

SPEKTRUM

Mitteilungsblatt der
Fachgruppe

Spektroskopie

der Vereinigung der
Sternfreunde e.V.

Ausgabe Nr. 36 (2008)

Einzelheft: 3,50 Euro (plus Porto)

Herausgeber: Ernst Pollmann

Emil Nolde Straße 12

51375 Leverkusen

Impressum

Das Mitteilungsblatt SPEKTRUM erscheint halbjährlich als Kommunikationsorgan der Fachgruppe SPEKTROSKOPIE der Vereinigung der Sternfreunde e.V.
Für den Inhalt sind die Autoren selbst verantwortlich.

Kontakt

Ernst Pollmann
Emil Nolde Straße 12
51375 Leverkusen

eMail: ernst-pollmann@t-online.de
Telefon: 0214-91829

Bankverbindung:

Konto Nr. 202029344; Bankleitzahl 37551440; Sparkasse Leverkusen

Inhalt

| | Seite |
|-----------------|---|
| Andreas Ulrich | Verwendbarkeit kompakter Gitterspektrographen mit USB-Anschluss in der Astronomie..... 1 |
| Joachim Draeger | Ein Verfahren zur Subtraktion des Hintergrundes für spaltlose Flash-Spektren (Teil II).....10 |
| Dieter Goretzki | Untersuchungen an Mangan-Linien auf der Sonne17 |

Verwendbarkeit kompakter Gitterspektrographen mit USB – Anschluss in der Astronomie

(von Andreas Ulrich, Dachau)

1. Einleitung

Seit einiger Zeit werden zur optischen Spektroskopie im Labor und auch bei mobilen Anwendungen, zum Beispiel bei Feldversuchen in der Biologie, immer häufiger kompakte Spektrographen mit Glasfasereingang und USB-Anschluss an einen Rechner eingesetzt. An der Fakultät für Physik der TU-München in Garching setzen wir derzeit zwei solche Geräte der Firma „Ocean Optics“ ein und zwar den Typ HR2000 und den Nachfolgetyp HR4000. Die Zahlen geben dabei in etwa die Zahl der Wellenlängenwerte (Pixel) an, die der Spektrograph pro Spektrum aufzeichnet. Hier möchte ich Laborversuche vorstellen, mit denen geklärt werden sollte, ob diese Spektrographen für die Aufnahme von Spektren astronomischer Objekte eingesetzt werden können. Dies betrifft einmal Spektren der Sonne und des Mondes, die wir bereits mehrfach im Rahmen von Schülerveranstaltungen an der TU-München aufgenommen haben. Darüber hinaus werde ich eine Lichtsammeloptik vorstellen und beschreiben, in wie weit damit gegebenenfalls auch lichtschwächere Objekte spektral aufgelöst beobachtet werden können. Insgesamt zeigt sich aber, dass die Geräte zwar für die Beobachtung von Sonne, Mond und atmosphärischen Phänomenen gut geeignet aber für die Sternspektroskopie noch zu lichtschwach sind.

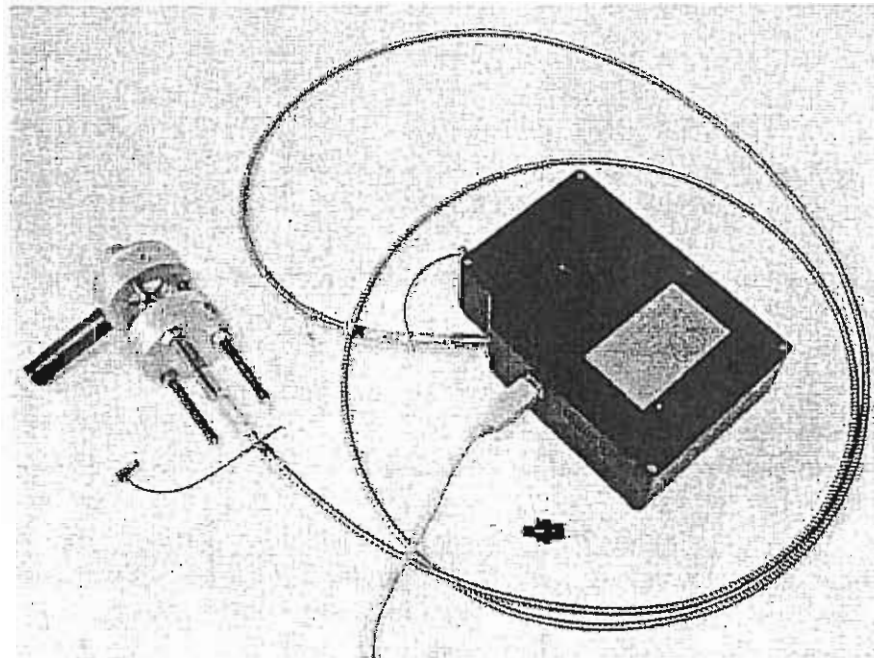


Abb. 1: Der Gitterspektrograph der Firma OCEAN OPTICS ist ca. 10 cm breit, 15 cm lang, und 4,5 cm hoch. Er hat einen Lichteingang über die optische Faser (hier z.B. mit 600 μm Faserdurchmesser). Die Stromversorgung und Datenauslese erfolgt über den USB Anschluss zu einem Rechner. In den Aluminiumplatten auf der linken Seite des Bildes sind je eine Sammel- und eine Zerstreuungslinse aus Quarzglas als Lichtsammeloptik für die optische Faser eingebaut.

2. Die Instrumente

Die Spektrographen HR2000 und HR4000 werden in verschiedenen Konfigurationen angeboten, wobei der Spektralbereich und die spektrale Auflösung durch die Auswahl der optischen Gitter und Eintrittsspalte bestimmt wird. Für unsere Laboranwendungen war es attraktiv, einen relativ breiten Spektralbereich von ca. 190nm bis 1090 nm gleichzeitig beobachten zu können. Die technischen Daten der hier vorgestellten Geräte finden sich im Internet unter <http://www.oceanoptics.com/products/hr2000.asp>. Abb. 1 zeigt eine Photographie des HR2000, der Glasfaser zur Lichteinkopplung, dem USB-Kabel und einer selbst gebauten Einkoppeloptik. Die Stromversorgung des Spektrometers erfolgt über das USB-Kabel.

Eine interessante und vorteilhafte Eigenschaft der Spektrometer ist, dass sie von der Überlagerung der Spektren mit höheren Ordnungen frei sind, obwohl sie als Gitterspektrographen mehr als eine Oktave überdecken. Dies wird durch den Einbau geeigneter Filter erreicht, die jedoch gezielt bestellt werden müssen. Die Geräte werden mit einer Software geliefert, die es ermöglicht, die Aufnahmeparameter vorzugeben und Spektren in einfacher Weise zu betrachten und abzuspeichern. Die Wellenlängenchse hat dabei bereits eine recht gute Kalibrierung, die nur für eine sehr genaue Zuordnung von Spektrallinien mit Kalibrierlampen nachkalibriert werden muss. Eine Kalibrierung der Ansprechfunktion wird, wie üblich, nicht mitgeliefert. Wie diese Kalibrierung durchgeführt werden kann, wird weiter unten beschrieben.

3. Wellenlängenkalisierung

Beim HR2000 wird die Wellenlängenkalisierung über eine kleine Datei erreicht, in der die nötigen Parameter des speziellen Instrumentes eingetragen sind und die bei der Installation der Software mitgeladen werden muss. Beim HR4000 sind diese Daten offenbar schon im Spektrometer hinterlegt. In beiden Fällen ist es jedoch für genaue Wellenlängenmessungen nötig, die Kalibrierung zu überprüfen. Wie aus den unten dargestellten Daten ersichtlich ist, genügt es aber offenbar in der Regel, eine wellenlängenunabhängige Konstante zu den gemessenen Wellenlängenangaben zu addieren oder zu subtrahieren.

Hier wurden die beiden Spektrometer mit einem Satz Spektrallampen nachkalibriert, der je eine Quecksilberdampf-, Argon-, Krypton- und Xenonlampe enthält (Die Neonlampe zündet bei uns nicht mehr). Alle Lampen sind Niederdruckentladungslampen (Fa. LOT/ORIEL). Die Wellenlängen der einzelnen Spektrallinien wurden einer zu den Lampen mitgelieferten Tabelle entnommen, bzw. bei den Edelgasen auch mit Hilfe des genaueren Tabellenbuches von A. R. Striganov und N. S. Sventitskii [Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms, Plenum, New York, Washington (1968)] bestimmt. Bei Edelgasen sind die Angaben in der Regel auf 7 Stellen genau und beziehen sich für Wellenlängen größer 200 nm auf Wellenlängenangaben in Luft. Wie aus der unten diskutierten Auflösung der Spektrometer ersichtlich wird, reicht jedoch die in der Tabelle zu den Lampen vorgenommene Rundung auf zwei Stellen nach dem Komma (bei Angabe in nm) aus.

Die gemessenen Werte und die Tabellenwerte wurden mit dem Programm ORIGIN verglichen und ausgewertet. Abb.2 zeigt exemplarisch für den HR 2000 den Zusammenhang zwischen Tabellenwerten und den gemessenen Werten. Um ggf. vorhandene Abweichungen von der Linearität sichtbar zu machen, sind in Abb. 3 die Differenzen zwischen den gemessenen Werten und den Tabellenwerten in Abhängigkeit von den Tabellenwerten

dargestellt. An die Daten wurde ein linearer Zusammenhang angepasst. Die Parameter zeigen, wie oben erwähnt, dass in der Regel der spektrale Gang der Differenz zwischen Messwerten und Tabellenwerten vernachlässigt werden kann. Es genügt hier z.B. zu wissen, dass von den Messwerten 1,24 nm abgezogen werden müssen, um eine Wellenlängenangabe zu erhalten, die innerhalb der Fehler mit tabellierten Werten übereinstimmt. Die Fehler ergeben sich aus der Wellenlängenauflösung, die im folgenden Kapitel diskutiert wird.

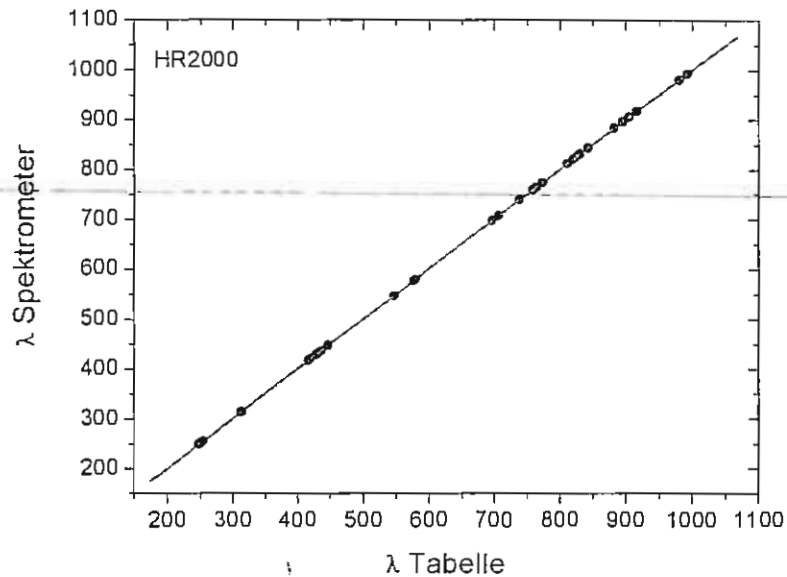


Abb. 2: Vergleich von tabellierten Wellenlängenwerten verschiedener Spektrallinien, die von Niederdruckgasentladungslampen emittiert werden, mit Wellenlängenangaben, welche die Spektrometersoftware liefert.

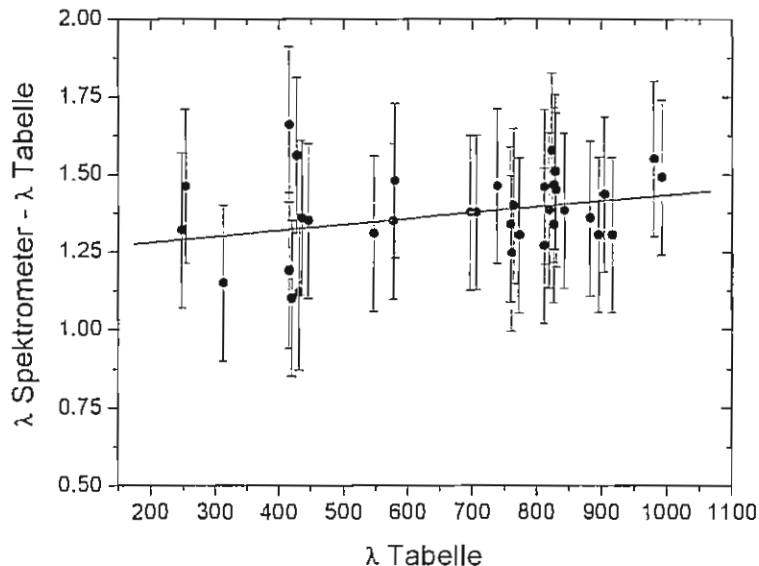


Abb. 3: Darstellung der spektralen Abhängigkeit der Wellenlängenwerte aus Abb. 2 minus den Tabellenwerten. Die Darstellung zeigt, dass der spektrale Gang klein ist im Vergleich zur spektralen Auflösung (Fehlerbalken). Die Dispersion wird also weitgehend richtig wiedergegeben und es genügt eine additive Konstante zur Wellenlängenkorrektur der Rohdaten.

4. Auflösung

Die nächste wichtige Charakterisierung betrifft die Wellenlängenauflösung der Spektrographen. Die Wellenlängenbereiche der hier verwendeten Spektrometer HR2000 bzw. HR4000 reichen von 187,7 bis 1097,42 nm bzw. 295,67 bis 1222,35 nm. Die Zahl der Messpunkte (Pixel) beträgt bei HR2000 2048 und bei HR4000 3648. Die Wellenlängenschritte variieren zwischen 0,47 und 0,41 nm (ca. 13% Variation) bzw. 0,23 und 0,27 nm (ca. 15% Variation), jeweils mit abnehmender Tendenz zu längeren Wellenlängen hin. Die praktisch verfügbare Auflösung lässt sich mit den Niederdrucklampen bestimmen und zwar unter der Annahme, dass die Breiten der Spektrallinien klein sind im Vergleich zur Auflösung des Spektrometers. Dies sollte hier gut erfüllt sein. Ein gewisses Problem stellen jedoch nah benachbarte Linien dar, was sich nur als „Schulter“ oder überhaupt nur in einer Verbreiterung einer ungünstig ausgewählten Linie zeigt. In Abb. 4 und 5 sind exemplarisch Auswertungen für eine Quecksilberlinie und eine Kryptonlinie dargestellt. Die Tabellenwerte für die Wellenlängen dieser Linien sind 546,07 bzw. 892,86920 nm. Nach der Wellenlängenkorrektur, die in beiden Abbildungen für beide Spektrometer durchgeführt wurde, sind die Abweichungen der Mittenwellenlängen, die ein Fit an die Daten liefert noch 0,09 bzw. 0,25 nm.

Für die Anpassung der in den Abbildungen erwähnten Lorentzkurve an die Daten gibt es kein gültiges Argument, außer, dass dies in praktischer Weise einen quantitativen Wert für die Breite der Linien liefert. Der spektrale Verlauf eines Spektrometers mit einer so mäßigen Auflösung von ca. 0,5 nm (5 Angström) ist wohl am ehesten eine Dreieckfunktion, die durch Beugungseffekte modifiziert ist. Die Daten zeigen, dass beide Spektrometer HR2000 und HR4000 letztlich die gleiche Auflösung von ca. 0,5 nm haben. Bei genauer Betrachtung von Abb. 4 und 5 wird jedoch ersichtlich, dass die Abtastung des Spektrums mit Datenpunkten beim HR4000 natürlich etwa doppelt so dicht ist (siehe oben: Zahl der Pixel bei etwa gleicher Breite des insgesamt registrierten Spektralbereiches). HR2000 und HR4000 haben identische Form und Größe. Somit ist wohl der optische Aufbau der beiden Spektrometer fast identisch. Insbesondere dürfte die Brennweite etwa gleich sein und beim Kauf wurde zudem für beide Spektrometer jeweils eine Eintrittsspaltbreite von 5 μm gewählt.

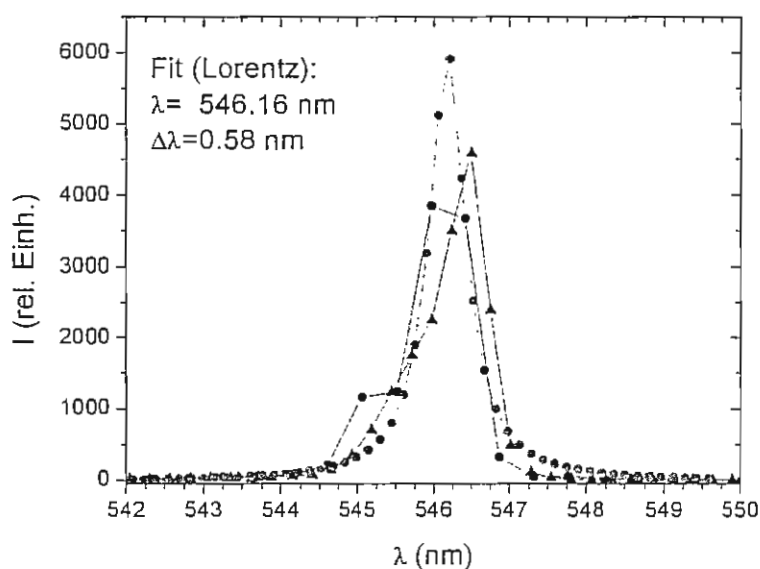


Abb. 4: Beispiel für die spektrale Auflösung des HR2000 (schwarze Dreiecke und Punkte) und des HR4000 (rote, runde Punkte). Die Linien verbinden lediglich die Messpunkte, um deren Zusammengehörigkeit zu zeigen.

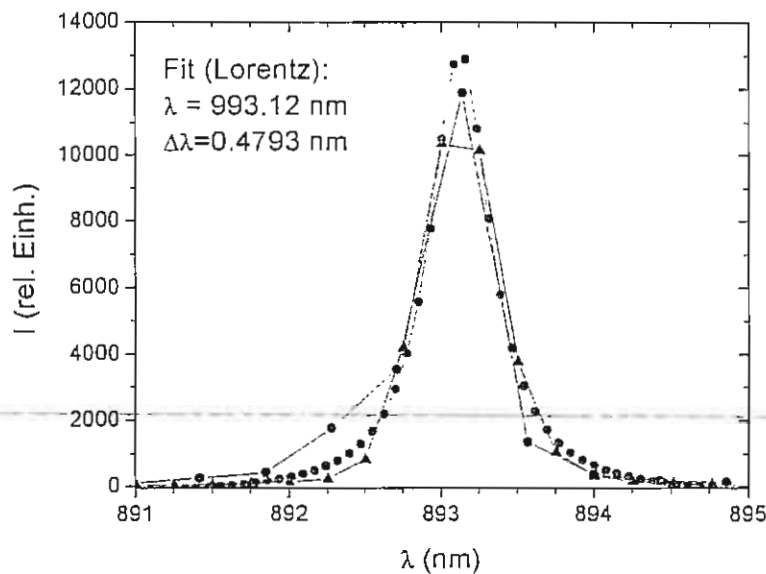


Abb. 5: Beispiel für die spektrale Auflösung des HR2000 (schwarze Dreiecke und Punkte) und des HR4000 (rote, runde Punkte). Die Linien verbinden lediglich die Messpunkte, um deren Zusammengehörigkeit zu zeigen.

5. Problem der höheren Ordnung beim HR4000

Bei der Wellenlängenkalibrierung hat sich bei dem hier verwendeten, neueren HR4000 Spektrometer ein Problem ergeben, das beim HR2000 nicht auftrat: Die höheren Beugungsordnungen von Licht mit Wellenlängen zwischen ca. 200 und 300 nm, das vom Gitter spektral zerlegt wird, werden nicht unterdrückt. Eine Rückfrage beim Hersteller hat ergeben, dass die Ordnungsfiler explizit mitbestellt werden müssen. Da ich mich oft für Randbereiche außerhalb des sichtbaren Spektrums interessiere und die Auflösung beider Instrumente praktisch gleich ist, werde ich mich im Folgenden hauptsächlich mit dem HR2000 beschäftigen.

6. Belichtungsbedingungen

Ein Problem der Spektrometer ist, dass zumindest die hier verwendeten HR2000 und HR4000 von „Ocean Optics“ keine gekühlten Detektorzeilen haben. Hier wurde mit der neuen Software für den HR4000 das HR2000 Spektrometer ausgelesen. Es lassen sich maximal 65 s Belichtungszeit einstellen. Der Untergrund, der dabei entsteht, ist in Abb. 6 dargestellt.

Die ca. 60 s maximale Belichtungszeit ohne Lichteinfall sind offenbar gut an die technischen Daten angepasst, da die maximale Intensität „heißer Pixel“ bereits die maximalen Digitalisierungswerte von ca. 4000 „counts“ erreichen. Wenn mit dieser Datei nun der von der Software angebotene Dunkelwertabzug ausgeführt wird, ergibt sich ein Spektrum ohne Belichtung wie in Abb.7. Die statistischen Daten dieser Datei sind in der Abbildung angegeben. Das Rauschen liegt bei noch recht ordentlichen 0,2%. Es sollte erwähnt werden, dass die Einstellung der Belichtungszeiten sowohl bei der alten, wie der neuen Software für die Spektrometer nicht sehr bedienerfreundlich ist, in dem Sinne, dass die Betriebszustände (auslesen oder nicht) und Startzeitpunkte etc. nicht klar angezeigt werden, wenn lange Belichtungszeiten verwendet werden.

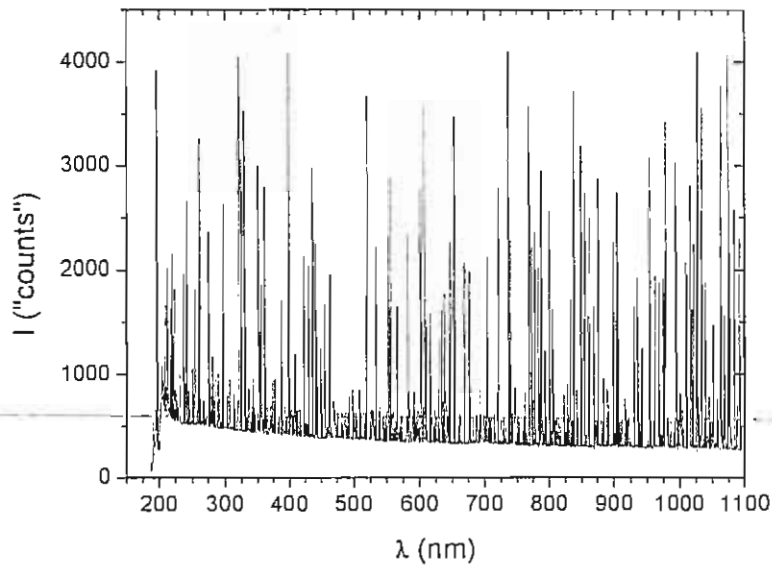


Abb. 6: Lange belichtetes Spektrum (60 s) ohne Lichteinfall und ohne Untergrundabzug. Es werden die „heißen Pixel“ sichtbar und ebenso ein zu kurzen Wellenlängen ansteigender Untergrund, der ggf. von der Ausleserichtung herrührt („blooming“?).

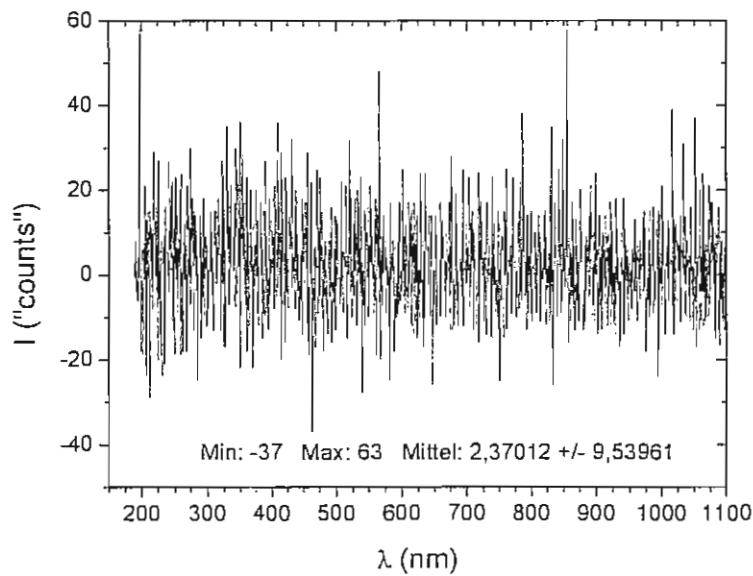


Abb. 7: Lange belichtetes Spektrum (60 s), wie Abbildung 6, ohne Lichteinfall, hier jedoch mit Untergrundabzug.

Für die Dynamik der Messungen ist es noch wichtig zu wissen, wie kurz belichtet werden kann. Der Wert beträgt 3 ms. Somit ist die Dynamik etwa 20000. Im Datenblatt sind 2000:1 für die einzelne Aufnahme und 2×10^8 für „das System“ angegeben.

7. Absolutkalibrierung der spektralen Ansprechfunktion

Die Frage nach dem absoluten oder zumindest relativen spektralen Verlauf der Ansprechfunktion eines Spektrometers ist in der Regel nicht leicht zu beantworten. Selbst in der professionellen Laborspektroskopie wird oft mit Spektrometern gearbeitet, die in dieser Hinsicht nicht spezifiziert sind. Herstellerfirmen geben bestenfalls Ansprechkurven „ohne Gewähr“ heraus. Für viele Messungen ist die Frage aber sehr wichtig. In der Astronomie hilft es häufig, dass physikalische Parameter eines Sternes bereits aus der Art der Fraunhofer – Linien, deren Auftreten, Form und Breite etc. bestimmt werden können. Für die richtige Gewichtung der in verschiedenen Spektralbereichen emittierten Strahlungsleistung benötigt man jedoch ein Detektorsystem mit kalibrierter Ansprechfunktion.

Wir haben an der TU-München eine Halogenlampe angeschafft, die von der Firma LOT mit einer Absolutkalibrierung durch die Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB) angeboten wird. Zudem haben wir schon lange zwei klassische, absolut kalibrierte Wolframbandlampen (W117G, OSRAM), so wie sie im Lehrbuch von Bergmann-Schaefer [Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III, Optik, Seite 611 und folgende in Auflage 7, 1978] beschrieben sind und bei denen die Kalibrierung auf die Messung der spektralen Emissivität von Wolfram durch J. C. De Vos [Physica XX, Seite 690 (1954)] zurückgeht. Der Vorteil der Halogenlampe in der praktischen Verwendung ist aber, dass, anders als bei den Bandlampen, nicht die Emission sondern die Beleuchtungsstärke in 70 cm Abstand angegeben ist. Damit entfällt die Verwendung und genaue Quantifizierung einer Abbildungsoptik, mit der bei den Bandlampen der spezifizierte Bereich des Wolframbandes auf den Eintrittsspalt bzw. die Lichtleitfaser, den Detektor etc. abgebildet werden muss.

Hier wurde das Ende des Quarzlichtleiters mit 600 μm Durchmesser, den ich in der Regel für die Ankoppelung des HR2000 Spektrometers verwende, in 70 cm Abstand von der kalibrierten Halogenlampe auf einer optischen Bank justierbar gehalten und so ausgerichtet, dass die Lichteinkoppelung maximal war. Dann wurde die Belichtungszeit so eingestellt, dass die Dynamik gut ausgenutzt wurde. Dies war bei 76 ms Belichtungszeit der Fall. Der so gemessene spektrale Verlauf der Ansprechfunktion ist in Abbildung 8 wiedergegeben. Dazu wurden die Messwerte in 10 nm Abständen mit den für die Lampe tabellierten Werten in Relation gesetzt, die in der Einheit $\text{W}/(\text{nm m}^2)$ angegeben sind. Der relative Verlauf der Ansprechfunktion ist somit ermittelt. Er zeigt, dass mit dem Gesamtsystem der Bereich um 500 nm sehr stark gewichtet wird.

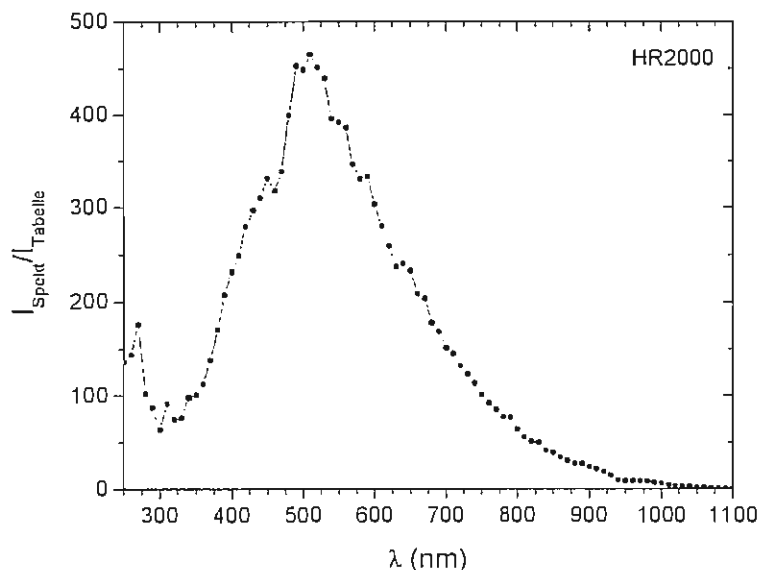


Abb. 8:
Relativer Verlauf der spektralen
Ansprechfunktion des Spektrometers
HR2000 ohne Einkoppeloptik.

8. Abschätzung der Verwendbarkeit in der Astronomie

Wichtig, und nicht einmal ganz einfach ist nun der Schritt von den Labormessungen zur Anwendung in der Astronomie. Die Frage ist: Ist so ein Ocean Optics Spektrometer empfindlich genug für den Einsatz in der Sternspektroskopie? Benötigt wird ein Zusammenhang der astronomischen Größenklassen mit der Angabe der Leistung pro Fläche und Wellenlängenintervall, wie es die Kalibrierlampe angibt. Das Problem ist, dass eine Angabe für Sternenlicht analog zur Kalibrierlampe in der Literatur schwer zu finden ist. Der einfachste und anschaulich nachvollziehbarste Weg ist, für eine Abschätzung die Sonnenstrahlung als Referenz zu nutzen. Für die Sonne wird eine visuelle Magnitude von -26 und eine effektive Temperatur von 6050 K angegeben [z.B.: J. Herrmann, „Das Weltall in Zahlen“, Kosmos Verlag, Stuttgart 1986]. Wenn man die Sonne als schwarzen Strahler behandelt, ergibt dies nach dem Planckschen Strahlungsgesetz beim Maximum der Empfindlichkeit des Spektrometers von 530 nm eine Strahlungsintensität von ca. $32\text{ kW}/(\text{m}^2\text{ nm sr})$. Damit ergibt sich unter Vernachlässigung der Mitte- Randverdunklung des „Plasmastrahlers“ Sonne, Exzentrizität der Erdbahn, Absorption in der Erdatmosphäre etc. auf der Erde eine Einstrahlung von $2,2\text{ W}/(\text{m}^2\text{ nm})$.

Zur Kontrolle kann man einer realistischeren Leistungsverteilung am Ort der Sonnenoberfläche einen Wert von ca. $0,4\text{ W}/(\text{cm}^2\text{ sr } 0,1\text{ nm})$ also $4\text{ W}/(\text{cm}^2\text{ sr nm})$ aus „Meyers Handbuch Weltall“ entnehmen und auf die Einstrahlung auf der Erde umrechnen (ebenfalls bei 530 nm): Ergibt $2,7\text{ W}/(\text{m}^2\text{ nm})$. Damit ist also die Sonnenstrahlung bei 530 nm ca. 300 mal intensiver als die Kalibrierlampe, die bei 70 cm Entfernung des Fasereintritts von der Lampe, eine Bestrahlungsstärke von $7,92 \times 10^{-3}\text{ W}/(\text{m}^2\text{ nm})$ erzeugt.

Die Zahlen sind konsistent mit der Beobachtung, dass eine direkte Beobachtung der Sonne mit der $600\text{ }\mu\text{m}$ Quarzglasfaser überbelichtet ist, da die Belichtung nur um den Faktor $76\text{ ms} / 3\text{ ms} = 25$ reduziert werden kann. Der fehlende Faktor 12 kann natürlich durch einen Neutraldichtefilter kompensiert werden und ist in der Praxis kleiner, da die Absorption und Streuung in der Atmosphäre bei den obigen Abschätzungen nicht berücksichtigt sind. Wichtig ist nun die Betrachtung der zu erwartenden Grenzgröße bei Sternbeobachtungen. Die Sonne ist also ca. 10 mal heller als die kürzeste Belichtungszeit aufzunehmen erlaubt. Hinzu kommt die Dynamik des Systems von 20000 für die volle Aussteuerung. Einer Reduktion des Flusses um 2×10^5 entsprechen ca. 13 Größenordnungen und damit eine Grenzgröße von $-26^m - (-13^m) = -13^m$. Das ist in etwa Vollmondhelligkeit.

Allein mit dem Fasereingang und ein wenig Filterung bzw. Sammeloptik kann also sehr schön mit Mond und Sonne gearbeitet werden, wie ich es auf der Tagung in diesem Jahr in Heidelberg vorstellen möchte. Glaubt man an die Dynamik von 10^8 , die der Hersteller angibt, was sich offenbar darauf bezieht, dass noch ein Signal- zu Rauschverhältnis von 1 bei langen Belichtungszeiten akzeptiert wird, dann ergibt sich eine Grenzgröße von etwa -7^m bis -6^m . Sollen also Spektren heller Sterne aufgenommen werden, wird eine Sammeloptik benötigt, die den Strahlungsfluss um den Faktor 4×10^7 (-13^m nach $+6^m$) bzw. $1,5 \times 10^5$ erhöht. Bei $0,6\text{ mm}$ Faserdurchmesser entspricht dies im Idealfall Objektivdurchmessern von $3,8$ bzw. $0,24\text{ m}$. Für richtige Sternspektroskopie sind die Instrumente daher leider nicht gut geeignet, soweit ich das bisher beurteilen kann. Eine Nachfrage beim Hersteller bzw. Vertrieb in Deutschland hat ergeben, dass derzeit ca. 5 mal empfindlichere Systeme für ca. den doppelten Preis erhältlich sind, der aber dann inklusive Mehrwertsteuer an 10 k€ heranreicht.

9. Lichtsammeloptik

Um das Defizit der geringen Empfindlichkeit etwas zu mindern, ohne die spektralen Eigenschaften des Gesamtsystems sehr zu verändern, habe ich eine kleine Sammeloptik aus Quarzglaslinsen der Firma Edmund Optics gebastelt. Wie der nächste Abschnitt zeigen wird, ist der Akzeptanzwinkel der Quarzglasfaser recht klein (5,5 bzw. 3 Grad mit bzw. ohne mitgelieferter Quarz- Sammellinse). Daher war das Ziel, Parallellicht wieder in Parallellicht zu verwandeln. Dazu habe ich eine $f=38\text{ mm}$ Sammellinse mit einer $f=-9\text{ mm}$ Zerstreuungslinse kombiniert. Die Durchmesser der Linsen betragen 25 mm bzw. 6 mm. Die Optik entspricht in etwa einem Galileischen Fernrohr. Rein geometrisch wird das Licht um das Quadrat des Verhältnisses der Durchmesser der Lichtbündel vor und hinter der Optik konzentriert. Dies ist hier ein Faktor 17, der auch experimentell im Labor mit künstlich erzeugtem Parallellicht auch grob verifiziert werden konnte. Die Transmission im UV ist zur Zeit noch schlecht, da die Justierung der Linsen zueinander auf den visuellen Bereich ausgelegt und dort durchgeführt wurde. Bei diesem Vorgehen wirkt sich dann offenbar trotz der einfachen Lichtsammelaufgabe die chromatische Aberration der einfachen Quarzlinsen zu negativ aus.

10. Winkelauflösung der Lichtleiterfaser

Der Akzeptanzwinkel der $600\text{ }\mu\text{m}$ Quarzglasfaser, mit der das Licht in die Spektrometer eingekoppelt wird, wurde gemessen, indem eine auf 3 mm hinreichend „punktförmig“ abgeblendete Lichtquelle in $34,5\text{ cm}$ Entfernung vor der Faser aufgestellt wurde. Die Faser wurde auf einem guten Drehtisch mit Winkelskala mit Nonius auf einer optischen Bank montiert. Der Drehtisch wurde systematisch im Winkel verstellt und die Lichtintensität der Punktlichtquelle gemessen. Bei der erwähnten Entfernung zwischen Quelle und Fasereingang ergibt dies eine Winkelauflösung von ca. $0,5\text{ Grad}$. Die Fasern haben Akzeptanzwinkel von ca. $5,5$ bzw. 3 Grad , ohne bzw. mit Sammellinse (kommerzielle Quarzsammellinse, die vom Hersteller bezogen werden kann) am Eingang der Faser.

11. Beispiele von Spektren

Um diesen Bericht über Spektrometer, die für die Sternspektroskopie nur marginal geeignet sind, nicht noch länger werden zu lassen, zum Abschluss noch ein je ein Spektrum von Sonne und Mond (Abb. 9 u. Abb.10):

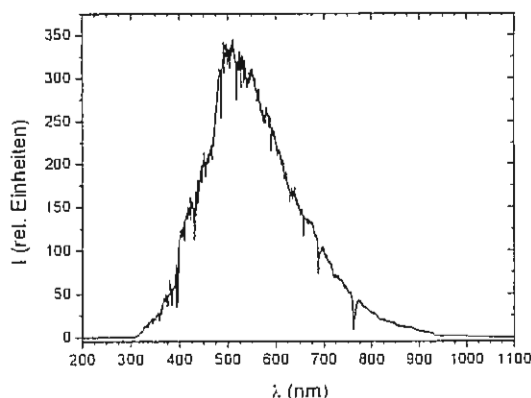


Abb. 9: Übersichtsspektrum von Sonnenlicht

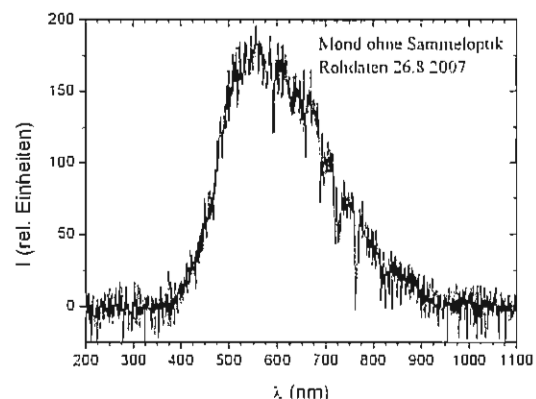


Abb. 10: Spektrum von Mondlicht, aufgenommen ohne Sammeloptik und mit ca. 30 s Belichtungszeit

Ein Verfahren zur Subtraktion des Hintergrunds für spaltlose Flash-Spektren (Teil II)

(von J. Draeger, Teisendorf/Ufering)

1 Zielsetzung

Die Reduktion spaltloser Spektren von Chromosphäre und Korona mit Hilfe einer Kreuz-Korrelation besitzt zahlreiche Vorteile [1, 2]. Der starke und unregelmäßige Hintergrund, der in solchen Spektren typischerweise vorhanden ist, kann jedoch die erhaltenen Resultate verfälschen. Leider versagen die sonst üblichen Methoden zur Entfernung des Hintergrunds B (etwa Subtraktion eines gefitteten Polynoms niedriger Ordnung [5]), weil die vergleichsweise große Ausdehnung der Sonnenatmosphäre eine verlässliche Extrapolation des Hintergrunds auf den Bereich des Spektrums unmöglich macht. Um ein besser geeignetes Verfahren zu entwickeln, sollen die Eigenschaften des Hintergrunds B und des Signals S genauer untersucht werden. Ziel dabei ist es, Unterscheidungsmerkmale zwischen diesen beiden Größen zu finden.

4 Subtraktion des Hintergrunds

4.1 Prinzipieller Ansatz

Wie die Abschnitte 3.2 und 3.3 gezeigt haben, ist das Signal-Rausch-Verhältnis von spaltlosen Flash-Spektren an den Rändern des Spektrums deutlich schlechter als im Zentrum. Es erscheint daher unproblematisch bzw. sogar vorteilhaft, diese Bereiche aus einer Datenreduktion mit Hilfe einer Kreuz-Korrelation auszuklammern.

Da im Zentrum des Spektrums die Längenskala der Variationen von S und B ein brauchbares Unterscheidungskriterium darstellt und die Randbereiche des Spektrums gemäß den vorangegangenen Ausführungen wenig verwertbare Informationen enthalten, scheint ein Unsharp Masking zur Hintergrundsubtraktion am besten geeignet zu sein. Die starke Anisotropie von B kann dabei durch Verwendung eines asymmetrischen Filterkerns berücksichtigt werden. Wegen der in Dispersionsrichtung geltenden Beziehung $\text{Scale}(B) \gg \text{Scale}(S)$ sollte der Filterkern in dieser Koordinate etwa auf der Längenskala der größten Signalstrukturen arbeiten. Ein größerer Wert birgt die Gefahr, daß kurzskalig variierende Hintergrundbereiche erhalten bleiben, während ein zu kleiner Wert das Kornrauschen verstärken und eher flächige Linienstrukturen etwa der koronalen Linien dem Hintergrund zurechnen würde. Angesichts der Beziehung $\text{Scale}(B) \ll \text{Scale}(S)$ für die Koordinate quer zur Dispersionsrichtung sollte der Filterkern in dieser Richtung auf einer Längenskala nahe 0 arbeiten.

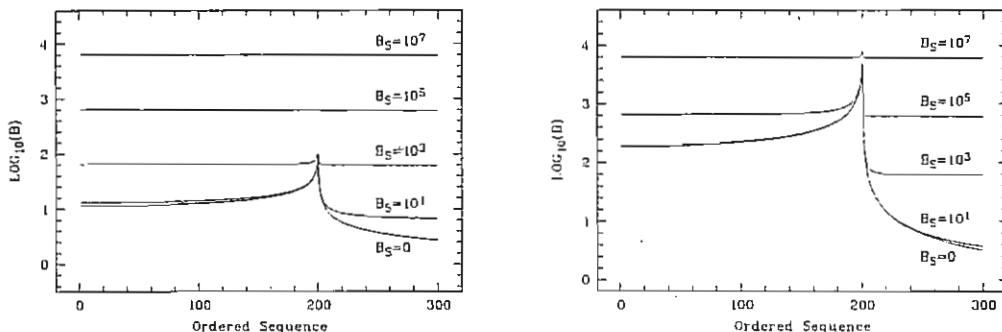


Abbildung 7: Errechneter Intensitätsverlauf des Hintergrunds B in einem spaltlosen Spektrum. Die Kurvenschar zeigt die Variation von B abhängig von B_S quer zur Dispersionsrichtung für eine Teleskopapertur, die den 4-fachen Sonnendurchmesser besitzt. *Links:* Kurvenschar für $\beta = -1.5$ *Rechts:* Kurvenschar für $\beta = -2.5$. Hier sind höhere Werte für B_S erforderlich, um für den Hintergrund B bestimmend zu sein, als im Fall $\beta = -1.5$. Ursache ist der steilere Intensitätsanstieg am Sonnenrand.

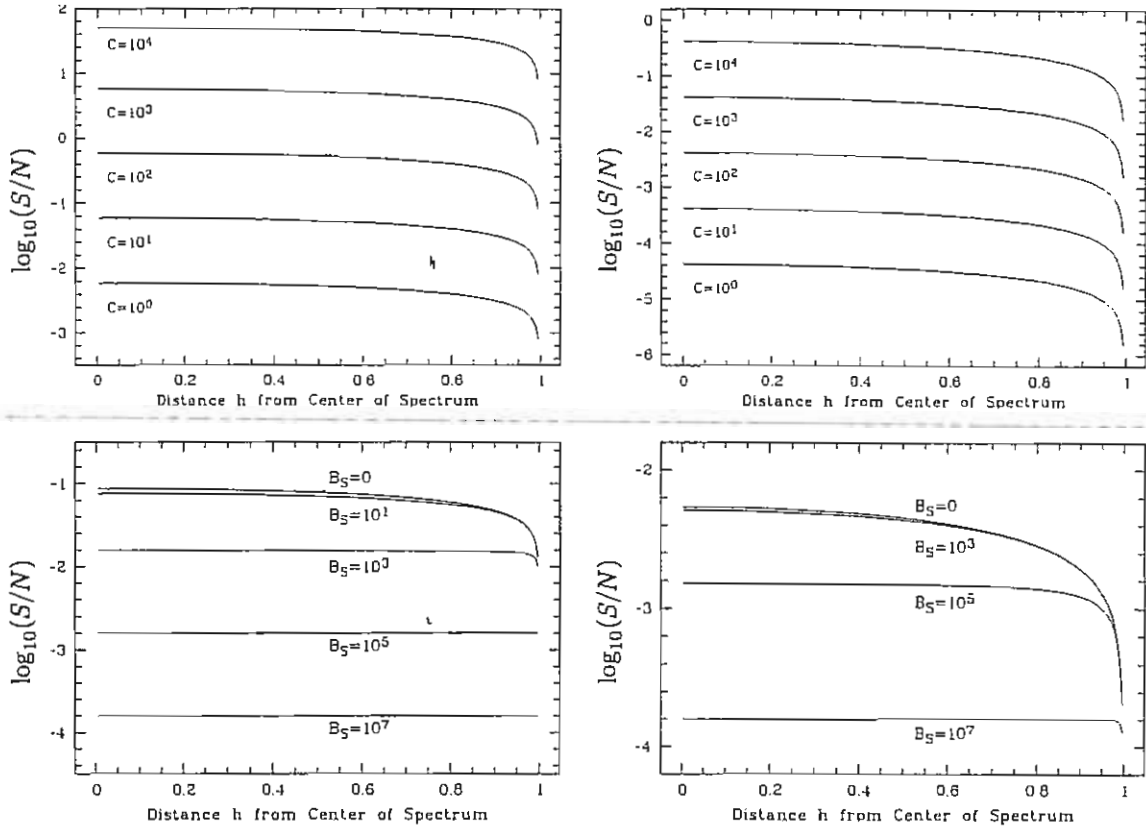


Abbildung 8: Das ortsabhängige S/N eines chromosphärischen Linienbildes in einem spaltlosen Spektrum von dessen Mittelachse bis zu seinem 'Rand', d.h. die dem Sonnenrand entsprechende Entfernung. Da der Hintergrund B mit Annäherung an den Rand immer intensiver wird, fällt das S/N dort entsprechend ab. Die für verschiedene Intensitäten C der Linienemission erhaltenen Kurven zeigen kaum qualitative Unterschiede. Links sind jeweils Kurvenscharen für $\beta = -1.5$ zu sehen, rechts für $\beta = -2.5$. Oben: Kurvenschar des S/N für $B_S = 0$ in Abhängigkeit von C . Das S/N bleibt über weite Bereiche des Spektrenzentrums annähernd konstant, fällt am Rand des Spektrums jedoch deutlich ab. Da die Intensität R_N^0 des koronalen Kontinuums mit $R_N \rightarrow 0$ für $\beta = -2.5$ schneller wächst als für $\beta = -1.5$, sind die Maxima des Hintergrunds B für $R_N \rightarrow 0$ dadurch höher und steiler. Infolgedessen ist das S/N bei sonst vergleichbaren Bedingungen am Spektrenrand für $\beta = -2.5$ um etwa den Faktor ≈ 100 kleiner als für $\beta = -1.5$. Unten: Kurvenschar des S/N in Abhängigkeit von B_S . Das S/N reagiert für $\beta = -1.5$ deutlich sensitiver auf B_S als für $\beta = -2.5$, weil dort der Himmelshintergrund B_S relativ stärker zum Gesamt-Hintergrund beiträgt.

Die Verwendung des Unsharp Masking in seiner üblichen Form ist jedoch nicht unproblematisch, da Negativitäten produziert werden. Diese sind bei Anwendung einer Kreuz-Korrelation nicht akzeptabel, da die Identifikation erfolgreicher Matchings des Linienmodells im Spektrum anhand lokaler *Maxima* auf Schwierigkeiten stößt. Diesbezüglich ist also eine Modifikation des Unsharp Masking erforderlich.

4.2 Modifikation des Unsharp Masking

Das klassische Unsharp Masking (siehe Abbildung 11) stellt einen Hochpass-Filter dar, der gemäß

$$\text{Hochpass}(F) := F - \text{Tiefpass}(F) \quad (3)$$

unter Verwendung eines Tiefpass-Filters formuliert ist. Wenn nun in einem Punkt x die Ungleichung $\text{Tiefpass}(F)(x) > F(x)$ gilt, wird das Resultat $\text{Hochpass}(F)(x)$ dort kleiner als 0. Dies läßt sich vermeiden, wenn man die negativen Anteile in $\text{Hochpass}(F)$ gleich Null setzt. Anstelle von $\text{Tiefpass}(F)$ verwendet man in (3) dann also

$$\text{Tiefpass}^+(F)(x, y) := \begin{cases} \text{Tiefpass}(F)(x, y) & \text{falls } \text{Tiefpass}(F)(x, y) \leq F \\ F & \text{sonst} \end{cases}$$

und gelangt so zu $\text{Hochpass}^+(F) := F - \text{Tiefpass}^+(F)$ mit $\text{Hochpass}^+(F) \geq 0$. Als weitere Ver-

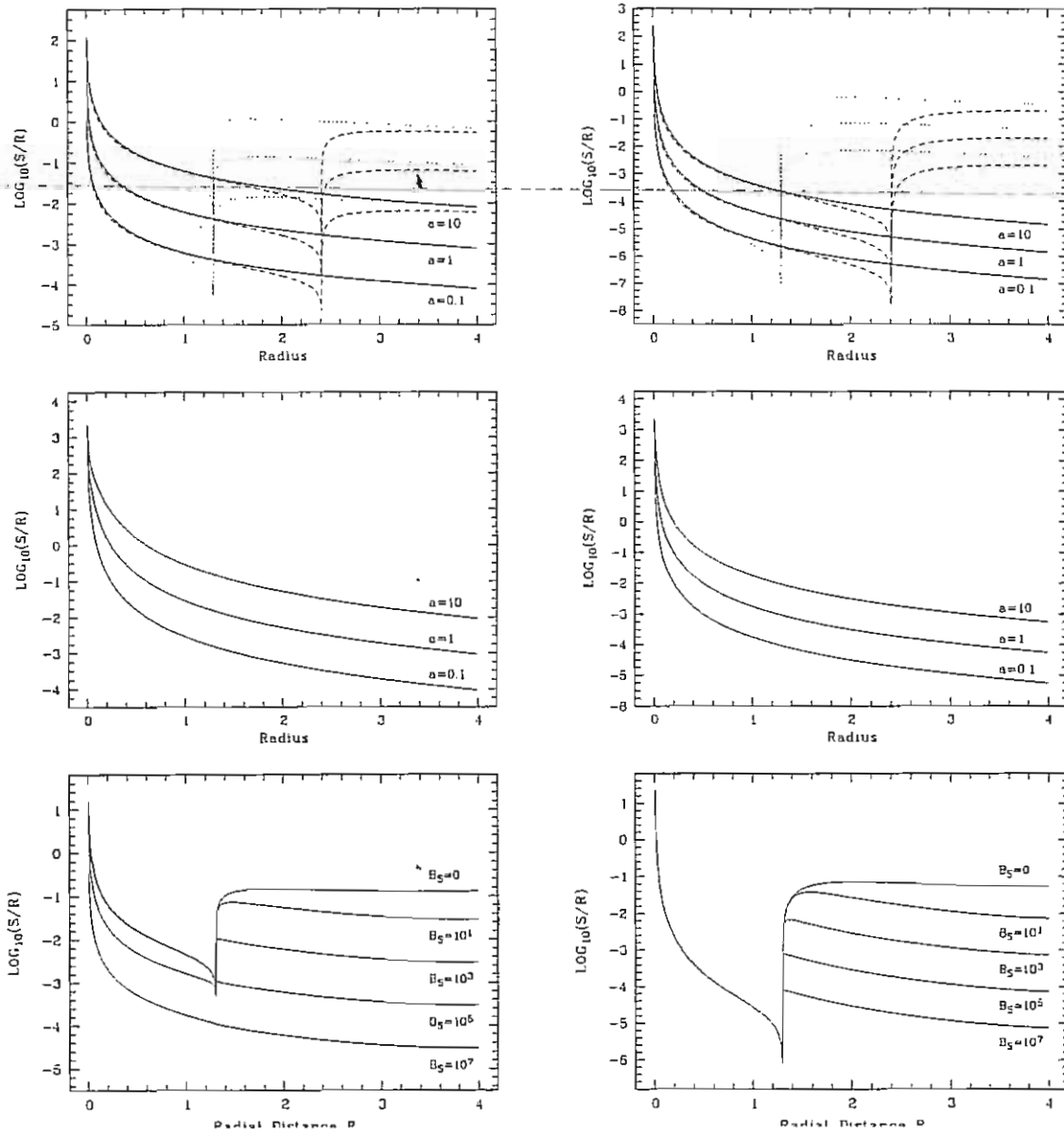


Abbildung 9: S/N für die einzelnen Pixel eines koronalen Linienbilds in einem spaltlosen Spektrum entlang einer tangential ausgerichteten Geraden für verschiedene Positionswinkel ζ . Die Rechnung erfolgte jeweils für 3 verschiedene Werte der relativen Intensität a des koronalen Linienbildes. Die Kurvenscharen auf der linken Seite gelten für $\beta = -1.5$, die auf der rechten Seite für $\beta = -2.5$. *Oben:* Kurvenschar abhängig von a für $B_S = 0$ und $\zeta = 0^\circ, 15^\circ$ und 45° . *Mitte:* Kurvenschar abhängig von a für $B_S = 0$ und $\zeta = 90^\circ$. *Unten:* Kurvenschar abhängig von B_S für $a = 1$.

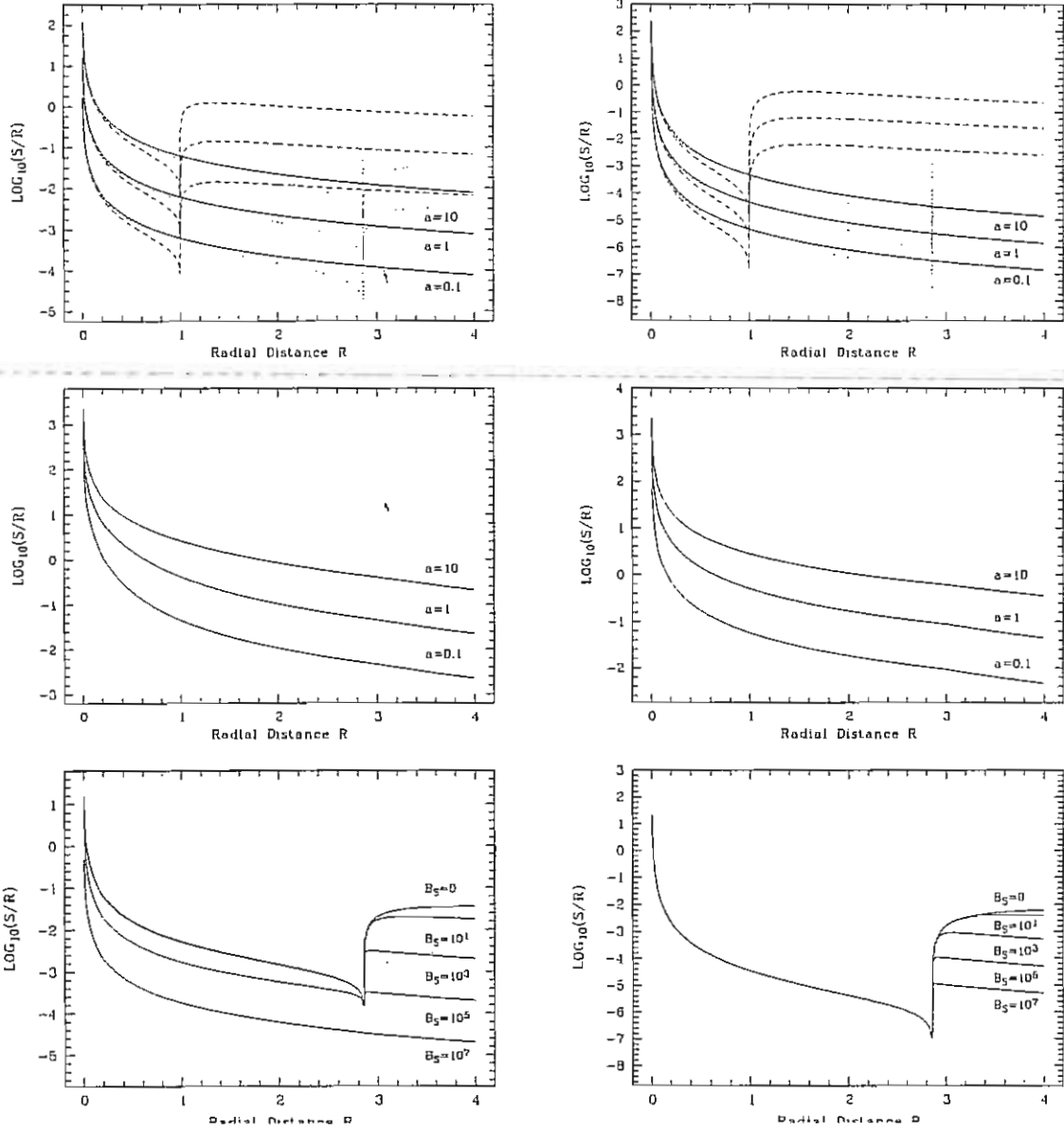


Abbildung 10: Das ortsabhängige S/N eines koronalen Linienbilds in einem spaltlosen Spektrum entlang einer radial verlaufenden Geraden für verschiedene Orientierungen ζ (siehe Abbildung 4) und für verschiedene Werte der relativen Intensität a des koronalen Linienbilds. Die Kurvenscharen auf der linken Seite gelten für $\beta = -1.5$, die auf der rechten Seite für $\beta = -2.5$. *Oben:* Kurvenschar für $B_S = 0$ und $\zeta = 0^\circ$ (durchgezogene Linien), $\zeta = 15^\circ$ (gepunktete Linien) und $\zeta = 30^\circ$ (gestrichelte Linien). $\zeta = 0^\circ$ entspricht einer Orientierung der Geraden in Dispersionsrichtung, d.h. es erfolgt kein Schnitt der Gerade mit dem 'Rand' des Spektrums. Für $\zeta = 15^\circ$ und $\zeta = 30^\circ$ existiert ein solcher Schnittpunkt dagegen sehr wohl; er ist erkennbar an den ausgeprägten Minima des S/N , welche durch die hohen Werte des Hintergrunds B am Spektrrand hervorgerufen werden. *Mitte:* Kurvenschar für $B_S = 0$ und $\zeta = 90^\circ$. Da der Wert $\zeta = 90^\circ$ einer Orientierung senkrecht zur Dispersionsrichtung entspricht, korrespondiert $R_N = 0$ genau zum Rand des Spektrums. *Unten:* Kurvenschar abhängig von B_S für $a = 1$ und $\zeta = 15^\circ$.

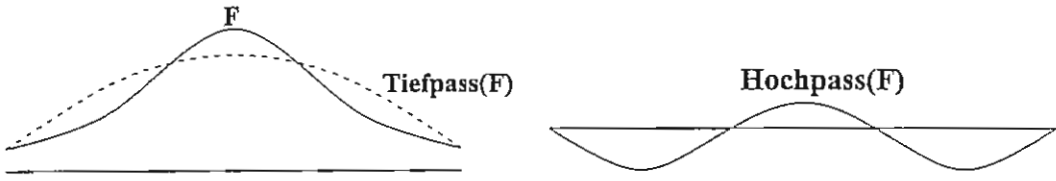


Abbildung 11: Das klassische Unsharp Masking basiert auf der Anwendung eines Tiefpass-Filters, dessen Resultat anschließend vom Ausgangsbild abgezogen wird.

```

 $F_S := 0$ 
 $F_B := F$ 
loop
   $F_{low} := \text{Unsharp Mask}(F)$ 
   $F_{high} := F - F_{low}$ 
  if  $F_{high}(x, y) < 0$  then  $F_{high}(x, y) := 0$  endif
  if  $\max(F_{high}) < \epsilon$  then STOP endif
   $F_S := F_S + F_{high}$ 
   $F_B := F_B - F_{high}$ 
end loop

```

Abbildung 12: Frame F_B repräsentiert B , während das gesuchte Signal in F_S enthalten ist.

besserung kann man die Anwendung des Unsharp Masking iterieren, um — anschaulich gesprochen — aus dem Ausgangsbild F den hochfrequenten Anteil *vollständig* abzutrennen. In jedem Einzelschritt einer solchen Iteration werden die in F noch vorhandenen und identifizierbaren hochfrequenten Anteile von F abgezogen und in einem Ergebnisbild F_S aufsummiert. Die Iteration stoppt, sobald zu F_S keine nennenswerten Beiträge mehr geliefert werden können. Vom Ausgangsbild F bleibt dann nach Subtraktion des hochfrequenten Anteils F_S nur noch dessen tieffrequenter Anteil F_B zurück. Entsprechend der Organisation des Verfahrens

gilt $F = F_S + F_B$. Das modifizierte Unsharp Masking ist als Pseudo-Code formuliert in Abbildung 12 wiedergegeben. Es ermöglicht eine mehr oder weniger komplette Separierung der lang- und kurzskalierenden Anteile. Entsprechend der Ausführungen in Abschnitt 2.2 können damit Signal S und Hintergrund B voneinander isoliert werden. Tatsächlich sind die so erzielten Resultate sehr vielversprechend (Abbildungen 13, 14 und 15).

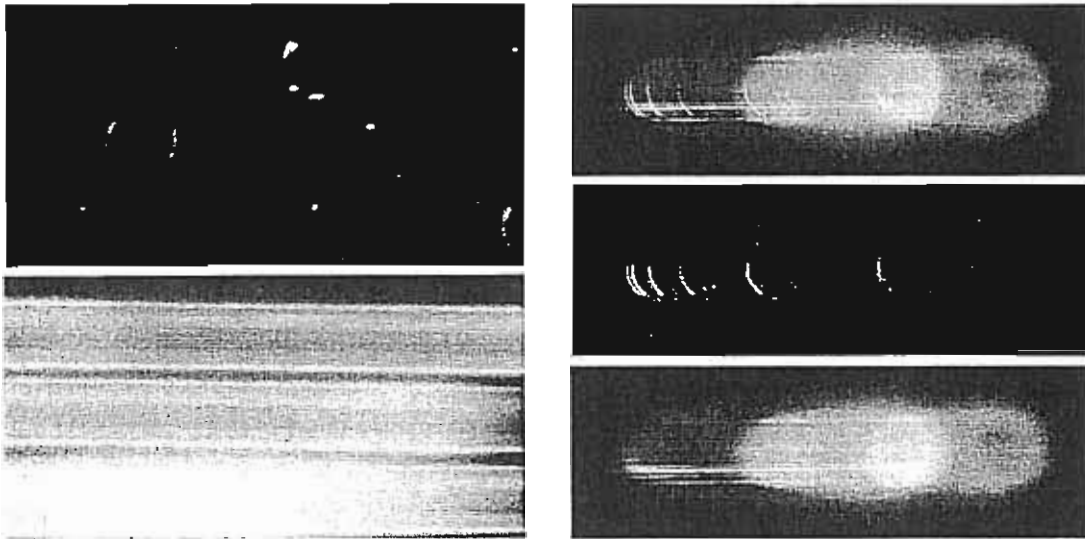


Abbildung 13: *Links:* Demonstration der Hintergrundsubtraktion am Beispiel des Spektrums aus Abbildung 1. Man sieht oben den Signalanteil des Rohspektrums und darunter den Hintergrundanteil. Beide wurden sauber voneinander getrennt. Der Hintergrund enthält praktisch keine Reste des Signals (etwa der Protuberanzen) mehr. Dafür sind nun im isolierten Signal mehrere Linienbilder sichtbar, die vorher nicht mit bloßen Auge erkennbar waren. Bedingt durch die anisotrope Filterung sind von der ringförmigen koronalen Linie Fe XIV 5303 nur die beiden Sektoren erhalten geblieben, die entlang der Dispersionsrichtung orientiert sind. *Rechts:* Demonstration der Hintergrundsubtraktion für ein Flash-Spektrum, das M. Rudolf 1999 in Ungarn aufgenommen hat. Übereinander sind das Rohbild, der daraus abgetrennte Signalanteil und der verbleibende Hintergrund zu sehen. Als Wert für den Abbruchparameters ϵ (siehe Abbildung 12) wurde ebenso wie im Beispiel links 0.1 verwendet.

Danksagung

Ich bedanke mich bei D. Goretzki und L. Schanne sowie G. Stenz und W. Arnold für zahlreiche wertvolle Anmerkungen zu diesem Artikel.

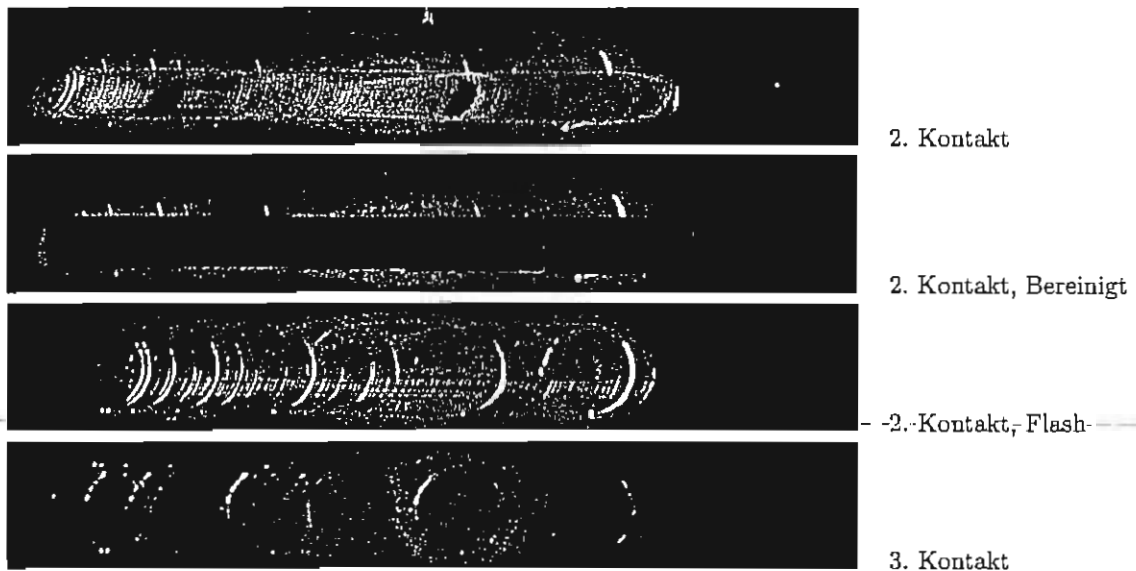


Abbildung 14: Hintergrundsubtraktion angewandt auf Spektren, die M. Rudolf 1999 aufgenommen hat. Die oberste Aufnahme gehört zu einem Spektrum, das unmittelbar nach dem 2. Kontakt entstanden ist. Die Emissionen der Chromosphäre sind als kurze Bögen erkennbar, welche paarweise ober- und unterhalb eines breiten Streifens photosphärischen Kontinuums angeordnet sind. Das zur Hintergrundsubtraktion eingesetzte Unsharp Masking verstärkt die zahlreichen Absorptionslinien, die in diesem Streifen enthalten sind, und wandelt sie in Strukturen vergleichbar den Emissionslinienbildern um. Eine (vollständige) Trennung von Hintergrund und Signal wird dadurch unmöglich gemacht. Um fehlerhafte Resultate bei der weiteren Datenreduktion und der anschließenden Spektralanalyse auszuschließen, muß in solchen Spektren der entsprechende Bereich geschwärzt werden (zweites Bild von oben). Spektren, die zu einem späteren Zeitpunkt registriert wurden, enthalten keinerlei derartige Absorptionen mehr. Als Beispiel kann das dritte Bild von oben mit dem eigentlichen Flash dienen, d.h. das Spektrum mit der größten Linienanzahl der gesamten registrierten Zeitreihe. Das unterste Bild zeigt ein Spektrum, das beim 3. Kontakt aufgenommen wurde. Die dabei gewählte längere Belichtungszeit bedingt einen stärkeren Hintergrund, der schwächere Linien überdeckt und so insgesamt weniger Linien erkennen läßt als die Spektren, welche beim 2. Kontakt aufgenommen wurden.

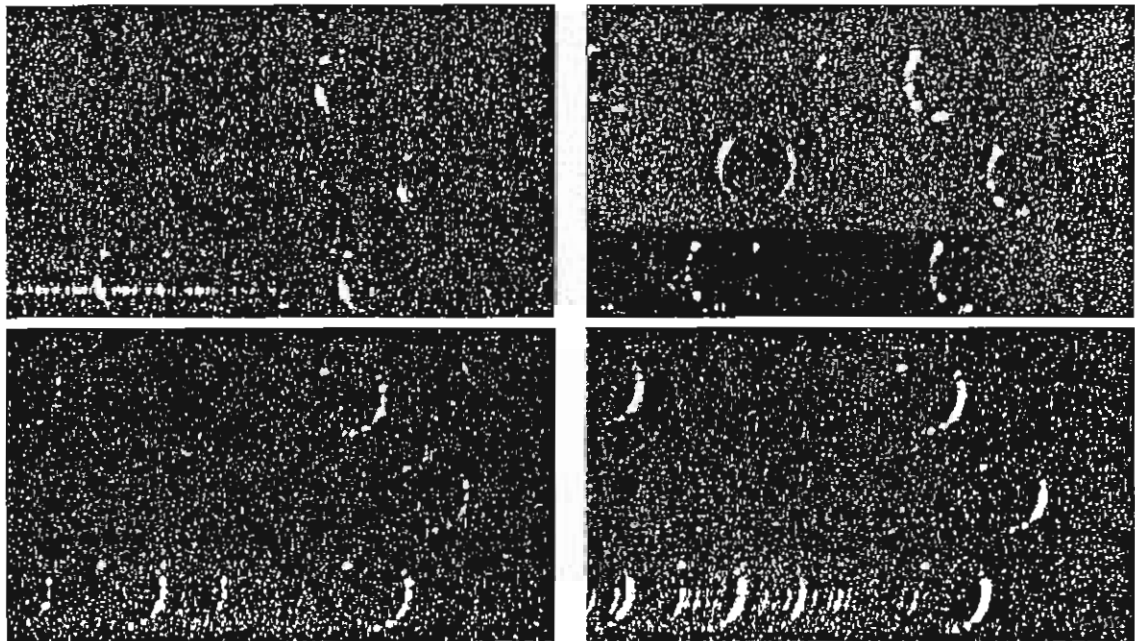


Abbildung 15: Hintergrundsubtraktion angewandt auf Spektren, die M. Rudolf und der Autor 2001 in Lusaka aufgenommen haben. *Oben Links*: Eigentlicher Flash beim 2. Kontakt *Oben Rechts*: Ein Spektrum, das im Maximum der Totalität aufgenommen wurde und einige koronale Linien zeigt. *Unten Links*: Ein Spektrum, das während der 2. Hälfte der Totalität aufgenommen wurde. Die Randstrukturen des Mondes bewirken hier eine Art Perlschnurphänomen in den chromosphärischen Linien. *Unten Rechts*: Ein Spektrum des 3. Kontakts.

Literatur

- [1] J. Draeger: Reduktion spaltloser Spektren am Beispiel der totalen Sonnenfinsternis vom 21.06.2001, Tagungsband IWAA 2003
- [2] J. Draeger: Reduktion spaltloser Spektren mit Hilfe einer Kreuz-Korrelation, SPEKTRUM 30(2005)1
- [3] J. Draeger: Einige Beispiele spaltlöser Flash-Spektren, erscheint voraussichtlich in SPEKTRUM 32(2006)
- [4] F. Dyson, R. Woolley: Eclipses of the Sun and Moon, Oxford 1937
- [5] J. Stoer: Einführung in die Numerische Mathematik, Band I, Springer 1983
- [6] J.B.-Zirker: Total eclipses of the sun, Princeton-1995