.606E-08	1.094E+04
-2.8	364.2	4711.9	7.812E-01	550.	1089.	-1769000.	3.260E-08	9.806E+03
-3.0	370.7	4670.0	6.801E-01	550.	1148.	-1670000.	2.901E-08	8.648E+03
-3.3	377.8	4610.4	5.569E-01	550.	1236.	-1520000.	2.451E-08	7.216E+03
-3.6	382.6	4553.1	4.582E-01	550.	1326.	-1369000.	2.080E-08	6.047E+03
-3.9	385.9	4486.6	3.766E-01	550.	1414.	-1219000.	1.785E-08	5.112E+03
-4.2	388.1	4412.8	3.077E-01	550.	1503.	-1069000.	1.540E-08	4.339E+03
-4.5	389.5	4335.1	2.484E-01	550.	1593.	-919000.	1.324E-08	3.664E+03

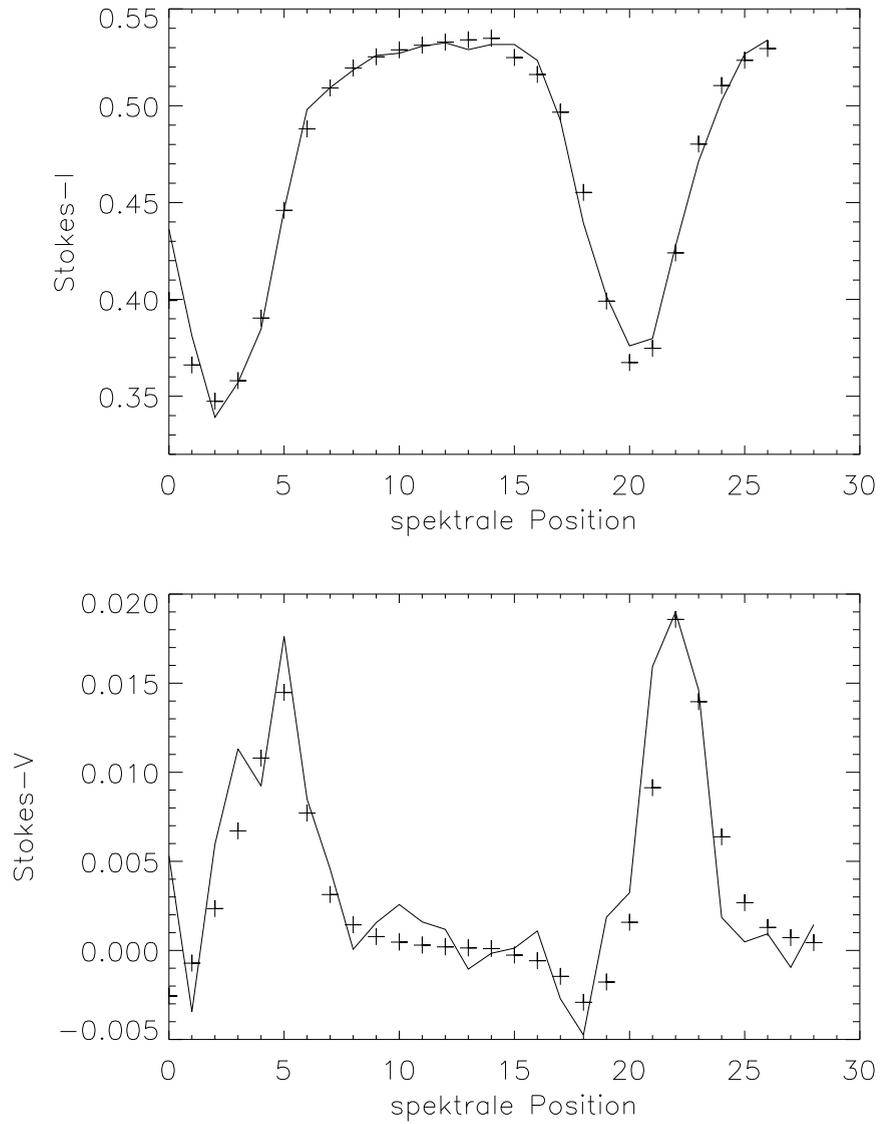
Dieses Modell mit nur einer Komponente zeigt qualitativ dasselbe Verhalten, wie das Modell 3 (Tabellen 9.4a,b). Das Magnetfeld nimmt nach oben zu und es zeigt sich eine sehr hohe Aufströmung, die nach oben abnimmt. Wiederum ist die Mikroturbulenz vernachlässigbar.

Nach weiteren 3 Minuten hat sich das Aussehen erneut deutlich verändert: Die Kontinuumsintensität ist auf den Wert der durchschnittlichen Photosphäre zurückgegangen, und die zirkulare Polarisation weist bereits ein nahezu einseitiges Profil in der roten Flanke auf. Damit ähnelt diese solare Region nunmehr eher einem extrem asymmetrischen magnetischen Knoten (Beckers, Schröter, 1968)

Abbildung 9.12 und die nachfolgende Tabelle stellt einen Versuch dar, diese Verhältnisse noch zu beschreiben.

9.5 vierter Zeitschritt

Abbildung 9.12 Profile des Modelles 5



Es gelingt dem SIR Code erstaunlich gut, die extreme Form der V-Profile mit nur einer Komponente zu reproduzieren.

Tabelle 9.5 Modell 5: (einzige Komponente):

Füllfaktor: 100 %

$\log(\tau)$	z	T	Pe	v_{mik}	B	v_z	ρ	Pg
1.5	-83.7	9779.8	7.431E+03	8490.	55.	-4544000.	3.231E-07	2.092E+05
1.2	-68.3	9523.4	5.439E+03	12430.	55.	-4371000.	2.910E-07	1.824E+05
0.9	-54.9	8888.1	2.777E+03	15460.	55.	-4236000.	3.087E-07	1.779E+05
0.6	-41.2	8041.8	9.487E+02	18130.	55.	-4113000.	3.221E-07	1.663E+05
0.3	-23.6	7232.5	2.711E+02	20790.	55.	-3990000.	3.257E-07	1.507E+05
0.0	0.0	6522.2	7.251E+01	23450.	55.	-3868000.	3.124E-07	1.301E+05
-0.2	21.1	6111.0	3.101E+01	25220.	55.	-3746000.	2.898E-07	1.131E+05
-0.4	46.8	5771.3	1.514E+01	26990.	55.	-3582000.	2.556E-07	9.420E+04
-0.6	76.2	5485.8	8.541E+00	28760.	55.	-3420000.	2.158E-07	7.559E+04
-0.8	106.9	5244.7	5.437E+00	30530.	55.	-3254000.	1.769E-07	5.923E+04
-1.0	137.3	5049.0	3.732E+00	32300.	55.	-3089000.	1.427E-07	4.600E+04
-1.2	166.9	4909.0	2.698E+00	34070.	55.	-2922000.	1.138E-07	3.566E+04
-1.4	195.7	4825.6	2.042E+00	35840.	55.	-2752000.	8.976E-08	2.766E+04
-1.6	224.2	4777.2	1.589E+00	37610.	55.	-2582000.	7.033E-08	2.145E+04
-1.8	252.4	4730.1	1.238E+00	39390.	54.	-2409000.	5.512E-08	1.665E+04
-2.0	280.2	4673.5	9.571E-01	41150.	64.	-2235000.	4.332E-08	1.293E+04
-2.2	307.6	4640.0	7.542E-01	42930.	113.	-2054000.	3.392E-08	1.005E+04
-2.4	334.8	4655.9	6.172E-01	44700.	173.	-1864000.	2.629E-08	7.816E+03
-2.6	362.5	4685.9	5.068E-01	46460.	232.	-1670000.	2.027E-08	6.065E+03
-2.8	390.9	4720.3	4.139E-01	48240.	291.	-1475000.	1.554E-08	4.683E+03
-3.0	420.4	4757.7	3.360E-01	50010.	350.	-1278000.	1.180E-08	3.584E+03
-3.3	468.2	4827.7	2.466E-01	52660.	439.	-980000.	7.586E-09	2.338E+03
-3.6	521.7	4911.5	1.878E-01	55340.	528.	-678400.	4.670E-09	1.464E+03
-3.9	580.7	4995.5	1.515E-01	57930.	617.	-374500.	2.759E-09	8.801E+02
-4.2	644.1	5079.9	1.296E-01	60640.	706.	-75840.	1.575E-09	5.108E+02
-4.5	710.1	5166.0	1.162E-01	63240.	795.	206500.	8.780E-10	2.897E+02

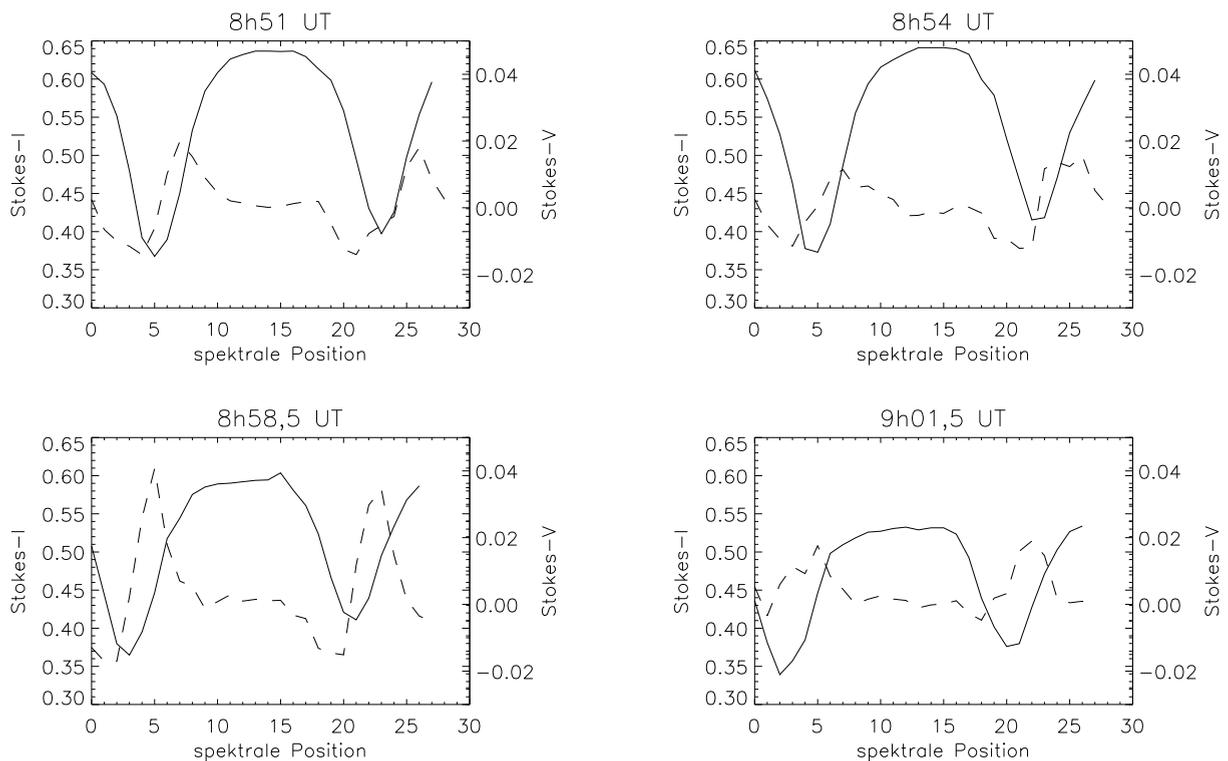
Im Vergleich zu dem Modell 4 (Tabelle 9.4) hat die Induktion etwas abgenommen, die Differenz der Strömungsgeschwindigkeiten in der Photosphäre ist noch etwas angestiegen. Eine Mikrogeschwindigkeit ist zum Erklären dieses Profils allerdings erforderlich.

Die Modelle 4 und 5 stimmen qualitativ recht gut überein. Dies betrifft die Verläufe von Temperatur, Induktion und Strömungsgeschwindigkeit mit Höhe. Bei diesen ein-komponentigen Lösungen ist die Anzahl der freien Parameter relativ gering [etwa 10]. Interessant ist ein Vergleich mit dem Resultat Steiners (2000): Dieser erklärt extrem asymmetrische Stokes-V-Signale mit geschichteten Atmosphären, bei welchen eine magnetische Komponente über einer nicht-magnetischen liegt. Die mit Höhe zunehmende Induktion der Modelle 4 und 5 entspräche ebenfalls der Antwort des SIR Codes auf ein solches physikalisches Szenario.

Insgesamt vermag diese Inversions-Routine also auch komplizierte Linienprofile zu erklären. Allerdings sind sehr hohe Geschwindigkeitsgradienten hierfür erforderlich.

Die zeitliche Veränderung der aufgenommenen Profile der Fackelregion dieses Kapitels wird aus der nachstehenden Abbildung ersichtlich:

Abbildung 9.13 zeitliche Entwicklung im Überblick



10 Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit sind Beobachtungen polarer Fackeln an beiden deutschen Sonnenteleskopen Teneriffas vorgenommen und ausgewertet worden.

Die Ergebnisse der Messungen an dem kleineren GCT können folgendermaßen zusammengefaßt werden: Polare Fackeln zeigen in der FeI Linie von $6302,5 \text{ \AA}$ eine Zunahme der Äquivalentbreite und einen line gap. Eine Korrelation zwischen Intensität und der Strömungsgeschwindigkeit existiert zwar nicht, häufig sind die (hellen) Fackeln jedoch mit Aufströmungen verbunden. Ihre intrinsischen Eigenschaften variieren mit dem Durchmesser. Hierzu wurde ein Drei-Komponenten-Modell aufgestellt.

Die am VTT gewonnenen Daten wurden bildrekonstruiert. $0,5''$ Auflösung im Spektrum und fast 10^{-3} polarimetrische Genauigkeit wurden am Sonnenrand erreicht. Es zeigt sich eine hohe Dynamik der Fackeln, deren Aussehen und Form des Linien-Profiles sich innerhalb der Aufnahme- und Abspeicherzeit von 90 Sekunden verändert. Auch um die eigentlichen Fackeln herum existiert häufig ein schwaches und unregelmäßiges polarimetrisches Signal, das fast ausschließlich auf magnetische Nordpolarität (an dem solaren Nordpol) hindeutet.

Mit dem SIR Code gelangen Inversionen einzelner Profile. Die $T(\tau)$ Schichtung von Fackel- und Hintergrundkomponente ähnelt qualitativ dem Plage-Modell von Bellot Rubio, Ruiz Cobo und Collados (2000b). Als typische Werte einer isolierten Fackel können knapp 1400 G Induktion, möglicherweise um etwa $3,6 \text{ G km}^{-1}$ mit Höhe abnehmend gelten. Der Druck ließ sich aus dem vorhandenen Datenmaterial nur schwer ermitteln. Hierzu sind Beobachtungen in anderen Spektrallinien notwendig.

Das sich Auflösen einer polaren Fackel ist beobachtet worden. Die zugehörigen Linienprofile konnten ebenfalls invertiert werden, allerdings verlangt der SIR Code dazu sehr hohe Geschwindigkeiten. Es scheint ein Magnetfeld in der oberen Photosphäre zurückzubleiben, das sich als ein-höckriges Stokes-V-Profil zeigt (vgl. Steiner, 2000).

Für zukünftige Messungen wäre es wünschenswert, zusätzlich Informationen aus den Komponenten der linearen Polarisation zu gewinnen. Damit ließen sich Neigung und Orientierung des Magnetfeldvektors im Raum bestimmen. Diese Messungen könnten dabei auch an Plage-Regionen nahe Scheibenmitte erfolgen, da bei der intrinsischen Streuung der Fackeleigenschaften in der hiesigen Arbeit kein systematischer Unterschied

zu den entsprechenden magnetischen Strukturen in niedrigen heliographischen Breiten gefunden werden konnte. Dieser Punkt bedarf freilich einer weiteren Diskussion anhand eines größeren Datensatzes.

Schnellere Rechner mit größeren Festplatten erleichtern die künftige Datenaufnahme aus drei Gründen: Wahlweise werden mehr Aufnahmen pro spektraler Position für die Bildrekonstruktion möglich, mehr Wellenlängen-Schritte als Observablen für Inversionen können zur Verfügung stehen oder eine kürzere Aufnahmezeit läßt sich erreichen. Der letztgenannte Punkt scheint dabei wichtig zu sein, um die offenbar schnellen Prozesse der Sonne hinreichend genau verfolgen zu können.

Mit dem aktuell geplanten Umbau des GCT zum 1,5 m großen GREGOR Teleskop stünde viermal mehr Licht für Aufnahmen zur Verfügung. (Ein weiterer Faktor 2 läßt sich an Interferenzfilter und CCDs für die Komponenten der linearen Polarisation gewinnen). Damit könnten vor allem die spektrale Auflösung und das Signal- zu Rausch- Verhältnis verbessert werden, da die räumliche Auflösung bereits sehr hoch ist. Dennoch hat sich das bestehende Göttinger Spektropolarimeter als überaus leistungsfähig erwiesen, um die kleinen, randnahen Fackeln hochaufgelöst vermessen zu können.

Literaturverzeichnis

- Amer, M. A.; Kneer, F.: A&A 273, 304 (1993)
- Beckers, J. M.; Schröter, E. H.: Sol. Phys. 4, 142 (1968)
- Bellot Rubio, L. R.; Ruiz Cobo, B.; Collados, M.: A&A 306, 960 (1996)
- Bellot Rubio, L. R.; Ruiz Cobo, B.; Collados, M.: ApJ 478, L45 (1997)
- Bellot Rubio, L. R.; Ruiz Cobo, B.; Collados, M.: A&A 341, L41 (1999)
- Bellot Rubio, L. R.; Ruiz Cobo, B.; Collados, M.: ApJ 535, 475 (2000a)
- Bellot Rubio, L. R.; Ruiz Cobo, B.; Collados, M.: ApJ 535, 489 (2000b)
- Böhm - Vitense, E.: Introduction to stellar astrophysics, Band 2, 2. Auflage, Cambridge Univ. Press (1993)
- Brault, J. W.; White, O. R.: A&A 13, 169 (1971)
- Cliver, E. W.; Boriakoff, V.; Feynman, J.: Geophys. Research Letters 25, 1035 (1998)
- Collados, M.; Pillet, V. M.; Cobo, B. R.; del Toro Iniesta, J. C.; Vázquez, M.: A&A 291, 622 (1994)
- de Boer, C. R.: Dissertation Göttingen (1993)
- Defouw, R. J.: ApJ 209, 266 (1976)
- Degenhardt, D.; Kneer, F.: A&A 260, 411 (1992)
- Deinzer, W.; Henzler, G.; Schüssler, M.; Weisshaar, E.: A&A 139, 426 (1984a)
- Deinzer, W.; Henzler, G.; Schüssler, M.; Weisshaar, E.: A&A 139, 435 (1984b)
- del Toro Iniesta, J. C.; Semel, M.; Collados, M.; Sánchez Almeida, J.: A&A 227, 591 (1992)
- del Toro Iniesta, J. C.; Tarbell, T. D.; Ruiz Cobo, B.: ApJ 436,400 (1994)
- del Toro Iniesta, J. C.; Ruiz Cobo, B.; Bellot Rubio, L. R.; Collados, M.: A&A 294, 855 (1995)
- del Toro Iniesta, J. C.; Ruiz Cobo, B.: Sol. Phys. 164, 169 (1996)

- Erofeev, D. V.; Erofeeva, A. V.: Sol. Phys. 191, 281 (2000)
- Fabiani Bendicho, P.; Kneer, F., Trujillo Bueno, J.: A&A 264, 229 (1992)
- Frazier, E. N.: Sol. Phys. 21, 42 (1971)
- Frutiger, C.; Solanki, S. K.: A&A 336, L65 (1998)
- Frutiger, C.; Solanki, S. K.; Fligge, M.; Bruhls, J. H. M. J.: A&A 358, 1109 (2000)
- Grigorjev, V. M.; Katz, J. M.: Sol. Phys. 42, 21 (1975)
- Grossmann-Doerth, U.; Keller, C. U.; Schüssler, M.: A&A 315, 610 (1996)
- Grossmann-Doerth, U.; Knölker, M.; Schüssler, M.; Solanki, S. K.: A&A 285, 648 (1994)
- Grossmann-Doerth, U.; Schüssler, M.; Solanki, S. K.: A&A 206, L37 (1988)
- Grossmann-Doerth, U.; Schüssler, M.; Solanki, S. K.: A&A 249, 239 (1991)
- Grossmann-Doerth, U.; Schüssler, M.; Steiner, O.: A&A 337, 928 (1998)
- Hall, J. C.; Lockwood, G. W.: ApJ 545, L43 (2000)
- Hollweger, H.; Müller, E. A.: Sol. Phys. 39, 19 (1974)
- Homann, T.; Kneer, F.; Makarov, V. I.: Sol. Phys. 175, 81 (1997)
- Irwin, A.W.: ApJSS 45, 621 (1981)
- Keller, C. U.; von der Lühe, O.: A&A, 261, 321 (1992)
- Kneer, F.; von Uexküll, M.: A&A 247, 586 (1991)
- Knölker, M.; Schüssler, M.: A&A, 202, 275 (1988)
- Koschinsky, M.: Dissertation Göttingen (2001)
- Krieg, J.: Dissertation Göttingen (1999)
- Krieg, J.; Wunnenberg, M.; Kneer, F.; Koschinsky, M.; Ritter, C.: A&A 343,989 (1999)
- Landi degl' Innocenti, E.: in: Solar Observations: Techniques and Interpretation, S. 84ff; Hrsg: Sánchez, F.; Collados, M.; Vázquez, M. ,Cambridge Univ. Press (1992)
- Landi degl' Innocenti, E.; Landi degl' Innocenti, M.: Sol. Phys. 97, 239 (1985)
- Lang, K. R.: The Sun From Space. 1. Auflage Springer (2000)

- Löfdahl, M. G.; Scharmer, G. B.: A&ASS 107, 243 (1994)
- Makarov, V. I.: Sol. Phys. 150, 359 (1994)
- Makarov, V. I.; Makarova, V. V.: Soln. Dann. No. 12, 88 (1984) (russisch, englisch
zusammengefaßt in Makarov, Sivaraman (1989), s. u.
- Makarov, V. I.; Makarova, V. V.: Sol. Phys. 163, 267 (1996)
- Makarov, V. I.; Sivaraman, K. R.: Sol. Phys. 123, 367 (1989)
- Mann, M. E.; Bradley, R. S.; Hughes, M. K.: Geophys. Research Letters 26, 759 (1999)
- Martínez Pillet, V.; Lites, B. W.; Skumanich, A.: ApJ 474, 810 (1997)
- Moore, Ch. E.: Atomic Energy Levels, Circ. of the National Bureau of Standards, 467,
Washington DC (1952)
- Parker, E. N.; Thyagaraja, A.: Sol. Phys. 189, 45 (1999)
- Press, W. H.; Flannery, B. P.; Teukolsky, S. A.; Vetterling, W. T.: Numerical Recipes,
Cambridge Univ. Press, 1986
- Rees, D. E.; Semel, M. D.: A&A 74, 1 (1979)
- Rüedi, I. Solanki, S. K.; Livingston, W.; Stenflo, J. O.: A&A 263, 323 (1992)
- Ruiz Cobo, B.; del Toro Iniesta, J. C.: ApJ, 398, 375 (1992)
- Ruiz Cobo, B.; del Toro Iniesta, J. C.: A&A, 283, 129 (1994)
- Ruiz Cobo, B.; Rodriguez Hidalgo, I.; Collados, M.: ApJ 488, 462 (1997)
- Sánchez Almeida, J.; Landi degl' Innocenti, E.; Martínez Pillet, V.; Lites, B. W.: ApJ
466, 537 (1996)
- Sánchez Almeida, J.; Lites, B. W.: ApJ 398, 359 (1992)
- Sánchez Almeida, J.; Lites, B. W.: ApJ 532, 1215 (2000)
- Sánchez Almeida, J.; Martínez Pillet, V.; Wittmann, A. D.: Sol. Phys. 134,1 (1991)
- Schatten, K. H.; Mayr, H. G.; Omidvar, K.; Maier, E.: ApJ, 311,460 (1986)
- Schröter, E. H.; Soltau, D.; Wiehr, E.: Vistas in Astronomy 28, 519 (1985)
- Semel, M. D.: A&A 9, 152 (1970)
- Serre, T.; Nesme - Ribes, E.: A&A 360, 319 (2000)

Sheeley, N. R.: ApJ 144, 723 (1966)

Sigwarth, M.; Balasubramaniam, K. S.; Knölker, M.; Schmitt, W.: A&A 349, 941 (1999)

Socas-Navarro, H.; Ruiz Cobo, B.; Trujillo Bueno, J.: ApJ 530, 977 (2000)

Solanki, S. K.: A&A 168, 311 (1986)

Solanki, S. K.: A&A 224, 225 (1989)

Solanki, S. K.; Pahlke, K. D.: A&A 201, 143 (1988)

Solanki, S. K.; Steiner, O.; Bünte, M.; Murphy, G.; Ploner, S. R. O.: A&A 333, 721 (1998)

Spruit, H. C.: Sol. Phys. 62, 15 (1979)

Steiner, O.: Sol. Phys. 196, 245 (2000)

Steiner, O.; Grossmann-Doerth, U.; Schüssler, M.: ApJ 495, 468 (1998)

Steiner, O.; Pizzo, V. J.: A&A 211, 447 (1989)

Stenflo, J. O.; Solanki, S. K.; Harvey, J. W.: A&A 173, 167 (1987)

Stix, M.: The Sun An Introduction. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 2. Auflage (1991)

Stolpe, F.: Dissertation Göttingen (1998)

Stolpe, F.; Kneer, F.: A&A 317, 942 (1997)

Takeuchi, A.: ApJ 522, 518 (1999)

Thevenin, F.: A&AS 77, 137 (1989)

Unruh, Y. C.; Solanki, S. K.; Fligge, M.: A&A 345, 635 (1999)

Unsöld, A.; Baschek, B.: Der neue Kosmos, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg; 5. Auflage (1991)

Voigt, H. H.: Abriß der Astronomie, Wissenschaftsverlag Mannheim, Wien, Zürich; 5. Auflage (1991)

von der Lühe, O.: J. Opt. Soc. Am. A1, 510 (1984)

von der Lühe, O.: A&A 268, 374 (1993)

Weigelt, G. P.: Optics Comm. 21, 55 (1977)

- Westendorp Plaza, C.; del Toro Iniesta, J. C.; Ruiz Cobo, B.; Martínez Pillet, V.; Lites, B. W.; Skumanich, A.: ApJ 494, 453 (1998)
- White, W. B.; et al. Journal of Geophys. Research 102, 3255 (1997)
- Wiehr, E.: Sol. Phys. 18, 226 (1971)
- Wilken, V.: Dissertation Göttingen (2001)
- Wilken, V.; de Boer, C. R.; Denker, C.; Kneer, F.: A&A 325, 819 (1997)
- Zayer, I.; Solanki, S. K.; Stenflo, J. O.: A&A 211, 463 (1989)

Lebenslauf

Name: Christoph Ritter

Geburtsdatum: 27. 6. 1969

Geburtsort: Hannover

Staatsbürgerschaft: deutsch

Schulbildung: 1975–1988 in Hannover
Mai 1988 Abitur

Wehrdienst: Juli 1988 – Mai 1990

Studium: Georg-August-Universität Göttingen
immatrikuliert seit WS 1990/91
Diplomstudiengang Physik
Oktober 1992 Vordiplom
Diplomarbeit an der Universitäts-Sternwarte zum Thema:
„Lichtkurven von Supernovae“
Februar 1996 Diplom

November 1996 Beginn der vorliegenden Dissertation