



# Spektroskopische Untersuchung der Atmosphäre von Sonnenflecken

Staatsexamensarbeit

eingereicht von

Charlotte Kopf

Sommersemester 2010

Betreuer

Prof. Dr. Wolfgang Schmidt

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbständig angefertigt und nur die angegebenen Quellen als Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken, gegebenfalls auch elektronischen Medien, entnommen sind, sind von mir durch die Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht. Entlehnungen aus dem Internet sind durch Ausdruck belegt.

Freiburg, den 22. November 2010

# Inhalt

1	Einleitung		1
	1.1	Die Sonne und deren Aufbau	1
	1.2	Sonnenflecken	4
2	Spektrallinien und Strahlungstransport		9
	2.1	Grundlagen und die Strahlentransportgleichung	9
	2.2	Das lokale thermodynamische Gleichgewicht (LTE)	11
	2.3	Atomare Elementarprozesse	13
	2.4	Spektrallinien	14
3	Polarimetrie		19
	3.1	Der Zeemann-Effekt	19
	3.2	Darstellung von polarisiertem Licht mit den Stokes-Vektoren $\ \ldots \ \ldots$	21
4	Die	Spektrallinien Call K und Call H	25
5	Spe	ktroskopische Messungen der Kalziumlinien Call K und H	31
	5.1	Teleskop und Messinstrumente	31
	5.2	Messungen	38
6	Kali	bration und Auswertung der Messdaten	41
	6.1	Auswertung der Kalziumspektren auf der ruhigen Sonne und in der Umbra	41
	6.2	Auswertung der Fleckenscans	49
	6.3	Skalierung der Messdaten	50
	6.4	Auswertung der Polarimeteraufnahmen	51
7	Messergebnisse und deren Diskussion		55
	7.1	Normierte Kalziumspektren	55
	7.2	Analyse und Diskussion der Kalziumspektren	67
	7.3	Analyse und Diskussion der Stokes-V-Profile	69
Α	Que	Ilcodes für IDL-Prozeduren	75

# Zusammenfassung

Die beiden Resonanzlinien CaII K und CaII H stellen eine der tiefsten und breitesten Spektrallinien im sichtbaren Bereich des Sonnenspektrums dar. Sie werden in einem sehr großen Entstehungsbereich in der oberen Photosphäre und in der unteren Chromosphäre der Sonne gebildet. In den sehr dunklen Linienkernen sind Emissionen zu beobachten, die oberhalb des Temperaturminimums in der Chromosphäre entstehen. Die Form dieser Emissionsmerkmale variiert stark mit der Position auf der Sonnenoberfläche. Diese Tatsache macht die einfach ionisierten Kalziumlinien zu einem wichtigen Forschungsobjekt der Astrophysik. Durch die Analyse der Ausprägung und Form der Emissionspeaks kann die Struktur der Chromosphäre und der Aufheizungsprozess genauer erforscht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die beiden Kalziumlinien CaII K mit einer Wellenlänge von 393, 3 nm und CaII H mit einer Wellenlänge von 396, 8 nm in der Atmosphäre von Sonnenflecken beobachtet. Die dafür erforderlichen Messungen wurden im Schauinslandobservatorium nahe Freiburg durchgeführt.

Vor der Aufbereitung und Interpretation der Messergebnisse wurden zunächst störende und verfälschende Einflüsse auf die Messungen bedingt durch Unzulänglichkeiten in der Messkette sowie bedingt durch den Messort auf der Erde ausführlich analysiert und sofern möglich Korrekturmaßnahmen erarbeitet.

Die im Sonnenfleck gemessenen Spektren wurden nach einer Datenreduktion und Kalibration auf das Kontinuum der ruhigen Sonne normiert. Die Auswertung der Ergebnisse bestätigte den erwarteten hellen und hohen Emissionspeak im Linienkern beider Kalziumlinien, der auf die hohe Magnetfeldkonzentration am Ort des Sonnenflecks zurückzuführen ist. Anschließend wurde die Helligkeit der Spektren in der Umbra in Abhängigkeit der Fleckengröße analysiert. Dabei stellte man fest, dass die Helligkeit des Spektrums in der Umbra mit der Fleckengröße abnimmt.

Darüber hinaus wurden spektro-polarimetrische Messungen durchgeführt und ausgewertet, um die magnetische Sensitivität der beiden Kalziumlinien zu untersuchen. Trotz starker Verunreinigung der Messdaten durch Streulicht konnte dennoch für beide Kalziumlinien ein deutliches Stokes-V-Profil ausgewertet werden.

### Kapitel 1

# Einleitung

### 1.1 Die Sonne und deren Aufbau

Die Sonne ist ein riesiger glühender Gasball mit einem 109-mal so großen Durchmesser wie die Erde. Sie ist für uns Menschen nicht nur die wichtigste Licht- und Wärmequelle, sondern auch eines der interessantesten Forschungsobjekte der Astronomie und Astrophysik. Die Sonne ist von der Erde 150 Mio. km entfernt und somit der nächstgelegenste Stern zur Erde. Auf Grund dieser Nähe können wir, wie bei keinem anderen Stern, die räumliche Struktur der äußeren Schichten der Sonne genauer untersuchen. Die Außenzone der Sonne, die sogenannte Atmosphäre strahlt pro Sekunde eine Energiemenge von 4  $\cdot$  10<sup>26</sup> Watt ab. Diese Energie entsteht im Sonneninneren, dem Kern, durch Fusionsprozesse zwischen Helium und Wasserstoff. Im Zentrum der Sonne entstehen dadurch Temperaturen von ca.  $15,7 \cdot 10^6$  K. Diese Energie wird zunächst über die anschließende Strahlungszone durch Strahlung weiter transportiert. In der nachfolgenden Konvektionszone wird die Energie durch Plasmaströme nach außen transportiert. An der Oberfläche ist ist die Sonne auf eine Temperatur von ca. 5800 K abgekühlt. Die anschließende solare Atmosphäre emittiert die Energie wiederum in Form von Strahlung in den interplanetaren Raum. Sie ist nach ihren thermischen Strahlungseigenschaften in verschiedene Schichten namens Photosphäre, Chromosphäre und Korona eingeteilt (siehe Abb. 1.1) (Weigert and Wendker, 1989, 171 ff.).

#### 1.1.1 Die Photosphäre

Die Photosphäre schließt an die Konvektionszone an und ist somit die tiefste Schicht der solaren Atmosphäre. Der Übergang zwischen Konvektionszone und Photosphäre wird in der Astrophysik als die Sonnenoberfläche definiert, da man bis zu diesem Bereich in die Sonne blicken kann. Aus dieser Schicht stammt mehr als 99% des gesamten abgestrahlten Sonnenlichts. Mit einer Dicke von ca. 500 km (0, 1%) des Sonnenradiuses) ist die Photosphäre relativ dünn. Die Temperatur nimmt von ca. 8000 K auf 4500 K nach außen hin ab. Aus diesem Grund sind im Sonnenspektrum, welches häuptsächlich in der Photosphäre gebildet wird, dunkle Linien, sogenannte Absorbtionslinien zu erkennen.



# Abbildung 1.1: Der Aufbau der Sonne:

- 1. Kern
- 2. Strahlungszone
- 3. Konvektionszone
- 4. Photosphäre
- 5. Sonnenfleck
- 6. Granulation
- 7. Chromosphäre
- 8. Protuberanzen
- 9. Korona
- (KIS).

Diese wurden erstmals von Joseph von Frauenhofer 1815 erkannt und nach ihm benannt (Frauenhoferlinien). Die Form dieser solaren Spektrallinien wird hauptsächlich durch den Druck, die Temperatur und die chemische Zusammensetzung des Gases in diesem Bereich charakterisiert. Der radiale Temperaturgardient in der Phostosphäre ist durch die Mitte-Rand-Variation gut zu beobachten. Die Sonne ist deshalb nicht gleichmäßig hell. Die Helligkeit nimmt vom Sonnenzentrum zum Rand ab. Dies lässt sich dadurch begründen, dass ein Beobachter am Sonnenrand in geometrisch höhere Schichten sieht, in denen die Temperatur und somit auch die Helligkeit geringer ist, als im Zentrum der Sonnenscheibe (Weigert and Wendker, 1989, 171 ff.).

Außer einer Mitte-Rand-Verdunkelung ist auf der Sonnenoberfläche eine körnige Struktur zu beobachten. Die so genannte Granulation (siehe Abb. 1.3). Es handelt sich um ein zeitlich schnell variierendes Hell-Dunkel-Muster. Die einzelnen hellen Bereiche, die von einem dunklen Rand umgeben sind, nennt man Granulen. Sie haben einen durchschnittlichen Durchmesser von ca. 1000 km. In der direkt unter der Photosphäre liegenden Konvektionszone wird heißes Plasma aus dem Inneren der Sonne nach oben transportiert. Das heiße Plasma, erkennbar durch die hellen Granulen auf der Oberfläche, kühlt dort ab und sinkt wieder ins Sonneninnere ab (dunkle Wabenstruktur). Dieser zyklische Prozess wird als Konvektion bezeichnet und ruft die typische, auf der Sonnenoberfläche, zu beobachtende zeitlich variierende Granulation hervor. Die Granulen werden von noch großräumigeren Zellen den Supergranulen, welche einen Durchmesser von ca. 30000 km haben, überdeckt. Sie zeigen dasselbe Muster wie die Granulation, sind aber mit einer durchschnittlichen Lebensdauer von 20 Stunden langlebiger. Supergranulen markieren die Verdichtung des Magnetfeldes an der Sonnenoberfäche. Die Granulation ist ein Phänomen, das überall auf der ruhigen Sonnenoberfläche zu beobachten ist. Fakeln und Sonnenflecken hingegen sind Merkmale von magnetischer Aktivität auf der Sonne. Auf die Struktur und Entstehung von Sonnenflecken wird im Abschnitt 1.2 genau eingegangen.

#### 1.1.2 Die Chromosphäre

Die ca. 1000 km dicke Chromosphäre schließt sich direkt an die Photosphäre an. Nachdem die Temperatur zuvor radial nach außen abgenommen und ein Minimum erreicht hat, steigt sie nun in dieser Schicht von ca. 4700 K auf über 10 000 K an (siehe Abb. 1.2). Dieser erneute Aufheizungsmechanismus ist ein aktuelles Forschungsgebiet in der Astrophysik. Es wird vermutet, dass bei diesem Prozess Schallwellen und Magnetfelder eine große Rolle spielen. Da die Dichte in der Chromosphäre nach außen hin sehr stark abnimmt, ist die Energieabstrahlung der Chromosphäre trotz hoher Temperaturen sehr gering. Die geringe Strahlung wird zumeist von dem an der Erdatmosphäre gestreuten Licht der solaren Photosphäre überdeckt. Die Chromosphäre ist somit für einen Beobachter auf der Erde nicht zu erkennen, außer beim Beginn und Ende einer Sonnenfinsternis. Dann ist die Chromosphäre als orangefarbene Umrandung der Sonne zu beobachten.

Das Sonnenspektrum wird ebenfalls durch die Chromosphäre charakterisiert. In den Kernen starker Absorptionslinien, in denen die Kontinuumsintensität auf dem Weg durch die Photosphäre beinahe absorbiert worden ist, zeigen sich helle Emissionspeaks, die in der Chromosphäre gebildet werden. Das einfach ionisierte Kalziumdoublett CaII H und K und das einfach ionisierte Magnesium MgII weisen beispielsweise solche Strukturen auf (Rezaei, 2008, 4 ff.). Bei den Kalziumlinien handelt sich um atomare Spektrallinien aus dem sichtbaren Bereich des Sonne. Mit einer Wellenlänge von (393 nm und 397 nm) sind die beiden Linien daher von der Erde aus beobachtbar. Dadurch werden sie zu einem beliebten Forschungsobjekt der Astrophysik, um die Chromosphärenstruktur genauer zu untersuchen. In dieser Arbeit werden die Eigenschaften von CaII K und H in der Atmosphäre von Sonnenflecken genauer analysiert.

Beobachtungen mit speziellen Nahbandfiltern zeigen eine starke Inhomogenität der Chromosphäre. Die Sonnenscheibe ist mit dunklen Sprenklern (Mottles) versetzt und am Sonnenrand sind Spikulen zu beobachten. Die dunklen körnigen Flecken bilden auf der Sonnenoberfläche ein chromosphärisches Netzwerk aus, welches dem Supergranulationsmuster in der Photosphäre folgt. An den Grenzen der Supergranulationszellen befinden sich Magnetfelder. Diese könnten für die Existenz der "Mottles" und Spikulen verantwortlich sein (Stix, 2004, 117 f.).

#### 1.1.3 Die Korona

Die Chromosphäre geht in die Korona über. In der Übergangsregion steigt die Temperatur sehr steil an und erreicht in der Korona Temperaturen von  $2 \cdot 10^6$  K. Auf Grund einer sehr geringen Dichte ist deren Abstrahlung trotz der hohen Temperaturen nochmals um einiges geringer als in der Chromosphäre und somit nur bei einer Sonnenfinsternis als Strahlenkranz um die Mondscheibe erkennbar. Das koronale Spektrum ist dem Spektrum des Photosphäre ähnlich. Bei der sehr geringen Koronastrahlung handelt es sich nämlich um Photosphärenstrahlung, die an freien Elektronen in der Korona gestreut wird. Allerdings sind die dunklen Absorptionslinien im koronalen Spektrum nicht zu



**Abbildung 1.2:** Temperaturverlauf als Funktion der Höhe in der Atmosphäre der ruhigen Sonne und in der Atmosphäre oberhalb eines Sonnenflecks (Stix, 2004, 289).

finden, da, die sich sehr schnell bewegenden Elektronen bei der Streuung der Strahlung einen Doppler-Effekt hervorrufen und die Absorptionslinien dadurch völlig verschmieren. Das Kontinuum der Streustrahlung wird außerdem von Emissionslinien überlagert. Die Emissionslinien stammen von sehr hoch ionisierten Atomen, wie zum Beispiel FeX. Die Existenz dieser hoch ionisierten Atome und die hohen thermischen Geschwindigkeiten der Elektronen lassen auf die sehr hohen Temperaturen in der Korona schließen (Weigert and Wendker, 1989, 175 ff.).

### 1.2 Sonnenflecken

Betrachtet man die Sonne mit einem Teleskop, so kann man schwarze Flecken, welche meist von einem grauen Hof umgeben sind, beobachten. Diese Strukturen auf der Sonne wurden bereits im 17. Jahrhundert nach der Erfindung des Fernrohrs erkannt, konnten aber noch nicht richtig gedeutet werden. Heute ist dieses Phänomen auf der Sonne sehr gut erforscht. Es handelt sich dabei um stark zentrierte Magnetfelder auf der Sonnenoberfäche. Diese Magnetfelder unterdrücken die Konvektion (siehe Abschnitt 1.1.1) und somit den Energietransport nach außen. Folglich kann in diesem Bereich weniger Energie und somit Wärme abgestrahlt werden. Die Temperatur der Atmosphäre über Sonnenflecken nimmt ca. um 1800 K ab. Daher erscheinen uns diese Regionen dunkler als die ruhige Sonne (siehe Abb. 1.3). Aber wie kommen solche Flecken genau zustande?

#### 1.2.1 Entstehung von Sonnenflecken und deren Struktur

Bevor die genaue Entstehung von Sonnenflecken erläutert wird, soll zunächst auf die Entwicklung von solaren Magnetfeldern eingegangen werden. Da das Gas, aus dem die



Abbildung 1.3: Sonnenfleck mit einer Umbra (schwarz), die von der Penumra (grau) umgeben ist. Im Bereich um den Fleck ist die Granulation der ruhigen Sonne zu sehen (KIS).

Sonne besteht, sehr heiß ist, sind die im Gas befindendlichen Atome ionisiert. Folglich herrscht im Plasma eine hohe Konzentration an Elektronen. Dadurch besitzt es eine sehr hohe, fast widerstandsfreie, elektrische Leitfähigkeit. Nach den Maxwell-Gleichungen bedingen elektrische Ströme Magnetfelder. Da der elektrische Strom näherungsweise reibungsfrei ist, bewegt er sich mit dem Plasma mit. Dem zufolge bewegen sich auch die Magnetfeldlinien mit dem Plasma mit. Man spricht auch von im Plasma eingefrorenen Magnetfeldlinien. Ein Bündel von Magnetfeldlinien wird als Magnetfeldröhre oder auch Flussröhre bezeichnet. Sie durchziehen den unteren Rand der Konvektionszone. Durch die differenzielle Rotation der Sonne entstehen Scherströmungen, die eine Aufwicklung der Magnetfeldröhren verursachen. Dadurch entstehen am Boden der Konvektionszone konzentrische Magnetfelder (Schlichenmaier and Peter, 2007).

Die Entstehung von Sonnenflecken lässt sich über die Lorentzkraft erklären. Diese bewirkt zwei Effekte. Zum Einen wirkt in Richtung des abnehmenden Feldes eine Kraft. In der Astrophysik wird diese als Krümmungskraft bezeichnet, da mit der Zunahme dieser Kraft auch die Krümmung der Feldlinien zunimmt. Außerdem stoßen sich Magnetfeldlinien gegenseitig ab. Dadurch entsteht innerhalb einer Magnetfeldröhre ein magnetischer Druck. Damit die Magnetfeldröhre nicht auseinander bricht, muss der magnetische Druck durch einen anderen Druck in der nichtmagnetischen Umgebung der Röhre ausgeglichen werden. Dies erzwingt die Tatsache, dass der Gasdruck im Inneren einer solchen Flussröhre geringer sein muss, als außerhalb.

$$D_{g_{aus}} = D_{g_{in}} + D_{m_{in}} \tag{1.1}$$

Nach dem Gesetz der Thermodynamik führt dies bei konstanter Temperatur zu einer geringeren Massendichte im Bereich des Magnetfeldes. Demzufolge erfahren die Flussröhren nach dem Gesetz der Hydrodynamik einen Auftrieb. Die Auftriebskraft wirkt der Krümmungskraft entgegen. Überwiegt die Auftriebskraft, so löst sich ein Teil der Flussröhre am Boden der Konvektionszone ab und steigt nach oben auf. Die Durchstoßpunkte sind für uns als Sonnenflecken erkennbar. Die Astrophysiker sprechen von der Entstehung einer bipolaren, aktiven Region. Das heißt, es entstehen idealerweise zwei Flecken mit unterschiedlicher magnetischer Polarität. Bei einem Fleck zeigen die Feldlinien ins innere der Sonne, bei dem anderen nach außen. Oft sind die Konzentrationen des magnetischen Flusses aber sehr inhomogen, somit kann es sein, dass sich nur ein Sonnenfleck bildet und nicht zwei. Die andere Polarität existiert dann in Form von Fackeln und kleinen Poren. Die Magnetfeldlinien unterdrücken den Wärmetransport nach außen. Da sie im Plasma "eingefroren" sind, müsste das Plasma die Magnetfeldlinie mit nach oben transportieren. Dieser Auftriebskraft wirkt aber die Krümmungskraft entgegen. Es kann kein heißes Plasma an die Oberfläche gelangen, folglich ist der Fleck kühler und wirkt somit für uns dunkler, da weniger Strahlung als auf der ruhigen Sonne emittiert wird.

Betrachtet man die Struktur eines solchen Flecks genauer, so erkennt man einen schwarzen Kern, der als Umbra bezeichnet wird. Der Kern wiederum ist von einem grauen Hof umgeben, der sogenannten Penumbra (siehe Abb. 1.3). In der Umbra treten die Magnetfeldlinien senkrecht aus der Oberfläche, hier ist die Unterdrückung der Konvektion maximal. In diesem Bereich ist die Sonnenoberfläche ca. 4200 K heiß. Die ruhige Sonne hat vergleichsweise eine höhere Temperatur von 6000 K . Da sich die Magnetfeldlinien radial nach außen zu einem Bogen formen, nimmt der Neigungswinkel gegenüber der Horizontalen nach außen hin ab. Am äußeren Rand der Penumbra liegen die Magnetfeldlinien beinahe horizontal in der Photosphäre. Im Bereich der Penumbra ist es mit ca. 4600 K etwas wärmer und diese erscheint daher grau.

Die Magnetfeldstärke innerhalb von Sonnenflecken beträgt ca.  $200 - 350 \,\mathrm{mT}$ , je nach Größe des Flecks. Durch Polarimeteraufnahmen von einzelnen Linien im Sonnenspektrum können diese Magnetfelder unter Ausnützung des Zeemann-Effektes bestimmt werden (siehe Kapitel 3). Die Magnetfeldstärke ist in der Umbra, in der die Magnetfeldlinien senkrecht zur Sonnenoberfläche stehen, am höchsten. In der Penumra krümmen sich die Linien nach außen hin, somit sind die Magnetfeldstärken dort schwächer.

Relativ zur Sonne wirken die Flecken winzig klein, dennoch haben sie meist einen der Erde entsprechenden Durchmesser oder sogar größer. Dabei ist der Radius der Umbra ca. 40 % des Sonnefleckenradiuses. Sowohl die Umbra, als auch die Penumbra weißen zeitabhängige Strukturen auf, die an die Granulation auf der ruhigen Sonne erinneren. Vereinzelte helle Punkte in dem einheitlichen Granulationsmuster der Umbra werden als "umbral Dots" bezeichnet. In der Penumbra zeigen sich radial nach außen helle und dunkle Filamente.

Da die Temperatur in der Photosphäre oberhalb der Flecken geringer ist, ist der Bereich der Umbra und Penumbra optisch tiefer als der der ruhigen Sonne. Das heißt, man kann in diesen Bereichen tiefer (ca. 350 km) in die Sonnenatmosphäre sehen (Wilson-Depression). Diese Tendenz dreht sich in der Chromosphäre allerdings um und der Übergang zur Korona scheint folglich in einer niedrigeren Schicht zu sein als außerhalb des Flecks. Anschaulich beschrieben müsste man das Temperaturprofil der ruhigen Atmosphäre im Sonnenfleck um einige 100 km relativ zur Photosphäre nach unten versetzen (siehe Abb. 1.2)(Stix, 2004, 289 ff.).

#### 1.2.2 Sonnenfleckentypen und der Sonnenfleckenzyklus

Sonnenflecken unterscheiden sich in ihrer Größe und Lebensdauer sehr stark. Einige Flecken sind nur als kleine Poren (Fleck ohne Penumbra) zu erkennen und existieren nur wenige Stunden. Andererseits gibt es große Fleckengruppen, die über mehrere Wochen beobachtet werden können. Durchschnittlich hat ein Sonnenfleck eine Lebensdauer von neun Tagen. Man kann Sonnenflecken nach der Züricher Klassifikation in verschiedene Klassen einteilen (Stix, 2004, 284 ff.). Die Unterteilungskriterien sind dabei unter anderem aufgeteilt in die Größe und Komplexität der einzelnen Flecken und das Vorhandensein einer Penumbra.

- Klasse A Einzelne Pore oder eine unipolare Gruppe ohne Umbra.
- Klasse B Eine bipolare Gruppe von Poren. Dabei dominieren zwei Poren mit unterschiedlicher Polarität.
- Klasse C Eine bipolare Gruppe von Poren, wobei einer der Hauptflecken eine Umbra besitzt.
- Klasse D Eine bipolare Gruppe von Flecken, bei der mindestens bei zwei Hauptflecken eine Penumra zu erkennen ist. Die Gruppe befindet sich in einem Bereich unter dem 10. Breitengrad. Die Flecken haben hier einen Durchmesser von ca. 25 000 km.
- Klasse E Eine bipolare Gruppe mit zwei Hauptflecken mit ausgeprägter, gut erkennbarer Penumbra. Zwischen den Hauptflecken befinden sich mehrere kleinere Flecken. Sie befinden sich in einem Bereich unter dem 10. Breitengrad.
- Klasse F Eine sehr große Gruppe mit zwei Hauptflecken, deren Penumbra eine sehr komplexe Struktur zeigt. Die Gruppe mit mehreren kleinen Flecken befindet sich in einem Bereich über dem 15. Breitengrad.
- Klasse G Eine bipolare Gruppe mit zwei großen Hauptflecken. Die kleinen Flecken haben sich bereits aufgelöst. Sie befinden sich im Bereich über dem 10 Breitengrad.
- Klasse H Ein unipolarer Fleck mit Penumbra, der einen Durchmesser von mehr als 2,5 Breitengraden hat.
- Klasse I Ein unipolarer Fleck mit Penumbra, der einen Durchmesser von weniger als 2,5 Breitengraden hat.

Flecken der Klasse A und B haben nur eine Lebensdauer von einem Tag, sie entwickeln nie eine Umbra und werden auch als Poren bezeichnet. Bis zur Klasse F zeigt sich eine Steigerung der Sonnenflecken, danach kommt es zu einem Rückgang. Der Fleck, der Klasse H ist einer der Symmetrischsten und Größten. Er ändert sich über mehrere Wochen nicht. Solch ein Fleck ist normalerweise ein Führungsfleck einer bipolaren Gruppe und überlebt noch, wenn die anderen Flecken bereits verschwunden sind. Eine weitere faszinierende Beobachtung bei Sonnenflecken ist der sogenannte elfjährige Sonnenfleckenzyklus (siehe Abb. 1.4). Alle elf Jahre erreicht die Sonne ein Maximum an magnetischer Aktivität. In diesem Zeitraum treten sehr viele Flecken auf. Seit 1870 wurde beobachtet, dass ca. alle elf Jahre die Fläche, die mit Sonnenflecken bedeckt ist kontinuierlich zu- bzw. abnimmt. Das letzte Maximum war im Jahre 2000. Im Jahr 2008 setzte der 24. Zyklus der Sonne ein, der 2013 sein Maximum erreichen soll. Im letzten Jahr (2009) jedoch war, entgegen der theoretisch berechneten Voraussagen, die magnetische Aktivität der Sonne sehr schwach. In diesem Sommer (2010) konnten allerdings schon einige Sonnenflecken beobachtet werden.

Innerhalb eines Zyklus wandern die Flecken von größeren Breitengraden zum Sonnenäquator hin. Stellt man die Verteilung der Sonnenflecken nach heliographischer Breite in Abhängigkeit von der Zeit dar, so ergibt sich ein in Abb. 1.4 dargestelltes Schmetterlingsdiagramm. Die Polarität eines Hauptflecks einer Fleckengruppe, entsprechend ihrer Lage relativ zum Äquator und der Rotationsrichtung, ist innerhalb eines Zykluses dieselbe. Das heißt zum Beispiel: Hat der voraus laufende Fleck auf der Südhalbkugel innerhalb eines Zykluses eine positive Polarität, so hatte der voraus laufende Fleck auf der Nordhalbkugel eine negative Polarität. Im darauf folgenden Zyklus ist die Polarität dann genau umgekehrt.



Abbildung 1.4: Sonnenfleckenzyklus von 1970 bis 2010 (NASA (1)).

### Kapitel 2

# Spektrallinien und Strahlungstransport

Die, im Vergleich zum Sonnenradius, sehr dünne solare Atmosphäre ist die Quelle des Lichtes, das uns auf der Erde erreicht. Auf dem Weg durch die Photosphäre und Chromosphäre treten in einem großen Sichtbereich die elektromagnetischen Wellen mit Atomen und Molekülen (Absorption und Emission) in Wechselwirkung. Dadurch ändert sich die Intensität, die Polarisation und die spektrale Form des Lichtes. Diese Änderungen können wir auf der Erde durch spektroskopische Messungen beobachten. Mit Hilfe von atmosphärischen Modellen, welche das gleiche Spektrum wie die Messung aufweisen, kann auf die chemische Zusammensetzung, den Druck, die Dichte und die Temperatur in den einzelnen Atmosphärenschichten der Sonne geschlossen werden.

Um ein besseres Verständnis für den Strahlungstransport in der Sonnenatmosphäre zu erhalten, ist zunächst die Klärung grundlegender Begriffe der Strahlungstheorie nötig, welche im Folgenden näher erläutert werden.

### 2.1 Grundlagen und die Strahlentransportgleichung

Um die Strahlungsintensität genau definieren zu können, müssen zunächst einige geometrische Überlegungen angestellt werden. Legt man in ein beliebiges Strahlungsfeld auf der Sonnenoberfläche ein Flächenelement dA mit dem Normalenvektor  $\vec{n}$ , dann ist die durch dieses Flächenelement im Zeitraum dt unter dem Winkel  $\theta$  zu  $\vec{n}$  fließende Energie wie folgt definiert (siehe Abb. 2.1):

$$dE = I_{\nu}(\theta, \varphi) \, d\nu \, \cos(\theta) \, dA \, d\Omega \, dt \,, \qquad (2.1)$$

mit dem Querschnitt  $\cos(\theta) dA$  durch das Strahlungsbündel und  $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\varphi$ . Dabei handelt es sich allerdings nur um einen Teil der Strahlungsenergie, die im Bereich der Frequenz  $(\nu, \nu + d\nu)$  entsteht. Die Strahlungsintensität ist diejenige Energie, die pro Einheitswinkel und Einheitsfrequenz in einer Zeiteinheit durch eine senkrecht zur Richtung  $(\theta, \varphi)$  stehende Einheitsfläche strömt. Wird über alle Frequenzen integriert, erhält man die Gesamtintensität (Unsöld and Baschek, 2002, 104 ff.):

$$I = \int_0^\infty I_\nu \, \mathrm{d}\nu \qquad \text{mit der Einheit} \left[ W m^{-2} H z^{-1} s r^{-1} \right]. \tag{2.2}$$



Abbildung 2.1: Definition Strahlungsenergie pro Flächenelement d A.

Die Intensitätsänderung der Strahlung entlang eines Sichtweges s wird durch die Elementarprozesse Emission, Absorption und Streuung hervorgerufen und kann durch die Strahlungstransportgleichung mathematisch beschrieben werden. Die Herleitung dieser grundlegenden Gleichung der Strahlungstheorie soll im folgenden skizziert werden.

Die Energiemenge, welche in einem Volumen dV pro Zeitintervall in einen Raumwinkelbereich  $\Omega$  in einem Frequenzintervall  $(\nu, \nu + d\nu)$  durch Emission emittiert wird, ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$dE_{\nu} = j_{\nu} \, d\nu \, dV \, d\Omega \,. \tag{2.3}$$

Dabei ist  $j_{\nu}$  der frequenzabhängige Emissionskoeffizient. Die dadurch zusätzlich entstandene Intensität entlang eines Sichtwegs *s* (Strecke zwischen Lichtquelle und Beobachter) kann somit wie folgt beschrieben werden:

$$\mathrm{d}I_{\nu} = j_{\nu}(s) \,\,\mathrm{d}s \,. \tag{2.4}$$

Durch die Absorbtion ist hingegen ein Energieverlust gegeben. Der Intensitätsverlust durch Absorption ist proportional zum Absorptionskoeffizienten  $\kappa_{\nu}$ :

$$\mathrm{d}I_{\nu} = -\kappa_{\nu}I_{\nu} \,\mathrm{d}s\,. \tag{2.5}$$

Durch die Streuung der Photonen an den Atomen und Elektronen kommt es zusätzlich zu einem Intensitätsverlust. Dieser Verlust wird durch den Streukoeffizienten  $\sigma_{\nu}$  in der Strahlungstransportgleichung berücksichtigt. Der Absorptions- und Streuungskoeffizient, wird zu einem Extinktionskoeffizient zusammengefasst:

$$k_{\nu} = \kappa_{\nu} + \sigma_{\nu} \,. \tag{2.6}$$

Dieser gilt somit als ein Maß für die Intensitätsabschwächung. Fasst man nun die Beiträge von Extinktion und Emission zur Änderung der Strahlungintensität auf einem Weg s in einer Gleichung zusammen, so erhält man die Strahlentransportgleichung:

$$dI_{\nu}(s) = -k_{\nu}I_{\nu} + j_{\nu}(s) \,\mathrm{d}s. \tag{2.7}$$

Dabei hängen die drei Koeffizienten von der Frequenz  $\nu$  des Lichtes und vom Zustand des Materials ab, welches durch die chemische Zusammensetzung, den Druck und die Temperatur charakterisiert ist. Dieser Zusammenhang wird im Abschnitt 2.3 genauer erläutert.

In der Astrophysik wird der Sichtweg s meist durch die optische Tiefe  $\tau_{\nu}$  ersetzt. Ihr Differential ist wie folgt definiert und von der Frequenz  $\nu$  abhängig:

$$\mathrm{d}\tau_{\nu} = -k_{\nu} \, \mathrm{d}s \,. \tag{2.8}$$

Eine alternative Schreibweise der Strahlentransportgleichung ist also:

$$\frac{\mathrm{d}I_{\nu}}{\mathrm{d}\tau_{\nu}} = -I_{\nu} + \frac{j_{\nu}}{k_{\nu}} = -I_{\nu} + S\nu\,,\tag{2.9}$$

wobei  $S_{\nu}$  die Quellfunktion ist, die das Verhältnis von Extinktions- und Absorptionskoeffizient angibt:

$$S_{\nu} = \frac{j_{\nu}}{k_{\nu}}.$$
 (2.10)

Um die genaue Strahlungsintensität einer bestimmten Wellenlänge berechnen zu können, muss die Quellfunktion bekannt sein. In der Regel kann die Strahlentransportgleichung nur durch aufwändige numerische Integration gelöst werden. Eine analytische Lösung ist nur in sehr vereinfachten Sonderfällen möglich. Eine der wichtigsten Vereinfachungen des Stahlentransportes ist die Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts. Dabei kann angenommen werden, dass die Strahlung auf der Sonne der eines schwarzen Strahlers gleicht.

### 2.2 Das lokale thermodynamische Gleichgewicht (LTE)

Wie bereits im vorigen Abschnitt erwähnt, ist die Bestimmung der Quellfunktion und folglich die Berechnung der Strahlungsintensität der Sonne eine große Herausforderung für die Astrophysik. In den unteren Schichten der Atmosphäre kann allerdings ein lokales Temperaturgleichgewicht angenommen werden. Hier ist die Dichte des Gases ausreichend hoch, dass die Teilchen häufig genug zusammenstoßen und sich stets ein Zustand einstellt, bei dem der Anregungszustand der Atome nur von der lokalen Temperatur abhängt. In diesem Fall sind die energetischen Beiträge von Absorption und Emission in einem Gleichgewicht, das mit der Saha-Boltzmann-Gleichung beschrieben werden kann. Das heißt, der thermodynamische Zustand kann in diesem Bereich nur mit einer Temperatur T beschrieben werden. In diesem Fall kann man eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen in Abhängigkeit von einer zeitlich und örtlich konstanten Temperatur T annehmen. Die Intensität entspricht dann der eines schwarzen Strahlers (siehe Abb. 2.2). Die Intensität I kann aus diesem Grund mit der Kirchhoff-Plank-Funktion in Abhängigkeit der Frequenz  $\nu$  bzw. der Wellenlänge  $\lambda$  ( $c = \nu \cdot \lambda$ ) beschrieben werden:

$$I_{\nu} = B_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} \text{ bzw.}$$
(2.11)

$$I_{\lambda} = B_{\lambda} = \frac{2hc^3}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1}, \qquad (2.12)$$

wobe<br/>i $k=1.38\,\cdot\,10^{-23}JK^{-1}$  die Bolzmann-Konstante ist.

In einem Temperaturgleichgewicht existiert kein Temperaturgardient. Es ist offensichtlich, dass diese Situation nahezu nirgendwo auf der Sonne realisiert ist. Allerdings sind die Bedingungen eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) sehr oft nahezu erfüllt. Dann reicht eine einzige Temperatur T aus, an einem bestimmten Ort in der Atmosphäre, die statistische Teilchenverteilung, den atomaren Besetzungszustand und das lokale Verhältnis von Emission und Extinktion zu beschreiben (Stix, 2004, 122 ff.). In diesem vereinfachten Fall ist die Strahlentransportgleichung analytisch lösbar und lautet:

$$I_{\lambda}(\tau_{\lambda}) = I_{\lambda} \cdot \exp(-(\tau_{0\lambda} - \tau_{\lambda})) + \int B_{\tau_{\lambda}} \exp(-\tau_{\lambda}) d\tau_{\nu}$$
(2.13)



Abbildung 2.2: Darstellung des Strahlenverlauf in der Atmosphäre und der der eines schwarzen Körpers (NTNU).

Die Bedingungen eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) hängen von der mittleren freien Weglänge ab. Diese ist der Weg, welchen ein Teilchen oder Photon zwischen zwei Elementarprozessen zurücklegt. Im LTE muss diese mittlere Weglänge kürzer sein als der Bereich, in dem sich die Temperatur des Gases ändert. Eine allgemeine Daumenregel besagt, dass das Kontinuum im sichtbaren- und infraroten Bereich die Flügel der meisten Spektrallinien und das ganze Profil von schwachen Spektrallinien im LTE geformt werden. Zu Abweichungen kommt es in den Linienkernen und bei starken Spektrallinien wie zum Beispiel bei CaII. Diese Linien werden in der oberen Photosphäre und in der Chromosphäre gebildet. Dort ist der Temperaturgradient sehr hoch, aber die Dichte gering. Die Zusammenstöße zwischen den Atomen und Elektronen sind zu gering, um eine wie oben diskutierte Verteilung hervorzurufen. Die mittlere Weglänge ist zu lang. Daher sind die Stöße zwischen den Teilchen zu gering und die Besetzungszahlen der Energieniveaus werden zusätzlich durch Photonen beeinflusst, welche aus tieferen Schichten der Atmosphäre stammen, wo andere atomare Zustände, eine andere Temperatur usw. herrschen. Bei diesem Zustand spricht man von einem sogenannten nicht thermodynamischen Gleichgewicht, dem "non-LTE" oder NLTE. In diesem Fall kann nicht mehr von einer örtlich und zeitlich konstanten Temperatur ausgegangen werden. Stattdessen wird ein kinetisches oder statistisches Gleichgewicht angenommen. Die atmosphärischen Modelle sind hier nicht mehr analytisch lösbar werden, sondern müssen numerisch berechnet werden. Sie sind somit beliebig kompliziert und nur noch mit Hilfe von Computern zu berechnen.

#### 2.3 Atomare Elementarprozesse

Nachdem bereits in Abschnitt 2.1 der Absorptions- und Emissionskoeffizient bzw. Extinktionskoeffizient eingeführt wurde, sollen hier nun die dahinter stehenden Wechselwirkungsprozesse zwischen Photonen und Atomen genauer erläutert werden.

Zwischen den diskreten Energieniveaus eines Atoms kann es durch Emission bzw. Absorption von Atomen zu "gebundenen-gebundenen" Übergängen kommen. Diese Übergänge verursachen die dunklen Linien in einem Sonnenspektrum, die Spektrallinien oder auch Fraunhoferlinien genannt. Man kann dabei zwischen drei Linienübergängen unterscheiden (Unsöld and Baschek, 2002, 117 ff.).

- **spontane Emission:** Ohne äußere Anregung durch Photonen des Atoms kommt es zu einem Übergang von einem höheren angeregten Zustand j in einen energetisch tieferen Zustand i. Dabei wird ein Photon frei, das die Energiedifferenz zwischen den beiden Niveaus i und j besitzt. Die emittierten Photonen, die in einer Zeiteinheit in alle Raumrichtungen emittiert werden, besitzen daher die Energie  $h \nu A_{ij}$ . Dabei ist  $A_{ij}$  der Einsteinkoeffizient, der die Emissionsrate angibt.
- induzierte Emission: Ein Atom in einem angeregten Zustand j wird von außen durch ein Photon angeregt und fällt dadurch in einen energetisch niedrigeren Zustand. Dabei emittiert es ein Photon mit der selben Frequenz und Richtung, wie das anregende Photon. Die Wahrscheinlichkeit solch einer erzwungenen Emission ist proportional zum Strahlungsfeld mit der Intensität  $I_{\nu}$  und durch  $B_{ji}I_{\nu}$  gegeben.  $B_{ji}$  ist dabei ebenfalls ein Einsteinkoeffizient.
- induzierte Absorption: Die Absorption ist der inverse Prozess zur induzierten Emission. Das Atom wird mit der Wahrscheinlichkeit  $B_{ij}I_{\nu}$  durch ein Photon angeregt und

von einem niedrigeren Zustand i in ein höheren Zustand j angehoben. Dabei muss die Energie des Photons genau der Energiedifferenz der beiden Niveaus i und j entsprechen.

Zwischen den drei Einsteinkoeffizienten bestehen folgende Zusammenhänge:

$$A_{ij} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ji}, \qquad g_i B_{ij} = g_j B_{ji}, \qquad (2.14)$$

dabei sind  $g_i$  und  $g_j$  die statistischen Gewichtungen der Energieniveaus *i* und *j* des Atoms. Mit Hilfe dieses Zusammenhangs kann die gesamte Absorption in einer Spektrallinie in Abhängigkeit der Frequenz  $\nu$  über den Absorptionsquerschnitt  $\sigma$  definiert werden:

$$\sigma = \frac{h\nu}{4\pi} B_{ij} \,. \tag{2.15}$$

Elementarprozesse mit "gebundenen-freien" und "freien-freien" Übergängen tragen zur Bildung der Kontinuumsintensität des Sonnenspektrums bei. Die dabei frei werdende Energie ist kontinuierlich. Das bedeutet, dass Strahlung im ganzen Wellenlängenbereich frei wird. Wird ein Atom durch ein Photon angeregt, dessen Energie größer ist als die Ionisationsenergie des Atoms, also die Absorptionskante erreicht oder überschreitet, so geht ein Elektron aus einem gebundenen Zustand in einen freien Zustand über. Das heißt, aus dem Atom wird eine Elektron herausgeschlagen, das als Photoelektron bezeichnet wird. Es besitzt eine kinetische Energie, die aus der Energie des anregenden Photons abzüglich der Ionisationsenergie besteht. Diesen Prozess bezeichnet man als Photoionisation (gebunden-freier-Übergang). Der inverse Prozess wird als Rekombination bezeichnet. Dabei wird unter Ausstrahlung eines Photons vom Atom ein Elektron einfangen. Dieser Prozess formt das Kontinuum.

Ein weiterer atomarer Elementarprozess ist ein "freier-freier"Ubergang. Fliegt ein freies Elektron an einem Atom oder Ion vorbei, so verliert oder gewinnt es durch Wechselwirkungsprozesse an kinetischer Energie. Dadurch wird ein Photon absorbiert oder emittiert. Verliert ein Elektron an Energie, so spricht man auch von einer Bremsstrahlung. Diese trägt ebenfalls zur Kontinuumsbildung bei (Unsöld and Baschek, 2002, 177 ff.).

#### 2.4 Spektrallinien

Das Ziel der Sonnenphysiker ist es, wie bereits oben erwähnt, aus den beobachteten solaren Spektren auf die Struktur, die chemische Zusammensetzung und die magnetische Aktivität der Sonne zu schließen. Deshalb ist es wichtig, den Intensitätsverlauf möglichst vieler Spektrallienen, ein so genanntes Linieneprofil, durch Modellrechnugen möglichst detailgenau nachahmen zu können. Eine wichtige Rolle bei der Formung einer Spektrallinie spielt der Absorbtions- und der Emissionskoeffizient, welche bereits im Abschnitt 2.3 erläutert wurden. Ist der atomare Wirkungsquerschnitt, der Anregungszustand und das

#### Spektrallinien

Ionistionsverhältniss bekannt, so lässt sich der frequenzabhängige Absorptionskoeffizient für verschiedene Drücke, Temperaturen und chemische Zusammensetzungen leicht berechnen. Die kontinuierliche Absorption ("frei-frei" und "freie-gebundene" Übergänge) zeigen einen in weiten Bereichen glatten Verlauf, das Kontinuum. Bei einer bestimmten Grenzfrequenz, bei der die Ionisation der am häufigsten vorkommenden Atome beginnt, sind im Absorptionsverlauf deutliche Sprünge zu erkennen. In diesen Frequenzbereichen, in denen auch die Linienübergänge bei den am häufigsten vorkommenden Atomen einsetzt, ist im Absorptionsverlauf ebenfalls ein Peak zu erkennen. Berechnet man nun mit diesem Absorptionsverlauf, durch das Lösen der Strahlentransportgleichung die Intensitätsverteilung I, so erhält man ein typisches Sternspektrum (siehe Abb.2.3).

Die Definition der optischen Tiefe  $d\tau_{\nu} = \kappa_{\nu} ds$  veranschaulicht diesen Sachverhalt nochmals vereinfacht. Bei der geometrischen Tiefe, aus der die meiste Strahlung  $I_{\nu}$  einer bestimmten Frequenz  $\nu$  kommt, wird die optische Tiefe  $\tau_{\nu} = 1$  gesetzt. Ist die Absorption klein, so ist es auch der Absorptionskoeffizient  $\kappa_{\nu}$ . Das bedeutet  $\tau_{\nu} = 1$  wird erst in einer geometrisch tieferen Schicht *s* erreicht. Hier ist die Temperatur noch sehr hoch und infolgedessen auch die Abstrahlung. Daher können wir auch eine hohe Intensität  $I_{\nu}$  messen. Ist der Absorptionskoeffizient  $\kappa_{\nu}$  hingegen kleiner, so wird bereits in einer kleinen geometrischen Tiefe s $\tau_{\nu} = 1$ . Hier sind die Temperaturen und entsprechend die Abstrahlung geringer. Die Astrophysiker sprechen hier auch von einer hohen, bzw. geringen Opazität. Je kleiner  $\kappa_{\nu}$  ist, umso tiefer kann man in die inneren Schichten der Sonne sehen. Diese einfache Überlegung zeigt nochmals die Abhängigkeit des solaren Spektrums von der Frequenz, der Temperatur und dem Absorptionskoeffizienten auf.



Abbildung 2.3: Die beiden Diagramme stellen den Zusammenhang des Verlaufes des Absorptionskoeffizienten und der Intensität dar. Dabei stellt der linke Peak einen gebunden-gebunden Übergang und der rechte Peak einen gebunden-freien Übergang dar (Weigert and Wendker, 1989, 196).

Vor allem der Temperaturverlauf spielt bei der Bildung von atomaren Spektrallinien eine wichtige Rolle. Die Temperatur nimmt in der Photosphäre stetig ab. In diesem Bereich werden die Absorptionslinien gebildet. Dabei entstehen die Linienkerne mit geringerer Intensität in höheren geometrischen Schichten. Die vom Linienzentrum weiter entfernten Bereiche entstehen in geometrisch immer tieferen Schichten. Das Kontinuum hat schließlich die größte Opaziät. In der Chromosphäre steigt die Temperatur nach dem Erreichen eines Minimum radial nach außen wieder an. In diesem Bereich hat das  $\tau_{\nu}$  einer starken Spektrallinie bereits den Wert 1 angenommen. In diesem Fall erscheint die Linie in Emission. Diese ist durch das Erscheinen eines Peaks im Linienkern zu erkennen. Einen solchen Linienverlauf weisen beispielsweise die einfach ionisierten Kalziumlinien CaII K und CaII H auf. In Abb. 2.4 ist die durch ein Modell berechnete Spektrallinie CaII dargestellt. Die beiden Diagramme sollen die, je nach Linie, unterschiedlichen Empfindlichkeiten einer Spektrallinie gegenüber der Temperatur- und Druckänderung veranschaulichen. CaII zum Beispiel ist stark temperaturempfindlich, aber weniger druckempfindlich (Weigert and Wendker, 1989, 192 ff.).



**Abbildung 2.4:** Linkes Bild: Temperaturabhängigkeit von CaII; rechtes Bild: Druckabhängigkeit von CaII. Der Druck P ist proportional zur Gravitationsbeschleunigung g. Daher kann P durch g ersetzt werden (Weigert and Wendker, 1989, 197).

Aber wie genau wirkt sich die Temperatur und der Druck auf die Form der Spektrallinien aus? Ein Intensitätsprofil einer Absorptionslinie hat beispielsweise eine endliche Breite. Jedes Atom hat durch die spontane Emission nur eine endliche Lebensdauer. Nach der Heissenberg'schen Unschärferelation führt dies zu einer Verschmierung der Energieniveaus. Daraus ergibt sich die natürliche Linienverbreiterung. Der Beitrag zur Linienverbreiterung wird auch als Strahlungsdämfpung bezeichnet. Das dadurch entstehende Linienprofil  $\Phi_L$ ist eine typische Lorentz- oder auch Dämpfungsverteilung mit einer Halbwertsbreite von  $\frac{\Gamma_n}{2\pi}$ 

$$L(\Delta\nu) = \frac{\Gamma_n}{(2\pi\Delta\nu)^2 + \Gamma_n^2/4} \,.$$
(2.16)

Die natürliche Linienverbreiterung ist auf der Sonne im Gegensatz zur Stoßverbreiterung sehr gering. Werden die Atome während der Emission oder Absorption von benachbarten Teilchen gestoßen, verändern sich die atomaren Niveaus um einen kleinen Betrag. Dies führt zu einer Verkürzung des ausgesandten Wellenzuges. Dieser Verbreiterungseffekt steigt mit der Anzahl, also mit dem Druck, und wird deswegen auch als Druckverbreiterung bezeichnet. Das entstehende Linienprofil kann ebenfalls mit einem Lorentzprofil beschrieben werden. Die dominierenden Beiträge zur Linienverbreiterung sind Stöße mit neutralem Wasserstoff (Van-der-Waals-Verbreiterung), mit einer Dämpfungskonstante  $\Gamma_V$ 

#### Spektrallinien

und Stöße mit Elektronen (Stark-Effekt), mit der Dämpfungskonstante  $\Gamma_S$ . Durch Faltung der drei Lorentzprofile erhält man wieder ein Lorentzprofil mit der Dämpfungskonstante  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_V + \Gamma_S$ , das alle drei Verbreiterungsmechanismen berücksichtigt.

Zusätzlich kommt eine thermische oder Doppler-Verbreiterung dadurch zustande, dass die absorbierenden Teilchen sich sowohl in positiver als auch negativer Richtung entlang des Sichtwegs bewegen. Im LTE ist die zufällige Geschwindigkeit der Atome durch die Maxwell-Verteilung gegeben.

$$W(v_x) dv_x = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{th}} \exp\left(\frac{-v_x^2}{v_{th}^2}\right) dv_x , \qquad (2.17)$$

dabei ist  $v_{th} = \sqrt{2kT/m_A}$  die wahrscheinlichste Geschwindigkeit bei der Temperatur T mit der atomaren Masse  $m_A$  und  $v_x$  die Sichtliniengeschwindigkeit im Intervall (v, v + dv'). Die Dopplerbreite beträgt:

$$\Delta \nu_D = \frac{\Delta \nu \cdot v_{th}}{c} \,. \tag{2.18}$$

Das daraus resultierende Profil ist eine Gaussverteilung:

$$G(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\Delta\nu_D} \exp\left(\frac{-\Delta\nu^2}{\Delta\nu_D^2}\right) \tag{2.19}$$

Es gibt noch weitere Verbreiterungsmechanismen, wie zum Beisiel die Verbreiterung auf Grund von Mikroturbulenzen, die zum Gaussprofil beitragen. Da deren Beitrag gering ist, wird im Folgenden nicht näher darauf eingegangen. Die zwei wichtigsten Profile sind die thermische und die Dämpfungsverteilung. Um ein Absorptionslinienprofil zu erhalten, muss folglich die Gaussverteilung mit der Lorentzverteilung gefaltet werden:

$$\Pi(\nu) = \frac{\Gamma}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-(\nu-\nu')^2/\Delta\nu_D)^2}{\left[2\pi(\nu'-\nu_0)\right]^2 + \Gamma^2/4}$$
(2.20)

Mit folgenden Transformationen

$$y = (\nu - \nu')/\Delta\nu_D$$
  
$$a = \Gamma/4\sqrt{\pi}\Delta\nu_D$$
  
$$\nu = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$$

erhält man:

$$\Pi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} H(\nu, a), \qquad (2.21)$$

mit der Voigt-Funktion:

$$H(\nu, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2) dy}{(\nu - y)^2 + a^2} \,. \tag{2.22}$$

Die Voigt-Funktion beschreibt daher die Form einer atomaren Absorptionslinie. Sie wurde erstmals von Voigt 1913 hergeleitet und kann nicht analytisch gelöst werden (Rezaei, 2008, 14 ff.) (Mueller, 2001, 15 ff.).

## Kapitel 3

# Polarimetrie

In Sonnenflecken herrschen starke Magnetfelder. Die Gegenwart solcher Magnetfelder führt zur Aufhebung der entarteten Energieniveaus in Atomen. Dieses Phänomen wird für uns durch die Aufspaltung magnetisch-sensitiver Spektrallinien in drei oder sogar mehrere Komponenten sichtbar. Mit Hilfe von Spektropolarimetrie kann die durch den Zeemann-Effekt hervorgerufene Linienaufspaltung beobachtet werden.

#### 3.1 Der Zeemann-Effekt

1886 entdeckte Pieter Zeemann, dass Spektrallinien in einem externen Magnetfeld aufspalten. Unter der Präsenz eines Magnetfeldes spalten die atomaren Energieniveaus in Unterniveaus auf (Hyperfeinstruktur). Die energetischen Zustände der neuen Niveaus hängen dabei vom Gesamtdrehimpuls des Atoms, der entlang des magnetischen Feldvektors verläuft, ab. Die Aufspaltung der Energieniveaus ist für uns durch die Aufspaltung der magnetisch-sensitiven Spektrallinien in drei eng nebeneinander liegende Spektrallinien sichtbar. Die unverschobene Linie in der Mitte bezeichnet man als  $\pi$  – Komponente, die beiden anderen als  $\sigma^-$  bzw.  $\sigma^+$  – Komponente. Um ein besseres Verständnis für die Aufspaltung der Linien in einem Magnetfeld zu erhalten, werden in diesem Abschnitt die theoretischen Grundlagen des Zeemann-Effekts mit Hilfe der Quantenmechanik skizziert. Die Hamiltonfunktion erster Ordnung eines Atoms in einem externen Magnetfeld ist gegeben durch

$$H = H_0 + H_1 = H_0 \frac{e}{2m_e c} \left( \mathbf{L} + 2\mathbf{S} \right) \cdot \mathbf{B},$$
(3.1)

wobei  $H_0$  der Hamiltonoperator des Atoms ohne das externe Magnetfeld **B**, *e* die positive Ladung eines Elektrons ,  $m_e$  die Masse eines Elektrons und *c* die Lichtgeschwindigkeit ist. Außerdem ist  $\mathbf{L} = \sum_{i=1}^{p} \mathbf{l}_i$  der Gesamtdrehimpuls und  $\mathbf{S} = \sum_{i=1}^{p} \mathbf{s}_i$  der Gesamtspin der Elektronen (Rezaei, 2008, 16 ff.). Bei dieser Darstellung der Hamiltonfunktion wird davon ausgegangen, dass die Magnetfeldstärke hinreichend klein ist, damit die Russell-Sunder-Kopplung (LS-Kopplung) gültig ist und der magnetische Moment des Kerns vernachlässigt werden kann. Außerdem sind bei schwachen Magnetfeldern die Wechselwirkungen zwischen Atom und Magnetfeld so gering, dass zwar die Spin-Bahn-Kopplung gestört, aber nicht

aufgebrochen wird. Diese Annahme ist für die auf der Sonne herrschenden Magnetfelder mit  $B \lesssim 0,35 \,\mathrm{T}$  erfüllt.

Damit sind die Voraussetzungen für die Anwendung der Störungstheorie erster Ordnung erfüllt. Diese Theorie besagt, dass die (2J + 1)-fache Entartung der Energieniveaus aufgehoben wird. Dabei ist  $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$  der Gesamtdrehimpuls des Atoms. Wenn sich beispielsweise ein Atom mit der Quantenzahl J = 3 in einem Magnetfeld befindet, so spalten seine Energieniveaus in 7 Unterniveaus auf. Zeigt das Magnetfeld in z-Richtung  $(\mathbf{B} = \mathbf{B}_z)$ , und wählt man eine Quantisierungsachse z, so ist die Energie der aufgespalteten Niveaus durch folgende Gleichung gegeben:

$$\Delta E_{M,J} = E_J + \mu_0 B g_J M . \tag{3.2}$$

 $E_J$  ist hierbei die Energie des entarteten Niveaus (ohne äußeres Feld) und somit der Eigenwert von  $H_0$ . Außerdem ist  $\hbar M$  der Eigenwert von  $J_z$ , wobei  $M = -J, -J + 1 \dots J$ ist.  $\mu_0$  ist das Bohrsche Magneton mit  $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_ec}$  und B die Magnetfeldstärke in z-Richtung ( $\mathbf{B} = B_z$ ). Darüber hinaus ist  $g_J$  der sogenannte Landéfaktor, der im Falle der LS-Kopplung durch folgenden Gleichung gegeben ist:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}.$$
(3.3)

Bei Übergängen zwischen Niveaus, die denselben  $g_J$ -Faktor haben, z.B.  $g_J = 1$ , spricht man von dem normalen Zeemann-Effekt. In diesem Fall, unter der Berücksichtigung der Auswahlregeln für die Drehimpulserhaltung, spaltet die Spektrallinie nur in drei Komponenten mit der Frequenz  $\nu_0$  und  $\nu_0 \pm \mu_B$  auf. Der unverschobene Anteil  $\Delta M = 0$ ist linear polarisiert( $\pi$ ). Die  $\sigma^+$ -Komponente  $\Delta M = 1$  ist ins Blaue verschoben und rechts polarisiert, wohingegen die  $\sigma^-$ -Komponente ( $\Delta M = -1$ ) links polarisiert und ins Rote verschoben ist. Diese drei Komponenten werden als Lorentz-Triplett bezeichnet. In Blickrichtung parallel zum Magnetfeld sind nur die beiden  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ - Komponenten zu sehen (longitudinaler Zeemann-Effekt). Blickt der Beobachter senkrecht zu den Magnetfeldlinien, so kann er alle drei Komponenten beobachten (transversaler Zeemann-Effekt). Diese Regeln gelten für Absorptionslinien. Betrachtet man allerdings Linien in Emission, ist der Drehsinn des polarisierten Lichts genau invertiert und "parallel" und "senkrecht" müssen beim transversalen bzw. longitudinalen Zeemann-Effekt vertauscht werden (Stix, 2004, 96 ff.).

In den meisten Fällen allerdings, so auch bei CaII K und H, ist der  $g_J$ -Faktor  $g \neq 1$ und die Spektrallinien haben mehrere Komponenten (Multiplett). Dann spricht man vom anormalen Zeemann-Effekt. In der Regel ist allerdings die natürliche Breite der Spektrallinien so groß, dass die Aufspaltung nicht aufgelöst werden kann. In diesen Fällen ist die Berechnung des Landéfaktors wesentlich komplizierter.

### 3.2 Darstellung von polarisiertem Licht mit den Stokes-Vektoren

Durch den Zeemann-Effekt wird Strahlung, die von Atomen emittiert wird, polarisiert. Für eine vollständige und konsistente Beschreibung von polarisiertem Licht sind vier Parameter notwendig. In der stellaren Astrophysik haben sich die von Georgy G. Stokes 1872 eingeführten Stokes-Parameter als Standarddarstellung etabliert. Dieser Formalismus erwies sich als am nützlichsten, da die von ihm verwendeten Parameter direkt mit den physikalisch messbaren Größen verknüpfbar sind. Sie können im Experiment durch eine einfache spektroskopische Messung der Lichtintensität nach dem Durchgang durch unterschiedliche Polarisatoren ermittelt werden.

Der Ausgangspunkt jeder Beschreibung von Licht ist dessen Darstellung als elektromagnetische Welle. Eine elektromagnetische Welle besteht aus einem sich induzierenden elektrischen und magnetischen Feld, die senkrecht zueinander propagieren. Eine solche Welle mit der Frequnenz  $\nu$  wird in der Physik meist durch ihr elektrisches Feld  $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$  definiert, das senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z steht:

$$E_x = \xi_x e^{\omega t - \delta_x} \tag{3.4}$$

$$E_y = \xi_y e^{\omega t - \delta_y}, \tag{3.5}$$

wobei  $\xi_x$  und  $\xi_y$  die konstanten Amplituden in x- bzw. y-Richtung und  $\delta_x$  sowie  $\delta_y$  die jeweiligen Phasen sind. Anstelle von  $\{\xi_x, \xi_y, \delta_x, \delta_y\}$ , die den Polarisationszustand des Lichtes vollständig festlegen, können die durch eine Koordinatentransformation erhaltenen Stokes-Parameter  $\{I, Q, U, V\}$  verwendet werden:

$$I = \langle \xi_x^2 + \xi_y^2 \rangle \tag{3.6}$$

$$Q = \langle \xi_x^2 - \xi_y^2 \rangle \tag{3.7}$$

$$U = 2\langle \xi_x \xi_y \cos(\delta_x - \delta_y) \rangle \tag{3.8}$$

$$V = 2\langle \xi_x \xi_y \sin(\delta_x - \delta_y) \rangle. \tag{3.9}$$

Die vier Stokes-Parameter werden in einem sogenannten Stokes-Vektor zusammengefasst S = (I, Q, U, V). Im mathematischen Sinne ist diese Bezeichnung nicht ganz korrekt, denn der Stokes-Vektor spannt keinen Vektorraum auf. Dennoch hat sich in der Physik diese Bezeichnung etabliert. Die Darstellung  $\langle \dots \rangle$  in (3.6)-(3.9) bezeichnet das zeitliche Mittel. Hier wurde berücksichtigt, dass natürliches Licht aus vielen Wellenzügen besteht, über die gemittelt wird. Für vollständig polarisiertes Licht gilt:

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2. ag{3.10}$$

Stokes-I entspricht der ganzen Intensität. Stokes-Q hingegen entspricht der Differenz der Intensität des entlang der x- und y-Achse linear polarisierten Lichtes. Offensichtlich

ist auch, dass Stokes-U und Stokes-V analoge Größen sind, welche um  $45^{\circ}$  zueinander verdreht sind. Stokes-V stellt die Intensitätsdifferenz des links- und rechtszirkular polarisierten Lichtanteils dar (siehe Abb. 3.1)(Stix, 2004, 99 ff.). Diese Größe wird im Rahmen dieser Arbeit bei den einfach ionisierten Kalziumlinien CaII K und H genauer untersucht. Daher wird im Folgenden nun nur noch das Stokes-V Profil näher erläutert.



Abbildung 3.1: Graphische Darstellung der vier Stokesparameter (Rezaei, 2008, 19).

Aus Kapitel 2 ist bekannt, dass Absorptionslinien eine endliche Breite der Form einer Voigt-Funktion besitzen. Das Stokes-I-Profil einer atomaren Spektrallinie entspricht folglich einem Voigtprofil. Dies ist der Fall, wenn sich die Atome in keinem Magnetfeld befinden und somit nicht in ihre Zeemann-Komponenten aufspalten. Anschaulich kann man sich die Entstehung eines Stokes-V Profils wie folgt vorstellen. Wie oben erläutert besteht solch ein Profil aus der Differenz der Intensitäten des  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  Anteils. Beide Terme sind Intensitäten und durch ein Voigt-Profil darstellbar. Aus Abschnitt 3.1 ist bekannt, dass diese Komponenten um  $2\nu_0 \pm \mu B$  bzw.  $2\Delta\lambda_B$  zueinander verschoben sind. Subtrahiert man nun die beiden Voigt-Profile voneinander ab, so erhält man das charakteristische Stokes-V-Profil (siehe Abb. 3.2):

$$V(\lambda) = V_0(\lambda_0 - \Delta\lambda_B) - V_0(\lambda_0 + \Delta\lambda_B).$$
(3.11)

Angenommen das Magnetfeld ist B = 0, so wäre die Verschiebung zwischen den beiden Profilen gleich Null. Sie würden sich gegenseitig aufheben und das resultierende Stokes-V-Profil wäre Null. Je stärker das Magnetfeld ist, umso weiter wandern die beiden Voigtprofile auseinander. Folglich wächst die Intensität des Stokes Profils an und die beiden Maxima laufen auseinander. Ist die Magnetfeldstärke so groß, dass sich die beiden Voigtprofile nicht mehr überlappen, so wandern beim weiteren Anstieg der Feldstärke nur noch die Maxima des Stokesprofils auseinander. Die Amplitude der beiden Peaks ändert sich aber nicht mehr.

Tatsächlich ist die Entstehung der Stokes-I, Q, U, V Profile um einiges komplizierter. Hierzu muss die Strahlentransportgleichung für polarisiertes Licht in Anwesenheit von



**Abbildung 3.2:** Stokes-V Profile der Eisenlinie Fe 630.25 nm, die durch das numerische Lösen der Strahlentransportgleichung für verschiedene Magnetfeldstärken B = 200 - 2300 Gauss (links) und B = 100 - 1000 Gauss (rechts) ermittelt wurden (Rezaei, 2008, 24).

Magnetfeldern gelöst werden. Dabei müssen Effekte wie der magneto-optische Effekt berücksichtigt werden. Zusätzlich kann man nicht mehr von einem thermodynamischen Gleichgewicht ausgehen. Dies macht die Bestimmung der Stokes-Profile beliebig kompliziert (Rezaei, 2008, 16 ff.). Die Strahlentransportgleichung muss durch numerische Integration gelöst werden. Dafür ist der Einsatz von rechenstarken Computern unabdingbar.

### Kapitel 4

## Die Spektrallinien Call K und Call H

Kalzium ist ein metallisches Element, das sehr selten auf der Sonne vorkommt. Das Häufigkeitsverhältnis zwischen Wasserstoff, dem häufigsten Element der Sonne, und dem Kalziumatom beträgt 11 000 000 : 1 (Mattig, 2001, 81 ff.).

Kalzium hat eine Kernladungszahl von Z = 20 und eine Massenzahl von A = 40 und gehört somit zur zweiten Hauptgruppe der Elemente. Das Termschema des einfach ionisierten Kalziums mit den beiden Energieübergängen 393, 3 nm und 396, 8 nm ist in Abbildung 4.1 dargestellt (Linsky and Avrett, 1970, 173). Hierbei handelt es sich um die Linienübergänge der zwei stärksten und breitesten Resonanzlinien im sichtbaren Bereich des Sonnenspektrums *CaII K* und *CaII H* (siehe Abb. 4.2). Sie wurden erstmals von Joseph von Fraunhofer 1814 entdeckt und von ihm auch als H und K Linien benannt.



Abbildung 4.1: Termschema von einfach ionisiertem Kalzium. Die rot eingezeichneten Übergänge sind die von CaII K (393, 3 nm) und H (396, 8 nm). Die anderen Übergänge sind Spektrallinien aus dem Infrarotbereich des Spektrums.

Die beiden Linien werden in einem großen Bereich der Atmosphäre, in der oberen Photosphäre und in der unteren Chromosphäre gebildet. Daher sind die Linien im



Abbildung 4.2: Sichtbares Spektrum der Sonne mit seinen Frauenhoferlinien. Im violetten Bereich befinden sich die beiden Kalziumlinein.

Zentrum sehr blickdicht. Der Übergang vom optisch dünnen  $\tau < 1$  in das optisch dickere Medium  $\tau > 1$  tritt bei den beiden Linien in einem hohen Bereich der Atmosphäre auf. Die optische Tiefe in den Linienkernen beträgt in der Photosphäre ca.  $10^7$  und beim Temperaturminimum, d.h. beim Übergang von der Photosphäre in die Chromosphäre, 10<sup>4</sup>. In den sehr dunklen Linienkernen der beiden Linien entstehen durch Emission in der Chromosphäre helle Peaks. Dieses sogenannte "emission reversal" kann wie folgt erklärt werden: Betrachtet man die Linienprofile der beiden Kalziumlinien vom Kontinuum aus, so nimmt die Absorption zum Linienzentrum hin monoton zu. Dabei ist von den vielen Absorptionslinien in den Flügeln der beiden Linien abzusehen, die von anderen Atomen wie beispielsweise Eisen herrühren. Daher kann man in immer höher werdende Schichten der Atmosphäre blicken. Solange wie die Temperatur mit der Höhe abnimmt, so lange steigt die Absorption und die Linien werden dunkler, was die breiten Linienflügel erklärt. In einem Bereich von 0,025 nm um den Linienkern herum wird die Absorption so groß, dass man in Schichten oberhalb des Temperaturminimums sehen kann. Obwohl die Absorption immer noch ansteigt, wird die Quellfunktion der beiden Linien mit steigender Temperatur größer. Daher können wir im Linienkern der beiden Kalziumlinien helle Emissionen beobachten (Siehe Abb.4.4 und 4.5) (Stix, 2004, 117 ff.).

Die Tatsache, dass die Kalziumlinien eine der wenigen Linien im sichtbaren Bereich des solaren Spektrums sind, welche in einem sehr großen Bereich der Atmosphäre gebildet werden und von der Erde aus gut beobachtbar sind, macht sie zu einer der wichtigsten Forschungsobjekte der Astrophysik. Mit den beiden Kalziumlinien *CaII* kann die Struktur und die physikalischen Verhältnisse in der Chromosphäre untersucht werden. Da man im Bereich der Chromosphäre allerdings kein thermodynamisches Gleichgewicht annehmen kann (siehe Abb. 4.3), ist das Lösen der Strahlentransportgleichung für diese beiden Linien sehr schwer. Für die Untersuchung der beiden Kalziumlinien sind folglich aufwändige und komplizierte numerische Rechnungen notwendig. Dennoch ist es das Ziel der Astrophysiker, mit Hilfe von Informationen aus der Form der zwei Kalziumlinien und ihren Emissionen im Kernen den Aufheizungsprozess (chromospheric heating mechanism) in der Chromosphäre zu erforschen. Es gibt noch einige weitere Linien wie zum Beispiel die Magnesiumlinien MgIIh und koder  $H\alpha$ , die in der Chromosphäre gebildet werden. Allerdings entstehen sie nur oberhalb des Temperaturminimums und können somit nicht so viele Informationen über den Aufbau der Atmosphäre liefern, wie die Kalziumlinien (Rezaei, 2008, 8 f.). Außerdem sind die Magnesiumlinien mit einer Wellenlänge von 280, 2 nm und 279, 6 nm von der Erde aus nicht beobachtbar.



Abbildung 4.3: Temperaturverlauf inder Atmosphäre. Abzulesind der sen zudem Entstehungsbereich der wichtigsten Elemente der Sonne. Der Entstehungsbreich der Spektrallinie CaII K ist rot markiert (Stix, 2004, 141).

Der wesentliche Unterschied zu anderen solaren Spektrallinien ist das helle Emissionsmerkmal in den Kernen der Kalziumlinien. Bereits 1892 bemerkte Hale erstmals Emissionen in den Kernen von CaII K und H (Hale and Ellerman, 1904) in magnetisch aktiven Regionen. Allerdings begannen die quantitativen Messung der Kalziumlinien erst ab 1960 mit den Beobachtungen von Smith (1960), Linsky (1970), Engvold (1967), Teplitskaya and Efendeva (1976). Sie erforschten unter anderem, dass im Zentrum der Sonnenscheibe im Bereich um Sonnenflecken, den Plages (Siehe Abb.4.4 und 4.5) zwei Emissionspeaks in den Kernen zu beobachten sind, das sogenannte "double reversal". In der Umbra eines Sonnenflecks und am Sonnenrand erkennt man hingegen nur einen sehr hellen Emissionpeak im Linienzentrum. Auf der ruhigen Sonne ist bis auf die Regionen zwischen Supergranulationszellen in beiden Linien keine Emission festzustellen (Linsky and Avrett, 1970, 169 ff.). Hale führte für die unterschiedlichen Emissionsmerkmale folgende Konventionen ein: Er bezeichnete die beiden Emissionslinien in den Kernen von Ca II H und K als  $H_2$  und  $K_2$ . Die Einkerbung zwischen den beiden Emissionen nannte er  $H_3$ bzw.  $K_3$ . Die Intensitätsminimas neben der Emission wurden als  $H_1$  und  $K_1$  bezeichnet. Die beiden Emissionspeaks  $K_2$  ( $H_2$ ), welche in Plages auftreten, sind asymmetrisch. In der Regel ist der violette Emissionspeak immer stärker als der rote, und die dunkle

Einkerbung  $K_3$  ( $H_3$ ) zwischen den beiden Emissionspeaks ist etwas vom Linienzentrum ins Rote verschoben. Allerdings kommt es in seltenen Fällen auch vor, dass die Emissionspeaks gleich hell sind oder der rote Emissionpeak sogar etwas heller ist als der Blaue. Mögliche Gründe für solch eine Asymmetrie könnten absinkendes, bzw. aufsteigendes Material oder ein großer Magnetfeldgradient entlang des Sichtwegs sein (Doppler-Effekt). Es ist offensichtlich, dass die Emission in CaII K und H mit der Position auf der Sonnenoberfläche stark variiert. Dies beweist die starke Inhomogenität der Chromosphäre. Die eben genannten Beispiele deuten ebenfalls darauf hin, dass das solare Magnetfeld eine große Rolle bei der Bildung der Emissionspeaks in den Kalziumlinien spielt.

1968 eindeckte Beckers und Tallant (Beckers and Tallant, 1969) bei der Untersuchung von chromosphärischen Oszillationen in Sonnenflecken umbrale Erhellungen (umbral flashs). Dabei handelt es sich um kurzzeitige lokale Aufhellungen in den Kernen chromosphärischer Linien, die in einer Sonnenfleckenumbra beobachtet werden. Die genaue Ursache für die periodischen Erhellungen der Linienkerne ist bis heute noch nicht verstanden. Allerdings wurden die "umbral flashs" unter anderem durch Messungen von Nagashima et al. (2007) und Turova et al. (1983) bestätigt. Sie beobachteten in der Umbra verschiedener Sonnenflecken durchschnittlich alle 150 s lokale Erhellungen in den Kernen von CaII H und K.

Mattig und Kneer (Mattig and Kneer, 1978) untersuchten 1977 das Intensitätsverhälnis in den Kernen von CaII K und H, um Informationen über die Blickdichte der Chromosphäre zu erhalten. Das Verhältnis der Emissionen von K und H wurden darüber hinaus von Firstova (1980) und Yun and Beebe (1982) bestimmt. Die uneinheitlichen Werte innerhalb eines gleichen Sonnenflecks und zwischen verschieden Flecken beweist nochmals die Inhomogenität, sowohl innerhalb eines Fleckes als auch in der ganzen Chromosphäre. Da die beiden Kalziumlinien CaII K und H stark thermisch empfindliche und druckunepfindliche Linien sind, wird das chromosphärische Aufheizen in Bereichen großer magnetischer Felder vermutlich verstärkt. Spektropolarimetrische Messungen bewiesen außerdem, dass sie stark magnetisch sensitiv sind.

In dieser Arbeit werden die auf das Kontinuum der ruhigen Sonne normierten Linien im Sonnenfleck, sowie die magnetische Sensitivität genauer untersucht. In einem solchen stark magnetischen Bereich der Sonne weisen die Linien im Kern helle Emissionen auf.


Abbildung 4.4: Charakteristisches Linienprofil von CaII K an drei verschiedenen Orten der Sonne. Dabei wurde die Intensität des Spektrums im Sonnenfleck an die Intensitäten der beiden anderen Spektren angepasst und diese entsprechen daher nicht der tatsächlich gemessenen Intensität. Aufgenommen am 16.07.2010 auf dem Schauninslandobservatorium.



Abbildung 4.5: Charakteristisches Linienprofil von CaII H an drei verschiedenen Orten der Sonne. Dabei wurde die Intensität des Spektrums im Sonnenfleck an die Intensitäten der beiden anderen Spektren angepasst und diese entsprechen daher nicht der tatsächlich gemessenen Intensität. Aufgenommen am 16.07.2010 auf dem Schauninslandobservatorium.

# Kapitel 5

# Spektroskopische Messungen der Kalziumlinien Call K und H

Im Rahmen dieser Zulassungsarbeit wurden spektroskopische Aufnahmen der beiden Resonanzlinien CaII K und H in Sonnenflecken, welche anschließend auf des Kontinuum der ruhigen Sonne normiert wurden, gemacht. Zusätzliche Polarimeteraufnahmen der beiden Linien dienten zur Untersuchung der magnetischen Sensitivität der Linien. Die Messungen wurden mit dem Turmteleskop des Kiepenheuer-Instituts für Sonnenphysik auf dem Schauinsland bei Freiburg durchgeführt.

# 5.1 Teleskop und Messinstrumente

Das Schauinslandobservatorium wurde 1943 unter der Leitung von Karl Otto Kiepenheuer errichtet. Es steht in 1284 m Höhe auf dem Schauinsland bei Freiburg und befindet sich auf dem Breitengrad 47,9°. Das Teleskop befindet sich in einem 8 m hohen Turm und ist ein Refraktor mit einer Coelostaten-Anordnung. Das von der Sonne kommende und damit näherungsweise parallele Licht wird über die zwei Celostatenspiegel in das Turminnere auf die  $40\,\mathrm{cm}$  breite Teleskoplinse mit einer Brennweite von  $13,5\,\mathrm{m}$  gelenkt. Am Fuß des Turms befindet sich ein Umlenkspiegel, der das Licht in das Labor umlenkt. Dort trifft die Sonnenstrahlung auf ein Zwischenabbildungssystem bestehend aus zwei Sammellinsen und einem Spektrographenspalt. Die erste Sammellinse  $L_1$  ist so positioniert, dass deren Fokus mit dem Fokus der Teleskoplinse zusammenfällt. Damit wird erreicht, dass das Licht zwischen den beiden Zwischenabbildungslinsen parallel verläuft.Durch die zweite Linse  $L_2$  wird das Licht auf den 200  $\mu$ m breiten Eingangsspalt des Spektrographens fokussiert. Im anschließenden Spektrographen wird das Licht durch einen Kolliminator geleitet, der so positioniert ist, dass das Gitter in dessen Fokus steht. Somit wird sichergestellt, dass paralleles Licht auf das Gitter trifft. Das drehbar gelagerte Blazegitter zerlegt das Licht in seine spektralen Bestandteile. Das gebeugte Licht wird leicht schräg zurück durch die Spektrographenlinse geleitet und dadurch auf den Spektrographenausgang fokussiert. Er befindet sich kurz hinter dem Eingangsspalt. Dort wird das Licht über einen Umlenkspiegel auf den CCD-Chip der Kamera gelenkt, welcher das Licht detektiert. Die Linse dient folglich nicht nur als Kolliminator, sondern auch als Okular für die Scharfstellung des Kamerabilds. Sie ist über eine elektrische Fernbedienung, parallel zum Strahlengang, verschiebbar. Die Kameraposition parallel zur optischen Achse ist per Hand verstellbar und dient ebenfalls zur Fokussierung (siehe Abb. 5.2). Die Teleskoplinse im Turm ist auch über eine elektrische Fernsteuerung nach oben bzw. unten verstellbar. Die Brechung von Licht mit verschiedenen Wellenlängen ist unterschiedlich stark. Folglich verschiebt sich, je nachdem in welchem Wellenlängenbereich beobachtet wird, der Fokus der Linse um einige Zentimeter. Da der fest montierte Spalt im Brennpunkt der Teleskoplinse stehen muss damit man ein scharfes Bild des Beobachtungsobjektes erhält, muss, je nachdem in welcher Wellenlänge gemessen wird, die Teleskoplinse parallel zum Strahlengang verschoben werden. Das Teleskop sollte am Ende so justiert sein, dass die Eintrittspupille (Fokus der Teleskoplinse auf der sonnenzugewandten Seite) scharf auf das Gitter abgebildet wird (Beck, 2003), (Arnold, 2009, 37 ff.).

Um Spektropolarimetrie betreiben zu können, besteht die Möglichkeit, hinter dem Eingangsspalt des Spektrographen ein Polarimeter einzubauen. Die genaue Funktionsweise und dessen Aufbau werden in Abschnitt 5.1.1 genauer erklärt. In der Teleskopanordnung ist eine Nachführung eingebaut, welche durch Drehen der Spiegelachsen die Erdrotation kompensiert. Somit erhält man ein beinahe ortsfestes Bild des Beobachtungsobjektes. Lediglich die Eigenrotation und das Aufsteigen bzw. Absinken der Sonne während eines Tagesverlaufs führt zu einer geringen Bewegung des Beobachtungsobjektes, in diesem Fall des Sonnenflecks. Dies ist daran zu erkennen, dass der Sonnenfleck immer wieder aus dem Kamerabild heraus wandert und erneut über die elektrische Fernsteuerung der Coelostatenspiegel richtig positioniert werden muss.



Abbildung 5.1: Bauplan des Schauinsland-Teleskops (Beck, 2003).



Abbildung 5.2: Strahlengang des Schauinslandteleskops.

#### 5.1.1 Spektrograph

Im Teleskop auf dem Schau<br/>insland ist ein Littrowspektrograph (Autokolliminations-<br/>spektrograph) eingebaut (siehe Abb 5.3). Das Beugungsgitter kann vertikal über eine<br/>elektrische Fernbedienung gedreht werden. Dies ermöglicht die Beobachtung aller Wellen-<br/>längen im sichtbaren Bereich in mehreren Ordnungen. Das Autokolliminationsobjektiv<br/>ist in seiner Position parallel zur optischen Achse veränderbar. Die Linse dient zum einen<br/>zur Kollimination des einfallenden Lichtes und zum anderen wirkt sie als Objektiv zur<br/>Fokussierung des reflektierten Lichtes auf den Kamerachip. Bei dem Reflektionsgitter<br/>handelt es sich um ein in der Astrophysik übliches Blaze-Gitter, das sich durch eine<br/>hohe Reflektivität und eine Vorzugsrichtung auszeichnet. Die auf das Gitter parallel<br/>einfallenden Lichtwellen werden an den einzelnen Gitterfurchen gebeugt. Tritt ein Gang-<br/>unterschied von einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge auf, so kommt es zur<br/>konstruktiven Interferenz. Bei einem Autokolliminationsspektrograph ist der Einfallswin-<br/>kel des Lichtstrahls derselbe wie der Ausfallswinkel. Somit gilt für den Einfallswinkel  $\phi$ <br/>und die Wellenlänge  $\lambda$  folgender Zusammenhang:

$$2 \cdot d \cdot \sin(\phi) = m \cdot \lambda, \tag{5.1}$$

dabei ist  $d = 1582 \cdot 10^{-9} m$  der Abstand zwischen zwei Gitterfurchen (Beck, 2003). Steht der Spektrograph folglich senkrecht zur optischen Achse und fällt das Sonnenlicht auf das Gitter, so ist im Ausgangsspalt die nullte Ordnung zu betrachten. Diese ist durch einen sehr hellen, weißen und breiten Balken zu erkennen, da es sich um das Licht des ganzen sichtbaren Sonnenspektrums handelt. Dreht man nun das Spektrographengitter um einige Grad im Uhrzeigersinn weiter, kann man das in seine einzelnen Wellenlängenbereiche aufgespaltene Licht in erster Ordnung betrachten. Es ist zunächst blau-violettes Licht zu beobachten, das bei weiterem Drehen des Gitters ins Grüne bis ins Rote übergeht. Bei noch größeren Drehwinkeln kann das Spektrum in zweiter Ordnung betrachtet werden. Hier tritt bereits das Problem auf, dass sich die Spektren der verschiedenen Ordnungen auf Grund der hohen Dispersion überlappen. Um spektrales Licht aus höheren Ordnungen einer bestimmten Wellenlänge genauer untersuchen zu können, müssen Schmalbandfilter vor den Eintrittsspalt in den Strahlengang eingebaut werden. Diese filtern bereits vor dem Eintritt in den Spektrographen das Licht mit den unerwünschten Wellenlängen heraus und lassen nur einen Bruchteil des Sonnenlichts in einem kleinen Wellenlängenbereich hindurch. Dennoch ist es sinnvoll auch in höheren Ordnungen Messungen vorzunehmen. Die Dispersion steigt mit der Ordnung. Daher liegen die einzelnen Spektrallinien in höheren Ordnungen weiter auseinander. Das heißt, die Linien können auf dem Detektor besser aufgelöst werden.



Abbildung 5.3: Spektrograhengitter des Schauninslandteleskops (Arnold, 2009, 62).

# 5.1.2 Polarimeter

Das Polarimeter kann zwischen Eingangsspalt und Spektrographen eingebaut werden. Mit dem sehr einfach aufgebauten Polarimeter, welches sich auf dem Schauinsland befindet, kann man lediglich das Stokes-V Profil einer magnetisch sensitiven Spektrallinie messen. Das Polarimeter besteht aus einem  $\lambda/4$ -Plättchen und zwei zueinander um 90° verdrehten Calziten (siehe Abb. 5.4). Die Wirkung beider Bauteile beruht auf dem Prinzip der Doppelbrechung in nichtisotropen Medien. Die Funktionsweise solch eines Polarimeters soll im folgenden kurz erläutert werden.

Der links- und rechtspolarisierte Anteil des Lichts, das aus der Atmosphäre in einem Sonnenfleck stammt, kann durch das E-Feld  $\mathbf{E} = E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y$ , mathematisch beschrieben werden. Sowohl das in einer senkrecht zur optischen Achse als auch das parallel zur optischen Achse einfallende Licht trifft senkrecht auf das optisch einachsige Calzitplättchen



Abbildung 5.4: Polarimeter des Schauinslandteleskops (Arnold, 2009, 43).

mit der Dicke d. Das heißt, das  $\lambda/4$ -Plättchen ist so geschliffen, dass seine optische Achse senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts steht. Dadurch erfahren die beiden Teilstrahlen keine örtliche Aufspaltung, es ergibt sich jedoch eine Phasenverschiebung  $\Phi$  zwischen dem ordentlichem Strahl (Anteil von **E**, der senkrecht zur optischen Achse steht) und dem außerordentlichen Strahl (Anteil von **E**, der parallel zur optischen Achse steht). Dies kann mathematisch wie folgt dargestellt werden:

$$E'_x = E_x e^{i\Phi/2} \tag{5.2}$$

$$E'_{y} = E_{y}e^{-i\Phi/2}.$$
 (5.3)

Bei einem  $\lambda/4$ -Plättchen ist die Dicke *d* des Kristalls gerade so gewählt, dass sich eine Phasenverschiebung von  $\Phi = 90^{\circ}$  bzw. eine Wellenlängendifferenz von  $\lambda/4$  zwischen den Teilstrahlen ergibt. Tatsächlich wird in diesem Fall eine superchromatische Verzögerungsplatte verwendet, die für einen ganzen Wellenlängenbereich dieselbe Phasenverschiebung bewirkt. Anschaulich gesehen wird durch das  $\lambda/4$ -Plättchen zirkulares zu linearem Licht und linear polarisiertes zu zirkularem Licht umgewandelt (siehe Abb. 5.5). Da man mit einem Spektrographen allerdings nur linear polarisiertes Licht messen kann, muss das zirkulare Licht, welches untersucht werden soll, durch das  $\lambda/4$ -Plättchen in lineares Licht umgewandelt werden. Fällt folglich Sonnenlicht auf einen Polarisator, dann wird es zunächst durch das  $\lambda/4$ -Plättchen geleitet. Dieses verursacht wie oben beschrieben eine Phasenverschiebung. Es lässt allerdings nur das Licht  $E_{\parallel}$  in Richtung seiner um  $\Theta$  gegen die x-Achse geneigte Durchlassrichtung passieren.

$$E_{\parallel} = E'_x \cos\Theta + E'_y \sin\Theta \tag{5.4}$$

$$= E_x e^{i\Phi/2} \cos\Theta + E_y e^{-i\Phi/2} \sin\Theta.$$
(5.5)

Das Polarimeter, welches um den Winkel  $\Theta$  zum Koordinatensystem ( $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ ) verdreht ist, definiert somit ein Koordinatensystem ( $\mathbf{e}_{\parallel}, \mathbf{e}_{\perp}$ ).

Die Intensität des transmittierten Lichts ist nach einigen Umformungen von Gleichung 5.5 und der Anwendung von einigen trigonometrischen Theoremen wie folgt gegeben (Trujillo-Bueno et al., 2002, 100 ff.):

$$INT(\Theta, \Phi) \equiv |E_{\parallel}|^2 = \frac{1}{2} \bigg[ I + Q \cos 2\Theta + U \cos \Phi \sin 2\Theta + V \sin \Phi \sin 2\Theta \bigg].$$
(5.6)

Die Aufgabe des eigentlichen Polarimeters übernehmen zwei hintereinander geschaltete Calzite. Sie verursachen eine örtliche Trennung des links- und rechtszirkularen Lichtanteils, sodass am Ende die Kameraaufnahme aus zwei Teilbildern besteht. Nun ist der erste Kristall aber so geschliffen, dass die optische Achse nicht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts steht, da sonst die Aufspaltung des Lichtes unmöglich wäre. Fällt nun das Licht senkrecht auf die Oberfläche des Kristalls, so kommt es wieder zu einer Aufspaltung in zueinander senkrechte Komponenten. Der ordentliche Strahl (linear polarisierter Lichtanteil senkrecht zur Einfallsebene) wird nicht gebrochen. Der außerordentliche Strahl (linear polarisierter Lichtanteil parallel zur Einfallsebene) wird hingegen gebrochen. Diese beiden Komponenten entsprechen den Komponenten des Koordinatensystems  $(\mathbf{e}_{\parallel}, \mathbf{e}_{\perp})$ . Der Winkel zwischen der ersten Kristallachse und dem  $\lambda/4$ -Plättchen entspricht dem Winkel  $\Phi$ . Das bedeutet, dass das  $\lambda/4$ -Plättchen so gedreht werden muss, dass der Winkel zwischen seiner optischen Achse und dem Einfallswinkel des ersten Kristalls genau  $45^{\circ}$ beträgt. Dann entspricht der ordentliche Strahl im ersten Calcit der Messung  $\Phi = 90^{\circ}$ ,  $\Theta = -45^{\circ}$  und der ausserordentliche Strahl der Messung  $\Phi = 90^{\circ}, \Theta = +45^{\circ}$ . Werden diese Werte in Gleichung 5.6 eingesetzt, erhält man:

INT
$$(\pm 45^{\circ}, 90^{\circ}) = \frac{1}{2}(I \pm V).$$
 (5.7)

Dabei handelt es sich um die Intensitäten der beiden Teilbilder. Folglich kann man nun Stokes-V durch Subtraktion der beiden Teilbilder erhalten:

$$V = INT(45^{\circ}, 90^{\circ}) - INT(-45^{\circ}, 90^{\circ}).$$
(5.8)

Um die Wellenlängendifferenz des ordentlichen und des außerordentlichen Strahls wieder auszugleichen, die sich ergibt, da sie unterschiedlich lange Wege im Kristall zurücklegen, wird hinter den ersten Kristall ein baugleicher Kristall gleicher Länge dahinter geschaltet. Dieser ist allerdings um 90° zum anderen Kristall verdreht, sodass die optischen Achsen der beiden Kristalle senkrecht aufeinander stehen. Dadurch wird erreicht, dass der ordentliche und außerordentlich Strahl beim Übergang in den zweiten Kristall ihre Rollen vertauschen (siehe Abb.5.6). Beim Verlassen der optischen Anordnung sollten die Strahlen somit wieder phasengleich, aber lokal voneinander getrennt sein. Durch diese Polarimeteranordnung ist eine zeitgleiche Messung von I + V und I - V möglich. Diese ist auch nötig, da es auf Grund des zeitabhängigen Seeing und der Sonnenrotation die Subtraktion der beiden Teilbilder sonst verfälscht wäre.

Die Einstellung des Winkels zwischen  $\lambda/4$ -Plättchen und Calzit wurde experimentell mit

Hilfe der stark magnetisch sensitiven Eisenlinie 630, 1508 nm in der fünften Ordnung vorgenommen. Bei dieser Linie ist, im Gegensatz zu den Kalziumlinien, die Linienaufspaltung im Sonnenfleck sehr gut zu erkennen. Die Verbreiterung der Eisenlinie nach links im oberen Bild bzw. die nach rechts im unteren Bild wurde maximiert. Folglich erhält man im oberen Teilbild I + V und im unteren Teilbild I - V. Mit diesen Polarimetereinstellungen wurden anschließend die spektropolarimetrischen Messungen der CaII K und H Linien in erster Ordnung im Sonnenfleck vorgenommen (Trujillo-Bueno et al., 2002, 303 ff.).



Abbildung 5.5: Funktionsweise des  $\lambda/4$ -Plättchens im Polarimeter.



Abbildung 5.6: Funktionsweise der zwei Calcite im Polarimeter.

# 5.2 Messungen

Es wurden sowohl spektrographische als auch spektro-polarimetrische Aufnahmen der CaII K und H Linien vorgenommen. Die beiden Linien befinden sich mit (393.3 nm und 396.8 nm) im violetten Bereich des sichtbaren Sonnenspektrums nahe dem ultravioletten Bereich. Um einen möglichst großen Wellenlängenbereich in einem Bild aufnehmen zu können, wurde aufgrund der geringen Dispersion ausschließlich in der ersten Ordnung gemessen. Eines der Hauptziele der Messungen war es, das Spektrum von CaII K und H im Sonnenfleck aufzunehmen und dieses anschließend auf das Kontinuum der ruhigen Sonne zu normieren. Da es sich bei CaII K und H um zwei sehr starke und breite Linien handelt, war es nicht möglich, eine Aufnahme der jeweiligen Linien mit Kontinuum vorzunehmen. Um später die Messdaten korrekt normieren zu können, musste ein ganzer Bereich des Spektrums von ca. 321 nm bis 399 nm aufgenommen werden. Dafür benötigte man ca. 12 Bilder, die durch schrittweises Drehen des Spektrographengitters erzielt wurden. Die Einzelbilder wurden in der anschließenden Auswertung zu einem Spektrum zusammengesetzt.

Bevor die eigentlichen Messungen mit dem Teleskop vorgenommen werden konnten, war zunächst eine Justierung der einzelnen optischen Elemente des Teleskops notwendig. Die Teleskoplinse musste so positioniert werden, dass man in einem Wellenlängenbereich um 393, 3 nm ein scharfes Kamerabild erhält. Für das Auffinden der richtigen Einstellung kann man sich den Sonnenrand zur Hilfe nehmen. Die Linsenposition, bei der der Sonnenrand auf dem Kamerabild am schärfsten erschien, betrug hierbei 26,5 cm. Die Verschiebung der Teleskoplinse hat zur Folge, dass das Sonnenbild auf dem Eingangsspalt des Spektrographen unscharf zu sehen war. Dort, im Bereich vor dem Spektrographen, betrachtet man Licht aller Wellenlängen. Das Licht im Bereich 393, 3 nm, wird weniger stark gebrochen und hat somit eine längere Brennweite als das weiße Licht (chromatische Aberration). Folglich befindet sich der Fokus des weißen Lichtes nun einige Zentimeter vor dem Eingangsspalt.

Quer über den 200 $\mu$ m breiten Spalt wurde ein Haar gespannt. Dieses diente zur Scharfstellung des Kamerabilds. Die Fokussierung wurde durch die Verschiebung der Autokolliminationslinse entlang der optischen Achse vorgenommen. Zusätzlich war es möglich, die Kameraposition parallel zur optischen Achse zu variieren. Über eine elektrische Fernsteuerung wurde, durch drehen des zweiten Celostatenspiegel, der Sonnenfleck auf dem Spalt richtig positioniert. Die beiden Linien CaII K und H waren bei der Gittereinstellung von ca. 7° zu finden. Bei den Messungen musste darauf geachtet werden, dass das Haar exakt parallel zur Bildkante stand. Dies gewährleistet bei der Auswertung einen sauberen Schnitt durch das Linienprofil. Eigentlich sollte auch darauf geachtet werden, dass die Spektrallinien ebenfalls exakt parallel zum Bildrand stehen und somit senkrecht zum Haar. Dies war leider, trotz mehrmaliger Justierung des Spektrograpenspaltes nicht möglich. Diese kleine Ungenauigkeit wurde allerdings in den Auswertungen berücksichtigt und führte somit zu keiner Verschlechterung der Messdaten. Um bei der Datenreduktion aus den Kamerabildern die Vignettierug und dunkle Schat-

#### Messungen

ten, die von Dreckpartikel und Staub auf dem Kamerachip und den Linsen herrühren, eliminieren zu können, sind zusätzliche Flatfieldaufnahmen notwendig. Dazu wurden für jedes aufgenommene Bild im Sonnenfleck bei der gleichen Beleuchtungszeit und Spektrographeneinstellung je 10 Bilder an fünf verschiedenen Orten auf der ruhigen Sonne aufgezeichnet. Zusätzlich wurde ein Dunkelstrombild bei geschlossenem Spalt und somit abgedunkeltem Kamerachip aufgenommen, um bei der späteren Reduktion der Messdaten den Dunkelstrom von den Messdaten subtrahieren zu können. Darüber hinaus sind einige zusätliche Aufnahmen der beiden Kalziumlinien CaII K und H am Sonnenrand erforderlich, um bei der folgenden Auswertung den Fehler durch Streulicht berücksichtigen zu können.

Um bei der späteren Auswertung sicher gehen zu können, Aufnahmen der tiefsten Umbra des Sonnenflecks zu haben, wurden zusätzlich sogenannte "Fleckenscans" aufgenommen. Für diese Messungen konnte man sich die vom Teleskop nicht kompensierte Eigenrotation der Sonne zu nutzen machen. Die Sonne hat eine mittlere, siderische Rotationsdauer von ca. 26,54 Tagen. Somit bewegt sich der Sonnenfleck mit einer Geschwindigkeit von ca.  $v = 2,76 \cdot 10^{-3} \operatorname{arcsec/s}$  über den Spalt. Daher konnte man in einem Zeitraum von circa einer Stunde den Fleck in Ost-West Richtung über den Spalt hinweg laufen lassen. Dabei wurden die Kamerasoftwareeinstellungen so gewählt, dass die Kamera alle 15 s ein Bild aufnahm. In der anschließenden Auswertung (siehe Kapitel 6) konnten nun die Einzelbilder zu einem Bild, das den ganzen Sonnenfleck darstellt, zusammengesetzt werden. Hieraus wurde nun das Bild mit der tieftsten Umbra ausgewählt. Für diese Messungen war für mindestens eine Stunde ein wolkenloser Himmel notwendig. Waren diese Bedingungen gegeben, so konnten "Fleckenscans" mit der Wellenlänge von CaII K und H vorgenommen werden. Im Anschluss erfolgte für diese Messungen die zusätzliche Aufnahme von ebenfalls jeweils 10 Flatfieldbildern an fünf verschiedenen Orten der.

Für die Polarimetermessungen wurde zunächst, wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, das Polarimeter justiert und im Anschluss Messungen für beide Linien CaII K und H vorgenommen. Dabei war darauf zu achten, dass in beiden Teilbildern das über den Spalt gespannte Haar zu erkennen war. Dies war für die korrekte Auswertung der Daten wichtig (siehe Kapitel 6). Um ausreichend helle Bilder zu erhalten, mussten Aufnahmen mit relativ hohen Beleuchtungszeiten gemacht werden. Dies führte aufgrund der zeitabhängigen Richtungscintillation teilweise zu unscharfen Bildern. Wie bei allen anderen Messungen auch wurden hier ebenfalls Flatfielddaten aufgenommen.

Insgesamt konnte im Rahmen dieser Zulassungsarbeit während des Sommers 2010 Datensätze von sechs verschiedenen Sonnenflecken an zehn Tagen aufgenommen werden. Die ausgewerteten Daten sind in Kapitel 7 einzusehen. Während der Messreihe wurden alle Teleskopeinstellungen 5.1 beibehalten. Lediglich die Beleuchtungszeiten wurden je nach Tageszeit und Wetter der Situation entsprechend variiert.

 Tabelle 5.1:
 relevante Teleskop- und Spektrographendaten

Brennweite der Teleskoplinse	$13,5\mathrm{m}$
Aperatur der Teleskoplinse	$0,45\mathrm{m}$
Brennweite der Spektrographenlinse	8 m
optisches Auflösungsvermögen	$1,20475 \cdot 10^{-5}$
Spaltbreite	$0,2\mathrm{mm}$
Gitterkonstante	$1,5817 \cdot 10^{-6} \mathrm{m}$
Position Teleskoplinse	$26,5\mathrm{cm}$
Position Spektrographenlinse	$31-32\mathrm{cm}$
Position Kamera	$83\mathrm{cm}$
Kamerafokus	$2,677\mathrm{cm}$
Winkeleinstellung des Gitters	$\phi_K = 7^\circ  10' \ \phi_H = 7^\circ  20'$
Kamerachip	$15,6 imes15,3\mathrm{mm}$
Dispersion	$1,9623\dot{A}/\mathrm{mm}$
räumliches Auflösungsvermögen	13 arcsec/mm

# Kapitel 6

# Kalibration und Auswertung der Messdaten

Die Messdaten wurden mit der in der Astrophysik verbreiteten Analysesoftware Interactive Data Language (IDL) bearbeitet. In diesem Kapitel werden die einzelnen Schritte der Reduktion und Kalibration der Rohdaten beschrieben. Im Anhang befinden sich die selbst geschriebenen IDL Quellcodes der Auswertungsroutinen, welche wiederum die im folgenden beschriebenen Schritte durchführen.

# 6.1 Auswertung der Kalziumspektren auf der ruhigen Sonne und in der Umbra

Ziel dieser Auswertung war es, das in der Umbra eines Sonnenflecks gemessene Spektrum der beiden Kalziumlinien K und H (siehe Abb.6.1) auf das Kontinuum der ruhigen Sonne zu normieren. Dazu waren mehrere Arbeitsschritte nötig, die im Folgenden näher erläutert werden.

## 6.1.1 Flatfielden der Rohdaten

Bevor die Daten normiert werden konnten, war zunächst eine Kalibration der Rohdaten erforderlich. Diese beinhaltet zum einen eine pixelweise Korrektur des Dunkelstroms und zum anderen eine Korrektur der, nicht vom Beobachtungsobjekt herrührenden, Intensitätsvariationen.

Auf der Oberfläche des Kamerachips und der Linse des Teleskops befinden sich Staub und kleine Dreckpartikel. Diese sind auf den Kamerabildern als dunkle Schatten zu sehen und unerwünscht, da sie die eigentliche Messung verfälschen. Ein weiterer Schmutzeffekt sind Staubteilchen im Spalt, welche dunkle horizontal verlaufende Streifen in den Bildern verursachen. Zusätzlich kann das Bild, zum Beispiel aufgrund einer leicht schief stehenden Linse oder nicht perfekt parallel zueinander verlaufenden Spaltbegrenzungen (d.h die Spaltöffnung ist keilförmig), ungleichmäßig ausgeleuchtet sein. Diese Intensitätsvariationen und Schmutzeffekte können durch ein sogenanntes Flatfield korrigiert werden.



Abbildung 6.1: Kameraaufnahme der Spektrallinien CaII K (links) und H (rechts). Im unteren Bildbereich als dunkler, horizontaler Streifen der Sonnenfleck zu erkennen. Die Emission ist durch die hellen Bereiche im jeweiligen Linienkern zu erkennen. Die Bilder wurden am 16.10.2010 auf dem Schauinslandobservatorium aufgenommen.

Dabei erstellt man mit Hilfe der aufgenommenen Flatfielddaten  $F_{(i,j)}$  eine Art "Dreckschablone", das sogenannte Gain-Bild  $G_{(i,j)}$ . Dieses Bild enthält lediglich die unerwünschten Intenstitätsvariationen und Schmutzeffekte, die das eigentliche Linienprofil verfälschen. Das Rohdaten-Bild  $\widetilde{C}_{(i,j)}$  wird nach dem Abzug des Dunkelstroms  $D_{(i,j)}$  durch das Gain-Bild  $G_{(i,j)}$  geteilt und dadurch gesäubert (geflatfieldet)( siehe Abb. 6.2):

$$C_{(i,j)} = \frac{\hat{C}_{(i,j)} - D_{(i,j)}}{G_{(i,j)}}.$$
(6.1)

Es ist wichtig, dass die Bilder für das Flatfield im gleichen Wellenlängenbereich wie die zu säubernden Rohdaten aufgenommen werden, da die Pixel der CCD Kamera bei verschiedene Wellenlängen unterschiedlich empfindlich sind. Dies führt in Dispersionsrichtung zu wellenartigen Helligkeitsunterschieden, die durch ein Flatfield, das bei einer anderen Wellenlänge aufgenommen wurde, nicht korrigiert werden können.

Um das Gain-Bild  $G_{(i,j)}$  zu erstellen, wurde über insgesamt 50 Bilder an fünf verschiedenen Orten der ruhigen Sonne gemittelt und deren Dunkelstrom subtrahiert. Es ist sinnvoll über möglichst viele Bilder räumlich zu mitteln um eine geglättete Intensitätsverteilung der Spektrallinien zu erhalten und beispielsweise eine starke Emission im Linienkern ausgleichen zu können. Da im Anschluss entlang der y-Achse integriert wird, ist es wichtig, dass die Spektrallinien parallel zu dieser Achse verlaufen. Um dies gewährleisten zu können, musste zunächst eine Scherung der Bilder um 1° gegen den Uhrzeigersinn vorgenommen werden. Anschließend wurde das Bild entlang der Dispersionsachse (x-Achse) in gleich breite Streifen zerschnitten, die sich jeweils um die Hälfte überlappen. Eine Integration über die Streifen entlang der y-Achse, führte zu einem gemittelten und somit geglätteten Linienprofil. Im Anschluss wurde für jede x-Position eine lineare Interpolation entlang der y-Achse der jeweiligen Streifen durchgeführt. Das dadurch erhaltene Bild beinhaltet somit nur spektrale Information. Dividiert man nun die anfänglich räumlich gemittelten Rohdaten durch dieses wie oben beschrieben bearbeitete Bild, so erhält man das Gain-Bild, welches nur die kleinskaligen Staubpartikel und unerwünschte Intensitätsvariationen beinhaltet (siehe Abb.6.2). Dieses wurde, wie oben beschrieben, für die Säuberung der Messdaten verwendet.



**Abbildung 6.2:** Links: das ungesäuberte Rohbild der Spektrallinien Ca H mit Sonnenfleck; Mitte: Gain-Bild mit dem das Rohbild gesäubert wird ; Rechts: geflatfieldetes Bild. Aufnahmen vom 16.10.2010.

Wie oben ebenso bereits erwähnt, wurde von jedem Bild eine Dunkelaufnahme abgezogen. Die Pixel des Kamerachips sammeln nicht nur das Sonnenlicht, sondern auch den sogenannten Dunkelstrom. Er rührt von thermischen Bewegungen der Elektronen her und führt zu einem Bildrauschen. Diese Dunkelstromrate nimmt exponentiell mit der Temperatur zu. Aus diesem Grund werden CCD Kameras auch mit einem Peltierelement gekühlt. Zusätzlich kann es zu Bildfehlern durch defekte Pixel kommen, die eine höhere Rate an Dunkelstromelektronen produzieren. Sie sind im Dunkelstrombild als hell leuchtende Punkte (hot pixel) zu erkennen. Das Bildrauschen und die "hotpixel" wurden durch den Abzug der Dunkelaufnahme von den Messdaten korrigiert. Da die Dunkelstromrate stark von der Beleuchtungszeit abhängt, war es von Bedeutung, dass diese bei beiden Bildern übereinstimmten.

#### 6.1.2 Zusammensetzen der einzelnen Bilder zu einem Spektrum

CaII K und H sind sehr starke und breite Absorptionslinien. Daher war es nicht möglich, trotz möglichst geringer Dispersion in der ersten Ordnung, das Linienprofil mit Kontinuum auf einem Bild aufzunehmen. Infolgedessen war es nötig, wie in Kapitel 5 beschrieben, mehrere Bilder des Spektrums aufzunehmen, die nach der Datenreduktion zusammengesetzt werden mussten (siehe Abb. 6.3). Dafür wurde zunächst über einen ausgewählten y-Bereich entlang der Spektrallinien gemittelt, um für jedes Einzelbild ein geglättetes Linienprofil zu erhalten. Anschließend teilt das Programm die 1000 Pixel langen Linienprofile entlang der x-Achse (Dispersionsrichtung) in zehn gleich breite Streifen. Im Anschluss läuft ein Algorithmus ab, der alle zehn Streifen eines Bildes in Dispersionsrichtung über das darauf folgende Bilde laufen lässt. Dabei wird für jede Position die Korrelation zwischen den beiden Streifen des linken und rechten Linienprofils berechnet. Bei demjenigen Streifenpaar, bei welchem die Korrelation maximal ist, werden die beiden Profile zusammengesetzt. Dabei wählt man eine Überlappung der Profile von 100 Pixel, was genau einer Streifenbreite entspricht. In diesem Überlappungsbereich wird über das rechte und linke Linienprofil gemittelt. Dieses Verfahren führt das Programm so lange in einer Schleife fort, bis alle Einzelbilder zu einem Spektrum zusammengesetzt sind. Es wurde jeweils ein Spektrum aus der ruhigen Sonne und eines im Sonnenfleck zusammen gesetzt.



**Abbildung 6.3:** Einzelaufnahmen des Sonnenspektrums im Bereich  $3920 - 3980 \dot{A}$ . Diese wurden im Anschluss in ihrem Überlappungsbereich zu einem Spektrum zusammengesetzt. Aufnahmen vom 16.10.2010.

Um zu überprüfen, ob die Spektren korrekt zusammengesetzt sind, wurde das Spektrum aus dem FTS-Atlas des Kitt-Peak Observatoriums als Vergleich herangezogen. Dieses Spektrum wurde zunächst mit einer Gausskurve, deren Halbwertsbreite dem Auflösungsvermögen des Schauinslandspektrographens  $\frac{d\lambda}{dx} = 0,026 \frac{\dot{A}}{pix}$  (siehe Abschnitt 6.3) entsprach, gefaltet. Dadurch erhielt man ein Vergleichsspektrum mit der selben Auflösung wie das zusammengesetzte Spektrum. Betrachtet man Abbildung 6.4, so ist zu erkennen, dass das FTS-Spektrum dennoch ein besseres Auflösungsvermögen aufweist. Dies ist unter anderem an den Absorptionslinien zu erkennen, welche in einen tieferen Intensitätsbereich hineinragen.



Abbildung 6.4: Vergleich des gefalteten FTS-Spektrums (schwarz) mit dem Spektrum des Schauinslandteleskops (rot). Aufnahme vom 10.08.2010.

#### 6.1.3 Normierung

Betrachtet man das zusammengesetzte Spektrum der ruhigen Sonne in Abbildung 6.5, so ist eindeutig ein starker Intensitätsabfall in Richtung kleinerer Wellenlängen zu erkennen. Dies ist möglicherweise auf die Linsen des Teleskops zurückzuführen, welche bei dem gemessenen Wellenlängenbereich am Rande des sichtbaren Bereichs des Lichts vermutlich weniger durchlässig sind. Ein weiterer Grund für das Auftreten dieses unerwünschten Effekts könnten die nicht perfekt zueinander parallel verlaufenden Kanten der Spaltöffnung sein: Die Spaltöffnung weitet sich nach unten auf und entspricht daher eher der Form eines Keils. Aufgrund der wellenlängenabhängigen chromatischen Aberration wird das Gitter bei unterschiedlichen Wellenlängen ungleich ausgeleuchtet. Dies könnte zu einem Intensitätsverlust im Bereich kleinerer Wellenlängen geführt haben.

Der lineare Abfall des Spektrums in Richtung kleinerer Wellenlängen wurde durch das Anpassen einer Geraden an die oberen Spitzen, das Kontinuum des Spektrums, korrigiert. Im Anschluss daran erfolgte die Normierung auf den Wert 1 durch Division der gemessenen Intensität durch den entsprechenden Funktionswert der Normierungsgeraden (siehe Abb. 6.6). Das Spektrum aus der Sonnenfleckenumbra wurde ebenfalls durch diesen linearen Fit geteilt und somit auf die ruhige Sonne normiert.



Abbildung 6.5: Das Bild zeigt das unnormierte Spektrum mit der Normierungsgeraden. Aufnahmen vom 10.08.2010.



Abbildung 6.6: Im Bild ist das Spektrum auf den Wert 1 normiert. Aufnahmen vom 10.08.2010.

### 6.1.4 Streulichtkorrektur

Die Intensitätsverteilung der Messungen wird durch atmosphärisches und instrumentelles Streulicht verfälscht. Das Sonnenlicht wird an Teilchen in der Erdatmosphäre teilweise gestreut. Dies darf allerdings nicht mit der Richtungsscintillation verwechselt werden. Außerdem kommt es beispielsweise durch kleine Kratzer oder Staubpartikel auf den Linsen des Teleskops zu Streueffekten. Daher entspricht die auf der Erde mit dem Teleskop gemessene Intensität nicht der wahren Intensität der Sonnenstrahlung. Betrachtet man einen Punkt Q auf der Sonnenoberfläche mit einem radialen Abstand  $\rho$  von der Mitte der Sonnenscheibe so kann die gemessene Intensität  $I'(\rho)$  am Ort Q der Sonne wie folgt beschrieben werden:

$$I'(\rho) = I(\rho) - \epsilon \cdot I(\rho) + \int \int_F \epsilon I(r)\sigma(s) df, \qquad (6.2)$$

dabei ist  $I(\rho)$  die "wahre" Intensität in Punkt  $Q, \epsilon \cdot I(\rho)$  der Anteil der Intensität aus dem Punkt Q, der in dessen Umgebung gestreut wird und  $\int \int_F \epsilon I(r)\sigma(s) df$  der Anteil der Intensität, welcher von der gesamten Sonnenscheibe in den Punkt Q einstrahlt. Wobei s der Abstand von Punkt Q und r der Abstand zum Sonnenmittelpunkt ist (David and Elste, 1962, 12 ff.). Das Intensitätsverhältnis zwischen Sonnenfeck und ruhiger Sonne steigt im sichtbaren Bereich des Spektrums mit kürzerer Wellenlänge, während die Streuung zunimmt. Daher ist eine Streulichtkorrektur sowohl der gemessenen Intensitäten im Fleck als auch auf der ruhigen Sonne im Wellenlängenbereich der Kalziumlinien H und K unabdingbar.

Für die Bestimmung dieses Streulichts wurden die Aufnahmen des Spektrums am Sonnenrand herangezogen. Die Aufnahmen zeigen zu ca. 90 % den beinahe schwarzen interplanetaren Raum und zu 10 % den Sonnenrand (siehe Abb. 6.7). Durch diese Aufnahmen wurde ein Profil entlang der y-Achse (Spalthöhe) durch das Kontinuum herausgeschnitten. Hierdurch erhielt man eine Streulichtverteilung. In Abbildung 6.7 ist deutlich der "Offset" a der Streulichtverteilung zu erkennen, der sich möglichst weit außerhalb des Sonnenrandes (linker Bildrand) befindet. Dabei handelt es sich um das "wahre" Streulicht. Der Verlauf der Streulichtverteilung zeigt, dass die Sonne keinen scharfen Rand aufweist. Die Korona, Spikulen und Protuberanzen verursachen einen weichen Abfall der Intensität am Rand. Dabei handelt es sich allerdings nicht um Streulicht. Deswegen ist es wichtig, den Wert a etwas weiter entfernt vom Sonnenrand zu bestimmen.

Nachdem die Streulichtfunktion auf den Wert 1 normiert wurde, konnte man den "Offsetwert", der a = 8,6% betrug (dabei handelt es sich um einen gemittelten Wert über ca. 20 Streulichtverteilungen), bestimmen. Bei dieser Ermittlung wurde die Mitte-Rand-Variation nicht berücksichtigt, da der Wert a infolgedessen ca. um 40% kleiner gewesen wäre. Dies hätte zu einer kleineren Korrektur und somit zu einer Unterschätzung des Streulichts geführt. Der konsante Wert a wurde im Anschluss von den normierten Spektren auf der ruhigen Sonne und in der Fleckenumbra abgezogen. Für die Spektren auf der ruhigen Sonne mussten damit keine weiteren Streulichtkorrekturen vorgenommen werden.

Da die Intensität im Spektrum der Umbra viel geringer ist als auf der ruhigen Sonne, wird an dieser Stelle kaum Intensität aus dem Fleck in die Umgebung gestreut. Dafür ist aber der Intensitätsanteil, welcher aus der Umgebung des Sonnenflecks in die dunkle Umbra gestreut wird umso höher und muss durch einen zusätzlichen Abzug von Streulicht korrigiert werden. Um dieses Streulicht zu bestimmen, setzt man, wie in Abschnitt 6.1.2



**Abbildung 6.7:** Das linke Bild zeigt die Kameraaufnahme am oberen Sonnenrand. Das rechte Bild zeigt einen Querschnitt entlang der *y*-Achse des linken Bilds. Dabei handelt es sich um eine Streulichtfunktion, welche auf das Kontinuum normiert wurde. Der "Offset" beträgt hier ca. a = 6 %. Aufnahmen vom 09.08.2010.

beschrieben, aus einzelnen Randaufnahmen ein Spektrum ca. 10 arcsec außerhalb des Sonnenrands zusammen (siehe Abb. 6.8). Die Intensität des Streuspektrums beträgt ca. 9% der ruhigen Sonne. Dieses wurde im Anschluss vom Spektrum im Sonnenfleck subtrahiert.



**Abbildung 6.8:** Das Bild zeigt das Streulichtspektrum (rot) im Vergleich zum Spektrum auf der ruhigen Sonne (schwarz). Die Intensität des Streuspektrums beträgt ca. 9 % der ruhigen Sonne. Aufnahme vom 10.08.2010.

# 6.2 Auswertung der Fleckenscans

Über einen Zeitraum von ca. einer Stunde, in der der Fleck über den Spektrographenspalt wanderte, wurde alle 15 s ein Bild aufgenommen. Diese so erhaltenen Einzelbilder konnten anschließend zu einem Bild des Sonnenflecks zusammengesetzt werden, um daraus das Bild mit der tieftsten Umbra zu ermitteln (siehe Abb. 6.9). Nachdem jedes einzelne Bild geflatfieldet und der Dunkelstrom abgezogen wurde, schneidet man aus jedem Bild entlang der y-Achse einen 5 Pixel breiten Streifen im Bereich des Kontinuums heraus. Diese Streifen wurden nun zu einem Fleckenbild zusammengesetzt. In einem weiteren Schritt konnte man nun den Streifen mit der dunkelsten und somit tiefsten Umbra auswählen, und das dazugehörige Spektrum für die weitere Auswertung verwenden.

Waren aufgrund der Wetterbedingungen keine Aufnahmen der Fleckenscans möglich, so



**Abbildung 6.9:** Zusammengesetzte Bilder eines Sonnenflecks. Das linke (rechte) Bild wurde bei der Wellenlänge von Ca H (Ca K) aufgenommen. Aufnahme vom 10.08.2010.

wurden Einzelaufnahmen mit gut fokussierter Umbra für die Auswertung herangezogen. Dabei konnte man sich folgendes Verfahren zur Hilfe nehmen: Um das Bild mit der tiefsten Umbra aufzufinden, war die Betrachtung des Intensitätsprofils quer durch den Sonnenfleck möglich. In Abbildung 6.10 ist deutlich das Intensitätsminimum der Umbra zu erkennen. Bei den beiden Plateaus rechts und links des Intensitätsminimums handelt es sich um die Penumbra des Sonnenflecks. Verglich man nun die Intensitätsminima unterschiedlicher Bilder eines Sonnenflecks, so konnte das Bild mit der tiefsten Umbra (geringste Intensität) ermittelt werden.

Aus den ausgewählten Bildern konnte nun ein gemitteltes Linienprofil auf der ruhigen Sonne und in der Fleckenumbra erstellt werden. Dieses wurde mit Hilfe des Kontinuumswerts, der aus den zusammengesetzten Spektren abgeleitet ist, normiert. Im Anschluss erfolgte die Berechnung des prozentualen Anteil des Spektrums der ruhigen Sonne hinsichtlich des Spektrums in der Umbra und dessen graphische Darstellung (siehe Kapitel 7).



**Abbildung 6.10:** Das linke Bild zeigt eine Aufnahme der Kalziumlinie K mit einem Sonnenfleck . Der linke Graph zeigt das Intensitätsprofil quer durch den im linken Bild dargestellten Sonnenfleck. Aufnahme vom 31.07.2010.

# 6.3 Skalierung der Messdaten

Für die Aufnahme der Messungen wurde die CCD-Kamera pco 2000 verwendet, deren CCD-Chip eine Kantenlänge von 15,  $6 \times 15$ , 3 mm besitzt. Die Kamera lieferte ein Kamerabild von 2048  $\times$  2048 Pixel. Beobachtet wurde allerdings bei einer zweifach "gebinnten" Einstellung (2  $\times$  2). Folglich ergaben sich 1024  $\times$  1024 Pixel große Aufnahmen. Diese Bilder wurden bei der Auswertung auf eine Größe von 1000  $\times$  1000 Pixel verkleinert. Dies entspricht dann einer Chipgröße von 15,  $2 \times 14$ , 9 mm.

Mit einer linearen Dispersion von  $\frac{d\lambda}{dx} = 1,9623 \frac{\mathring{A}}{mm}$ , die sich aus den Spektrographendaten berechnen lässt, ergibt sich ein spektrales Auflösungvermögen von

$$\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}x} = 0,026 \,\frac{\mathring{A}}{\mathrm{pix}}.\tag{6.3}$$

Das räumliche Auflösungsvermögen lässt sich über den Abbildungsmaßstab 13 $\frac{\rm arcsec}{\rm mm}$ bestimmen. Mit einer Kantenlänge von 14,9 mm ergibt sich ein räumliches Auflösungsvermögen von:

$$\frac{\mathrm{dW}}{\mathrm{dy}} = 0,194 \,\frac{\mathrm{arcsec}}{\mathrm{pix}}.\tag{6.4}$$

Demzufolge entspricht die Bildkante entlang der Spalthöhe einer Sonnenlänge von  $140626\,{\rm km}.$ 

# 6.4 Auswertung der Polarimeteraufnahmen

Das Polarimeterbild besteht wie in Kapitel 5 beschrieben aus zwei Teilbildern, die durch einen dunklen, horizontalen Balken voneinander getrennt sind (siehe Abb. 6.11). Das



**Abbildung 6.11:** Polarimeteraufnahme von CaII K. Im obere Bildbereich ist  $(\mathbf{I} + \mathbf{V})$  und im unteren Bildbereich $(\mathbf{I} - \mathbf{V})$  zu sehen. Aufnahme vom 10.08.2010.

obere Bild stellt die Stokesvektoren  $1/2 (\mathbf{I} + \mathbf{V}) = \text{INT}(45^\circ, 90^\circ)$  dar und das untere Bild die Stokesvektoren  $1/2 (\mathbf{I} - \mathbf{V}) = \text{INT}(-45^\circ, 90^\circ)$ . Subtrahiert man die beiden Bilder von einander, so erhält man ausschließlich den gewünschten Intensitätsanteil des Stokesvektors  $\mathbf{V} = \text{INT}(45^\circ, 90^\circ) - \text{INT}(-45^\circ, 90^\circ)$ . In Abbildung 6.11 ist zu erkennen, dass die beiden Teilbilder in Dispersionsrichtung ein wenig zueinander verschoben sind. Diese Verschiebung wurde korrigiert, indem man aus beiden Teilbildern ein Intensitätsprofil ausgewählte. Nun wurde an die sich im Linienkern von Ca II befindende Eisenlinie eine Gaussfunktion angepasst, um deren Position zu bestimmen. Mit Hilfe des Differenzwertes der Positionen der Eisenlinien aus den beiden Intensitätsprofilen kann man nun die beiden Bilder exakt übereinander legen und im Anschluss voneinander subtrahieren (siehe Abb. 6.12).

Zuvor wurde jedoch ein Flatfield der Bildausschnitte und eine Subtraktion des passenden Dunkelstrombilds vorgenommen (siehe Abschnitt 6.1.1). Aus dem erhaltenen Bild, welches nun nur die Intensität des zirkularen Anteils des Lichtes beinhaltete, erstellt man nun im Bereich der Sonnenfleckenumbra ein gemitteltes Stokes-V-Profil (siehe z.B. Abb. 7.35). Um die Asymmetrie der Stokes-V-Profils untersuchen zu können, wurde das gängige Verfahren der Berechnung der relativen Flächenasymmetrie herangezogen. Zunächst be-



Abbildung 6.12: oberes Bild: Intensitätsverteilung (I + V); mittlerers Bild: Intensitätsverteilung (I - V); unteres Bild: Intensitätsverteilung V. Aufnahme vom 10.08.2010.

stimmte man eine Symmetrie<br/>achse aus dem Mittelwert des Minimums und des Maximums des Profils. Um<br/>  $\delta A$ zu erhalten, wurde anschließend über das Stokes-<br/>V-Profil integriert:

$$\delta A = \frac{A_a - A_r}{A_a + A_r} = \frac{\int_a^b |A| \, \mathrm{d}x - \int_b^c |A| \, \mathrm{d}x}{\int_a^b |A| \, \mathrm{d}x + \int_b^c |A| \, \mathrm{d}x}.$$
(6.5)

Dabei wählt man die Schnittpunkte des Profils mit der Symmetrieachsen a, b, c als Integralgrenzen (siehe Abb. 6.13).



Abbildung 6.13: Graphische Darstellung der Flächenasymmetrie eines Stokes-V-Profils. Da in diesem Fall die blaue Fläche größer ist als die Rote ergibt sich ein negativer Wert für  $\delta A$  (Rezaei, 2008).

In einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) ist das V-Profil streng antisymmetrisch ( $\delta A = 0$ ). Dies ist in einem Sonnenfleck nicht der Fall. Aufgrund von Geschwindigkeitsgradienten, bedingst durch aufsteigendes und absteigendes Plasma und durch Feldstärkegradienten entlang der Sichtlinien ist eine positive bzw. negative Flächenasymmetrie zu beobachten (Sigwarth, 2000, 11 ff.).

Die jeweiligen kalibrierten Daten sowie deren Analyse und Diskussion sind im Kapitel 7 zu finden. Detailliertere Informationen zur Auswertung der Daten sind den IDL Quellcodes im Anhang zu entnehmen.

# Kapitel 7

# Messergebnisse und deren Diskussion

# 7.1 Normierte Kalziumspektren

Im Folgenden werden nun die kalibrierten und normierten Spektren, welche in verschiedenen Sonnenflecken aufgenommen wurden (siehe Abb. 7.1) dargestellt. Die Daten sind nach ihrem Aufnahmedatum sortiert. Das erste Bild (siehe z.B. Abb 7.2), stellt jeweils das zusammengesetzte Spektrum in der Umbra und auf der ruhigen Sonne dar. Die folgenden zwei Abbildungen (z.B. Abb. 7.3 und 7.4) zeigen jeweils die Spektren von CaII K und H, welche aus den "Fleckenscans, gewonnen wurden.

In Tabelle 7.1 sind die Informationsdaten zu den Sonnenflecken und die individuell für jedes Spektrum angepassten Messeinstellungen einzusehen. Darüber hinaus werden in der Tabelle sowohl die Intensitäten in der Umbra in Prozent der ruhigen Sonne (Spalte 9) und die Kontinuumsintensität der ruhigen Sonne (Spalte 10) dargestellt.



Abbildung 7.1: Kontinuumsaufnahme der Sonne mit Sonnenflecken an den zehn Messtagen (NASA (2)).



# 7.1.1 Daten vom 12.07.2010

Abbildung 7.2: Spektrum der ruhigen Sonne (schwarz) und Spektrum aus der Fleckenumbra (rot). Die Intensität des Spektrums in der Umbra, entspricht ca. 45 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.3:** Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.



0.

0.0

3960

3965

3970 Wellenlänge [Å] 3975

3980



### 7.1.2 Daten vom 16.07.2010

**Abbildung 7.5:** Spektrum der ruhigen Sonne(schwarz) und Spektrum aus der Fleckenumbra (rot). Die Intensität des Spektrums in der Umbra, entspricht ca. 60 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.6:** Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.





Welle

## 7.1.3 Daten vom 21.07.2010

Abbildung 7.8: Spektrum der ruhigen Sonne(schwarz) und Spektrum aus der Fleckenumbra (rot). Die Intensität des Spektrums in der Umbra, entspricht ca. 45 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

Abbildung 7.9: Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.

Abbildung 7.10: Darstellung des Spektrums von CaII H in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.



## 7.1.4 Daten vom 25.07.2010

Abbildung 7.11: Spektrum der ruhigen Sonne (schwarz) und Spektrum aus der Fleckenumbra (rot). Die Intensität des Spektrum in der Umbra, entspricht ca. 43 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

Abbildung 7.12: Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.

Abbildung 7.13: Darstellung des Spektrums von CaII H in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.



## 7.1.5 Daten vom 31.07.2010

Abbildung 7.14: Spektrum der ruhigen Sonne (schwarz) und Spektrum aus der Fleckenumbra (rot). Die Intensität des Spektrum in der Umbra, entspricht ca. 23 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.15:** Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.16:** Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.



## 7.1.6 Daten vom 09.08.2010

Abbildung 7.17: Spektrum der ruhigen Sonne (schwarz) und Spektrum aus der Fleckenumbra (rot). Die Intensität des Spektrum in der Umbra, entspricht ca. 15 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.18:** Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.19:** Darstellung des Spektrums von CaII H in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.



### 7.1.7 Daten vom 10.08.2010

Abbildung 7.20: Spektrum der ruhigen Sonne (rot) und Spektrum aus der Fleckenumbra (schwarz). Die Intensität des Spektrum in der Umbra, entspricht ca. 18 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.21:** Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.

Abbildung 7.22: Darstellung des Spektrums von CaII H in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.



## 7.1.8 Daten vom 26.08.2010

Abbildung 7.23: Spektrum der ruhigen Sonne (schwarz) und Spektrum aus der Fleckenumbra (rot). Die Intensität des Spektrum in der Umbra, entspricht ca. 29 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.24:** Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.

Abbildung 7.25: Darstellung des Spektrums von CaII H in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.



### 7.1.9 Daten vom 20.09.2010

Abbildung 7.26: Spektrum der ruhigen Sonne (schwarz) und Spektrum aus der Fleckenumbra (rot). Die Intensität des Spektrum in der Umbra, entspricht ca. 18 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.27:** Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.

Abbildung 7.28: Darstellung des Spektrums von CaII H in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.


### 7.1.10 Daten vom 22.09.2010

Abbildung 7.29: Spektrum der ruhigen Sonne (schwarz) und Spektrum aus der Fleckenumbra (rot). Die Intensität des Spektrum in der Umbra, entspricht ca. 9 % der Intenität auf der ruhigen Sonne.

**Abbildung 7.30:** Darstellung des Spektrums von CaII K in der Umbra und auf der ruhigen Sonne.



Datum	Flecken-	Position	ZK	Größe	Spektrum	BZ	Kontinuums-	Umbraint.
	nr.	[°]		$[10^{13}m^2]$		[ms]	int. [counts]	[%]
12.07.10	1087	N19E44	Е	3,65	K&H	120	3720	45
					Κ	120	3720	50
					Η	120	3720	42
16.07.10	1087	N19W05	С	1,83	K&H	40	1609	60
					Κ	40	1609	33
					Н	40	1609	36
21.07.10	1089	S24E58	D	4,57	K&H	50	7811	45
					Κ	50	5000	63
					Η	50	5992	63
25.07.10	1089	S23E06	А	4,86	K&H	50	7646	43
					Κ	50	7646	42
					Η	50	7646	42
31.07.10	1092	N15E49	С	5,17	K&H	50	9922	23
					Κ	50	14950	13
					Η	50	9922	18
09.08.10	1093	N11E15	С	4,26	K&H	70	9877	15
					Κ	70	9877	15
					Η	70	9877	15
10.09.10	1093	N10 E02	Η	4,57	K&H	80	8488	18
					Κ	80	12180	18
					Η	80	12000	25
26.08.10	1101	N12 E16	Η	2,74	K&H	50	11850	29
					Κ	50	9995	26
					Η	50	11851	24
20.09.10	1108	S30E36	F	12, 8	K&H	80	9204	18
					Κ	80	8300	20
					Η	80	8300	20
$2\overline{2.09.10}$	1108	$S\overline{30E14}$	F	8,22	K&H	80	8487	9
					Κ	80	12000	13
					Н	80	12200	11

**Tabelle 7.1:** In Spalte 2-5 sind Informationen über die jeweiligen Sonnenflecken aufgelistet (Informationsquelle: NASA(2)). Aus den weiteren Spalten können Informationen zu den Messdaten und -ergebnissen entnommen werden (ZK=Züricher Klassifikation; BZ=Beleuchtungszeit).

### 7.2 Analyse und Diskussion der Kalziumspektren

Die Kalziumspektren, welche in verschieden großen Sonnenflecken aufgenommen wurden. weisen unterschiedlich starke Intensitäten auf. Um eine genauere Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Fleckentyp und Intensität vornehmen zu können, wurde die relative Helligkeit in der Umbra bzw. der H(K)-Index (gemittelte Intensität im Bereich  $K_3 \pm 0.05 \text{ Å}$  in der tieftsten Umbra) als Funktion der Fleckengröße dargestellt. In Abbildung 7.32, 7.33 und 7.34 ist ein näherungsweise linearer Abfall der Intensität mit wachsender Fleckengröße zu erkennen. Da die Magnetfeldstärke mit der Größe eines Flecks anwächst, kann man daraus folgende Gesetzmäßigkeit ableiten: Je größer der Fleck und je höher die Magnetfeldstärke ist, umso dunkler ist das Spektrum in der Umbra. Die Abweichungen des linearen Verlaufs in Abbildung 7.32, 7.33 und 7.34 lassen sich durch verschiedene verfälschende Effekte erklären, z. B.: Die Sonnenflecken wurden an verschiedenen Orten auf der Sonnenscheibe beobachtet. Das heißt, einige Spektren wurden im Zentrum der Scheibe aufgenommen, andere wiederum am Sonnenrand. Folglich beobachtete man die Spektren in verschiedenen Höhen der Atmosphäre (Mitte-Rand-Variation). Dies führt zu unerwünschten Helligkeitsunterschieden, die nicht durch Sonnenflecken hervorgerufen wurden und daher das Ergebnis verfälschen.

In allen in der Umbra aufgenommen Spektren konnten in den Kernen von CaII K und H je ein heller Emissionspeak beobachtet werden. Um ein Maß für die Emissionssträrke zu erhalten wurde der Wert  $E_H = H_3/H_1$  bzw. $E_K = K_3/K_1$  aus den Spektren mit der tiefsten Umbra ermittelt (siehe Tabelle 7.2). Diese unterschiedlich hohen Werte zeigen, dass die Emissionen unabhängig von der Fleckengröße unterschiedlich stark ausgeprägt sind. Die unterschiedlich hellen Emissionen in den verschieden Flecken sind vermutlich auf die Inhomogenität (umbral flashes) der Umbra in der Chromosphäre zurückzuführen (siehe Kapitel 4). Die Spektren, die auf der ruhigen Sonnen aufgenommen wurden, weisen bis auf eine Ausnahme (Aufnahme vom 12.07.2010) keine Emissionen auf. Um die Helligkeit der Emissionspeaks in Ca H und K miteinander zu vergleichen wurde ihr Verhältnis  $r = \frac{r(K_3)}{r(H_3)}$  berechnet. Dabei ergab sich ein durchschnittlicher Wert von 1,362 (siehe Tabelle 7.2). Dies bedeutet, dass der Emissionspeak im Kern von CaII K durchschnittlich heller ist als der von CaII H. Dieses Verhältnis ist vergleichbar mit den Ergebnissen von Teplitskaya and Efendeva (1976) und Yun and Beebe (1982), die einen Durchschnittswert  $1, 25 \pm 0, 03$  bzw.  $1, 26 \pm 0, 03$  ermittelten. Allerdings handelt es sich bei diesen Werten um gemittelte Daten aus einem Sonnenfleck. Da die Aufnahmen von K und H aus technischen Gründen mit den Beobachtungsinstrumenten auf dem Schauinsland nicht gleichzeitig vorgenommen werden können, ist es allerdings möglich, dass die Ergebnisse aufgrund von zeitabhängigen Inhomogenitäten in der Chromosphäre von Sonnenflecken verfälscht sind.



Abbildung 7.32: Intensität der Umbra, in Prozent der ruhigen Sonne, als Funktion der Fleckengröße.

**Tabelle 7.2:** Darstellung des H(K)-Indexes (gemittelte Intensität im Bereich  $K_3 \pm 0,05 \text{ Å}$  in der tiefsten Umbra), und der Emissionsstärke  $E_H = H_3/H_1$  ( $E_K = K_3/K_1$ ). Außerdem wird das Verhältnis  $r = \frac{r(K_3)}{r(H_3)}$  der Emissionspeaks von CaII K ( $K_3$ ) und H ( $H_3$ ) aus verschiedenen Sonnenflecken aufgelistet.

Messdatum	$E_H = H_3/H_1$	H-Index	$E_K = K_3/K_1$	K-Index	$r = r(K_3)/r(H_3)$
12.07.2010	3,830	0,111	4,141	0,102	0,930
16.07.2010	2,577	0,105	2,111	0,084	0,764
21.07.2010	2,486	0,213	3,132	0,261	1,400
25.07.2010	1,691	0,061	0,300	0,100	1,815
31.07.2010	1,763	0,049	1,478	0,059	1,145
09.08.2010	2,524	0,047	2,000	0,056	1,345
10.08.2010	2,065	0,073	2,477	0,085	1,345
26.08.2010	1,369	0,042	1,660	0,070	1,865
20.09.2010	1,919	0,040	1,680	0,056	1,412
22.09.2010	1,513	0,034	1,407	0,055	1,600



Abbildung 7.33: H-Index als Funktion der Fleckengröße.

Abbildung 7.34: K-Index als Funktion der Fleckengröße.

### 7.3 Analyse und Diskussion der Stokes-V-Profile

Die Ausdehnung der Magnetfeldlinien in der Atmosphäre steigt mit der der Höhe. Folglich nimmt die Magnetfeldstärke in der Chromosphäre ab. Man vermutet daher, dass das polarisierte Licht, welches aus der Chromosphäre stammt, sehr schwach ist. Die durchschnittliche Intensität im Linienkern der Kalziumlinien K und H in einem Sonnenfleck beträgt ca. 10-20% (siehe 7.1.1 bis 7.1.10). Eine Daumenregel besagt, dass die Intensität eines Stokes-V-Profils einer Spektrallinie ca. 10% der Kontinuumsintensität beträgt. Daraus lässt sich folgern, dass die Intensitäten eines Stokesprofils der Emissionslinien H und K nur ca. 1% der Kontinuumsintensität beträgt. Diese Tatsache erschwert die polarimetrischen Messungen der beiden Kalziumlinien, da die zu messenden Intensitätswerte am Rand des messbaren Signals liegen und meist von Streulicht überlagert werden. Dennoch war es möglich mit Hilfe des Polarimeters auf dem Schauinslandobservatorium polarimetrische Messungen in den Kalziumlinien vorzunehmen. In den Abbildungen 7.35 und 7.36 ist ein deutliches Stokes-V-Profil der beiden Emissionslinien Ca K und H zu erkennen. Der starke Offset (Abweichung des zero-crossings vom Nulldurchgang), der in beiden Aufnahmen zu beobachten ist (siehe Tab. 7.4), zeigt allerdings, dass die Messdaten durch Streulicht stark verunreinigt sind. Dies kann sowohl von den Messinstrumenten als auch von der Erdatmosphäre herrühren. Für eine exaktere Analyse und eine Korrektur des Streulichtes bedarf es weiterer Messungen.

Die Intensitätserhöhung neben dem blauen Peak und die Intensitätseinsenkung neben dem roten Peak des Stokesprofils wird vermutlich durch Doppler-Effekte hervorgerufen. Die Untersuchung der relativen Flächenasymmetrie der Profile ergab zumeist einen negativen Wert(siehe Tab. 7.3). Diese negative Asymmetrie könnte nach Sigwarth (2000) durch eine mit der Höhe zunehmende Aufströmung von Gas mit einer gleichzeitigen Abnahme der Magnetfeldstärke hervorgerufen werden. Allerdings sollte hier beachtet werden, dass die Flächenasymmetrie ebenfalls durch ein ungleichmäßiges instrumentelles Streulicht hervorgerufen worden sein kann.

Die ermittelten Intensitäten der Stokes-V Profile sind zum Teil unrealistisch klein. Dies ist womöglich auf die unkorrekte Normierung der Profile auf die Kontinuumsintensität des gesamten Lichtes (Stokes-I) zurückzuführen. Um die Kontinuumsintensität bei einer Beleuchtungszeit von 1000 ms zu bestimmen, wurden die Kontinuumsintensitäten, die bei der Aufnahme der "normalen" Kalziumspektren mit kürzeren Beleuchtungszeit aufgenommen wurden, herangezogen und auf die richtige Beleuchtungszeit hoch gerechnet. Da man nicht davon ausgehen kann, dass die Intensitäten in diesem Bereich linear zur Beleuchtungszeit verlaufen, sind die berechneten Werte höchstwahrscheinlich zu hoch. Darüber hinaus wurde nicht berücksichtigt, dass das Polarimeter, welches bei den Kontinuumsmessungen nicht im Strahlengang eingebaut war, nochmals zu Intensitäsverlusten (ca. 20%) führte. Dennoch ist in Abb. 7.35 und 7.36, das Stokes-V-Profil der Emissionslinien deutlich zu erkennen. Vergleicht man diese mit dem Stokes-V-Profil der im Linienkern von Ca K liegenden Absorbtionslinie Fe (blau)(siehe Abb. 7.35), so wird die Antisymmetrie zwischen den beiden Profilen deutlich.



**Abbildung 7.35:** Stokes-V Profil der der Spektrallinie CaII K (grün), welches auf das Kontinuum der ruhigen Sonne normiert wurde. Dieses ist antisymmetrisch zum Stokes-V-Profil der Eisenlinie FE (blau). Aufgenommen am 21.07.2010.



Abbildung 7.36: Stokes-V Profil der der Spektrallinie CaII H, welches auf das Kontinuum der ruhigen Sonne normiert wurde. Aufgenommen am 21.07.2010.

**Tabelle 7.3:** Flächenasymmetrie dA der Stokes-V-Profile, welche in verschiedenen Sonnenflecken beobachtet wurden.

Messdatum	Fleckennummer	CaII H $[\%]$	CaII K $[\%]$
16.07.2010	1087	-01, 45	-09,84
21.07.2010	1089	-05,70	-13,47
25.07.2010	1089	-07,02	-06, 20
31.07.2010	1092	-14, 21	-03, 22
09.08.2010	1093	-16, 52	-11, 15
10.08.2010	1093	-07, 32	-05, 58
26.08.2010	1101	-08,36	-07, 45
20.09.2010	1108	-04, 18	-11, 24
22.09.2010	1108	03,47	06, 12

**Tabelle 7.4:** Der durch das Streulicht verursachte Offset der einzelnen Messungen und der prozentuale Anteil von  $I_c$  im Linienzentrum.

Messdatum	Offset [%]		prozentualer Anteil von $I_c$ [%]		
	CaII K	CaII H	CaII K	CaII H	
16.07.2010	-0,020	0,010	0,540	0,580	
21.07.2010	-0,300	-0,200	1,700	1,820	
25.07.2010	-0,050	0,020	0,550	0,520	
31.07.2010	0,118	0,062	0,082	0,062	
09.08.2010	0,050	0,062	0,130	0,088	
10.08.2010	0,220	0,090	0,160	0,290	
26.08.2010	-0,022	0,198	0,182	0,082	
20.09.2010	-0,060	0,080	0,260	0,220	
22.09.2010	-0,182	0,022	0,072	0,080	

## Literaturverzeichnis

- E. Arnold. Gestaltung und Aufbau eines Versuches im astronomoschen Praktikum zur Messung von Magnetfeldern in Sonnenflecken. Master's thesis, Albert-Ludwigs University, Freiburg, Oktober 2009.
- C. Beck. Versuchsanleitung zum Astronomischen Praktikum. 2003. Am: Kiepenheuer-Institut für Sonnenphysik.
- J. M. Beckers and P. E. Tallant. Chromospheric Inhomogeneities in Sunspot Umbrae. Solar Physics, 7:351–365, June 1969. doi: 10.1007/BF00146140.
- K. H. David and G. Elste. Der Einfluβ von Streulicht auf die Photometrie der Sonnenoberfläche. Zeitschrift für Astrophysik, 54:12–+, 1962.
- O. Engvold. On the K Line of CaII in Sunspots. Solar Physics, 2:234–236, September 1967. doi: 10.1007/BF00155926.
- N. M. Firstova. Ratio of Maximum Intensities of CAII H and K Lines in Umbral Flashes. SovietT Astronomy, 24:384-+, June 1980.
- G. E. Hale and F. Ellerman. Calcium and Hydrogen Flocculi. The Astronomical Journal, 19:41-+, January 1904. doi: 10.1086/141083.
- J. L. Linsky. On the Relative Residual Intensities of the Calcium H and K Lines. Solar Physics, 11:355–373, March 1970. doi: 10.1007/BF00153071.
- J. L. Linsky and E. H. Avrett. The Solar H and K Lines. Puplications of the Astronomical Society of the Pacific, 82:169-+, April 1970. doi: 10.1086/128904.
- W. Mattig. Die Sonne. C.H. Beck, 2001.
- W. Mattig and F. Kneer. The chromosphere above sunspot umbrae. I Observations of the emission cores in the CA II H- and K-lines. II - The interpretation of the H, K, and IR lines of CA II. Astronomy and Astrophysics, 65:11–28, April 1978.
- D. Mueller. Polarisation von Linien im Spektrum einer Sonnen-Penumbra. Master's thesis, Albert-Ludwigs University, Freiburg, 2001.

#### Literaturverzeichnis

- K. Nagashima, T. Sekii, A. G. Kosovichev, H. Shibahashi, S. Tsuneta, K. Ichimoto, Y. Katsukawa, B. Lites, S. Nagata, T. Shimizu, R. A. Shine, Y. Suematsu, T. D. Tarbell, and A. M. Title. Observations of Sunspot Oscillations in G Band and CaII H Line with Solar Optical Telescope on Hinode. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59:631–+, November 2007.
- R. Rezaei. Magnetic coupling of the solar photosphere and chromosphere. PhD thesis, Albert-Ludwigs University, Freiburg, 2008.
- R. Schlichenmaier and H. Peter. Anatomie unserer Sonne. Unsere Sonne -Motor des Weltraumwetters, 1:17–23, 2007.
- M. Sigwarth. Dynamics of Solar Magnetic Fields A Spectroscopic Investigation. In R. E. Schielicke, editor, *Reviews in Modern Astronomy*, volume 13 of *Reviews in Modern Astronomy*, pages 45–+, 2000.
- E. V. P. Smith. Emission Cores in the CA II Lines in Plages. The Astronomical Journal, 132:202-+, July 1960. doi: 10.1086/146913.
- M. Stix. The sun : an introduction. Springer, 2004.
- R. B. Teplitskaya and S. A. Efendeva. Profiles of the H and K Ca II emission reversals in sunspots. *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnate Pleso*, 6:213–+, 1976.
- J. Trujillo-Bueno, F. Moreno-Insertis, and F. Sánchez, editors. Astrophysical spectropolarimetry, 2002.
- I. P. Turova, R. B. Teplitskaia, and G. V Kuklin. The study of umbral flashes in the umbrae of two sunspots. *Solar Physics*, 87:7–22, August 1983. doi: 10.1007/BF00151155.
- A. Unsöld and B. Baschek. Der neue Kosmos. Einführung in die Astronomie und Astrophysik. Springer, 2002.
- A. Weigert and H. J. Wendker. Astronomie und Astrophysik ein Grundkurs. VCH Verlagsgesellschaft, 1989.
- H. S. Yun and H. A. Beebe. Intensity ratios of spectral cores CA II K to H across a sunspot. *Solar Physics*, 78:347–349, June 1982. doi: 10.1007/BF00151613.

Internetquellen: (Alle Internetquellen beziehen sich auf den Stand vom 12.10.2010)

NASA (1): http://solarscience.msf.nasa.gov NASA (2): www.swpe.nasa.gov Kiepenheuer-Institut (KIS): www.kis.uni-freiburg.de NSO: www.nso.edu NTNU: org.ntnu.no/.../chap2/Solar\_Spectrum.png

## Anhang A

# Quellcodes für IDL-Prozeduren

### Prozedur für die Kalziumspektren

```
; Kalibration . pro
 ^{1}_{2}
     ;
; Prozedur dient zur Kalibration, Zusammensetzung, Normierung,
; Skalierung und Abspeicherung der
; CaII K und H Spektren, die im Sommer 2010 auf dem
; Schauinslandobservatorium aufgenommen wurden.
 3
 \frac{4}{5}
 \frac{6}{7}
 8
    ; Einlesen der Daten

; Dunkelstrombild:

path='./DS40_20100716-092551-109.fits'; !!! beachte Beleuchtungszeit!!!

; Flat_field Bilder: (Anzahl:5*blist) t

clist=file_search('./Scan8_Flat_40/*.fits')

; Bilder des CaII-Spektrums mit Sonnenfleck:

blist=file_search('./Scan8_40/*.fits')

· Streunektrum:
  9
10
11
12
13
14
15
        Streupektrum.
16
     , Streupec=readfits('./Streuspec.fits';
; Eingelesene Bilder werden in der Prozedur von (1024 *1024) auf (1000 *1000) Pixel
verkleinert.
18
19
     -
     ; Streuspektrum außerhalb der Sonne wird auf richtige
; Beleuchtungszeit geeicht (Verwendung für Streulichtkorrektur)
; ***************
; !VERAENDERN !
21
22
23
24
                     Int = 40.
25
26
                          *****
27
     kon=Int/200.
29
     print, kon
     streuspec=kon*streuspec
streuspec=smooth(streuspec, 20) ;glätten des Streuspektrums
31
32
33
     ; Einlesen der Dunkelstromaufnahme
dark=readfits(path, headerd)
dark=dark[0:999,0:999] ;
35
36
37
                                                                ; Verkleinern des Bildes
38
     ; Einlesen der Flatfielddaten und erstellen der Gainbilder.
; Einlesen und Flatfielden der Spektrenbilder mit Sonnenfleck.
40
41
     ab=n_elements(blist) ; Anzahl Spektrenbilder
ac=n_elements(clist) ; Anzahl Faltfieldbilder
43
44
     46
47
49
     clean=fltarr(ab, 1000, 1000); Feld für geflatfieldete Spektrenbilder
51
     for k=0, ab-1 do begin
53
           \texttt{cclist=clist} \ [\texttt{k} \ast 5 : (\texttt{k} + 1) \ast 5 - 1] \ ; \textit{Bilder fuer das Flat_field werden in Fuenferbloecke}
                   eingeteilt
55 data=fltarr(1000, 1000, 5)
```

```
; Mittlung über 10 Bilder an einem Ort for i=0, 4 do begin
 57
 58
             bild=readfits(cclist[i], header)
bildx=(total(bild,3)/10) t
bildy=rebin(bildx,1024, 1024)
bildz=bildy[0:999,0:999]
59 \\ 60
^{61}_{62}
\begin{array}{c} 63\\ 64 \end{array}
             data[0:999, 0:999, i] = bildz
         endfor
          ; Mitteln von Bildern an 5 verschiedenen Orten einer Linienposition
; und Abzug des Dunkelstrombilds
mbild=(total(data,3)/5)-dark
; Scheren des Bildes (Dient zur Begradigung der Spektrallinien)
mbild=shear_img(mbild, 1) ; (Siehe Prozedur: shear_img.pro aus der Kis-Lib)
 66
 67
 68
69
70
 72
           ; Erstellung des Gain-Bildes
                                               ; (Siehe Prozedur: Flatl.pro aus der Kis-Lib)
73 \\ 74
          gain=flatl(mbild)
gain=shear_img(gain, -1)
          ; Einlesen und säubern der Spektrenbilder mit Sonnenfleck
bl=readfits(blist[k], headerl)
 76
 77
          b2=b1[*,*,0]
b3=rebin(b2,1024,1024)
b4=b3[0:999,0:999]
78
79
 80
          clean1 = (b4-dark) / (gain > 0.2 < 4)
clean [k,*,*] = clean1
 82
83
 85
      endfor
 86
 87
 88
                         !VERAENDERN!
    89
90
91
93
    clean2 = fltarr(ab, 1000, 1000)
    for i=0, ab-1 do begin
    clean2 [(ab-1)-i,*,*]=clean[i,*,*]
95
 96
97
     endfor
     clean=fltarr(ab,1000,1000)
clean=clean2
99
100
101
     ; Markieren des y-Bereiches, worüber außerhalb des Flecks entlang der ;y-Achse integriert wird (dient zur Mitteilung des Linienprofils auf ;der ruhigen Sonne)
103
104
105
    107
108
110 VB=clean [ab/2,*,*]
    window, 30, xs = 1000, ys = 1000
tvscl, VB
112
113
118
     x = findgen(1000)
119 np=n_elements(blist)
121 linie=fltarr(1000, np)
122 bild1=fltarr(1000,1000)
124
     for i\!=\!0, np\!-\!1 do begin
         bild1=reform (clean [i,*,*])
bild2=avy_x(bild1,y1, y2)
linie [*,i]=bild2
125
126
127
128
     endfor
129
131
    ; Zusammensetzen der einzelnen Profile auf der ruhigen Sonne zu einem Spektrum
133 ;A: Berechnung der Korrelation zwischen den einzelnen benachbarten Bildern:
135
     ; Streifen für Korrelationsprüfung (Streifenbreite kann über "teiler" variiert werden)
137 teiler = 10 ; Streifenbreite = 1000 / teiler
```

```
138 | sb = 1000 / teiler
140
       x = f l t a r r (s b)
                                                          variabler Streifen Bild bi
                                                         variabler Streifen Bild bi+1
best fit Streifen Bild bi+1
best fit Streifen Bild bi+1
best fit Korrelationswert zwischen Bild bi und bi+1
Anfangsindex von ymax (Bild bi)
Anfangsindex von ymax (Bild bi+1)
       y=fltarr(sb)
xmax=fltarr(sb, np)
ymax=fltarr(sb, np)
cmax=fltarr(np)
\begin{array}{c}141\\142\end{array}
143
144
       ixmax=fltarr(np)
jymax=fltarr(np)
145
146
148
            Initialisieru
       ; Initialisterung
for i=0, np-1 do begin
    cmax[i] = -1
    ixmax[i] = -1
    jymax[i] = -1
149
150
151
152
153
       endfor
      endfor
; Schleife über Bilder (Bildindex bi)
for bi=0, np-2 do begin
    ; Schleife über Streifen mit jeweils 100 Pixeln
    for i=0, 1000/sb-1 do begin
        x = linie [i*sb:i*sb+(sb-1), bi]
        for j=0, 1000-sb-1 do begin
        y = linie [j:j+sb-1, bi+1]
        c = correlate(x, y)
        if c gt cmax[bi] = c
            ixmax[bi] = i*sb
            jymax[bi] = j
            xmax[*, bi] = x
            ymax[*, bi] = y
        endif

155
156
157
158
159
160
161
162
163
164
165
166
167
168
                                                      endif
169
170
                                      endfor
                                      172
                                                    'bi', bi, 'ucmax', cmax[bi], 'uuixmax', ixmax[bi], 'uujymax', jymax[
174
                       endfor
176
                       print, 'bi', bi, 'ucmax', cmax[bi], 'uuixmax', ixmax[bi], 'uujymax', jymax[bi]
                       window, 1
plot, linie[*,bi]
178
179
                      window, 2
plot, linie [*, bi+1]
181
182
184
                       window, 3
                       plot , xmax[*, bi]
185
187
                      window, 4
plot, ymax[*, bi]
188
190
                       print , 'weiter_mit_Enter'
tmpstr=''
191
192
                       read, tmpstr
193
       endfor
       ;B: Spektrenbilder auf der ruhigen Sonne werden zusammensetzen:
195
       b=fltarr(1000*np)
197
                                                     ; Feld für zusammengesetztes Ergebnis
       ; erstes Bild bis vor Überlappung

k = 0 ; Index für Feld b

for j=0, ixmax[0]-1 do begin

b[k]=linie[j,0]

; print, '1', b[k], k

k = k + 1
199
200
201
202
203
204
205
       endfor
       ; mittlere Bilder bearbeiten
for bi=0, np-3 do begin
207
208
                       210
211
212
213
        ÷
214
215
                       endfor
                       ; Zwischenraum bis zur nächsten Überlappung
; beachte Index beginnt erst nach dem Streifen
for j= jymax[bi]+sb, ixmax[bi+1]-1 do begin
217
218
219
```

```
 b [k] = linie [j, bi+1] 
 print, '3', b [k], k 
 k = k + 1 
220
221
222
223
                  endfor
225 endfor
     ; letzte Überlappung (Breite sb Pixel) for j\!=\!0,~{\rm sb}\!-\!1 do begin
227
228
                  b[k] = (linie [ixmax [np-2]+j, np-2]+linie [jymax [np-2]+j, np-1])/2 
 print, '4', b[k], k 
 k = k + 1 
229
230
      ;
231
232
      endfor
234
         Rest
     235
236
237
238
      endfor
239
     window, /free, xs = 2000, ys = 500 plot, b
241
242
243
245 ; Markieren des Spektrenendes entlang der geeigneten x-Achse
247
      {\tt print}\;,\;\;\; {\rm 'Markiere}_{\,\sqcup} {\rm das}_{\,\sqcup} {\rm Ende}_{\,\sqcup} {\rm des}_{\,\sqcup} {\rm Spektrums}_{\,\sqcup} {\rm mit}_{\,\sqcup} {\rm dem}_{\,\sqcup} {\rm Cursor}\; {\rm '}\;
249 cursor, xe, ye, /dat,/down
      print, 'x-Achsen_Ende', xe
251
253
      bb=b[0:xe]
254
256
      ; Normierung des zusammengesetzten Spektrums (mit Geradenfit)
px=fltarr(10)
py=fltarr(10)
261
262
      \textbf{print}, \quad : \texttt{Setze} \sqcup 10 \sqcup \texttt{Cursorpunkte} \sqcup \texttt{entlang} \sqcup \texttt{des} \sqcup \texttt{Kontinuums} \sqcup \exists \texttt{fuer} \sqcup \texttt{den} \sqcup \texttt{Geradenfit}'
264
      for i = 0, 9 do begin
266
          cursor, x1, y1, /data, /down
px[i]=x1
py[i]=y1
267
268
269
270
      endfor
272
     wt = 0.1 + 0 * px
274 linfit, px, py, wt, a, b, sig
     x=findgen(n_elements(bb))
gerade=fltarr(n_elements(bb))
gerade=a+b*x
276
278
280 oplot, gerade
282 ; Normieren auf Kontinuum und Abzug des konstanten Streulichts
284 bild2=bb/gerade
285 bild2=(bild2-0.086)/0.914
287 linie=fltarr(n_elements(bild2))+1
289
      ; Colortafel laden
289 ; Colorrager taken
290 device , decomposed=0
291 loadct ,2
     window, 3, xs=2000, ys=500 ; Darstellung des normierten Spektrums plot, bild2, /xstyle, yrange=[0,1.1] oplot, linie, color=90
293
294
295
     ; Berechnung des Kontinuumwerts
con1=mean(gerade)
print, 'Kontinuumwert', Con1
297
298
299
300
302 ; Anpassen des Streuspektrums an das zusammengesetzte Spektrum (Ermöglicht
```

```
    303 ; später einen korrekten Abzug des Streulichts im Sonnenfleck).
    304 ; Spektren werden zweimal korrekt übereinander geschoben.

306
                {\tt print}\,,\quad {\rm 'markiere}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, exten}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Punkt}_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, in}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Kontinuum spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, in}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, Streulicht spektrum}\,,\\ {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, dann_{\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,\\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,\\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,\\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,}\\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,}\\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,}\\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,}\\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,}\\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,}}\\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,}}}} \\  Streulicht spektrum,\, {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle {\scriptstyle \square}\, im}\,,}}}}}} 
                x=findgen(n_elements(bild2))
308
                window, 20, xs=2000, ys=500
plot, x, bild2
oplot, x+3000, streuspec
310
311
312
                cursor, sx1, sy1, /data, /down cursor, sx2, sy2, /data, /down
314
315
 317
                print, sx1
318
                print, sx2
320 diff=sx1-sx2
322
                streu=shift(streuspec.diff)
324 print, 'markiere_End-und_Anfangspunkt_im_Bild_21'
               window, 21, xs=2000, ys=500
plot,x, bild2
oplot,x+3000,streu
326
327
328
                cursor, kx1, ky1, /data, /down cursor, kx2, ky2, /data, /down
330
331
333
                bild2 = bild2 [kx1:kx2]
               print, 'markiere _{\Box}ersten _{\Box}Punkt_{\Box}in _{\Box\Box}Kontinuumspektrum , <math display="inline">_{\Box}dann_{\Box}im_{\Box}Streulichtspektrum _{\Box}in _{\Box}Bild _{\Box}20' window, 22, xs=2000, ys=500 plot, bild2 oplot, streu
335
336 \\ 337
338
                cursor, sx3, sy3, /data, /down cursor, sx4, sy4, /data, /down
340
341
343
                print, sx3
344
                print, sx4
diff=sx3-sx4
345
                streu=shift(streu, diff)
346
348
                window, 5, xs\!=\!2000,\ ys\!=\!500 plot, bild2 oplot, streu
349
350
352
                bildnorm=bild2
353
                ; Markieren des y-Bereichs, worueber innerhalb der Umbra entlang der
;y-Achse integriert wird (dient zur Mitteilung des Linienprofils auf
;der ruhigen Sonne)
355
 356
357
359
                : Markieren des y-Bereiches in der Umbra, worueber gemittelt wird
                print, 'Markiere_y-Bereich_mit_cursor_im_Bild_30_im_Flecks'
print, 'erst_untere_Grenze,_dann_obere_Grenze_markieren'
361
362
364 VB=clean [ab/2,*,*]
               loadct,0
window, 30, xs = 1000, ys = 1000
366
                window, 30
tvscl, VB
367
368
                cursor, ux1,uy1, /dat, /down, /dev
cursor, ux1, uy2, /dat, /down, /dev
369
370
                x=findgen(1000)
np=n_elements(blist)
372
373
                linie=fltarr(1000, np)
375
                bild1=fltarr(1000,1000)
377
379
                for i\!=\!0, np\!-\!1 do begin
                            bild1=reform(clean[i,*,*])
bild2=avy_x(bild1,uy1, uy2)
linie[*,i]=bild2
380
381
382
383
                endfor
384
```

```
386 ; Zusammensetzen der einzelnen Profile aus der Umbra zu einem Spektrum
388
      ;A: Berechnung der Korrelation zwischen den einzelnen benachbarten Bildern
390 ; Streifen für Korrelationsprüfung (Streifenbreite kann über "teiler" varriiert werden)
                          ; Streifenbreite = 1000 / teiler
392
      teiler = 10
         sb = 1000 / teiler \\ x=fltarr(sb) \\ y=fltarr(sb) \\ xmax=fltarr(sb, np) \\ ymax=fltarr(sb, np) \\ cmax=fltarr(np) \\ ixmax=fltarr(np) \\ jymax=fltarr(np) 
394
                                            ; variabler Streifen Bild bi
; variabler Streifen Bild bi+1
; best fit Streifen Bild bi
; best fit Streifen Bild bi+1
; best fit Korrelationswert zwischen Bild bi und bi+1
; Anfangsindex von xmax (Bild bi)
; Anfangsindex von ymax (Bild bi+1)
395
396
397
398
399
400
401
     ; Initialisierung
for i=0, np-1 do begin
    cmax[i] = -1
    ixmax[i] = -1
    jymax[i] = -1
    oudfor
403
404
405
406
407
408
      endfor
     ; Schleife über Bilder (Bildindex bi)
for bi=0, np-2 do begin
; Schleife über Streifen mit jeweils 100 Pixeln
for i=0, 1000/sb-1 do begin
410
411
412
413
                                x = linie [i*sb:i*sb+(sb-1), bi] for j=0, 1000-sb-1 do begin

    414 \\
    415

                                           416
417
418
419
420
421
                                                         \max[*, bi] = x \\ \max[*, bi] = y 
422
423
                                            endif
424
425
                               endfor
                               print, 'bi', bi, '_cmax' , cmax[bi], '__ixmax', ixmax[bi], '__jymax', jymax[bi]
427
                  endfor
429
                   print, 'bi', bi, 'ucmax', cmax[bi], 'uuixmax', ixmax[bi], 'uujymax', jymax[bi]
431
433
                  window, 1
plot, linie[*,bi]
434
                  window, 2
plot, linie [*, bi+1]
436
437
                  window, 3
plot, xmax[*, bi]
439
440
442
                   window, 4
                   plot , ymax[*, bi]
443
445
                   print , 'weiter unit Enter'
tmpstr ''
446
                  tmpstr=',
read, tmpstr
447
448
      endfor
450 ;B: Spektrenbilder aus Umbra werden zu einem Spektrum zusammengesetzt
                                           ; Feld für zusammengesetztes Ergebnis
452
      s = f l t a r r (1000 * np)
     ; erstes Bild bis vor Überlappung

k = 0; Index für Feld s

for j=0, ixmax[0]-1 do begin

s[k]=linie[j,0]; print, '1', b[k], k

k = k + 1
454
455
456
457
458
459
460
      endfor
462
      ; mittlere Bilder bearbeiten
for bi=0, np-3 do begin
463
                  465
466
467
```

```
\begin{array}{ll} p \ rint \ , \ '2 \ ', \quad b \ [k] \ , \quad k \\ \mathbf{k} \ = \ \mathbf{k} \ + \ 1 \end{array}
468
469
                  endfor
470
                  472
473
474
475
476
477
478
                  endfor
480 endfor
482
       ; letzte Überlappung (Breite sb Pixel)
      ; letzte Uberlappung (Breite sb Pixel)

for j=0, sb-1 do begin

s[k] = (linie[ixmax[np-2]+j, np-2]+linie[jymax[np-2]+j, np-1])/2;

; print, '4', b[k], k

k = k + 1
483
484
485
486
      endfor
487
489
         Rest
      for j=jymax[np-2]+sb, 999 do begin
490
                   \begin{array}{l} \max\{[np-1] + bb, \ b \ b \ c \ a \\ s \ [k] = linie \ [j, \ np-1] \\ print, \ '5 \ ', \ b \ [k], \ k \\ k \ = \ k \ + \ 1 \end{array} 
491
492
493
      endfor
494
495
497
      ; Normierung des Spektrums in der Umbra auf das Kontinuum der ruhigen
498
      ; Ausgabe des normierten Spektrums (ohne Streulichtabzug)
499
      window, 0, xs = 2000, ys = 500
501
502
      plot,
      504
505
506
      ; Abzug des konstanten Streulichts ss=s/gerade
508
509
511
      ss = (ss - 0.086) / 0.914
      window, 4 , xs = 2000, ys = 500 plot, ss
513
514
515
      ; Uebereinanderlegen der Spektren von Kontinuum und Umbra und
; herausschneiden des gewünschten Spektrenbereichs
517
518
      ; Colortafel laden
device, decomposed=0
520
521
522
      loadct,2
524
      x=findgen(n_elements(bildnorm))
     window,5, xs=2000, ys=500
plot,x,bildnorm, /xstyle, yrange=[0,1.2]
oplot,x,ss[kx1:kx2]
526
527
528
530
      ss=ss[kx1:kx2]
      532
533
534
536
       \begin{array}{ll} {\rm window}\,,6\,,\ xs\!=\!\!2000,\ ys\!=\!\!500 \\ {\rm plot}\,,x\,[\,xt1\!:\!xt2\,]\,,\ bildnorm\,[\,xt1\!:\!xt2\,]\,,\ /\,xstyle\,,\ yrange\!=\![0\,,\!1.2] \\ {\rm oplot}\,,x\,[\,xt1\!:\!xt2\,]\,,\ ss\,[\,xt1\!:\!xt2\,] \end{array} 
537 \\ 538
540 print, 'Markiere Gaussfit, fuer, Kontinuumsprofil, in Bild, 6'
     cursor,x2,y2,/DATA,/DOWN
print,x2
fit=gaussfit(x[x1:x2],bildnorm[x1:x2],cf1,n=4)
oplot,x[x1:x2],fit,color=90
542
543
544
545
547 print, 'Markiere Gaussfit fuer Umbraprofil in Bild 6'
549 cursor, x4, y4, /DATA, /DOWN
550 print, x4
```

```
 \begin{array}{c} 551 \\ 552 \\ oplot, x \, [\,x3:x4 \,], ss \, [\,x3:x4 \,], cf2 \,, n{=}4) \\ \end{array} \\ \end{array} 
       \begin{array}{c} \text{diff} = \text{cf1}\left[1\right] - \text{cf2}\left[1\right] \\ \text{ss} = \text{shift}\left(\text{ss}, \text{diff}\right) \end{array}
554
555
       window, 2, xs = 2000, ys = 500
557
       window,2, xs-book, ys-book, ys-book
plot,x[xt1:xt2], bildnorm[xt1:xt2], /xstyle, yrange=[0,1.2]
oplot,x[xt1:xt2], ss[xt1:xt2]
558
559
561
       ss = ss [xt1:xt2]
562
564
       ; Streulichtkorrektur bei Spektrum aus der Umbra
       uss=ss-streu[xt1:xt2] ; Abzug des Streulichtsepktrums
566
       window, 24, xs=2000, ys=500

plot,x[xt1:xt2], bildnorm[xt1:xt2], /xstyle, yrange=[0,1.2]

oplot,x[xt1:xt2], uss
568
569
570
571
573
        ; Herausschneiden des gewünschten Bereiches des Spektrums
575
       {\tt print}\;,\;\; {\rm 'markire}\_{\rm End}\_\_{\rm und}\_{\rm Anfangspunkt}\_{\rm des}\_{\rm Spektrums}\_{\rm in}\_{\rm Bild}\_{\rm 24}\;{\rm '}
577 cursor, lx , ly , /DATA, /DOWN
578 cursor, rx , ry , /DATA, /DOWN
580 print, 'lx=', lx, 'uuuurx=', rx
       x = x [xt1:xt2]
582
583
        z=n_elements(x)-1
       bildnorm2=bildnorm[xt1:xt2]
584
       586
587
588
589
591
       ; Wellenlaengenskalierung

593
593
594
594
594
594
595
595
595
595
596
597
596
597
596
597
596
597
598
598
599
599
599
590
590
591
591
592
593
594
594
594
595
595
596
597
596
597
598
598
598
599
599
599
599
590
590
591
591
592
593
594
594
594
594
594
594
594
594
595
596
597
596
597
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598
598

598
        ; linie1=3930,3 linie2=3971,3
600 xx=x[xt1:xt2]
601 bb=bildnorm[xt1:xt2]
602
        sss=uss
       window,7, xs=2000, ys=500
plot,xx, bb, /xstyle, yrange=[0,1.2]
604
605

        607
        cursor, x9
        , y9
        , /DATA, /DOWN

        608
        cursor, x10, y10, /DATA, /DOWN
        609
        print, x9, x10

611
       gauss1=gaussfit(x[x9:x10], bildnorm[x9:x10], cf3, n=4)
613 oplot, x [x9:x10], gauss1, color=90

        615
        cursor,x11,y11, /DATA,/DOWN

        616
        cursor,x12, y12, /DATA, /DOWN

        617
        print, x11, x12

619
       gauss2=gaussfit(x[x11:x12], bildnorm[x11:x12], cf4, n=4)
       oplot,x[x11:x12], gauss2, color=90
621
623
       ;Berechnung der Skalierung der x-Achse
       scal=41/(cf4[1]-cf3[1])
print, 'scal=', scal
625
       print, 'scal=', scal
xscal=findgen(n_elements(bildnorm))*scal+3930.3-cf3[1]*scal
626
627
628
630
       ; Ausgabe des normierten und skalierten Bildes
       xscal=xscal[xt1:xt2]
632
```

 $\begin{array}{ll} \mbox{window,9}\,, \ \mbox{xs}=\!2000, \ \mbox{ys}=\!500 \\ \mbox{plot}\,, \ \mbox{xscal}\left[1x:z\right], \ \mbox{sss}\,, \ \scal{xstyle}\,, \ \mbox{yrange}=\!\left[0\,,0.5\right], \\ \mbox{xtitle='Wellenlaenge}_{\sqcup}\left[A\right]', \ \mbox{ytitle='I}\left(lambda\right)/I\left(cont\right)' \\ \end{array}$ ; Colortafel laden device, decomposed=0 loadct,2  $\begin{array}{l} \mbox{window,10}\,,\,\,\mbox{xs=2000},\,\,\mbox{ys=500} \\ \mbox{plot}\,,\,\mbox{xscal}\left[1x:z\right]\,,\,\,\mbox{bb}\,,\,\,/\,\mbox{xstyle}\,,\,\,\mbox{yrange}\,=\,\left[0\,,1.2\right]\,,\\ \mbox{xtitle='Wellenlaenge}_{\,\,\Box}\left[A\right]\,'\,,\,\,\mbox{ytitle='I(lambda)/I(cont)'}\\ \mbox{oplot}\,,\,\mbox{xscal}\left[1x:z\right]\,,\,\mbox{ss}\,,\,\,\,\mbox{color=90} \end{array}$ ;Berechnung des Intensitaetsunterschieds zwischen Umbra und ruhiger Sonne p = s s s / b bpd=mean(p) :Ausgabe aller relevanter Daten: print, 'Die\_Umbraintensitaet\_ist', pd, '\_Prozent\_der\_Kontinuumsintensitaet' print, 'Continuumswert=', Conl<br/> print, 'scal=', scal ; Abspeichern aller relevanter Daten;A: Abspeichern der fertigen Bilder als ps set\_plot, 'ps'
device, filename='Spektrum1\_8.ps', /color
plot,xscal[lx:z], bb, title='Spektrum\_mit\_CaII\_K\_und\_H',xtitle='Wellenl'+string('344B)+'nge\_
['+string('305B)+']', ytitle='I!DKon!N/I!DLamda',charsize=1.5, /xstyle, /ystyle
oplot, xscal[lx:z], ss, color=90
legend, ['ruhige\_Sonne','Umbra'],lines=[0,0], color=[0,90]
set\_plot, 'ps' 675 set\_plot, 'ps'device, 676 filename='Spektrum2\_8.ps', /color 677 plot,xscal[lx:z], bb, title='Spektrum\_mituCaII\_K\_und\_H',xtitle='Wellenl'+string("344B)+'nge\_ 678 oplot, xscal[lx:z], sss, color=90 679 oplot, xscal[lx:z], bb\*0.18, color=30 680 legend, ['ruhige\_Sonne','Umbra', '18\_'+string(\*45B)+'\_uruhige\_Sonne'],lines=[0,0,0], color =[0,90,30] 681 device. /close device, /close set\_plot, 'ps'
device, filename='Spektrum3\_8.ps', /color
plot, xscal[lx:z], sss, title='Spektrum\_mit\_CaII\_K\_und\_H', xtitle='Wellenl'+string("344B)+'
nge\_['+string("305B)+']', ytitle='I!DKon!N/I!DLamda', charsize=1.2, /xstyle, yrange
=[0,1.1] =[0,1.1] oplot, xscal[lx:z], bb\*0.18, color=30 legend, ['Umbra', '18\_'+string(\*45B)+'\_ruhige\_Sonne'], lines=[0,0], color=[90,30] device, /close set\_plot, 'X' 691 ;B: Abspeichern der normierten Spektren ausserhalb des Flecks als fits fits\_write , 'Spektrum\_Scan8\_Con.fits', bb :C: Abspeichern des normierten Spekrums im Fleck als Fits fits\_write , 'Spektrum\_Scan8\_fleck.fits', sss end

#### Prozedur für die Fleckenscans

; Fleckenscan.pro
 ;
 ; Frozedur dient zur Kalibrierung und Zusammensetzung, der Einzelaufnahmen (alle 15s
 ; wurde ein Bild aufgenommen) zu einem Bild des Sonnenflecks.Darüber
 ; hinaus wir das Bild mit der tiefsten Umbra ausgewählt und ein

```
6 ; gemitteltes Profil auf der ruhigen Sonne und im Fleck erstellt.
  8
     ; Einlesen der Daten
path='./DS50_20100716-092046-203.fits'; Dunkelstromaufnahme
clist=file_search('./Fleckenscan/CaH/Fleck*scan4.fits'); Flatfielddaten
blist=file_search('./Fleckenscan/CaH/Fleck*Flat_Field_50.fits'); Fleckenbilder
  q
10
11
     blist=file_search('./Fleckenscan/CaH/Fleck*Flat_Fleld_50.fils') ; Fleckenbilder
dark=readfits(path, headerd)
streuspec=readfits('./Auswertung_Normal/Streuspec.fils') ; Streulichtspektrum
; Eingelesene Bilder werden in der Prozedur von (1024 *1024) auf (1000 *1000) pixel
verkleinert.
13
14
15
16
     ; Streuspekrtum außerhalb der Sonne wird auf richtige
; Beleuchtungszeit geeicht (Verwendung für Streulichtkorrektur)
; ******
18
19
20
                 !VERAENDERN !
21
                    Int = 50.
22
*****
     kon=Int/200.
24
     print, kon
25
     streuspec=kon*streuspec
27
     streuspec=smooth(streuspec, 20) ; glätten des Steuspektrums
28
29
     ; Einlesen der Flatfielddaten und Erstellen des Gainbilds.
; Einlesen und Flatfielden der Fleckenbilder.
31
32
     ; Einlesen des Dunkelstrombildes
34
35 dark=dark [0:999,0:999]
36 data=dblarr(1000, 1000, 5)
     ; Mitteln der 10 Bilder an einem Ort von einer Linienposition
for i=0, 4 do begin
bild=readfits(blist[i], header)
bildx=(total(bild,3)/10)
bildz=bildx[0:999,0:999]
dett[0:0000_i]=bildz
38
39
40
\frac{41}{42}
43
           data[0:999, 0:999, i] = bildz
44
     endfor
     ; Mittelung über Bilder einer Linienposition an 5 verschiedenen Orten
; und Abzug des Dunkelstrom
46
47
48 mbild=(total(data,3)/5)-dark
     ; Scheren des Bildes
50
     mrbild=shear_img(mbild, 1) ; (Siehe Prozedur: shear_img.pro aus der Kis-Lib)
51
     ; Erstellen des Gainbildes
gain=flatl(mrbild)
53
                                                          ;(Siehe Prozedur: Flatl.pro aus der Kis-Lib)
;zurück scheren
     gain=shear_img(gain, -1)
55
     ; Einlesen und saeubern der Bilder mit Sonnenfleck
57
     , Bintesen and Sacabern all Brider mit Sommenfield
sen_elements (clist)
Img=fltarr(1000, 1000, s); Datenfeld für geflatfieldete Bilder
59
     for i=0,s -1 do begin
    bl=readfits(clist[i])
    b2=b1[0:999,0:999]
    b3=(b2-dark)/(gain>0.2<4)
    Img[0:999,0:999,i]=b3</pre>
61
62
63
64
65
66
     endfor
67

    69 ; heraussuchen eines Kontinuumsbereichs (An dieser Stelle werden
    70 ; Streifen herausgeschnitten)

     window, 3 , xs = 1000, ys = 1000
tvscl, Img[*,*,20]
72
73
75
     \textbf{print}\ , \ \ 'Markieren \, {\scriptstyle \sqcup}\, des \, {\scriptstyle \sqcup}\, Ausschnitts \, {\scriptstyle \sqcup}\, mit \, {\scriptstyle \sqcup}\, Cursor \, {\scriptstyle \sqcup}\, in \, {\scriptstyle \sqcup}\, Bild \, {\scriptstyle \sqcup}\, 3 \ '
76
     cursor, x1, y1, /data,/down, /dev
print, x1, y1
77
79
     linie=fltarr(5, 1000, s)
     ;herausschneiden von 5 pixel Breiten Streifen aus jedem Fleckenbild
for j=0, s-1 do begin
    linie [*,*, j]=Img[y1-2:y1+2,*, j]
81
82
83
84
     endfor
85
87 ; Zusammensetzen der Streifen zu ganzen Bild des Sonnenflecks
```

```
89 L=fltarr(s*5, 1000)
                                                        ; S Streifen mit 5*1000 Pixeln aneinandergereiht
     for k=0, s-1 do begin
    for i=0,4 do begin
    for j=0, 999 do begin
        L[5*k+i,j]=linie[i,j,k]
 91
 92
 93
 94
 95
               endfor
           endfor
 96
     endfor
 97
     window, 5, xs = 1000, ys = 1000
tvscl, L
 99
                                                       ; Bild des Sonnenflecken
100
101
     ; Markieren der tiefsten Umbra
print, 'Markiere tiefste Umbra in Bild 5;
cursor, xu, yu, /dev, /dat, /down
print, xu
u=xu/5
103
104
105
106
107
      ur=floor(u)
                                                       ; Abrunden von U
108
     ubild=Img[*,*,u]
109
     window, 6, xs=1000, ys=1000
tvscl, ubild
111
112
113
     ; Erstellen des normierten Linienprofils + Streulichtkorrektur
115
117 ; Markieren des Bereichs entlang der y-Achse au\betaerhalb des Flecks, worüber gemittelt wird
     print, 'Markiere Bereich außerhalb des Flecks in Bild 6'
119
     cursor, x11, y11, /dev, /dat, /dow
cursor, x22, y22, /dev, /dat, /dow
120
121
123 print, y11, y22
125 clinie=avy_x(ubild, y11, y22)
127 window, 9, xs=1000, ys=500
128 plot, clinie, /xstyle, /ystyle
130 C=10681 762
     ; Normieren des Spektrum und Abzug des konstanten Streulichts clinienorm=clinie/C
132
133
134
     clinienorm = (clinienorm - 0.086) / 0.914
     window, 10, xs=1000, ys=500
plot, clinienorm, /xstyle, yrange=[0,1.0]
136
137
139
     ; Markieren des Bereichs entlang der y-Achse in der Umbra, worüber gemittelt wird
141 print, 'Markiere Umbrabereich in Bild 6'
143
     wset, 6
     cursor, x1, y1, /dev, /dat, /dow cursor, x2, y2, /dev, /dat, /dow
144
145
147
     ulinie=avy_x(ubild,y1,y2)
     window, 12, xs=1000, ys=500
plot, ulinie, /xstyle, /ystyle
149
150
         Normieren des Spektrums und Abzug des konstanten Streulichts
152
153
     ulinienorm=ulinie/C
     \label{eq:linearcorr} \begin{array}{l} \text{ulinienorm} = (1 \text{ linienorm} - 0.068) / 0.914 \\ \text{window, } 13, \ \text{xs} = 1000, \ \text{ys} = 500 \\ \text{plot, ulinienorm, } / \text{xstyle, yrange} = [0, 0.3] \end{array}
154
155
156
     ; Uebereinanderlegen des Streuspektrums und des Fleckenspektrums
; !!! Verändern!!!, je nach Linie (Ca K oder H)
; zwei Korrekturen werden vorgenommen
158
159
160
162
     streuH = streuspec [1000:2500]
163
      ; streuK=streuspec [2300:3500]
     xh=findgen(n_elements(streuh))
165
      ; xk = findgen(n_elements(streuk))
166

      168
      window, 25 ,xs=1500, ys=500

      169
      plot, xh, streuH, /xstyle, yrange=[0,0.5]

      170
      oplot, xh, ulinienorm
```

```
; window, 25 , xs\!=\!1500, ys\!=\!500 ; plot , xk , streuK , /xstyle , yrange = [0,0.5] ; oplot , xk , ulinienorm
172
173
174
176 print, 'markiere_erts_Spektrum,_dann_Kontinuum_in_Bild_25'
177 cursor, kx1, ky1, /data, /down
178 cursor, kx2, ky2, /data, /down

        180
        print , kx1

        181
        print , kx2

183 diff=kx1-kx2
      streun=shift(streuh, diff)
; streun=shift(streuk, diff)
185
186
      window, 26 ,xs=1500, ys=500 plot, xh, ulinienorm, /xstyle, yrange=[0,0.5] oplot, xh, streun
188
 189
190
196 print, 'markiere_Anfangs_und_Endpunkt_in_Bild_26'
      cursor, xl, yl, /data, /down
cursor, xr, xr, /data, /down
198
199
201
      ulinienorm=ulinienorm [x1:999]
202
      streun=streun [x1:999]
203
      clinienorm=clinienorm [x1:999]
      window, 27 ,xs=1500, ys=500 plot, xh, ulinienorm, /xstyle, yrange=[0,0.3] oplot, xh, streun
205
206
207
      ; window, 27 , xs\!=\!1500,\ ys\!=\!500 ; plot , xk , ulinienorm , /xstyle , yrange =[0,0.3] ; oplot , xk , streun
209
210
211
213 ulinienorm=ulinienorm-streun ; Abzug des Streulichts
215
      : Colortafel laden
      device, decomposed=0
216
217
      loadct,2
218
     ; Darstellung des kalibrierten Spektrums im Fleck und auf der ruhigen Sonne
window, 14, xs=1000, ys=500
plot, clinienorm, /xstyle, yrange=[0,1]
oplot, ulinienorm, color=90
220
221
222
223
224
226 ; Berechnung des Intensitaetsunterschieds zwischen Umbra und ruhiger Sonne
227 p=ulinienorm/clinienorm
229 pd=mean(p)
      {\tt print}\,, \ \ `Umbraintensitaet_{\,\sqcup}\, ist\ ',\ pd\,, \ \ `_{\,\sqcup} Prozent_{\,\sqcup}\, der_{\,\sqcup}\, Kontinuum sintensitaet\ '
231
232
      ; Wellenlaengenskalierung
; Bei CaK markieren des linken Fluegels
; Bei CaH markieren des rechten Fluegels
234
235
236
238
      scal = 0.0268
240 print, 'markiere_Gaussfit_(Punkt)_in_Bild_15'
      window, 15, xs=1000, ys=500
plot, clinienorm, /xstyle, /ystyle
242
243
245 x=findgen(n_elements(clinienorm))
247 cursor, x9 ,y9 ,/DATA,/DOWN
248 cursor, x10, y10, /DATA,/DOWN
249 print, x9, x10
251
      gauss1=gaussfit(x[x9:x10], clinienorm[x9:x10], cf, n=4)
253 oplot,x[x9:x10] , gauss1, color=90
```

255       ; xscal=find         256       xscal=find         258       window, 16         259       plot, xscal         261       window, 17         262       plot, xscal         261       window, 17         262       plot, xscal         263       idoutow, 16         264       joot, xscal         265       joot, xscal         266       joodt, 22         268       window, 18         269       plot, xscal         270       oplot, xscal         271       ;         273       ; Abspeichee         274       ;         275       ; A: Abspeichee         276       jits_write         277       fits_write         280       fits_write         281       set_plot,         286       tyscl, L         287       device, /c         288       tyscl, L         290       set_plot,         291       plot, xscal         292       plot, xscal         293       oplot, xscal         294       oplot, xscal         295       legend, [C] </th <th></th>	
258       window, 16         259       plot, xscal         1 (con         261       window, 17         plot, xscal       /1 (con         262       window, 17         plot, xscal       /1 (con         264       ; Colortafe         265       device, dec         266       device, dec         267       window, 18         269       plot, xscal         /1 (co       oplot, xscal         270       oplot, xscal         271       ;         273       ; Abspeiche         277       fits_write         278       ; Abspeiche         279       ; B: Absp         280       fits_write         282       ;C: Abspe:         283       set_plot,         284       set_plot,         285       device, fi         290       set_plot, xscal         DKon!!       plot, xscal         294       oplot, xscal         295       legend, [1]         296       device, /c         297       set_plot, xscal         298       ;         299       oplot, xscal <td><math display="block">= findgen(n\_elements(clinienorm))*scal+3930.3-x9*scal ; bei CaK findgen(n\_elements(clinienorm))*scal+3971.3-x9*scal ; bei CaH</math></td>	$= findgen(n\_elements(clinienorm))*scal+3930.3-x9*scal ; bei CaK findgen(n\_elements(clinienorm))*scal+3971.3-x9*scal ; bei CaH$
261       window, 17         262       plot,xscal         /I(co         264       ; Colortafi         265       device, dec         266       loadct,2         268       window, 18         269       plot,xscal         270       oplot,xscal         271       ;         273       ; Abspeiche         275       ; A: Abspeiche         277       fits_write         280       fits_write         281       set_plot,         282       ;C: Abspeiche         284       set_plot,         285       twscl, L         286       twscl, L         287       device, /c         288       set_plot,         290       set_plot, xscl         291       plot, xscl         292       plot, xscl         293       oplot, xscl         294       oplot, xscl         297       set_plot, /c         297       set_plot, /c         298       ;         299       end	, 16, xs=1000, ys=500 scal, clinienorm, /xstyle,yrange=[0,1], xtitle='Wellenlaenge_[A]', ytitle='I(lambda)/(cont)'
264       ; Colortafi device, dec         265       device, dec         266       window, 18         plot, xscal       //(co         270       oplot, xscal         271       ;         273       ; Abspeichee         275       ; A: Abspeichee         276       ; B: Abspeichee         277       fits_write         282       ; C: Abspeichee         284       set_plot,         286       tvscl, L         287       device, fi         290       set_plot,         291       plot, xscal         292       glet_h, scal         293       oplot, xscal         294       oplot, xscal         295       legend, [''         296       device, /c         297       set_plot, xscal         296       device, /c         297       set_plot, xscal         298       oplot, xscal         299       device, /c         291       oplot, xscal         292       oplot, xscal         293       oplot, xscal         294       oplot, xscal         297       set_plot, /c <td>, 17, xs=1000, ys=500 scal, ulinienorm, /xstyle,yrange=[0,0.3], xtitle='Wellenlaenge_[A]', ytitle='I(lambda) [(cont)'</td>	, 17, xs=1000, ys=500 scal, ulinienorm, /xstyle,yrange=[0,0.3], xtitle='Wellenlaenge_[A]', ytitle='I(lambda) [(cont)'
268       window, 18         269       plot, xscal         //I(co         270       oplot, xscal         271       ;	tafel laden ,decomposed=0 ,2
<pre>270 oplot, xsca 271 ; 273 ; Abspeiche 275 ; A: Abspeiche 275 ; A: Abspeiche 277 fits_write 279 ; B: Absp 280 fits_write 282 ;C: Abspei 284 set_plot, 285 device, fi 286 tvscl, L 287 device, fi 292 plot, xsca 292 plot, xsca 294 oplot, xsc 294 oplot, xsc 294 oplot, xsc 295 legend, [ =[0,9 296 device, /c 297 set_plot, 298 j. 299 device, fi 291 device, fi 292 plot, xsca 294 oplot, xsc 294 oplot, xsc 295 legend, [ 297 set_plot, 298 j. 299 device, fi 290 device, fi 291 device, fi 292 plot, sca 294 oplot, xsca 294 oplot, xsca 294 oplot, xsca 295 legend, [ 297 set_plot, 298 j. 299 device, fi 290 device, fi 291 device, fi 292 plot, sca 294 oplot, xsca 294 oplot, xsca 294 oplot, xsca 294 oplot, xsca 294 oplot, xsca 295 legend, [ 297 set_plot, fi 298 device, fi 299 device, fi 299 device, fi 290 de</pre>	, 18, xs=1000, ys=500 scal, clinienorm, /xstyle,yrange=[0,1.1], xtitle='Wellenlaenge_[A]', ytitle='I(lambda) I(cont)'
<pre>273 ; Abspeiche 275 ;A: Abspeiche 277 fits_write 279 ; B: Absp 280 fits_write 282 ;C: Abspei 284 set_plot, 285 device, fi 286 tvscl, L 287 device, /c 288 set_plot, 290 set_plot, 291 device, fi 292 plot, xsca 294 oplot, xsca 294 oplot, xsca 295 legend, [1 =[0,9 296 device, /c 297 set_plot, 298 end</pre>	xscal, ulinienorm, color=90
<pre>275 ;A: Abspet 277 fits_write 279 ; B: Absp 280 fits_write 282 ;C: Abspet 283 device, fi 286 tvscl, L 287 device, /c 288 set_plot, 290 set_plot, 291 device, fi 292 plot, xscd 294 oplot, xsc 294 oplot, xsc 294 oplot, xsc 294 oplot, xsc 294 oplot, xsc 294 oplot, xsc 295 legend, [ =[0,9 296 device, /c 297 set_plot, 298 device, /c 297 set_plot, 299 device, /c</pre>	richern der Daten
<pre>277 fits_write 279 fits_write 280 fits_write 282 ;C: Abspet 284 set_plot, 285 device, fi 286 tvscl, L 287 device, /c 288 set_plot, 290 set_plot, 290 set_plot, xscl 291 plot, xscl 293 oplot, xsc 294 oplot, xscl 295 legend, [c] 296 device, /c 297 set_plot, 298 end</pre>	ospeichern des normierten Spektrums auβerhalb des Flecks als fits
<pre>279 ; B: Absp 280 fits_write 282 ;C: Abspet 284 set_plot, 285 device, fi 286 tvscl, L 287 device, /c 288 set_plot, 290 set_plot, 291 device, fi 292 plot, xsca 294 oplot, xscs 295 legend, [ =[0,9 296 device, /c 297 set_plot, 298 device, /c 299 set_plot, 299 device, /c 297 set_plot, 299 device, /c</pre>	rite, 'Spektrum_CaH_Con.fits', clinienorm
282       ;C: Abspet         284       set_plot,         285       device, fi         286       tvscl, L         287       device, fi         290       set_plot,         291       device, fi         292       plot, vscal         293       oplot, ssca         294       oplot, vsca         295       legend, [1]         =[0,9]       gevice, /c         297       set_plot,         298       device, /c	lbspeichern des normierten Spekrums im Fleck als Fits rite, 'Spektrum_CaH_fleck.fits', ulinienorm
<pre>284 set_plot, 285 device, fi 286 tvscl, L 287 device, / of 288 set_plot, 290 set_plot, 291 device, fi 292 plot, xscal DKon! 293 oplot, xsc 294 oplot, xsc 295 legend, [ 297 set_plot, 298 ;</pre>	ospeichern der fertigen Bilder als ps
290 set_plot, 291 device, fi 292 plot,xscal DKon!: 293 oplot, xsc 294 oplot, xsc 295 legend, [* =[0,9 296 device, / c 297 set_plot, 298 ;	ot, 'ps', , filename='Fleckenbild_CaH.ps', bits_per_pixel=20 L , /close ot, 'X'
293 oplot, xsc 294 oplot, xsc 295 legend, [ 296 device, /c 297 set_plot, 298 ; 299 end	ot, 'ps', , filename='CaH_Fleck.ps', /color scal, clinienorm, xtitle='Wellenl'+string("344B)+'nge_['+string("305B)+']', ytitle='I! Kon!N/IDLamda', title='CaH_K', charsize=1.1, /xstyle
296 device, / c 297 set_plot, 298 ;	<pre>xscal, ulinienorm, color=90 xscal, clinienorm*pd, color=30 , ['ruhige_Sonne', 'Umbra', '18_'+string(*45B)+'_ruhige_Sonne'], lines=[0,0,0], color [0,90,30]</pre>
200 end	, /close ot, 'X'
200 6114	

### Prozedur für die Stokes-V-Profile



```
data[*,*, i] = bildz
   25
  26 endfor
            ; Mittelung von Bildern an 5 verschiedenen Orten von einer Linienpostion ; und Abzug von Dunkelstrom
  28
   29
  30 mbild=(total(data,3)/5)-dark
           ; Scheren des Bildes
mrbild=shear_img(mbild, 1)
  32
  33
           ; Erstellen des Gainbildes
gain=flatl(mrbild) ; (Prozedur flat.pro wurde aus der Kis-Lib entnommen)
gain=shear_img(gain, -1) ; zurück scheren
   35
  36
  37
   39
           ; Einlesen des Bildes mit Sonnenfleck (VERAENDERN) 
 $k=3$ 
 bl=readfits(clist[k], header1)
  40
   41
  42
   43
            stokes=b1[0:999,0:999,0]
  44
  46 ; Uebereinanderlegen des unteren und oberen Bilds (I+V)-(I-V)
  48 window, 2 ,xs=1000, ys=1000
49 tvscl, stokes)
  51 ; Linienschnitt in beiden Bildern markieren
52 print, 'Linienschnitt uin beiden Bildern markieren'
  54 cursor, x1, y1, /dev,/down
55 print, 'x1=',x1, 'y1=',y1
56 cursor, x2, y2, /dev,/down
57 print, 'x2=',x2, 'y2=',y2

print, 'oberes □ Profil □ rot, □ unteres □ gruen'
stokes1=stokes[*,y1] ; oberes Profil (wird rot dargestellt werden, s.u.)
stokes2=stokes[*,y2] ; unteres Profil (wird gruen dargestellt werden, s.u.)

           ; Colortafel laden
device, decomposed=0
   63
   64
  bit device, decomposed=0
bit lockct,2
bit lockct,2
bit lockct,2
bit lockct,2
bit lockcet 
  72 ; Gaussfit bei erstem und zweitem Profil
           window,4
   74
  75 plot, stokes1
            x = findgen(1000)
   77
  78 print, 'Markiere Gaussfit (Punkt) fuer einen peak in Bild 4'
   80
           cursor, x1, y1, /DATA, /DOWN
  81 cursor, x2, y2,/DATA,/DOWN
82 fit=gaussfit(x[x1:x2],stokes1[x1:x2],cf1,n=4)
83 oplot,x[x1:x2],fit,color=90
  85
            window,5
  86 plot, stokes2
87 x=findgen(1000)
  89 print, 'Markiere Gaussfit (Punkt) fuer einen Peak in Bilfd 5 '
 91 cursor,x3,y3,/DATA,/DOWN
92 cursor,x4,y4,/DATA,/DOWN
93 fit=gaussfit(x[x3:x4],stokes2[x3:x4],cf2,n=4)
94 oplot,x[x3:x3],fit,color=90
  96 diff=cf1[1] - cf2[1]
  98 stokes2=shift(stokes2, diff)
100 ; Ausgabe der aufeinander geschobenen Profile
101 window,6
102 plot, stokes1
103 oplot, stokes1, color=90
104 oplot, stokes2, color=50
\begin{array}{c|c} 106 \\ 107 \\ \text{window}, 0, xs = 500, ys = 500 \end{array}
```

```
108 tvscl, rebin(stokes, 500, 500)
110
      ; Aufsuchen der Kreuzpunkte Haar Linie , erst oben , dann unten
112 print, 'markiere Kreuzpunkte Haar Linie oben und unten in Bild 0'

        114
        cursor, x1, y1, /dev,/down

        115
        print, 'x1=',x1, 'y1=',y1

        116
        cursor, x2, y2, /dev,/down

        117
        print, 'x2=',x2, 'y2=',y2

     z1\!=\!250 ; z1 und z2 geben Breite der zu uebereinander legenden Streifen an z2\!=\!20
119
120
      ; Definieren der Streifen
imgl=stokes [*,(y1*2-z1):(y1*2+z2)]
img2=stokes [*,(y2*2-z1):(y2*2+z2)]
122
123
124
      ; Flatfilden der Sreifen
img11=(img1-dark[*, y1*2-z1:y1*2+z2])/(gain[*, y1*2-z1:y1*2+z2]>0.2<4)
img22=(img2-dark[*, y2*2-z1:y2*2+z2])/(gain[*, y2*2-z1:y2*2+z2]>0.2<4)
126
127
128
      window, 24, xs = 1000, ys = 500 tvscl, img11
130
131
      window, 25, xs = 1000, ys = 500 tyscl, img22
133
134
135
137 ; Subtrahieren der Streifen V=(I+V)-(I-V)
      stokesV=img11-shift(img22, diff)
139
      ; Ausgabe des Stokes-V-Bildes
window, 26, xs=1000, ys=500
tvscl, stokesV
141
142
143
145
      ; Integrationsbereich in der Umbra heraussuchen um gemitteltes Profil
146
      ; zu erstellen
      window, 7, xs = 1000, ys = 500 tvscl, img11
148
149
      ; Markieren des Bereichs im Fleck, ueber den gemittelt wird print, 'markiere \BoxEnd-\Box und \BoxAnfangspunkt \Box von \Box Umbra'
151
      print,
152
      cursor, ux1, uy1, /dev, /down, /data cursor, ux2, uy2, /dev, /down, /data
154
155
157
      linieV=avy_x(stokesV,uy1, uy2)
159
      ; Colortafel laden
      device, decomposed=0
loadct,2
160
161
      ; Ausgabe des StokesV-Profils in Window 8
window, 8, xs=1000, ys=500
plot, linieV, /xstyle, /ystyle ; V-Profil
163
164
165
      ; Ausschneiden des gewuenschten Bildes print, 'Markiere Bildausschnitt mit Curserl (links) und Curser2 (rechts)'
167
168
      cursor, px1, py1, /dat, /dow cursor, px2, py2, /dat, /down
170
171
173
      \texttt{linieV}{=}\texttt{linieV} [\texttt{px1}{:}\texttt{px2}]
175
      ;Normieren des Bildes auf Kontinuum;
176
178 C=60000
      linieV=linieV [px1:px2]/C
180
182
      Bestimmung der Symmetrieachse (zero-crossing)
183
      y2=fltarr(n_elements(linieV))
185
     ; Colortafel laden
device, decomposed=0
loadct,2
187
188
189
```

```
191 | window, 2, xs=1000, ys=500
192 | plot, linieV, /xstyle , /ystyle
193 | oplot, y2
               cursor, px1, py1, /down cursor, px2, py2, /down
 195
 196
 198 M=(py1+py2)/2
               linie=fltarr(n_elements(linieV))+M
n=fltarr(n_elements(linieV)
oplot, linie, color=90
 200
 201
 202
 203
               ; Integration ueber das Stoksprofil zur Bestimmung der relativen ; Flächensymmetrie delta A = (A1-A2) / (A1+A2)
 205
 206
 208 V2=LinieV-linie
               print, 'markiere Interagtionsbereiche (Anfang, Mitte, Ende)'
210

        212
        cursor, sx1, sy1, /dat, /down

        213
        cursor, sx2, sy2, /dat, /down

        214
        cursor, sx3, sy3, /dat, /down

216 print, 'Anfang', sx1, 'uu Mitte', sx2, 'uu Ende', sx3
219 \left| A = (total(abs(V2[sx1:sx2])) - total(abs(V2[sx2:sx3]))) / total(abs(V2[sx1:sx2]) + abs(V2[sx2:sx3]))) / total(abs(V2[sx1:sx2]) + abs(V2[sx2:sx3]))) \right| + abs(V2[sx2:sx3]) + abs(V2[sx2:sx3])) + abs(V2[sx2:sx3]) + abs(V2[sx2:sx3])) + abs(V2[sx2:sx3]) + abs(V2[sx2:sx3])) + abs(V2[sx2:sx3]) + abs(V2[sx2:sx3]) + abs(V2[sx2:sx3]) + abs(V2[sx2:sx3])) + abs(V2[sx2:sx3]) + abs(V2[sx2:sx3]
 221 print, 'Flaeche\_des\_Stokesprofils\_deltaA', A
 224 window,2, xs=1000, ys=500
225 plot, linieV, /xstyle, /ystyle, title='Stokes_V', xtitle='Wellenlaenge_in_pix', ytitle='
Intensitaet(V)/Intensitaet(I_c)'
               oplot, linie
oplot, n
 226
 227
 228
 230 ; Abspeichern der Daten;
               ; Abspeichern des Stokes_V Bilds als ps
232
234 set_plot, 'ps'
235 device, filename='1008CaH_StokesV.ps', /color
236 plot, linieV, xtitle='Wellenl'+string("344B)+'nge_[pix]', ytitle='I!DKon!N/I!DV', title='
237 oplot, linie, color=90
238 oplot, n, linestyle=2
239 legend, ['Stokes_V', 'Symmetrieachse'], lines=[0,0], color=[0,90]
240 device, /close
241 set_plot, 'X'
 243 ; Abspeichern der normierten Spektrums als fits
 245 fits_write , 'StokesV_CaK_3.fits', linieV
 246
 247 end
```