

(Mitteilung aus dem Institut für Sonnenphysik des Astrophysikalischen Observatoriums, Potsdam.)

## Das Spektrum von Sonnenflecken. II. (Die Magnesium *b*-Linien.)

Von P. ten Bruggencate, Potsdam.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 26. Juni 1939.)

*1. Das Beobachtungsmaterial und seine Reduktion. — 2. Die Konturen von  $\lambda$  5183 und  $\lambda$  5172 in Photosphäre und Fleck.* Nach einem Verfahren von MINNAERT wird aus dem Verlauf der Dämpfungsflügel die genaue Lage des Kontinuums bestimmt. Die Gesamtaborption von  $\lambda$  5183 wird in der Photosphäre zu  $E = 1,77 \text{ \AA}$ , und im Fleck zu  $E^* = 2,50 \text{ \AA}$  gemessen. Die Zahl der wirksamen Atome ist danach im Fleck doppelt so groß als in der Photosphäre. Die auf indirektem Wege bestimmten Restintensitäten von  $\lambda$  5183 und  $\lambda$  5172 betragen in der Photosphäre und im Fleck 8 %. Sie können als gute Näherungen für die wahren Restintensitäten betrachtet werden. — *3. Die Deutung der Gesamtaborption von  $\lambda$  5183 in Fleck und Photosphäre auf Grund der Ionisationstheorie.* Es wird gezeigt, daß sich bei Energien, die dem Ionisationspotential von Mg (7,61 Volt) entsprechen, schon merkliche Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht im Sinne einer zu hohen Ionisation bemerkbar machen, und zwar sowohl in der Photosphäre als auch im Fleck. Das Verhalten von  $\lambda$  5183 (Anregungspotential 2,7 Volt) wird durch das Verhalten des Fe-Multipletts  $z^7F^0 - e^7D$  (Anregungspotential 2,8 Volt, Ionisationspotential von Fe 7,83 Volt) bestätigt. — *4. Der Ursprung der Fremdlinien in den Flügeln von  $\lambda$  5183 und  $\lambda$  5172.* Im Anschluß an A. FOWLER werden 52 schwache Fleckenlinien im Spektralbereich  $\lambda$  5194,0 bis  $\lambda$  5165,5 als Linien der grünen MgH-Bande identifiziert.

Die im Sommer 1938 mit dem Potsdamer Turmteleskop erhaltenen Fleckenspektren [1] überdecken auch den Bereich des grünen Mg-Tripletts ( $3^3P - 4^3S$ )  $\lambda$  5167,330,  $\lambda$  5172,700 und  $\lambda$  5183,621. Die erste dieser drei Linien wird stark gestört durch die benachbarte Fe-Linie  $\lambda$  5166,286. Auf unseren mit dem großen Gitterspektrographen in der ersten Ordnung aufgenommenen Spektren, die eine lineare Dispersion von  $1,39 \text{ \AA/mm}$  besitzen, lassen sich die beiden Linien nicht hinreichend trennen, so daß wir uns auf eine Photometrie von  $b_1$  ( $\lambda$  5183) und  $b_2$  ( $\lambda$  5172) beschränkt haben, über die im folgenden berichtet werden soll.

*1. Das Beobachtungsmaterial und seine Reduktion.* Tabelle 1 enthält die Daten für die in einem ungestörten Teil in der Nähe der Mitte der Sonnenscheibe gewonnenen Spektren, die wir im folgenden kurz Photosphärenspektren nennen wollen. Diese wurden zur Angleichung der Belichtungszeiten an diejenigen der Fleckenspektren durch ein Graufilter aufgenommen.

Tabelle 1. Spektren von Mg  $b_1$  und  $b_2$ : Sonnenmitte.

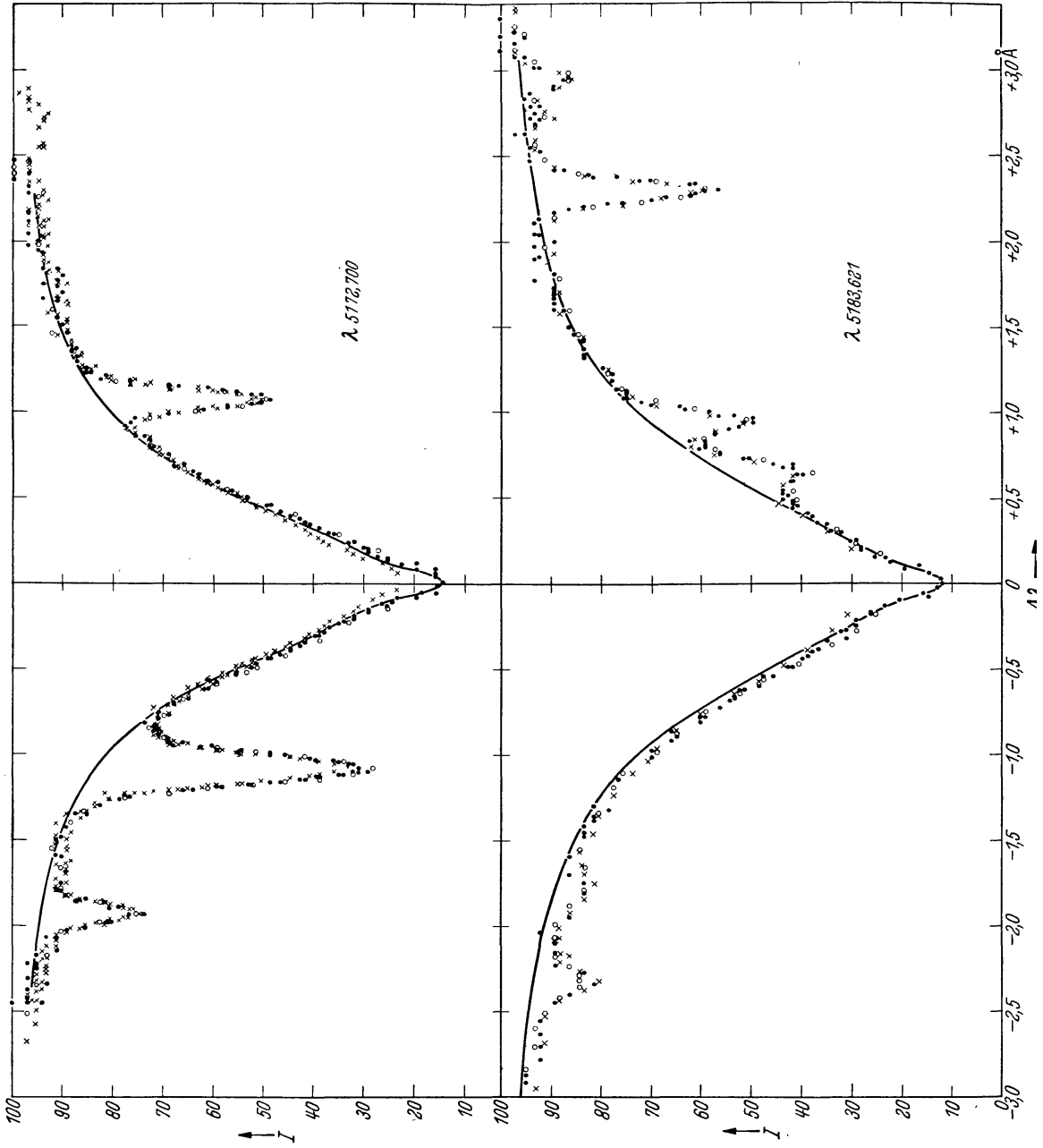
| Datum       | Belichtungszeit | Zahl der Spektren |                | Zeichen<br>in Abb. 1 |
|-------------|-----------------|-------------------|----------------|----------------------|
|             |                 | $\lambda$ 5183    | $\lambda$ 5172 |                      |
| 25. 6. 1938 | 20 sec          | 1                 | 1              | ○                    |
| 6. 7. 1938  | 30              | 2                 | 2              | ●                    |
| 24. 7. 1938 | 15              | —                 | 1              | ×                    |
| 24. 7. 1938 | 25              | 1                 | 1              | ×                    |

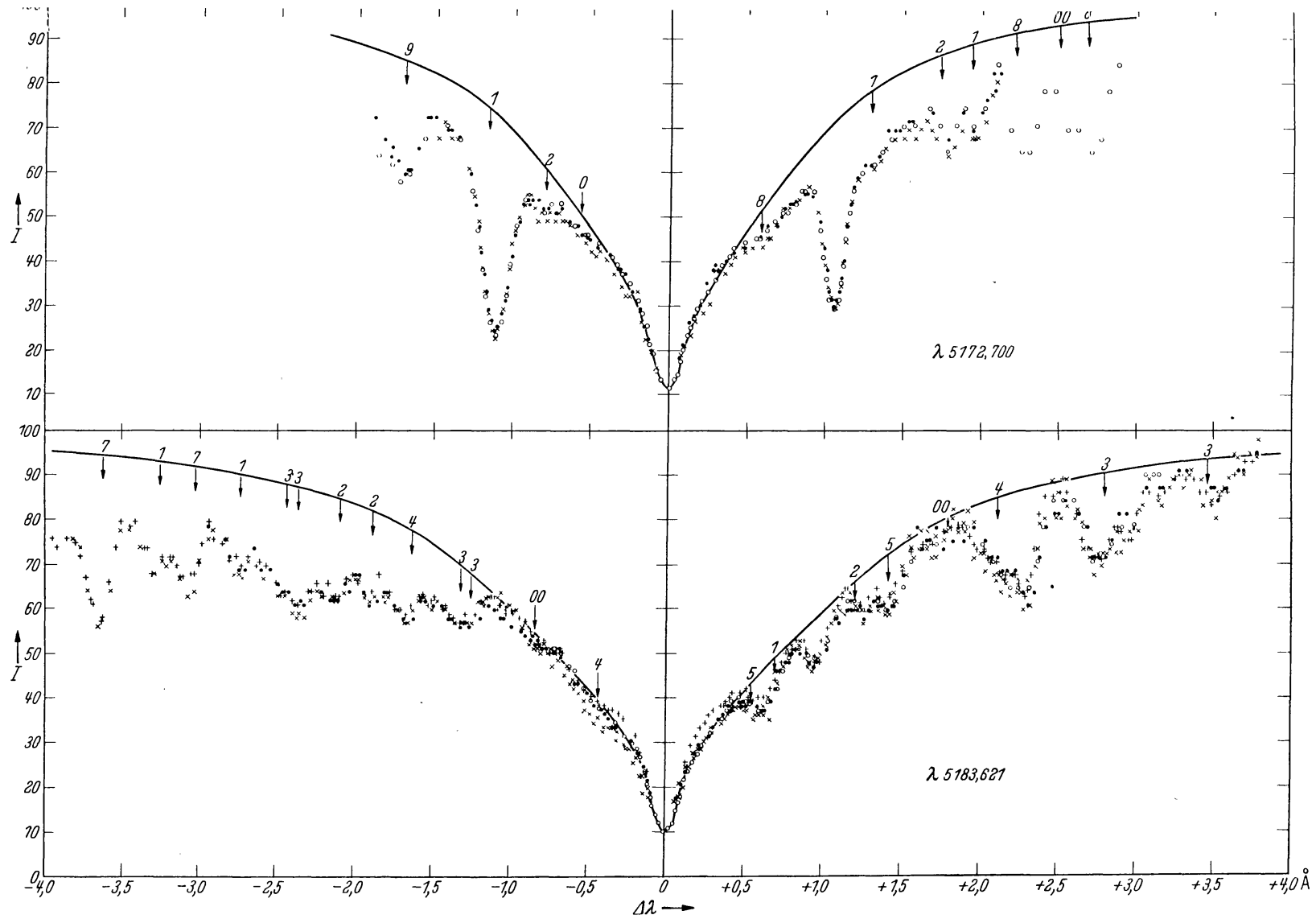
Tabelle 2. Spektren von Mg  $b_1$  und  $b_2$ : Fleck.

| Datum       | Fleck<br>Mt. Wilson Nr. | Belichtungs-<br>zeit | Zahl der Spektren |                | Zeichen<br>in Abb. 2 |
|-------------|-------------------------|----------------------|-------------------|----------------|----------------------|
|             |                         |                      | $\lambda$ 5183    | $\lambda$ 5172 |                      |
| 7. 6. 1938  | 5914                    | 40 sec               | 2                 | 1              | ×                    |
| 8. 6. 1938  | 5914                    | 50                   | 1                 | 1              | ○                    |
| 14. 7. 1938 | 5985                    | 30                   | 1                 | 1              | ●                    |
| 22. 9. 1938 | 6111                    | 35                   | 1                 | —              | +                    |

Das Aufnahmемaterial war durchweg Agfa Isopan-F-Kleinbildfilm. Die Beobachtungs- und Reduktionstechnik ist für Photosphären- und Fleckenspektren eingehend an anderer Stelle [1], [2] beschrieben worden, so daß wir hier darauf verweisen können. Tabelle 2 enthält die nötigen Angaben für die benutzten Fleckenspektren. Die zweite Spalte gibt die Nummer des beobachteten Flecks in den fortlaufend veröffentlichten „Summary of Mt. Wilson Magnetic Observations of Sunspots“ [3]. Die letzten Spalten der Tabellen 1 und 2 geben an, mit welchen Zeichen die zu den betreffenden Spektren gehörenden Messungen in den Abb. 1 und 2 eingetragen wurden. Die vorliegenden Spektren wurden in erster Linie zur Messung von Äquivalentbreiten schwacher und mittelstarker Fraunhofer-Linien aufgenommen. Aus diesem Grunde reicht die Belichtungszeit der Mehrzahl der Spektren nicht aus, um die Restintensität der Mg-Linien mit Sicherheit zu messen. Diese beruhen daher nur auf den am stärksten belichteten Spektren.

2. Die Konturen von  $\lambda$  5183 und  $\lambda$  5172 in Photosphäre und Fleck. In den Abb. 1 und 2 sind die aus den einzelnen Spektren gewonnenen Messungen mit verschiedenen Zeichen, wie in Tabelle 1 und 2 angegeben, eingetragen worden. Die innere Genauigkeit der Messungen ist sowohl für Photosphäre als auch Fleck recht gut. Besonders das letztere scheint beachtenswert, da sich ja die einzelnen Fleckenspektren auf verschiedene Flecken beziehen. Offenbar kann man, wenn man sich auf Flecken vergleichbarer Größe beschränkt, in den Flecken mit einheitlichen physikalischen Bedingungen rechnen.





Das Spektrum von Sonnenflecken. II.

333

Abb. 2. Konturen von  $\lambda 5172$  und  $\lambda 5183$ : Fleck. Abszissen: Abstand von der Linienmitte in  $\text{\AA}$ . Ordinaten: Intensität. Zeichen siehe Tabelle 2. Die Pfeile kennzeichnen die Lage von MgH-Linien, die beige-schriebenen Zahlen geben die Intensitätsschätzungen dieser Linien nach A. Fowler an.

Bei der Photometrie breiter Fraunhofer-Linien wird man in der Regel die Ausdehnung der Flügel unterschätzen und dadurch an Hand der Registrierkurven das Kontinuum zu tief legen. Um diesen Fehler zu bestimmen, habe ich ein Verfahren benutzt, das zuerst von MINNAERT angegeben wurde [4]. Es beruht darauf, daß die Flügel starker Linien durch Dämpfung bestimmt sind. Rechnen wir mit in der Mitte schwarzen Linien, was auf den Verlauf der äußeren Teile der Linienflügel keinen Einfluß hat, so ist der Gang der Linientiefe  $R = \frac{I_0 - I}{I_0}$  in den Flügeln gegeben durch [5]

$$R = \frac{1}{1 + \frac{2\sqrt{\pi}}{aC} \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}. \quad (1)$$

Hier bedeutet  $\Delta\lambda$  den Abstand von der Linienmitte,  $\Delta\lambda_D$  die halbe Dopplerbreite der Linie,  $a$  das Verhältnis der Dämpfungskonstanten zur Dopplerbreite in Kreisfrequenzeinheiten, und  $C$  ist gegeben durch

$$C = \frac{2\pi^{3/2} \cdot e^2}{m \cdot c} \cdot \frac{NHf}{\Delta\omega_D}. \quad (2)$$

Nach leichter Umformung erhält man aus (1), wenn wir zur Abkürzung

$$c = \frac{aC}{2\sqrt{\pi}} (\Delta\lambda_D)^2 \quad (3)$$

setzen, die Beziehung

$$I = I_0 - cI/(\Delta\lambda)^2. \quad (4)$$

Trägt man also  $I$  als Funktion von  $I/(\Delta\lambda)^2$  auf, so ergibt sich, solange man mit reiner Dämpfungsverbreiterung rechnen kann, eine gerade Linie, die die  $I$ -Achse an der Stelle  $I = I_0$  schneidet und die Neigung  $-c$  besitzt.

In Abb. 3 ist dies für die Konturen von  $\lambda$  5183 und  $\lambda$  5172 geschehen. Betrachten wir zunächst die Verhältnisse für die Photosphärenkonturen (in Abb. 3 mit „Sonne“ bezeichnet). Die Messungen von  $\lambda$  5172 wurden auf diejenigen von  $\lambda$  5183 reduziert durch Multiplikation der  $(\Delta\lambda)^2$ -Werte mit  $5/3$ , dem Verhältnis der  $f$ -Werte der beiden Linien. Denn aus (2), (3) und (4) folgt, daß sich die Breiten der beiden Linien an Stellen gleicher Intensität wie die Quadratwurzeln aus den  $f$ -Werten verhalten. Die in Abb. 3 eingezeichneten Punkte sind Mittelwerte aus dem roten und violetten Flügel von  $\lambda$  5183, die Kreuze solche von  $\lambda$  5172. Aus Abb. 3 geht hervor, daß sich die Flügel der beiden Mg-Linien bis zu einer Intensität, die 60 % der Intensität des Kontinuums beträgt, als Dämpfungsflügel darstellen lassen. Die Gerade schneidet die  $I$ -Achse bei  $I = 1,03$ , d. h. unser vor-

läufig an Hand der Registrierkurven gewähltes Kontinuum liegt um 3 % zu tief. Eine entsprechende Korrektur ist daher in Abb. 1 angebracht worden. Die Dämpfungsflügel, welche durch die mit „Sonne“ bezeichnete Gerade in Abb. 3 festgelegt sind, wurden in die Abb. 1 eingezeichnet. Für  $I < 60\%$  wurden die Konturen unter der Annahme symmetrischer Linien so vervollständigt, daß die Beobachtungen im Mittel am besten dargestellt werden. Die beobachteten Restintensitäten von 12 % für  $\lambda 5183$  und von 15 % für  $\lambda 5172$  sind, wie bereits erwähnt, nicht sehr sicher bestimmt. Wir haben daher auch auf eine Korrektur wegen des endlichen Auflösungsvermögens des Spektrographen verzichtet, zumal da sich eine gute Näherung für die wahre Restintensität, wie wir sehen werden, auf indirektem Wege bestimmen läßt.

Aus der Kontur von  $\lambda 5183$  in Abb. 1 läßt sich die Gesamtabsorption der Linie bestimmen. Wir haben dazu die Fläche der Kontur innerhalb

von  $\Delta\lambda = 0,76 \text{ \AA}$  planimetriert und den Beitrag der Flügel durch Integration der Dämpfungskontur (1) bestimmt. Die in (1) vorkommende Konstante (3) ist ja durch die Neigung der mit „Sonne“ bezeichneten Geraden in Abb. 3 gegeben. Es ist

$$c_{5183} = 0,37 \quad (5)$$

und für die Gesamtabsorption ergab sich

$$E_{5183} = 1,77 \text{ \AA}. \quad (6)$$

Da die Mg *b*-Linie eine endliche Restintensität besitzt, ist es zweckmäßig, zur Berechnung der Gesamtabsorption statt der Kontur (1) die Kontur

$$R = \frac{R_c}{1 + \frac{(\Delta\lambda)^2}{c}} \quad (7)$$

zu benutzen, wo  $R_c$  die Linientiefe in der Mitte der Linie ( $\Delta\lambda = 0$ ) sein soll. Zur Bestimmung des Verlaufs der Flügel und damit der Konstanten  $c$  ist dagegen, wie erwähnt, die Näherung  $R_c = 1$  ausreichend. Mit (7) ergibt sich

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} R d\lambda = \pi R_c \sqrt{c}. \quad (8)$$

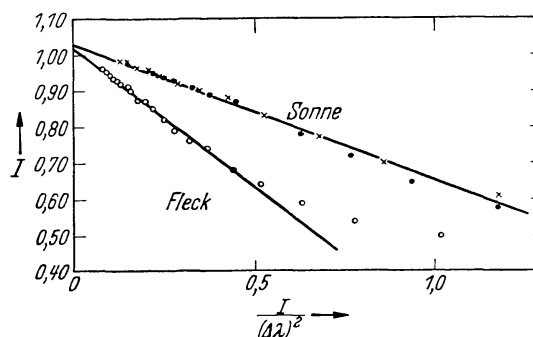


Abb. 3. Verlauf der äußeren Teile der Linienflügel der Mg-Linien zur Festlegung des Kontinuums.

- $\lambda 5183$  Sonnenmitte.
- ×  $\lambda 5172$  Sonnenmitte.
- $\lambda 5183$  (roter Flügel) Fleck.

Die Kombination von (5), (6) und (8) gestattet nun die Abschätzung der Linientiefe in der Mitte der Linie. Es ergibt sich

$$R_c(5183) = 0,93, \quad (9)$$

also eine Restintensität von 7 %. Restintensitäten, die auf diese Weise bestimmt werden, dürften bei breiten Fraunhofer-Linien, bei denen ein Dopplerkern nur noch ganz schwach angedeutet ist, weniger stark durch das endliche Auflösungsvermögen des Spektrographen verfälscht sein als die direkt beobachteten Restintensitäten. Wir betrachten sie daher als gute Näherung für die wahre Restintensität.

Ganz entsprechend können wir mit  $\lambda 5172$  verfahren. Hier ergibt sich  $c_{5172} = 0,22$  und  $E_{5172} = 1,36 \text{ \AA}$ . Aus (8) findet man damit

$$R_c(5172) = 0,92. \quad (9a)$$

Die so bestimmten Restintensitäten der beiden Mg *b*-Linien sind also innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit einander gleich, wie man auch erwarten sollte, wenn die Restintensität mit dem Auftreten unkompenzierter Zyklen zusammenhängt.

Wir gehen nun über zur Diskussion der Fleckenkonturen in Abb. 2. Hier ist ersichtlich, daß nur der rote Flügel von  $\lambda 5183$  Stellen aufweist, wie z. B. im Gebiet  $1,5 \text{ \AA} < \Delta\lambda < 2,0 \text{ \AA}$ , die als frei von Fremdlinien angesehen werden können. Bei dem violetten Flügel von  $\lambda 5183$  ist die Beeinflussung seines Verlaufs durch eine große Zahl schwacher Linien sehr auffallend. Bei  $\lambda 5172$  erkennt man die Verfälschung der Flügel durch Fremdlinien, wenn man aus dem roten Flügel von  $\lambda 5183$  durch Multiplikation der  $\Delta\lambda$ -Werte mit  $\sqrt[3]{5}$  den zu erwartenden Verlauf der Flügel von  $\lambda 5172$  ausrechnet. Der in Abb. 3 dargestellte Verlauf der Dämpfungsflügel für die Fleckenkonturen beruht deshalb nur auf dem beobachteten Verlauf des roten Flügels von  $\lambda 5183$ . Es ergibt sich aus der mit „Fleck“ bezeichneten Geraden eine Kontinuumskorrektur von 2 %, die an den Messungen in Abb. 2 angebracht wurde. Aus der Neigung der „Fleck“-Geraden folgt, wenn wir alle Größen, die sich auf den Fleck beziehen, im folgenden mit einem \* bezeichnen, der Wert

$$c_{5183}^* = 0,76. \quad (10)$$

Die Fleckenkonturen sind nun in Abb. 2 in genau der gleichen Weise konstruiert worden, wie die Konturen in Abb. 1. Wir haben auch hier wieder die Gesamtabsorption von  $\lambda 5183$  aus dem Verlauf der Kontur bestimmt. Die Fläche der Kontur, die innerhalb von  $\Delta\lambda = 1,41 \text{ \AA}$  liegt, wurde plani-



metriert, und der Beitrag der Flügel wurde durch Integration der Dämpfungskontur (1) unter Verwendung des Wertes (10) von  $c_{5183}^*$  bestimmt. Es ergab sich

$$E_{5183}^* = 2,50 \text{ \AA}. \quad (11)$$

Die Abschätzung der Linientiefe in der Mitte der Linie aus (8) unter Verwendung der Werte (10) und (11) ergibt

$$R_c^*(5183) = 0,91, \quad (12)$$

also praktisch denselben Wert von  $R_c$  wie für die Photosphäre. Die kleinere Differenz zwischen der beobachteten Linientiefe  $r_c^* = 0,90$  und der Tiefe (12) im Vergleich zur Differenz zwischen  $r_c = 0,88$  und der Tiefe (9) erklärt sich durch das endliche Auflösungsvermögen des Spektralapparates, das bei der wesentlich breiteren Fleckenlinie den Beobachtungswert  $r_c^*$  weniger stark verfälscht. Da die Mg-Linie  $\lambda 5183$  auf dem Dämpfungsteil der Wachstumskurve liegt, so verhalten sich, wie man aus (8), (3) und (2) erkennt, die wirksamen Atomzahlen  $NHf$  in Photosphäre und Fleck wie die Quadrate der Äquivalentbreiten. Es ist also nach (6) und (11)

$$N^*H^* = 2,0 NH.$$

3. Die Deutung der Gesamtabsorption von  $\lambda 5183$  in Fleck und Photosphäre auf Grund der Ionisationstheorie. Das Ausgangsniveau der Mg b-Linien

ist das Grundniveau des Tripletsystems, das eine Anregungsenergie von 2,7 Volt besitzt [6]. Die Intensität der Mg-Linie  $\lambda 5183$  für verschiedene Temperaturen und Drucke ist von PANNEKOEK unter der Voraussetzung thermischen Gleichgewichts berechnet worden [7]. Für die Sonne kommt die für einen Zwergstern gerechnete Kurve der Abb. 4 (die eine Reproduktion der hierfür wesentlichen Kurven

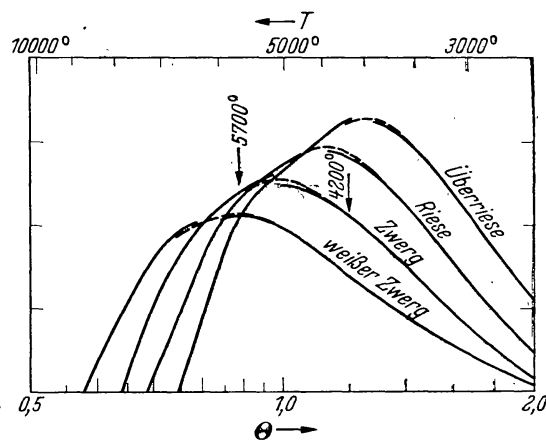


Abb. 4. Änderung der Gesamtabsorption von  $\lambda 5183$  mit Temperatur und Druck nach Pannekoek (Publ. Astr. Inst. Amsterdam Nr. 4, 73, 1935).

von PANNEKOEKS Fig. 9 darstellt) in Frage, die ihr Maximum bei 5100° erreicht. In [1] sind unter Verwendung von Fe- und Ti-Multipletts die „Anregungstemperaturen“  $T = 5040^\circ$  für die Photosphäre und



$T^* = 3700^{\circ}$  für den Fleck bestimmt worden. Aber selbst wenn man mit den effektiven Temperaturen  $T_e = 5700^{\circ}$  für die Photosphäre und  $T_e^* = 4200^{\circ}$  für den Fleck rechnet (dieser Wert von  $T^*$  entspricht dem beobachteten Wert von  $\Delta\theta = 0,33$ ), so zeigen die Pfeile in Abb. 4, daß eine Verstärkung dieser Linie im Fleck auf Grund der Annahme thermischen Gleichgewichts unverständlich ist. Wir wollen dazu noch die folgende einfache Abschätzung durchführen. Die Boltzmann-Formel

$$\log \frac{n_{0,s}}{n_{0,0}} = -\chi_{0,s} \frac{5040}{T} + \log \frac{g_{0,s}}{u_0}, \quad (13)$$

wo  $n_{0,s}$  die Zahl der neutralen Atome pro  $\text{cm}^3$  im Anregungszustand  $s$  mit dem Anregungspotential  $\chi_{0,s}$ ,  $n_{0,0}$  diejenige der neutralen Atome im Grundzustand bedeuten,  $g_{0,s}$  das statistische Gewicht des angeregten Zustandes und  $u_0$  die Zustandssumme für das neutrale Atom angibt, wenden wir einmal auf die Photosphäre und einmal auf den Fleck an. Subtraktion der beiden Gleichungen ergibt dann

$$\log \frac{n_{0,s}^*}{n_{0,s}} = \log \frac{n_{0,0}^*}{n_{0,0}} - \chi_{0,s} \cdot \Delta\theta, \quad (14)$$

wo

$$\Delta\theta = 5040 \left( \frac{1}{T^*} - \frac{1}{T} \right) \quad (15)$$

gesetzt wurde. Mit  $\Delta\theta = 0,33$  (siehe [1]) und  $\chi_{0,s} = 2,7$  Volt ergibt sich

$$\log \frac{n_{0,s}^*}{n_{0,s}} = \log \frac{n_{0,0}^*}{n_{0,0}} - 0,89. \quad (16)$$

Weiterhin schreiben wir die Saha-Gleichung

$$\log \frac{n_1}{n_0} = -\chi_0 \frac{5040}{T} + \frac{5}{2} \log T - \log P_e - 0,48 + \log \frac{u_1 \cdot 2}{u_0} \quad (17)$$

einmal für die Photosphäre und einmal für den Fleck an. Dabei bedeuten  $n_1$  die Zahl der einfach ionisierten Atome pro  $\text{cm}^3$ ,  $n_0$  die Zahl der neutralen Atome,  $\chi_0$  das Ionisationspotential des neutralen Atoms in Volt,  $P_e$  den Elektronendruck in Bar und  $u_1$  die Zustandssumme für das einfach ionisierte Atom. Nach Subtraktion der beiden Gleichungen und unter Anwendung des von UNSÖLD gegebenen Nomogramms [8] findet man leicht mit  $\chi_0 = 7,61$  Volt,  $T = 5040^{\circ}$ ,  $T^* = 3700^{\circ}$  die Beziehung

$$\log \frac{n_1^*}{n_0^*} = \log \frac{n_1}{n_0} - 3,15 - \log \frac{P_e^*}{P_e}. \quad (18)$$

Andererseits findet man aus (17) für die Photosphäre mit  $\log P_e = 1,34$  (siehe [9]), wobei dieser Wert sehr günstig gewählt wurde zur Er-

zielung einer möglichst guten Übereinstimmung von Theorie und Beobachtung,

$$\log \frac{n_1}{n_0} = +0,46. \quad (19)$$

Aus (18) folgt dann, daß für alle vernünftigen Werte von  $P_e^*/P_e$  sicher  $n_1^* \ll n_0^*$  sein wird. Vernachlässigen wir außerdem alle höheren Ionisationsstufen sowohl in der Photosphäre wie im Fleck (für Mg ist  $\chi_1 = 15$  Volt!), so findet man mit  $\theta = 1$  und  $\theta^* = 1,36$  aus Fig. 83 in UNSÖLDs Buch [10] unter Verwendung der Kurve für Zwergsterne

$$\log \frac{n_0^* H^*}{(n_1 + n_0) H} = +0,50. \quad (20)$$

Löst man (20) nach  $\frac{n_0^* H^*}{n_0 H}$  auf, so ergibt sich mit Rücksicht auf (19)

$$\frac{n_0^* H^*}{n_0 H} = 12. \quad (21)$$

Wenn wir für unsere Abschätzung  $\frac{n_0^*}{n_0} = \frac{n_{0,s}^*}{n_{0,0}}$  setzen, die Zahl der angeregten Atome also vernachlässigen, so findet man aus (16) und (21)

$$\log \frac{n_{0,s}^* H^*}{n_{0,s} H} = +0,20. \quad (22)$$

Da  $\lambda 5183$  auf dem Dämpfungsteil der Wachstumskurve liegt, so verhalten sich die Gesamtabsorptionen wie die Quadratwurzeln aus der Zahl wirksamer Atome. Dies folgt aus (8), (3) und (2). D. h. im thermischen Gleichgewicht hätte man zu erwarten

$$\log \frac{E^*}{E} = +0,10,$$

ein Wert, der *kleiner* ist als der beobachtete Wert  $\log \frac{E^*}{E} = +0,15$ . Die Abweichung liegt also im gleichen Sinne wie bei Verwendung der Rechnungen von PANNEKOEK (Abb. 4).

Daß es sich dabei sicher nicht um eine Eigentümlichkeit der Mg *b*-Linien handeln kann, zeigen Messungen von Gesamtabsorptionen an Linien des Fe-Multipletts  $z \text{ } ^7F^0 - e \text{ } ^7D$ , das eine mittlere Anregungsenergie von 2,8 Volt besitzt, die nahe mit dem Anregungspotential der Mg *b*-Linien (2,7 Volt) übereinstimmt. Da das Ionisationspotential von Eisen ebenfalls sehr nahe gleich demjenigen von Magnesium ist, so gelten die obigen theoretischen Abschätzungen ebenfalls für dieses Eisenmultiplett. Der mittlere beobachtete Wert [11], unter Ausschluß der Linie  $\lambda 4985,56$ , die nicht mehr auf dem

Wurzelteil der Wachstumskurve liegt,  $\log \frac{E^*}{E} = 0,146$ , stimmt ausgezeichnet mit dem Wert für die Mg-Linie  $\lambda 5183$  überein.

Bevor wir zu erklären versuchen, warum die Mg *b*-Linien im Fleck stärker auftreten, als man nach der Ionisationstheorie und ihrer Stärke in der Photosphäre erwarten sollte, wollen wir noch auf eine Arbeit von THACKERAY [12] eingehen. THACKERAY hat bei zahlreichen Sternen der Spektraltypen G 0 bis K 6 die Äquivalentbreite von  $\lambda 5183$  gemessen und dabei einen bemerkenswerten Effekt der absoluten Helligkeit gefunden. Für konstant gehaltene Temperatur (z. B. bei K 0-Sternen) nimmt  $\lambda 5183$  stark an Intensität zu von Überriesen zu Zwergsternen. Dieses Verhalten ist, wie THACKERAY bemerkt, unvereinbar mit der Ionisationstheorie, da man, wie Abb. 4 zeigt, für Temperaturen unterhalb von  $5000^\circ$  das umgekehrte Verhalten erwarten sollte.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Beobachtungen von THACKERAY und unsere Messungen der Äquivalentbreiten von  $\lambda 5183$  in Fleck und Photosphäre sich so verhalten, wie der Verlauf der PANNEKOEK-schen Kurven (s. Abb. 4) es für Temperaturen *oberhalb*  $5000^\circ$  fordert. Die Diskrepanzen weisen daher auf eine Abweichung vom thermischen Gleichgewicht hin, die sich bei Energien von 7 bis 8 Volt bemerkbar macht. Es liegt nahe, diese Abweichung mit einem UV-Überschuß der Sternstrahlung im extremen Ultraviolett in Zusammenhang zu bringen.

Wie in [1] gezeigt wurde, lassen sich die Verhältnisse in der Photosphäre, solange man nur die Anregungsverhältnisse von Linien mit einem Anregungspotential bis zu 4 Volt betrachtet, sehr befriedigend mit einer Anregungstemperatur von  $5040^\circ$  beschreiben. Sobald aber das Ionisationsgleichgewicht von Atomen mit Ionisationspotentialen, die größer sind als 7 Volt (Mg, Fe), eine Rolle spielt, wie in der vorliegenden Untersuchung, machen sich Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht in Photosphäre und Fleck bemerkbar in dem Sinne, daß die Ionisationstemperatur merklich größer ist als die Anregungstemperatur. 7,6 Volt entsprechen  $1600 \text{ \AA}$ . In dieser Gegend des Spektrums dürfte also die Sonnenstrahlung schon merklich von der Strahlung bei thermischem Gleichgewicht abweichen.

#### 4. Der Ursprung der Fremdlinien in den Flügeln von $\lambda 5183$ und $\lambda 5172$ .

Wie man aus dem Mt. Wilson-Atlas des Sonnenfleckenspektrums erkennt, zeigt die große Mehrzahl der schwachen Linien in den Flügeln der Mg *b*-Linien im Fleck keinen Zeeman-Effekt. Schon 1909 hat A. FOWLER [13] gezeigt, daß es sich dabei vorwiegend um Linien der grünen MgH-Bande handeln

dürfte. Die Bande entspricht dem Elektronenübergang  $A^2II \rightarrow X^2\Sigma$ . Sie ist sehr empfindlich gegen Änderungen des Druckes bei konstanter Temperatur [14].

In Abb. 2 sind in den Flügeln von  $\lambda$  5183 und 5172 durch Pfeile alle Stellen angegeben, an denen nach den Messungen von FOWLER MgH-Linien liegen. Die beigebeschriebenen Zahlen geben die Intensitäten der Linien nach FOWLER an, wie sie auf den Laboratoriumsaufnahmen in Emission geschätzt wurden. Es ist sehr eindrucksvoll, wie jede Störung der Flügel, wenn wir von den Atomlinien  $\lambda$  5170,770 (Fe),  $\lambda$  5171,612 (Fe),  $\lambda$  5173,751 (Ti),  $\lambda$  5180,071 (Fe),  $\lambda$  5184,275 (Fe),  $\lambda$  5184,564 (Ni, Cr, Fe),  $\lambda$  5185,910 (Ti<sup>+</sup>) und  $\lambda$  5186,333 (Ti) absehen, die auch in den Flügeln der Photosphärenlinien in Abb. 1 zu erkennen sind, mit einer von FOWLER im Laboratorium gemessenen MgH-Linie zusammenfällt. Wir haben versucht abzuschätzen, welche Energiemenge die MgH-Linien auf dem violetten Flügel von  $\lambda$  5183 in Abb. 2 verschlucken. Dazu wurde die Fläche zwischen 1,1 und 3,9 Å, die von dem Dämpfungsflügel von  $\lambda$  5183 und dem gemessenen Flügel-

Tabelle 3. Identifikation von MgH-Linien im Fleckenspektrum im Spektralbereich  $\lambda$  5194,0 bis  $\lambda$  5165,5.

| $\lambda$<br>Fleck | $\lambda$<br>Fowler | $I$<br>Fowler | Be-<br>merkungen | $\lambda$<br>Fleck | $\lambda$<br>Fowler | $I$<br>Fowler | Bemerkungen     |
|--------------------|---------------------|---------------|------------------|--------------------|---------------------|---------------|-----------------|
| 5193,88            | 5193,868            | 3             |                  | 5178,78            | 5178,750            | 0             |                 |
| 93,36              | 93,378              | 3             |                  | 78,46              | 78,483              | 7             |                 |
| 91,09              | 91,076              | 3             |                  | 78,18              | 78,194              | 0             |                 |
| 90,55              | 90,566              | 3             |                  | 78,01              | 78,051              | 0             |                 |
| 90,17              | 90,233              | 1             | breit            | 77,83              | 77,83               | 00            |                 |
| 88,08              | 88,058              | 3             |                  | 77,65              | 77,592              | 1             | breit           |
| 87,55              | 87,570              | 2             |                  | 77,25              | 77,306              | 8             | blend Fe        |
| 87,10              | 87,088              | 3             | breit            | 76,81              | 76,805              | 8             | blend V         |
| 86,36              | 86,417              | 3             | blend Ti         | 76,13              | 76,128              | 3             | blend Co        |
| 85,39              | 85,412              | 00            |                  | 75,82              | 75,81               | 1 d ?         |                 |
| 85,04              | 85,026              | 5             |                  | 75,69              | 75,74               | 1 d ?         |                 |
| 84,87              | 84,824              | 2             |                  | 75,44              | 75,396              | 8             |                 |
| 82,32              | 82,362              | 3             | } breit          | 75,29              | 75,201              | 00            | breit           |
|                    | 82,293              | 3             |                  | 74,91              | 74,917              | 8             |                 |
| 81,96              | 81,979              | 4             |                  | 74,65              | 74,647              | 1             |                 |
| 81,74              | 81,739              | 2             |                  | 74,47              | 74,447              | 2             |                 |
| 81,65              | 81,517              | 2             | breit            | 73,97              | 73,996              | 1             |                 |
| 81,29              | 81,260              | 3             | } breit          | 73,34              | 73,290              | 8             | blend Fe        |
|                    | 81,190              | 3             |                  | 72,14              | 72,142              | 0             |                 |
| 80,89              | 80,892              | 1             |                  | 71,87              | 71,909              | 2             |                 |
| 80,62              | 80,594              | 7             |                  | 71,02              | 71,011              | 9             | blend Ru        |
| 80,37              | 80,370              | 1             |                  | 70,57              | 70,596              | 8             | breit, blend Ti |
| 80,07              | 79,992              | 7             | blend Fe         | 70,06              | 70,099              | 1 n           |                 |
| 79,80              | 79,767              | 00            |                  | 69,49              | 69,465              | 1 n           |                 |
| 79,56              | 79,548              | 0 n           | breit            | 68,16              | 68,148              | 8             |                 |
| 79,37              | 79,407              | 0 n           | breit            | 65,92              | 65,934              | 8             | breit           |
| 79,08              | 79,037              | 7             | blend Ni         | 65,57              | 65,546              | 8             | breit           |

verlauf begrenzt wird, planimetriert. Es ergab sich, ausgedrückt als Äquivalentbreite, dafür der Wert

$$E_{\text{MgH}}^* = 0,54 \text{ \AA} \approx \frac{1}{3} E_{5183}, \quad (23)$$

also rund ein Drittel der Äquivalentbreite von  $\lambda$  5183 in der Photosphäre. Dieser hohe Betrag läßt es nicht ausgeschlossen erscheinen, daß der von THACKERAY gefundene absolute Helligkeitseffekt von  $\lambda$  5183, soweit er nicht durch Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht zu erklären ist, zum Teil von den überlagerten, druckempfindlichen Linien der MgH-Bande herrühren kann.

Zur Identifikation von MgH-Linien im Bereich  $\lambda$  5194,0 bis  $\lambda$  5165,5 haben wir auf einem unserer Fleckenspektren vom 7. Juni 1938 alle darin liegenden schwachen, aus dem Fehlen des Zeeman-Effektes als Moleküllinien erkennbaren Linien ausgemessen. Da die Fleckenspektren, wie erwähnt, mit dem Gitterspektrographen in der ersten Ordnung aufgenommen worden waren, lassen sich ganz eng benachbarte Linien nicht mehr trennen. Breit aussehende Linien wurden deshalb in Tabelle 3 in der Spalte „Bemerkungen“ besonders gekennzeichnet.

Die Fleckenlinien wurden dabei an die in Tabelle 4 angegebenen Standardlinien angeschlossen. In dem betrachteten, kleinen Wellenlängenbereich kann die Dispersion des Gitters als konstant betrachtet werden. Die Messungen der Standardlinien wurden daher nach einem linearen Ansatz ausgeglichen. Die lineare Dispersion des Gitters ergab sich dabei zu 1,399 Å/mm.

Tabelle 4. Standardlinien.

| $\lambda$ | Element | $\lambda$ | Element |
|-----------|---------|-----------|---------|
| 5165,417  | Fe      | 5185,910  | Ti +    |
| 66,286    | Fe      | 91,467    | Fe      |
| 71,612    | Fe      | 92,980    | Ti      |
| 73,751    | Ti      | 94,951    | Fe      |
| 76,567    | Ni      | 95,482    | Fe      |

Tabelle 3 zeigt in überzeugender Weise, wie alle von FOWLER vermessenen MgH-Linien sich im Fleckenspektrum wiederfinden und, daß wahrscheinlich *alle* schwachen Moleküllinien in dem untersuchten Spektralbereich zur grünen MgH-Bande gehören.

Tabelle 5 endlich enthält Angaben darüber, warum einige von FOWLER im Laboratorium gemessene MgH-Linien im Fleck nicht gemessen werden konnten. Sie fallen ausnahmslos in die unmittelbare Nähe kräftiger Atomlinien.

Tabelle 5. Im Fleckenspektrum nicht meßbare MgH-Linien.

| $\lambda$<br>Fowler | Bemerkungen             | $\lambda$<br>Fowler | Bemerkungen            |
|---------------------|-------------------------|---------------------|------------------------|
| 5192,601            | Flügel von Fe 5192,355  | 5172,850            | Kern von Mg 5172,700   |
| 5185,744            | Flügel von Ti+ 5185,910 | 5171,545            | Flügel von Fe 5171,612 |
| 5184,310            | } Kern von Mg 5183,621  | 5168,011            | } Kern von Mg 5167,330 |
| 84,155              |                         | 67,22               |                        |
| 83,194              |                         |                     |                        |
| 82,778              |                         |                     |                        |

Von einer weiteren Analyse der MgH-Bande haben wir abgesehen. Wir hoffen dies später an Hand von Fleckenspektren, die in der zweiten Ordnung des Gitters aufgenommen werden sollen, durchführen zu können.

*Literaturhinweise.*

- [1] ZS. f. Astrophys. **18**, 284, 1939. — [2] Publ. Astroph. Observ. Potsdam, Nr. 96, 1939. — [3] Publ. Astr. Soc. Pacific **50**, Nr. 296—298, 1938. — [4] ZS. f. Astrophys. **10**, 40, 1935. — [5] Siehe z. B. UNSÖLD, Physik der Sternatmosph., S. 266 f. Berlin, Julius Springer, 1938. — [6] Siehe z. B. das Grotrian-Diagramm im Handb. des Astrophys. III/2, S. 533. Berlin, Julius Springer, 1930. — [7] Publ. Astr. Inst. Amsterdam, No. 4, 73, 1935. — [8] UNSÖLD, Physik der Sternatmosph., S. 68. Berlin, Julius Springer, 1938. — [9] Ebenda, S. 144, Tabelle 36. — [10] Ebenda, S. 263. — [11] ZS. f. Astrophys. **18**, 302, Tabelle 9, 1939. — [12] M. N. **99**, 492, 1939. — [13] Phil. Transact. (A) **209**, 447, 1909. — [14] Vgl. K. WURM, Handb. d. Astrophys. **7**, 309. Berlin, Julius Springer, 1936.