

Veröffentlichungen der Universitätssternwarte zu Göttingen
Nr. 130

Photometrie des kontinuierlichen Spektrums von Sonnenflecken im Spektralbereich 4000 Å—8600 Å

Von

PETER STUMPF

Mit 18 Textabbildungen

(Eingegangen am 23. Dezember 1960)

In 1956/57 photographs of the complete sunspot spectrum were made in the range 4000—8600 Å with the concave-grating (dispersion 2.5 Å/mm) of the Göttingen solar tower (diameter of solar image 23 cm). The following paper deals with the intensity distribution in the continuum of 5 spots (one in 4 positions, each of the others in 1 position on the disc).

It is very essential to correct the measurements for scattered light. A method is therefore developed that takes into account the spot geometry in all details. The approximate formulae applied by MICHARD contain an error leading to under-correction of his measurements. This error probably also effects MICHARD's sunspot model.

From the new observational material the following results may be derived:

1. The intensity-ratio spot to photosphere seems to show a discontinuity of about 12% between 4500 and 5000 Å.
2. The uncertainty in the determination of the scattering function affects the scattering correction of the measurements more than previously assumed. With the present state of observational methods it is therefore difficult or rather impossible to derive the centre-limb-darkening of the spot continuum, i. e. the dependence of temperature upon depth.
3. From the energy curve approximate values of the boundary temperature of spots can be derived, increasing from 2700° to 3600° as the area of the umbra decreases from 150 to 50 millionth of a hemisphere.

I. Einleitung

Einen ersten Überblick über die relative Intensitätsverteilung $\varphi(\lambda)$ * im kontinuierlichen Spektrum von Sonnenflecken verdanken wir der teils photographisch, teils mit dem Thermoelement durchgeführten Photometrie von PETTIT und NICHOLSON (1930) im Gebiet λ 3000 bis

* $\varphi(\lambda) = I^*(\lambda)/I(\lambda)$, wo $I^*(\lambda)$ die Intensität des Kontinuums im Fleck und $I(\lambda)$ die Intensität des Kontinuums in einer photosphärischen Vergleichsstelle ist. Die Vergleichsstelle hat denselben Abstand vom Sonnenrand wie der Fleck.

22000 Å. Diese Messungen beziehen sich auf verschiedene mittelgroße Flecken im mittleren Teil der Sonnenscheibe. Da das ganze Spektrum nur relativ dünn mit Meßpunkten überdeckt war (durchschnittlicher Abstand zwischen zwei Meßstellen 500 Å), wird der Verlauf von $\varphi(\lambda)$ nur grob erfaßt. Da ferner die Messungen nicht wegen Streulichteinfluß korrigiert wurden, so liefern sie kaum mehr als die Größenordnung der effektiven Fleckentemperatur.

Demgegenüber wurde ein erheblicher Fortschritt erreicht mit der photographischen Bestimmung von $\varphi(\lambda)$ durch MICHARD (1953) an den sechs Kontinuumsstellen λ 3300, 3659, 4043, 4795, 5452 und 6040 Å. Das Beobachtungsmaterial bestand aus etwa 30 Flecken bekannter Größe, von denen die meisten in mehreren Positionen auf der Sonnenscheibe beobachtet werden konnten. Die Bedeutung von MICHARDs Messungen liegt nicht zuletzt darin, daß hier erstmalig versucht wurde, ein großes Fleckenbeobachtungsmaterial von Streulichteinflüssen zu befreien. Durch Kombination seiner Kontinuumsmessungen mit der Photometrie von Flecklinien, die TEN BRUGGENCATE und VON KLÜBER (1939) durchgeführt hatten, gewann MICHARD ein rein empirisches Modell eines typischen Sonnenflecks, also Temperatur, Gasdruck und Elektronendruck als Funktion der optischen Tiefe τ_0 sowie der geometrischen Tiefe. Neues Beobachtungsmaterial war deshalb erwünscht, bei dem — jeweils am gleichen Fleck — sowohl das Linienspektrum als auch das kontinuierliche Spektrum untersucht werden kann. Dabei wurden die folgenden Verbesserungen angestrebt: 1. Verwendung eines größeren Sonnenbildes (230 mm statt 60 mm). 2. Benutzung einer so geringen Spalthöhe, daß nur das Licht der Umbra in den Spektrographen eintritt, aber kein direktes Penumbra- bzw. Photosphärenlicht. 3. Verwendung eines Konkavgitters mit größerer linearer Dispersion (2.5 Å/mm). 4. Vergrößerung der Zahl der Meßstellen im kontinuierlichen Spektrum zur genaueren Festlegung von $\varphi(\lambda)$. 5. Verwendung einer möglichst exakten Streulichtkorrektur, die der individuellen Form von Umbra und Penumbra Rechnung trägt.

Die vorliegende Untersuchung befaßt sich ausschließlich mit dem kontinuierlichen Spektrum von 5 Flecken, von denen einer in vier Positionen, die anderen in je einer Position auf der Sonnenscheibe beobachtet wurden. Eine von anderer Seite an Hand des gleichen Materials durchgeführte Linienphotometrie ist noch im Gange. Einzelheiten zum Beobachtungsmaterial und zur Beobachtungstechnik enthält der Abschnitt II. Das Verfahren zur Ableitung von $\varphi(\lambda)$ unter Berücksichtigung der durch Extinktion, Führungsfehler und Fehler der photographischen Photometrie entstehenden Effekte wird im III. Abschnitt auseinandergesetzt. Als ein wichtiges Resultat dieses Abschnittes darf vorweggenommen werden, daß $\varphi(\lambda)$ im Gebiet zwischen 4500 und 5000 Å eine Diskontinuität auf-

zuweisen scheint. Der Abschnitt IV befaßt sich mit dem Einfluß des Streulichtes auf die Bestimmung von $\varphi(\lambda)$. Dabei wird die geometrische Struktur der Flecken in allen Einzelheiten berücksichtigt. Die Fehler werden diskutiert, die durch ungenügende Kenntnis der Streufunktion, der Penumbraintensität und der genauen Lage der Meßstelle im Fleck entstehen können. Schließlich werden nach einer Prüfung der von MICHARD entwickelten Streulichttheorie einfache Formeln abgeleitet, in die man mit den Dimensionen des Flecks und mit der Breite der Streufunktion eingeht, und die ohne nennenswerte Rechnung die Größenordnung der Streulichtkorrektur abzuschätzen gestatten. Im Abschnitt V werden die beobachteten Intensitätsverteilungen verglichen mit einfachen theoretischen Verteilungen. Es zeigt sich, daß die Ableitung von speziellen empirischen Temperaturschichtungen im gegenwärtigen Stadium der Beobachtungstechnik noch problematisch ist, sofern man sich auf die ausschließliche Diskussion des Kontinuums beschränkt. Lediglich über die Oberflächentemperatur bzw. die effektive Temperatur lassen sich gewisse Aussagen machen. Danach dürften die Oberflächentemperaturen der Flecken niedriger sein, als man bislang annahm.

II. Die Beobachtungen

1. Das Beobachtungsmaterial

Aus dem gesamten, in den Sommern 1956 und 1957 am Göttinger Turmteleskop aufgenommenen Material, das aus 70 Filmen von 18 Flecken besteht, wurden durch grobe Messung des Kontrastes Fleck: Photosphäre und durch Beurteilung der Reinheit des Linienspektrums an Hand des Mt. Wilson Atlas des Fleckenspektrums die 14 besten photometrisch verwertbaren Filme ausgesucht. Sie gehören zu den Flecken Nr. 6 (1), 13 (2), 15 (1)—15 (4), 17 (1) und 18 (1). Die Numerierung der Flecken geschah in zeitlicher Reihenfolge. Die hinter die laufende Nummer in Klammern gesetzte Zahl gibt an, um die wievielte Beobachtung des gleichen Flecks es sich handelt.

Größe und Form dieser Flecken zeigt Abb. 1, die nach Züricher Sonnenzeichnungen hergestellt wurde. Die Flecken 15 (1) und 15 (2), die in Zürich nicht beobachtet wurden, sind dargestellt auf Grund eigener, nicht so genauer Zeichnungen am Hilfssonnenbild des Göttinger Turmteleskops. Umbra und Penumbra zeigten mitunter Aufhellungen; nur bei Fleck 17 (1) waren diese so deutlich erkennbar, daß sie in Abb. 1 mit angedeutet werden konnten (gestrichelt umrandete Gebiete innerhalb der Penumbra).

Die Flächen von Umbra und Penumbra wurden auf Vergrößerungen der Zeichnungen mit dem Planimeter ausgemessen. In Tab. 1 bedeuten F_s

6*

(307)

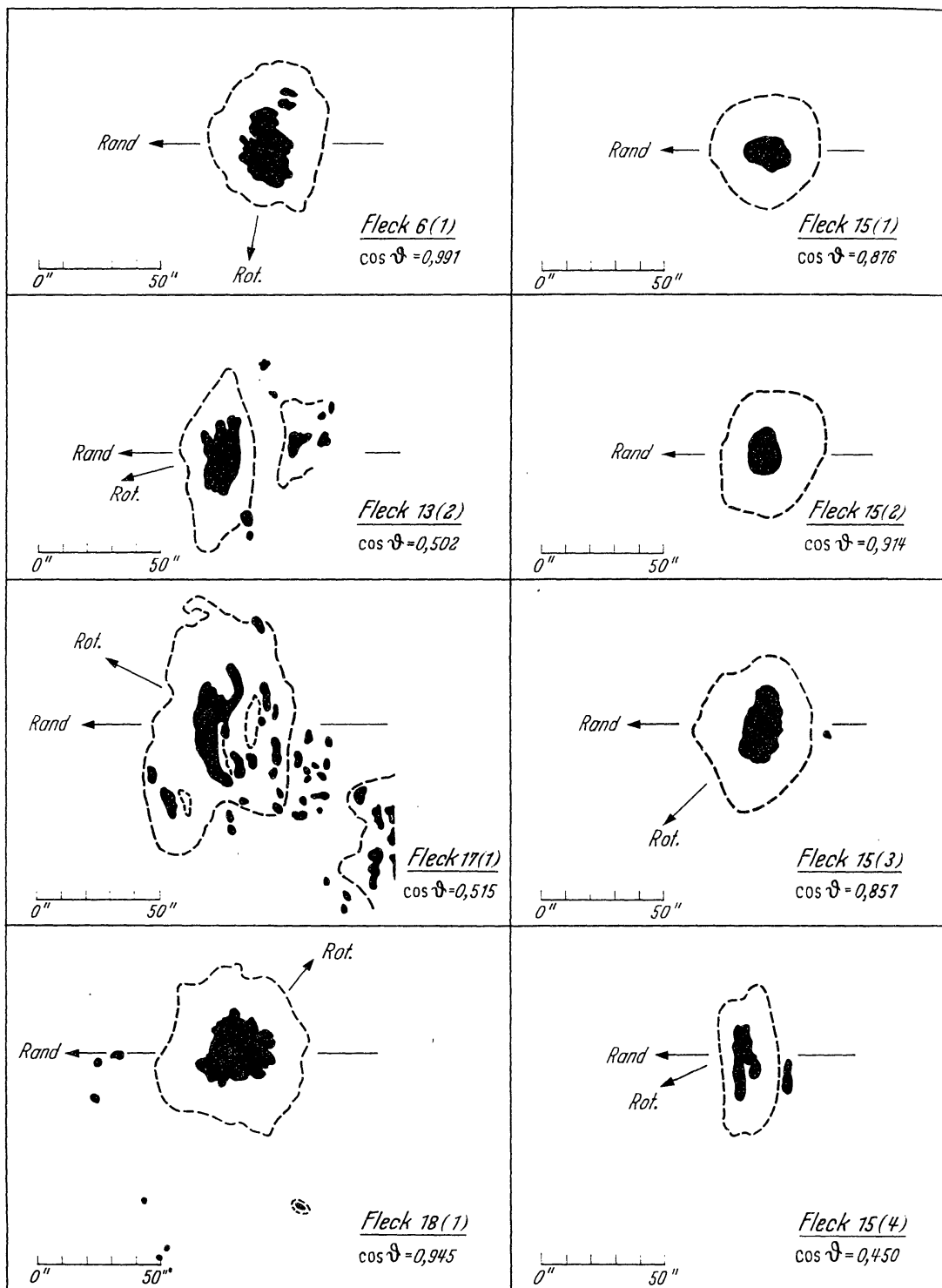


Abb. 1. Zeichnungen der untersuchten Flecken. Die Pfeile geben die Richtung zum Sonnenrand bzw. die ungefähre Rotationsrichtung an

die scheinbare und F_w die wahre Fläche in Einheiten von 10^{-6} Hemisphären. — Hinsichtlich des Randabstandes läßt sich das Material grob

(308)

Tabelle 1. *Aufnahmedaten*

Fleck Nr.		Datum	MEZ	Belichtungszeit		cos ϑ	sec ϑ	Fläche			
				„V“*	„I“*			Umbra		Penumbra + Umbra	
Göttingen	Mt. Wilson							F_s	F_w	F_s	F_w
6 (1)	11730	6. 8. 56	6h44m—7h28m	27°0	68°0	0.991	1.009	82	82	398	401
13 (2)	12324	15. 5. 57	8 23 —9 40	2.1	3.6	.502	1.993	68	136	287	572
15 (1)	12353	26. 5. 57	6 22 —7 42	1.8	1.0	.876	1.142	35	40	310	353
15 (2)	„	28. 5. 57	6 25 —7 21	1.8	1.0	.914	1.094	53	58	300	328
15 (3)	„	29. 5. 57	7 07 —8 37	2.1	1.0	.857	1.167	66	77	380	444
15 (4)	„	1. 6. 57	7 31 —8 59	5.6	2.1	.450	2.222	31	68	207	461
17 (1)	12426	29. 6. 57	6 46 —6 57	2.1	—	.515	1.941	76	148	758	1473
18 (1)	12443	1. 7. 57	9 12 —9 18	2.7	—	.945	1.058	102	108	530	561

* „V“ = visueller Spektralbereich; „I“ = infraroter Spektralbereich (vgl. II, 2).

in die beiden folgenden Gruppen aufgliedern:

Flecken Nr. 6 (1), 15 (1)—15 (3), 18 (1): $\cos \vartheta \approx 0.92$, $\sec \vartheta \approx 1.09$;

Flecken Nr. 13 (2), 15 (4), 17 (1): $\cos \vartheta \approx 0.49$, $\sec \vartheta \approx 2.04$.

2. Instrumentelles

Der genaue Abbildungsmaßstab in der Ebene des Spektrographenspaltes am Göttinger Turmteleskop beträgt 8'4/mm. Dem mittleren scheinbaren Sonnendurchmesser entspricht damit ein Sonnenbild von 22.8 cm Durchmesser. Die Spektren wurden gewonnen in der I. Ordnung des BAUSCH & LOMB-Konkavgitters. Die Dispersion beträgt 2.5 Å/mm. Durch geeignete Anordnung der im Strahlengang befindlichen Planspiegel ließen sich zwei Aufstellungen „V“ (= visueller Bereich) und „I“ (= infraroter Bereich) des Spektrographen realisieren mit den folgenden photometrisch brauchbaren Spektralbereichen:

„V“ (Perutz Perpantic 17/10): 4000—6200 Å,

„I“ (Kodak IN und IIN): 5800—8600 Å.

Jede vollständige „Fleckenaufnahme“ besteht aus zwei (etwa 100 bis 120 cm langen) Filmen „V“ und „I“, deren Aufnahmezeiten jeweils etwa 1/2 bis 1 Stunde auseinanderlagen. Der Gitterastigmatismus konnte durch eine hinter dem Spalt aufgestellte Zylinderlinse nahezu vollständig beseitigt werden. Mit der im Beobachtungsjahr 1956 zur Verfügung stehenden Zylinderlinse wurde die immer verwendete Spalthöhe von 0.67 mm bei den „V“-Spektren auf 3 mm, bei den „I“-Spektren auf 4 mm vergrößert. Da zwischen den einzelnen, auf dem Film untereinanderliegenden Spektren genügend Platz zur Bestimmung des „klaren Films“ bleiben

(309)

mußte, konnten 1956 auf einem „V“-Film 5 Spektren, auf einem „I“-Film nur 3 Spektren untergebracht werden. Diese Spektrenzahl pro Film war häufig nicht ausreichend für die Eliminierung der systematischen Effekte wie Extinktion und Fleckenführung sowie der inneren photometrischen Streuung. Im Beobachtungsjahr 1957 wurde deshalb eine neue Zylinderlinse aufgestellt, die es erlaubte, in beiden Spektralbereichen je 7 Spektren auf einem Film unterzubringen.

3. Das Aufnahmeverfahren

Durch Verwendung eines 7 mm langen Spaltes (Sonnenbilddurchmesser 60 mm!) konnte MICHARD einen Fleck direkt auf jeder Aufnahme an die Photosphäre anschließen. Dabei besteht jedoch durch das helle Photosphärenlicht die Gefahr von Streulichteffekten im Spektrographen und in der photographischen Schicht. Um dies von vornherein zu vermeiden, wurden hier Anschlußaufnahmen vorgezogen. Die dazu erforderliche Konstanz von Luftdurchsicht, Belichtungszeit usw. konnte nachträglich geprüft werden. Bei allen Aufnahmen befand sich vor dem Spalt eine Lochblende von 0.67 mm (entsprechend 5''6) Durchmesser. Die Spaltbreite betrug 0.03 mm, so daß das Linienspektrum genügend hoch aufgelöst ist. Bei den Fleckenaufnahmen wurde darauf geachtet, daß sich möglichst der dunkelste Teil der Umbra in der Lochblende befand. Direktes Licht aus Penumbra und Photosphäre konnte so überhaupt nicht in den Spektrographen gelangen; das in der Erdatmosphäre und im Turm hervorgerufene Streulicht wird in Abschnitt IV diskutiert werden.

Die Photosphäre wurde durch die gleiche Lochblende an einer Sonnenstelle aufgenommen, die den gleichen Randabstand hatte, wie der Fleck,

Tabelle 2. *Aufnahmesatz eines „V“-Films (1956)*

Spektrum Nr. (zeitliche Reihenfolge)	Objekt	Stufe <i>n</i> des Stufenfilters F	Zusätzliche Neutralfilter- kombination
I	Photosphäre	Fn	Gleich für alle Spektren
II	Fleck	—	
III	Photosphäre	Fn	
IV	Fleck	—	
V	Photosphäre	Fn	

und die sich nach Beobachtung durch das H_{α} -Interferenzfilter als störungsfrei erwies. Um die Schwärzung der Photosphärenspektren derjenigen des Fleckenspektrums anzugleichen, wurde während jeder Photosphärenaufnahme vor den Spalt eine geeignete Stufe eines lichtelektrisch geeichten Platin-Stufenfilters gesetzt. Um die zeitliche Konstanz der Aufnahmebedingungen nachträglich kontrollieren zu können, müssen

(310)

bei Anschlußaufnahmen die Aufnahmesätze voll symmetrisch eingerichtet werden (siehe Tab. 2).

Auf den „I“-Filmen konnten nur drei Spektren untergebracht werden — in der Anordnung der Spektren I—III in Tab. 2.

Es wurde versucht, durch Wahl der (für alle Spektren gleichen) Belichtungszeit und der zusätzlichen Neutralfilterkombinationen zu erreichen, daß die Schwärzung aller Spektren in den linearen Teil der Schwärzungskurven fällt. Da dies häufig mißlang, wurde 1957 das aus Tab. 3 ersichtliche Verfahren gewählt, bei dem damit gerechnet werden konnte, daß in jedem Spektralbereich des Films wenigstens einige der Spektren im linearen Teil der Schwärzungskurven liegen:

Tabelle 3. *Aufnahmesatz für „V“- und „I“-Filme (1957)*

Spektrum Nr. (zeitliche Reihenfolge)	Objekt	Stufe <i>n</i> des Stufenfilters F	Gruppeneinteilung der Aufnahmen	
			Zusätzliche Neutralfilter- kombination	Aufnahme- gruppe Nr.
I II	Photosphäre Fleck	Fn —	NG ₁	1
III IV V	Fleck Photosphäre Fleck	— Fn —	NG ₂	2
VI VII	Fleck Photosphäre	— Fn	NG ₃	3

Mit den lichtelektrisch gemessenen Durchlässigkeiten der zusätzlichen Neutralfilterkombinationen kann der quasisymmetrische Satz der Tab. 3 auf einen vollsymmetrischen reduziert werden. Unabhängig davon besteht außerdem die Möglichkeit, den Anschluß Fleck : Photosphäre innerhalb jeder der drei Aufnahmegruppen vorzunehmen.

4. Die Gewinnung der Schwärzungskurven

Zu jedem Fleckenfilm wurden Schwärzungsaufnahmen mit dem Hirsch-Schön-Standardisierungsspektrographen gemacht und zusammen mit dem Fleckenfilm entwickelt. Da man im Standardisierungsspektrographen nur ein etwa 2000 Å langes Spektrum der Wolframbandlampe erhält, mußten vier Einstellungen des Spektrographen verwendet werden, um den ganzen Spektralbereich dieser Fleckenphotometrie zu erfassen:

„V“ 1: 4000—5600 Å,
 „V“ 2: 5000—6500 Å,
 „I“ 1: 5800—7700 Å,
 „I“ 2: 7400—8600 Å.

(311)

Die Schwärzungskurven selbst wurden an den folgenden Wellenlängen (aus je drei oder vier Aufnahmen verschiedener Intensität) bestimmt:

- „V“1: 4020, 4110, 4320, 4560, 4800, 5100 und 5480 Å,
 „V“2: 5100, 5480, 5820, 6050 und 6210 Å,
 „I“1: 6050, 6210, 6690, 6960 und 7430 Å,
 „I“2: 7430, 7940, 8480 und 8610 Å.

Der durch die Schneide im Hirsch-Schön-Spektrographen erzeugte Intensitätsverlauf wurde durch einmalige photographische Eichung für jede Wellenlänge in jedem der vier Bereiche bestimmt. Die dazu erforderlichen Schwärzungskurven ergaben sich aus Aufnahmen mit dem Plangitterspektrographen des Turmteleskops; eine Wolframbandlampe diente als Lichtquelle und vor die Platte wurde das lichtelektrisch geeichte Stufenfilter gesetzt. Da diese Eichung bei gleicher Wellenlänge für die Bereiche 1 und 2 (wegen verschiedenen Abstandes von der optischen Achse) verschieden ausfällt, so stellen die doppelt abgeleiteten Schwärzungskurven bei λ 5100, 5480, 7430 Å eine gute Kontrolle des ganzen Verfahrens der Schwärzungskurvenbestimmung dar.

5. Aufnahmen des Sonnenrandes

Zur Bestimmung der Streufunktion [nach dem von WANDERS (1934) angegebenen Verfahren] wurden unmittelbar nach jedem Fleckenaufnahmesatz an vier Spektralstellen Randaufnahmen der Sonne mit langem Spalt senkrecht zum Sonnenrand gemacht. Alle Aufnahmen hatten gleiche Belichtungszeit, wie die Fleckenaufnahmen. Um den gesamten Intensitätsabfall am Sonnenrand überbrücken zu können, wurden verschiedene, geeichte Neutralfilter verwendet.

III. Bestimmung der relativen Intensitätsverteilung des kontinuierlichen Fleckenspektrums

1. Auswahl von Kontinuumsfenstern

Zur Auswahl geeigneter Kontinuumsfenster wurde von einer typischen Fleckenaufnahme im Maßstab $1 \text{ \AA} = 5 \text{ mm}$ eine fortlaufende Schwärzungsregistrierung im Gebiet 3900—8600 Å hergestellt, bei welcher der Abstand Dunkelmarke—Klarer Film möglichst konstant gehalten wurde. Die Stellen maximaler Schwärzung wurden dann durch eine glatte Kurve verbunden, die als beste Annäherung an das wahre Kontinuum angesehen wurde. Eine größere Anzahl in Frage kommender Stellen wurde durch Vergleich mit der Rowlandtafel, dem Utrechter Atlas und dem Mt. Wilson-Atlas noch daraufhin geprüft, ob schwache Linien, terrestrische Linien oder typische Fleckenlinien auftreten können. Nach dieser Prüfung erschienen zur Messung des wahren Kontinuums am geeignetsten die folgenden „Fenster“: λ 4020, 4117, 4316, 4560, 5093, 5485, 5500, 5818, 6072, 6208, 6690, 6967, 7430, 7819, 8077, 8477, 8605 Å.

Als weitere Meßstellen wurden noch die von MICHAUD gewählten Fenster übernommen: λ 4043, 4795, 5452, 6040 Å.

Nachdem sich bei der Auswertung einiger Filme gezeigt hatte, daß der Verlauf des Intensitätsverhältnisses Fleck:Photosphäre zwischen 4500 und 5000 Å anscheinend eine Diskontinuität enthält, wurde dieses Gebiet bei einigen Fleckenfilmen [6 (1), 13 (2), 17 (1) und 18 (1)] noch durch zusätzliche Meßpunkte überdeckt.

Der Spektralbereich 5800—6200 Å ist auf „V“- und „I“-Filmen enthalten. Da sämtliche photometrische Bedingungen (Belichtungszeit, Emulsion, Schwärzungskurven, Filter, Luftzustand) bei beiden Filmarten verschieden sind, erlaubt diese Überlappung eine besonders aufschlußreiche Kontrolle der Messungen.

2. Das Registrierungsverfahren*

Hat die Lochblende bei der Fleckenaufnahme im Zentrum der Umbra gesessen, so erhält man bei einer Registrierung senkrecht zur Dispersionsrichtung („ \perp Disp.“) ein Schwärzungsprofil nach dem Schema von Abb. 2. Saß die Lochblende exzentrisch, so ergeben sich die Verhältnisse von Abb. 3. Eine Registrierung \perp Disp. kann also etwas über die Güte der Fleckenführung aussagen. Tatsächlich waren meistens die durch das Beobachtungsprotokoll als „gut“ ausgewiesenen Spektren vom Typ der Abb. 2. Um das Schwärzungsprofil der Umbra unverzerrt zu erhalten, muß die Spaltbreite bei der Registrierung \perp Disp. klein im Vergleich zur Breite des Spektrums sein. Zur Unterdrückung der Kornschwankungen muß dann zwangsläufig die Registrierspaltlänge relativ groß sein. Wegen des großen Reichtums an Fleckenlinien besonders im kurzwelligen Teil des Spektrums werden dann die Flügel benachbarter Linien vom Registrierspalt mit erfaßt. Die Registrierung \perp Disp. erlaubt also zwar, die dem Zentrum der Umbra entsprechende Stelle des Spektrums zu messen, aber die gemessene Schwärzung S_{min} und die zugehörige Intensität i_{min} kennzeichnen nicht das wahre Kontinuum, sondern sind zu klein.

Das wahre Kontinuum wird am besten approximiert durch eine

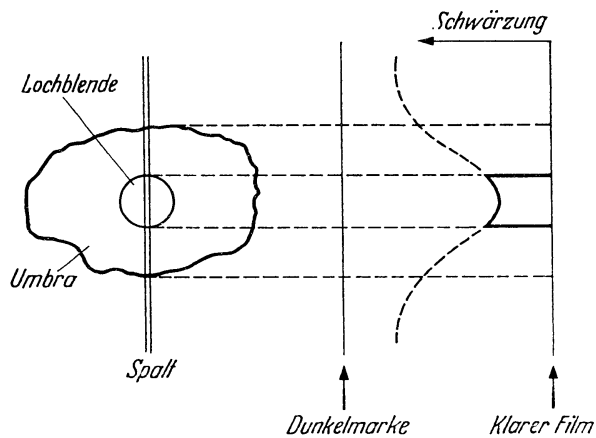


Abb. 2

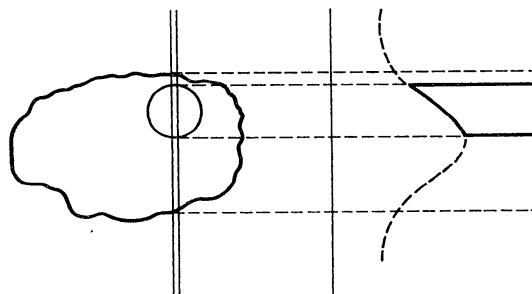


Abb. 3

Abb. 2 und 3. Schwärzungsprofil eines Flecks bei

Registrierungen senkrecht zur Dispersionsrichtung.

Abb. 2. Zentrale Position der Lochblende;

Abb. 3. Exzentrische Position der Lochblende

* Die Registrierungen zu den Aufnahmen 15(1)—15(4) wurden an dem alten Zeißschen Mikrophotometer vorgenommen, die zu den übrigen Fleckenfilmen an dem neuen Intensitätenphotometer. Die Randaufnahmen wurden zum größten Teil am Zeißschen Schnellphotometer der Sternwarte Heidelberg registriert.

Registrierung parallel zur Dispersionsrichtung („ \parallel Disp.“). Die Forderung nach brauchbarem Auflösungsvermögen bedingt hierbei eine kleine Spaltbreite, die Forderung nach Herabsetzen der Kornschwankungen eine große Spaltlänge. Bei den vorliegenden Spektren mußte der Spalt meist ebenso lang gemacht werden, wie die Spektren breit sind. Der verfälschende Einfluß der Linien wird also eliminiert, aber das gemessene Kontinuum S_{\parallel} bzw. i_{\parallel} bezieht sich nicht auf die dunkelste Stelle der Umbra, sondern ist eine Mittelung über die verschiedenen von der Lochblende erfaßten Teile der Umbra.

Beide Registrierarten — \perp und \parallel Disp. — liefern also verfälschte Werte der zu messenden Größe. Die Fehler lassen sich auf zweierlei Weise korrigieren:

a) Jede Kontinuumstelle wird \perp und \parallel Disp. registriert. Die Registrierung \perp Disp. liefert erstens einen Schwärzungswert S_{min} (bzw. i_{min}), zweitens einen

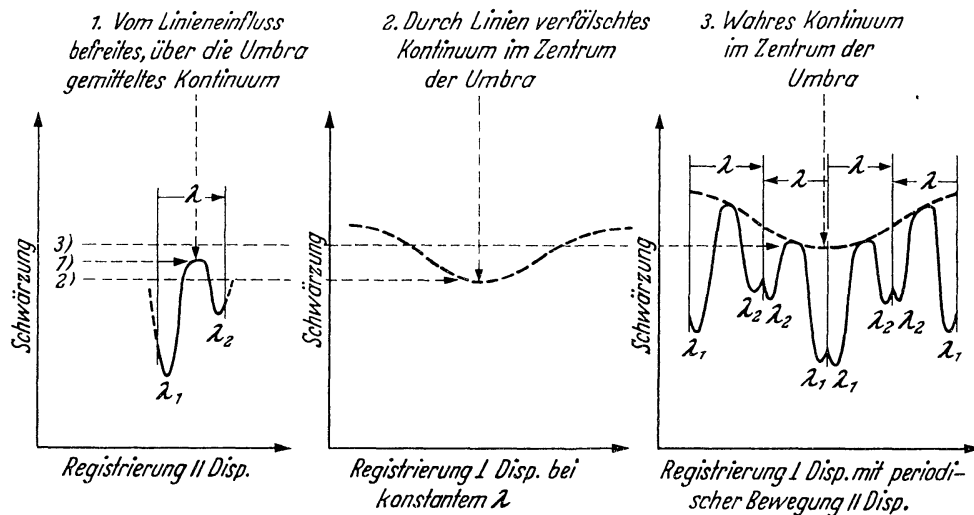


Abb. 4. Vergleich der verschiedenen Registrierverfahren (schematisch!). Kurve 1 stellt ein Stück des Spektrums mit zwei Spektrallinien λ_1 und λ_2 zu beiden Seiten der Kontinuumsstelle dar, das in Kurve 3 dann mehrmals erscheint, jeweils an verschiedenen Umbra-Stellen. — Kurve 2 zeigt den Schwärzungsverlauf längs des von der Lochblende ausgeblendeten Spaltbereiches

Mittelwert S_{\perp} (bzw. i_{\perp}) über den ganzen von der Lochblende erfaßten Teil der Umbra. Man darf annehmen, daß $i = i_{\parallel} - (i_{\perp} - i_{min})$ die Intensität des wahren Kontinuums im dunkelsten Teil der Umbra am besten approximiert.

b) Die störenden Effekte können näherungsweise gleich beim Registrieren beseitigt werden. Man registriert \perp Disp. und bewegt währenddessen das Spektrum in der Dispersionsrichtung periodisch hin und her. Es ergeben sich die unmittelbar einleuchtenden, in Abb. 4 skizzierten Verhältnisse.

Die ersten zur Auswertung gelangten Filme, die zu den Flecken 15(1)—15(4) gehören, wurden nach dem Verfahren a) bearbeitet, alle übrigen nach dem Verfahren b).

3. Bestimmung des Intensitätsverhältnisses Fleck: Photosphäre an einer einzelnen Kontinuumstelle

Aus den Schwärzungen S_I , S_{II} , ... der verschiedenen Spektren folgen über die zu der betreffenden Wellenlänge gehörenden Schwärzungskurve zunächst Intensitäten i'_I , i'_{II} , ... in einer Skala mit willkürlichem Nullpunkt. Sieht man zunächst von allen verfälschenden Effekten wie Ex-

(314)

tinktion, Führungsfehlern usw. ab, so kann die Bestimmung des Intensitätsverhältnisses φ auf zwei Weisen erfolgen:

a) **Verwendung von Spektren ähnlicher Schwärzung.** Man kombiniert nur jeweils die in derselben „Aufnahmegruppe“ (siehe Tab. 3) enthaltenen Spektren von Fleck und Photosphäre. Für jede solche Kombination erhält man einen φ -Wert nach der Gleichung

$$\log \varphi = \log i'_{\text{Fleck}} - \log i'_{\text{Photosph.}} + \log F n, \quad (1)$$

wobei $F n$ die lichtelektrisch geeichte Durchlässigkeit der benutzten Stufe des Stufenfilters bedeutet. Photometrisch ist dies Verfahren am genauesten, weil die Schwärzungskurve nur differentiell eingeht. Es setzt jedoch Konstanz der Aufnahmebedingungen voraus.

b) **Verwendung von Spektren beliebiger Schwärzung.** Hierbei wird zunächst für jedes Spektrum eine von sämtlichen Filtereigenschaften befreite Intensität i gemäß

$$\log i = \log i' - \log F n - \log N G \quad (2)$$

abgeleitet, wo NG für die lichtelektrisch bestimmte Durchlässigkeit der jeweiligen Neutralfilterkombination (siehe letzte Spalte in Tab. 3) steht. Dadurch wird der quasisymmetrische Beobachtungssatz in einen vollsymmetrischen umgewandelt. Von den Führungsfehlern und Extinktionseffekten abgesehen, kann jedes Fleckenspektrum mit jedem Photosphärenspektrum kombiniert werden, wobei aber unter Umständen der ganze Bereich der Schwärzungskurve überbrückt werden muß. Die Konstanz der Aufnahmebedingungen kann an Hand der Intensitäten i der drei Photosphärenspektren überprüft werden.

4. Bestimmung des Intensitätsverhältnisses Fleck: Photosphäre als Funktion der Wellenlänge

Bei der Ableitung von $\varphi(\lambda)$ aus dem auf einem Film enthaltenen Aufnahmesatz sind folgende Effekte zu berücksichtigen:

α) Die bei der Definition des Kontinuums, bei den Registrierungen und ihrer Ausmessung, und bei der Umwandlung von Schwärzungen in Intensitäten entstehenden Fehler.

β) Führungsfehler des Flecks auf dem Spektrographenspalt.

γ) Änderung der Extinktion während des Aufnahmesatzes.

δ) Einfluß des instrumentellen und atmosphärischen Streulichtes (der in Abschnitt IV gesondert behandelt wird).

Die unter α) genannten Fehler lassen sich wenigstens zum Teil dadurch berücksichtigen, daß jedem aus der Schwärzungskurve folgenden Intensitätswert ein Gewicht erteilt wird, das sich nach der Güte des betreffenden Schwärzungskurventeiles richtet (siehe auch Text zu Abb. 6!). Diese Gewichtsverteilung wird bei allen weiteren Reduktionen berücksichtigt.

(315)

Im übrigen äußern sich diese Fehlerquellen nur in der Streuung der Endresultate um eine mittlere Kurve $\varphi(\lambda)$ bzw. $\log \varphi(\lambda)$.

Führungsfehler des Flecks auf dem Spektrographenspalt und die Extinktionsänderung während des Aufnahmesatzes (Anwachsen der Sonnenhöhe oder kurzzeitige Durchsichtsschwankungen!) erfordern Korrekturen, die näherungsweise über den ganzen vom Film erfaßten

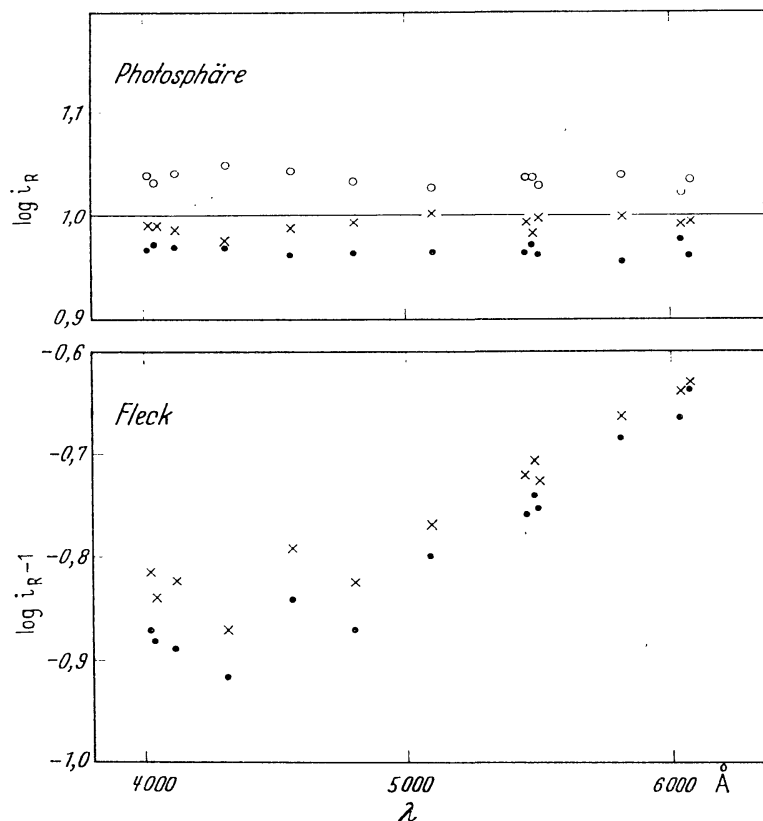


Abb. 5. Intensitätsdiagramm des Fleckenfilms 6(1) „V“. Ist i die nach Gl. (2) von allen Filtereigenschaften befreite Intensität eines Spektrums, so gilt $\log i_R = \log i - \log i_M$. Hierbei ist $\log i_M$ der gewichtete Mittelwert der $\log i$ der Photosphärenspektren, der nachträglich im ganzen Spektralbereich gleich 1 gesetzt wurde. Für die Photosphäre ist also $\log i_R$ die Abweichung gegen die mittlere Photosphärenintensität; für den Fleck entspricht — von Extinktion und Führungsfehlern abgesehen — $\log i_R - 1$ dem Verlauf von $\log \varphi$. Nummern der Spektren: ● I, × III, ○ V (für Photosphäre); ● II, × IV (für Fleck). Hierzu vgl. die Anordnung in Tab. 2. — Da alle Spektren im linearen Teil der Schwärzungskurve liegen, haben alle Punkte gleiches Gewicht

Spektralbereich konstant sind. Zu ihrer Anbringung empfiehlt sich das in den Abb. 5 und 6 erläuterte Verfahren. Bei völliger Konstanz der Aufnahmebedingungen müßten die Punkte der Photosphärenspektren auf der Geraden $\log i_R(\lambda) = 1$ liegen. $\varphi(\lambda)$ wird dann — in erster Näherung — durch $\log \varphi(\lambda) = \log i_R(\lambda)_{Fleck} - 1$ gegeben sein. Die oberen Hälften der Diagramme zeigen deutlich das durch die Abnahme der Extinktion bedingte scheinbare Anwachsen der Photosphärenintensität. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Fleckenspektren beruhen außer auf

(316)

der Extinktionsänderung auch noch auf den Führungsfehlern. Ähnliche Verhältnisse zeigen die Intensitätsdiagramme aller übrigen Filme.

Für jeden Fleckenfilm kann auf Grund des Beobachtungsprotokolls und der Schwärzungsregistrierungen \perp Disp. (vgl. II, 2) ein Fleckenspektrum angegeben werden, bei dem die Umbra optimal getroffen wurde und das daher als weitgehend frei von Führungsfehlern anzusehen ist.

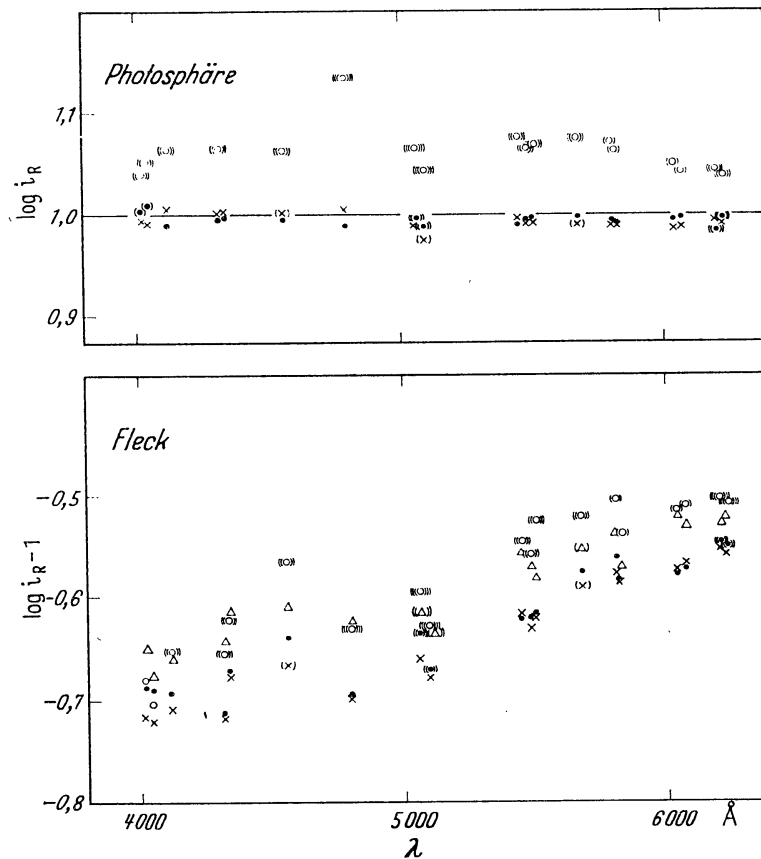


Abb. 6. Intensitätsdiagramm des Fleckenfilms 15(2) „V“. Zur Definition von $\log i_R$ vgl. Text zu Abb. 5. — Nummern der Spektren: \bullet I, \times IV, \circ VII (für Photosphäre); \bullet II, \times III, Δ V, \circ VI (für Fleck). Hierzu vgl. die Anordnung in Tab. 3. — Die Gewichte wurden entsprechend der Güte desjenigen Schwärzungskurveanteils festgesetzt, aus welchem die betreffende Messung stammt. Punkte ohne Klammern haben höchstes Gewicht, Punkte mit einfachen bzw. mehrfachen Klammern entsprechend niedrigeres Gewicht. Die Gewichtsskala (für die diese Klammersymbolik nur einen groben Anhaltspunkt gibt) verläuft umgekehrt proportional zu den Quadraten der bei der Umwandlung von Schwärzung in Intensität möglicherweise zu erwartenden Fehler

Die diesem „Bezugsspektrum“ entsprechende Intensitätsverteilung $\log \varphi(\lambda)$ ist zunächst vom Einfluß der Extinktion zu befreien. Das Verfahren sei kurz am Beispiel des 1956 aufgenommenen Films 6 (1) „V“ erläutert (Tab. 2 und Abb. 5!). Als Bezugsspektrum wird das Fleckenspektrum Nr. II ausgewiesen, das zeitlich zwischen den Photosphärenaufnahmen I und III liegt. Im Mittel über den ganzen Spektralbereich gilt für diese Photosphärenspektren $\overline{\log i_R} = 0.97$ und 0.99 . Zur Ableitung

(317)

von $\log \varphi(\lambda)$ muß das Bezugsspektrum also mit $\log i_R(\lambda) = 0.98$ für die Photosphäre anstatt mit 1.0 (wie im unteren Teil von Abb. 5) kombiniert werden. Eine von Führungsfehlern und Extinktion befreite Kurve $\log \varphi(\lambda)$ erhält man also, indem man die Punkte (●) im unteren Teil der Abb. 5 systematisch um 0.02 nach oben verschiebt. Zur Verkleinerung der inneren Streuung der Messungen kann jetzt noch das zweite Fleckenspektrum (Nr. IV, Kreuze im unteren Teil von Abb. 5) herangezogen werden: Man bringt an die Kreuze eine konstante Korrektur $\Delta \log i$ so an, daß zusammen mit den Punkten des korrigierten Fleckenspektrums II eine Punktwolke mit möglichst geringer innerer Streuung entsteht. Das Endergebnis sind die Punkte (●) und Kreuze (×) in Abb. 10.

Hat man es mit quasisymmetrischen Aufnahmesätzen nach Tab. 3 zu tun, so kann man diese nach Umwandlung in vollsymmetrische Sätze nach dem oben beschriebenen Verfahren reduzieren. Dies führt bei dem Fleck 15 (2) über das Intensitätsdiagramm (Abb. 6) zu den mit „2“ bezeichneten $\log \varphi(\lambda)$ -Kurven der Abb. 7 und 8. Den Einfluß von Fehlern in den Schwärzungskurven kann man nun dadurch untersuchen, daß man für jede Aufnahmegruppe (Tab. 3) eine $\log \varphi(\lambda)$ -Kurve — allerdings verfälscht durch Extinktion und Führungsfehler! — bestimmt (differentielle Benutzung der Schwärzungskurven!). Zur Verkleinerung der Streuung der Meßpunkte schiebt man diese Kurven auf diejenige des Bezugsspektrums auf. An Hand des Intensitätsdiagramms kann man schließlich die Extinktionskorrektur an das Bezugsspektrum anbringen und findet so die mit „1“ bezeichneten Kurven in Abb. 7 und 8. Die Ergebnisse beider Verfahren (Kurven „3“), die den Gl. (1) und (2) entsprechen, stimmen immer innerhalb 5% überein.

Den Anschluß des visuellen Films an den infraroten zeigt für Fleck 15 (2) die Abb. 7, wo der kurzwellige Teil der Kurven „3“ aus Abb. 8 mit eingezeichnet wurde. Soweit bei den übrigen Fleckenaufnahmen bei $\lambda 6000 \text{ \AA}$ deutlich meßbare systematische Unterschiede zwischen „V“- und „I“- Film auftraten*, ergab stets der „I“- Film den größeren Kontrast Fleck : Photosphäre. Hierfür lassen sich zwei plausible Gründe anführen: 1. Der „I“- Film wurde zeitlich vor dem „V“- Film aufgenommen, also bei besserem Luftzustand. 2. Bei den „I“- Aufnahmen befand sich vor dem Spalt ein Farbfilter, welches für $\lambda < 5800 \text{ \AA}$ undurchsichtig ist und den Zweck hatte, das Spektrum II. Ordnung zu unterdrücken. Es zeigte sich, daß die Führung des Flecks in dem rötlichen, vom Farbfilter durchgelassenen Licht auf der weißen Spaltwand im allgemeinen besser möglich war, als im weißen integralen Licht. Somit bestanden keine Bedenken, die aus

* Sie betragen nur bei den Fleckenaufnahmen 6(1) und 15(3) mehr als 3% der relativen Intensität.

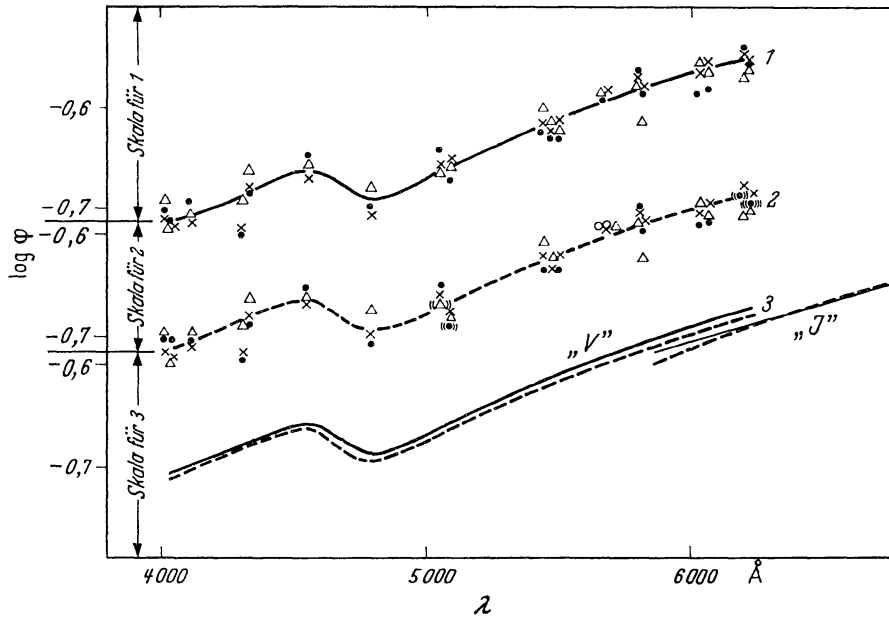


Abb. 7

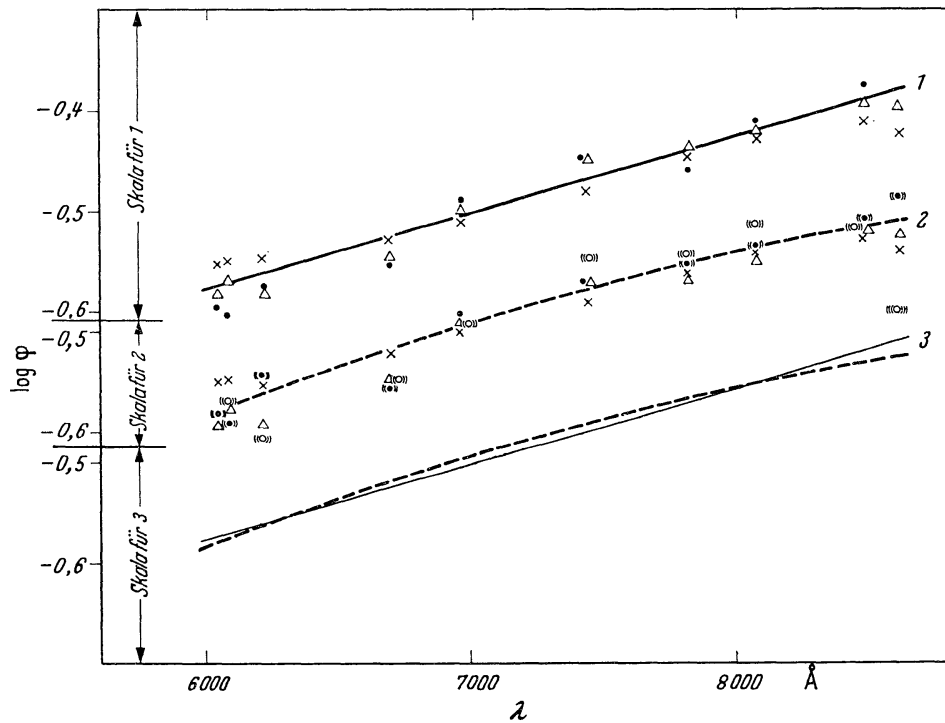


Abb. 8

Abb. 7 und 8. $\log \varphi(\lambda)$ für die Fleckenfilme 15(2) „V“ und 15(2) „I“ nach Korrektur wegen Extinktion und Führungsfehlern. Abb. 7 (oben): 15(2) „V“, Abb. 8 (unten): 15(2) „I“. — Symbole für die verschiedenen Fleckenspektren wie in Abb. 6. — Kurve 1: Differentieller Anschluß Fleck; Photosphäre innerhalb der einzelnen Aufnahmegruppen (vgl. Tab. 3). — Kurve 2: Anschluß Fleck; Photosphäre mittels des Intensitätsdiagramms (vgl. Abb. 6); Gewichts-Symbolik wie dort. — Kurve 3: Gegenüberstellung von Kurve 1 und 2. — Bei dem „V“-Film konnte das Fleckenspektrum Nr. VI (Kreise in Abb. 6) nicht verwendet werden. — Den Anschluß „V“ an „I“ zeigt Abb. 7, wo der kurzwellige Teil der Kurve 3 des „I“-Films mit eingezeichnet wurde

(319)

dem „V“-Film stammende Intensitätskurve, sofern überhaupt nötig, um einen konstanten Betrag zu verschieben und an den „I“-Film anzuschließen.

5. Die Beobachtungsergebnisse

In Abb. 9 sind die nach Anbringung aller Korrekturen mit Ausnahme der Streulichtkorrektur sich ergebenden relativen Intensitätsverteilungen aller Flecken dargestellt. Die Streuung der einzelnen Meßwerte um die

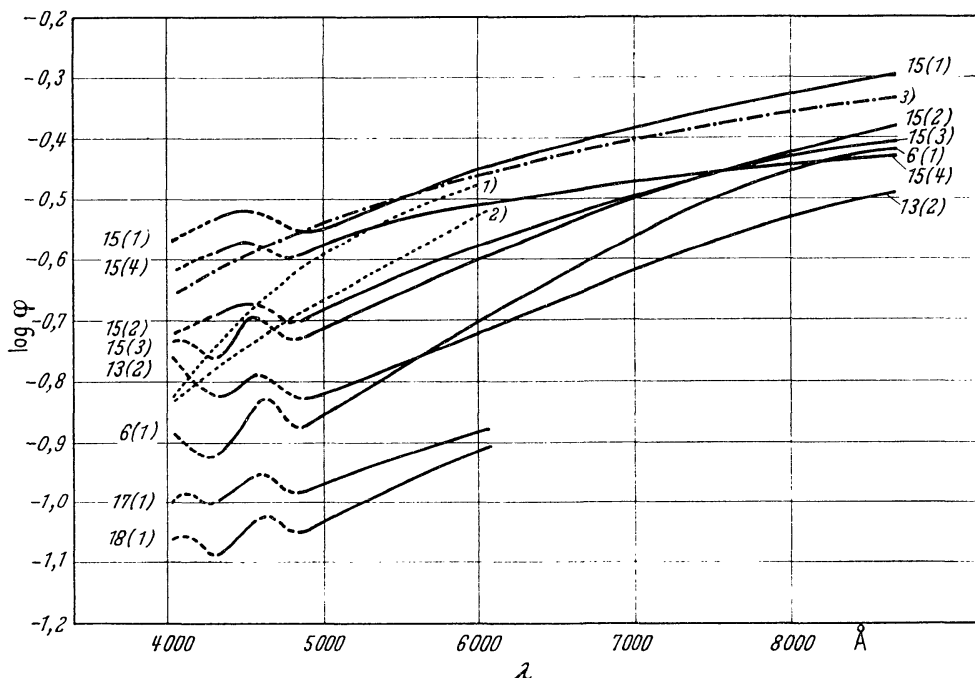


Abb. 9. Beobachtete Intensitätsverteilung im Spektrum der untersuchten Flecken. *Ausgezogene Kurven:* Beobachtungsergebnisse nach Anbringung von Korrekturen wegen Extinktion, Führungsfehlern und Differenzen zwischen „V“- und „I“-Aufnahmen. Das Streulicht ist noch nicht berücksichtigt. Zu den gestrichelt gezeichneten Teilen dieser Kurven bei $\lambda < 4300 \text{ \AA}$ und $\lambda 4600\text{--}4900 \text{ \AA}$ vgl. Text. — Für 17 (1) und 18 (1) liegen keine „I“-Filme vor. — *Gestrichelte Kurven:* 1) und 2): Mittlere, vom Streulicht befreite Beobachtungen von MICHARD (Kurve 1: $\cos \vartheta \approx 0.27\text{--}0.63$; Kurve 2: $\cos \vartheta \approx 0.80\text{--}0.96$). — 3): Von UNSÖLD mit grauer Näherung berechnet für $T_e = 5740^\circ$, $T_e^* = 4480^\circ$; diese Kurve stellt die Messungen von PETTIT und NICHOLSON einigermaßen gut dar

angenommenen mittleren Intensitätskurven ist für alle Flecken $\leq 5\%$ der jeweiligen relativen Intensität (vgl. Abb. 7 und 8).

Besondere Bemerkungen sind zum Verlauf von $\log \varphi$ in den Spektralbereichen $\lambda < 4300 \text{ \AA}$ und $4500 < \lambda < 4900 \text{ \AA}$ erforderlich:

a) $\lambda < 4300 \text{ \AA}$. In diesem Gebiet ist der Verlauf von $\log \varphi(\lambda)$ mit größeren Unsicherheiten behaftet. Bei 4000 \AA fallen nämlich Filmempfindlichkeit und Filterdurchlässigkeit steil nach Null ab, so daß die Photometrie unsicher wird. Ferner ist wegen des Linienreichtums im kurzwelligeren Teil des Spektrums das Kontinuum schlechter definiert, und das Streulicht variiert in diesem Spektralbereich stärker von Aufnahme

zu Aufnahme, als bei größeren Wellenlängen. Um diese Unsicherheiten anzudeuten, wurden die Intensitätskurven für $\lambda < 4300 \text{ \AA}$ in Abb. 9 gestrichelt gezeichnet.

b) $4500 < \lambda < 4900 \text{ \AA}$. Bei allen Flecken steigt $\log \varphi$ zwischen 4300 und 4500—4600 \AA an, und es ist immer $\varphi(4500\text{—}4600) > \varphi(4800\text{—}4900)$. Von 4800—4900 \AA an nimmt φ wieder stetig zu bis zum roten Ende des erfaßten Spektralbereiches. Bei der Beurteilung dieser „Welle“ oder „Diskontinuität“, deren genauer Verlauf wegen der Streuung der Meßpunkte nicht festliegt, sollte man folgendes beachten. Dieser Spektralbereich fällt mit dem Anfang der Grünlücke der Emulsion zusammen, so daß mit Unsicherheiten bei der Schwärzungskurvenbestimmung zu rechnen ist. Eine sorgfältige Diskussion der Schwärzungskurven zeigt, daß nur bei einigen Filmen ein Teil der Diskontinuität durch Unsicherheiten der Schwärzungskurve bei $\lambda 4800 \text{ \AA}$ bedingt sein kann. Während die genaue Form der „Welle“, so wie sie in Abb. 9 dargestellt ist, nicht garantiert werden kann und deshalb gestrichelt gezeichnet wurde, dürfte jedoch das Ergebnis $\varphi(4500\text{—}4600) > \varphi(4800\text{—}4900)$ gesichert sein. Eine sorgfältige lichtelektrische Photometrie dieses Spektralbereiches wäre sehr zu begrüßen.

Besonders gründlich wurde die Diskontinuität im Falle des Spektrums vom Fleck 6 (1) untersucht. Dieser Film zeichnet sich durch sein reines Fleckenlinienspektrum aus, wie ein Vergleich mit dem Mt. Wilson-Atlas ergab. Bei diesem Film wurde deshalb der Bereich 4000—5200 \AA durch zusätzliche Meßpunkte dichter überdeckt, als bei den meisten übrigen Filmen. Die Resultate — vor der Anschlußkorrektur an den „I“-Film — zeigt die Abb. 10. Die Punkte (•) und Kreuze (×) wurden aus Schwärzungsregistrierungen \perp Disp. nach dem bereits erläuterten Verfahren gewonnen. Zusätzlich wurde mit dem Intensitätenphotometer der Göttinger Sternwarte die Intensität in den Spektren II (Fleck) und III (Photosphäre) im Gebiet 4300—4800 \AA fortlaufend registriert. Die Stellen maximaler Intensität in beiden Registrierkurven wurden durch einen glatten Kurvenzug verbunden und daraus $\log \varphi(\lambda)$ in Abständen von 50 \AA abgeleitet. Diese Messungen werden durch die Kreise (○) in Abb. 10 dargestellt. Unabhängig davon wurden im Gebiet 4000—5200 \AA in Abständen von 100 \AA stückweise Schwärzungsregistrierungen \parallel Disp. gemacht. Die Ergebnisse sind durch die Dreiecke (△) angedeutet.

Für den Vergleich unserer Beobachtungsergebnisse mit denen älterer Arbeiten wurden in Abb. 9 die mittleren, von MICHAARD beobachteten und vom Streulicht befreiten Intensitätsverteilungen eingetragen (Kurven 1 und 2). Ferner ist die von UNSÖLD (1955) mit einer grauen Näherung berechnete theoretische Kurve angegeben, durch welche die alten Beobachtungen von PETTIT und NICHOLSON (1930) im Mittel dargestellt werden.

Zieht man die Angaben der Tab. 1 heran, so erkennt man sofort, daß keine Korrelation zwischen $\cos\vartheta$ und der Lage der $\log\varphi$ -Kurven in Abb. 9 feststellbar ist. Sofern das kontinuierliche Spektrum der Flecken relativ zu dem der Photosphäre eine Mitte-Rand-Variation besitzt, geht sie jedenfalls unter in den individuellen Unterschieden von Fleck zu Fleck. Bemerkenswert ist vielleicht noch, daß der Wellenlängengradient für die randnahen Flecken 13 (2), 15 (4) und 17 (1) kleiner zu sein scheint als für die

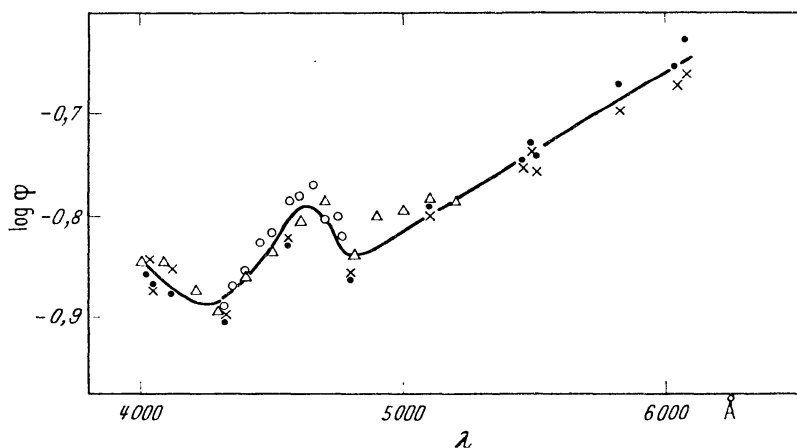


Abb. 10. $\log\varphi(\lambda)$ für den Fleckenfilm 6(1) „V“. \circ fortlaufende Intensitätsregistrierung in Dispersionsrichtung, Δ stückweise Schwärzungsregistrierung in Dispersionsrichtung (beides für die Spektren II (Fleck) und III (Photosphäre)). — \bullet Fleckenspektrum II, \times Fleckenspektrum IV, Schwärzungsregistrierungen senkrecht zur Dispersionsrichtung, Auswertung nach dem Intensitätsdiagramm Abb. 5

übrigen Flecken. Den steilsten Gradienten besitzt der Fleck 6 (1), dessen Linienspektrum sich durch überdurchschnittliche Reinheit auszeichnete.

6. Zur Deutung der Diskontinuität bei λ 4800 Å

Bekanntlich haben BERGER, CHALONGE u. Mitarb. (1956) festgestellt, daß beim Anschluß von Sternen der Spektraltypen B—F an den O-Stern S Mon im relativen Kontinuum bei λ 4800 Å eine Diskontinuität des gleichen Sinnes auftritt, wie sie hier bei den Fleckenspektren beobachtet wurde. UNSÖLD (1959) versuchte diese Erscheinung dadurch zu erklären, daß mit späterem Spektraltyp die Linienabsorption stark zunimmt. Ist $\eta(\lambda)$ der von den Linien pro Frequenzintervall verschluckte Bruchteil der Kontinuumsintensität, $\varphi(\lambda)$ die beobachtete und $\Phi(\lambda)$ die wahre Intensitätsverteilung des späteren Sternes relativ zum früheren Stern, so gilt $\varphi(\lambda) = \Phi(\lambda) \cdot V(\lambda)$, wobei

$$V(\lambda) = \frac{1 - \eta(\lambda)_{spät}}{1 - \eta(\lambda)_{früh}}$$

ist. Die visuelle Betrachtung der Fleckenspektren zeigt, daß tatsächlich in der Gegend von 4800 Å eine starke Anhäufung vieler schwacher Linien vorliegt. Auf Grund der Unsöld'schen Hypothese soll der vermutete Zusammenhang zwischen den Beobachtungen an Stern- und Fleckenspektren deutlich gemacht werden. Dazu vergleichen wir die relative Intensitätsverteilung in den Fleckenspektren mit der Verzerrungsfunktion $V(\lambda)$, die wir beim Anschluß des K-Sterns α Boo an die Sonne erwarten*.

* Streng genommen wäre natürlich $\varphi_{Fleck-\odot}$ mit $\varphi_{\alpha Boo-\odot}$ zu vergleichen.

Das Linienspektrum von α Boo hat MILFORD (1950) planimetriert und daraus $\eta(\lambda)_{\alpha Boo}$ abgeleitet; eine entsprechende Bestimmung von $\eta(\lambda)_{\odot}$ liegt vor von WEMPE (1947). Die hieraus folgende Verzerrungsfunktion $V(\lambda)_{\alpha Boo-\odot}$ ist in Abb. 11 aufgetragen. Für den Vergleich mit den Verhältnissen in Flecken werden zweckmäßigerweise die weniger streulichempfindlichen Flecken 6(1), 13(2), 15(1)—15(3) und 18(1) herangezogen. Die in diesen Flecken beobachteten Intensitätskurven wurden nach dem in Abschnitt IV beschriebenen Verfahren mit einer mittleren Streufunktion von 5'' Breite korrigiert und sodann möglichst gut zusammengescho- ben — letzteres ist hier sinnvoll, weil die Größe der Diskontinuität nicht so stark

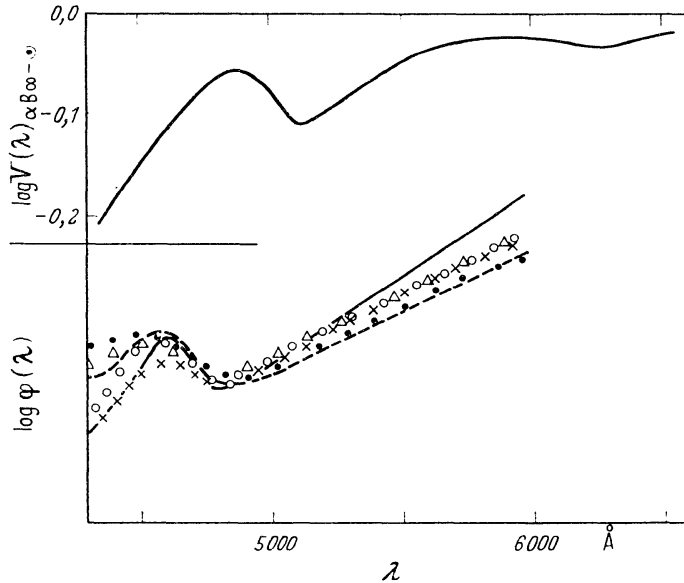


Abb. 11. Vergleich der Diskontinuität bei λ 4800 \AA in den Fleckenspektren mit der Verzerrung des relativen Kontinuums α Boo — Sonne durch Fraunhoferlinien. Oben:

$$\log V(\lambda)_{\alpha Boo-\odot} = \log \left\{ \frac{1 - \eta_{\alpha Boo}}{1 - \eta_{\odot}} \right\}.$$

Unten: Die mit einer Streufunktion der Halbbreite 5'' korrigierten und sodann in Ordinatenrichtung zusammengeschobenen Intensitätsverteilungen einiger Flecken. Bezeichnungen: — 6(1), - - - 13(2), ●●● 15(1), $\triangle\triangle\triangle$ 15(2), ○○○ 15(3), $\times\times\times$ 18(1). Der Maßstab ist der gleiche wie im oberen Teil der Abbildung

von dem Wert der Streufunktion abhängt, wie die Lage von $\log \varphi(\lambda)$ selbst. Die sich ergebende Kurvenschar ist im unteren Teil der Abb. 11 dargestellt. Bedenkt man, daß weder das Linienspektrum von α Boo genau mit demjenigen der Flecken übereinstimmen, noch $\Phi_{\alpha Boo-\odot} = \Phi_{Fleck-\odot}$ sein wird, so ist eine Ähnlichkeit der Kurven nicht zu leugnen.

IV. Der Einfluß des Streulichtes auf die Messung der relativen Intensitätsverteilung

1. Theorie der Streulichtkorrektur unter Berücksichtigung der Geometrie des Flecks und seiner Umgebung

Die Meßstelle in der Umbra sei der Ursprung eines rechtwinkligen Koordinatensystems x, y auf der Sonnenscheibe. Bezogen auf die Intensität der benachbarten Photosphäre als Einheit sei $I_{\lambda}(x, y)$ die wahre und

7*

(323)

$\varphi_\lambda(x, y)$ die scheinbare Intensitätsverteilung im Fleck und seiner Umgebung. Dann ist bekanntlich

$$\varphi_\lambda(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I_\lambda(\xi, \eta) \cdot \psi_\lambda[(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] d\xi \cdot d\eta. \quad (3)$$

Die „Streuungsfunktion“ ψ_λ gibt an, welcher Bruchteil der Intensität $I_\lambda(\xi, \eta)$ in die betrachtete Stelle x, y hineingestreut wird. WANDERS (1934) macht für ψ_λ den Ansatz

$$\psi_\lambda = \frac{1}{\pi s_\lambda^2} \cdot \exp \left[-\frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}{s_\lambda^2} \right] \quad (4)$$

mit der Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_\lambda \cdot d\xi d\eta = 1. \quad (5)$$

Die Breite der Streufunktion wird bestimmt durch den „Streuparameter“ s_λ : Im Abstand s_λ von einer punktförmigen Lichtquelle beträgt das Streulicht noch $1/e = 37\%$.

Es ist anzunehmen, daß durch die Wanderssche Streufunktion im wesentlichen die Szintillationseffekte dargestellt werden*. Das allgemeine Himmelsstreulicht von etwa 1% der Intensität in Sonnenmitte braucht hier nicht berücksichtigt zu werden, weil, wie sich zeigen wird, die Streulichtkorrektur von anderen Effekten in viel höherem Maße beeinflußt wird.

Wäre die gesamte scheinbare Intensitätsverteilung $\varphi_\lambda(x, y)$ bekannt, so könnte die wahre Intensitätsverteilung $I_\lambda(x, y)$ durch Umkehrung der Integralgleichung (3) bestimmt werden. In Wirklichkeit wird φ_λ jedoch meist nur an einer bestimmten Stelle des Flecks gemessen, nämlich in seinem Zentrum, per def. also an der Stelle $x = y = 0$. Die Gl. (3) läßt sich dann nur noch unter zusätzlichen Annahmen über $I_\lambda(x, y)$ lösen. MICHARD hat $I_\lambda(x, y)$ als Treppenfunktion mit den drei Intensitätsstufen U_λ (Umbra und porenartige Gebilde in der Umgebung der eigentlichen Umbra), P_λ (Penumbra) und 1 (Photosphäre) angenommen. Mit dieser einzigen Vereinfachung kann Gl. (3) gelöst werden, wie im folgenden gezeigt wird. Auf die weiteren, von MICHARD eingeführten Vernachlässigungen wird in Absatz IV, 4 eingegangen.

Nach Einführung von Polarkoordinaten ϱ, χ ($x = \varrho \cos \chi, y = \varrho \sin \chi$) erhält Gl. (3) die Form

$$\varphi_\lambda(x = 0, y = 0) = \varphi_\lambda = \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\chi=0}^{2\pi} \varrho \cdot I_\lambda(\varrho, \chi) \cdot \psi_\lambda(\varrho) \cdot d\varrho \cdot d\chi. \quad (6)$$

* Man sollte daher eigentlich von „Verwackelungsfunktion“ oder „Szintillationsfunktion“ sprechen. Da der Ausdruck „Streuungsfunktion“ sich aber in diesem Zusammenhang in der Literatur eingebürgert hat, soll er auch hier beibehalten werden.

Zur Abkürzung führt man ein

$$J_{\lambda}(\varrho) = \int_0^{2\pi} I_{\lambda}(\varrho, \chi) d\chi = U_{\lambda} \cdot \Phi_u(\varrho) + P_{\lambda} \cdot \Phi_p(\varrho) + 1 \cdot \Phi_1(\varrho), \quad (7)$$

$$\Psi_i = \int_0^{\infty} \varrho \cdot \psi_{\lambda}(\varrho) \cdot \Phi_i(\varrho) d\varrho \quad (i = U, P, 1), \quad (8)$$

wobei die Normierungsbedingungen

$$\Phi_u(\varrho) + \Phi_p(\varrho) + \Phi_1(\varrho) = 2\pi \quad (9)$$

und

$$\Psi_u + \Psi_p + \Psi_1 = 1 \quad (10)$$

gelten. Hiermit wird

$$\varphi_{\lambda} = \int_0^{\infty} \varrho \cdot \psi_{\lambda}(\varrho) \cdot J_{\lambda}(\varrho) \cdot d\varrho = U_{\lambda} \cdot \Psi_u + P_{\lambda} \cdot \Psi_p + 1 \cdot \Psi_1. \quad (11)$$

Die gesuchte wahre Umbraintensität ist dann

$$U_{\lambda} = \frac{\varphi_{\lambda} - P_{\lambda} \cdot \Psi_p - \Psi_1}{\Psi_u}. \quad (12)$$

Wegen der Gleichungen (9) und (10) brauchen nur je zwei der Funktionen Φ_i und Ψ_i bestimmt zu werden. Zur Ermittlung der Funktionen Φ_u und Φ_p zeichnet man den Fleck auf Polarkoordinatenpapier, wobei der Ursprung des Koordinatensystems der angenommenen Lochblendenposition im Fleck entsprechen muß. Die Peripherie eines Kreises vom Radius ϱ um den Ursprung führt nun durch Gebiete mit Umbraintensität U , Penumbraintensität P und gegebenenfalls auch durch photosphärische Gebiete. Die Summe aller Kreisbogenteile, die durch U -Gebiete laufen, ist $\Phi_u(\varrho)$, entsprechend ist $\Phi_p(\varrho)$ die Summe aller derjenigen Teile der Kreisperipherie, die durch P -Gebiete laufen. In dieser Weise können Φ_u , Φ_p und damit auch Φ_1 als Funktion von ϱ ermittelt werden. Die „Beitragsfunktionen“ Ψ_u , Ψ_p und damit auch Ψ_1 folgen daraus und nach Vorgabe eines Wertes für den Streuparameter s durch numerische oder graphische Integration gemäß Gl. (8). Die Geometrie des Flecks wird in dieser Weise in allen Einzelheiten in die Theorie der Streulichtkorrektur eingeführt.

2. Anbringung der Streulichtkorrektur an die Beobachtungen

a) Bestimmung des Streuparameters. Nach dem Vorgang von WANDERS (1934) kann man versuchen, s aus der Beobachtung des Intensitätsabfalles am äußersten Sonnenrand zu bestimmen. Seien x die Koordinate senkrecht zum Sonnenrand (nach innen zu positiv, am Rand $x = 0$) und y die Koordinate parallel zum Sonnenrand, so ist bei Vernachlässigung der Randkrümmung die scheinbare Intensitätsverteilung

$$i(x) = \frac{1}{\pi s^2} \cdot \int_0^{\infty} \left[I(\xi) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -\frac{(\xi - x)^2 + \eta^2}{s^2} \right\} d\eta \right] d\xi. \quad (13)$$

(325)

Wäre die wahre Intensitätsverteilung $I(x)$ bekannt, so könnte man mit verschiedenen Werten von s eine Schar scheinbarer Verteilungen $i(x)$ berechnen und durch Vergleich mit der beobachteten den Wert des Streuparameters bestimmen. Hier wurde für $I(x)$ der von verschiedenen Autoren aus Finsternisaufnahmen abgeleitete, vom Streulicht mittels Beobachtung des Mondrandprofils befreite Verlauf der Intensität am Sonnenrand zugrunde gelegt. Diese Beobachtungen sind für λ 4000, 4600, 5300, 6100 und 6700 Å von BALLARIO und GODOLI (1955), für 4226 Å von LAMLA und SCHEFFLER (1956) und für 6400 Å von TEN BRUGGENCATE, GOLLNOW und JÄGER (1950) durchgeführt worden. Sie können in der Form

$$I(x) \sim 1 + mx + ne^{-\omega x} + \mu e^{-\nu x} \quad (14)$$

dargestellt werden (das letzte Glied war nur bei 6400 Å wesentlich), so daß für jede der angegebenen Wellenlängen die Parameter m, n, ω, μ, ν vorliegen. Mit dem Ansatz (14) folgt aus Gl. (13) schließlich

$$i(x) \sim (1 + mx) \cdot [1 - \Phi(\alpha)] + \frac{ms}{\sqrt{\pi}} e^{-\alpha^2} + ne^{\beta'} [1 - \Phi(\beta)] + \mu e^{\gamma'} [1 - \Phi(\gamma)], \quad (15)$$

wo Φ das Fehlerintegral bedeutet und wo zur Abkürzung

$$\alpha = -\frac{x}{s}, \quad \beta' = \left(\frac{\omega s}{2}\right)^2 - \omega x, \quad \beta = \frac{\omega s}{2} + \alpha, \quad \gamma' = \left(\frac{\nu s}{2}\right)^2 - \nu x$$

und $\gamma = \frac{\nu s}{2} + \alpha$

gesetzt ist.

Auf der Darmstädter Rechenanlage IBM 650 wurden nach Gl. (15) für jede der genannten Wellenlängen eine Schar theoretischer Kurven $i(x)$ berechnet, wobei der Kurvenparameter s eine Reihe diskreter Werte zwischen $s = 1''$ und $s = 14''$ durchläuft. Die Abhängigkeit von $i(x)$ von der Wellenlänge war bei mittleren Werten des Streuparameters vernachlässigbar gegenüber der s -Abhängigkeit selbst und gegenüber den Beobachtungsunsicherheiten der Randprofile. Die berechneten Intensitätsverteilungen konnten deshalb auch für den infraroten Spektralbereich benutzt werden. Der Vergleich zwischen beobachteten und berechneten Randprofilen lieferte die Größenordnung der Werte von s , die in Tab. 4 aufgeführt sind.

Da die Streufunktion wesentlich der wellenlängenunabhängigen Bildunruhe entspricht, so war eine merkliche λ -Abhängigkeit von s nicht zu erwarten. Zu beachten ist, daß kurzwelliger und langwelliger Spektralbereich bei den Randaufnahmen (wie bei den Fleckenaufnahmen selbst auch) zeitlich nacheinander aufgenommen wurde, so daß sich nicht alle Spalten der Tab. 4 auf denselben Zeitpunkt beziehen. — Zur Bedeutung der Spalten 6 und 7 sei auf den Absatz IV, 3 verwiesen. — Wie Tab. 4 zeigt, kann man mit einem Durchschnittswert $s = 5''$ rechnen. Da der Umbraradius (vgl. Abb. 1) in der Größenordnung $10''$ liegt, so ist von vornherein eine starke Abhängigkeit der Streulichtkorrektur vom genauen Wert von s zu erwarten.

(326)

Tabelle 4. Parameter s der Streufunktion

Fleck	s -Werte aus Randaufnahmen					Theoretische Sonderfälle	
	(1) 4500 Å	(2) 5800 Å	(3) 6200 Å	(4) 6600 Å	(5) 8000 Å	(6) s_{max}	(7) Amplitude der „Welle“ $\Delta \log \varphi = 0.05$
6 (1)	—	—	—	—	—	8'0	5''0
13 (2)	—	—	—	—	—	7.25	4.5
15 (1)	6''0—6''5	6''0—6''5	—	7''2—8''0	—	8.0	5.25
15 (2)	4.5—8.0	4.9—6.0	—	5.5—7.0	4''9—5''5	9.0	7.0
15 (3)	5.2—6.0	—	—	4.5—8.0	6''0	8.0	5.4
15 (4)	5.0—5.2	4.0—5.0	—	6''0	6.0	4.75	3.5
17 (1)	5.0—6.0	—	5''0—6''0	—	—	5.25	3.5
18 (1)	—	—	—	—	—	8.75	7.5

b) Die Penumbraintensität P . Da bei den Fleckenaufnahmen wegen der vor dem Spalt befindlichen Lochblende die Penumbra nicht erfaßt wurde, konnte $P(\lambda)$ nicht mitbestimmt werden. Messungen der Penumbraintensität liegen vor von MICHARD (1953) und von MAKITA u. MORIMOTO (1960); beide Meßreihen führen auf etwa gleiche Ergebnisse. Für die Streulichtkorrektur der Göttinger Beobachtungen wurden deshalb die mittleren, von MICHARD gemessenen Werte verwendet: $P(4000 \text{ Å}) = 0.71$, $P(5000 \text{ Å}) = 0.75$, $P(6000 \text{ Å}) = 0.79$; zu größeren λ hin wurde extrapoliert. Da diese Werte individuell nicht zu den in Göttingen beobachteten Flecken zu passen brauchen, fragen wir, wie sich ein Fehler in P auf die Umbraintensität U auswirkt. Gemäß Gl. (12) ist

$$\frac{\partial U}{\partial P} = - \frac{\Psi_p}{\Psi_u} \quad (16)$$

Mit mittleren Werten $U \approx 0.1$, $P \approx 0.8$ und $dP/P \approx 0.1$ folgt dann für den prozentualen Fehler in U

$$\left| \frac{\partial U}{U} \right| \approx 0.8 \cdot \frac{\Psi_p}{\Psi_u} \quad (17)$$

Diese Größe ist für einige s -Werte in Tab. 5 zusammengestellt. Die Tabelle zeigt, daß die Streulichtkorrektur recht empfindlich von der Kenntnis des genauen Wertes der Penumbraintensität abhängt; bei so streulichtempfindlichen Flecken wie dem randnahen Fleck 15 (4) können allein wegen der Unkenntnis des genauen Wertes von $P(\lambda)$ Fehler von 50% in der wahren Umbraintensität entstehen. Für große Flecken wie 6 (1), 17 (1) und 18 (1) hingegen ist der angenommene Wert von P nicht kritisch — zumal es sich bei dem

Tabelle 5. Prozentuale Fehler $\left| \frac{\partial U}{U} \right|$ entsprechend einem Fehler von 10% in der Penumbraintensität

Fleck	$s = 3''$	$6''$	$9''$
6 (1)	0.00	0.04	0.22
13 (2)	0.00	0.10	0.32
15 (1)	0.00	0.15	0.62
15 (2)	0.00	0.05	0.25
15 (3)	0.00	0.08	0.34
15 (4)	0.10	0.58	1.14
17 (1)	0.01	0.14	0.42
18 (1)	0.00	0.01	0.11

(327)

in die Abschätzung hineingesteckten Wert $dP/P = 0.1$ wohl um einen oberen Grenzwert handeln dürfte, wie die Abbildungen in der Arbeit von MAKITA und MORIMOTO zeigen.

c) **Durchführung der Streulichtkorrektur für die beobachteten Flecken.** Nach Gl. (12) wurde für alle Flecken $U(\lambda)$ jeweils für eine Reihe diskreter

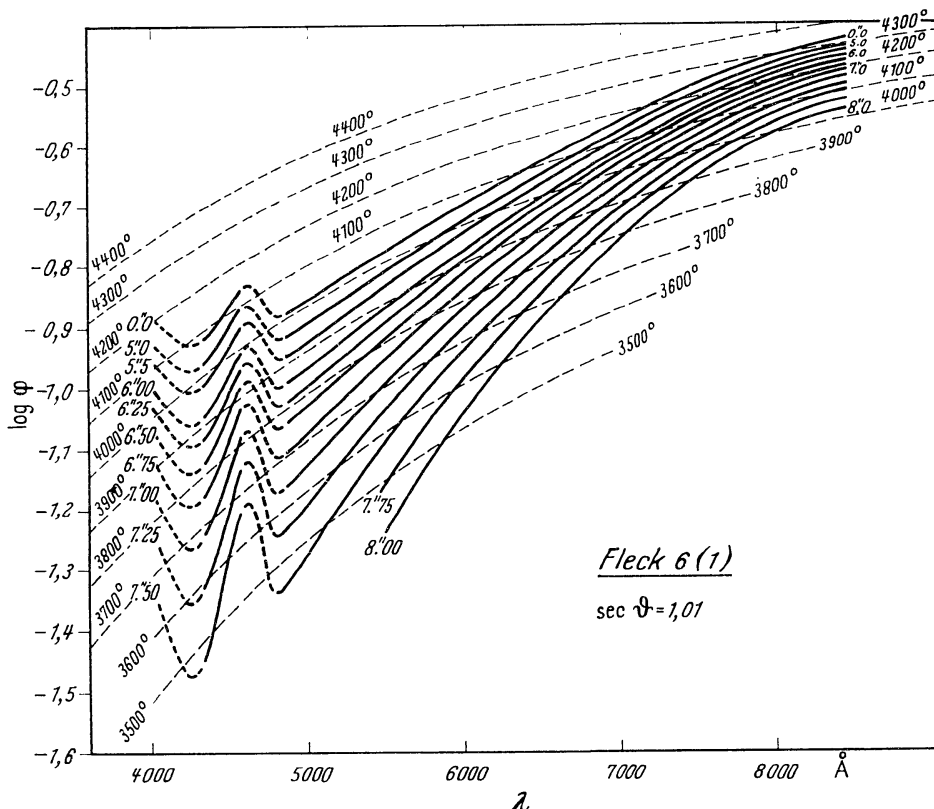


Abb. 12. Streulichtkorrektur für Fleck 6(1). *Ausgezogene Kurven*: Beobachtetes $\log \varphi(\lambda)$, korrigiert mit Streufunktionen verschiedener Halbwertsbreite $s(\lambda) = \text{const}$. Die s -Werte in Bogensekunden sind neben den Kurven angegeben. Die oberste Kurve ($s = 0''$) entspricht der Beobachtung (Abb. 9). Zu den gestrichelten gezeichneten Teilen der Kurven vgl. Text zu Abb. 9. — Von $s \approx 8''$ an haben die Kurven bestimmt keine reelle Bedeutung mehr. Auch die Kurven für $s \geq 6''5$ dürften unwahrscheinlich sein und sind nur deshalb mit eingezeichnet worden, um die Bedeutung des ganzen Problems der Streulichtkorrektur in aller Vollständigkeit zum Ausdruck zu bringen. *Gestrichelte Kurven*: $\log \varphi(\lambda)$ mit grauer Näherung berechnet für $\sec \vartheta = 1.0$. — Parameter: T_e^*

Werte $s(\lambda) = \text{const}$ berechnet. Dabei wurde für alle Flecken $P(\lambda)$ einheitlich nach den Messungen von MICHARD eingesetzt. Die Funktionen $\Phi_u(\varrho)$ und $\Phi_p(\varrho)$ wurden an Hand der Fleckenzzeichnungen bestimmt, und zwar jeweils für die wahrscheinlichste Position der Lochblende im Fleck. Die Berechnung der Beitragsfunktionen Ψ_i und der zu den verschiedenen s -Werten gehörenden Kurven $U(\lambda)$ erfolgte mit der Rechanlage IBM 650 in Darmstadt. Als Beispiel seien die Resultate für den großen, weniger streulichtempfindlichen Fleck 6 (1) in Abb. 12 und für den kleinen, randnahen (und darum sehr streulichtempfindlichen) Fleck 15 (4) in Abb. 13 gezeigt. Die jeweils oberste der ausgezogenen Kurven

(328)

stellt die Beobachtung ($s = 0''$) gemäß Abb. 9 dar. Die darunterliegenden Kurven entsprechen den rechts und links angegebenen Werten $s(\lambda) = \text{const.}$ — Die gestrichelten Kurven für $\sec \vartheta = 1$ [bei Fleck 6 (1)] und $\sec \vartheta = 2$ [bei Fleck 15 (4)] wurden mit grauer Näherung für verschiedene effektive Temperaturen im Fleck berechnet. Für die

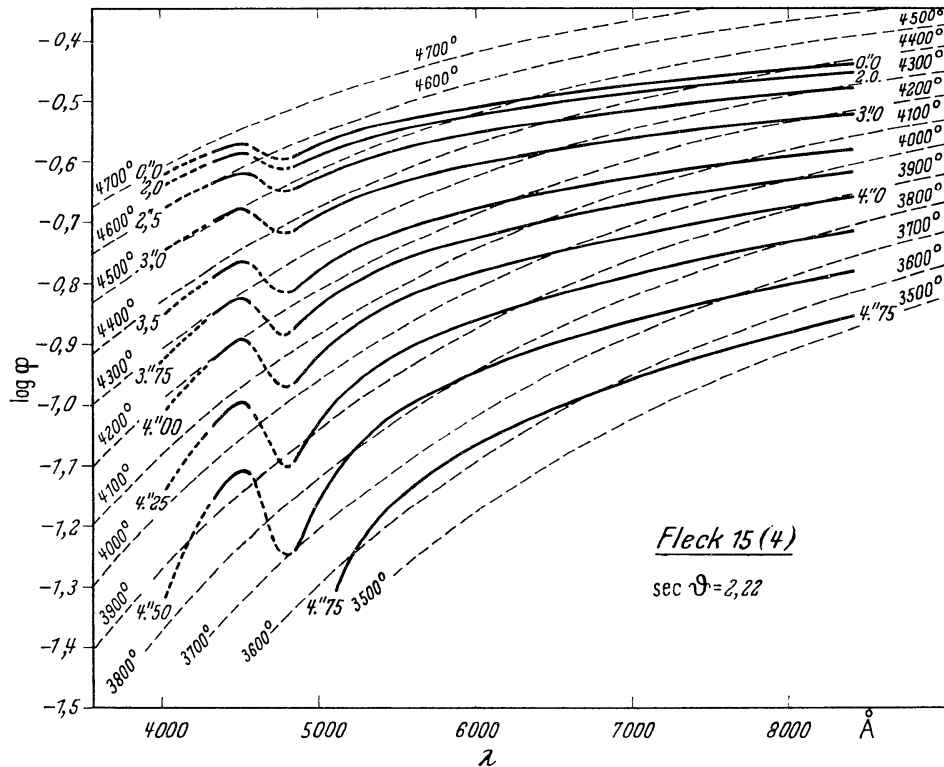


Abb. 13. Streulichtkorrektur für Fleck 15 (4). Vergleiche Text zu Abb. 12. — Die theoretischen Kurven gelten hier für $\sec \vartheta = 2.0$

Photosphäre wurde $T_e = 5780^\circ$ gesetzt. (Zu diesen Rechnungen vgl. Abschnitt V.)

Die ganze Schwierigkeit der Bestimmung des streulichtfreien Fleckenkontinuums wird aus den Abb. 12 und 13 ersichtlich: Schon eine Änderung von wenigen Zehnteln Bogensekunden in der Breite der Streufunktion (die höchstens mit einer Genauigkeit von $1''$ bis $2''$ bestimmbar ist!) vermag die $\log \varphi(\lambda)$ - bzw. $\log U(\lambda)$ -Kurve um 10—20% der jeweiligen relativen Intensität zu verschieben! Ferner könnten nach Absatz IV, 2b Lage und Steigung der Kurven modifiziert werden, wenn der in die Rechnung hineingesteckte Verlauf $P(\lambda)$ den wirklichen speziellen Verhältnissen nicht entspricht.

d) Einfluß der Lochblendenposition. Die Kurven in Abb. 12 und 13 gelten für eine Position der Lochblende im Fleck, die etwa den Beobachtungen entsprechen dürfte, also mit dem Zentrum der Umbra zusammenfällt.

Wie sich die Streulichtkorrektur ändern kann, wenn man eine etwas andere Lochblendenposition annimmt, soll an dem extremen Beispiel von Fleck 17 (1) gezeigt werden. Der rechte Teil der Abb. 14 enthält die Zeichnung des Flecks und die beiden, nur etwa 4'' auseinanderliegenden Vergleichspositionen 1 und 2 für die Lochblende. Im linken Teil der Abbildung entspricht die oberste Kurve ($s = 0''$) wieder den Beobachtungen.

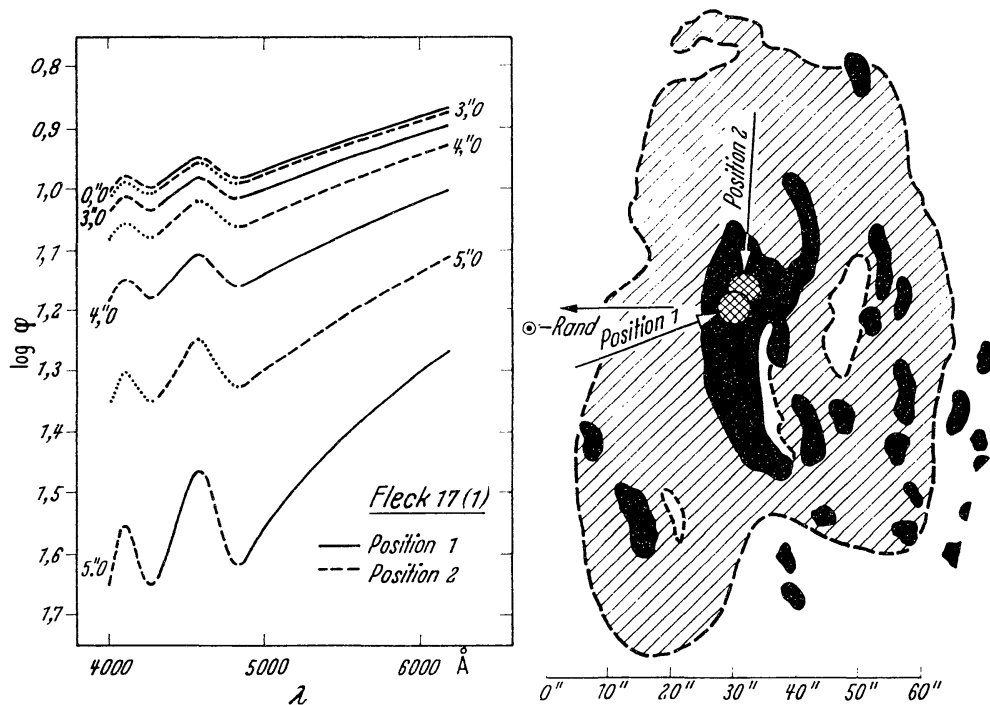


Abb. 14. Einfluß der Lochblendenposition auf die Streulichtkorrektur bei Fleck 17(1)

Die ausgezogenen Kurven erhält man, wenn man Position 1, die gestrichelten hingegen, wenn man Position 2 bei der Streulichtkorrektur annimmt. Für letztere ist die Streulichtempfindlichkeit viel kleiner als für Position 1, was auch anschaulich an Hand der Zeichnung verständlich wird: Position 2 liegt im oberen, breiten Teil der Umbra und ist insbesondere weiter von der Aufhellung am rechten unteren Umbrarand entfernt als Position 1.

Neben der exakten Bestimmung von $s(\lambda)$ und $P(\lambda)$ wäre also für eine einwandfreie Bestimmung von $U(\lambda)$ in so extrem gelagerten Fällen noch eine „Präzisionsführung“ des Flecks auf dem Spektrographenspalt und eine gleichzeitige objektive Registrierung der Fleckenposition nötig.

3. Möglichkeiten zur Einschränkung der Streufunktion und Ableitung der im Rahmen der Beobachtungsgenauigkeit optimalen relativen Intensitätsverteilung

Zunächst ist $s(\lambda)$ nach oben hin eingeschränkt durch die Bedingung, daß nirgendwo im ganzen Spektralbereich $U(\lambda)$ negativ werden darf. Ist

(330)

$s(\lambda) = \text{const}$, und ist die Realität der „Welle“ in Abb. 9 gesichert, so folgt aus dieser Bedingung der obere Grenzwert s_{max} des Streuparameters, der in Spalte 6 der Tab. 4 angegeben ist. Die Amplitude, die die „Welle“ in der Nähe von s_{max} erhält, wird so unwahrscheinlich, daß man annehmen kann, daß der zu einer Fleckenaufnahme gehörende s -Wert wesentlich kleiner ist als s_{max} .

Einen weiteren Anhaltspunkt geben die gemäß Tab. 4 aus den Randaufnahmen folgenden s -Werte (durchschnittlich $5''$). Nun gehören diese

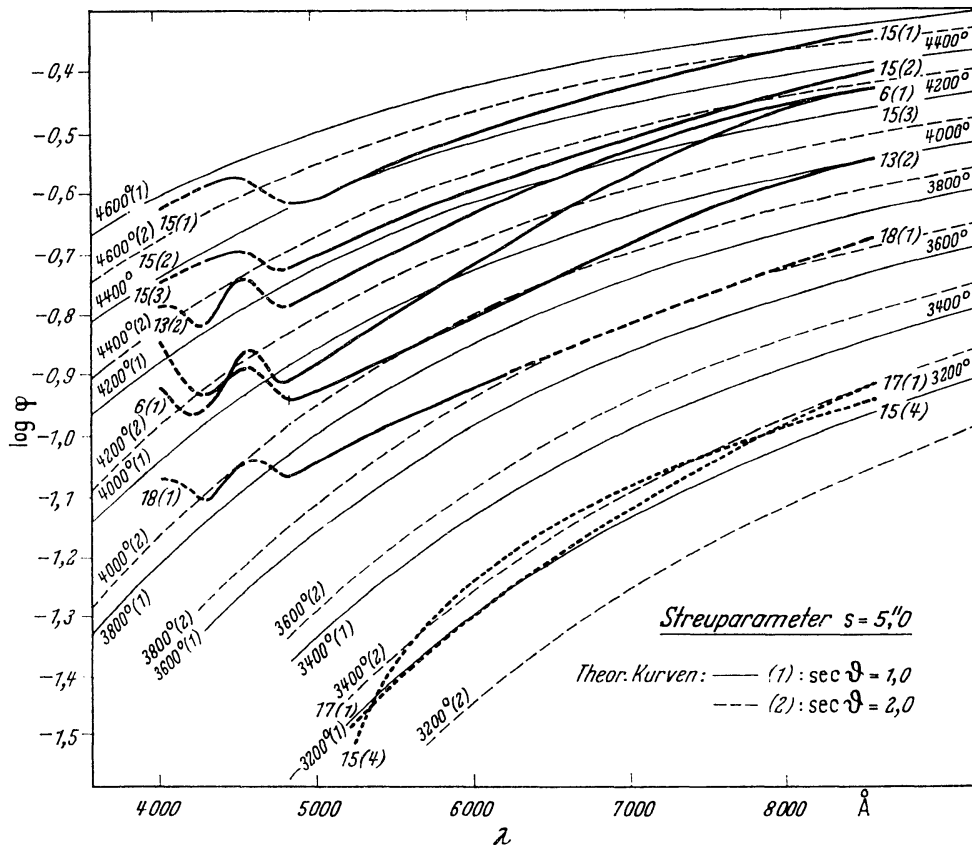


Abb. 15. Entzerrung der beobachteten Intensitätsverteilungen aller Flecken mit einer Streufunktion von $5''$ Breite. *Dick gezeichnete Kurven*: Entzerrte Intensitätsverteilungen der verschiedenen Flecken. Bei 17 (1) und 18 (1), wo keine „I“-Aufnahmen vorliegen, wurde der Verlauf von $\log \varphi(\lambda)$ zum roten Ende hin extrapoliert. — Für 15 (4) und 17 (1) wird $\varphi(\lambda)$ mit der angenommenen Breite der Streufunktion im Gebiet $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ negativ. Diese Kurven sind also problematisch. *Dünn gezeichnete Kurven*: Theoretische Rechnungen nach Abb. 12 und 13

Werte zwar weder zeitlich noch räumlich zu den Fleckenaufnahmen, sondern kennzeichnen nur grob die Luftverhältnisse im Beobachtungszeitraum. Aber MICHARD sowie MAKITA und MORIMOTO (l. c.) haben ebenfalls etwa $5''$ Breite für die Streufunktion gefunden. Es erscheint daher durchaus sinnvoll, sämtliche Flecken mit dieser mittleren Streufunktion zu korrigieren (Abb. 15). Da bei dem Fleck 15 (4) dieser Wert von s größer als s_{max} ist und beim Fleck 17 (1) s_{max} nahe kommt, wurden die

(331)

entsprechenden Kurven gepunktet gezeichnet. Für die Flecken 15 (4) und 17 (1) ist eine Streufunktion mit $s = 5''$ zumindest unwahrscheinlich.

Eine weitere Einschränkungsmöglichkeit für s liegt vielleicht in dem Auftreten der Welle oder Diskontinuität bei 4800 \AA . Gleichviel, wodurch diese Diskontinuität physikalisch entsteht, wird man annehmen können, daß ihre Amplitude unter Flecken vergleichbarer Größe nicht so stark

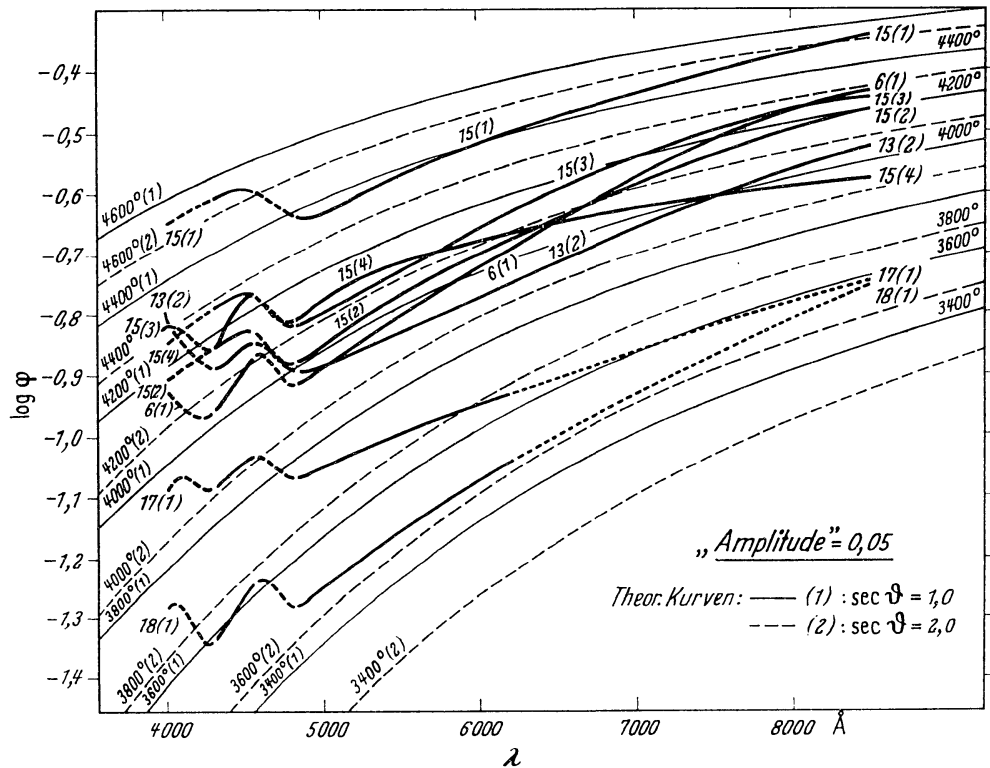


Abb. 16. Entzerrung der beobachteten Intensitätsverteilungen mit einer Streufunktion, deren Breite sich durch Vorgabe der Größe der Diskontinuität bei $\lambda 4800 \text{ \AA}$ bestimmt. Als Größe der Diskontinuität bzw. der Amplitude der Welle in $\log \varphi(\lambda)$ wurde der Wert $\Delta \log \varphi = 0,05$ vorgegeben (wobei $\Delta \log \varphi = \log \varphi(4500-4600 \text{ \AA}) - \log \varphi(4800-4900 \text{ \AA})$ ist). Dieser Wert entspricht einem Intensitätssprung von etwa 12%. Die zugehörigen Streuparameter stehen in Tab. 4, Spalte 7. — Im übrigen vgl. Text zu Abb. 15

von Fleck zu Fleck variiert wie $\varphi(\lambda)$ selbst. Wäre die Größe der Amplitude bekannt, so könnte man aus der Schar von Lösungskurven $U(\lambda)_s$ diejenige Kurve herausuchen, bei welcher die Amplitude den vorgegebenen Sollwert hat. Den besten Anhaltspunkt über diesen Sollwert kann das ausführlich untersuchte Spektrum von 6 (1) geben, weil es sich erstens durch seine Fleckenlinienreinheit und zweitens durch seine geringe Streulichtempfindlichkeit auszeichnet (letzteres ist jedenfalls zutreffend im Bereich $0'' \lesssim s \lesssim 5''$). Die Amplitude der „Welle“ hat für 6 (1) den Wert $\Delta \log \varphi = \log \varphi(4500-4600 \text{ \AA}) - \log \varphi(4800-4900 \text{ \AA}) = 0,05$, entsprechend einem Intensitätssprung von 12%. Mit diesem „Sollwert“ der Amplitude folgen für die übrigen Flecken die in Tab. 4, Spalte 7, ange-

(332)

gebenen Breiten s der Streufunktion, deren Mittelwert bei $s \approx 5''$ liegt. Abb. 16 zeigt — worauf mit aller Vorsicht hingewiesen sei — daß nun die Flecken 15 (4) und 17 (1) infolge der Schärfe der so ermittelten Streufunktion nicht mehr aus dem Rahmen fallen.

Die Abb. 15 und 16 stellen das Optimum dessen dar, was nach Anbringung von Streulichtkorrekturen aus dem Beobachtungsmaterial herauszuholen ist. Ihr Vergleich zeigt deutlich, wie stark die Ergebnisse von dem jeweils gewählten Streuparameter abhängen. — Hinsichtlich einer Mitte-Rand-Variation lassen beide Abbildungen keine Systematik erkennen.

4. Einführung von Näherungsannahmen über die Fleckengeometrie in die Theorie der Streulichtkorrektur

Die praktische Durchführung der in Abschnitt IV, 1 beschriebenen Theorie der Streulichtkorrektur erfordert erheblichen Aufwand an Messungen (Φ_u, Φ_p) und Rechnungen (Ψ_u, Ψ_p). Es besteht deshalb ein Bedürfnis nach einfacheren Näherungsformeln, die sich zur raschen Abschätzung der Streulichteinflüsse eignen. Die naheliegendste Vereinfachung wurde von MICHARD (l. c.) eingeführt: Er approximiert die Begrenzungen von Umbra und Penumbra durch konzentrische, achsenparallele Ellipsen. Nach dem Vorgang von MICHARD erhält man dann für φ die Gleichung

$$\varphi = U(1 - \Sigma_u) + P(\Sigma_u - \Sigma_p) + \Sigma_p, \quad (18)$$

wobei

$$\Sigma_u = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} e^{-(\varrho_u/s)^2} d\chi, \quad \Sigma_p = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} e^{-(\varrho_p/s)^2} d\chi \quad (19)$$

gesetzt ist. Für ϱ_u bzw. ϱ_p gilt die Mittelpunktsgleichung der Ellipse in Polarkoordinaten, allgemein

$$\varrho^2 = \frac{A^2 B^2}{A^2 \sin^2 \chi + B^2 \cos^2 \chi}, \quad (20)$$

wo A die große und B die kleine Halbachse der betreffenden Ellipse (in Bogensekunden) sind. Zwischen Σ_u, Σ_p und den Beitragsfunktionen Ψ_u, Ψ_p, Ψ_1 (vgl. IV, 1) bestehen für den Fall der Annäherung des Flecks durch Ellipsen die Beziehungen

$$\Psi_u = 1 - \Sigma_u, \quad \Psi_p = \Sigma_u - \Sigma_p, \quad \Psi_1 = \Sigma_p. \quad (21)$$

Zur weiteren Vereinfachung führte MICHARD anstelle des Polarwinkels χ den in der Ellipsengeometrie häufig gebrauchten Winkel ω ein, mit dem sich ϱ in der Form $\varrho^2 = A^2 \cos^2 \omega + B^2 \sin^2 \omega$ schreibt. Substituiert man diesen Winkel in Gl. (19), so tritt unter die Integrale der Faktor

$$\frac{d\chi}{d\omega} = \frac{AB}{\varrho^2(\omega)}, \quad (22)$$

(333)

der zwischen den Grenzen B/A und A/B variiert, den MICHARD aber versehentlich gleich 1 setzt. Dieser Fehler führt zu einer systematisch zu kleinen Streulichtkorrektur, weil der Wert der Integrale Σ wesentlich vom Verlauf des Integranden in der Nähe von $\omega = \pi/2$ bestimmt wird, wo $d\chi/d\omega \geq 1$ ist. Die quantitative Auswirkung dieses Fehlers in den von MICHARD für seine Beobachtungen benutzten Streulichtformeln wird weiter unten an einigen Beispielen gezeigt werden. Zuvor versuchen wir nun, durch Approximation einfache analytische Ausdrücke für die Integrale (19) zu finden. Führt man

$$\frac{\rho}{s} = r, \quad \frac{A}{s} = a, \quad \frac{B}{s} = b \quad (23)$$

ein, so haben diese Integrale die Form

$$\Sigma = \frac{2}{\pi} e^{-b^2} \int_0^{\pi/2} F(\chi) d\chi, \quad (24)$$

mit

$$F(\chi) = \exp \left[-\frac{b^2(1-\varepsilon^2)}{\varepsilon^2 + \operatorname{tg}^2 \chi} \right], \quad (25)$$

wobei $\varepsilon = b/a$ das Achsenverhältnis der Umbra- bzw. Penumbraellipse ist.

Man sieht leicht ein, daß $\exp \left[-\frac{b^2(1-\varepsilon^2)}{\varepsilon^2} \right] \leq F(\chi) \leq 1$ ist, also

$$e^{-a^2} < \Sigma < e^{-b^2} \quad (26)$$

gilt. Speziell für kreisförmige Flecken mit dem (in Einheiten von s ausgedrückten) Radius R folgt

$$\Sigma = e^{-R^2}. \quad (27)$$

Die streng gültige Gl. (26) läßt nur eine recht grobe Abschätzung zu; wenigstens kann man mit ihrer Hilfe aber leicht diejenigen Fälle erkennen, in denen eine Streulichtkorrektur unnötig ist. Zu besseren Näherungen gelangt man nun, indem man $F(\chi)$ durch eine Funktion $\tilde{F}(\chi)$ so approximiert, daß Funktionswerte und erste Ableitungen an den Rändern des Integrationsintervalls erhalten bleiben und $\tilde{F}(\chi)$ in den Grenzfällen $\varepsilon = 0$ und $\varepsilon = 1$ mit $F(\chi)$ identisch wird. Man zeigt leicht, daß

$$\tilde{F}(\chi) = (1 - \gamma) \exp \left[-\frac{b^2}{\operatorname{tg}^2 \chi} \right] + \gamma \quad (28)$$

mit

$$\gamma = e^{-(a^2-b^2)} = \exp \left[-\frac{b^2(1-\varepsilon^2)}{\varepsilon^2} \right] \quad (29)$$

alle diese Forderungen erfüllt. Nach Einführung von $\tilde{F}(\chi)$ in Gl. (24) und Substitution von $u = 1/\operatorname{tg} \chi$ erhält man schließlich den Ausdruck

$$\tilde{\Sigma} = (1 - \gamma) \cdot [1 - \Phi(b)] + \gamma \cdot e^{-b^2} \quad (30)$$

zur genäherten Berechnung der in die Streulichttheorie eingehenden Integrale, wobei $\Phi(b)$ das Fehlerintegral ist.

(334)

Für kreisförmige Flecken wird $\varepsilon = 1$, $a = b = R$, mithin $\gamma = 1$ und $\tilde{\Sigma} = \Sigma = e^{-R^2}$, in Übereinstimmung mit Gl. (27). Der andere Grenzfall $\varepsilon = 0$ (schmale, langgestreckte Flecken) wird auf zweierlei Wegen erreicht. Hält man b konstant und läßt $a \rightarrow \infty$ gehen, so geht $\varepsilon \rightarrow 0$, $\gamma \rightarrow 0$, also $\tilde{\Sigma} \rightarrow \Sigma \rightarrow 1 - \Phi(b)$. Diesen Fall langgestreckter, balkenförmiger Flecken hat bereits WORMELL (1936) behandelt, desgleichen kreisförmige Flecken*. Hingegen erhält man mit der falschen, von MICHARD benutzten Formel in diesem Grenzfall $\Sigma = 0$, für die Beitragsfunktion der Umbra also $\Psi_u = 1$ statt $\Psi_u = \Phi(b)$. Bei Vernachlässigung von Σ_p sieht man dann leicht ein, daß MICHARD für eine längliche Umbra der Breite $2b$ immer $\varphi = U$ erhalten würde, während in Wirklichkeit

$$\varphi = U \cdot \Phi(b) + P(1 - \Phi(b))$$

ist. — In dem anderen Grenzfall $a = \text{const.}$, $b \rightarrow 0$ (zu einem Strich entartete Ellipse) geht (unabhängig von a) $\tilde{\Sigma} \rightarrow \Sigma \rightarrow 1$, also $\Psi_u \rightarrow 0$; auch dies ist verständlich, weil in diesem Falle die Umbra überhaupt keinen Beitrag zu φ liefern darf.

Nach Vorgabe von A , B und s bietet Gl. (30) also ein bequemes Mittel zur Abschätzung von Σ und damit der Größe des zu erwartenden Streulichtes in allen vorkommenden Fällen der Fleckenform.

Zum Schluß sollen die mit den verschiedenen Verfahren zu gewinnenden Ergebnisse an dem Beispiel der Flecken 13 (2) und 15 (4) demonstriert werden, die sich — allerdings nur sehr grob — durch die folgenden Ellipsen annähern lassen:

Fleck 13 (2): Umbra: $A = 13''.7$, $B = 6''.7$; Penumbra: $A = 27''.5$, $B = 15''.0$;
 Fleck 15 (4): Umbra: $A = 13''$, $B = 4''$; Penumbra: $A = 26''$, $B = 12''$.

Für den Streuparameter werden die Werte $s = 4''.5$ für 13 (2) und $s = 3''.5$ für 15 (4) gewählt. Daneben sei (zum Vergleich) für 13 (2) noch der Fall $s = 6''$ betrachtet. Mit diesen s -Werten** folgt für die Penumbra beider Flecken $b > 2.6$ und hiermit nach Gl. (26) $\Sigma_p < 0.001$, so daß überhaupt nur Σ_u berücksichtigt zu werden braucht.

In Tab. 6 sind jeweils untereinander die drei Beitragsfunktionen angegeben. Darunter (Zeile „Korr.“) steht die Streulichtkorrektur in Prozent, die man an die beobachteten φ -Werte bei $\lambda 5000 \text{ \AA}$ anzubringen hat. Der Vergleich von Spalte 3 und 4 zeigt, daß die exakte Berücksichtigung der Fleckengeometrie notwendig ist, wenn die korrigierte Intensitätsverteilung noch die gleiche Genauigkeit haben soll, wie die beobachtete, nämlich einige Prozent. Andererseits gibt die Approximation

* Die hier benutzte Hilfsgröße Σ entspricht der Größe s bei WORMELL; die Gln. (2) und (3) in seiner Arbeit sind identisch mit den von uns abgeleiteten Beziehungen für Σ in den beiden Grenzfällen.

** Vgl. Tab. 4.

Tabelle 6. Vergleich der mit verschiedenen Verfahren berechneten Streulichtkorrekturen für die Flecken 13(2) und 15(4)

Fleck	s	Beitragfunktionen und Streulicht- korrektur „Korr.“ für φ (5000 Å)	Genau Berücksichti- gung der Flecken- struktur nach Abschnitt IV, 1	Approximation der Fleckenstruktur durch Ellipsen für Umbra und Penumbra:		
				Berechnung von \mathcal{E}		
(1)	(2)			exakt nach Gl. (24)	genähert nach Gl. (30)	nach MICHARD
			(3)	(4)	(5)	(6)
13 (2)	4''5	$\Psi_u =$	0.966	0.998	0.965	0.976
		$\Psi_p =$.033	.042	.035	.024
		$\Psi_1 =$.001	.000	.000	.000
		Korr =	13.8%	17 %	13.7%	9.8%
13 (2)	6''0	$\Psi_u =$	0.889	0.861	0.882	0.811
		$\Psi_p =$.109	.139	.118	.089
		$\Psi_1 =$.002	.000	.000	.000
		Korr =	49.0%	62.9%	51.6%	30.7%
15 (4)	3''5	$\Psi_u =$	0.825	0.887	0.894	0.956
		$\Psi_p =$.174	.113	.106	.044
		$\Psi_1 =$.001	.000	.000	.000
		Korr =	38.6%	23.2%	22.5%	8.2%

durch Ellipsen recht gut die Größenordnung des Streulichtes wieder. Diese läßt sich hinreichend genau durch Anwendung der einfachen Formel (30) ermitteln. — Die von MICHARD benutzte Formel unterschätzt hingegen die Streulichtkorrektur systematisch. Daß MICHARD selbst dann noch negative Werte für $U(\lambda)$ erhält, bedeutet wohl, daß die von ihm angenommenen Werte des Streuparameters zu groß sind.

V. Vergleich der beobachteten Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Fleckenspektrum mit einfachen theoretischen Verteilungen. Bestimmung von Oberflächentemperaturen

Die vorliegenden Beobachtungen lassen wegen der unsicheren Streulichtkorrektur nicht entscheiden, ob eine Mitte-Rand-Variation des relativen Fleckenkontinuums besteht und wie groß sie gegebenenfalls ist. Die Ableitung einer eindeutigen Temperaturschichtung wird deshalb unmöglich. Wir haben noch die Möglichkeit, die beobachteten Energieverteilungskurven $\varphi(\lambda)$ mit theoretischen zu vergleichen. Angesichts der Unsicherheiten, die in $\varphi(\lambda)$ auch für jede einzelne Fleckenaufnahme noch bestehen — speziell die Unsicherheit des Wellenlängengradienten — wäre es nicht sinnvoll, theoretische Energieverteilungskurven mit speziellen Schichtungen durchzurechnen. Es genügt vielmehr die einfache graue Näherung, die auch schon von UNSÖLD (vgl. Abb. 9) zur Darstellung der

(336)

Messungen von PETTIT und NICHOLSON herangezogen worden war. Bekanntlich gilt in dieser Näherung

$$\varphi_\lambda(\vartheta) = \frac{I_\lambda(\alpha^*, \vartheta)}{I_\lambda(\alpha, \vartheta)} \quad (31)$$

mit $\alpha^* = c_2/\lambda T_e^*$, $\alpha = c_2/\lambda T_e$ und

$$I_\lambda(\alpha, \vartheta) = \int_0^\infty \frac{e^{-\bar{\tau} \sec \vartheta} d\bar{\tau} \sec \vartheta}{e^{\alpha \cdot f(\bar{\tau})} - 1} \quad (32)$$

und einem entsprechenden Ausdruck in α^* , wobei $f(\bar{\tau}) = \left[\frac{3}{4} (\bar{\tau} + q(\bar{\tau})) \right]^{-1/4}$ ist. Für $q(\bar{\tau})$ wurde die exakte Lösung von MARK eingesetzt. Für die Photosphäre wurde $T_e = 5780^\circ$ gesetzt und sodann $\varphi_\lambda(\vartheta)$ für die effektiven Fleckentemperaturen $T_e^* = 3000^\circ, 3100^\circ, 3200^\circ, \dots$ berechnet. Da die Flecken dieses Materials ungefähr zu den beiden Positionen $\sec \vartheta = 1$ und $\sec \vartheta = 2$ gehören, wurde die Rechnung für diese beiden Fälle durchgeführt. Die entsprechenden Kurven sind in den Abb. 12, 13, 15 und 16 gestrichelt dargestellt mit T_e^* als Parameter. Durch Vergleich der theoretischen Kurven gleichen T_e^* -Wertes bei verschiedenem $\sec \vartheta$ erkennt man, daß in der grauen Näherung der Kontrast Fleck: Photosphäre am Sonnenrand beträchtlich verstärkt ist. Dies ist leicht einzusehen: Da die Strahlung vorwiegend aus der Tiefe $\tau = \cos \vartheta$ stammt, gilt näherungsweise $\frac{d(\log \varphi)}{d(\cos \vartheta)} \approx \frac{d(\log I^*/I)}{d\tau}$, mit der grauen Schichtung und dem Wienschen Strahlungsgesetz also $\frac{d(\log \varphi)}{d(\cos \vartheta)} \approx -\frac{\text{const.}}{\lambda} \Delta \Theta_e \cdot \frac{df}{d\tau} > 0$, weil $\frac{df(\tau)}{d\tau}$ wesentlich negativ ist.

Wie die Abb. 15 und 16 zeigen, stimmt der mittlere Gang von φ mit der Wellenlänge für alle Flecken wenigstens im langwelligen Teil des Spektrums ungefähr mit dem Gang in den theoretischen Kurven überein. Jeder beobachteten Kurve läßt sich daher ein gewisser Bereich der effektiven Temperatur zuordnen. Die entsprechenden „Oberflächentemperaturen“ ($T_0^* = 0.811 \cdot T_e^*$) sind in Tab. 7 angegeben.

Tabelle 7. Oberflächentemperaturen

Fleck	Oberflächentemperatur T_0^* nach	
	Abb. 15 Streuparameter $s = 5''$	Abb. 16 Streuparameter so gewählt, daß die Diskontinuität bei 4800 Å 12 % beträgt
6 (1)	$3350^\circ \pm 130^\circ$	$3350^\circ \pm 140^\circ$
13 (2)	3400 160	3360 80
15 (1)	3650 70	3610 70
15 (2)	3500 70	3340 80
15 (3)	3450 70	3390 60
15 (4)	$\leq 2750^\circ$	3410 170
17 (1)	≤ 2750	3130 120
18 (1)	3100 ± 120	2880 50

Im Fall $s = 5''$ konnte für die Flecken 15 (4) und 17 (1) natürlich nur der Bereich $\lambda > 5000 \text{ \AA}$ berücksichtigt werden (vgl. Abb. 15). Sonst

wurde überall der gesamte Spektralbereich (einschließlich der in Abb. 9 gestrichelt gezeichneten Teile) in Betracht gezogen.

Eine in gewissem Umfang unabhängige Kontrolle dieser Temperaturbestimmung läßt sich erreichen, wenn man die von TEN BRUGGENCATE (1939) in Potsdam an Flecken ähnlicher Größe gemessene Linientiefe im Zentrum der grünen Mg-Linie $\lambda 5183 \text{ \AA}$ mit dem Intensitätsverhältnis φ bei dieser Wellenlänge kombiniert. Es gilt nämlich $I_c^* = (1 - R_c^*) \cdot \varphi \cdot I_0$,

wo I_c^* die Restintensität der Fleckenlinie, R_c^* ihre zentrale Linientiefe und I_0 die Absolutintensität der Photosphäre ist. TEN BRUGGENCATE fand $R_c^* = 0.91$ (konstant für Flecken gleicher Größe!); für I_0 kann man die Messungen von CHALONGE (1950) heranziehen, die bei $\lambda 5183 \text{ \AA}$ den Wert $I_0 = 4 \cdot 10^{14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{RW}^{-1}$ ergeben. Für den Fleck 6 (1), der der Größe nach etwa den Flecken des Potsdamer Materials entspricht, ist bei $\lambda 5183 \text{ \AA}$ für $s = 5''$ die relative Intensität $\varphi = 0.138$, so daß insgesamt $I_c^* = 4.96 \cdot 10^{12}$ folgt. Mit der Annahme, daß I_c^* im wesentlichen Plancksche Strahlung der Fleckenoberfläche ist, erhält man hieraus eine Oberflächentemperatur von 3170° — in befriedigender Übereinstimmung mit Tab. 7.

Die T_0^* -Werte der Tab. 7 wurden in Abb. 17 über der Fläche der Umbra aufgetragen. Zum Vergleich sind die aus MICHARDs mittleren beobachteten Intensitätsverhältnissen bei $\lambda 4750 \text{ \AA}$ folgenden Temperaturen

ingezeichnet. Wie Abb. 17 zeigt, ist der mittlere Verlauf der Oberflächentemperatur mit der Umbrafläche für unsere Messungen ähnlich, wie für die von MICHARD. Daß MICHARD höhere Temperaturen erhält, ist eine Folge davon, daß er seine Messungen unterkorrigiert hat.

Abschließend wollen wir noch prüfen, wieweit man Informationen über die Schichtung im Fleck dadurch erhalten kann, daß man die Schichtung solange variiert, bis der theoretische Verlauf von $\varphi(\lambda)$ völlig mit dem beobachteten Verlauf übereinstimmt. Dazu sei für die Photosphäre das empirische Sonnenmodell Böhm-Vitense II, für den Fleck das Modell von MICHARD angenommen. Für die Wellenlängen $\log \lambda = 3.5, 3.6, 3.65, 3.7,$

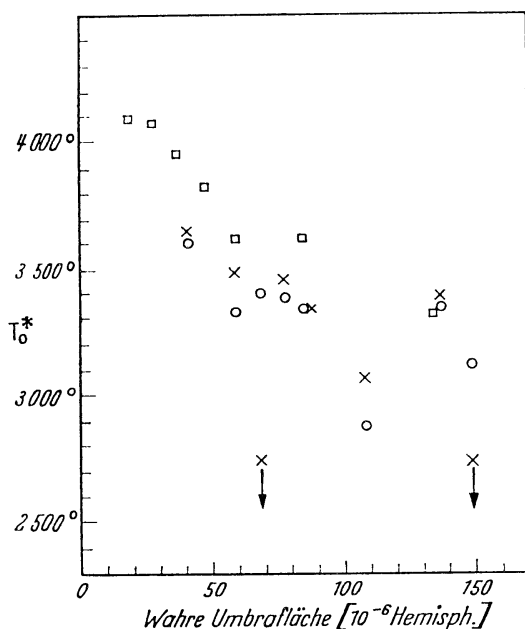


Abb. 17. Oberflächentemperaturen. o: T_0^* nach Abb. 16 (Vorgabe der Diskontinuität); x: T_0^* nach Abb. 15 (Vorgabe einer gemeinsamen Streufunktion). Die beiden mit einem Pfeil versehenen Kreuze gehören zu den Flecken 15(4) und 17(1), für welche in Abb. 15 $\varphi(\lambda)$ im Bereich $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ negativ werden würde. □: T_0^* nach den mittleren, bei $\lambda 4750 \text{ \AA}$ von MICHARD beobachteten Verhältnissen (in grauer Näherung berechnet)

3.8 und 3.9 wurde κ_λ/κ_0 den Tafeln des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten von VITENSE (1951) in Abhängigkeit von Θ und $\log P_e$ für die beiden Modelle entnommen, so daß für Photosphäre und Fleck κ_λ/κ_0 als Funktion von τ_0 vorlag. In dem allein wesentlichen Tiefenbereich $\tau_0 \lesssim 10$ ist die Tiefenabhängigkeit von κ_λ/κ_0 und $(\kappa_\lambda/\kappa_0)^*$ unerheblich, so daß die zur Berechnung von τ_λ und τ_λ^* notwendigen Integrationen einfach waren. Für $\sec\vartheta = 1$ (Sonnenmitte) wurde dann bei den angegebenen Wellenlängen φ_λ aus der Gleichung

$$\varphi_\lambda = \frac{\int_0^\infty \left(\frac{\kappa_\lambda}{\kappa_0}\right)^* e^{-(\alpha^* + \tau_\lambda^*)} \frac{d\tau_0}{1 - \exp(-\alpha^*)}}{\int_0^\infty \left(\frac{\kappa_\lambda}{\kappa_0}\right) e^{-(\alpha + \tau_\lambda)} \frac{d\tau_0}{1 - \exp(-\alpha)}} \quad (33)$$

berechnet, wo wieder $\alpha^* = c_2/\lambda T^*(\tau_0)$ und $\alpha = c_2/\lambda T(\tau_0)$ gesetzt ist. Die Integrationen wurden graphisch ausgeführt. Das Ergebnis wird durch die ausgezogene Kurve in Abb. 18 dargestellt. Zum Vergleich sind einige der mit grauer Näherung gerechneten Kurven angegeben. Am roten Ende

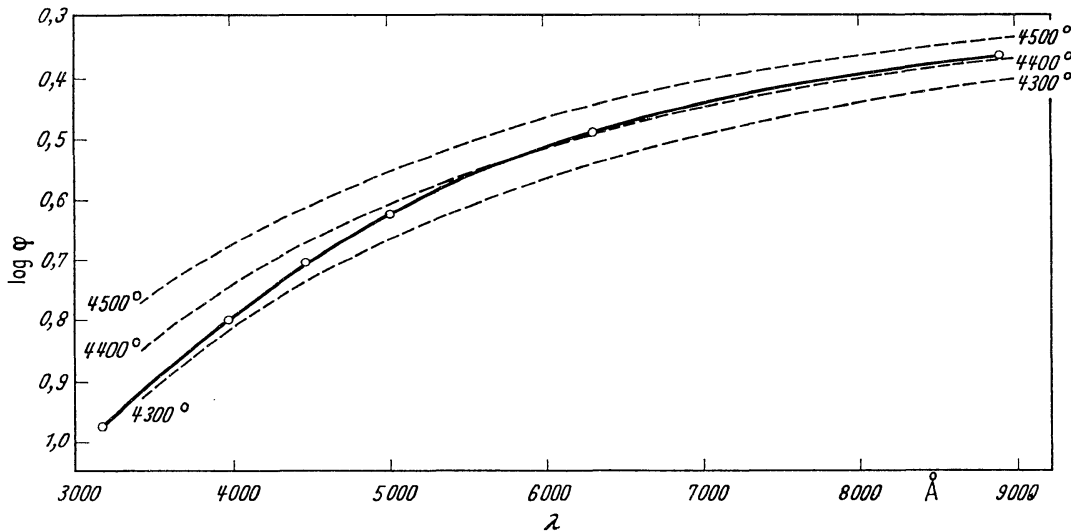


Abb. 18. Vergleich zwischen der in grauer Näherung und der mit MICHARDs Modell berechneten Intensitätsverteilung. ————— Fleckenmodell von MICHARD, Photosphärenmodell BÖHM-VITENSE II, κ_λ/κ_0 nach VITENSE. - - - - - graue Temperaturschichtung für Fleck und Photosphäre und wellenlängenunabhängiger Absorptionskoeffizient (Parameter: T_e^*)

des Spektralbereiches paßt die mit dem Michardschen Modell berechnete Kurve gut zu der in grauer Näherung mit $T_e^* = 4400^\circ$ ($T_0^* = 3560^\circ$) erhaltenen Kurve. In MICHARDs Modell ist $T_0^* = 3550^\circ$. Die Abweichung zwischen beiden Kurven am kurzwelligen Ende, etwa bei 4000 \AA , beträgt 12% der Intensität oder etwa 80° in der effektiven Temperatur. Man darf daraus wohl schließen, daß Aussagen über die spezielle Schichtung des

8*

(339)

Flecks höchstens durch Beobachtung des violetten Spektralbereiches möglich sind, wenn man sich auf das Kontinuum beschränkt und keine Mitte-Rand-Variation messen kann. Gerade im kurzwelligen Teil des Spektrums sind aber die Beobachtungsunsicherheiten erheblich größer als die Unterschiede zwischen den mit grauer Näherung und mit dem speziellen Michardschen Modell berechneten theoretischen Energieverteilungen.

Aus diesen Überlegungen in Verbindung mit den in den Abb. 12—16 zum Ausdruck kommenden Unbestimmtheiten gewinnt man den Eindruck, daß mit den bislang für die Messung des Fleckenkontinuums verwendeten Beobachtungsmethoden überhaupt keine spezielle Schichtung hergeleitet werden kann, die sich in begründbarer Weise von einfachen Näherungsschichtungen, wie z. B. der grauen, unterscheidet. Alle Beobachtungsunsicherheiten sind viel größer, als die von verschiedenen Vergleichsschichtungen herrührenden Feinheiten.

Offensichtlich erfordern Aufnahmen von Fleckenspektren exzeptionell gute Beobachtungsbedingungen und gehören methodisch zu schwierigen Aufgaben der Sonnenphysik.

Den Herren Prof. Dr. F. W. JÄGER, Dr. H. H. VOIGT und Dr. G. ELSTE danke ich für ihre unentbehrlichen Hilfeleistungen bei der praktischen Durchführung der Beobachtungen.

Herrn Prof. Dr. W. FRICKE bin ich für das fördernde Interesse dankbar, das er dem Fortgang der Untersuchung widmete, nachdem ich nach Abschluß der Beobachtungen und ihrer Auswertung eine Stellung im Astronomischen Recheninstitut in Heidelberg angetreten hatte.

Herrn Prof. Dr. A. WALTHER danke ich für die Gewährung von Rechenzeit an der im Institut für Praktische Mathematik in Darmstadt aufgestellten elektronischen Rechanlage IBM 650. Ferner danke ich Herrn Prof. Dr. H. MÜLLER von der Eidgenössischen Sternwarte Zürich für die Überlassung von Sonnenzeichnungen, sowie der Heidelberger Sternwarte für die Zurverfügungstellung des Zeißschen Schnellphotometers zum Zwecke einiger Registrierungen.

Mein besonders herzlicher Dank gilt meinem Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. TEN BRUGGENCATE, der mich zu dieser Arbeit anregte, die Durchführung der zweijährigen Beobachtungstätigkeit durch Gewährung von Mitteln aus dem Assistenz-Hilfsleistungs-Fond unterstützte und den Fortgang der Untersuchung durch zahlreiche wertvolle Hinweise und Diskussionen entscheidend beeinflusste.

Literatur

- BALLARIO, M. C., e G. GODOLI: Determinazione dell'oscuramento al bordo durante l'eclisse di sole del 30 Giugno 1954. Osservazioni e Memorie dell'Osservatorio astrofisico di Arcetrie **70**, 93 (1955).
- BERGER, J., D. CHALONGE, L. DIVAN et A.-M. FRINGANT: Recherches sur les spectres continus stellaires VII. Ann. d'Astrophysique **19**, 267 (1956).
- TEN BRUGGENCATE, P.: Das Spektrum von Sonnenflecken II. Z. Astrophysik **18**, 330 (1939).
- TEN BRUGGENCATE, P., H. GOLLNOW u. F. W. JÄGER: Über einen Versuch, die wahre Intensitätsverteilung am äußersten Sonnenrand zu ermitteln. Z. Astrophysik **27**, 223 (1950).

(340)

- TEN BRUGGENCATE, P., u. H. VON KLÜBER: Das Spektrum von Sonnenflecken I. *Z. Astrophysik* **18**, 284 (1939).
- CHALONGE, D., L. DIVAN et V. KOURGANOFF: Température de brillance et opacité des atmosphères stellaires. Application au soleil. *Ann. d'Astrophysique* **13**, 347 (1950).
- LAMLA, E., u. H. SCHEFFLER: Über den wahren Intensitätsabfall am Sonnenrand im Kontinuum bei λ 4217—4235 Å. *Z. Astrophysik* **40**, 93 (1956).
- MAKITA, M., and M. MORIMOTO: Photoelectric study of sunspots. *Publ. Astron. Soc. Japan* **12**, No. 1 (1960).
- MICHARD, R.: Contribution a l'étude physique de la photosphère et des taches solaires. *Ann. d'Astrophysique* **16**, 217 (1953).
- MILFORD, N.: Monochromatic stellar fluxes I. *Ann. d'Astrophysique* **13**, 243 (1950).
- PETTIT, E., and S. B. NICHOLSON: Spectral energy-curve of sunspots. *Astrophys. J.* **71**, 153 (1930).
- UNSÖLD, A.: Physik der Sternatmosphären, S. 560, 2. Aufl. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1955.
- UNSÖLD, A.: Zur Deutung der kontinuierlichen Sternspektren. *Z. Astrophysik* **49**, 1 (1959).
- VITENSE, E.: Der Aufbau von Sternatmosphären IV. *Z. Astrophysik* **28**, 81 (1951).
- WANDERS, A. J. M.: Die Reduktion für Einstrahlung bei Intensitätsmessungen an Sonnenflecken. *Z. Astrophysik* **8**, 108 (1934).
- WEMPE, J.: Die Gesamtabsorption der Fraunhoferschen Linien im Sonnenspektrum. *Astr. Nachr.* **275**, 97 (1947).
- WORMELL, T. W.: Observations on the intensity of the total radiation from sunspots and faculae. *Monthly Notices* **96**, 736 (1936).

Dipl.-Phys. PETER STUMPF, Astronomisches Recheninstitut,
Heidelberg, Mönchhofsstraße 12/14