

Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

Herausgeber: Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe

Band: 34 (1956)

Heft: 8

Artikel: Radio-Astronomie

Autor: Klinger, H.H.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-874535>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 29.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

TECHNISCHE MITTEILUNGEN
BULLETIN TECHNIQUE

PTT
BOLLETTINO TECNICO

Herausgegeben von der Schweizerischen Post-, Telegraphen- und Telephonverwaltung. Publié par l'administration des postes, télégraphes et téléphones suisses. Pubblicato dall'amministrazione delle poste, dei telegrafi e dei telefoni svizzeri

Radio-Astronomie

Von H. H. Klinger, München

621.396.946

Zusammenfassung. In der Arbeit wird ein Überblick über die Grundlagen, Aufgaben und wichtigsten Ergebnisse der Radio-Astronomie gegeben. Nach Darlegung der radioastronomischen Empfangs- und Messtechnik wird die Radio(frequenz)strahlung der ungestörten und gestörten Sonne behandelt, sodann auf die Radiostrahlung galaktischer und extragalaktischer Quellen eingegangen und die Bedeutung der Linienstrahlung des interstellaren Wasserstoffs bei $\lambda = 21,1$ cm umrissen. Anschliessend wird über den jüngsten Forschungsweig der Radioastronomie berichtet, der das Studium planetarischer Radiowellen zum Gegenstand hat. Abschliessend werden einige Zusammenhänge der radioastronomischen Forschung mit anderen Forschungsweigen der Naturwissenschaft erörtert.

Résumé. Le présent travail donne un aperçu des principes, des tâches et des résultats les plus importants obtenus par la radio-astronomie. Après avoir décrit la technique de la réception et des mesures radio-astronomiques, l'auteur traite du rayonnement radio (fréquence) du soleil, du rayonnement radio de sources galactiques et extragalactiques et de l'importance du rayonnement linéaire de l'hydrogène interstellaire pour $\lambda = 21.1$ cm. Il parle ensuite du domaine de recherche le plus récent de la radio-astronomie, dont l'objet est l'étude des ondes radio planétaires et, pour finir, montre quelques-unes des relations qui existent entre la recherche radio-astronomique et les autres domaines de recherche des sciences naturelles.

I. Einleitung

Die letzten Jahrzehnte haben nicht nur auf fast allen Gebieten der exakten Naturwissenschaft bedeutende Fortschritte gebracht, sondern auch neue Forschungszweige entstehen lassen, die grosse Hoffnungen auf eine erweiterte Erkenntnis des physikalischen Weltgeschehens erwecken. Ein solcher Zweig ist die *Radio-Astronomie*, deren Aufgabe die Untersuchung und Messung der Radiostrahlung aus dem Weltraum ist. Der hierfür in Betracht kommende Wellenbereich erstreckt sich zwischen etwa $\lambda \approx 25$ m bis 0,5 cm. In diesem Bereich ist die Atmosphäre durchlässig. Wellen $\lambda > 25$ m werden von der Ionosphäre in den Weltraum reflektiert, während Wellen $\lambda < 5$ mm von atmosphärischen Gasen und Dämpfen absorbiert werden. Trotz dieser Einschränkung ist das für radio-astronomische Beobachtungen zur Verfügung stehende «Radiofenster» etwa 8 bis 10 Oktaven grösser als das «optische Fenster», das sonst für die Beobachtung von Strahlung aus dem Weltraum verwendet wird. Figur 1 zeigt die Durchlässigkeit der Atmosphäre für die verschiedenen elektromagnetischen Wellenarten.

radio-astronomischen Forschung im eigentlichen Sinne des Wortes kann man aber erst seit Ende des Zweiten Weltkrieges reden. Anstoss zu dieser Entwicklung war die Entdeckung der Radiostrahlung der Sonne im Bereich ultrakurzer Wellen während des Krieges. Diese Entdeckung wurde wiederum erst möglich durch die Fortschritte auf dem Gebiet der UKW-Technik, die zur Entwicklung hochempfindlicher UKW-Empfangsgeräte führte, wie sie für die Funkmess- (Radar-) Technik benötigt werden. In den letzten Jahren hat die Radio-Astronomie unser kosmologisches Weltbild in sehr wesentlichen Gesichtspunkten erweitert und vertieft. Die Grundlagen, wichtigsten Ergebnisse und Probleme dieser Forschung sollen im folgenden behandelt werden.

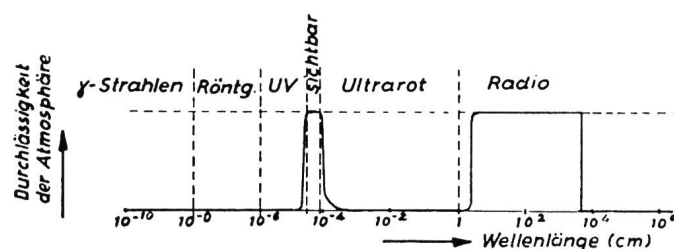


Fig. 1. Die Durchlässigkeit der Atmosphäre für elektromagnetische Strahlung verschiedener Wellenlängen

Die Anfänge der Radio-Astronomie gehen auf K.G. Jansky [1] zurück, der im Jahre 1932 die Radiostrahlung der Milchstrasse entdeckt hatte. Von einer

II. Die Technik der Radio-Astronomie

1. Radioteleskope

Zum Empfang der Radiostrahlung aus dem Welt-raum bedient sich die radio-astronomische Forschung sogenannter *Radioteleskope*. Diese bestehen im wesentlichen aus einer Richtantenne, einem besonders empfindlichen Überlagerungsempfänger und einem Schreibgerät, das die Intensität der aufgefundenen Strahlung registriert.

a) Richtantennen

Als Richtantennen verwendet man bei Meterwellen Dipolwände, Yagiantennen und Spiralentennen, für Dezimeter- und Zentimeterwellen dagegen Parabolspiegel, in deren Brennpunkt sich die Empfangsantenne in Form eines Halbwelldipols oder eines Trichters befindet. Diese Radioteleskope werden am besten so gebaut, dass sie um zwei Achsen gedreht werden können und auf diese Weise jeder Punkt des Himmels angepeilt werden kann. Meist begnügt man sich aus baulichen Gründen mit einer vertikalen und einer horizontalen Achse (azimutale Montierung), strebt aber möglichst eine parallaktische Aufstellung an, bei der die eine Achse parallel zur Erdachse liegt, so dass bei Drehung um diese Achse mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde das Radioteleskop stets auf die einmal angepeilte kosmische Quelle gerichtet bleibt.

Die Eigenschaften eines Radioteleskops werden gekennzeichnet durch das Auflösungsvermögen α , bzw. den Raumwinkel Ω des Öffnungskegels des Antennendiagrammes und durch den Gewinn $G = 4\pi/\Omega$. Der Gewinn gibt an, um welchen Betrag sich die entnehmbare Empfangsleistung ändert, wenn bei konstanter Feldstärke die Richtantenne an Stelle einer isotropen Bezugsantenne benutzt wird. Die Größen Ω und G hängen vom Verhältnis der wirksamen Antennenfläche A zur Wellenlänge ab

$$\Omega = \frac{\lambda^2}{A}; \quad G = 4\pi \frac{A}{\lambda^2}$$

Für Parabolspiegel und Dipolwände ist A etwa das 0,5- bis 0,7fache der geometrischen Antennenfläche. Die Auflösung eines Radiospiegels mit dem mittleren Durchmesser $D \approx \sqrt{A}$, definiert als Winkelabstand zwischen Hauptmaximum und erstem

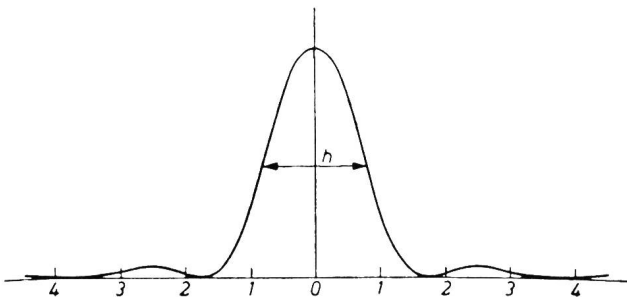


Fig. 2. Richtungsdiagramm einer Parabolantenne. h ist die Halbwertbreite

Beugungsminimum des Antennendiagrammes, ist annähernd

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D} \text{ oder } 70^\circ \frac{\lambda}{D}$$

Anstatt des Auflösungsvermögens, wird in der Radio-Astronomie vielfach die Halbwertbreite, das heisst der Abstand zwischen zwei gegenüberliegenden Punkten des Antennendiagrammes, in denen die Empfindlichkeit auf die Hälfte ihres Maximums gesunken ist, angegeben (Fig. 2). Für Spiegel mit kreisförmiger Begrenzung ist die Halbwertbreite

$$h = 1,03 \frac{\lambda}{D} \text{ oder } 59^\circ \frac{\lambda}{D}$$

In Fig. 3 ist die Halbwertbreite von Radiospiegeln für verschiedene Spiegeldurchmesser als Parameter in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt.

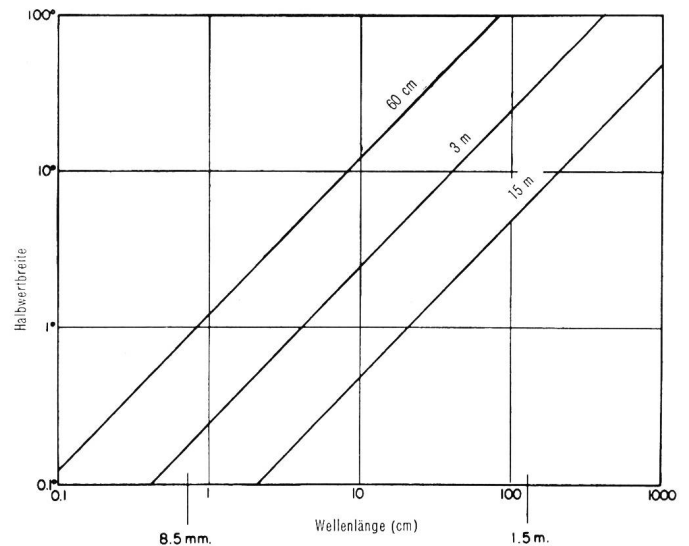


Fig. 3. Halbwertbreite von Parabolspiegeln für verschiedene Spiegeldurchmesser als Parameter als Funktion der Wellenlänge

Im Vergleich zur optischen Astronomie ist die Auflösung von Radioteleskopen infolge der im Verhältnis zum Licht etwa rund 10^5 mal grösseren Wellenlängen freilich sehr bescheiden. Hier stossen wir auf ein Hauptproblem der radio-astronomischen Empfangstechnik. So hat zum Beispiel der Empfangsspiegel des Funkmessgerätes Würzburg-Riese von 7,5 m Durchmesser bei $\lambda = 1$ m nur ein Auflösungsvermögen von 10° , bzw. eine Halbwertbreite von 8° . Das mit ihm erzielbare Raster am Himmelsgewölbe ist also extrem grob, hat doch die sichtbare Sonnenscheibe nur einen Öffnungswinkel von $0,5^\circ$. Um eine Bündelung von 1° zu erzielen, müsste bei der gleichen Wellenlänge ein 80-m-Spiegel verwendet werden, und wollte man die Auflösung des Auges von $1'$ erreichen, so wäre sogar ein Spiegel mit 5 km Durchmesser bei $\lambda = 1$ m nötig. In der Radio-Astronomie arbeitet man heute meistens mit Spiegeln von etwa 10 bis 25 m Durchmesser. Als Beispiel

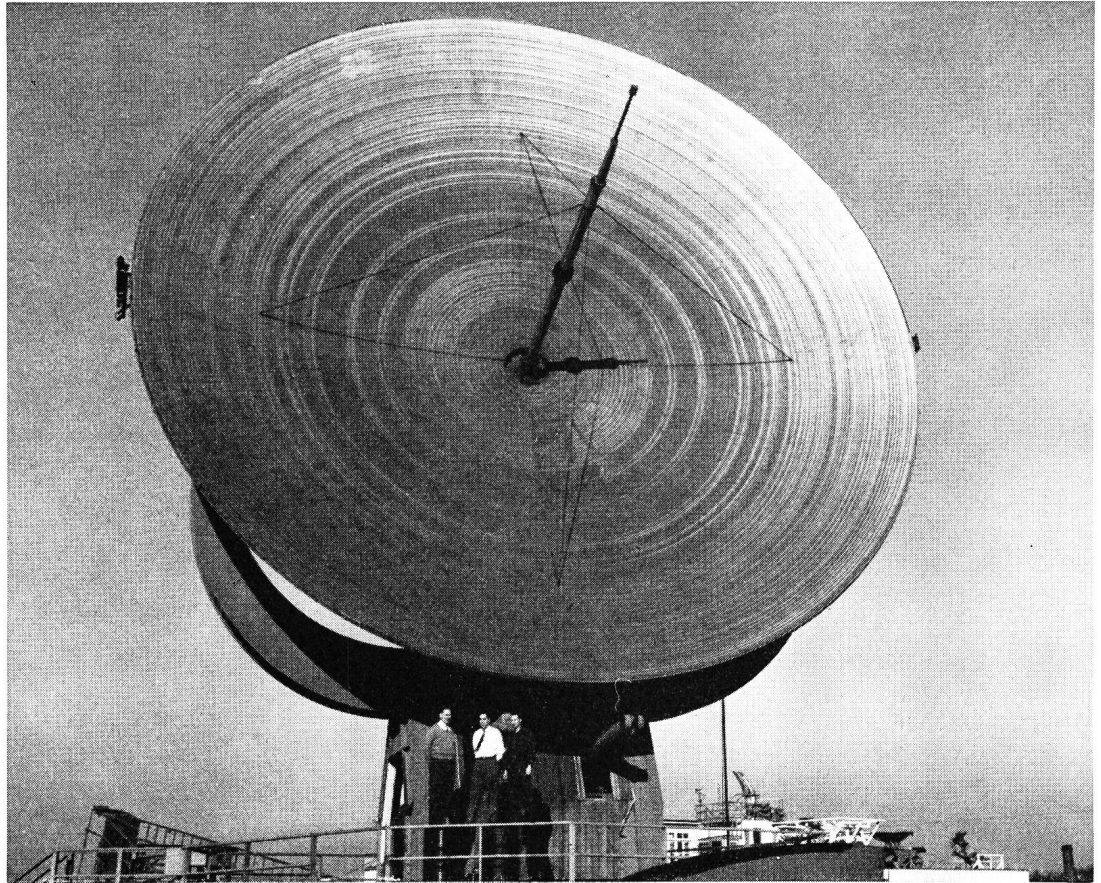


Fig. 4.
13-m-Antennenspiegel
des Radioteleskops des
Forschungslaborato-
riums der USA-Marine

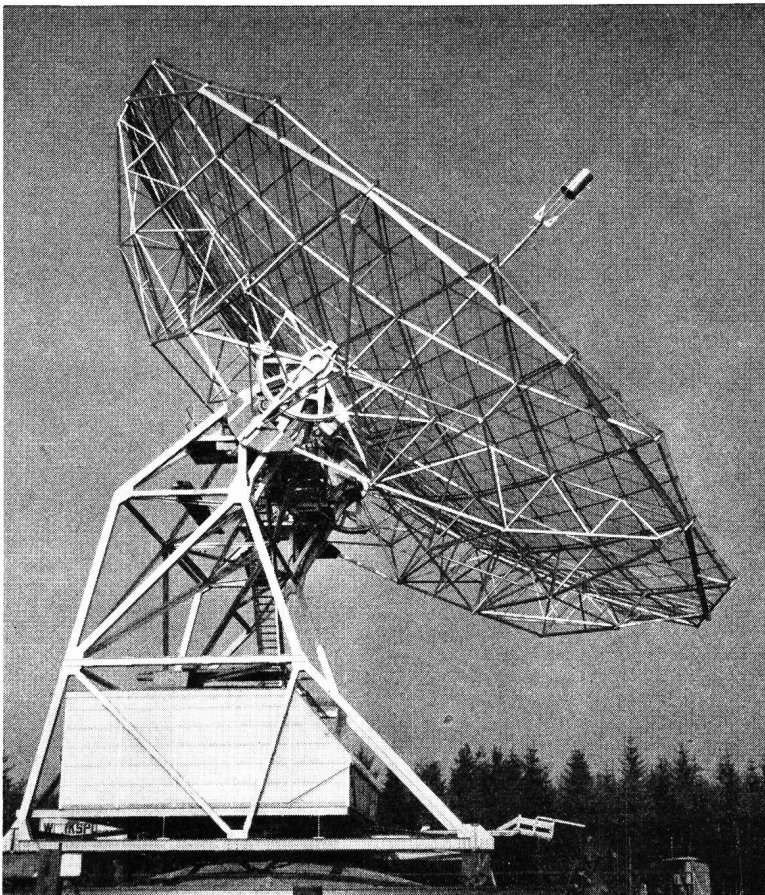


Fig. 5.
25-m-Spiegel der holländischen Forschungsgruppe in
Dwingelo

zeigt Figur 4 den 13-m-Spiegel des Radioteleskops des USA-Marine-Forschungslaboratoriums, Figur 5 den 25-m-Spiegel der holländischen Forschungsgruppe in Dwingelo.

Ein gleich grosses Radio-Teleskop wurde soeben von der Bonner Universitäts-Sternwarte in Betrieb genommen, das der Erforschung der aus der Milchstrasse kommenden Strahlung des interstellaren Wasserstoffs dienen soll (Fig. 5a). Ausserdem ist in Aus-

teleskopen besteht in der Anwendung des *Michelson*-schen Interferometerprinzips auf Radiowellen. Ein solches Radio-Interferometer besteht im einfachsten Fall aus zwei kleineren Antennensystemen, zum Beispiel aus zwei Dipolwänden oder zwei Parabolantennen, die, in einem im Verhältnis zur Wellenlänge grossen Abstand voneinander entfernt, in O-W-Richtung angeordnet sind (Fig. 8). Beide Richtantennen sind mit dem gemeinsamen Empfänger verbunden,

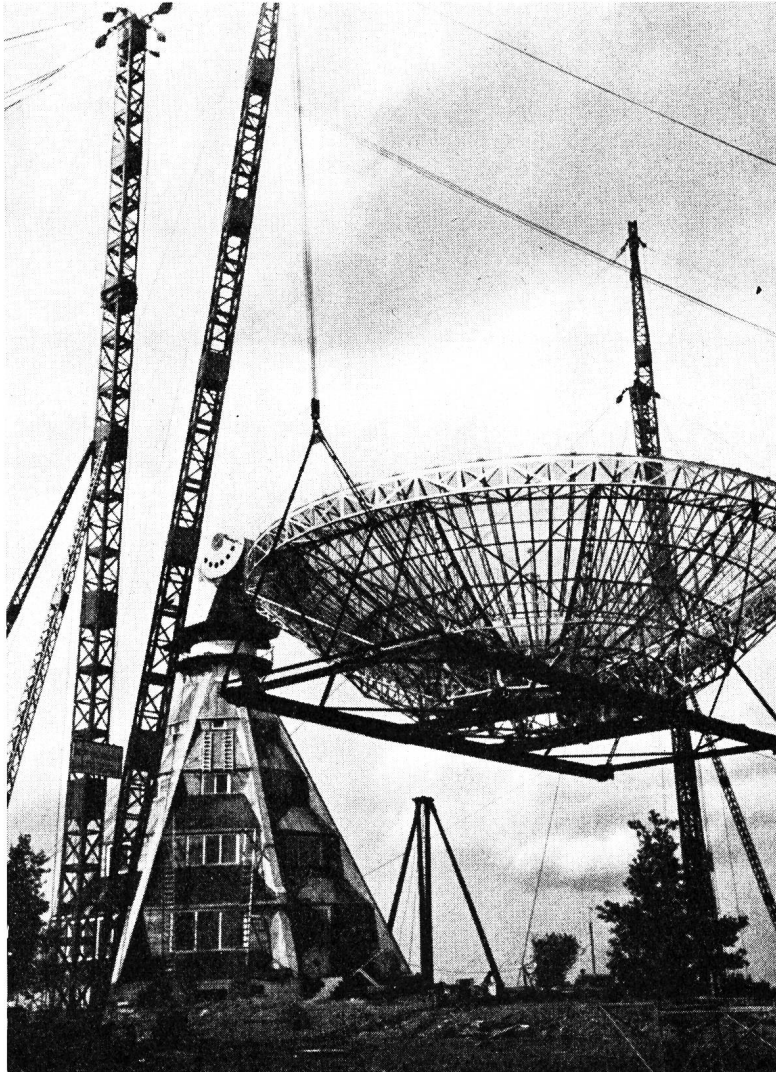


Fig. 5a.

Aufsetzen des 25-m-Antennenspiegels auf das Betonhaus der «Radio-Sternwarte auf dem Stockert». Das Gebäude, das in Form einer achteckigen Pyramide gebaut ist, enthält im Keller die Transformatorstation für einen Reserve-Stromerzeugungssatz. Die anderen Räume sind Messräume für Radio-Astronomie und für Radarmessungen sowie Arbeitsräume für das Personal.

sicht genommen, diese Anlage auch der Radar-Forschung nutzbar zu machen.

Neben Parabolantennen werden in der Radio-Astronomie als Richtantennen Dipolwände, Yagi-antennen und Spiralantennen verwendet. Figur 6 zeigt ein Yagi-Richtantennensystem für $\lambda = 3$ m der australischen Forschungsgruppe in Sidney, Figur 7 das aus 96 Spiralantennen aufgebaute Radioteleskop für $\lambda = 1,2$ m der Universität Ohio in den USA.

b) Interferometer

Eine einfache, aber leistungsfähige Methode zur Verbesserung des Auflösungsvermögens von Radio-

der sich genau in der Mitte zwischen ihnen befindet. Wenn die angepeilte kosmische Radioquelle im Meridian steht, fallen die beiden Strahlen 1 und 2 von der Quelle mit gleicher Phase ein und verstärken sich im Empfänger. Wird infolge der Erddrehung das Interferenzdiagramm der beiden Antennen gegen den Himmel geschwenkt, so treffen die beiden Strahlen 1' und 2' von der Quelle unter einem Winkel α und mit dem Wegunterschied $x = d \cdot \sin \alpha$ ein, wobei d der gegenseitige Abstand zwischen beiden Antennensystemen ist. Wird dieser Wegunterschied gleich $\lambda/2$, so erreichen die Wellenzüge von beiden Antennen den Empfänger mit entgegengesetzter

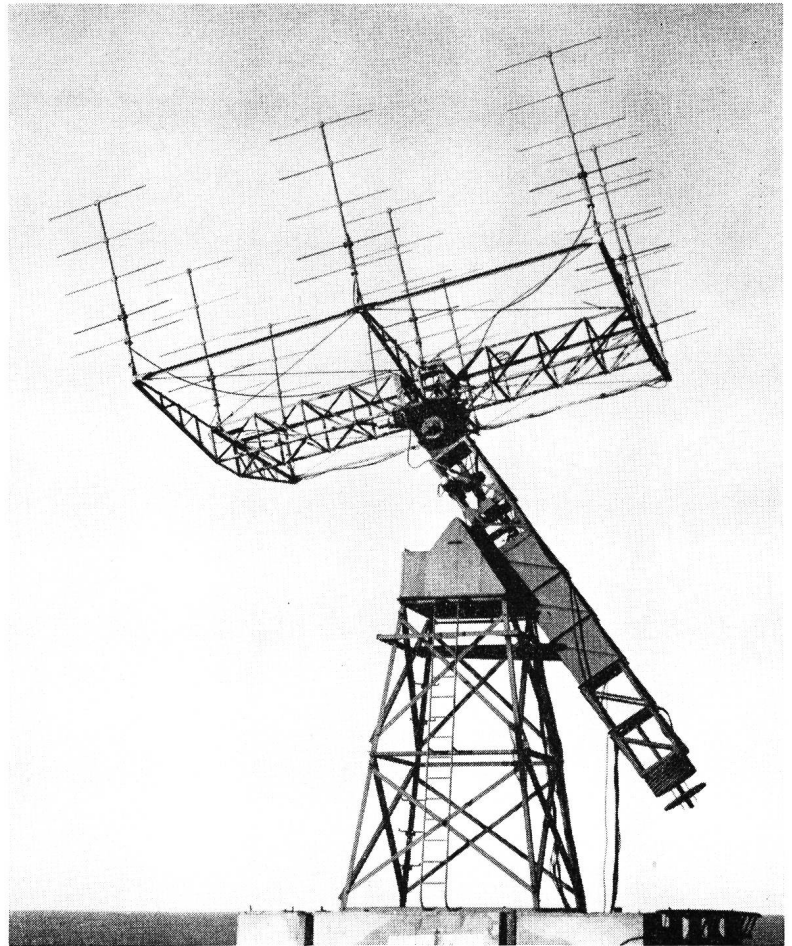


Fig. 6.
Yagi-Antennensystem der australischen Forschungs-
gruppe in Sidney für $\lambda = 3$ m

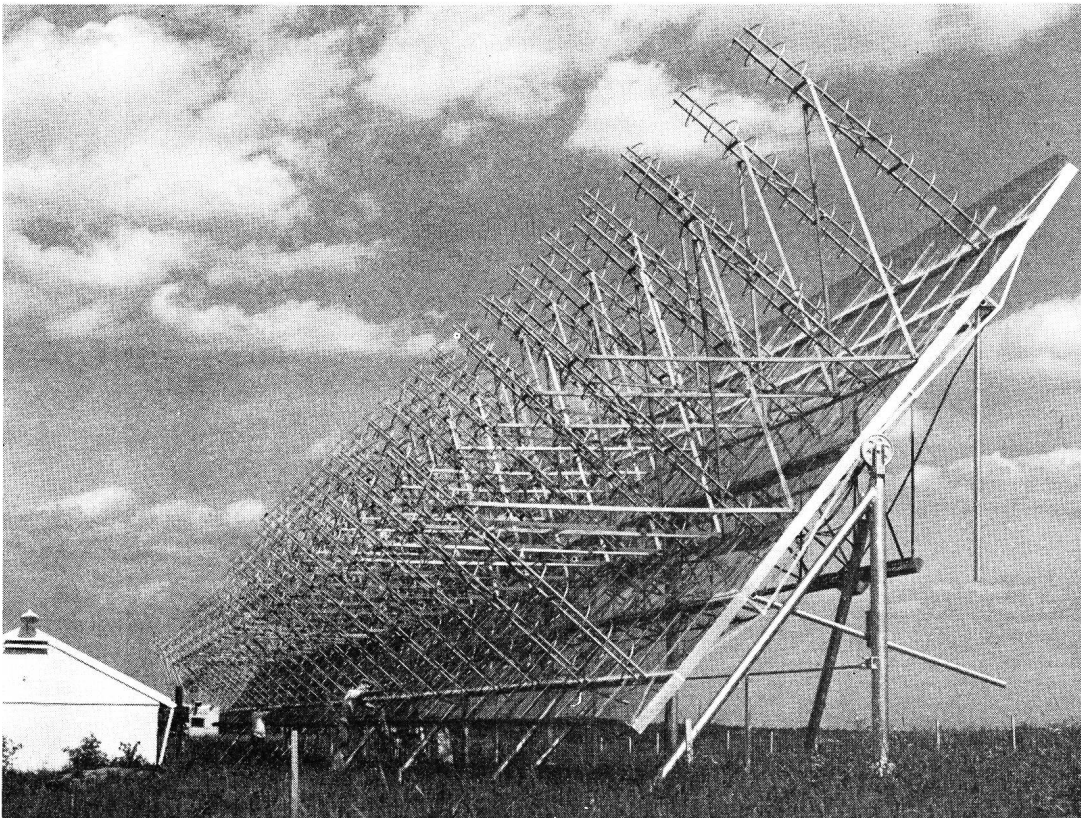


Fig. 7.
Spiralantennen-Tele-
skop für $\lambda = 1,2$ der
Universität Ohio

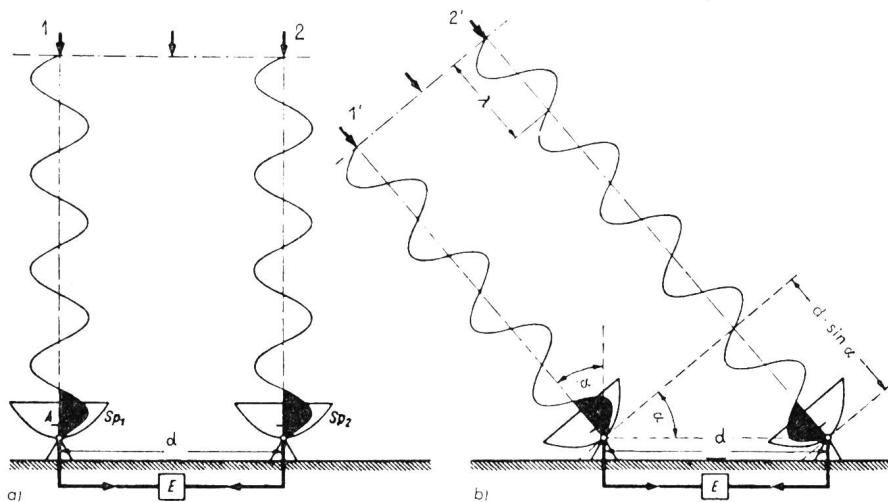


Fig. 8.
Radio-Interferometer mit zwei Parabolantennen
E = Empfänger,
Sp₁, Sp₂ = Parabolspiegel

Phase und löschen sich gegenseitig aus. Bei weiter zunehmendem Wegunterschied wiederholt sich das Spiel. Während des Durchgangs einer kosmischen Quelle durch den Meridian nimmt somit die vom Empfänger angezeigte Intensität periodisch zu und ab (Fig. 9). Aus dem Zeitpunkt, in dem die Schwankungen ihr Maximum haben, lässt sich die Rektaszension der Quelle am Himmel ermitteln, aus der zeitlichen Folge der Maxima die Deklination. Je weiter die beiden Antennen des Radio-Interferometers auseinanderliegen, desto genauer lässt sich der Ort der

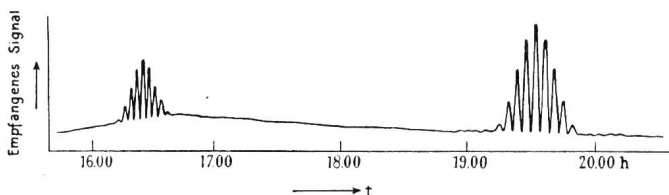


Fig. 9. Registrierkurve eines Radio-Interferometers beim Durchgang zweier kosmischer Radioquellen durch das Interferenzdiagramm der beiden Antennensysteme

Quelle am Himmel bestimmen. Grosse Antennenabstände werden auch benötigt, wenn eine Bestimmung der Winkelgrösse entfernter «Radiosterne» durchgeführt werden soll. Hier kommen Antennenabstände bis zu etwa 30 km vor, wobei die Verbindung zwischen beiden Antennen und dem Empfänger wegen der Verluste nicht mehr durch ein Kabel, sondern durch eine Richtfunkstrecke erfolgt.

Von Radio-Interferometern gibt es verschiedene Abarten. Besonders wichtig ist das Phasenschalt-Interferometer von Ryle [2]. Hier ist in der Zuleitung zu einem der beiden Antennensysteme des Interferometers ein Umwegkabel von $\lambda/2$ -Länge eingeschaltet, das periodisch zu- und abgeschaltet wird. Dadurch tauschen im Interferenzdiagramm Maxima und Minima ihre Plätze (Fig. 10), und im Ausgang des Empfängers entsteht – bei Beobachtung einer «punktförmigen» Radioquelle – eine Wechsellspannung mit der Umschaltfrequenz. Man verstärkt nun nur das Signal, das mit der Umschaltfrequenz durch den

Verstärker läuft und bringt es zur Anzeige. Der grosse Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, dass bei der Beobachtung einer «punktförmigen» kosmischen Quelle der diffuse Rauschhintergrund der Milchstrasse eliminiert wird. Es kann nämlich nur die Radiostrahlung einer kohärenten Quelle durch eine Phasenänderung um eine halbe Wellenlänge des einen Strahlenanteiles bei der Summation beider Teilamplituden ausgelöscht werden, nicht dagegen der inkohärente Strahlungsanteil des galaktischen Hintergrundes, der sich, unabhängig von der jeweiligen Stellung des Phasenschalters, immer quadratisch addiert. Ein Filter für die Frequenz des rotierenden Umschalters kann auf diese Weise die kohärente Strahlung einer einzelnen Quelle aus einem unter Umständen um Grössenordnungen stärkeren Strahlungshintergrund herausziehen. Das Phasenschalt-Interferometer gestattet ausserdem die Einschaltung besonderer Vorverstärker in jede Antennenleitung,

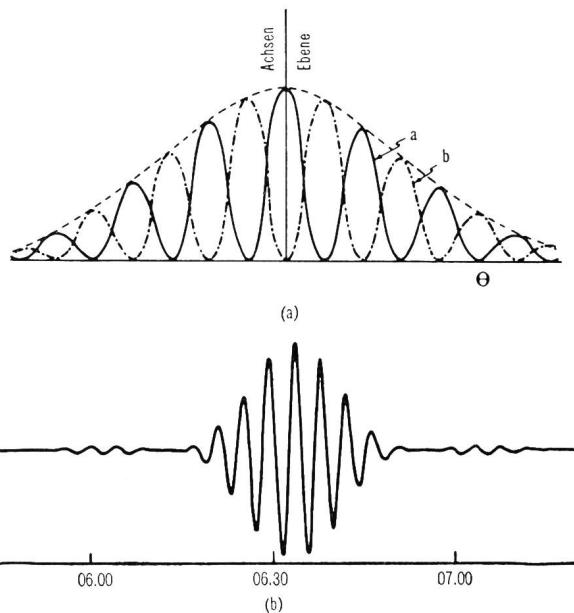


Fig. 10. a) Antennendiagramm und b) Registrierkurve eines Phasenschaltinterferometers beim Empfang einer kosmischen Radioquelle

wobei das Eigenrauschen der Vorverstärker, deren Summe ja nicht kohärent und daher auch nicht interferenzfähig ist, eliminiert wird.

Häufig kommt es vor, dass zwei Radioquellen von verschiedener Deklination aber gleicher Rektaszension sich bei der Registrierung überlagern und stören. Durch Kombination von vier Antennensystemen in O-W-Richtung lässt sich eine Begrenzung des jeweils wirksamen Deklinationswinkels und eine beträchtliche Steigerung der Empfangsempfindlichkeit erzielen. Figur 11 zeigt einen Ausschnitt des aus vier zylindrischen Parabolspiegeln aufgebauten Phasenschalt-Interferometers der englischen Forschungsgruppe in Cambridge. Jeder der

kannter Wellenlänge die Ankunftsrichtung der Wellen zu bestimmen. Die Figuren 12 und 13 zeigen Schema und Aufbau dieses Vielfach-Interferometers; es besteht aus 32 Hohlspiegeln von je 1,80 m Durchmesser, die äquidistant auf einer Wegstrecke von etwa 200 m Länge aneinandergereiht und in der ersichtlichen Weise mit dem Empfangsgerät verbunden sind. Die Richtcharakteristik dieses Systems ist gegeben durch

$$\Phi(\theta) = \frac{\sin^2 \left(32 \pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta \right)}{32 \sin^2 \left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta \right)}$$

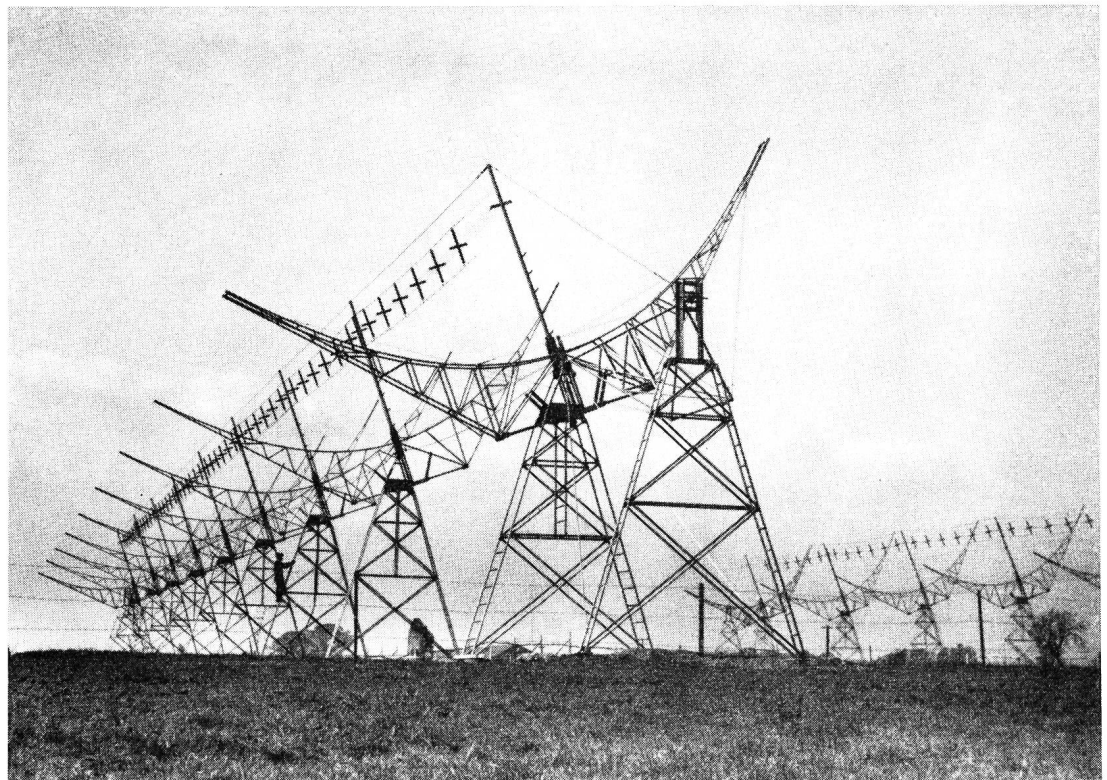


Fig. 11.
Teilansicht der Parabolantennen des Radio-Interferometers der englischen Forschungsgruppe Cambridge

vier Drahtspiegel hat eine Länge von etwa 100 m und eine Öffnungsweite von 13 m; die gesamte Antennenfläche beträgt 4750 m². Mit diesem Riesen-Interferometer gelang es bisher, rund 2000 diskrete Radioquellen im Weltraum aufzuspüren.

c) Vielfach-Interferometer

Zur Beobachtung diskreter Dezimeterquellen auf der Sonne wurde von *Christiansen* und *Warburton* [3] in Australien ein Vielfach-Interferometer für $\lambda = 21$ cm gebaut, dessen Wirkungsweise dem eines optischen Beugungsgitters entspricht. Während in der Spektroskopie das Beugungsgitter dazu benutzt wird, um ein Strahlenbündel von gegebener Richtung auf seine Wellenlänge hin zu analysieren, wird es in der Radio-Astronomie dazu verwendet, um bei be-

wobei d der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Spiegeln und θ der Winkel ist, gemessen von der Ebene normal zur Richtung, längs der die Spiegel angeordnet sind. Bei $\lambda = 21$ cm liefert dieses Richtsystem eine Auflösung von 2,9' (1/10 Sonnendurchmesser), so dass sich damit diskrete Quellen auf der Sonne von der Grösse einzelner Sonnenflecken schon recht gut lokalisieren lassen.

Bei Zentimeterwellen kann man auch lange, geschlitzte Hohlleiter, die wie Dipolzeilen wirken und eine sehr scharfe Bündelung in der Meridianebene ergeben, als Radioteleskope verwenden. Ein derartiges Hohlleiterteleskop von 46 m Länge und 500 longitudinalen rechteckigen Schlitzantennen ist für $\lambda = 10,3$ cm in Figur 14 wiedergegeben.

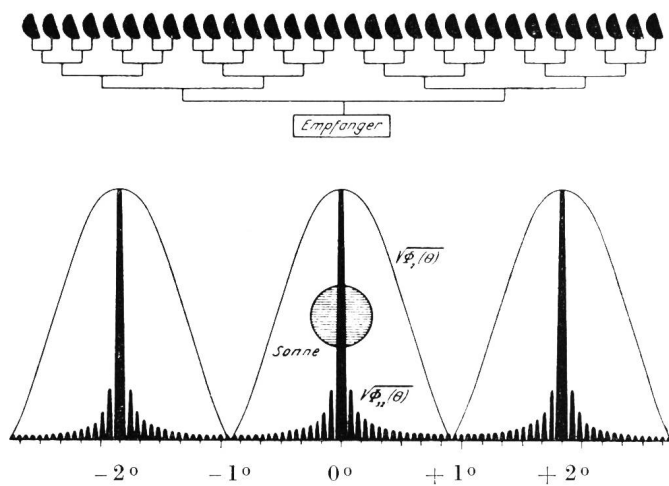


Fig. 12. Schema vom Aufbau des Vielfach-Interferometers für $\lambda = 21$ cm der australischen Forschungsgruppe Sidney

2. Nachweis und Intensitätsmessung kosmischer Radioquellen

a) Rauschen

Die Radiostrahlung aus dem Weltraum hat Rauschcharakter, das heisst, ihre Intensität schwankt statistisch nach der Zeit (Fig. 15). Man spricht daher auch vom «kosmischen» Rauschen. Auch die Empfangsanlage rauscht. Ursache des Empfänger-rauschens sind die Röhren und Widerstände, deren Rauschen ebenfalls auf statistischen Schwankungsvorgängen («random noise») beruht. An den Enden eines Ohmschen Widerstandes R , der die absolute Temperatur T hat, tritt eine mittlere Rausch-EMK \bar{u}_R auf, die von den Grössen R und T sowie von der Bandbreite Δf abhängt. Die Berechnung dieser mittleren Rausch-EMK wurde zuerst von *Nyquist* [4] durchgeführt; sie fusst auf rein thermodynamischer Grundlage und macht Gebrauch vom

Maxwellschen Gleichverteilungssatz der Energie, wonach in einem System, das sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, die gesamte Energie gleichmässig auf alle vorhandenen Freiheitsgrade des Systems verteilt ist und auf jeden Freiheitsgrad der Betrag $kT/2$ entfällt. Die Grösse $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Ws/Grad ist die *Boltzmannkonstante*. Durch Abzählen der vorhandenen Freiheitsgrade (hier die Zahl der möglichen Schwingungszustände im Frequenzintervall Δf) und Multiplikation mit $kT/2$ folgt für die mittlere Rauschleistung eines Widerstandes R der Temperatur T im Frequenzbereich Δf

$$P = 4 k T \Delta f$$

Für Zimmertemperatur $T_0 = 293^\circ$, $K = 20^\circ$ C ist

$$\frac{P}{\Delta f} = kT_0 = 4 \cdot 10^{-21} \text{ W/Hz}$$

b) Antennentemperatur

Die Intensität der kosmischen Radiostrahlung wird gewöhnlich in einem Temperaturmass ausgedrückt. Man denkt sich die Empfangsenergie aus einem abgeschlossenen, die Antenne umgebenden Hohlraum herrührend und gibt die absolute Temperatur an, die dieser Hohlraum haben müsste, damit sie im Frequenzbereich der Empfänger-Bandbreite bei der betrachteten Frequenz die gleiche Strahlungsleistung an die Antenne liefert, wie sie aus dem Weltraum empfangen wird. In einem solchen System besteht Strahlungsgleichgewicht zwischen der Antenne und der «schwarzen» Strahlung des Hohlraumes bei der fraglichen Temperatur. An den Klemmen der Antenne tritt hierbei eine Rausch-EMK auf, die gleich derjenigen ist, die an einem Ohmschen Widerstand hervorgerufen wird, der gleich dem Strahlungswiderstand der Antenne bei dieser Temperatur ist. Man spricht

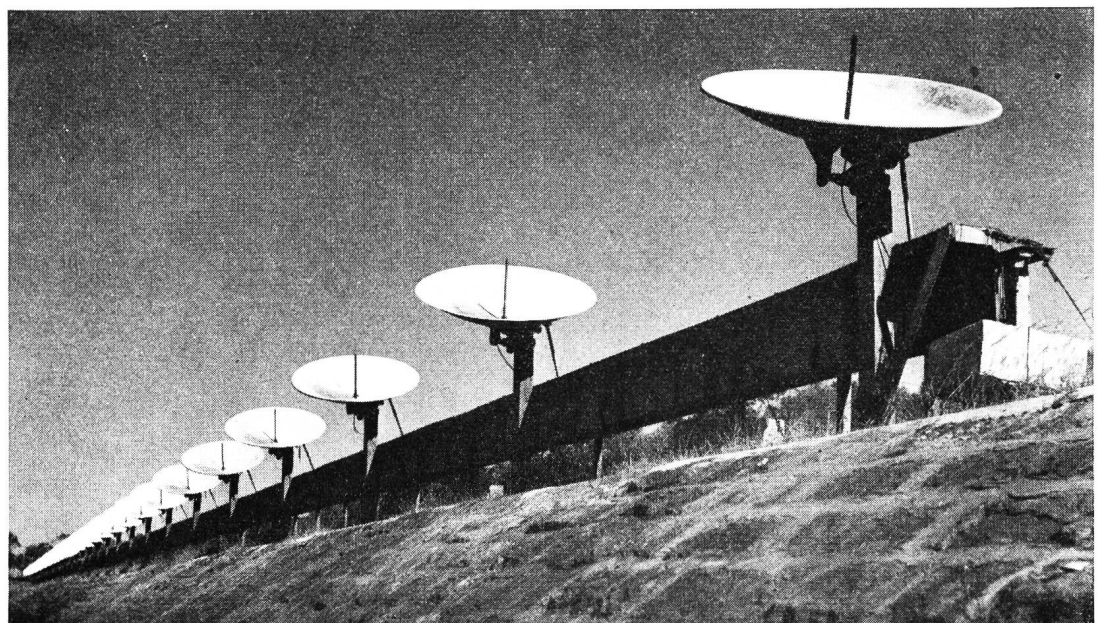


Fig. 13. Gesamtansicht des Vielfach-Interferometers für $\lambda = 21$ cm

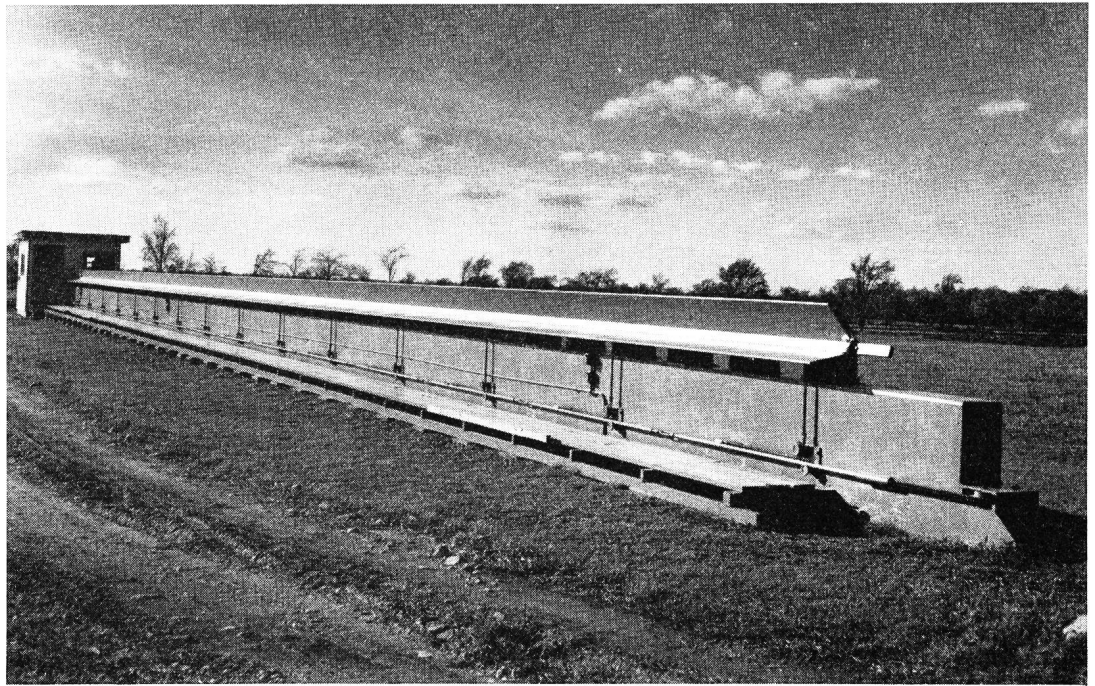


Fig. 14.
Hohlleiterteleskop für $\lambda = 10,7$ cm des Forschungslaboratoriums des Nationalen Forschungsrates Ottawa

in diesem Zusammenhang daher von der «Antennentemperatur» T_A .

Wird die Antenne verlustfrei (reflexionsfrei) mit dem Eingang des Empfängers verbunden, so ist die dem Empfänger angebotene Leistung

$$P = k T_A \Delta f$$

Diese Beziehung gilt auch für eine Richtantenne mit dem Raumwinkel Ω , wenn sie auf eine kosmische Radioquelle gerichtet ist, deren räumlicher Winkel $\omega > \Omega$ ist. Für eine Quelle mit der Temperatur T_s und dem Raumwinkel $\omega < \Omega$ beträgt dagegen die Antennentemperatur

$$T_A = \left(\frac{\Omega}{\omega}\right) T_s$$

Zum Beispiel ist die Strahlungstemperatur der ungestörten Sonne bei Meterwellen von der Grösse $Z_s \approx 10^6$ °K und die Antennentemperatur bei einer hinreichend grossen Richtantenne beträgt etwa 100 °K.

c) Nachweisgrenze und Nachweismethodik

Die der Antenne entnommene Nutzleistung wird einem Empfänger zugeführt, dessen Eingangskreis eine Rauschleistung erzeugt, die meist erheblich grösser ist als die von der Antenne gelieferte Nutzleistung. Die Rauschleistung des Empfängers, die bei Meterwellen hauptsächlich durch das Röhrenrauschen der Eingangsstufe, bei Dezimeter- und Zentimeterwellen durch das Rauschen der Mischstufe am Eingang bestimmt wird, lässt sich durch eine äquivalente Rauschtemperatur T_R angeben. Ohne Anschluss der Antenne schwankt die Ausgangsspannung des Verstärkers statistisch um den

der Rauschtemperatur entsprechenden Mittelwert. Bei einer Bandbreite Δf können pro Sekunde $1/\Delta f$ unabhängige Messungen vorgenommen werden. Reduziert man die Bandbreite der Ausgangsstufe, indem ihr eine grosse Zeitkonstante t erteilt wird, so schwankt die Ausgangsspannung nur noch proportional der Grösse $\sqrt{1/t \cdot \Delta f}$ um den Mittelwert T_R . Bei Anschluss der Antenne mit der Temperatur T_A steigt der Mittelwert, um den die Ausgangsspannung schwankt, auf $T_R + T_A$; dieser Anstieg lässt sich gerade noch nachweisen, wenn

$$T_A > T_R \frac{1}{\sqrt{t \cdot \Delta f}}$$

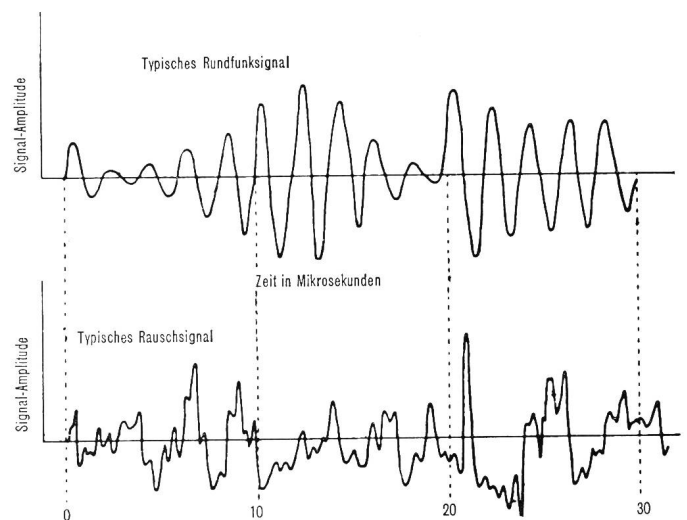


Fig. 15. Diagramme zur Veranschaulichung des Unterschiedes zwischen einem ungedämpften modulierten Radiosignal und einem Rauschsignal

Die Rauschtemperatur T_R des Empfängers gibt man meist durch die Rauschzahl F^1 an, entsprechend der Beziehung

$$T_R = (F - 1) T_0$$

Im Idealfall, wenn sich die Verstärkung und Empfindlichkeit des Empfängers während des Messvorganges nicht ändern, ist die kleinste nachweisbare Änderung der Antennentemperatur von der Grösse

$$\Delta T_A \approx \frac{T_A + (F - 1) T_0}{\sqrt{t \cdot \Delta f}}$$

Zum Beispiel ist für $t = 1$ s, $\Delta f = 10$ MHz, $F = 10$, $T_A = T_0 = 300$ °K $\Delta T_A \approx 1$ °K.

Diese Empfindlichkeitsgrenze lässt sich wegen der stets vorhandenen Schwankungen der Verstärkung im Empfänger aber nicht erreichen. Man wendet deshalb in der Radio-Astronomie ein Empfangsverfahren an, das der in der Optik verwendeten Wechsellichtmethode entspricht und bei dem Verstärkungsschwankungen, Abweichung von der Linearität und dgl. eliminiert werden. Figur 16 zeigt die

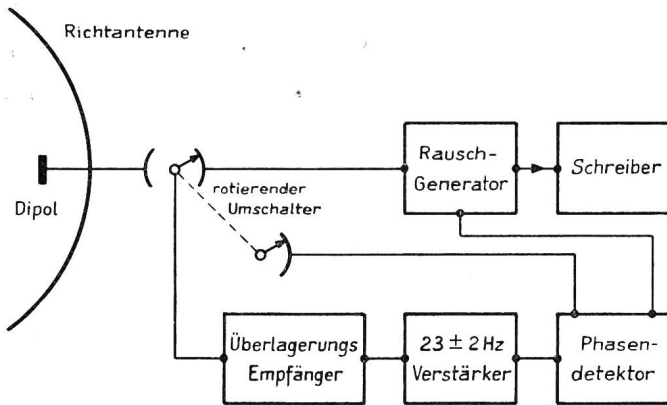


Fig. 16. Blockschema einer radio-astronomischen Empfangsanlage

diesbezügliche Anordnung, die in dieser und ähnlicher Art allen radio-astronomischen Empfangsanlagen zugrunde gelegt ist. Die von der Richtantenne des Radioteleskops abgegebene Leistung wird mit der Rauschleistung einer Rauschdiode verglichen, indem der Eingang des Empfängers etwa 25...30mal pro Sekunde zwischen der Antenne und der Rauschdiode hin- und hergeschaltet wird. Im Empfängerausgang tritt hierbei eine Wechselspannung mit der Umschaltfrequenz auf, die über einen auf diese Frequenz abgestimmten Schmalbandverstärker einem Phasendetektor zugeleitet wird, der seine Vergleichspannung von einem auf der Achse des rotierenden Umschalters synchron mitlaufenden Schalter erhält. Die vom Phasendetektor gelieferte Gleichspannung wird dazu

¹ Die Rauschzahl F ist das Verhältnis der Rauschleistung am Ausgang des Empfängers (Vierpol) zur Rauschleistung, die dort bei rauschfreiem Empfänger (Vierpol) vorhanden wäre, oder anders definiert, gleich der auf den Eingang bezogenen Rauschenergie, dividiert durch $kT_0 = 4 \cdot 10^{-21}$ Ws.

verwendet, den Emissionsstrom der Rauschdiode so zu steuern, dass die an den Empfängereingang abgegebene Rauschleistung gleich der von der Antenne abgegebenen Leistung ist. Der von einem Schreibgerät registrierte Diodenstrom ist dann ein Mass für die Intensität der empfangenen kosmischen Radiostrahlung.

e) Masseinheiten

Im Bereich der Radiofrequenzen gilt das Gesetz von *Rayleigh-Jeans*, demzufolge die Strahlungsintensität eines schwarzen Körpers der Temperatur T und dem Quadrat der Frequenz f proportional ist

$$I(f) \Delta f = B(f, T) \Delta f = \frac{2f^2 kT}{c^2} \Delta f$$

Die Grösse I gibt an, wieviel Energie pro Sekunde durch 1 Quadratmeter Fläche, bezogen auf das Frequenzintervall (Empfänger-Bandbreite) von 1 Hz, in einem Kegel vom Raumwinkel 1 (ster) hindurchtritt. Man misst also die Intensität in Watt $m^{-2} Hz^{-1}$ Raumwinkel $^{-1}$. Die Einheit Watt $m^{-2} Hz^{-1}$ drückt man in der Radio-Astronomie auch durch die Einheit *Jansky*² aus (1 Jansky = 1 Watt $m^{-2} Hz^{-1}$).

Die Bezeichnung der Intensität kosmischer Radioquellen auf die Temperatur eines schwarzen Körpers bedeutet nicht, dass die kosmische Radiostrahlung thermischer Herkunft ist. Tatsächlich ist das nur zum geringen Anteil der Fall.

III. Die Radioemission der Sonne

Schon Ende des letzten Jahrhunderts, kurz nach Entdeckung der *Hertzschen* Wellen, wurde vermutet, dass die Sonne ausser Licht- und Wärmewellen auch Radiowellen (*Hertzsche* Wellen) ausstrahlt. Der Nachweis dieser Sonnenstrahlung blieb aber erfolglos, weil die damals verfügbaren Geräte viel zu unempfindlich waren. Erst die Entwicklung empfindlicher UKW-Empfänger für die Bedürfnisse der Radar- (Funkmess-) Technik während des letzten Krieges gab den Anstoss für die solare Radio-Astronomie. Heute stellt diese Forschung einen wichtigen Zweig der Astrophysik dar und von mehreren Observatorien werden ständige Registrierungen der Sonnenstrahlung im ganzen UKW-Bereich durchgeführt. Die Beobachtungsergebnisse werden gesammelt und von der Eidgenössischen Sternwarte in Zürich im «Quarterly Bulletin of solar activity» veröffentlicht.

1. Die Strahlung der ungestörten Sonne

Die Untersuchung der solaren Radiostrahlung hat ergeben, dass zwischen verschiedenen Strahlungsanteilen unterschieden werden muss, die sich teilweise grundsätzlich voneinander unterscheiden. Wir behandeln hier zunächst die Radiostrahlung der *ungestörten* (ruhigen) Sonne, die ständig vorhanden ist und mit einer praktisch gleichbleibenden Intensität im Laufe einer Tagesregistrierung emittiert

² Zur Erinnerung an *K. G. Jansky*, der die kosmische Radiostrahlung im Jahre 1932 entdeckt hatte.

wird, jedoch nur dann allein vorhanden ist, wenn die Sonne von Aktivität hinreichend frei ist.

Ursache der ungestörten Strahlung ist die thermische Emission der freien Elektronen in den äusseren Sonnenschichten. In der Korona, jener besonders heissen äusseren Wasserstoffatmosphäre, die bei Sonnenfinsternis als leuchtender Kranz beobachtet wird (Fig. 17) und die vor allen Dingen an der Radiostrahlung der Sonne beteiligt ist, sind die Wasserstoffatome fast vollständig in Elektronen und Protonen ionisiert. Im *Coulombschen* Feld der positiv geladenen Protonen führen die mit grosser Temperaturgeschwindigkeit fliegenden Elektronen sogenannte «frei-frei-

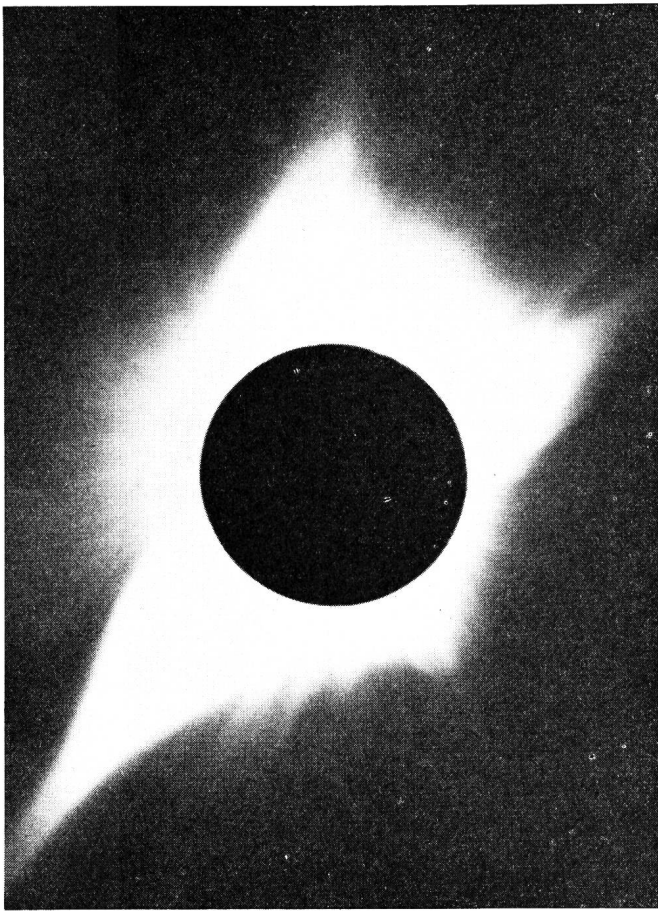


Fig. 17. Aufnahme der Sonnenkorona bei der Sonnenfinsternis 1952

Übergänge» aus. Ein Elektron, das in das Feld eines Protons gerät, umläuft dieses auf einer Hyperbelbahn. Das Proton verursacht also in der Bahn des Elektrons eine Krümmung und einen Geschwindigkeitsverlust, wobei die Energie, die der Einbusse an Geschwindigkeit des Elektrons entspricht, in Form elektromagnetischer Wellen ausgestrahlt wird. Das emittierte Spektrum ist kontinuierlich, wobei sein langwelliger Bereich bei Ultrakurzwellen in Erscheinung tritt. Die Intensität dieser langwelligigen Strahlung hängt in charakteristischer Weise von der Frequenz der ausgestrahlten Welle ab. Diese Tatsache erklärt sich daraus, dass für das Emissions-

und Absorptionsvermögen eines schwarzen Körpers, wie ihn das ionisierte Gas der Korona darstellt, die «optische Dicke» τ_f , das heisst das Produkt aus Absorptionsfaktor α und der von der Welle durchlaufenen Wegstrecke ds in der Sonnenionosphäre massgebend ist

$$\tau_f = \int_0^s \alpha \cdot ds$$

Für eine Radiowelle der Frequenz f berechnet sich der Absorptionsfaktor des Gases zu

$$\alpha = \frac{\rho \cdot N^2}{f^2 \cdot T^{3/2}}$$

wobei N Elektronendichte im cm^3 , T Elektronentemperatur und ρ eine von T und N nur geringfügig abhängende Variable ist, deren Zahlenwert für die Korona gleich 0,10 und für die Chromosphäre gleich 0,07 ist. Ist bei der fraglichen Frequenz die Korona optisch dick, so erhalten wir schwarze Strahlung, deren Intensität durch die *Rayleigh-Jeanssche* Formel

$$I_f = \frac{2f^2 k}{c^2} T = B_f(T_k)$$

bestimmt ist, wobei T_k die Elektronentemperatur in der Korona ist. Ein Radioteleskop, das daher die ungestörte Sonne auf Meterwellen beobachtet, empfängt eine Strahlungstemperatur an schwarzer Strahlung von etwa 1 Million °K, entsprechend einer Elektronentemperatur in der Korona von dieser Grösse. Mit zunehmender Frequenz wird die Korona immer durchlässiger. Die optische Dicke τ_f der Korona, die bei höheren Frequenzen nicht mehr gross gegen den Wert $\tau_f = 1$ ist, absorbiert eine in sie eindringende Strahlung nicht mehr vollständig, sondern schwächt sie nur um den Bruchteil $e^{-\tau_f}$. Das Absorptionsvermögen der Korona ist somit $1 - e^{-\tau_f}$ und nach dem *Kirchhoffschen* Gesetz wird damit auch das Emissionsvermögen kleiner, und zwar ist die Emission der Korona jetzt $B_f(T_k)(1 - e^{-\tau_f})$. Statt dessen wird mit zunehmender Frequenz immer mehr die Ausstrahlung der unter der Korona befindlichen Chromosphäre wirksam, die für Radiostrahlung aller Wellenlänge optisch dick ist. Diese Schicht liefert die Intensität $B_f(T_c)$, wobei T_c die Chromosphärentemperatur ist. Beim Durchtritt durch die Korona wird die Intensität der Radiostrahlung der Chromosphäre auf $e^{-\tau_f}$ abgeschwächt. Die beobachtete Intensität ist daher gleich der Summe der beiden Intensitäten

$$I_f = B_f(T_k)(1 - e^{-\tau_f}) + B_f(T_c)e^{-\tau_f}$$

Da die Temperatur der Chromosphäre von der Grössenordnung $T_c = 10^4$ °K ist, empfängt ein Radioteleskop, das die Sonne auf Zentimeterwellen beobachtet, wo also die Korona nur noch zum kleinen Teil zur Gesamtstrahlung der Sonne beiträgt, eine Strahlungsintensität, die einer Elektronentemperatur von etwa 10^4 °K äquivalent ist. Bei Millimeterwellen schliesslich entstammt die Strahlung einer Sonnen-

schicht, die nahezu mit der leuchtenden Photosphäre übereinstimmt; hier wird daher eine Intensität an Radiostrahlung beobachtet, die nahezu einer Elektronentemperatur von etwa 6000 °K entspricht. Figur 18 zeigt diese Frequenzabhängigkeit der im Temperaturmass angegebenen Strahlungsintensität der Radiostrahlung bei ungestörter Sonne.

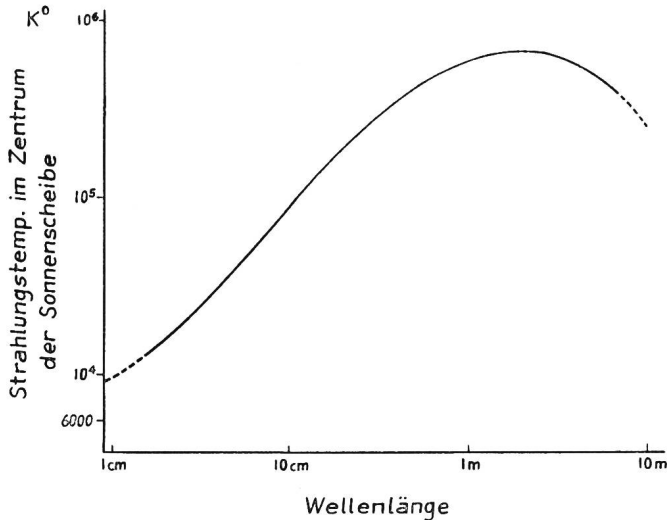


Fig. 18. Die Abhängigkeit der Intensität der ungestörten solaren Radiostrahlung von der Wellenlänge. Die Intensität ist im Temperaturmass angegeben

Bei der Ausstrahlung von Radiowellen aus der Sonnenionosphäre ist noch die Brechung der Radiostrahlen zu berücksichtigen. Massgebend für die Brechung ist der Brechungsindex des Gases, der an den verschiedenen Stellen der Korona verschieden gross ist. Sein Wert berechnet sich in Näherung zu

$$n^2 = 1 - \frac{N e^2}{\pi m f}$$

und ist für alle hier in Betracht kommenden Fälle < 1 . Figur 19a zeigt den Einfluss der Brechung auf den Strahlenverlauf einer aus der Korona austretenden $\lambda = 10$ -m-Welle. Der Kreis mit R_{\odot} stellt die optisch sichtbare Sonne dar, der gestrichelte Kreis mit $R = 1,6 R_{\odot}$ die umgebende Sonnenionosphäre, die für $\lambda \approx 10$ m optisch dick ist. Beobachtet man die Sonne bei Meterwellen, so erscheint sie etwa doppelt so gross als im Sichtbaren, wobei die Intensität zum Rand hin einen flachen Helligkeitsabfall zeigt (Fig. 19b, Kurve B). Bei kürzeren Wellen, das heisst $\lambda < 60$ cm, sind die Verhältnisse verwickelter. Die Strahlung kommt hier aus verhältnismässig tiefen und optisch dünnen Schichten, mit andern Worten, die Ausstrahlung aus dem Zentrum der Sonnenscheibe ist bei diesen kurzen Wellen verhältnismässig schwach. Beobachtet man dagegen den Rand der Sonnenscheibe, so peilt man durch verhältnismässig dicke optische Schichten hindurch. Die Emission ist deshalb aus diesen Gebieten kräftiger als aus dem Zentrum der Sonnenscheibe. Daher weist die Sonne im Wellenbereich zwischen etwa $\lambda = 60$ cm und 3 cm

eine Randerhellung auf, die auch interferometrisch nachgewiesen worden ist [5]. Figur 19b, Kurve A, zeigt die Mitte-Rand-Variation der solaren Strahlung für $\lambda \approx 60$ cm. Einen entsprechenden Verlauf zeigen Beobachtungen bei $\lambda = 21$ cm, 10 cm und 3 cm. Bei noch kürzeren Wellen ist die Sonnenatmosphäre überall optisch dünn, wie auch gegenüber Lichtwellen; eine Randerhellung wird hier deshalb nicht mehr beobachtet.

Beobachtungen über längere Zeiträume zeigen, dass die Radiostrahlung der ungestörten Sonne allmählichen Veränderungen unterliegt, die eine 11-jährige Periodizität entsprechend dem Sonnenzyklus aufweisen.

2. Die Radiostrahlung bei gestörter Sonne

Während Zeiten von Sonnenaktivität ist die Radiostrahlung der Sonne häufig erheblich verstärkt. Hierbei lassen sich mehrere Strahlungsanteile unterscheiden:

a) eine *langsam variable* Komponente, die bei Dezimeter- und Zentimeterwellen (Frequenzen oberhalb etwa 600 MHz) beobachtet wird und die von Gebieten «koronaler Kondensationen» emittiert wird [6]. Diese Komponente zeigt eine enge Korrelation mit der von Flecken bedeckten Sonnenoberfläche. Figur 20 zeigt diesen Zusammenhang für die Frequenzen 600, 1200 und 2800 MHz für die Beobachtungsperiode vom 18. August bis 30. November 1947 nach *Lehany* und *Yabsley* [7].

b) *Radiostürme* («noise storms»), die bei Meterwellen beobachtet werden und aus einer wechselnd dichten Folge einzelner «Sturmstösse» («storm

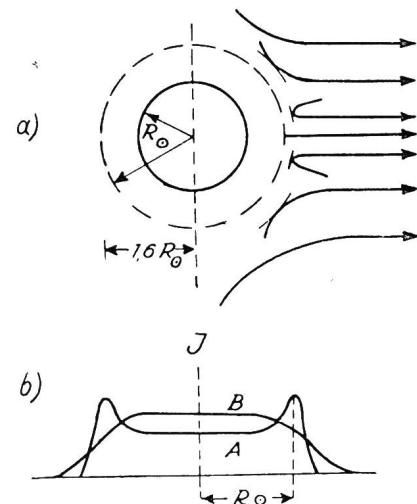


Fig. 19. a) Strahlenverlauf von $\lambda = 10$ -m-Wellen in der Sonnenkorona, b) Mitte-Rand-Variation der ungestörten Strahlung bei Wellen $\lambda > 1$ m (Kurve B) und $\lambda \approx 50$ cm (Kurve A)

bursts») verschiedener Höhe bestehen und den im allgemeinen verstärkten Rauschpegel um das 10- bis 100fache übertreffen (vgl. Fig. 20, Kurve a). Die Radiostürme werden vorzugsweise von Sonnenfleckengruppen mit grösseren Einzelflecken emittiert

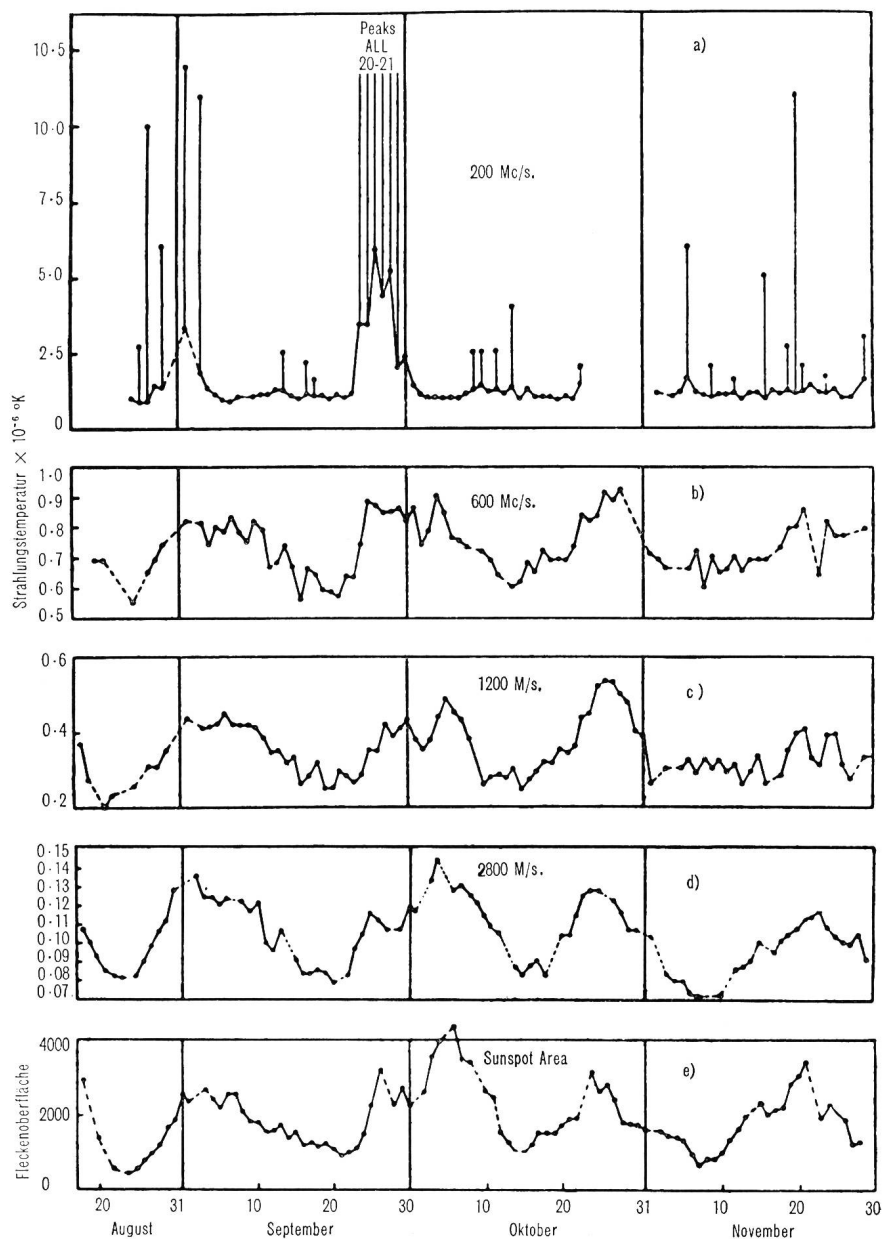


Fig. 20.
Zeitliche Änderung der solaren Strahlung für 200 MHz (Kurve a). 600, 1200 und 2800 MHz (Kurven b, c, d) und Kurve der von Flecken bedeckten Sonnenoberfläche (Kurve e) für die Zeit 18. 8. bis 30. 11. 1947 (nach Lehany und Yabsley [7])

und haben Beständigkeit über Stunden und Tage. Die Strahlung ist im Gegensatz zu anderen Komponenten fast vollständig zirkular polarisiert, was eine Folge der Magnetfelder der Sonnenflecken ist.

c) *Radioausbrüche* («outbursts»), die im Zusammenhang mit sichtbaren Wasserstofferuptionen beobachtet werden und einen plötzlichen Anstieg der Strahlungsintensität bis auf die millionenfache Stärke der ungestörten Koronarstrahlung zeigen, um im Verlauf der folgenden halben Stunde wieder allmählich auf das Niveau der ungestörten Strahlung abzufallen, oder, wie es meist der Fall ist, in einen Radiosturm überzugehen. Die Radioausbrüche sind auch geophysikalisch von grossem Interesse wegen ihres Zusammenhanges mit erdmagnetischen und ionosphärischen Störungen (*Mögel-Dellinger-Effekt*) sowie dem Polarlicht.

d) *Isolierte Radiostösse* («isolated bursts»). Diese treten vereinzelt und vorzugsweise im Meterwellen-

bereich in Erscheinung, Im Gegensatz zu den «Sturmstössen» bei Radiostürmen, ist ein isolierter Radiostoss nicht polarisiert, so dass man auch von unpolarisierten Radiostössen spricht.

Figur 21 veranschaulicht schematisch Registrierkurven, die für die verschiedenen Komponenten der langwelligen Radiostrahlung bei gestörter Sonne charakteristisch sind.

Sehr aufschlussreich über die physikalische Natur und den Mechanismus der verschiedenen Strahlungsanteile ist der spektrale Intensitätsverlauf. Figur 22 zeigt den Strahlungsstrom ($\text{Watt/m}^2 \text{ Hz}$) der verschiedenen Strahlungsanteile. Hier lassen sich zwei Gruppen unterscheiden. Die erste Gruppe ist dadurch gekennzeichnet, dass der radiofrequente Strahlungsstrom von der Sonne mit zunehmender Wellenlänge (abnehmender Frequenz) kleiner wird. Hier handelt es sich also um *thermische* Emissionsvorgänge, wie sie für die *ungestörte* Komponente als auch für die

langsam veränderliche Strahlung im Bereich der Dezimeter- und Zentimeterwellen der gestörten Sonne (vgl. Fig. 20) wirksam sind. Die Radiostürme und Radioausbrüche sowie die isolierten Stösse zeigen dagegen einen entgegengesetzten Spektralverlauf, das heisst, ihre Intensität wird mit zunehmender Wellenlänge grösser. Die schnellen Fluktuationen dieser Radiokomponente, die sehr viel grösseren Strahlungsintensitäten sowie deren spektrale Verteilung zeigen, dass es sich hierbei um keine ther-

ja keiner hohen Elektronentemperatur als vielmehr den geordneten Schwingungen der Elektronen in den Antennen zuzuschreiben. Durch die Untersuchungen von Larenz [9] ist der Mechanismus der Ausstrahlung von Radiowellen von Plasmaschwingungen heute im wesentlichen geklärt.

IV. Die Radiostrahlung aus dem Weltenraum

1. Die Strahlung der Milchstrasse

Radiowellen galaktischer Herkunft sind im Jahre 1932 von K. G. Jansky [1] entdeckt worden. G. Reber [10] und später andere Radio-Astronomen führten Messungen über die Verteilung der galaktischen Radiostrahlung an der Sphäre durch. Figur 23 zeigt das Ergebnis neuerer Messungen an $\lambda = 1,2\text{-m}$ -Wellen von Kraus und Ko [11] mit dem grossen Spiralantennen-Teleskop (Fig. 7) der Universität Ohio. Die in Figur 23 eingezeichneten Linien stellen sogenannte «Radioisophote», das heisst Linien gleicher Strahlungsintensität dar. Wie ersichtlich, rührt die galaktische Radiostrahlung überwiegend aus den Zentralregionen der Milchstrasse, insbesondere aus ihrem Kern in der Umgebung der Konstellation Sagittarius (Radioquelle: Sagittarius A) her. Messungen mit anderen Wellenlängen zeigen im wesentlichen das gleiche Bild.

Es liegt nahe, die Radiostrahlung der Milchstrasse durch die Gesamtstrahlung aller Sterne zu erklären, die ja auf die galaktische Ebene konzentriert sind. Diese Erklärung befriedigt jedoch nicht. Würde man nämlich jedem einzelnen Stern eine gleich starke Radiostrahlung wie diejenige der ungestörten Sonne zuschreiben, so wäre die Intensität der galaktischen Radiostrahlung auf der Erde so schwach, dass ihr Nachweis nicht möglich wäre. Tatsächlich konnte man bisher auch noch keine Radiostrahlung von einzelnen Sternen nachweisen.

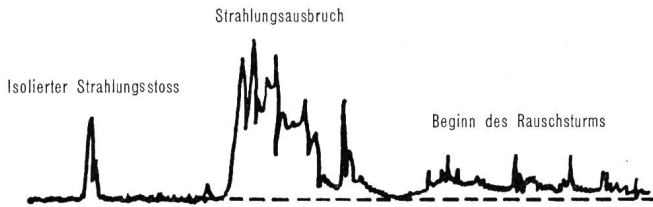


Fig. 21. Veranschaulichung einiger typischer Strahlungsanteile der Radiostrahlung bei gestörter Sonne

mische Emission handeln kann, sondern dass ihre Ursache vielmehr in Plasmaschwingungen der Elektronen in der Sonnenkorona zu suchen ist. Die Anregung von Plasmaschwingungen kommt durch in der Sonne umherfliegende Protuberanzen und Korpuskularströme zustande. Charakteristisch für den Mechanismus der «outbursts» und «isolated bursts» ist, dass neben einer Grundfrequenz auch Harmonische ausgestrahlt werden [8], was mit der Theorie der Plasmaschwingungen in Übereinstimmung ist. Die hohe Intensität der Radiostrahlung eines «outburst» ist hiernach kein Zeichen für eine besonders hohe Elektronentemperatur, sondern hat ihre Ursache in den kohärenten Schwingungen der Elektronen im ionisierten Gas der fraglichen Quelle. Auch die hohe Intensität eines Rundfunksenders ist

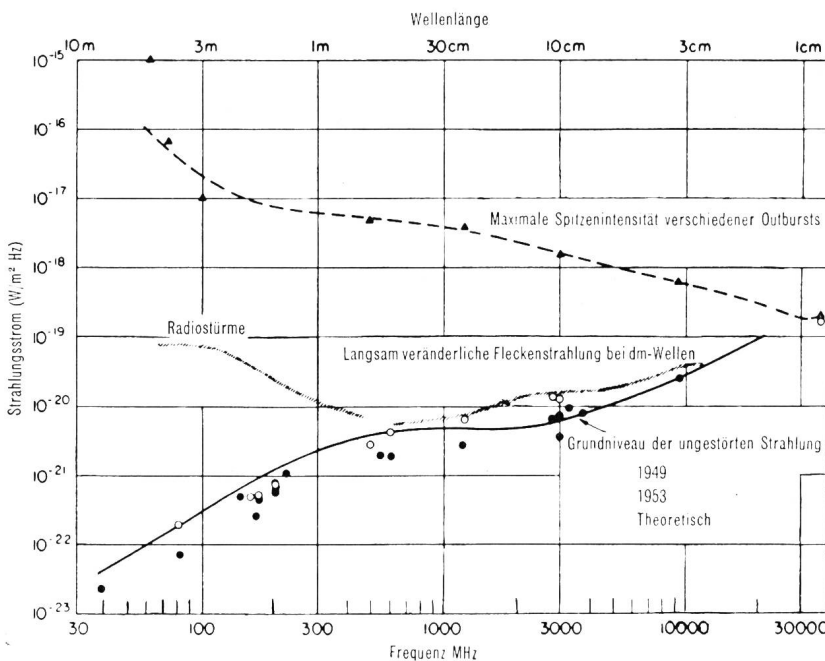


Fig. 22. Spektren der verschiedenen Komponente der solaren Radiostrahlung

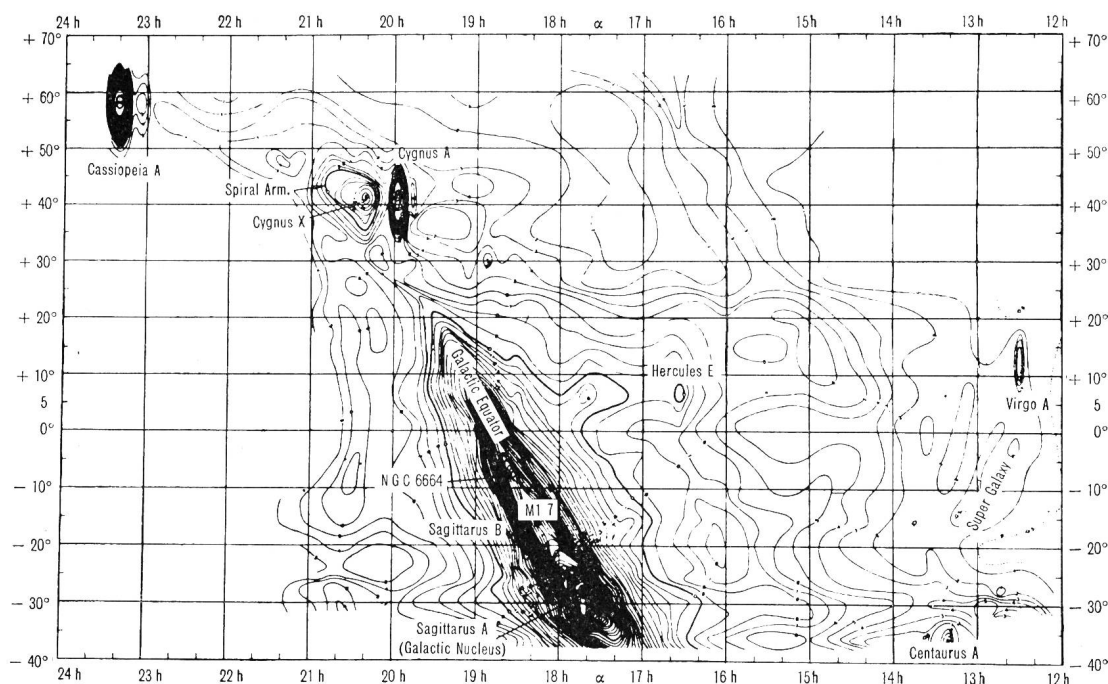


Fig. 23. Radioisophoten eines Teiles der Himmelskugel bei $\lambda = 1,2$ m nach Messungen mit dem grossen Spiralantennen-Teleskop der Universität Ohio. Die Linienkonturen stellen die «Radiohelligkeit» in Intervallen von $10^{-25} \text{ W/m}^2\text{Hz}^{-1} \text{ Grad}^{-2}$ dar. Das intensive Band unten in der Mitte entspricht der Milchstrasse in der Umgebung des galaktischen Zentrums. Ausserdem sind zwei diskrete Radioquellen, Cassiopeia (links oben) und Cygnus, eingezeichnet (nach Kraus und Ko [11])

Gleichfalls unbefriedigend ist die von *Heney* und *Keenan* [12] begründete und früher allgemein vertretene Erklärung, dass die galaktische Radiostrahlung in einer Temperaturstrahlung ionisierter Gaswolken ihre Ursache hat. Diese Theorie kann nicht die hohe Intensität der aus dem Weltenraum kommenden Meterwellenstrahlung erklären. Ausserdem ist die Hauptmasse des interstellaren Gases nicht ionisiert. Lediglich in der Umgebung sehr heisser Fixsterne ist der Wasserstoff ionisiert und aus solchen «H-II-Gebieten» wurde interferometrisch auch eine schwächere thermische Radiostrahlung nachgewiesen [13].

2. Diskrete Radioquellen («Radiosterne»)

Eine überaus bedeutsame Erkenntnis von der Herkunft galaktischer Radiowellen war die Feststellung vom Vorhandensein intensiver *diskreter*

Radioquellen in der Milchstrasse. Die ersten Beobachtungen darüber wurden 1946 gemacht. Seitdem sind mit grossen Radio-Interferometern in England und Australien mehrere hundert diskrete Radioquellen im Kosmos festgestellt worden. Das Besondere an diesen Quellen ist, dass nur eine verhältnismässig kleine Anzahl mit optisch sichtbaren Quellen identifiziert werden konnte, während die überwiegende Anzahl unsichtbar sind. Figur 24 zeigt die Positionen einiger Radioquellen an der Sphäre. Bei den Radioquellen in der Milchstrasse, die mit sichtbaren Objekten identifiziert worden sind, lassen sich verschiedene Gruppen unterscheiden:

a) *Überbleibsel von Supernova*. Das bekannteste Beispiel in dieser Gruppe ist der Krebsnebel (Fig. 25), als Radioquelle «Taurus A» (05N2A) genannt [14]. Es handelt sich um die Überreste einer Sternexplo-

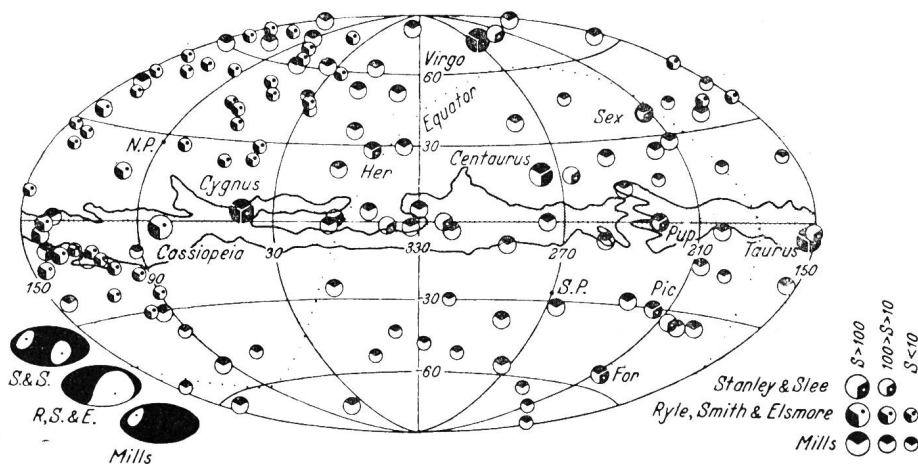


Fig. 24. Positionen verschiedener diskreter kosmischer Radioquellen an der Sphäre. Der Beobachtungsbereich ist links unten angegeben. Der Strahlungsstrom S ist in Einheiten von $10^{-25} \text{ W/m}^2\text{Hz}$ angegeben. Die Kreise mit den eingezeichneten schwarzen Flecken kennzeichnen die Grösse des Strahlungsstromes; zur näheren Erläuterung dient die Tabelle rechts unten im Bilde. Der Abbildung liegen die Ergebnisse der Messungen von *Stanley* und *Slee*, *Ryle*, *Smith* und *Elsmore*, sowie *Mills* zugrunde



Fig. 25. Aufnahme vom Krebsnebel mit dem Schmitt-Spiegel des Mt-Wilson-Observatoriums

sion aus dem Jahre 1054 n. Chr. Heute stellt der Krebsnebel eine grosse heisse Gaswolke dar, die in schneller Expansion begriffen ist. Aus der bei Meterwellen beobachteten, nahezu frequenzunabhängigen Intensität von etwa $2 \cdot 10^{-23} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$ (Fig. 26) ergibt sich eine Gesamtstrahlung, die um fast 15 Zehnerpotenzen höher liegt als die Meterwellenstrahlung der ungestörten Sonne. Auch *Tycho Brahes* (Super) nova aus dem Jahre 1572 wurde als Radioquelle erkannt.

b) *Spezielle galaktische Nebel.* Der wichtigste Vertreter dieser Gruppe diskreter galaktischer Radioquellen ist die Cassiopeia-Quelle (23N5A), die mit einer Intensität von $2 \cdot 10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$ bei $\lambda = 3,7 \text{ m}$ die intensivste Quelle an der Sphäre ist. An ihrem Ort entdeckten *Baade* und *Minkowski* [15] mit dem grossen 5-m-Spiegel des Mt.-Palomar-Observatoriums sternartige Nebelfetzen und Filamente, die am deutlichsten auf $H\alpha$ -Aufnahmen (Fig. 27) hervortreten. Vermutlich handelt es sich bei der Cassiopeia-Quelle um eine Supernova aus dem Jahre 369 n. Chr., die sich gegenüber dem Krebsnebel in einem weiter vorgeschrittenen Zustand der Auflösung befindet. In Figur 26 ist der spektrale Verlauf der Radiostrahlung von der Cassiopeia-Quelle wiedergegeben. Von ähnlicher Natur ist auch die Radioquelle Puppis-A.

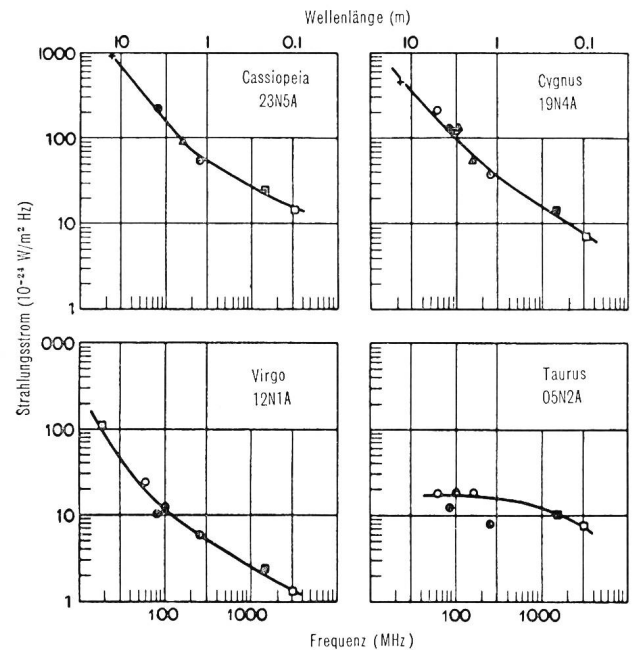


Fig. 26. Spektren von vier diskreten kosmischen Radioquellen (Cassiopeia 23N5A, Cygnus 19N4A, Virgo 12N1A, Taurus 05N2A). Der Bezeichnung dieser Quellen liegen die Empfehlungen der internationalen astronomischen Union zugrunde

c) *Thermische Radioquellen.* Die erwähnten galaktischen Radioquellen zeichnen sich durch starke innere Turbulenz aus. Der spektrale Verlauf der Intensität der Radiostrahlung von diesen Quellen,

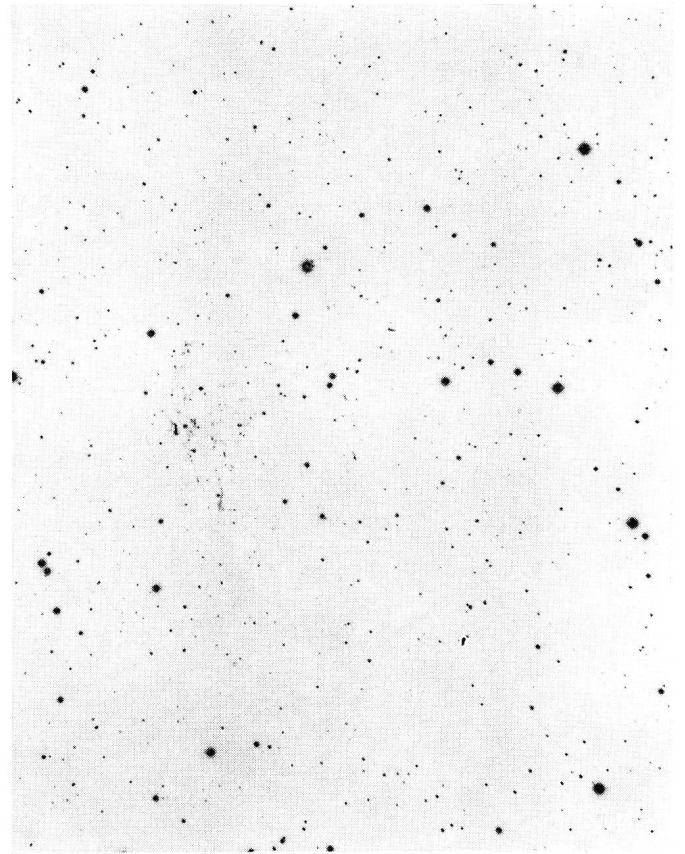


Fig. 27. $H\alpha$ -Aufnahme der Quelle Cassiopeia mit dem grossen 5-m-Spiegel des Mt-Palomar-Observatoriums

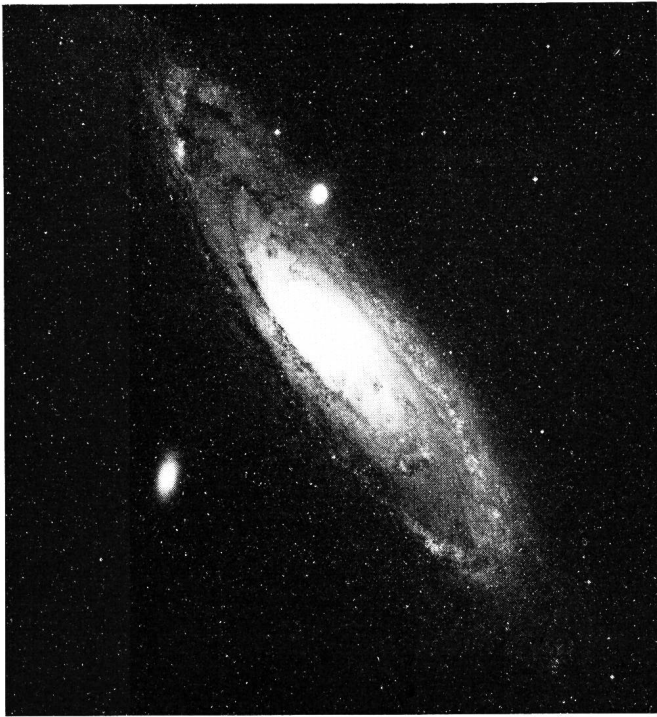


Fig. 28. Aufnahme vom Andromedanebel mit dem Schmittspiegel des Mt-Wilson-Observatoriums

die mit zunehmender Wellenlänge ansteigt, deutet auf einen nicht thermischen Strahlungsmechanismus hin. Ähnlich wie bei der Strahlung der gestörten Sonne, dürften auch bei den diskreten Radioquellen in der Milchstrasse *Plasmaschwingungen* massgebend für die Radiostrahlung sein. Im Gegensatz hierzu wurden der Orion-Nebel und der Omega-Nebel als rein thermische Strahlungsquellen identifiziert [16]. Diese Quellen liefern eine messbare Ausstrahlung bei $\lambda = 9,4$ cm, jedoch nicht bei wesentlich längeren Wellen. Das lässt auf einen im Vergleich zu den zuvor erwähnten Quellen umgekehrten spektralen Intensitätsverlauf schliessen, wie er für Temperaturstrahler charakteristisch ist.

3. Die Strahlung aussergalaktischer Nebel

a) *Normale extragalaktische Nebel.* Entsprechend wie von unserem Milchstrassensystem werden Radiowellen auch von anderen Galaxien ausgesendet, jedoch ist ihre Intensität wegen der sehr grossen Entfernungen von der Erde entsprechend schwächer. Der nächst gelegene *normale* extragalaktische Nebel, von dem Radiowellen beobachtet werden, ist der um etwa 1,6 Millionen Lichtjahre entfernte Andromedanebel (M 31) (Fig. 28). Figur 29 zeigt die Verteilung der «Radiohelligkeit» beim Andromedanebel bei 150 MHz nach Kraus [17]. Ein Vergleich mit der ebenfalls eingezeichneten Lichtverteilung zeigt, dass sowohl die Lichtstrahlung als auch die Radiostrahlung aus den Zentralregionen des Andromedanebels am stärksten sind, doch erstrecken sich die radiofrequenzstrahlenden Gebiete über einen viel grösseren Bereich. Die Maxima und Minima in der Hellig-

keitsverteilung der Radioemission deuten auf eine schalenförmige Verteilung der Radioquellen im Andromedanebel hin.

Nachstehende *Tabelle I* gibt die Koordinaten und die bei $\lambda = 1,89$ m beobachtete Intensität einiger normaler aussergalaktischer Sternnebel, von denen Radiostrahlung beobachtet wird.

Nebel	Koordination	Intensität (W/m ² Hz)
N.G.C. 224 M. 31	R.A. 00 ^h 40 ^m 15 ^s ± 30 ^s Decl. N 40°50' ± 20'	10 ⁻²⁴ ± 25%
N.G.C.5447 M. 101	—————	< 10 ⁻²⁵
N.G.C.5194 N.G.C.5195 M. 51	R.A. 13 ^h 27 ^m 30 ^s ± 2 ^m Decl. zwischen N 46° und N 48°30'	5,5 · 10 ⁻²⁶ ± 30%
N.G.C.4258	R.A. 12 ^h 15 ^m 00 ^s ± 5 ^m Decl. zwischen N 46°30' und N 48°30'	5 · 10 ⁻²⁶ ± 50%

Tabelle I. Koordinaten und beobachtete Strahlungsintensität von normalen extragalaktischen Sternnebeln bei $\lambda = 1,89$ m nach *Hanbury Brown* und *Hazard* [18].

Der Anteil der Radiostrahlung von normalen extragalaktischen Nebeln wird auf etwa 10% der gesamten auf die Erde einfallenden kosmischen Radiostrahlung geschätzt, was einer über den ganzen Himmel gemittelten Antennentemperatur von etwa 100 °K bei 100 MHz ($\lambda = 3$ m) entspricht.

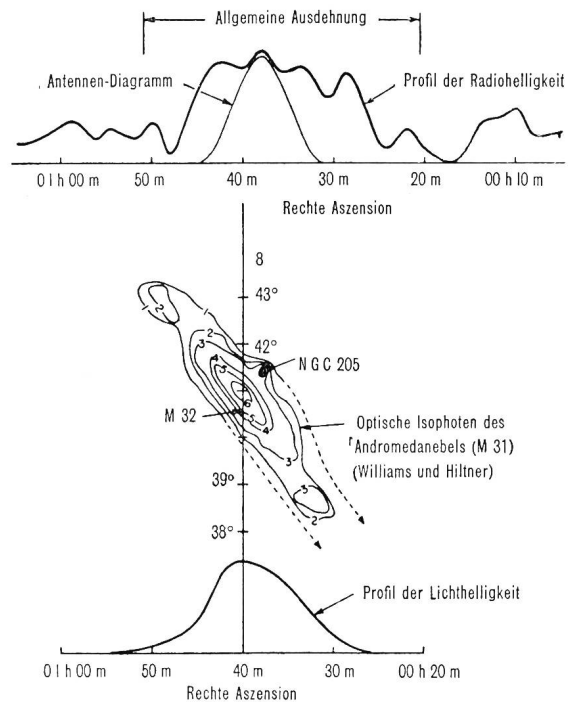


Fig. 29. Verteilung der Radiohelligkeit (obere Kurve) über der Fläche des Andromedanebels nach Messungen mit dem Spiralantennen-Teleskop der Universität Ohio, Iso-photen der Lichtstrahlung vom Andromedanebel (mittleres Bild) sowie Profil der Lichthelligkeit (unteres Bild)

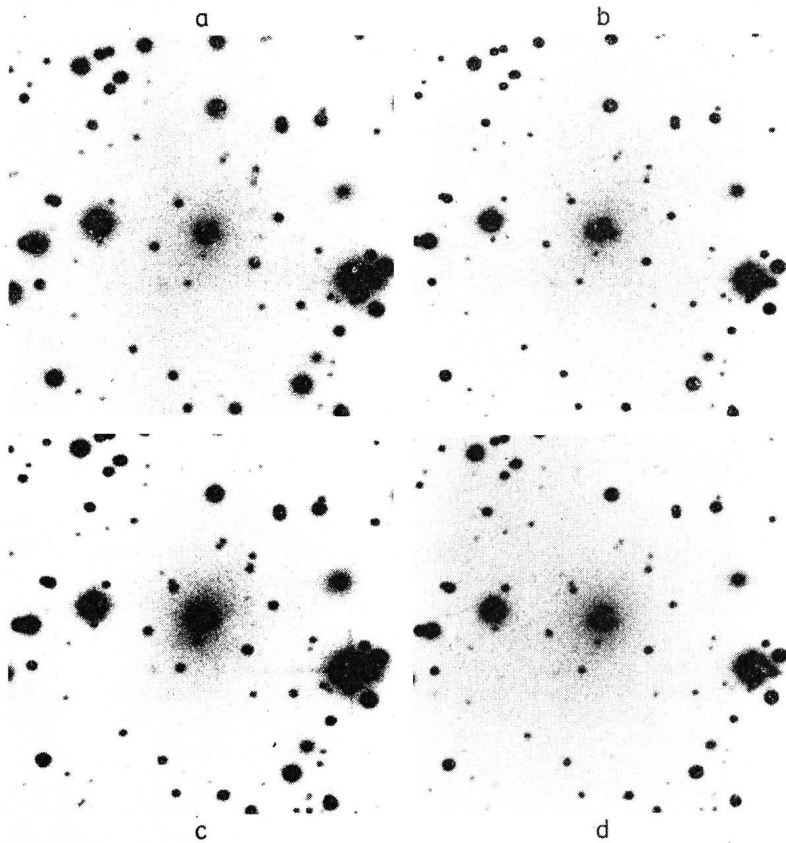


Fig. 30.

Aufnahme von der Cygnus-Quelle mit dem 5-m-Spiegel des Mt-Palomar-Observatoriums

b) *Spezielle aussergalaktische Nebel.* Der wichtigste Vertreter dieser Gruppe ist die Cygnus-A-Quelle. An ihrem Ort entdeckten *Baade* und *Minkowski* [15] zwei Spiralnebel, die aufeinanderprallen (Fig. 30). Die Kollision dieser beiden Galaxien stellt zwar für die einzelnen Sterne in diesen Systemen kein besonderes Ereignis dar, denn ihre mittleren gegenseitigen Entfernungen sind so gross, dass sich diese beiden Galaxien durchdringen, ohne dass Zusammenstösse zwischen den einzelnen Sternen stattfinden. Die interstellare Materie dieser beiden Galaxien prallt dagegen mit grosser Energie aufeinander, wobei Plasmaschwingungen angeregt werden, die sich als Radiostrahlung bemerkbar machen. Die spektrale Intensitätsverteilung der Cygnus-Radioquelle ist daher derjenigen der Cassiopeia-Quelle ganz ähnlich (Fig. 26). Ein anderer spezieller extragalaktischer Nebel, dessen Radioemission vermutlich gleiche Ursache hat, ist der Nebel NGC 5128, der als Radioquelle Centaurus-A genannt ist. Dieses Gebiet hielt man zunächst für einen kugelförmigen, aussergalaktischen Nebel mit einer besonders starken und breiten Zentralabsorption, bis man erkannte, dass es sich um den zentralen Zusammenstoss zwischen einem elliptischen und einem Spiralnebel handelt. Auch eine Radioquelle im Perseushaufen (NGC 1275), die im Sichtbaren ein ähnliches Spektrum wie die Cygnus-Quelle zeigt, ist auf den Zusammenstoss aussergalaktischer Sternenebel zurückzuführen.

Von Interesse ist ferner die Radioquelle 12N1A im Virgohaufen des aussergalaktischen Nebels NGC 4486. Sie weist die Besonderheit auf, dass vom Kern dieses Systems ein Materiestrahl mit hoher Geschwindigkeit ausgeschossen wird. Die Analogie mit den Eruptionen auf der Sonne und den sie verursachenden Radioausbrüchen liegt hier besonders nahe. Das beobachtete Spektrum der Radiostrahlung der Radioquelle 12N1A (Fig. 26) ist mit dieser Vorstellung auch physikalisch im Einklang.

4. Die Wasserstoffstrahlung bei $\lambda = 21$ cm

a) *Mechanismus*

Während alle bisher behandelten solaren und kosmischen Radiostrahlungen mehr oder weniger ein kontinuierliches Spektrum aufweisen, wird vom interstellaren Wasserstoff eine monochromatische Strahlung von $\lambda = 21,1$ cm emittiert. Diese Linie im Spektrum der kosmischen Radiowellen, die bereits im Jahre 1944 von dem holländischen Astronomen *Van de Hulst* vorhergesagt wurde, hat ihre Ursache in einer Hyperfeinstruktur des Grundzustandes des Wasserstoffatoms, die durch eine Wechselwirkung zwischen dem Elektronenspin und dem magnetischen Moment des Protons zustande kommt. Im angeregten Zustand stehen Kernspin und Elektronenspin im Wasserstoffatom parallel. Beim Übergang in den Grundzustand klappen diese in die antiparallele Stellung um. Der hierbei auftretende Quantenüber-

gang entspricht gerade einer Frequenz von 1420,405 MHz oder einer Wellenlänge von $\lambda = 21,1$ cm. Obwohl die Übergangswahrscheinlichkeit nur 10^{-15} sec⁻¹, die Verweilzeit im nicht strahlenden angeregten Zustand also durchschnittlich 11 Millionen Jahre beträgt, kommt infolge der ausserordentlich grossen Anzahl von Wasserstoffatomen in der Milchstrasse trotzdem eine messbare Emission zustande. Ihr Nachweis gelang im Jahre 1951 unabhängig voneinander in den USA, Holland und Australien.

b) *Astronomische Bedeutung*

Die Bedeutung dieser Wasserstofflinie liegt darin, dass sie Aufschluss über die Struktur unserer Milchstrasse gibt. Unser Milchstrassensystem besteht aus einer grossen Anzahl von Fixsternen (insgesamt etwa 10^{11}), die sich in einem Raum verteilen, der ungefähr die Gestalt einer abgeplatteten Scheibe mit einem Durchmesser von etwa 30 000 parsec (1 parsec \approx 3 Lichtjahre = $3 \cdot 10^{18}$ cm) und einer mittleren Dicke von 1000 parsec hat. Diese Scheibe rotiert um eine durch ihr Zentrum gehende, senkrecht zur Milchstrassenebene liegende Achse. Aus optischen Beobachtungen an anderen Galaxien ist bekannt, dass die interstellare Materie vorzugsweise in Spiralnebeln vorkommt. Auch bei unserer Milchstrasse wurde eine Spiralstruktur seit langem vermutet,

aber eine optische Beobachtung ist hier sehr schwierig, weil grosse Teile des galaktischen Zentrums durch kosmische Staubwolken verdunkelt werden. Von Radiowellen werden diese Staubwolken dagegen durchdrungen. Die Beobachtung der $\lambda = 21$ -cm-Strahlung des Wasserstoffs ist nun deshalb von besonderer Bedeutung, weil man aus der Frequenz der beobachteten Linie, mit Hilfe des *Doppler*-effekts auf die Bewegung der strahlenden Gaswolken schliessen kann. Figur 31 zeigt das Ergebnis dieser mühseligen Messungen, die in Holland von *Muller, Oort* und *van de Hulst* [19] durchgeführt wurden. Der interstellare Wasserstoff ist in den schraffierten Gebieten konzentriert. Deutlich ist erkennbar, dass diese Gebiete zwei Spiralarme bilden, die mit einer Geschwindigkeit von etwa 200 km/s rotieren. Die radio-astronomische Forschung hat somit in überzeugender Weise die Vermutung bestätigt, zu denen die optischen Untersuchungen zum Nachweis einer möglichen Spiralstruktur Veranlassung gaben.

Russische Radio-Astronomen [20] haben neuerdings eine weitere Linie im Spektrum kosmischer Radiowellen bei $\lambda = 91,6$ cm entdeckt, die dem interstellaren Deuterium zuzuordnen ist. Diese Linie macht sich als schwache Absorption der starken Radiostrahlung aus dem galaktischen Zentrum bemerkbar.

V. *Planetarische Radiowellen*

Der neueste Aufgabenbereich der radioastronomischen Forschung ist die Beobachtung planetarischer Radiofrequenzstrahlung. Schon seit 1946 ist bekannt, dass der Mond infolge der Erwärmung seiner Oberfläche durch die Sonne eine schwache Temperaturstrahlung im Gebiet der Zentimeterwellen liefert. Neuerdings wurde im Gebiet der kurzen Wellen auch eine Strahlung vom Jupiter [22] bei $\lambda = 13,3$ m und von der Venus [23] bei $\lambda = 11$ m beobachtet, die jedoch von gänzlich anderer Natur ist und vielmehr der Radiostrahlung der gestörten Sonne ähnelt. Die Radiostrahlung vom Jupiter besteht aus einer Folge einzelner «bursts» von jeweils wenigen Sekunden Dauer. Die Spitzenintensitäten liegen in der Grössenordnung von 10^{-22} W/m²Hz und übertreffen gelegentlich sogar die intensive Strahlung der Radioquelle Cassiopeia A. Zwischen dem Auftreten der «bursts» und der Rotationsperiode des Jupiters besteht ein enger Zusammenhang, der zeigt, dass die Radiostrahlung von einer sehr begrenzten Quelle der Jupiteroberfläche ausgeht, die als heller, weisser Fleck sichtbar ist. Beobachtungen an kürzeren Wellen ($\lambda = 7,75$ m bzw. 38,7 MHz) brachten keine Resultate; hieraus darf gefolgert werden, dass das Radiofrequenzspektrum des Jupiter nach hoher Frequenz steil abfällt, also nicht thermische Herkunft hat.

Die Ursache für die Radiostrahlung des Jupiters und derjenigen der Venus, die ganz ähnliche Eigenschaften hat, ist noch ungeklärt. Die plausibelste Erklärung ist, dass die Radiowellen vom Jupiter und

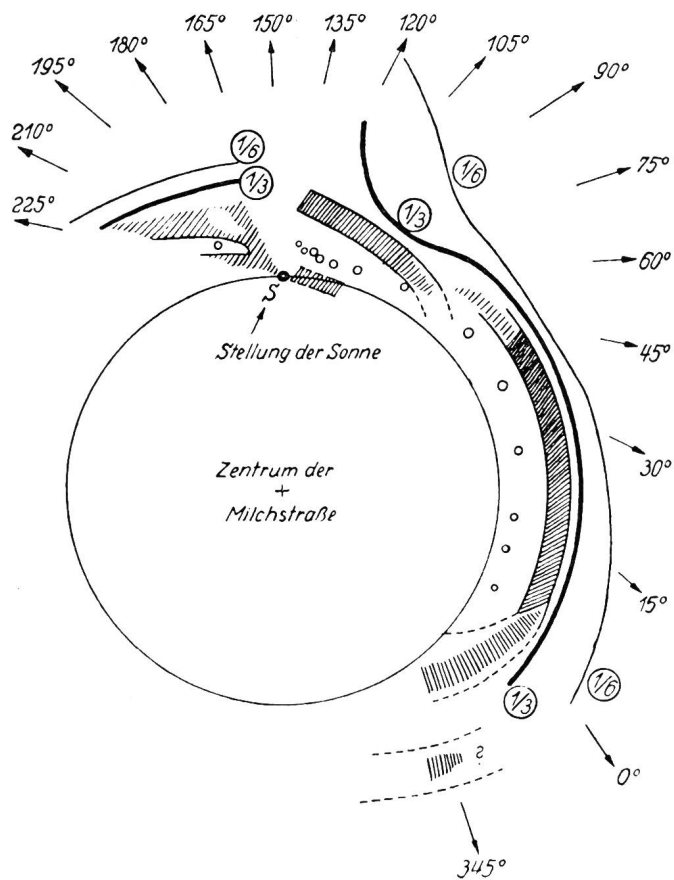


Fig. 31. Verteilung des interstellaren Wasserstoffes in der Äquatorebene der Milchstrasse. Die Ziffern am Rand der Zeichnung geben die galaktische Länge l an. Die Wasserstoffdichte ist aus der Art der Schraffur ersichtlich; die Spiralarme zeichnen sich deutlich ab

von der Venus von Blitzentladungen in der Atmosphäre dieser Planeten herrühren, deren Stärke allerdings bedeutend grösser als bei irdischen Gewittern ist und die sich wohl auch in ihrer Art von letzteren erheblich unterscheiden dürften.

VI. Beziehungen der radioastronomischen Forschung zu anderen Problemen

1. Ionosphärenforschung

Neben ihrer grundsätzlichen astronomischen Bedeutung hat die Radio-Astronomie auch andere Zweige der Naturwissenschaft befruchtet. An erster Stelle erwähnen wir die Ionosphärenforschung. Ähnlich wie das Flimmern der Fixsterne im Sichtbaren infolge von Dichteschwankungen in der Troposphäre zustande kommt, entstehen durch Unregelmäßigkeiten der Ionosphäre Fluktuationen der Strahlung von «Radiosternen». Beobachtet man nämlich einen Radiostern mit zwei oder drei um einige Kilometer voneinander entfernten Empfängern, so kann man feststellen, dass Linsen oder Wolken ionisierter Gase der Ionosphäre in etwa 250 km Höhe über der Erdoberfläche hinwegziehen mit Geschwindigkeiten von etwa 100 bis 300 m/s. Auf diese Weise kann man also kosmische Radioquellen, die scharf lokalisiert sind, dazu heranziehen, um Einzelheiten in der Struktur der Ionosphäre zu erforschen.

Die empfindlichen Untersuchungsmethoden der radio-astronomischen Forschung gestatten es ferner, die Strahlungstemperatur der Ionosphäre zu messen. So haben *Gardner* und *Pawsey* [21] in Australien zum Beispiel die Temperatur in 70 bis 80 km Höhe mit einer Frequenz von 2 MHz untersucht und Temperaturen von 240° bis 290° K erhalten, was in guter Übereinstimmung mit Messungen nach ganz anderen Verfahren ist.

Weiter erwähnen wir die Absorption kosmischer Radiowellen durch *Mögel-Dellinger*-Effekt. Aus solchen Untersuchungen ergeben sich nicht nur Einblicke in den Zustand der Ionosphäre während des Auftretens solarer Wasserstofferuptionen («flare»), als auch in den Vorgang bei diesen Eruptionen selbst, sondern nicht zuletzt auch Informationen über zu erwartende Ausbreitungsverhältnisse von Funkwellen auf der Erde, was von grundsätzlicher funktotechnischer Bedeutung ist.

2. Meteorologie

Von Interesse ist die Radio-Astronomie ferner für die Meteorologie. Die Beobachtung der kurzwelligen solaren Fleckenstrahlung im Bereich der Dezimeter- und Zentimeterwellen, deren Intensität ja eine Korrelation mit der Sonnenflecken-Relativzahl aufweist, ermöglicht Sonnenbeobachtungen bei trüben und regnerischem Wetter, da im Gegensatz zum Licht, Radiowellen die trübe Atmosphäre ungeschwächt durchdringen. Eine erste Anwendung hat diese Tatsache im «Radio-Sextant» erlangt. Es handelt sich

um ein Funkgerät, das selbsttätig der Richtung auf die Sonne folgt und so die gleiche astronomische Information gibt, wie sie der Navigator auf Schiffen oder in Flugzeugen mit dem optischen Sextanten erhält. Dabei ist es ein wesentlicher Vorteil des «Radio-Sextant», dass seine Anwendung unabhängig vom Wetter ist.

Man hat auch gefunden, dass Zusammenhänge zwischen der Sonnenaktivität und starken Luftdruckschwankungen bestehen. Die Registrierung solarer Ultrakurzwellen dürfte unter dem Gesichtspunkt dieses Zusammenhanges für die langfristige Wettervorhersage von grossem Interesse sein.

3. Biologie

Von Interesse sind weiter die Beziehungen der solaren und kosmischen Radiostrahlung mit Wachstumsvorgängen auf der Erde. Es ist bekannt, dass Ultrakurzwellen biologische Wirkungen ausüben, wobei die verabreichte «Dosis» nur schwach zu sein braucht. Dass solare Ultrakurzwellen biologische Wirkungen hervorbringen, wird seit längerer Zeit vermutet, aber eindeutige Ergebnisse stehen noch aus.

Die Radio-Astronomie hat im wesentlichen den Charakter einer Grundlagenforschung. Standen anfangs jene Probleme im Vordergrund des Interesses, die durch die vorhandene Technik gelöst werden konnten, so hat die Radio-Astronomie im Laufe der Zeit ihre eigenen Untersuchungsmethoden hervorgebracht und diese zur höchsten Vollkommenheit entwickelt. Die Radio-Astronomie steht erst am Anfang ihrer Entwicklung; mit dem Bau empfindlicherer Empfänger und immer grösserer Radioteleskope wird sie die Erforschung der Tiefen im Weltraum ermöglichen und uns weitere Kunde von Vorgängen bringen, die durch optische Beobachtungen des Weltraumes nicht zu erhalten sind.

Bibliographie

- [1] *Jansky, K. G.* Proc. Inst. Radio Engrs. **21** (1933), 1387.
- [2] *Ryle, M.* Proc. Roy. Soc. A **211** (1953), 351.
- [3] *Christiansen, W. N., and J. A. Warburton.* Austr. J. Phys. **6** (1953), 190.
- [4] *Nyquist, H.* Phys. Rev. **32** (1928), 110.
- [5] *Swarup, G., and R. Parthasarathy.* Austr. J. Phys. **8** (1955), 487.
- [6] *Waldmeier, M., und H. Müller.* Z. f. Astrophys. **27** (1950), 58.
- [7] *Lehany, J., and D. E. Yabsley.* Austr. J. Sc. Res. A **2** (1949), 48.
- [8] *Wild, J. P., J. D. Murray and W. C. Rowe.* Nature **172** (1953), 533
- [9] *Larenz, R. W.* Z. f. Naturf. **10a** (1955), 901
- [10] *Reber, G.* Astrophys. J. **91** (1940), 621.
- [11] *Kraus, J. D., and H. C. Ko.* Nature **175** (1955), 132.
- [12] *Henye, L. G., and P. C. Keenan.* Astrophys. J. **91** (1940), 625.
- [13] *Scheurer, P. A. G., and M. Ryle.* Month. Not. Roy. Astr. Soc. **113** (1953), 1.
- [14] *Bolton, J. G., G. F. Stanley und O. B. Slee.* Nature **164** (1949), 101
- [15] *Baade, W., and R. Minkowski.* Astrophys. J. **119** (1954), 206.
- [16] *Haddock, F. T., C. H. Mayer and R. M. Sloanaker.* Astrophys. J. **119** (1954), 456.

- [17] Kraus, J. D. Nature **175** (1955), 502.
 [18] Hanbury Brown, R., and C. Hazard. Phil. Mag. **43** (1952), 137.
 [19] Van de Hulst, H. C., C. A. Muller and J. H. Oort. Bull. Astron. Inst. Neth. **12** (1954), 117.
 [20] Getmantsev, G. G., K. S. Stankevich und V. S. Troitskii. Compt. Rend. Acad. Sc. URSS **103** (1955), 783.
 [21] Gardner, F. F. J. Atmosph. Terr. Phys. **5** (1954), 298.
 [22] Burke, B. F., and Franklin, K. L. J. Geophys. Res. **60** (1955), 213.
 [23] Kraus, J. D. Nature **178** (1956), 33.

Die zitierten Originalarbeiten beziehen sich auf die in diesem Aufsatz zugrunde gelegten Abhandlungen. Es gibt eine grosse Anzahl weiterer wichtiger Veröffentlichungen über Radio-Astro-

nomie, auf die in diesem kurzen Übersichtsbericht nicht eingegangen werden konnte. Im folgenden führen wir noch einige zusammenfassende Abhandlungen an, die ihrerseits ein ausführliches Schrifttum aufweisen.

Pawsey, J. W., and R. N. Bracewell. Radio Astronomy. Oxford 1955.

Waldmeier, M. Radiowellen aus dem Weltraum. Zürich 1954.

Unsöld, A. Physik der Sternatmosphären. Kap. XXII. Berlin 1955.

Wild, J. P. Observational Radio Astronomy. Bd. VII der Sammlung «Advances in Electronics and Electron Physics». New York 1955.

Adresse des Verfassers: Dipl.-Ing. H. H. Klinger, Nithartstrasse 1, München 9

Ein Bandfilter grosser Bandbreite für den Empfang des Hochfrequenz-Telephonrundspruchs

Von R. Kallen, Bern

621.372.544.2:621.395.97.029.5

Zusammenfassung. Dem Wunsche, den Hochfrequenz-Telephonrundspruch (HFTR) als Programmquelle hoher Wieder- gabequalität auszunützen, steht heute noch das Fehlen eines preislich günstigen Filtersatzes entgegen. Die vorliegende Arbeit gibt die Grundlagen für den Bau eines einfachen dreikreisigen Band- filters, das eine Bandbreite von 10 kHz aufweist. Die Veröffentlichung des Aufsatzes erfolgt in der Meinung, den Empfänger- fabrikanten einen Hinweis zum Bau moderner HFTR-Empfänger zu geben. Von einem Selbstbau des beschriebenen Filters durch Amateure ist indessen abzuraten, weil zur Kontrolle der Abstimmung und des Demodulators Präzisionsgeräte nötig sind.

Allgemeines

Für den Empfang der Hochfrequenz-Telephon- rundspruch-(HFTR-)Sendungen werden heute zu- meist Radioempfänger und spezielle HFTR-Empfänger verwendet. Es ist allgemein bekannt, dass die gewöhnlichen Radioempfänger auf Langwellen eine kleine Bandbreite aufweisen, da sie in erster Linie für den Empfang der drahtlosen AM-Sendungen ein- gerichtet sind und deshalb eine hohe Trennschärfe aufweisen müssen. Messungen an einigen neuern Mo- dellern haben gezeigt, dass der Abfall der hohen Ton- frequenzen schon bei etwas über 2 kHz einsetzt und dass ein durchschnittlicher Empfänger bei Langwel- lenempfang bei 3 kHz einen Abfall von 0,5 N gegen- über 1 kHz aufweist (Tonblende hell). Es ist ver- ständlich, dass ein so stark beschnittener Frequenz- umfang den anspruchsvolleren Hörer niemals zu befriedigen vermag.

Die Verhältnisse liegen schon günstiger bei den Radioempfängern mit veränderbarer Bandbreite und bei den fest abgestimmten HFTR-Empfängern. Diese Geräte besitzen einen Frequenzumfang von etwa 5000 Hz; sie nützen aber den sendeseitig zur Verfügung stehenden Frequenzbereich von 10 kHz* auch nur zur Hälfte aus. Nachdem mit der Entwick- lung der modernen Tonträger in zunehmendem Masse Verstärker- und Lautsprecheranlagen hoher Wieder- gabequalität in den Handel gelangen, macht sich

* Der Frequenzumfang von 10 kHz ist heute bereits auf einigen TR-Kanälen verwirklicht.

Résumé. Le désir d'utiliser la télédiffusion à haute fréquence (TD-HF) comme source de programmes de qualité supérieure se heurte au fait qu'il n'existe pas encore aujourd'hui de filtres d'un prix favorable. Le présent article indique les principes pouvant servir à la construction d'un filtre de bande simple à trois circuits pour une largeur de bande de 10 kHz. L'auteur publie cet article dans l'espoir d'engager les fabricants à construire des récepteurs de TD-HF plus modernes. Cependant, il déconseille aux amateurs de construire eux-mêmes le filtre décrit, car le contrôle de l'accord et de la démodulation exige des appareils de précision.

auch das Bedürfnis nach verbesserten HFTR-Empfängergeräten mehr und mehr bemerkbar. Wenn die Verbreitung von Breitband-Empfängergeräten trotz- dem nur zögernd erfolgt, so liegt dies zum guten Teil an den Kosten der Eingangsfiler, die mit der Band- breite ansteigen. Im folgenden soll nun gezeigt wer- den, dass mit bescheidenem Aufwand ein Filter für eine Bandbreite von 10 kHz gebaut werden kann, das die erforderliche Nebensprechdämpfung von min- destens 7 N aufweist.

Berechnungsgrundlagen

Das Filter basiert auf der Theorie der Radio-Band- filter und stellt eine Kombination von zweikreisigem Bandpass mit gekoppelten Kreisen (Fig. 1) und einem

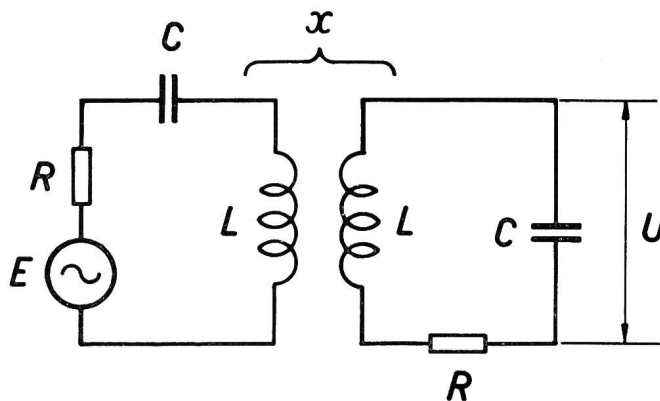


Fig. 1. Prinzipschaltung des zweikreisigen Bandfilters mit induktiver Kopplung