

## Solare und kosmische Radiowellen

Von HANS HERBERT KLINGER, Stockholm<sup>1</sup>

Für die Astronomie und die Astrophysik wurde in den letzten fünf Jahren ein neuer Forschungszweig erschlossen, der die Messung der sowohl von der Sonne als auch aus dem Weltraum kommenden ultrahochfrequenten Radiostrahlung zum Gegenstand hat. Bereits im Jahre 1932 kam der amerikanische Ingenieur KARL JANSKY bei Untersuchungen über die Herkunft atmosphärischer Funkstörungen zu dem merkwürdigen Ergebnis, dass Radiowellen extraterrestrischer Herkunft die Erde erreichen. Er stellte fest, dass diese Strahlung, die sich in empfindlichen Kurzwellenempfängern als mehr oder weniger starkes Rauschen und Zischen bemerkbar machte, am stärksten aus der Richtung der Milchstrasse in Erscheinung trat. Diese bedeutende astrophysikalische Entdeckung fand damals nur geringe Beachtung; man erinnerte sich erst wieder daran, als während des letzten Weltkrieges mit empfindlichen Radaremmpfängern auch Radiowellen solaren Ursprungs im Gebiet der Meter- und Zentimeterwellen nachgewiesen wurden. Das nach Kriegsende einsetzende Studium des «solaren und kosmischen Rauschens» offenbarte bald deren ausserordentliche Tragweite für die Astrophysik. In Anbetracht des grossen Interesses, welches gegenwärtig den solaren und kosmischen Radiowellen von der Wissenschaft entgegengebracht wird, soll hier eine Darstellung der wesentlichen Ergebnisse und Erkenntnisse dieses Zweiges der Strahlungsphysik gegeben werden.

### 1. Grundsätzliches

Kosmische und solare Radiowellen sind ihren Eigenschaften nach Strahlen schwarzer Körper, die in empfindlichen Empfängern als Rauschen in Erscheinung treten. Zu ihrer Untersuchung dienen Radioteleskope. Diese bestehen im wesentlichen aus einer Richtantenne, einem hochempfindlichen, rauscharmen UKW-Empfänger und einem Schreibgerät zur Registrierung der Intensität der empfangenen Strahlung. Als Richtantennen werden gewöhnlich Parabolreflek-

toren verwendet, in deren Brennpunkt der Strahlungsempfänger in Form eines auf die zu empfangende Frequenz abgestimmten  $\lambda/2$ -Dipols oder einer Hohlleiterantenne angebracht ist. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen technische Ausführungen derartiger Teleskope, wie sie zur Untersuchung solarer und kosmischer Radiowellen benutzt werden.

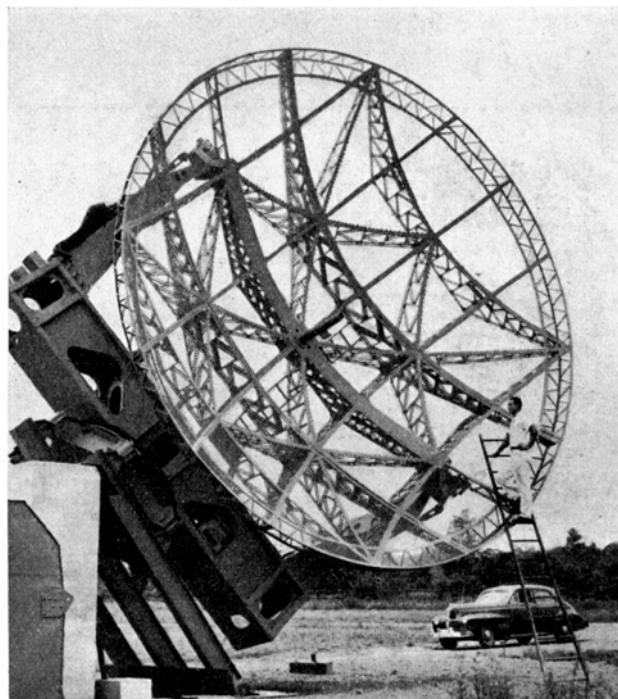


Abb. 1. Radioteleskop für solare Ultrakurzwellen (National Bureau of Standards Washington).

Die Intensität der von einem Radioteleskop empfangenen solaren bzw. kosmischen Radiofrequenzstrahlung gibt man zahlenmäßig gewöhnlich durch die äquivalente Temperatur an, die ein im Sinne des Kirchhoff-Planckschen Strahlungsgesetzes idealer schwarzer Strahler haben müsste, um bei der beobachteten Frequenz dieselbe Strahlungsintensität auszusenden wie die angepeilte kosmische Strahlungsquelle.

<sup>1</sup> Gegenwärtige Adresse: Darmstadt, Robert-Schneider-Strasse 54.

Der Zusammenhang zwischen Strahlungsintensität und Temperatur eines schwarzen Körpers ist durch die Plancksche Formel gegeben:

$$I_f = \frac{2h f^3}{c^2 (e^{h f/kT} - 1)},$$

die für Hertzsche Wellen ( $h f/kT \ll 1$ ) in die Rayleigh-Jeanssche Näherung übergeht:

$$I_f = \frac{2k}{c^2} T f^2$$

für die Frequenzskala, bzw.

$$I_\lambda = 2k c \frac{T}{\lambda^4}$$

für die Wellenlängenskala. In diesen Formeln bedeuten:  $I$  Strahlungsintensität,  $f$  Frequenz,  $\lambda$  Wellenlänge,  $h$  Plancksche Konstante,  $k$  Boltzmannsche Konstante,  $T$  absolute Temperatur und  $c$  Lichtgeschwindigkeit.

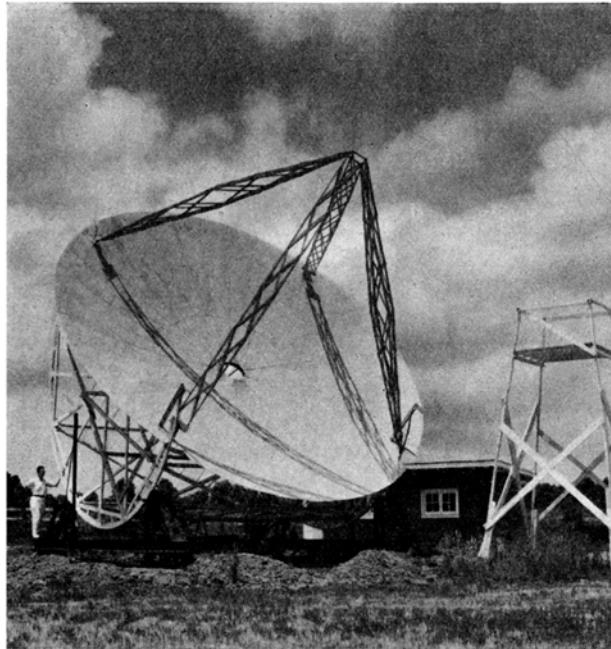


Abb. 2. Riesenteleskop zum Empfang kosmischer Radiowellen (National Bureau of Standards Washington).

Schliesst man die Antenne in eine (genügend grosse) Absorptionszelle von der Temperatur  $K^0$  (schwarzer Körper) ein, so befindet sie sich mit der thermischen schwarzen Strahlung von dieser Temperatur im Strahlungsgleichgewicht. Es lässt sich zeigen, dass dann an den Antennenenden eine Spannung auftritt, die äquivalent der thermischen Rauschspannung ist, die an einem ohmschen Widerstand hervorgerufen wird, der gleich dem Strahlungswiderstand der Antenne bei der Temperatur  $K^0$  ist. Die von der Antenne dem Empfänger gelieferte Leistung ist:

$$P = k T \Delta f,$$

wenn  $\Delta f$  die Bandbreite des Empfängers ist. Das von der Antenne verursachte Rauschen unterscheidet sich in keiner Weise von dem Rauschen, welches von den Röhren und Kreiselementen im Empfänger selbst hervorgerufen wird. Um die auf der Erde sehr schwachen Strahlungsintensitäten von der Sonne und der Milchstrasse überhaupt messen zu können, muss durch geeignete Schaltungen und besonders angepasste Betriebsart das Eigenrauschen des Empfängers so klein als möglich gehalten werden. Das Rauschen eines Empfängers kennzeichnet man gewöhnlich durch den Rauschfaktor

$$F = \frac{N/S}{n/s},$$

wobei  $N$  Rauschleistung am Ausgang des Empfängers,  $S$  Signalleistung am Ausgang des Empfängers,  $n$  Rauschleistung am Eingang des Empfängers und  $s$  Signalleistung am Eingang des Empfängers sind. Falls alle Teile der Empfängeranlage die Raumtemperatur  $K_0^0$  haben, ist die Rauschleistung am Ausgang des Empfängers von der Grösse

$$N = k T_0 \Delta f F G,$$

wobei  $G$  die Verstärkung des Hochfrequenzsignals durch die Richtantenne gegenüber einem isotropen Hertzschen Dipol angibt. Für einen Parabolspiegel vom Öffnungs durchmesser  $D$  beträgt

$$G = 0,65 \left( \frac{\pi D}{\lambda} \right)^2.$$

Wird die Antenne auf eine Strahlungsquelle gerichtet, deren Winkeldurchmesser klein ist im Vergleich zur Halbwertsbreite des Richtdiagrammes der Antenne, so ist die äquivalente Temperatur am Eingang des Empfängers:

$$t_s = \frac{G}{4} T_s \left( \frac{d}{R} \right)^2,$$

wenn  $T_s$  Temperatur der Strahlungsquelle,  $d$  Durchmesser der Strahlungsquelle und  $R$  Abstand von der Strahlungsquelle sind. Ist die Halbwertsbreite des Richtdiagrammes kleiner als der Winkeldurchmesser der angepeilten Strahlungsquelle, so ist die äquivalente Temperatur am Eingang des Empfängers gleich der Temperatur der Strahlungsquelle:

$$t_s = T_s.$$

Die Halbwertsbreite der Antenne hängt vom Öffnungs durchmesser  $D$  des Reflektors und von der Wellenlänge  $\lambda$  ab und ist durch die Beziehung

$$\text{Halbwertsbreite} = 1,2 \lambda/D$$

gegeben.

## 2. Solare Radiowellen

Die Radiofrequenzstrahlung der Sonne ist gegenwärtig im Wellenlängenbereiche zwischen  $\lambda = 8,5$  mm bis 7 m untersucht worden. Es lassen sich dabei 3 Strahlungsanteile unterscheiden: a) die Radiofrequenzstrahlung der ungestörten (fleckengesättigten) Sonne (ungestörte oder stationäre Strahlung), b) die Fleckenstrahlung und c) die eruptive Strahlung (bursts und outbursts). Diese Begriffe sind im einzelnen noch nicht scharf definiert, doch geben sie eine verständliche Charakterisierung der grundsätzlichen Erscheinungsformen solarer Radiowellen.

a) *Die stationäre Strahlung.* Die stationäre, das heißt die ständig von der fleckenfreien Sonne ausgehende Radiofrequenzstrahlung, von der zunächst die Rede sein soll, beruht auf der thermischen «Frei-frei»-Strahlung der Elektronen in den äusseren Sonnenschichten (Chromosphäre und Korona)<sup>1</sup>. In der sehr heißen Korona, die hauptsächlich an der radiofrequenten Emission beteiligt ist, sind die Wasserstoffatome vollständig ionisiert; es sind also nur Protonen und Elektronen und daneben in sehr geringer Zahl die stark ionisierten Kerne anderer Elemente vorhanden. Im elektrischen Feld der positiv geladenen Protonen werden die mit grosser thermischer Geschwindigkeit durcheinanderfliegenden Elektronen gebremst und auf Hyperbelbahnen abgelenkt. Bei diesen sogenannten «Frei-frei»-Quantenübergängen strahlen die Elektronen ihre Energie

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T$$

in Form eines kontinuierlichen Spektrums aus, dessen langwelliger Teil im Gebiet der Radiofrequenzen liegt und dessen Intensität in besonderer Weise von der Frequenz abhängt. Diese Frequenzabhängigkeit röhrt daher, dass für das Emissions- und Absorptionsvermögen eines schwarzen Körpers, wie ihn die Korona darstellt, die optische Tiefe  $\tau_f$ , das heißt das Produkt aus

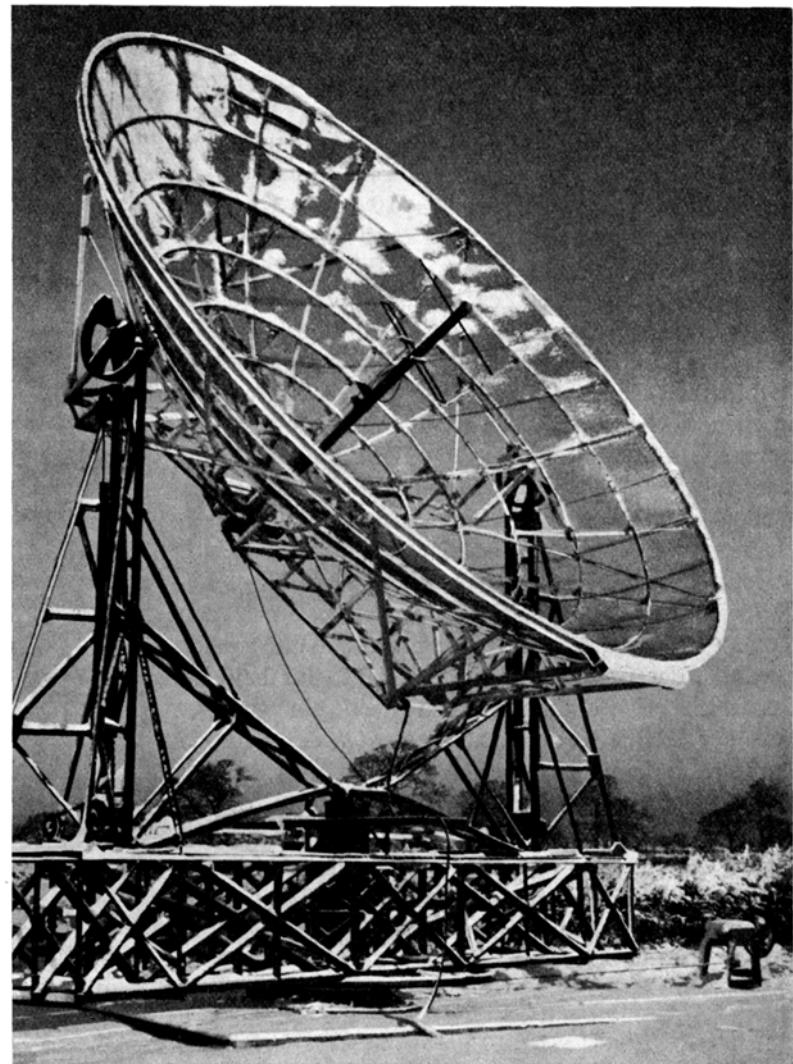


Abb. 2a. - Empfangsspiegel des Radioteleskops für  $\lambda = 1,89$  m an der Jodrell-Bank-Station in Cheshire (England). Der drahtförmige Parabolspiegel hat einen Durchmesser von 66,5 m und eine Brennweite von 38,4 m und wird unter anderem zum Empfang der Strahlung des Andromedanebels und anderer aussergalaktischer Spiralnebel verwendet.

Absorptionskoeffizient  $k$  und Schichtdicke  $dh$ , massgebend ist:

$$\tau_f = \int_0^h k_f \cdot dh.$$

Für ein Elektronen-Protonen-Gas beträgt der Absorptionskoeffizient:

$$k = \frac{2\sqrt{2}\lambda^2 N^2 e^6}{3\sqrt{\pi} n c^3 (m k T)^{3/2}} \ln \left[ \frac{4 k T}{e^{2\pi} \sqrt{2 N}} \right]^2,$$

wenn  $\lambda$  Wellenlänge,  $N$  Elektronendichte pro Kubikzentimeter,  $e$  Ladung des Elektrons,  $n$  Brechungsindex und  $c$  Lichtgeschwindigkeit sind. Während die Korona für Lichtwellen völlig durchlässig ist, ist dagegen das Absorptionsvermögen (und nach dem Kirchhoffschen Gesetz infolgedessen auch das Emissionsvermögen) der Korona für Meterwellen ( $\lambda = 1$  m bis 10 m) so gross, dass in diesem Wellenlängenbereich nur

<sup>1</sup> V. GINSBURG, C. r. Acad. Sci. URSS. 52, 487 (1946). - A. UNSOÖLD, Naturwissenschaften 7, 194 (1947). - M. WALDMEIER und H. MÜLLER, Astron. Mitt. Zürich, Nr. 155 (1948). - D. F. MARTYN, Proc. roy. Soc. London [A] 193, 44 (1948). - A. REULE, Z. Naturforsch. 3/4, 234 (1952).

Strahlung aus den äusseren Schichten der Korona zur Erde durchdringt, und wir empfangen infolgedessen nahezu schwarze thermische Strahlung entsprechend der Temperatur der Korona von etwa 1 Millionen Grad. Mit abnehmender Wellenlänge oder zunehmender Frequenz wird hingegen die Korona immer durchlässiger. Bei Dezimeterwellen ( $\lambda = 10$  cm bis 1 m) entstammt die Strahlung nur noch etwa zur Hälfte aus der Korona und zur Hälfte aus der darunterliegenden Chromosphäre und bei Zentimeterwellen ( $\lambda = 1$  cm bis 10 cm) praktisch nur noch aus der Chromosphäre mit einer Strahlungsintensität entsprechend der Chromosphärentemperatur von rund  $10^4$  K. Die daraus sich ergebende Mitte-Rand-Variation der solaren Radiofrequenzstrahlung kann man bei der Abbildung 3 erkennen, wo die Variation der solaren Intensität bei den Wellenlängen  $\lambda = 3, 10$  und 65 cm während der Sonnenfinsternis am 12. September 1950 wiedergegeben ist<sup>1</sup>. Es ist bemerkenswert, dass auch bei vollständiger Bedeckung der optisch sichtbaren Sonne durch den Mond die Strahlungsintensität der 3-cm-Welle noch etwa 4% der Gesamtintensität erreicht, was beweist, dass auch bei Zentimeterwellen noch ein geringer Teil der Radiofrequenzstrahlung aus der Korona stammt. Indem man nun Messungen des solaren Rauschens bei verschiedenen Wellenlängen durchführt, kann man auf diese Weise die Sonnenatmosphäre schichtweise abtasten und Schlüsse über die Verteilung der Elektronendichte und der Temperatur in den verschiedenen Sonnenschichten gewinnen<sup>2</sup>.

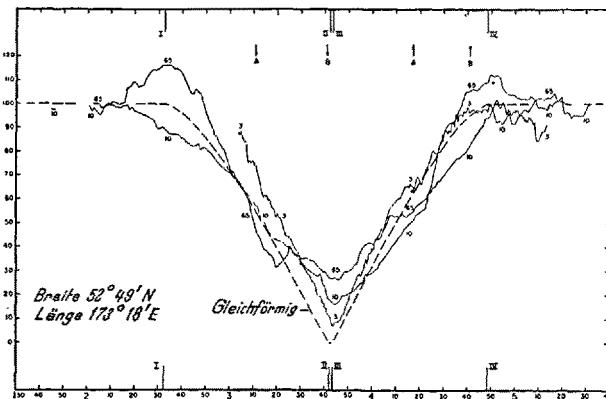


Abb. 3. Solares Rauschen bei den Wellenlängen  $\lambda = 3, 10$  und 65 cm während der Sonnenfinsternis am 12. September 1950 (nach HAGEN, HADDOCK und REBER). Auf der Abszisse ist die Zeit der Beobachtung aufgetragen, auf der Ordinate der Anteil der nicht abgedeckten solaren Strahlung in Prozenten der gesamten solaren Strahlung ausserhalb der Finsternis.

Tabelle I gibt eine Zusammenstellung der bei verschiedenen Wellenlängen gemessenen, der Strahlungsintensität äquivalenten Temperaturen der stationären solaren Radiofrequenzstrahlung. Die Messwerte sind

<sup>1</sup> J. P. HAGEN, E. T. HADDOCK und G. REBER, *Sky and Telescope* 5 (1951).

<sup>2</sup> J. P. HAGEN, *Astrophys. J.* 113, 547 (1951).

mit der Theorie in befriedigendem Einklang. Der Wert von  $100000$  K bei  $\lambda = 25$  cm beruht offenbar auf einer Fehlmessung. Die äquivalente Temperatur beträgt bei dieser Wellenlänge etwa  $200000$  K.

Tabelle I

Zusammenhang zwischen äquivalenter Temperatur und Wellenlänge der stationären Radiofrequenzstrahlung der Sonne nach Messungen

Beobachter	Wellenlänge cm	Äquiv. Temp. K°
HAGEN <sup>1</sup>	0,85	6 740
PIDDINGTON und MINNETT <sup>2</sup>	1,25	10 000
DICKE und BERRINGER <sup>3</sup>	1,25	11 000
MINNETT und LABRUN <sup>4</sup>	3,18	19 300
SANDER <sup>5</sup>	3,2	22 000
PIDDINGTON und HINDMAN <sup>6</sup>	10	54 000
COVINGTON <sup>7</sup>	10,7	47 000
LEHANY und YABSLEY <sup>8</sup>	25	100 000?
LEHANY und YABSLEY <sup>8</sup>	50	500 000
STANIER <sup>9</sup>	60	550 000
REBER <sup>10</sup>	62,5	590 000
PAWSEY <sup>11</sup>	150	600 000
RYLE und VONBERG <sup>12</sup>	172	600 000
RYLE und VONBERG <sup>12</sup>	370	1 000 000
MACHIN <sup>13</sup>	670	2 000 000

Bei der Ausstrahlung von Radiowellen aus der Sonnenatmosphäre muss man noch die Brechung der in der inneren Korona erzeugten Strahlung beachten. Rechnerische Untersuchungen<sup>14</sup> zeigen, dass diese Brechung aber erst bei Wellen  $\lambda > 3$  m wesentlich wird und dann die Strahlungsintensität herabsetzt, während ihr Einfluss bei Wellen  $\lambda < 1$  m keine Rolle spielt.

b) *Die Fleckenstrahlung.* Der ungestörten solaren Radiofrequenzstrahlung überlagert sich bei Sonnenaktivität eine zweite Strahlungskomponente, die von Sonnenfleckengebieten emittiert wird. Man unterscheidet dabei eine kurzwellige und eine langwellige (eruptive) Fleckenstrahlung. Als Beispiel für die kurzwellige Fleckenstrahlung ( $\lambda < 60$  cm) zeigt Abbildung 4 die Variation der solaren Strahlungsintensität bei den Wellen  $\lambda = 50$  cm und 25 cm nach LEHANY und YABSLEY<sup>15</sup>. Im Gegensatz zur ungestörten Strahlung,

<sup>1</sup> J. P. HAGEN, *Naval Res. Lab. Washington, Rep.* 3504 (1949).

<sup>2</sup> J. H. PIDDINGTON und H. C. MINNETT, *Australian J. Sci. Res.*

<sup>3</sup> R. H. DICKE und R. BERRINGER, *Astrophys. J.* 103, 375 (1946).

<sup>4</sup> H. C. MINNETT und N. R. LABRUN, *Australian J. Sci. Res. [A]* 3, 60 (1950).

<sup>5</sup> K. F. SANDER, *Nature* 159, 506 (1947).

<sup>6</sup> J. H. PIDDINGTON und H. HINDMAN, *Australian J. Sci. Res. [A]* 2, 527 (1949).

<sup>7</sup> A. E. COVINGTON, *Nature* 159, 405 (1947).

<sup>8</sup> F. J. LEHANY und D. E. YABSLEY, *Australian J. Sci. Res. [A]* 2, 48 (1949).

<sup>9</sup> H. M. STANIER, *Nature* 165, 354 (1950).

<sup>10</sup> G. REBER, *Nature* 158, 945 (1946).

<sup>11</sup> J. L. PAWSEY, *Nature* 158, 633 (1946).

<sup>12</sup> M. RYLE und D. D. VONBERG, *Nature* 160, 339 (1947).

<sup>13</sup> K. E. MACHIN, *Nature* 167, 889 (1951).

<sup>14</sup> G. BURKHARDT und A. SCHLÜTER, *Z. Astrophys.* 26, 295 (1949).

<sup>15</sup> F. J. LEHANY und D. E. YABSLEY, *Australian J. Sci. Res. [A]* 2, 48 (1949).

die stets mit praktisch gleicher Intensität emittiert wird, hat man es bei der kurzwelligen Fleckenstrahlung mit einem langsam variablen und verstärkten Strahlungsanteil zu tun, der von der Fläche abhängt, die auf der Sonnenoberfläche von Flecken bedeckt ist. Diese enge Korrelation zwischen Strahlungsintensität und Sonnenflecken wurde noch bis zu Wellen von  $\lambda = 3,18$  cm herab beobachtet<sup>1</sup>. Dass dieser Strahlungsanteil wirklich aus den Fleckengebieten stammt, geht aus Messungen bei partiellen Sonnenfinsternissen hervor. Als Beispiel dafür gibt Abbildung 5 die Variation der solaren Radiofrequenzstrahlung bei der Welle  $\lambda = 10,7$  cm während der partiellen Sonnenfinsternis am 23. November 1946 nach COVINGTON<sup>2</sup> wieder. Ein erster Abfall der Strahlungsintensität um 9% kam zustande, als der Mondrand um 1,05 Sonnenradien vom Mittelpunkt der Sonnenscheibe entfernt war, ein zweiter, stärkerer Intensitätsabfall um 25%, als der Mond ein Fleckengebiet bedeckte, dessen Fläche rund 2,2% der gesamten Sonnenscheibe ausmachte. Die kurzwellige Fleckenstrahlung kann man also direkt als ein Mass für die Sonnenaktivität benutzen. Das ist insofern von praktischer Bedeutung, als man auf Grund solcher Messungen die Sonnenaktivität auch bei bedecktem Himmel oder bei Regen bestimmten kann.

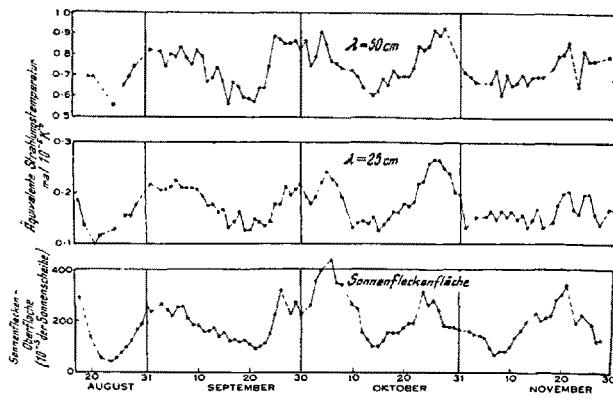


Abb. 4. Variation der solaren Emission bei den Wellenlängen  $\lambda = 50$  cm und  $\lambda = 25$  cm und der von Sonnenflecken bedeckten Sonnenoberfläche vom 18. August bis 30 November 1947 (nach LEHANY und YABSLEY).

Über den Mechanismus der kurzwelligen Fleckenkomponente bestehen im wesentlichen zwei Vorstellungen. Die eine beruht auf der Annahme, dass es sich um eine Temperaturstrahlung handelt, die von Gebieten über Sonnenflecken mit extrem grosser Elektronendichte ausgeht<sup>3</sup>. In diesen «koronalen Kondensationen» ist wegen der höheren Elektronendichte die Absorption so gross, dass sie auch noch für Zentimeterwellen undurchlässig sind und demnach für diese

Wellenlängen Strahlungsintensitäten liefern, die der Koronatemperatur von rund  $10^6$  K entsprechen. Der anderen Erklärung liegt die Vorstellung zugrunde,

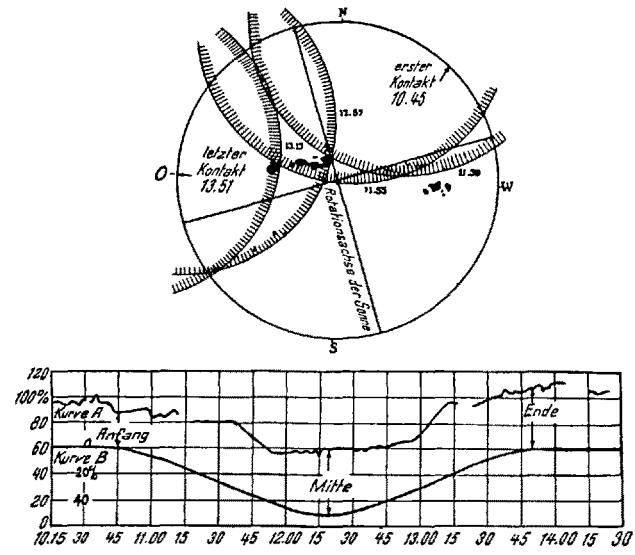


Abb. 5. Solares Rauschen bei der Welle  $\lambda = 10,7$  cm während der partiellen Sonnenfinsternis am 23. November 1946 (nach COVINGTON). Kurve A: Intensität der solaren Radiofrequenzstrahlung, Kurve B: Vom Mond bedeckte Oberfläche der Sonne.

dass die um die Achse der Sonnenfleckenmagnetfelder kreiselnden Elektronen zu einer *gyromagnetischen* Emission Anlass geben, deren Frequenz

$$f = \frac{eH}{2\pi mc}$$

nur von der magnetischen Feldstärke  $H$  der Sonnenflecken abhängt<sup>1</sup>. Da die Magnetfelder von Sonnenflecken Feldstärken von einigen tausend Gauss erreichen, ist die Erzeugung von Radiowellen bis herab zu wenigen Zentimetern Wellenlänge durch gyromagnetische Eigenstrahlung der Elektronen in der Sonnenkorona durchaus denkbar. Ob aber der Strahlungsmechanismus sich wirklich so einfach verhält, muss bezweifelt werden, da neben der Emission auch die Absorption von Strahlung in der Sonnenatmosphäre berücksichtigt werden muss.

Auch bei den Meterwellen beobachtet man eine mit den Sonnenflecken zusammenhängende Strahlung<sup>2</sup>. Diese langwellige Fleckenstrahlung ( $\lambda > 1$  m) unterscheidet sich aber von der kurzwelligen durch die schnellen Fluktuationen, durch die gegenüber der ungestörten Koronastrahlung viel höhere Intensität und durch die besondere Eigenschaft, das Gebiet einer Fleckengruppe scharf gebündelt und nahezu radial zu verlassen, so dass die betreffende Fleckengruppe

<sup>1</sup> K. O. KIEPENHEUER, Nature 158, 340 (1946). — J. P. DENISSE, C. r. Acad. Sci. Paris 225, 1358 (1947). — J. V. GARWICK, C. r. Acad. Sci. Paris 224, 551 (1947).

<sup>2</sup> E. V. APPLETON, Nature 156, 534 (1945). — J. S. HEY, Nature 156, 47 (1945). — L. L. McCREADY, J. W. PAWSEY und R. PAYNE-SCOTT, Proc. roy. Soc. [A] 190, 357 (1947). — C. W. ALLEN, Monthl. Not. 107, 386 (1947). — M. RYLE und D. D. VONBERG, Nature 158, 339 (1946).

<sup>3</sup> H. C. MINNETT und N. R. LABRUN, Australian J. Sci. Res. [A] 3, 60 (1950).

<sup>2</sup> A. E. COVINGTON, Nature 150, 405 (1947).

<sup>3</sup> M. WALDMEIER und H. MÜLLER, Astrophys. Z. 27, 58 (1950).

radioskopisch nur wahrgenommen werden kann, wenn sie sich in der Nähe des Mittelpunkts der Sonnenscheibe befindet. Diese Strahlung ist außerdem fast vollständig zirkular polarisiert und kehrt ihre Polarisationsrichtung um, sobald die betrachtete Fleckengruppe durch den Zentralmeridian der Sonnenscheibe hindurchgeht. Diese erwähnten Eigenschaften deuten an, dass es sich bei der langwelligen Fleckenstrahlung (enhanced radiation) um einen anderen Strahlungsvorgang als bei der kurzwelligen Komponente handeln muss, wahrscheinlich ist es eine Überlagerung vieler einzelner Strahlungsstöße (bursts) elektrischer Herkunft über eine thermische Grundkomponente.

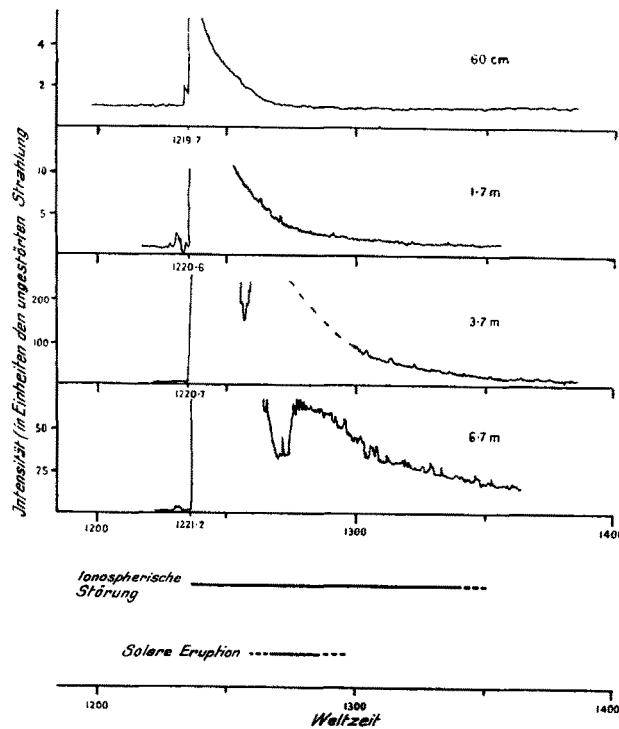


Abb. 6. Strahlungsausbrüche (outbursts) auf vier verschiedenen Wellenlängen (nach M. RYLE).

Charakteristisch für die Fleckenstrahlung ist ihre zirkulare Polarisation. Bei Meterwellen geht der Polarisationsgrad bis zu 90%, bei Wellen von der Größenordnung  $\lambda = 10$  cm etwa bis zu 3%, und er ist unmessbar klein bei Wellen  $\lambda < 3$  cm. Die zirkulare Polarisation der Fleckenstrahlung deutet an, dass das Magnetfeld von Sonnenflecken hierbei eine wesentliche – wenn auch noch nicht ganz geklärte – Rolle spielt. Die zirkulare Polarisation der Radiofrequenzstrahlung kann von der gyromagnetischen Kreiselung der Elektronen um die Achse der Sonnenfleckenmagnetfelder herrühren; sie kann aber auch eine Folge des Einflusses dieser Magnetfelder auf die Fortpflanzung der Wellen in der Sonnenatmosphäre sein, demzufolge die Welle in eine «ordentliche» und eine «ausserordentliche» Komponente aufgespaltet ist, die gegensinnig

zirkular polarisiert sind<sup>1</sup>. Ein solcher Effekt kommt bekanntlich auch bei der Ausbreitung von Radiowellen in der Ionosphäre unter der Einwirkung des Erdmagnetfeldes zustande.

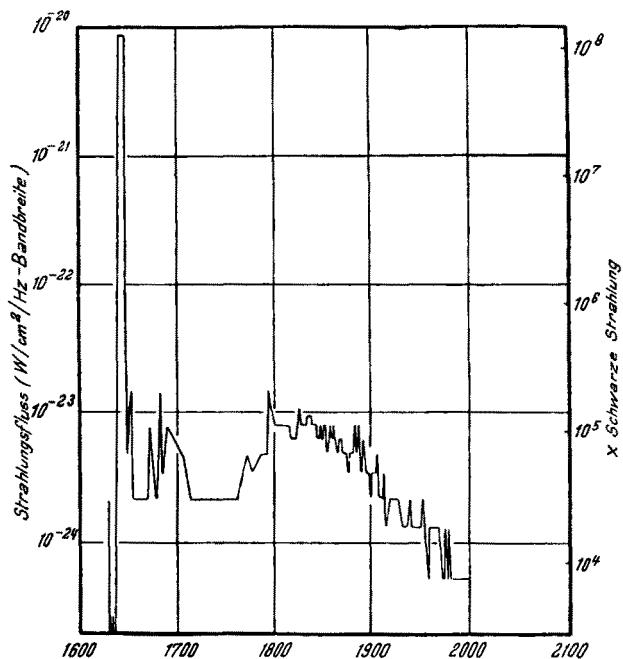


Abb. 7. – Anormale solare Radioemission («outburst») auf  $\lambda = 4,2$  m am 25. Juli 1946 (nach LOVELL und BANWELL).

c) *Die eruptive Strahlung.* Neben dieser kontinuierlich von Sonnenflecken bzw. Fleckengruppen ausgehenden Fleckenstrahlung werden bei Sonnenaktivität Strahlungsstöße (bursts) von wenigen Sekunden Dauer und Strahlungsausbrüche (outbursts) von vielen Minuten Dauer beobachtet, wobei die Strahlungsintensität weit über das Niveau der ungestörten Strahlung ansteigt. Die intensiven «outbursts» sind häufig Begleiter sichtbarer chromosphärischer Eruptionen (flares), die ionosphärische Störungen (Mögel-Dellinger-Effekt) auf der Erde auslösen. Abbildung 6 zeigt ein typisches Beispiel für einen derartigen Strahlungsausbruch auf vier verschiedenen Wellenlängen<sup>2</sup>. Es ist bemerkenswert, dass die Ausbrüche häufig, wie im vorliegenden Beispiel, zuerst auf kürzeren und dann auf längeren Wellen beobachtet werden, was sich durch eine selektive Gruppenverzögerung, das heißt durch eine Änderung der Gruppengeschwindigkeit von Wellen mit verschiedener Frequenz in der Sonnenatmosphäre erklären lässt<sup>3</sup>. Man findet aber auch Strahlungsausbrüche, die zuerst in den längeren und dann in den kürzeren Wellen auftreten, und auch solche von ganz unregelmässigem Frequenzgang. Der Mechanismus dieser Störstrahlen ist nicht geklärt. Es

<sup>1</sup> M. N. SAHA, B. K. BANERJEA und U. C. GUHA, J. Indian Phys. 21, 199 (1947). – M. RYLE, Proc. roy. Soc. [A] 195, 82 (1948).

<sup>2</sup> M. RYLE, Rep. Progr. Phys. 13, 212 (1950).

<sup>3</sup> JAEGER und K. G. WESTFOLD, Australian J. Sci. Res. [A] 3, 322 (1949).

kann sein, dass er mit umherfliegender Protuberanzematerie oder mit Korpuskularströmen zusammenhängt.

Manchmal fällt der erste Anstieg bzw. das Maximum der eruptiven Radiofrequenzstrahlung mit dem Beginn bzw. Maximum der chromosphärischen Eruption zusammen. Als Beispiel hierfür zeigt Abbildung 7 einen «outburst» bei der Welle  $\lambda = 4,2$  m während der grossen Fleckentätigkeit am 25. Juli 1946<sup>1</sup>. Die Intensität des solaren Rauschens stieg dabei für kurze Zeit auf das  $5,3 \cdot 10^5$ fache der ungestörten Strahlung an. Berücksichtigt man, dass die chromosphärische Eruption nur einen Teil der Fleckengruppe und etwa  $1/800$  der Sonnenscheibe bedeckte (vgl. Abb. 8), so ergibt sich für die Strahlungsintensität in der Eruption ein

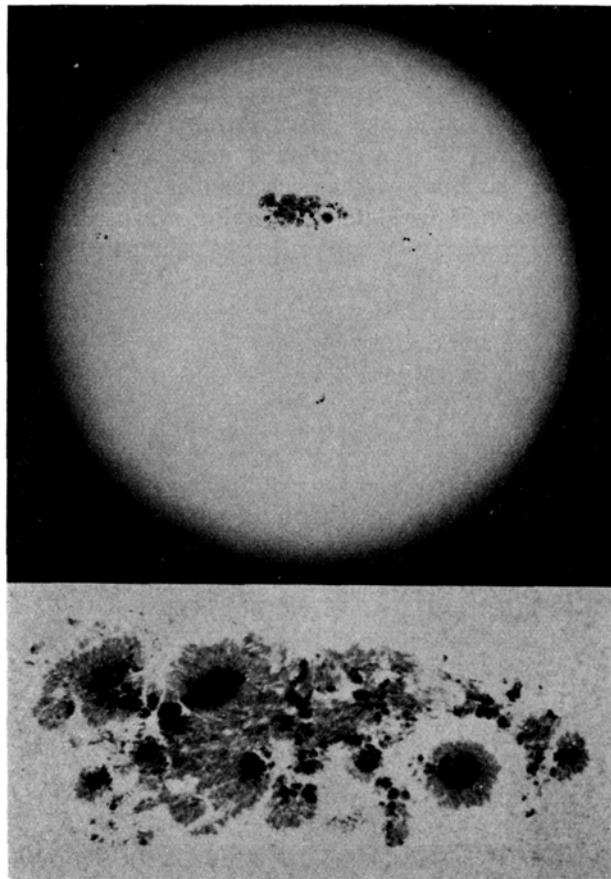


Abb. 8. – Die Sonnenfleckengruppe vom Juli 1946 als Beispiel für eine eruptive radiofrequente Strahlungsquelle (Mount-Wilson- und Palomar-Observatorien).

$4 \cdot 10^8$ mal grösserer Wert als für die ungestörte Koronastrahlung. Da während der kurzen Zeitdauer des Strahlenausbruchs in der Eruption ein extrem heller Kern sichtbar wurde, ist es wahrscheinlich, dass dieser intensive «outburst» allein von diesem Kern ausging, dessen Fläche wiederum etwa 100mal kleiner war als die der ganzen Eruption. Die Strahlungsintensität in

diesem Kern übertraf demnach diejenige der ungestörten Korona sogar um das  $4 \cdot 10^{10}$ fache entsprechend einer äquivalenten Strahlungstemperatur von  $6 \cdot 10^{16}$  Grad. Diese Temperatur ist einer mittleren Teilchenenergie von  $10^{13}$  eV äquivalent, wie sie in der kosmischen Ultrastrahlung angetroffen wird. Es ist daher äusserst bemerkenswert, dass wenige Stunden nach dieser chromosphärischen Eruption bzw. dem Maximum der eruptiven solaren Radiofrequenzstrahlung die kosmische Ultrastrahlung auf der Erde gleichfalls einen Intensitätsanstieg aufwies<sup>1</sup> (Abb. 9). Es besteht also ein Zusammenhang zwischen intensiven eruptiven solaren Radiowellen und der kosmischen Ultrastrahlung, und darum ist die Vermutung naheliegend, dass die Gebiete chromosphärischer Eruptionen auf der Sonne, von denen radiofrequente Strahlungsausbrüche emittiert werden, gleichfalls eine Quelle korpuskularer Strahlen sind.

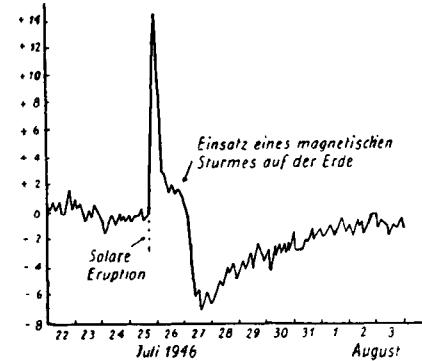


Abb. 9. Kosmische Teilchenstrahlung während der Sonneneruption am 25. Juli 1946, gemessen am Carnegie-Institut in Cheltenham, Maryland (USA.).

Die eruptive Radiofrequenzstrahlung tritt am intensivsten und häufigsten bei Meterwellen auf, schwächer und seltener bei Dezimeter- und Zentimeterwellen. Gelegentlich beobachtet man allerdings auch, dass bei Dezimeterwellen intensive Ausbrüche stattfinden, während zur gleichen Zeit bei längeren Wellen keine nennenswerte Zunahme des solaren Rauschens zu bemerken ist. Ganz kleine Strahlungsstösse, die sich den Ausbrüchen überlagern, röhren wahrscheinlich von diskreten «hellen chromosphärischen Punkten» in aktiven Fleckengruppen, das heisst von Eruptionen von sehr geringer Ausdehnung her. Sie äussern sich zum Beispiel in kleinen Intensitätsschwankungen der radiofrequenten Strahlung bei partiellen Sonnenfinsternissen, wenn der Mond das eine oder andere dieser Punktgebiete überstreicht<sup>2</sup>. Auch «isolierte Stösse» (isolated bursts) werden gelegentlich beobachtet, die in keinem sichtbaren Zusammenhang zur Sonnenaktivität stehen<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> E. ELLISON, Monthl. Not. 108, 500 (1946).

<sup>2</sup> W. N. CHRISTIANSEN, D. E. YABSLEY und B. Y. MILLS, Australian J. Sci. Res. [A] 3, 541 (1950).

<sup>3</sup> J. P. WILD, Australian J. Sci. Res. [A] 3, 541 (1950).

*Tabelle II*  
Eigenschaft und Herkunft solarer Radiowellen

Strahlungstyp	Dauer	Polarisation	Quelle
Thermische Komponente . . . . .			
Fleckenstrahlung . . . . .	Ständig	Regellos	Ganze Sonne
Stösse (bursts) . . . . .	Tags	Zirkular	Sonnenflecke
Isolierte Stösse . . . . .	Sekunden	Nicht zirkular	Sonnenflecke
Ausbrüche (outbursts) . . . . .	Minuten	Nicht zirkular	Eruptionen
			Unbekannt
			Eruptionen

Tabelle II gibt eine zusammenfassende Charakterisierung der verschiedenen Strahlungskomponenten solarer Radiowellen:

d) *Der Mechanismus der eruptiven Strahlung.* Die schnellen Fluktuationen und hohen Strahlungsintensitäten der langwelligen eruptiven Radiofrequenzstrahlung zeigen, dass sie nicht thermischen Ursprungs wie die stationäre Strahlung sein kann. Wenn man auch vom Mechanismus der eruptiven Strahlung noch keine klare Vorstellung entwickelt hat, so geht man aber sicher nicht weit fehl, wenn man sie mit korpuskularen Strahlen (Elektronen- und Protonenströmen) in Verbindung bringt, die in den Magnetfeldern von Sonnenflecken Radiowellen emittieren<sup>1</sup> oder in der Sonnenkorona Plasmaschwingungen erregen<sup>2</sup>, wie sie von Gasentladungen und gewissen Elektronenröhren bekannt sind. Die Frequenz derartiger Elektronen-Plasmaschwingungen berechnet man unter Vernachlässigung von Zusammenstößen zwischen Elektronen und Ionen und von elektrischen und magnetischen Feldern nach der Formel:

$$f = \sqrt{\frac{N e^2}{\pi m}},$$

wenn *N* Anzahl von Elektronen pro Kubikzentimeter und *e* und *m* Ladung und Masse des Elektrons sind. Da die Elektronen hierbei kohärent oszillieren, kann die hierauf beruhende Radiofrequenzstrahlung die schwarze Koronastrahlung um ein Vielfaches übersteigen, auch wenn die Temperatur des Elektronengases nur klein ist. Eine strenge Theorie der Erzeugung solarer Radiowellen durch Plasmaschwingungen besteht gegenwärtig aber noch nicht. Die Vorgänge in der Korona und speziell in Sonnenfleckenfeldern sind jedenfalls viel verwickelter als bei gewöhnlichen Gasentladungen.

Verschiedene Forscher<sup>3</sup> haben theoretisch und experimentell gezeigt, dass elektromagnetische Felder und Wellen in Plasmen verstärkt werden können. Derartige *Raumladungs-* und *Plasmawellen* wurden eben-

falls als Ursache intensiven solaren Rauschens in Betracht gezogen.

### 3. Kosmische Radiowellen

a) *Galaktisches Rauschen und Radiosterne.* Radiowellen galaktischen Ursprungs von der Milchstrasse waren zuerst von JANSKY<sup>1</sup> beobachtet worden und sind danach von REBER<sup>2</sup>, HEY, PHILIPS und PARSONS<sup>3</sup> und anderen Radioastronomen genauer untersucht worden. Das Bild, welches sich für die Verteilung der galaktischen Rauschintensität ergibt, veranschaulicht für die verschiedenen, in der Praxis benutzten Wellenlängen zwischen  $\lambda = 60$  cm und 10 m (Abb. 10). Die Intensität fällt von der galaktischen Ebene nach beiden Seiten stark ab, ist also nur im Gebiet der Milchstrasse gross und erreicht in der Milchstrasse bei der galaktischen Länge 330° ihr Maximum.

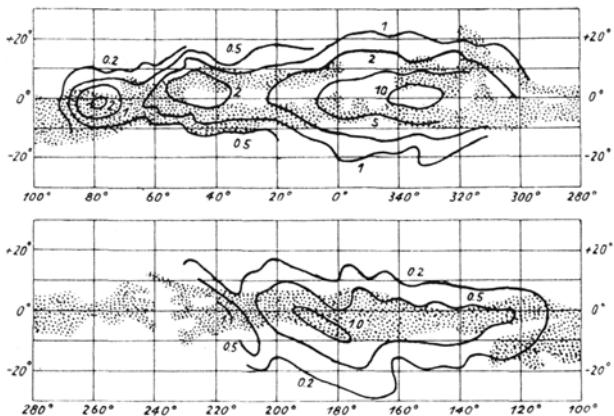


Abb. 10. Kurven gleicher Intensität der Radiostrahlung im Gebiet von  $\lambda = 1,87$  m (nach REBER). Die im visuellen Licht am stärksten hervortretenden Teile der Milchstrasse sind punktiert.

Ursprünglich war man der Ansicht, die galaktische Strahlung werde in dem in der galaktischen Ebene weitverbreiteten interstellaren Gas durch thermische «Frei-frei»-Strahlung der Elektronen analog zur so-

<sup>1</sup> B. KWAL, Ann. Astrophys. 14, 189 (1951).

<sup>2</sup> D. F. MARTYN, Nature 159, 26 (1947).

<sup>3</sup> J. R. PIERCE, J. Appl. Phys. 20, 1060 (1949). — A. V. HAEFF, Phys. Rev. 75, 1546 (1949). — S. FEINSTEIN und F. SEN, Phys. Rev. 83, 405 (1951). — D. BOHM und R. P. GROSS, Phys. Rev. 75, 1851 (1949). — K. G. MALMFORS, Ark. Fys. 1, 569 (1950). — V. A. BAILEY, Phys. Rev. 75, 1104 (1948); 78, 428 (1950); 83, 439 (1951).

<sup>1</sup> K. G. JANSKY, Proc. Inst. Radio Engrs. 20, 1920 (1932); 21, 1387 (1933); 23, 1158 (1935).

<sup>2</sup> G. REBER, Proc. Inst. Radio Engrs. 28, 68 (1940); 36, 1215 (1948).

<sup>3</sup> J. S. HEY, J. W. PHILLIPS und S. J. PARSONS, Nature 157, 296 (1946); Proc. roy. Soc. 192, 425 (1948).

laren Radiofrequenzstrahlung erzeugt<sup>1</sup>. Diese Erklärung der galaktischen Strahlung liess sich aber nicht aufrechterhalten. Will man nämlich das galaktische Rauschen als thermische Strahlung des interstellaren Gases deuten, so müsste man dem Gas eine Elektronentemperatur von der Größenordnung  $10^5^\circ$  zuschreiben. Eine so hohe Temperatur des interstellaren Gases steht aber in krassem Widerspruch zur Struktur des interstellaren Plasmas, wie man es aus Messungen im sichtbaren Spektrum gefunden hat und wonach nur in der Umgebung sehr heißer Sterne, wo der Wasserstoff völlig ionisiert ist, eine Elektronentemperatur von etwa  $10^4^\circ$  auftritt, während in den übrigen Gebieten die Elektronentemperatur nur die Größenordnung von  $10^3^\circ$  erreicht<sup>2</sup>. Das interstellare Gas kann daher nur einen geringen Beitrag von etwa 1% zum galaktischen Rauschen im Meterwellenbereich liefern und spielt bei Wellen  $\lambda < 1$  m praktisch überhaupt keine Rolle mehr. Eine isolierte Strahlungsemission bei der Wellenlänge  $\lambda = 21,2$  cm, die ihre Ursache in Quantenübergängen im Hyperfeinspektrum des interstellaren Gases hat<sup>3</sup>, ist in diesem Zusammenhang ohne Bedeutung.

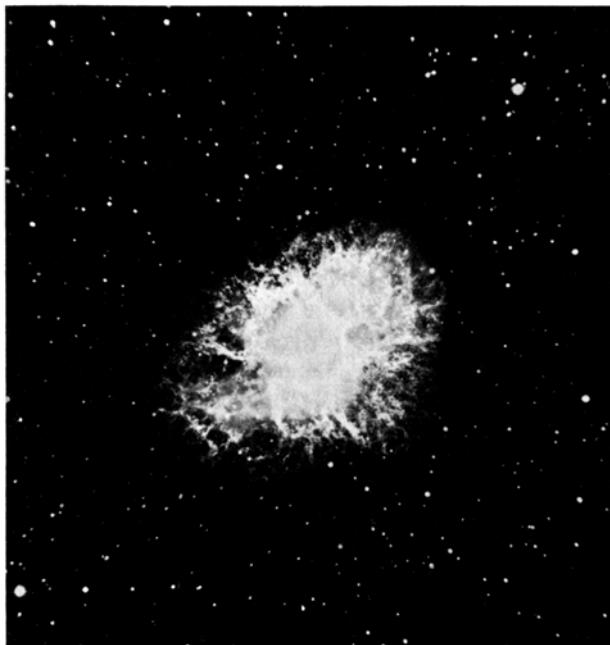


Abb. 11. Der Krebsnebel als Beispiel für einen entarteten Radiostern (Mount-Wilson- und Palomar-Observatorien).

Eine wichtige neue Erkenntnis über den Ursprung galaktischer Radiowellen brachte die Entdeckung, dass ein merklicher Anteil dieser Strahlung aus ganz bestimmten diskreten Gebieten der Milchstrasse her-

kommt, wobei die intensivsten Strahlungsquellen sich in den Sternbildern Cygnus und Cassiopeia befinden<sup>1</sup>. Man kennt heute am Himmel etwa hundert solcher diskreter Rauschquellen. Das Überraschende daran ist aber, dass sie, von wenigen Ausnahmen abgesehen,

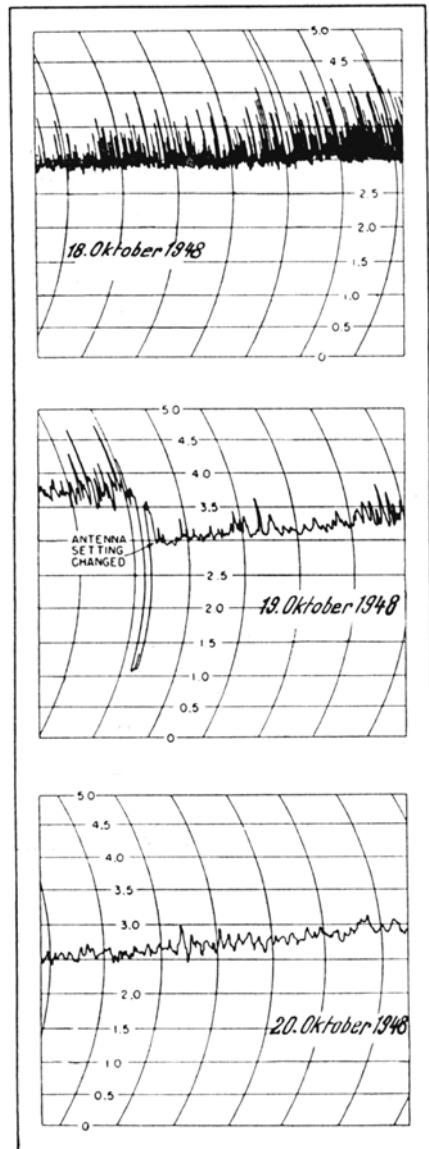


Abb. 12. Fluktuation der Radiofrequenzstrahlung im Sternbild Cygnus bei  $f = 200$  MHz an drei aufeinanderfolgenden Tagen (nach SEEGER und GORDON).

nicht mit gewöhnlichen Sternen oder anderen bekannten Himmelskörpern zusammenfallen. Dieser Umstand hat zu der Ansicht geführt, dass es im galaktischen Raum neben den gewöhnlichen Lichtsternen auch noch «Radiosterne»<sup>2</sup> gibt, die unsichtbar sind und nur radioskopisch wahrgenommen werden können. Man

<sup>1</sup> L. G. HENYET und P. C. KEENAN, *Astrophys. J.* 91, 625 (1940). – Es ist dabei zu bemerken, dass zur damaligen Zeit noch nichts über solare Radiowellen bekannt war.

<sup>1</sup> J. S. HEY, S. J. PARSONS und J. W. PHILLIPS, *Nature* 158, 234 (1946). – J. Z. BOLTON, *Nature* 161, 312 (1948); 162, 141 (1948). – F. G. SMITH und M. RYLE, *Nature* 162, 462 (1948).

<sup>2</sup> R. V. D. R. WOOLLEY, *Monthly Not. roy. Astr. Soc.* 107, 308 (1947). – H. G. VAN DE HULST, *Ned. Tid. Natuurk.* 11, 219 (1945). – C. A. MÜLLER und O. OORT, *Nature* 168, 357 (1951).

<sup>2</sup> M. RYLE, F. G. SMITH und B. ELSMORE, *Monthly Not. roy. Astron. Soc.* 110, 508 (1950).

glaubt, dass die bisher beobachteten Radiosterne nur die intensivsten davon sind und dass im inner-galaktischen Raum vielleicht ebenso viele Radiosterne wie Lichtsterne existieren, die nur mit unseren derzeitigen Radioteleskopen noch nicht nachgewiesen werden können.



Abb. 13. Der Andromedanebel, ein Beispiel für eine aussergalaktische kosmische Radiofrequenzquelle (Mount-Wilson- und Palomar-Observatorien).

Im Vordergrund der radioastronomischen Forschung steht naturgemäß die Frage nach dem Wesen der Radiosterne. Einige Radioastronomen glauben, dass es sich bei den Radiosternen um junge Sterne handelt, die noch nicht genügend heiss sind, um Licht ausstrahlen zu können, oder im Gegenteil um Sterne, die sterben. Dass Radiowellen von einem sterbenden Stern kommen, wurde in einem einzigen Falle direkt beobachtet. BOLTON und STANLEY<sup>1</sup> haben festgestellt, dass der Ort einer ihrer Radiosterne mit dem Krebsnebel zusammenfällt. Der Krebsnebel (Abb. 11) ist eine Supernova, das heisst der Überrest eines Sterns, dessen Explosion im Jahre 1054 von chinesischen Astronomen beobachtet worden ist. Heute ist er eine grosse heisse Masse aus Gas, das sich mit einer Geschwindigkeit von 105 Millionen Kilometern pro Tag ausbreitet. Die Gesamtemission des Krebsnebels ist

bei  $\lambda = 3$  m um rund 15 Zehnerpotenzen grösser als die der fleckenfreien Sonne. Würde es sich um eine thermische Emission handeln, so müsste die Elektronentemperatur des Gases im Krebsnebel etwa  $2,5 \cdot 10^6$  K betragen, was weit über der aus Messungen im sichtbaren Spektrum erschlossenen Elektronentemperatur von  $5 \cdot 10^4$  K liegt. Die Rauschstrahlung des Krebsnebels kann demnach nicht thermischen Ursprungs sein. Im Gegensatz zum Krebsnebel haben sich andere Supernovae nicht mit Rauschquellen identifizieren lassen<sup>1</sup>. Man ist daher gezwungen, anzunehmen, dass die Supernovae keine typischen Radiosterne sind.

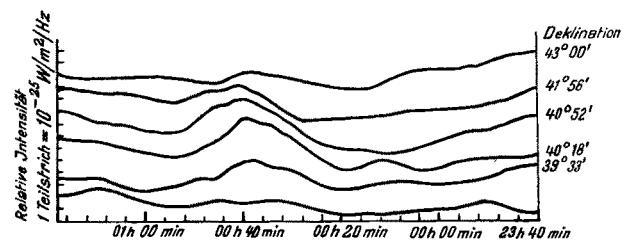


Abb. 14. Registrierkurven der relativen Intensität der Radiofrequenzstrahlung des Andromedanebels in einzelnen Streifen von der Breite in Deklination bei  $\lambda = 1,89$  m Wellenlänge (nach BROWN und HAZARD).

Bis vor kurzem hatte man geglaubt, dass die häufig beobachteten Schwankungen der Strahlungsintensität von Radiosternen in diesen selbst ihre Ursache haben, ähnlich wie es von der gestörten solaren Radiofrequenzstrahlung her bekannt ist (Abb. 12). Durch gleichzeitige Beobachtung von verschiedenen Orten der Erdoberfläche aus wurde aber festgestellt, dass diese Fluktuationen irdisch bedingt sind und von der pulsierenden Struktur der F-Schicht der Ionosphäre herrühren<sup>2</sup>. Andere Untersuchungen<sup>3</sup> ergaben ferner, dass die Radiosterne auch ihren Ort am Himmel etwas ändern, was möglicherweise durch das Gravitationsfeld der Sonne erklärt werden kann. Die Natur der Radiosterne ist gegenwärtig noch ganz unbekannt. Offenbar handelt es sich bei ihnen um einen bisher unbekannten Typ stellarer elektromagnetischer Strahler, deren Radiowellenemission viel grösser ist als ihre Lichtwellenemission.

b) *Die Radiowellenemission von Spiralnebeln.* Viele Astrophysiker sind der Ansicht, dass die in den Zentralgebieten von Galaxien herrschenden Bedingungen besonders günstig für das Entstehen von Sternen sind. Bei unserer Milchstrasse sind nun die zentralen Teile durch grosse interstellare Staubwolken der sichtbaren Beobachtung entzogen. Für Radiowellen sind diese Staubwolken aber durchlässig, und in der Tat haben

<sup>1</sup> M. RYLE, F. G. SMITH und B. ELSMORE, Month. Not. roy. Astr. Soc. 110, 521 (1950).

<sup>2</sup> F. G. SMITH, C. G. LITTLE und A. C. B. LOVELL, Nature 165, 422 (1950). — MILLS und THOMAS, Australian J. Sci. Res. [A] 4, 158 (1951).

<sup>3</sup> M. RYLE, Month. Not. roy. Astr. Soc. 110, 38 (1950).

<sup>1</sup> J. Z. BOLTON, G. J. STANLEY und O. B. SLEE, Nature 164, 101 (1949). — J. Z. BOLTON und G. J. STANLEY, Australian J. Sci. Res. [A] 2, 139 (1949).

*Tabelle III*  
Intensitäten kosmischer Rauschquellen

Quelle	$\lambda$ in m	Intensität Watt / $m^2$ Hz	Bemerkungen
Sonne . . . . .	3	$2 \times 10^{-22}$ bis $2 \times 10^{-20}$	bei kurzzeitigen Ausbrüchen
	0,1	$10^{-20}$ bis $10^{-17}$ $10^{-20}$ bis $2 \times 10^{-27}$	
Milchstrasse . . . . .	3	Zentrum $6,5 \times 10^{-24}$ Cygnus $2,5 \times 10^{-24}$ Pole $0,5 \times 10^{-24}$	pro 1 Quadratgrad emittierender Fläche
Lokale Rauschquellen in der Milchstrasse . . . . .	3	$1 \times 10^{-24}$ bis $125 \times 10^{-24}$ Zum Beispiel: Krebsnebel: $18,5 \times 10^{-23}$	
Andromedanebel M. 31 . . . . .	2	$4 \times 10^{-25}$	
Spiralnebel M. 101 . . . . .	2	$< 10^{-25}$	
Spiralnebel M. 51 . . . . .	2	$5,5 \times 10^{-26}$	
Elliptischer Nebel N.G.G. 4258 . . . . .	2	$5 \times 10^{-26}$	

die Untersuchungen von JANSKY, REBER und anderen Radioastronomen auch gezeigt, dass gerade die intensivsten Radiowellen unserer Milchstrasse von ihrem Zentralgebiet ausgehen. Bei den anderen (aussergalaktischen) Milchstrassensystemen ist das Zentralgebiet, das als wahrscheinlichster Geburtsort von Sternen und damit auch als das bevorzugte Gebiet für die Aussendung von Radiowellen angesehen wird, hingegen meist auch der visuellen Beobachtung zugänglich. Der unserer Milchstrasse benachbarte grosse Spiralnebel, der Andromedanebel (M. 31), (Abb. 13), ist um rund 750 000 Lichtjahre von uns entfernt und ist eine Quelle aussergalaktischer Radiowellen; ihre Intensität beträgt auf der Erde etwa 1/700 derjenigen der intensiven galaktischen Rauschquelle im Sternbild Kassiopeia<sup>1</sup>. Abbildung 14 zeigt die Variation der Rauschintensität des Andromedanebels bei der Wellenlänge  $\lambda = 1,9$  m. In Tabelle III sind unter anderem die aus Radiowellennmessungen ermittelten Strahlungsintensitäten einiger anderer aussergalaktischer Sternsysteme zusammengestellt, deren Radiofrequenzstrahlung kürzlich nachgewiesen wurde<sup>2</sup>.

Die gegenwärtigen Beobachtungen zeigen, dass die Erzeugung von Radiowellen in aussergalaktischen Sternsystemen nicht wesentlich verschieden von denjenigen in unserer Milchstrasse sein kann. Der Anteil der Galaxien am gesamten kosmischen Rauschen wird auf insgesamt etwa 10% geschätzt. Im Zusammenhang hiermit ist noch folgender Hinweis von Interesse. Aus Beobachtungen im sichtbaren Spektrum ist bekannt, dass die Lichtstrahlung von Spiralnebeln eine Rotverschiebung zeigt. Man deutet diese als Dopplereffekt und sieht hierin einen Beweis für die Fluchtbewegung der Galaxien. Wenn dies der Fall ist, müsste sich ein solcher

Dopplereffekt auch entsprechend an den von Spiralnebeln emittierten Radiowellen beobachten lassen.

c) *Kosmische Radiowellen und Korpuskularstrahlung.* Einige Astrophysiker sind der Ansicht, dass ein Zusammenhang zwischen dem kosmischen Rauschen und der kosmischen Ultrastrahlung (Korpuskularstrahlung) besteht. Zwei verschiedene Auffassungen werden dabei vertreten. Die eine, die ALFVÉN<sup>1</sup> und KIEPENHEUER<sup>2</sup> begründeten, geht von der Annahme aus, dass der intergalaktische Raum von einem schwachen Magnetfeld ( $H = 10^{-8}$  Gs) durchsetzt ist, durch das kosmische Elektronenströme abgelenkt und zur Strahlung veranlasst werden. Unter Berücksichtigung der bekannten Energieweite der kosmischen Elektronenstrahlen führen die Rechnungen auf Frequenzen im Radiospektrum.

Die andere Auffassung führt den Ursprung kosmischer Radiowellen auf die Sternatmosphäre selbst zurück. KWAL<sup>3</sup> hat theoretisch gezeigt, dass kosmische Protonenströme, die den Hauptbestandteil der kosmischen Korpuskularstrahlung bilden, in starken lokalen Magnetfeldern von Sternen Radiowellen im Bereich der Meter- und Zentimeterwellen emittieren. Die Kwal'sche Hypothese vom Ursprung kosmischer Radiowellen wird durch die Beobachtung gestützt, wonach gewisse Sterne Magnetfelder von einigen tausend Gauss Feldstärke besitzen<sup>4</sup>. – UNSÖLD<sup>5</sup> hingegen vertritt die Ansicht, dass die kosmische Radiofrequenzstrahlung von Sternen mit vollständig eruptiver Oberfläche ausgeht, die gleichzeitig Quellen der kosmischen Ultrastrahlung sind. Sowohl die Kwal'sche als auch die Unsöld'sche Erklärung führen beide den Mechanismus der kosmischen Radiowellen auf denjenigen der erupti-

<sup>1</sup> H. ALFVÉN und N. HERLOFSON, Phys. Rev. 78, 616 (1950).

<sup>2</sup> K. O. KIEPENHEUER, Phys. Rev. 79, 738 (1950).

<sup>3</sup> B. KWAL, Ann. Astrophys. 14, 189 (1951).

<sup>4</sup> H. W. BABCOCK, Phys. Rev. 74, 489 (1948).

<sup>5</sup> A. UNSÖLD, Z. Astrophys. 26, 176 (1949); Phys. Rev. 82, 857 (1951).

<sup>1</sup> R. HANBURY, R. H. BROWN und G. HAZARD, Nature 166, 901 (1950).

<sup>2</sup> R. HANBURY, R. H. BROWN und G. HAZARD, Phil. Mag. 43, 137 (1952).

tiven solaren Radiofrequenzstrahlung zurück, wo Zusammenhänge mit Korpuskularstrahlen beobachtet worden sind, wie wir vorher gesehen hatten.

Es mag sein, dass kosmische und solare Radiowellen sogar auf eine noch ganz andere Art erzeugt werden. So ist die Hypothese denkbar, dass Radiowellen durch «Zerstrahlung» von Elementarteilchen sehr kleiner Masse, wie sie Neutrinos besitzen, zustande kommen<sup>1</sup>, ähnlich wie Röntgenstrahlen aus neutralen  $\pi$ -Mesonen entstehen. Alle diese Erklärungen sind mehr oder weniger spekulativ. Dass ein Zusammenhang zwischen der kosmischen Korpuskularstrahlung und dem kosmischen Rauschen besteht, konnte bisher erst in einem einzigen Falle beobachtet werden<sup>2</sup>. Es bedarf weiterer intensiver Zusammenarbeit von Hochfrequenztechnik und Astrophysik, um die Rätsel der kosmischen Strahlung ihrer Lösung näher zu bringen.

d) *Beziehungen zu anderen Wissenschaftszweigen.* Neben ihrer astrophysikalischen Bedeutung steht die solare und kosmische Kurzwellenstrahlung auch zu anderen Wissenschaftszweigen in Beziehung. So sind seit langem terrestrische Einflüsse der variablen Sonnenaktivität bekannt, die im elfjährigen Rhythmus zu- und abnehmen, wie zum Beispiel die Schwankung der Pegelstände grosser Binnenseen, die Temperaturschwankungen in den Tropen und das Wachstum gewisser Baumsorten. Diese Erscheinungen können nicht durch die früher einzig bekannten Strahlungen der Sonne, die dem elfjährigen Sonnenzyklus unterliegen (Korpuskularstrahlen, ultraviolettes Licht und Röntgenstrahlen), erklärt werden, da diese alle bereits in grossen Höhen oberhalb der Troposphäre absorbiert werden. Dagegen liegt nun in der Radiofrequenzstrahlung eine dem Sonnenzyklus unterworfen Komponente vor, welche bis zur Erdoberfläche durchdringt und somit als Ursache für die erwähnten terrestrischen Wirkungen in Betracht gezogen werden kann<sup>3</sup>. Es ist dabei wohl bekannt, dass gerade Ultrakurzwellen von Meter und Dezimeterwellenlänge biologische Effekte hervorbringen.

Grosse praktische Bedeutung kommt dem solaren Rauschen in der Meteorologie zu. Wir hatten bereits früher darauf hingewiesen, dass die kurzwellige Fleckenstrahlung der Sonne hervorragend zur Bestimmung der Sonnenaktivität geeignet ist. Man glaubt nun gefunden zu haben, dass ein unmittelbarer Zu-

sammenhang zwischen der solaren Aktivität und starken Luftdruckschwankungen über Nordeuropa besteht<sup>1</sup>. Die Registrierung der kurzweligen solaren Radiofrequenzstrahlung liefert damit eine ausgezeichnete Möglichkeit, der Lösung des Problems der langfristigen Wettervorhersage näher zu kommen.

Andere Anwendungen eröffnet die solare und kosmische Radiofrequenzstrahlung der Ionosphärenforschung. Durch Registrierung des solaren und kosmischen Rauschens ergeben sich Aufschlüsse über die Beschaffenheit der höchsten Ionosphärenschichten (F-Schicht), deren Erforschung durch die bekannte Echomethode nicht oder nur ganz unzulänglich möglich ist. Diesbezügliche Untersuchungen sind nicht allein von wissenschaftlich geophysikalischem Interesse, sondern auch von erheblicher praktischer Bedeutung für die Nachrichtentechnik, indem sie zur Klärung offenstehender Fragen über die Ausbreitung kurzer Radiowellen in der Ionosphäre beitragen.

Nicht zuletzt ist das Studium solarer und kosmischer Radiowellen für die Hochfrequenztechnik selbst von grossem Wert. Die Erzeugung dieser Strahlung eröffnet interessante Perspektiven im Hinblick auf die Entwicklung neuer Elektronenröhren für kürzeste Mikrowellen, die auf der Eigenstrahlung von Elektronenstrahlen mit relativistischen Geschwindigkeiten beruhen und deren Studium im Laboratorium umgekehrt wiederum zu einem besseren Verstehen des Mechanismus des solaren und kosmischen Rauschens Anlass geben kann.

### Summary

A short summary is given of the more important results and problems of the new branch of research in radioastronomy. The solar radio frequency radiation can be traced back to 3 different components of radiation: one a constant thermic radiation from the (spot-free) sun (undestroyed or stationary radiation), one a radiation emitted by the sun-spots (sun-spot radiation), and one an eruptive component (eruptive radiation).

Cosmic radio waves are, according to the present state of our knowledge, mainly sent out in the intra-galactic space from the radio stars whose nature is still unknown. A lesser part of the cosmic radio frequency is emitted also from extra-galactic star-systems, and a quite small radiation component, which is practically without significance, arises from the inter-stellar gas. Attention is drawn to possible connections between the cosmic radio waves and cosmic corpuscular radiation, and in conclusion the relationship is discussed between cosmic and solar radio waves and other branches of science.

<sup>1</sup> H. H. KLINGER, *Funk und Ton* 9, 484 (1951).

<sup>2</sup> P. AUGER, J. DAUDIN, J. DENISSE und A. DAUDIN, *C. r. Acad. Sci. Paris* 228, 1116 (1949).

<sup>3</sup> M. WALDMEIER, *Astron. Mitt. Zürich*, Nr. 166 (1949).

<sup>1</sup> KOPPE, *Ann. Meteorolog.* 4, 87 (1951).