

der Bandenköpfe gemessen, was beim Chlorbenzol aus Intensitätsgründen nicht möglich war.

Nun tritt bei der Chlorbenzolentladung auch immer zugleich das Benzolspektrum auf, wie ein Vergleich der Abb. 4 a und 4 b zeigt. Die Intensität dieses Benzolspektrums wächst aber quadratisch mit der Stromstärke der Entladung⁴, was ein Hinweis dafür ist, daß das Benzol in der Chlorbenzolentladung erst sekundär entsteht.

Der Vergleich der Intensitäten und der Belichtungszeiten der beiden Benzolspektren in Abb. 4 a und 4 b gibt einen Anhaltspunkt dafür, wieviel Benzol in der Chlorbenzolentladung entsteht; es dürfte sich um einige Promille handeln.

Mit der Beobachtung des Chlorbenzolspektrums, auch wenn es sehr schwach ist, ist gezeigt, daß prinzipiell der Elektronenstoß in der Glimmentladung den gleichen angeregten Singulettzustand besetzt, wie es beim Benzol und anderen Benzolderivaten auch der Fall ist, daß aber ein zweiter sehr wirksamer Vorgang existiert, der die Anregungsenergie strahlungslos verbraucht.

Bei der Untersuchung des Chlorbenzols im „Endstadium“ ist noch eine weitere Emission gefunden

⁵ H. SCHÜLER u. L. REINEBECK, Z. Naturforschg. **6 a**, 160 [1951].

worden. Es handelt sich um ein Spektrum, das, mit dem mittleren HILGER-Quarz-Spektrographen aufgenommen, kontinuierlich erscheint. Es erstreckt sich etwa von 3400 Å bis 4400 Å und hat ein sehr flaches Maximum bei 3800 – 3850 Å.

Dieses Spektrum erhält man nahezu isoliert, siehe Abb. 5, wenn man gegenüber den Bedingungen der Abb. 4 den He-Druck von 0,3 mm Hg auf 0,8 mm Hg erhöht und die Röhrentemperatur von +25° C auf +200° C steigert.

Bei Zimmertemperatur erscheint dieses Spektrum immer gemeinsam mit dem zuerst diskutierten Bandenspektrum, und zwar nimmt die Intensität des Bandenspektrums mit steigender Röhrentemperatur, außerdem auch bei etwas vergrößerten Stromstärken stark ab, während das erwähnte Kontinuum zunimmt.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß bereits beim Benzol⁵ an der gleichen Stelle ein damals als „W“-Spektrum bezeichnetes Kontinuum gefunden wurde. Über weitere Beobachtungen dieses Kontinuums bei anderen Substanzen und seine Deutungsmöglichkeit wird in einer späteren Arbeit berichtet.

Diese Arbeit wurde mit dankenswerter Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft durchgeführt.

Die Berechnung der Mitte—Rand-Variationen und der eindimensionalen Intensitätsprofile bei $\lambda = 20$ cm und $\lambda = 60$ cm für ein rotationssymmetrisches Koronamodell konstanter Temperatur

Von G. WALLIS

Aus dem Heinrich-Hertz-Institut, Berlin-Adlershof
(Z. Naturforschg. **12 a**, 337—345 [1957]; eingegangen am 7. Januar 1957)

Für ein spezielles rotationssymmetrisches Koronamodell (WALDMEIER¹) werden unter der Voraussetzung einer isothermen Korona die Mitte—Rand-Variationen (MRV) für $\lambda = 20$ cm und $\lambda = 60$ cm berechnet, und zwar einmal in Pol- und Äquatorrichtung, zum anderen längs einer Schar von Geraden parallel zu den beiden Hauptachsen der elliptischen Verteilung. Als Koronatemperatur wählten wir $0,5 \cdot 10^6$ °K. Durch graphische Integration der Funktionen für die MRV werden die Linienintegrale der Strahlungsintensität für die gleiche Geradenschar gewonnen. Diese Linienintegrale entsprechen den bezüglich der Antennencharakteristik korrigierten Streifenintegralen der Interferometermessungen (den „eindimensionalen Intensitätsprofilen“). Die Rechenergebnisse werden mit den Messungen von CHRISTIANSEN und WARBURTON² und SWARUP und PARTHASARATHY³ verglichen.

Die ruhige Radiostrahlung der Sonne ist im wesentlichen bestimmt durch die ungestörte Temperatur- und Dichteverteilung der Korona und der Chromo-

sphäre. Da die Ausdehnung der Chromosphäre und der Zwischenschicht Chromosphäre—Korona klein ist gegen die der Korona, können wir, zumindest für

¹ M. WALDMEIER, Z. Astrophys. **38**, 143 [1955].

² W. N. CHRISTIANSEN u. J. A. WARBURTON, Aust. J. Phys. **8**, 474 [1955].

³ G. SWARUP u. R. PARTHASARATHY, Aust. J. Phys. **8**, 487 [1955].



den hier in Frage kommenden Bereich der dm-Wellen, den Strahlungsbeitrag von Chromosphäre und Zwischenschicht durch eine mittlere Strahlungstemperatur kennzeichnen. Ferner besitzen wir über die Dichteverteilung in der Korona aus dem Intensitätsabfall des in ihr gestreuten Photosphärenlichtes eine von der Temperaturverteilung unabhängige Angabe, da der für diese Streuung verantwortliche THOMSONsche Streukoeffizient temperatur- und wellenlängenunabhängig ist. Beschränken wir uns nun auf ein isothermes Koronamodell, so kommt es nur noch darauf an, ein geeignetes Paar von Chromosphären- und Koronatemperatur zu finden, mit dem man bei der vorgegebenen Dichteverteilung die Mitte – Rand-Variation (MRV) der Radiostrahlung erklären kann.

Obwohl für die Minimumkorona* in Polrichtung ein anderer Intensitätsabfall des gestreuten Photosphärenlichtes und damit eine andere Dichteverteilung als in Äquatorrichtung gemessen wurde, hat man zur Berechnung der MRV der Radiostrahlung bisher eine gemittelte kugelsymmetrische Dichteverteilung zugrunde gelegt. Die Interferometermessungen von CHRISTIANSEN und WARBURTON² und die Sonnenfinsternisbeobachtungen von HACHENBERG, FÜRSTENBERG und PRINZLER⁴ erbrachten jedoch eindeutige Hinweise, daß die MRV der Radiostrahlung in Pol- und Äquatorrichtung ebenfalls verschieden (Abb. 1 a u. b) und die Abweichungen der Dichteverteilung von der Kugelsymmetrie daher auch hier nicht zu vernachlässigen sind. Die gemessenen MRV für $\lambda = 20$ cm bzw. $\lambda = 21$ cm zeigen übereinstimmend eine Randaufhellung in Äquatorrichtung und eine Randverdunkelung in Polrichtung*.

Wegen des geringen Auflösungsvermögens der Strahlungsempfänger kann man im Gebiet der Radiofrequenzen die MRV nicht direkt messen. Bei den Finsternisbeobachtungen⁴ wurden die für verschiedene Beobachtungspunkte und in den einzelnen Phasen der Finsternis verschiedenen Bedeckungen der Sonnenscheibe durch den Mond ausgenutzt. Bei Interferometermessungen tastet man die Sonnenscheibe streifenweise ab und ermittelt

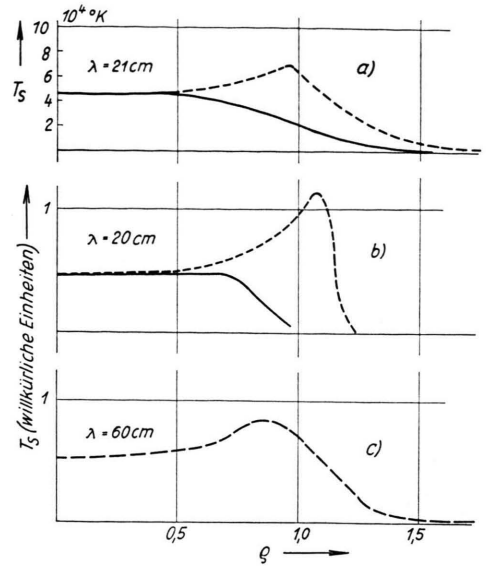


Abb. 1. MRV der Radiostrahlung (gemessen). a) CHRISTIANSEN und WARBURTON²; $\lambda = 21$ cm; b) HACHENBERG, FÜRSTENBERG und PRINZLER⁴; $\lambda = 20$ cm; c) SWARUP und PARTHASARATHY³; $\lambda = 60$ cm. — Polrichtung; - - - Äquatorrichtung.

die „eindimensionalen Intensitätsprofile“, aus denen man durch FOURIER-Transformation die zweidimensionale Verteilung erhält. Hierbei müssen jedoch die Profile hinsichtlich der Antennencharakteristik korrigiert werden. Für radialsymmetrische Radioquellen und für ein Zweispiegelinterferometer mit variablem Abstand sind solche Korrekturen für einige Modellverteilungen von ELWERT und SIEDENTOPF⁵ berechnet worden. Bei Mehrspiegelinterferometern mit festem Abstand² ist die Berücksichtigung der wahren Antennencharakteristik (Abb. 2) ebenfalls schwierig, und zweidimensionale FOURIER-Transformation und Antennenkorrektur beeinflussen sich in unübersichtlicher Weise⁶.

In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch gemacht, beide Schwierigkeiten zu verringern. Einmal legen wir zur Berechnung der MRV eine nur rotationssymmetrische Dichteverteilung zugrunde. Zum anderen wird die MRV nicht nur in radialer Rich-

* Diese lag bei allen Radiofrequenzmessungen der letzten Jahre vor.

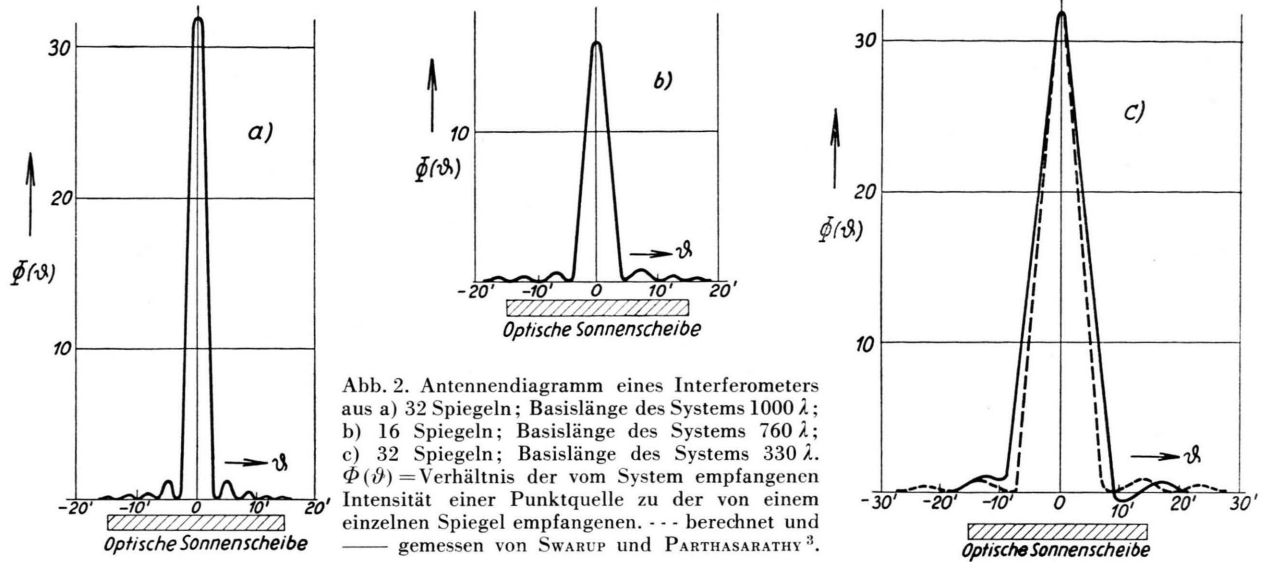
⁴ O. HACHENBERG, F. FÜRSTENBERG u. H. PRINZLER, Z. Astrophys. **39**, 323 [1956].

A n m. b. d. K o r r.: Unterschiede der MRV in Pol- und Äquatorrichtung weisen auch die Messungen von O'BRIEN und TANDBERG-HANSEN (The Observatory **75**, 11 [1955]) bei $\lambda = 60$ cm auf. In beiden Richtungen wird jedoch eine Randaufhellung, allerdings verschiedener Stärke, ermit-

telt. Die Lage dieser Intensitätsmaxima bei 0,4 bzw. 0,6 Sonnenradien erscheint aber sehr unwahrscheinlich und durch das ungenügende Auflösungsvermögen⁵ eines MICHELSON-Interferometers einer maximalen Basislänge von nur 240 Wellenlängen bedingt.

⁵ G. ELWERT u. H. SIEDENTOPF, Z. Naturforschg. **11 a**, 769 [1956], G. ELWERT, Z. Naturforschg. **11 a**, 961 [1956].

⁶ R. N. BRACEWELL, Aust. J. Phys. **9**, 198 u. 297 [1956].



tung, sondern auch für eine Schar von Geraden parallel zu den beiden Hauptachsen der elliptischen Verteilung berechnet. Durch Integration können wir daraus die Linienintegrale gewinnen, welche den korrigierten Streifenintegralen der Interferometermessungen entsprechen. Auf diese Weise kann man die Schwierigkeiten der FOURIER-Transformation umgehen und die gemessenen und berechneten eindimensionalen Profile direkt vergleichen.

I. Berechnung der Intensitätsprofile aus dem Koronamodell von Waldmeier

In einem speziellen rotationssymmetrischen Modell

$$N_e^2(r, \varphi) = N_P^2 + \cos^2 \varphi (N_A^2 - N_P^2) \quad (1)$$

mit

$$N_P(r) = 10^8 (1,16 r^{-16} + 1,15 r^{-8} + 0,027 r^{-4}) \quad (2)$$

und

$$N_A(r) = 10^8 (3,00 r^{-16} + 1,47 r^{-6} + 0,034 r^{-2,5}) \quad (3)$$

sind für eine Reihe von Sehstrahlen die Integrale $\int N_e^2 dz$ von WALDMEIER¹ berechnet worden (Abb. 3). Für die in dieser Abbildung ausgezogenen Radien und Kreisbögen lassen sich die Zwischenwerte leicht interpolieren (Abb. 4 und 5). Hieraus wiederum kann man für eine Schar von Parallelen zu den beiden Hauptachsen (s. Abb. 3) den Verlauf der Integrale $\int N_e^2 dz$ bestimmen (Abb. 6 und 7).

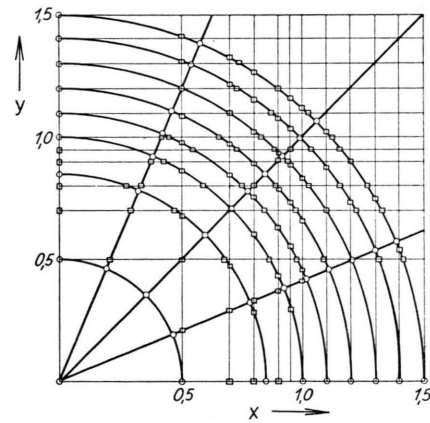


Abb. 3. Zur Berechnung der Integrale $\int N_e^2 dz$, $\int I dx$ und $\int I dy$. ○ Punkte, für die von WALDMEIER das Integral $\int N_e^2 dz$ berechnet wurde. — Radien und Kreise, für die nach Abb. 2 und 3 die Werte für $\int N_e^2 dz$ interpoliert wurden. □ zur Berechnung von $\int I dx$ bzw. $\int I dy$ benutzte Werte von $\int N_e^2 dz$.

Für die beiden Koronatemperaturen $T_e = 0,5 \cdot 10^6$ °K und $T_e = 1,5 \cdot 10^6$ °K haben wir hieraus nach der für konstante Temperatur geltenden Beziehung

$$I_r(\tau_r) = \int_0^{\tau_r} B_r(\tau_r') e^{-\tau_r'} d\tau_r' = B_r(T) (1 - e^{-\tau_r}) \quad (4)$$

mit

$$\tau_r = 1,24 \cdot 10^{-3} \left[\ln \frac{4 k T}{h \nu} - 0,577 \right] T^{-1/2} \nu^{-2} \int N_e^2 dz \quad (5)$$

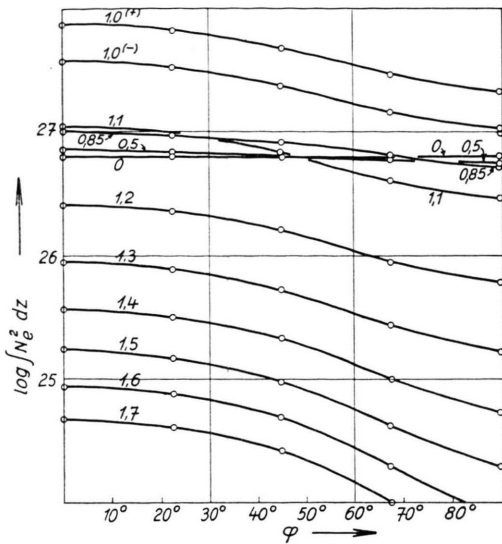


Abb. 4. $G(q_i, \varphi) = \log \int N_e^2(q_i, \varphi, z) dz$ für q_i von 0 bis 1,7;
○ nach WALDMEIER.

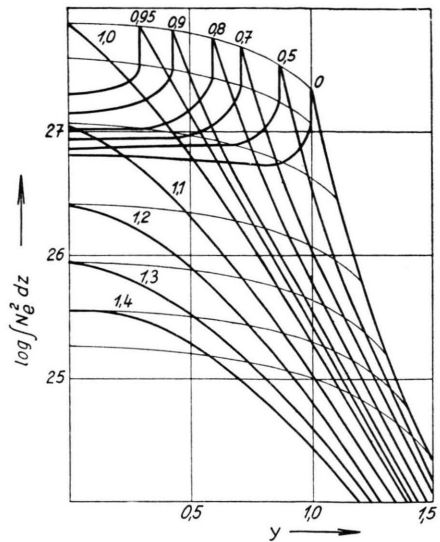


Abb. 6. $G(x_i, y) = \log \int N_e^2(x_i, y, z) dz$ für x_i von 0 bis 1,4.

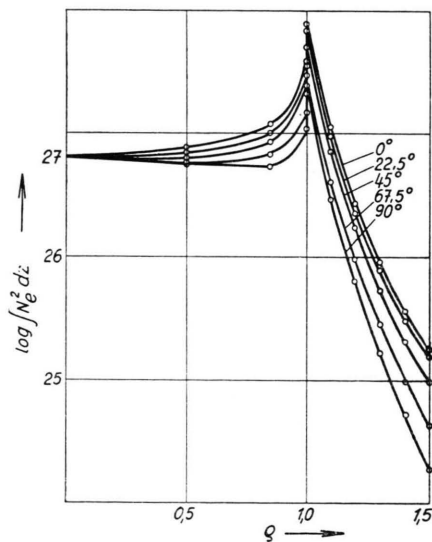


Abb. 5. $G(\varphi, \varphi_i) = \log \int N_e^2(\varphi, \varphi_i, z) dz$ für $\varphi_i = 0^\circ, 22,5^\circ, 45^\circ$ und 90° ; ○ nach WALDMEIER.

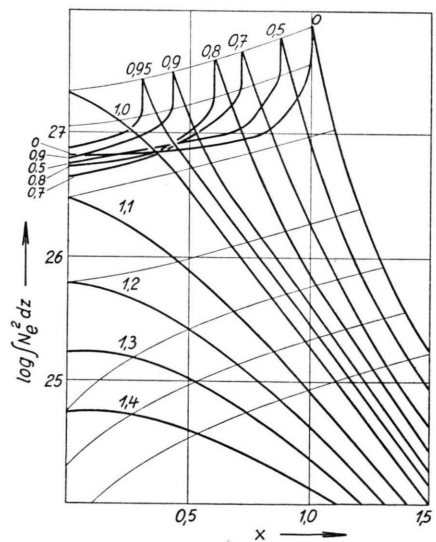


Abb. 7. $G(x, y_i) = \log \int N_e^2(x, y_i, z) dz$ für y_i von 0 bis 1,4.

(T_e in $^\circ\text{K}$, ν in sec^{-1} und N in cm^{-3}) für die beiden oben angegebenen Geradenscharen (Abb. 3) die MRV für $\lambda = 20 \text{ cm}$ und $\lambda = 60 \text{ cm}$ berechnet.

Die erhaltenen Kurven wurden dann mit einem Reiß-Planimeter integriert und aus einer Reihe von 10 Planimetrierungen die Mittelwerte gebildet. Der Gesamtfehler der erhaltenen Kurven wurde auf $\pm 5\%$ abgeschätzt.

II. Rechenergebnisse

Die angegebenen Kurven für den Verlauf der Integrale $\int N_e^2 dz$ gestatten, die Strahlungsintensitäten der Korona für beliebige Temperaturen zu bestimmen. Wir haben uns in dieser Arbeit auf zwei Werte beschränkt, die uns als extrem erschienen.

Hinsichtlich der Wellenlängen muß jedoch die Ein-

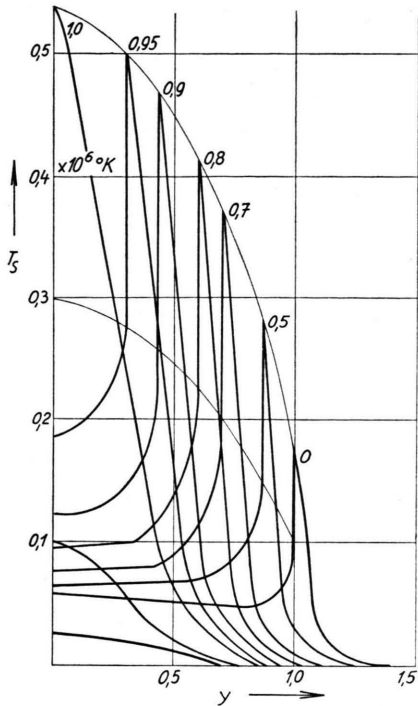


Abb. 8.

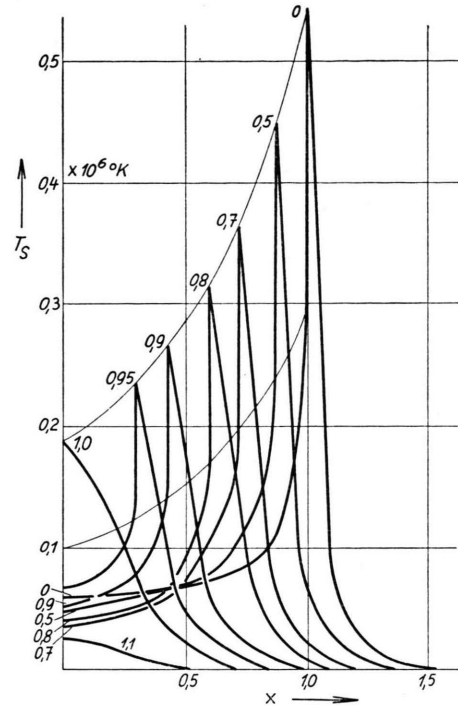


Abb. 9.

Abb. 8 und 9. Strahlungstemperatur T_s bei $\lambda = 20$ cm für $T_e = 1,5 \cdot 10^6$ °K. $T_s(x_i, y)$ für x_i von 0 bis 1,2. $T_s(x, y_i)$ für y_i von 0 bis 1,1. $N_e^2(r, \varphi) = N_P^2 + \cos^3 \varphi [N_A^2 - N_P^2]$ nach WALDMEIER¹.

schränkung gemacht werden, daß man die Brechung vernachlässigen kann. Andernfalls müssen nämlich die Integrale $\int N_e^2 dz$ ersetzt werden durch die Integrale $\int N_e^2 ds$ längs der Ausbreitungslinien der Strahlung. In dieser Hinsicht stellt $\lambda = 60$ cm schon eine obere Grenze für die hier in Frage kommenden Wellenlängen dar.

Mit abnehmender Wellenlänge steigt andererseits der Strahlungsanteil der Chromosphäre bzw. der Übergangsschicht Chromosphäre – Korona relativ zu dem der Korona immer mehr an. Diesen Anteil haben wir versuchsweise durch verschiedene, willkürlich gewählte Strahlungstemperaturen der Chromosphäre berücksichtigt. Unter Vernachlässigung der für die Chromosphäre unwesentlichen Randverdunkelung haben wir diese Werte ebenfalls über die entsprechenden Geraden integriert und das Ergebnis zum Intensitätsprofil der Korona addiert.

Die Abweichungen des zugrunde gelegten Modells von der Kugelsymmetrie treten bei den für $\lambda = 20$ cm berechneten Kurven der MRV parallel zu den beiden Hauptachsen deutlich in Erscheinung (Abb. 8 und 9).

Der Intensitätssprung am scharfen Sonnenrand steigt vom Pol in Richtung Äquator beträchtlich an. Hierbei erreicht die Strahlungsintensität am Sonnenrand ein Vielfaches der Intensität in Sonnenmitte.

Die durch Planimetrierung dieser Kurven gewonnenen eindimensionalen Profile (siehe die zu dem Parameter Null gehörenden Kurven in den Abb. 10 bis 13) haben in Äquatorrichtung ein ausgeprägtes Maximum am Sonnenrand, in Polrichtung dagegen fallen sie monoton ab. Wenn wir nun für verschiedene Strahlungstemperaturen zwischen 10^4 und 10^5 °K den Strahlungsanteil der Chromosphäre hinzufügen, nimmt sowohl für die extrem hohe als auch für die extrem niedrige Koronatemperatur das Maximum des Profils in Äquatorrichtung immer mehr ab, bis es schließlich ganz verschwindet und dieses Profil ebenfalls einen monotonen Abfall zeigt.

Berechnet man die Strahlungsintensitäten für $\lambda = 60$ cm, so findet man nur noch bei $T_e = 1,5 \cdot 10^6$ °K ausgeprägte Intensitätssprünge am Sonnenrand, während bei $T_e = 0,5 \cdot 10^6$ °K die Korona optisch schon so dick ist, daß sich solche Sprünge kaum

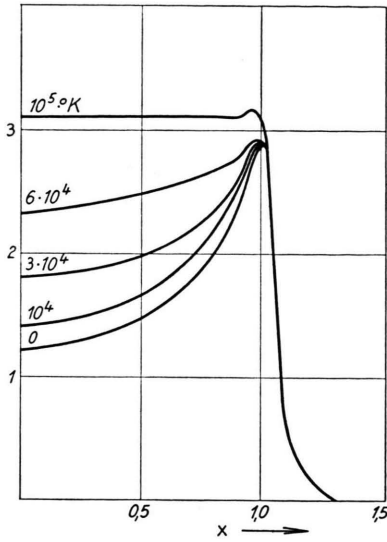
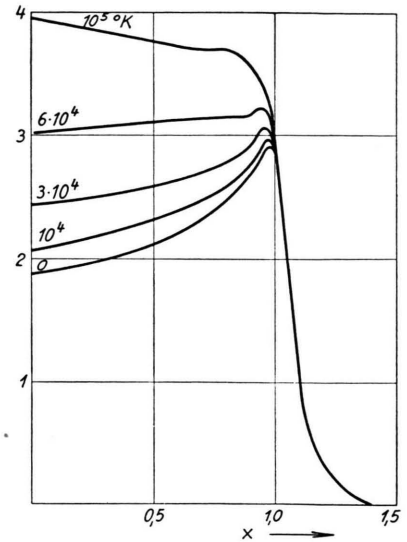
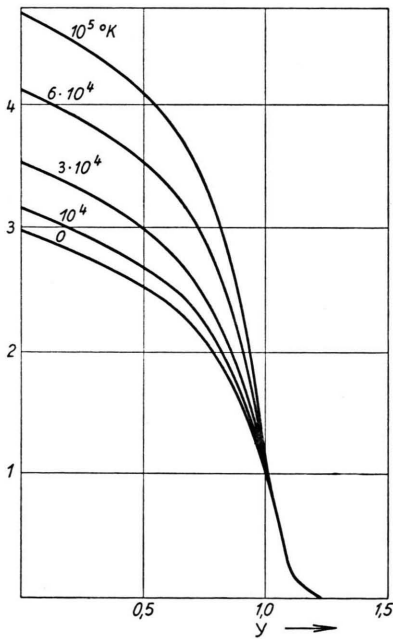
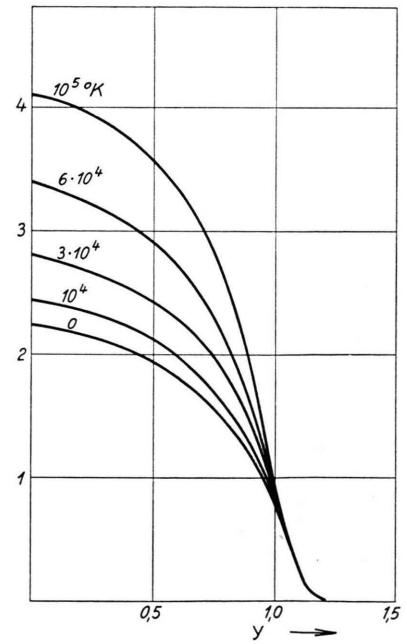
Abb. 10. $T_e = 0,5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$.Abb. 12. $T_e = 1,5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$.Abb. 10 und Abb. 12. $\int I(x, y) dy$.Abb. 11. $T_e = 0,5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$.Abb. 13. $T_e = 1,5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$.Abb. 11 und Abb. 13. $\int I(x, y) dx$.

Abb. 10 bis 13. Berechnete Linienintegrale für Koronatemperaturen $T_e = 0,5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ und $T_e = 1,5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ und verschiedene Chromosphärentemperaturen (Zahlen an den Kurven) bei $\lambda = 20 \text{ cm}$. Ordinaten in willkürlichen Einheiten.

noch bemerkbar machen. Dementsprechend zeigt das aus diesen Kurven durch Planimetrierung gewonnene Intensitätsprofil in Äquatorrichtung nur noch für die hohe Temperatur ein Maximum am Sonnenrand, während es im anderen Falle monoton abfällt (Abb. 14). In beiden Fällen war jedoch von Chromosphärenbeiträgen so wenig zu bemerken, daß wir es im Rahmen unserer Rechengenauigkeit von $\pm 5\%$ vernachlässigen konnten.

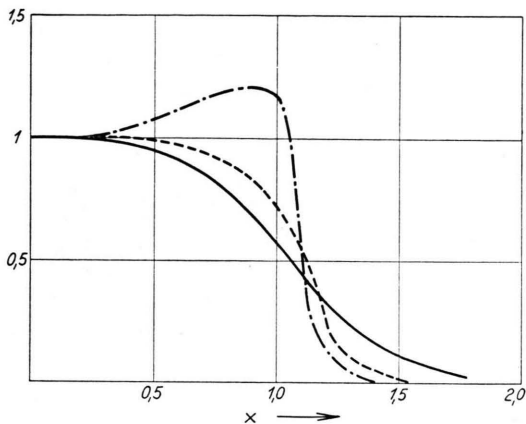


Abb. 14. Eindimensionale Intensitätsprofile der ruhigen Koronastrahlung für $\lambda=60$ cm. — gemessen (SWARUP und PARTHASARATHY³); — — — mit $T_e=0,5 \cdot 10^6$ °K; — · — · — mit $T_e=1,5 \cdot 10^6$ °K; beide berechnet $\{N(r, \varphi)$ nach WALDMEIER¹, $N_e^2(r, \varphi) = N_A^2 + \cos^2 \varphi [N_A^2 - N_P^2]\}$. Ordinate in willkürlichen Einheiten.

III. Vergleich der Rechen- und Meßergebnisse

Für $\lambda=60$ cm steht zum Vergleich mit den Rechnungen das von SWARUP und PARTHASARATHY³ mit einem 32-Spiegel-Interferometer gemessene eindimensionale Profil in Äquatorrichtung zur Verfügung*. Da, wie wir sahen, bei dieser Wellenlänge der Chromosphärenanteil keine nennenswerte Rolle mehr spielt, haben wir für diesen Vergleich nur zwei berechnete Kurven (Abb. 14). Das mit $T=0,5 \cdot 10^6$ °K berechnete Profil kommt dem gemessenen näher als das andere. Bei dem ersteren werden die Unterschiede nach Ausführung der Antennenkorrektur vermutlich noch geringer, da die Abweichungen in der richtigen Richtung liegen (vgl. Abb. 16).

Variiert man die Chromosphärentemperatur zwischen 10^4 und 10^5 °K, so kann der Chromosphärenanteil der Strahlung für 20 cm schon mit dem

Koronaanteil vergleichbar werden. Man kann ihn dazu benutzen, die berechneten Kurven an die gemessenen anzupassen. Aus dem Vergleich der Profile in Äquatorrichtung ergeben sich für die Paare von Temperaturen, bei denen diese Anpassung am besten gelingt (Abb. 15), folgende Werte:

Korona-temperatur (Elektronentemperatur)	Chromosphärentemperatur (Strahlungstemperatur)
in 10^6 °K	
0,5	0,06
1,5	0,1

Tab. 1.

Daß die auch bei diesen Temperaturen noch bestehenden Unterschiede zwischen gemessenen und berechneten Profilen zum größten Teil auf die noch fehlende Antennenkorrektur zurückgeführt werden

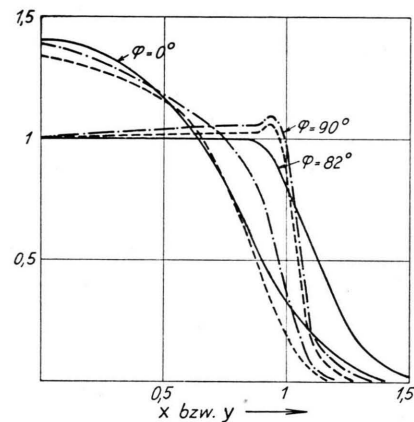


Abb. 15. Berechnete und gemessene eindimensionale Profile der ruhigen Sonne bei $\lambda=20$ cm. — — — berechnet mit $T_e=1,5 \cdot 10^6$ °K und $T_{Chr.}=10^5$ °K; — · — · — berechnet mit $T_e=0,5 \cdot 10^6$ °K u. $T_{Chr.}=6 \cdot 10^4$ °K; — gemessen nach CHRISTIANSEN und WARBURTON² (Antennencharakteristik s. Abb. 2).

können, zeigt besonders deutlich die einer Arbeit von BRACEWELL⁷ entnommene Abb. 16. Schwerer dagegen ist die Frage zu entscheiden, ob die bei den gleichen Paaren von Temperaturen auftretenden Unterschiede zwischen gemessenen und berechneten Profilen in Polrichtung ebenfalls im wesentlichen durch die Antennenkorrektur erklärt werden können. Denn die Abweichungen liegen hier nur zum Teil in der richtigen Richtung.

* Hinsichtlich der Messungen von O'BRIEN und TANDBERG-HANSEN bei $\lambda=60$ cm. Vgl. Anm. b. d. Korr. (S. 338).

⁷ R. N. BRACEWELL u. J. A. ROBERTS, Aust. J. Phys. 7, 615 [1954].

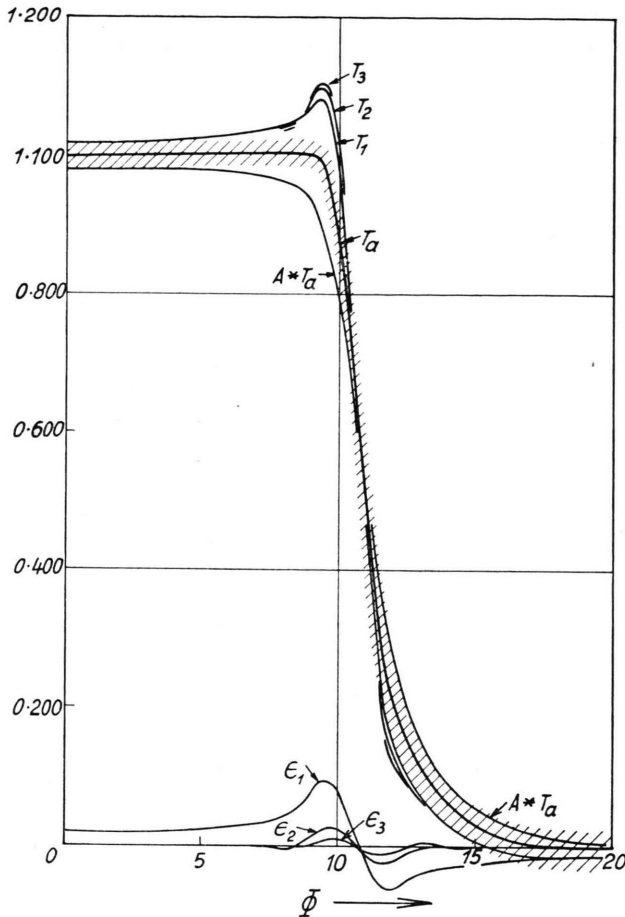


Abb. 16. Gemessenes und korrigiertes Profil nach BRACEWELL u. ROBERTS⁷.

IV. Diskussion der Ergebnisse

Bei dem Vergleich der Ergebnisse unserer Rechnungen mit denen der Messungen haben wir unterschieden zwischen qualitativer Übereinstimmung und quantitativen Abweichungen. Wir wollen sie auch hier getrennt behandeln.

Bei den quantitativen Abweichungen rührt eine gewisse Unsicherheit daher, daß wir nicht wissen, welcher Anteil durch die Antennenkorrektur noch zum Verschwinden gebracht werden kann und welche Rolle die in unser Modell eingehenden, stark vereinfachenden Voraussetzungen über die Dichte- und Temperaturverteilung spielen. Wir können daher nicht entscheiden, ob wir noch einen anderen Mechanismus, etwa den der Streuung der

Radiostrahlen an den Inhomogenitäten der Korona, heranziehen müssen, um die für dm-Wellen gemessenen MRV erklären zu können. Eines hat sich jedoch mit Sicherheit ergeben: Wenn man eine Streutheorie für die Ausbreitung der Strahlung mit verantwortlich machen muß, so braucht sie nicht die gesamte, für $\lambda = 20$ cm sehr große Abweichung zwischen der gemessenen und der ohne Berücksichtigung des Chromosphärenanteils berechneten MRV zu erklären, wie ursprünglich vermutet wurde⁸. Dies ist in Übereinstimmung damit, daß der Einfluß zumindest der Vorwärtsstreuung, welcher für m-Wellen merklich und zur Erklärung der MRV sowie der Verdunkelung der Taurusquelle herangezogen werden muß⁹, mit abnehmender Wellenlänge immer kleiner wird und im dm-Gebiet schon fast völlig verschwindet. Über einen isotropen Anteil der Streuung läßt sich wenig sagen.

Auf Grund der qualitativen Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Intensitätsprofilen kann man etwas über die Temperaturen der Korona und der Chromosphäre aussagen. Für $\lambda = 20$ cm führte der Vergleich zu den beiden in Tab. 1 angegebenen Paaren von Korona- und Chromosphärentemperatur, die mit den Messungen am ehesten verträglich sind. Durch Wiederholung der selben Rechnungen für andere Korona- und Chromosphärentemperaturen würde man natürlich noch weitere Wertepaare finden, die zu einer Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Intensitätsprofilen führen.

Wollen wir uns, ohne diese Rechnungen auszuführen, einen Überblick über das Ergebnis verschaffen, so können wir uns auf die Strahlungsintensität der Sonnenmitte beschränken. Die Strahlungstemperatur der Korona können wir uns dann als Funktion der Elektronentemperatur T_e der Korona berechnen (Abb. 17). Hierzu addieren wir entsprechend den Wertepaaren der Tabelle die Strahlungstemperatur der Chromosphäre und erhalten zwei Punkte, durch die wir versuchsweise die obere Kurve legen. Aus diesen beiden Kurven ergibt sich dann in einem $T_e(\text{Korona})/T_s(\text{Chromosphäre})$ -Diagramm (Abb. 18) die dort eingezeichnete Kurve. Die waagrecht verlaufenden schraffierten Gebiete geben die Wertebereiche der Chromosphärentemperatur an, die einmal aus den Chromosphärenmodel-

⁸ G. WALLIS, Plasmatagung Leipzig 1956 (im Erscheinen).

⁹ H. SCHEFFLER, Astronomische Tagung Hannover 1956.

Abb. 17.

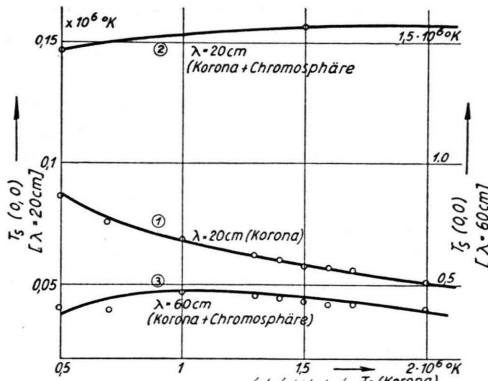


Abb. 18.

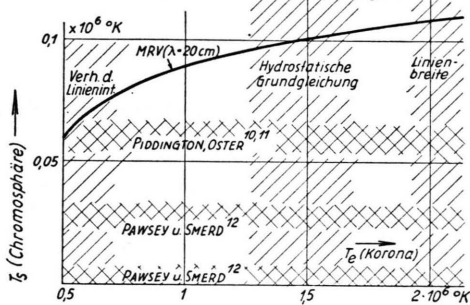


Abb. 17. $T_s(0,0)$ für $\lambda=20$ cm (linke Ordinate); $T_s(0,0)$ für $\lambda=60$ cm (rechte Ordinate). Kurve (1): $\lambda=20$ cm (Korona); Kurve (2): $\lambda=20$ cm (Korona+Chromosphäre); Kurve (3): $\lambda=60$ cm (Korona+Chromosphäre), (weitere Erläuterungen im Text).

Abb. 18. T_e/T_s -Diagramm mit den verschiedenen sich ergebenden Wertebereichen für Chromosphären- und Koronatemperatur.

len von PIDDINGTON¹⁰ und OSTER¹¹ folgen, zum anderen von PAWSEY und SMERD¹² bei ihren Rechnungen benutzt wurden. Die senkrecht verlaufenden schraffierten Gebiete geben die Wertebereiche der Koronatemperatur an, die aus dem Intensitätsverhältnis der roten und grünen Koronalinie, aus der hydrostatischen Grundgleichung bzw. aus der Linienbreite der Koronalinien folgen (s. z. B. UNSÖLD¹³).

Trotz der großen Unsicherheitsbereiche der angegebenen Werte ist es bemerkenswert, daß die aus der Untersuchung der MRV für 20 cm erhaltene Kurve nur einmal durch ein Gebiet geht, in dem sich die aus anderen Messungen ergebenden Werte für Korona- bzw. Chromosphärentemperatur überdecken. Es liegt bei einer Koronatemperatur von $0,5$ bis $0,7 \cdot 10^6$ °K, in Übereinstimmung mit der MRV für 60 cm. Auch hier stimmte das mit einer solchen Koronatemperatur berechnete Profil am besten mit den gemessenen überein.

Zum Abschluß wollen wir jedoch nicht übersehen, daß die für die Sonnenmitte berechneten Strahlungsintensitäten sowohl für $\lambda=20$ cm als auch für $\lambda=60$ cm etwa das Zwei- bis Dreifache der aus den Absolutmessungen folgenden Werte betragen (s. z. B. Anm. ¹³, Abb. 236). Ob diese Diskrepanz an einem systematischen Fehler der Absolutmessungen oder einer falschen Voraussetzung der Rechnungen liegt, läßt sich noch nicht entscheiden.

Herrn Prof. Dr. O. HACHENBERG danke ich für anregende Diskussionen und freundliche Unterstützung bei Anfertigung der Arbeit.

¹⁰ J. H. PIDDINGTON, Proc. Roy. Soc., London A **203**, 417 [1950].

¹¹ L. OSTER, Z. Astrophys. **40**, 28 [1956].

¹² J. L. PAWSEY u. S. F. SMERD, in „The Sun“ (Kap. 7), Ed. G. P. KUIPER, Univ. Press, Chicago 1953.

¹³ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, Berlin 1955.