

ZEITSCHRIFT
FÜR
GEOPHYSIK

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

B. Brockamp, Münster i. W.

unter Mitwirkung von **A. Defant**, Innsbruck — **W. Dieminger**, Lindau b.
Northeim — **W. Hiller**, Stuttgart — **K. Jung**, Clausthal — **O. Meyer**,
Hamburg — **F. Möller**, Mainz — **H. Reich**, München.

Jahrgang 22

1956

Heft 1

PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Pohl, W.</i> : Messungen des ultraroten Strahlungsstromes in der freien Atmosphäre	1
In Memoriam Dr. Ernst Wanner	53
In Memoriam Prof. Dr. N. C. Ludger Mintrop	58

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 4—5 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang DM 18.50, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrganges vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik, sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu numerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autorennamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur: etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Erstattung der Selbstkosten. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. Bernhard Brockamp, Münster (Westf.) Pferdegasse 3

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80

Alle Rechte, auch die des auszugsweisen Nachdrucks, der photomechanischen Wiedergabe u. der Übersetzung, vorbehalten. Druck: fotokop, Darmstadt.

Bekanntmachung lt. Bayr. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Rothöwengasse 2. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing u. Hildgund Holler, sämtl. Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg. Verantwortl. f. d. Anzeigenteil: Arnulf Liebing.



PHYSICA-VERLAG Würzburg 1956.

Messungen des ultraroten Strahlungsstromes in der freien Atmosphäre¹⁾

Von W. Pohl, München²⁾

Zusammenfassung: Mit einem eigens entwickelten Strahlungsstrommesser, der einer Radiosonde angepaßt ist, wird der langwellige Strahlungsstrom unmittelbar bestimmt. Das Strahlungsmeßgerät enthält ein Doppelsystem aus nach oben und unten gerichteten, geschwärzten Plättchen mit eingebauten Heizungen. Die absorbierte Ultrarot-Energie bedingt jeweils Temperaturänderungen, die von den eigentlichen Meßelementen, nämlich eingebauten Halbleitern, als Widerstandsveränderung aufgenommen werden. Die Meßwerte werden mit einem Dezimeterwellensender ($\lambda \approx 75$ cm) zur Bodenstelle gefunkt und dort registriert. Störungen, die durch die Ventilation des Instrumentes, durch sein Pendeln und durch die Strahlung der umgebenden Gegenstände verursacht werden, wurden untersucht und beseitigt bzw. durch Korrekturen berücksichtigt. Die Zeitkonstante des Strahlungsstrommessers beträgt je nach Höhe $2,0-0,7 \text{ min}^{-1}$. Die Meßgenauigkeit wird auf $\leq 0,015 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$, d.h. 5 bis 10% geschätzt. Die Messungen bei 6 nächtlichen Aufstiegen (größte erreichte Höhe über 18 000 m ü. NN) zeigen im wesentlichen: Der Strahlungsstrom nimmt mit der Höhe zu und erreicht in der Substratosphäre die Größe $S = 0,3 - 0,4 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. In Höhe der Tropopause geht er stark zurück auf etwa $S = 0,23 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ und behält etwa diese Größenordnung in der Stratosphäre. Die Struktur der Meßkurve ist stärker gegliedert, als die Rechnung ergibt. In weiten Bereichen der Troposphäre stimmen die ausgeglichenen Mittelwerte der Messungen mit der Berechnung einigermaßen überein, wenn mit der Stoßverbreiterungskorrektur nach Lorentz gerechnet wird. Die allein aus den Messungen berechneten Temperaturänderungsgeschwindigkeiten sind gegenüber den beobachteten Verhältnissen zu groß.

Abstract: This essay reports of direct measurements of the net radiative flux in the free atmosphere with a Strahlungsstrom - meter expressly constructed on this purpose. The instrument was adapted to a radiosonde. It consists of a double system of up - and downwards facing blackened plates containing electric heatings. The absorbed infra-red energy causes temperature - variations which imply changes of resistance in the thermistors built in. The data are transmitted by a high - frequency - transmitter (403 mcsec^{-1}) to the ground station to be recorded. Disturbances of the instrument by the ventilation, by its swinging and by the

1) Dissertation an der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität München (gekürzte Fassung)

2) Dr. Wolfgang Pohl, München, Gatterburgstr 10

radiation of the surrounding objects were proved and eliminated or regarded by corrections. The time - constant of the Strahlungsstrom - meter is $2.0 - 0.7 \text{ min}^{-1}$ acc. to altitude. The accuracy is estimated $\leq 0.015 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$, i.e. 5 - 10% of the mean value.

Six soundings were performed, the highest altitude being 59 100 ft. The measurements generally teach: The net radiation flux increases with height to $S = 0.3 - 0.4 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ in the substratosphere. Near the tropopause it decreases to $S = 0.23 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ and keeps this mean size in the stratosphere. The structure of the soundings is more irregular than by theory. In large parts of the troposphere the computed data agree with the levelled mean data of the measurements if the computation is carried out with the pressure broadening correction of Lorentz. The velocities of temperature - variations by radiation as computed with measurements are too high.

A. Die Bedeutung der Ultrarot - Strahlung für die Physik der Atmosphäre

Bei der quantitativen Behandlung der Energiezustände und energetischen Prozesse in der freien Atmosphäre wird bevorzugt von der Thermodynamik adiabatischer Vorgänge ausgegangen. Daneben gibt es jedoch auch nicht-adiabatische Prozesse, wie z.B. die unter Energieumsetzung die Atmosphäre durchströmende Strahlung.

Aus dem gesamten Spektrum behandelt diese Arbeit nur die Ultrarotstrahlung. Der gemäß dem Planckschen Strahlungsgesetz bei atmosphärischen Temperaturen energetisch bedeutsame Spektralbereich umfaßt die Wellenlängen von etwa $\lambda = 3 - 150 \mu$.

In der freien Atmosphäre treten zweifach verursachte Strahlungsflüsse auf:

1. Die Ausstrahlung der Erdoberfläche,
2. Die Strahlung der optisch wirksamen Gasmoleküle und kolloidal verteilten Partikel.

Die Strahlung pflanzt sich "diffus" nach allen Richtungen im Raum fort, wobei durch die kontinuierlich in der Atmosphäre verteilten Energiequellen und -senken ständig Energie umgesetzt - absorbiert und emittiert - wird. Die "diffuse" Strahlung enthält aufwärts und abwärts gerichtete Komponenten. Diese ergeben an einer Zählfläche, die in willkürlicher Höhe parallel zur Erdoberfläche zu denken ist, zwei sie vertikal passierende Strahlungsflüsse. Die nach oben gerichtete Strahlungsflußdichte (Leistung je Flächeneinheit) wird meist als Ausstrahlung = A, die nach unten gerichtete mit Gegenstrahlung = G gekennzeichnet. Die Differenz beider Strahlungsflüsse ist der als *Strahlungsstrom* bezeichnete Vektor

$$(A 1) \quad S = A - G$$

Größe und Reichweite der Strahlungsflüsse hängen von drei Parametern ab: Temperatur, Wellenlänge sowie Art und Gehalt an optisch wirksamer Materie.

Bei der ständigen Energieumsetzung durch Strahlung erfährt ein betrachtetes Volumelement der Atmosphäre einen Verlust bzw. Gewinn an Strahlungsenergie. Diese strahlungsbedingte Energiebilanz — meist als *Strahlungsbilanz* = S' bezeichnet — gestattet über den Energiesatz die von der Ultrarotstrahlung bedingten Temperaturänderungen quantitativ zu bestimmen. Die Kenntnis der Strahlungsbilanz S' , das "meteorologisch-energetische Endziel aller Strahlungsbeobachtungen" [21], wird somit dort von besonderer Bedeutung, wo Austausch- und Konvektionsvorgänge nicht mehr die dominierende Rolle spielen, wie dies in der bodennahen Luftschicht und unteren Troposphäre der Fall ist. Eine noch nicht genauer zu beurteilende Wirkung übt sie in solchen Höhen aus, in denen überdies die Wärmekapazität der Luft stark verringert ist, nämlich in der Stratosphäre, in der die Wärmekapazität weniger als $\frac{1}{4}$ ihres Wertes in Bodennähe beträgt. Während adiabatische Prozesse ihren dominierenden Einfluß in der Troposphäre ausüben, sind viele Vorgänge in der Stratosphäre nicht ohne zusätzliche Berücksichtigung von Strahlungseffekten zu erklären. Selbstverständlich bleiben auch Berechnungen des Energiehaushaltes der Atmosphäre ohne Beachtung der Energieumsätze durch Strahlung unvollständig.

Die Bedeutung des Ultrarot-Problems möge ein Beispiel grob illustrieren: An Wolkenobergrenzen erfolgt, wie die Messungen beweisen, eine extrem starke Zunahme des Strahlungsstromes. Die Luft an der Wolkenobergrenze erfährt durch diese Ausstrahlung eine schnelle Abkühlung. An der Untergrenze der Wolke ist der Strahlungsstrom zwar auch nach oben gerichtet, doch wegen der erhöhten Eigenstrahlung der Wolkenuntergrenze kann die Abstrahlung an der Obergrenze meist nicht gedeckt werden, so daß die Wolke sich ständig abkühlt. Die Abkühlung der ganzen Wolke kann hohe Beträge erreichen [16]. Dies kann unter Umständen zu einer kräftigen Labilisierung in der Atmosphäre führen.

Soweit bekannt, wurden bisher Messungen der beiden Komponenten des Strahlungsstromes auf zwei Weisen unternommen. A. Angström [3] benutzte bei zwei Aufstiegen in einem bemannten Ballon in den Jahren 1922 und 1923 ein nach oben und unten gerichtetes Pyrgeometer. Er erreichte dabei Höhen bis 5000 m und stellte eine Zunahme des Strahlungsstromes mit der Höhe fest. Houghton und Brewer verfahren ähnlich mit einem evakuierten Ultrarot-Meßgerät [14] und gelangten mit Flugzeugen bis 12 000 m Höhe. Der Versuch, den Strahlungsstrom in der freien Atmosphäre unmittelbar zu messen, wurde bisher noch nicht unternommen [18].

Dagegen wurden von verschiedenen Autoren Rechenmethoden entwickelt, die zu den bekannten Strahlungsdiagrammen für die langwellige Strahlung führten; besonders zu nennen sind: Mügge und Möller [17] [18] [20], Elsasser [9], Yamamoto [30] und das numerische Verfahren von Bruinenberg [6].

Über Versuche einer direkten experimentellen Bestimmung des ultraroten Strahlungsstromes bis in die Stratosphäre berichtet vorliegende Arbeit. Sie wurde mit der folgenden Aufgabenstellung ausgeführt:

1. Der ultrarote Strahlungsstrom in der freien Atmosphäre ist durch nächtliche Aufstiege zu bestimmen.
2. Als einzig verfügbare Apparatur mit hinreichender Höhenleistung kam nur die Radiosonde in Betracht. Die Methode hat überdies den Vorteil, daß die Er-

gebnisse auch bei Verlust der Geräte schon während des Aufstieges als Registrierung vorliegen.

3. Das Meßgerät selbst war der Radiosonde gewichtsmäßig und meßtechnisch anzupassen.

B. Die theoretischen Grundlagen

Die folgenden Betrachtungen sollen zunächst ein Bild von den wichtigsten Eigenschaften der Strahlung vermitteln, die die Messungen integrierend zu erfassen haben. Dabei sollen die Grundlagen aufgezeigt werden, auf denen vergleichende Berechnungen erfolgten.

I. Die Strahlungseigenschaften der optisch wirksamen atmosphärischen Gase

1. Die Strahler

a. Der gasförmige Wasserdampf (H_2O): Der Strahlungsstrom wird am stärksten durch den in der Atmosphäre vorhandenen Gehalt an Wasserdampf beeinflusst. Als wirksame Dicke einer Wasserdampfschicht wird die in ihr enthaltene Menge an Niederschlagswasser in g/cm^2 angegeben. Diese Angabe geht von der Vorstellung aus, daß der in einer Luftsäule vorhandene Wasserdampf vollständig zur Kondensation gelangt.

Absorption und Emission des H_2O erfolgen in linienreichen Banden. Die intensitätsstarken Rotationsbanden liegen bei Wellenlängen $\lambda > 15\mu$ und konnten noch bei $\lambda = 400\mu$ nachgewiesen werden [8]. Die Rotationsschwingungsbanden des H_2O liegen symmetrisch zur Wellenlänge $\lambda = 6,3\mu$ und sind weniger intensiv als die Rotationsbanden. Dazwischen liegt das fast transparente H_2O - "Fenster" von $\lambda = 8 - 14\mu$. Experimentell wurde dort eine geringe jedoch nicht zu vernachlässigende Absorption gefunden [1].

b. Das Kohlendioxyd (CO_2): Der CO_2 - Gehalt wird bis in große Höhen als unverändert angenommen [9] [17] und wurde in die vergleichenden Berechnungen mit 0,03 % der Volumeinheit Luft als $cm CO_2$ (NTP) eingeführt [22].

Von den vielen Schwingungsbanden des CO_2 ist die Bande von $\lambda = 13,5 - 16,5\mu$ energetisch allein bedeutend. In der Stratosphäre können die Strahlungseffekte des CO_2 unter Umständen die des Wasserdampfes überwiegen.

c. Das Ozon (O_3): In großen Höhen ist neben der Strahlung des CO_2 auch dem Ozon eine gewisse Bedeutung beizumessen. Der größte Teil des O_3 liegt in Höhen über 10 km, etwa die Hälfte des gesamten Gehaltes an O_3 befindet sich in über 20 km Höhe [16].

Die intensivste Bande des O_3 liegt bei $\lambda = 9,6 \mu$, also dort, wo H_2O transparent ist. Daher bewirkt O_3 eine gewisse Abschirmung der Ausstrahlung. Der Gesamtgehalt der Atmosphäre an O_3 beträgt im Durchschnitt $0,3 \text{ cm } O_3$ (NTP) [16]. Für eine mittlere Stratosphärentemperatur beträgt der Anteil dieser Bande am Strahlungsfluß etwa 1% der Schwarzstrahlung dieser Temperatur [9]. In den vergleichenden Berechnungen unterblieb eine Berücksichtigung der optischen Wirksamkeit von O_3 .

d. Der Staub und Dunst: Ein bisher wenig beachteter Strahlungseinfluß ist dem in der Atmosphäre enthaltenen Staub und Dunst (Kondensationskerne in feuchteangereicherter Luft) zuzuschreiben (s. Kap. D II). Die Absorption wird als "grau" angenommen, d.h. der Absorptionskoeffizient ist für alle Wellenlängen gleich groß. Die Strahlungseffekte können so bedeutsam werden, daß allein durch sie eine Inversionsbildung ermöglicht würde [16].

2. Die Gesetze der Absorption und Emission von Strahlung in Gasen

Die folgenden Betrachtungen sollen die Feinheiten der Strahlungsumsetzung verdeutlichen.

Nach Lorentz wird die Dispersionsform einer Spektrallinie durch den Ausdruck gegeben:

$$(B 1) \quad k(\nu) = k_0 \frac{\frac{\delta^2}{4}}{(\nu - \nu_0)^2 + \frac{\delta^2}{4}}$$

Es bedeuten: k_0 = maximaler Absorptionskoeffizient bei der Frequenz $\nu = \nu_0$
 δ = Halbwertsbreite der Linie

(Die natürliche Linienbreite wird durch die Unschärfe der Kombinationsterme bedingt.)

Wenn man die auf eine Schicht der Dicke m einfallende Intensität I_0 in dem Spektralintervall $\Delta\nu$ einer Linie unabhängig von ν annimmt, dann lautet die "Absorptionsfunktion der Linienstrahlung":

$$(B 2) \quad A(m) = \frac{I_0 - I(m)}{I_0} = 1 - \frac{1}{\Delta\nu} \int e^{-k(\nu)m} d\nu$$

Dem in dieser Arbeit vorgenommenen Vergleich von Experiment und Theorie liegen die von Möller mittels Gl. B 2 berechneten Absorptionskoeffizienten des H_2O und des CO_2 zugrunde.

Die wirklichen Absorptionskoeffizienten weichen jedoch aus verschiedenen Gründen von der durch die Lorentz - Formel gegebenen Struktur ab:

a. Die Stoßverbreiterung: Aus vielen Untersuchungen ist bekannt, daß auf Grund der Stöße der Gasmoleküle untereinander eine Proportionalität zwischen Linienbreite und Druck besteht. Die *Lorentzsche* Stoßdämpfungstheorie liefert für die hier behandelten Gase die gegenüber Normalbedingungen (NTP) veränderte Halbwertsbreite der Linie:

$$(B\ 3) \quad \delta_s = \delta_{s,n} \frac{p}{p_n} \left(\frac{T_n}{T} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Da die optisch wirksamen Gase der Atmosphäre nur geringe Beimengungen zur Luft darstellen, wurde bei den vergleichenden Berechnungen der Eigendruck dieser Gase nicht berücksichtigt, wohl aber der Luftdruck.

Im sichtbaren Spektrum gilt die *Lorentzsche* Formel mit der linearen Abhängigkeit $\delta_s \sim p$ als gesichert [15], im Ultrarot jedoch, in dem man kaum die Halbwertsbreiten kennt schien die Beziehung unsicher. *Schnaidt* [26] entnahm den Messungen *Falckenbergs* und früheren Ergebnissen die Proportionalität $\delta_s \sim p^{\frac{1}{2}}$. Für CO_2 sind ähnliche Abhängigkeiten erkannt worden: *Callendar* [7] fand aus den Messungen von *Hertz* bei $15\ \mu$ Proportionalität zu $p^{\frac{1}{2}}$, *Wimmer* [29] bei $4,3\ \mu$ eine Abhängigkeit von $p^{0,73}$.

Der Widerspruch zur Theorie wird durch die Überlappung der Linienflanken gedeutet [15]. Auch die Höchsthäufigkeitsspektroskopie bestätigte [28] bei $\lambda = 1\ \text{cm}$ in Wasserdampf die *Lorentz* - Formel. - In der Praxis zieht man den Quotienten aus Gl. B 3 mit der durchstrahlten Schichtdicke m zusammen und erhält als effektive Schichtdicke:

$$(B\ 4) \quad w = \frac{p}{p_n} \left(\frac{T_n}{T} \right)^{\frac{1}{2}} m$$

Weitere spektrale Einflüsse wie ungleichmäßige Verbreiterung im Spektrum [17], druckabhängige Linienverschiebungen [11] und Asymmetrie der Linien, werden hier nicht besonders erfaßt. Daher stellt die benutzte Formel (B 4) nur eine Rechenkorrektur dar.

b. Der Doppler - Effekt: Durch die molekulare Wärmebewegung verursacht, tritt additiv zur Druckverbreiterung die Doppler - Verbreiterung auf; diese erreicht aber im behandelten Spektralbereich erst in Höhen ab 30 bis 40 km die gleiche Größenordnung wie die Stoßverbreiterung und ist deshalb nicht berücksichtigt.

c. Die Abhängigkeit der Linienintensität von der Temperatur: Neben der Stoßverbreiterung bewirkt auch die Temperatur eine Veränderung der maximalen Linienintensität, ohne gleichzeitig die Halbwertsbreite zu verändern. Die Formel für die Wahrscheinlichkeit des Quantenüberganges vom Energieniveau E_i in den Grundzustand $i = 0$ lautet (s. *Sommerfeld* [27]):

$$(B\ 5) \quad \frac{N_i}{N_0} = \frac{g_i}{g_0} e^{- (E_i - E_0) / kT}$$

(Es bedeuten: N_i die Zahl der Moleküle im Energieniveau E_i des i . Zustandes, die Größen g sind entsprechende Gewichtsfaktoren, k ist die *Boltzmannsche* Konstante.)

Die Übergangswahrscheinlichkeit, mit der ein Quantensprung erfolgt, damit die Linienintensität, hängt also nicht nur von der Energiedifferenz sondern auch von der Temperatur ab.

Über diese Temperaturabhängigkeit der Gesamtintensität ist im ultraroten Spektralbereich experimentell sehr wenig bekannt (*Falckenberg* [10]). Die Rechnungen zeigen aber, daß dieser Einfluß den anderen größenordnungsmäßig gleichkommt. *Pedersen* [23] berechnete das Verhältnis der Gesamtintensitäten K bei $T = 300^\circ \text{K}$ und $T = 220^\circ \text{K}$ und findet bei den Wellenlängen:

$\lambda (\mu) =$	19,0	29,8	53,1
$\frac{K_{220^\circ}}{K_{300^\circ}} =$	0,3	0,8	1,1

II. Die Theorie des Strahlungsflusses in der freien Atmosphäre

Die Kenntnis der spektralen Strahlungseigenschaften der optisch wirksamen Materie ermöglichte die Berechnung der Strahlungsflüsse. Die Ausgangsbetrachtung für das vorliegende Problem ist folgende: Ein monochromatischer Strahl der Intensität I_ν durchsetze vertikal nach oben eine infinitesimale Gasschicht dw . Der dabei absorbierte Anteil beträgt $dI_\nu = k_\nu I_\nu dw$. Andererseits strahlt diese Schicht in der gleichen Richtung die Intensität $dE_\nu = k_\nu I_s dw$. Der Strahlungsfluß erfährt in dieser Richtung eine Intensitätsänderung:

$$(B\ 6) \quad \frac{dI_\nu}{dw} = -k_\nu (I_\nu - I_s)$$

Das Integral dieser als *Schwarzschildschen* Differentialgleichung bekannten Beziehung über die drei Parameter a) Verteilung der Strahlung über den Halbraum, b) Schichtdicke W und c) Frequenzen ist die Lösung der Frage nach der die Atmosphäre durchsetzenden Intensität der Ausstrahlung A . Analog ist die Gegenstrahlung zu berechnen. Über den Gang der Rechnung informieren die Arbeiten von *Mügge* und *Möller* [20] [16].

Einer besonderen Behandlung bedarf die Ausstrahlung der Bodenoberfläche und der Wolkengrenzen. Beide werden als "schwarz"strahlende Oberflächen in den Rechnungen berücksichtigt. Daß dies im Falle der Wolkengrenzen nur bei dichten Wasserwolken annähernd zutrifft, deutet *Möller* [16] an. Hochgelegene Eiswolken sind so wenig dicht, daß sie nicht als "schwarz"strahlend gelten können. *Möller* berechnete für eine dünne Wolke von 1,25 km Dicke unter der Tropopause eine "Grau"absorption von nur 20%.

Die praktische Berechnung des Strahlungsstromes erfolgte mit dem von *Möller* [16] entworfenen Diagrammpapier. (Für die Strahlungskonstante σ liegt der Zahlenwert zugrunde: $\sigma = 8,26 \cdot 10^{-11} \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ grad}^{-4}$.) Außerdem wurde vergleichsweise ein von *Möller* angegebene Kurzverfahren benutzt, das den Strahlungsstrom in einer Höhe von 400 mb Druck zu bestimmen gestattet [18].

Aus der Kenntnis des Strahlungsstromes werden quantitative Folgerungen gezogen: Die von der Volumeinheit der Atmosphäre durch Strahlung umgesetzte Leistung erhält man aus der Divergenz des Strahlungsstromes, nämlich der Strahlungsbilanz S' . Dieser Leistungsumsatz äußert sich in einer strahlungsbedingten Temperaturänderung des Volumens Luft pro Zeiteinheit:

$$(B 7) \quad \text{div } S = S' = -\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

oder als handlichere Zahlenwertgleichung:

$$(B 8) \quad \frac{\Delta T}{\Delta t} \doteq -250 \frac{\Delta S}{\Delta p}$$

(Die Temperaturänderung ergibt sich in $^{\circ}\text{C h}^{-1}$, wenn S in $\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ und p in mb eingesetzt wird.)

Man erkennt, daß eine rasche Zunahme des Strahlungsstromes mit der Höhe Abkühlung, eine Abnahme von S dagegen Erwärmung bedeutet.

Im folgenden interessieren nun die experimentellen Messungen des Strahlungsstromes.

C. Experimentelle Arbeiten

I. Die Meßanordnung

Die Meßapparatur bestand sendeseitig aus den in die freie Atmosphäre aufsteigenden Instrumenten (Strahlungsstrommesser, Radiosonde, Ballon) und bodenseitig aus den Empfangs- und Registriergeräten der Aerologischen Station München-Riem (Funkpeilgerät und Frequenzschreiber.)

1. Der Strahlungsstrommesser. Bedingt durch die besonderen Gegebenheiten des nächtlichen aerologischen Aufstieges (Temperaturänderung von $+20^{\circ}$ bis -70°C , Abnahme der Ventilation infolge Luftdruckvariation von 1000 bis zu wenigen mb, willkürliche Belüftung durch Eigenbewegung) wurde eigens ein Strahlungsstrommesser entwickelt, der dem in München benutzten Radiosondentyp angepaßt ist. Dabei wird als Meßprinzip ein von *Hofmann* [13] angegebenes Verfahren eines Strahlungsbilanzmessers in Anlehnung an frühere Entwicklungen von *Albrecht* [2] benutzt.

Die Theorie³⁾ zu diesem Gerät und seine aus Untersuchungen bekannten physikalischen Eigenschaften sind in einer früheren Veröffentlichung enthalten [24], auf die hier hingewiesen sei, da gelegentlich Unterlagen der vorliegenden Arbeit ohne Hinweis aus jener übernommen werden.

Zum Verständnis der Funktionsweise sei die Theorie noch einmal in Kürze wiedergegeben:

a. Die Theorie: Die beiden einfallenden Komponenten des Strahlungsstromes A und G werden von vier geschwärzten Plättchen absorbiert, die in zwei Meßsystemen montiert sind. Diese beiden Systeme liegen horizontal nebeneinander; jedes System enthält zwei übereinanderliegende, dünne, geschwärzte Plättchen. Sie sind durch eine Isolierung getrennt. Jede der vier gleichen Platten ist elektrisch heizbar. Geheizt werden jedoch nur die zwei diagonal gegenüberliegenden Platten 1 und 4.

Zu den bekannten Zeichen treten in der Theorie noch folgende auf:

H = Heizleistung in der Platte ($\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$)

T_0 = Temperatur der Umgebung (grad K)

T_i = Temperatur der i. Platte (grad K)

a = Absorptionskoeffizient der geschwärzten Platten im UR.

α = Wärmeübergangszahl der Umgebung ($\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1} \text{grad}^{-1}$)

α_s = Strahlungsübergangszahl der Umgebung ($\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1} \text{grad}^{-1}$)

β = Wärmedurchgangszahl im Gerät ($\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1} \text{grad}^{-1}$)

γ = Wärmekapazität einer Seite pro Flächeneinheit ($\text{cal cm}^{-2} \text{grad}^{-1}$)

$$\frac{1}{H} \quad \frac{3}{H}$$

$$\frac{2}{H} \quad \frac{4}{H}$$

Für die instationären Temperaturverhältnisse beim Aufstieg lauten die Energiegleichungen:

$$(C 1) \text{ Platte 1: } aG - a\sigma T_1^4 + H - \alpha(T_1 - T_0) - \beta(T_1 - T_2) - \gamma \frac{dT_1}{dt} = 0$$

$$(C 2) \text{ Platte 2: } aA - a\sigma T_2^4 - \alpha(T_2 - T_0) - \beta(T_2 - T_1) - \gamma \frac{dT_2}{dt} = 0$$

$$(C 3) \text{ Platte 3: } aG - a\sigma T_3^4 - \alpha(T_3 - T_0) - \beta(T_3 - T_4) - \gamma \frac{dT_3}{dt} = 0$$

$$(C 4) \text{ Platte 4: } aA - a\sigma T_4^4 + H - \alpha(T_4 - T_0) - \beta(T_4 - T_3) - \gamma \frac{dT_4}{dt} = 0$$

³⁾ Zum Teil mit freundlicher Genehmigung von Herrn Dr. G. Hofmann übernommen.

Der Term der Eigenstrahlung kann wegen der kleinen Differenzen der Plattentemperaturen gegen die der Umgebung nach T_0 entwickelt werden:

$$(C 5) \quad T_i^4 = T_0^4 + 4T_0^3 (T_i - T_0) + \dots$$

Subtraktion der Gleichungen (2 - 1) und (4 - 3) ergibt mit der ersten Näherung der Reihenentwicklung:

$$(C 6) \quad a(A-G) - H - 4a\sigma T_0^3 (T_2 - T_1) - \alpha(T_2 - T_1) - 2\beta(T_2 - T_1) - \gamma \frac{d}{dt} (T_2 - T_1) = 0$$

$$(C 7) \quad a(A-G) + H - 4a\sigma T_0^3 (T_4 - T_3) - \alpha(T_4 - T_3) - 2\beta(T_4 - T_3) - \gamma \frac{d}{dt} (T_4 - T_3) = 0$$

Da das entwickelte Instrument eine so geringe Trägheit besitzt (s. Kap. C IIb), daß die Variationszeit der Energiegrößen hinreichend groß gegen die Einstellzeit des Instruments ist, und sich außerdem empirisch die zeitliche Veränderung der Temperaturdifferenzen (letzter Term) als von höherer Ordnung klein gegen die Absolutänderungen erwies (s. Kap. C III), kann man die Verhältnisse quasistationär weiterbehandeln.

$$(C 8) \quad aS - H = (\alpha + \alpha_s + 2\beta) (T_2 - T_1) = \epsilon \Delta T_L$$

$$(C 9) \quad aS + H = (\alpha + \alpha_s + 2\beta) (T_4 - T_3) = \epsilon \Delta T_R$$

Addition beider Gleichungen (9 + 8) und Subtraktion (9 - 8) liefern:

$$(C 10) \quad 2aS = \epsilon (\Delta T_R + \Delta T_L) = \epsilon \Theta_s$$

$$(C 11) \quad 2H = \epsilon (\Delta T_R - \Delta T_L) = \epsilon \Theta_H$$

Mit dem Quotienten beider Temperaturgrößen

$$(C 12) \quad q = \frac{\Theta_s}{\Theta_H} \text{ folgt als Endergebnis der Strahlungsstrom:}$$

$$(C 13) \quad S = q \frac{H}{a} = qH + \Delta S$$

Eventuelle Ungleichheiten zwischen den thermischen Konstanten bei der Systeme, die durch den Bau entstehen können, verursachen keinen Fehler im Meßergebnis, wenn die Heizleistung der Größe des Strahlungsstromes entspricht [24].

Dieses für die Aerologie geeignete Prinzip besitzt den Vorteil, die störenden Außeneinflüsse - z. B. durch die Belüftung - ohne den noch problematischen Gebrauch von Filtern nahezu auszuschalten, ja gerade eine mittelmäßige Ventilation als günstig auszunutzen. Überdies bedarf das

Gerät keiner Eichung, nur gewisser Korrekturen, und auch bei der Funkübertragung ist es von Vorteil, daß die Absolutwerte der Meßgrößen gegenüber ihren Differenzen keine Rolle spielen. Ein wesentlicher Vorzug liegt in der Tatsache, daß das Gerät geheizt werden muß. Zweckmäßigerweise wählt man die Heizleistung größer als die effektive Ausstrahlung beider Platten eines Systems. Dann liegt die Gerätetemperatur immer über der der umgebenden Luft. Ein Beschlagen des Gerätes in flüssiger oder fester Phase wird dadurch ausgeschlossen. Selbst flüssige oder feste Wolkenteilchen könnten beim Durchfliegen einer Wolke nur vorübergehend die Messung beeinträchtigen, da eventuelle Anlagerungen sofort nach Passieren verdampft würden.

b. Das Instrument: Träger der Plattensysteme ist ein 14 cm langes Messingrohr (Außendurchmesser 6 mm, lichte Weite 4 mm), welches 4,5 cm vor seinem Abschluß ein senkrecht dazu aufgelötetes Federblech (Bronze 0,3 mm dick) mit einem kurzen Stift ($\phi = 1$ mm) auf jeder Seite trägt. Im Abstand 1 cm und 3 cm sind beidseitig auf das Rohr je 2 weitere Stifte eingelötet. Die drei Stifte einer Seite halten ein Plattensystem. 1,5 cm unterhalb des Federbleches ist auf jeder Seite ein etwa 7 mm langer Schlitz in das Rohr gebohrt zur Durchführung eines Teiles der Leitungen.

Ein Plattensystem besteht aus einem rechteckigen Rahmen aus Isolierstoff ("Vinidur" der Dynamit A. G.) mit den Außenmaßen 4,0 x 2,5 cm bei 0,25 cm Rahmenbreite und 0,7 cm Dicke. Auf jeder Seite trägt er einen gleichgroßen Plattensatz: Die äußere Deckplatte ist ein beidseitig mattschwarz eloxiertes Aluminiumplättchen von 0,3 mm Dicke. Darunter liegt die Heizung. Sie ist eingebettet in einen gleichartigen Aluminiumrahmen von 0,25 cm Rahmenbreite, der an einer Stirnseite 0,6 cm weit aufgeschnitten ist. Er umrahmt die Heizung, die aus einem Konstantendraht von 0,1 mm Durchmesser und 94 cm Länge (d. h. ein Widerstand von 60,0 Ω) besteht, der bifilar parallel um ein Celluloidplättchen gewickelt ist. Dieses Plättchen mit den Maßen 34 x 19 x 0,2 mm wurde dafür an den Längsseiten reich gezahnt. Das Heizungsblatt wird nach innen zu durch eine gleichfalls schwarz eloxierte Aluminium-

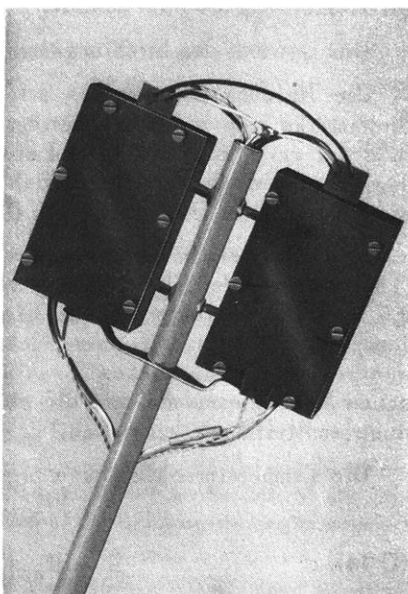


Abb. 1: Der Strahlungsstrommesser

folie von 0,1 mm Dicke abgedeckt. Aluminium wurde aus zwei Gründen gewählt: 1. Es läßt sich eloxieren, wodurch Isolierungen für Heizung und Halbleiter überflüssig sind. 2. Seine Wärmekapazität pro Volumeinheit ist unter den handelsüblichen Metallen gering.

Die Heizungszuführungen werden durch die Lücke im Rahmen herausgeführt.

Die letzte Folie liegt auf dem Vinidur-Rahmen fest auf und ist nach innen silberweiß eloxiert. Auf dieser glänzenden Eloxalschicht sind in Längsrichtung die eigentlichen Meßelemente, zwei Halbleiter, mit einem dünnen Trolitulfilm aufgeklebt. Diese Halbleiter sind in Serie geschaltet; um einen kurzschließen zu können, wird zwischen beiden ein Kabel abgeleitet.

Der untere Satz Plättchen ist völlig analog, wie auch das andere Plattensystem dem ersten gleicht. Das System wird durch sechs kleine Schrauben je Seite zusammengehalten.

Alle Ableitungen vom Instrument, insgesamt elf Drähte, werden durch das Rohr zur Radiosonde geführt.

Die Platten wurden mit einer etwa 30μ dicken Schwärzung bespritzt, die nach eingehenden Untersuchungen [24] bei $\lambda = 10\mu$ einen Absorptionskoeffizienten von $a = 0,86$ besitzt.

Das Gewicht des Strahlungsstrommessers beträgt 45 g.

Die Heizung des Gerätes erfolgt durch eine 6V-Batterie. Bei einer Stromstärke von ≈ 50 mA beträgt die Heizleistung in den Platten etwa $0,22 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Da die Leistung beim Aufstieg nicht überprüft werden kann, bedurfte es hinsichtlich einer äußerst peinlichen Leistungskonstanz besonderer Untersuchungen (Kap. C I 2).

c. Die Halbleiter: Im Strahlungsstrommesser werden Metalloxyd - Halbleiter (Thermistoren) der Firma Philips verwendet mit den Abmessungen $10 \times 2 \times 0,5$ mm. Die charakteristische Eigenschaft der Halbleiter ist eine starke Temperaturabhängigkeit ihres elektrischen Widerstandes, die in den hier interessierenden Bereichen 3 – 6% pro $^{\circ}\text{C}$ erreicht. (Wegen des elektronischen Mechanismus sei auf die einschlägige Literatur [12] und neuere Industriemitteilungen verwiesen.)

Die Temperaturabhängigkeit ergibt sich aus den Untersuchungen zu

$$(C 14) \quad R = R_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\gamma} e^{b \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)}$$

(Hierbei bedeutet γ eine sehr kleine Zahl > 0). Die beiden wichtigen Kon-

stanten R_0 (der Widerstand bei der Temperatur T_0) und b sind ausschlaggebend zwecks Anpassung an die Radiosonde. Sie betragen bei den zitierten Halbleitern etwa: $R_0 = R(0^\circ\text{C}) = 43 \text{ k}\Omega$; $b = 2300 \text{ grad}$. Jedoch stimmen selbst in einer Chargierung höchst selten zwei Widerstände in beiden Konstanten überein. Daher wurde für die Ausstattung eines Strahlungsstrommessers mit vier Halbleitersätzen folgender Weg beschritten: Jeder Satz wird aus zwei Elementen gebildet, die so ausgesucht sind, daß alle vier Sätze an vier Temperaturpunkten im Bereich von $+20^\circ$ bis -50°C ein möglichst gleiches Widerstandsverhältnis zu einem mittleren fiktiven Halbleitersatz besitzen. Die Kombination zweier Widerstände hat aber einen weiteren Vorteil: Im Interesse eines hohen Auflösungsvermögens (s. Kap. C II) ist bei höheren Temperaturen ein großer temperaturvariabler Widerstand und bei niederen Temperaturen ein nicht zu hoher Widerstand günstig. Diese Kombination erlaubt nun, den gesamten Temperaturbereich in zwei Stufen zu überdecken. In einer ersten Meßstufe wird der Bereich von $+15^\circ$ bis -30°C durchlaufen, das bedeutet eine Breite des Frequenzschriebs. Ein Relais schaltet dann in allen vier Sätzen jeweils einen Halbleiter kurz, und in einer zweiten Meßstufe wird die volle Breite des Registrierstreifens erneut durchlaufen, wobei nun der Temperaturbereich -30° bis -70°C überdeckt wird. Als Beispiel seien die Werte eines Satzes wiedergegeben:

	$t(^{\circ}\text{C})$	+15,0	+5,0	-5,0	-15,0	-25,0
I. Stufe:	$R(\text{k}\Omega)$	54,4	72,6	98,5	136,0	191,8
	$t(^{\circ}\text{C})$	-25,0	-35,0	-45,0	-55,0	-65,0
II. Stufe:	$R(\text{k}\Omega)$	38,2	128,2	192,3	293,5	476,0

2. Die Sende - Apparatur. Zur Übertragung der Meßwerte wurde der US-Radiosondentyp AN/AMT - 2C so umgebaut, daß er den neuen Meßanforderungen entsprach. Diese Methode gestattet die unmittelbare Funkübertragung der gemessenen Werte aus der Höhe zur Bodenstation. Als überlegenes Übertragungsverfahren wird das Prinzip der Frequenzmodulation der Trägerfrequenz eines Dezimeterwellensenders benutzt.

Die Apparatur sieht nach dem Umbau wie folgt aus (Abb. 3): In und an einem weißen Kunststoffkasten (16 x 14 x 12 cm) befinden sich a) der Sender, b) der Umschalt-Mechanismus, c) die Sender - Batterie und d) die Heizbatterie des Strahlungsstrommessers.

a. Der Sender: Der Sender besteht in seinen Hauptelementen aus einem Schwingkreis zur Erzeugung der Trägerwelle und einem Sperrschwinger zur Frequenzmodulation dieses Trägers. Die Trägerfrequenz liegt bei $403 \text{ MHz} \approx 75 \text{ cm}$ Wellenlänge.

Der Schwingkreis blieb beim Umbau unangetastet. Wie die Schaltskizze (Fig. 4) zeigt, handelt es sich um eine anodenmodulierte Gitterbasisschaltung an der Miniaturröhre IRP 5703. Von ihr zweigt eine 7,6 cm lange Lecherleitung ab; eine Stabantenne (Länge = $\lambda/2$) wird in ihr verschraubt und ragt unten aus dem Gehäuse heraus. — Die Anodenspannung beträgt 115 V, die Heizspannung 6 V. Im Betrieb ergaben sich ungefähr Stromstärken von 25 mA Anodenstrom und 230 mA Heizstrom. — Der Empfang bleibt normalerweise in Entfernungen von etwa 150 km noch klar.

Der modulierende Sperrschwinger (Fig. 5) wurde etwas verändert. Er enthält zwei mit einem Kern gekoppelte Induktivitäten als Rückkopplungsübertrager, einen Kondensator und die unten genannten Widerstände und Halbleiter. Das Modulationsrohr IRP 5875 besitzt eine Anodenspannung von 120 V und eine Heizspannung von 1,5 V.

Die gemäß dem veränderlichen Widerstand erzeugten niederfrequenten Kippschwingungen von 0–200 Hz im Sperrschwinger werden über die Anode des Senderohres der Trägerwelle als Frequenzmodulation aufgeprägt. Abnahme des Widerstandes bedeutet dabei Erhöhung der Modulationsfrequenz. Jedoch ist einer möglichen Frequenzerhöhung eine Schranke gesetzt. Diesem Frequenzintervall mußten die Halbleiter angepaßt werden.

b. Der Umschalt-Mechanismus: Zum Anschluß der Halbleiter an den Modulationskreis diente eine Umschalt-Apparatur. Ihr Schema ist in Fig. 6 wiedergegeben. Im Ruhezustand schließt das Relais A die Schaltung Nr. 1. Eine Uhr tastet in einer Minute die vier Halbleitersätze und einen sehr konstanten Festwiderstand von 110 k Ω ab. Dieser liefert die Bezugsfrequenz. Durch sie wird die Widerstandsmessung in die bequemere Bestimmung des Widerstandsverhältnisses transformiert. Hierbei betrug die Stromstärke $i = 0,1$ mA. Vor den Halbleitern liegt aus unten genannten Gründen (Kap. C II a) ein sehr konstanter Vorwiderstand (R_v) von etwa 38,5 k Ω .

Zur Messung der Höhe dient die Druckdose der Radiosonde. Sie betätigt beim Aufstieg einen Kontakthebel, der über eine Kontaktleiste gleitet. Diese Leiste ist in Luftdruckwerten geeicht.

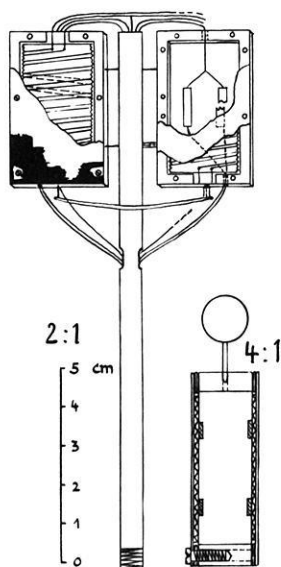


Abb. 2: Strahlungsstrommesser im Schnitt

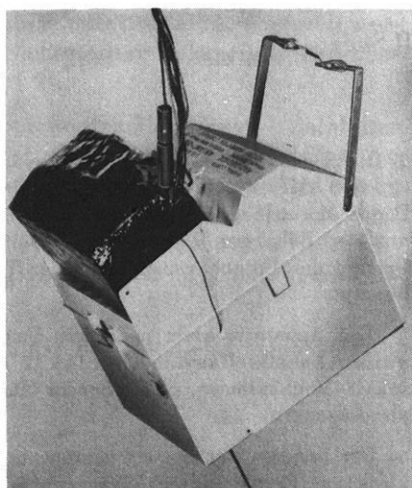


Abb. 3: Sende-Anlage zur Strahlungs-sonde

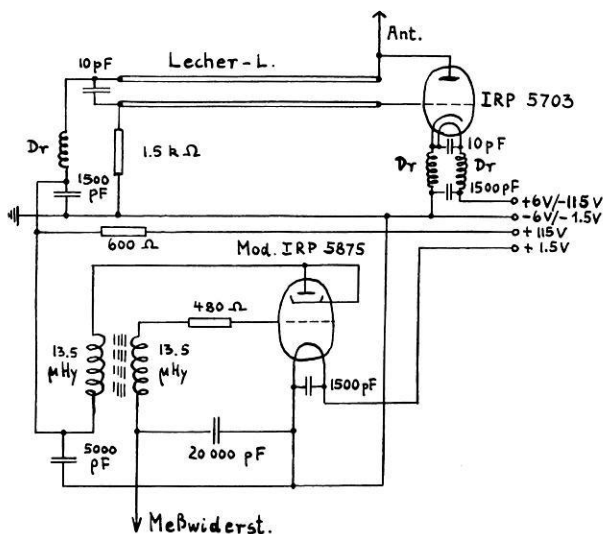
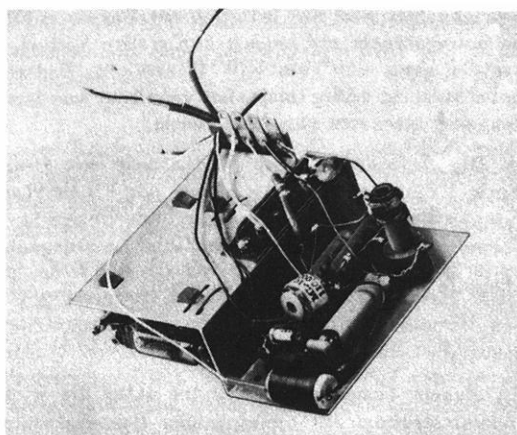


Abb. 4: Die Sender-Schaltung

Bei Schließen eines Kontaktes wird ein Anziehen des Relais A bewirkt: Schaltstellung 2. Nun fließt der Strom über einen Halbleiter des beschriebenen Typs, der als Temperaturelement wie üblich außerhalb der Sonde befestigt ist. Dieser liegt vor dem jeweils abgetasteten Widerstand und veranlaßt eine Frequenzerniedrigung gemäß seiner Temperatur. Damit wird einerseits die Bezugshöhe in mb angezeigt, andererseits eine grobe Temperaturmessung möglich. (Da die Beziehung Druck-Höhe sich nur langsam in der Atmosphäre ändert, wurden die metrischen Höhen aus den Druck-Höhen-Kurven der zeitlich benachbarten Routineaufstiege hinreichend genau interpoliert.) – Der 60. Kontakt wurde getrennt an die Heizbatte-

Abb. 5: Sperschwinger mit Rückkopplungsübertrager, Miniaturröhre, Bezugswiderstand und Vorwiderstand. (L. u. Senderrohr des umseitig montierten Senders sichtbar)



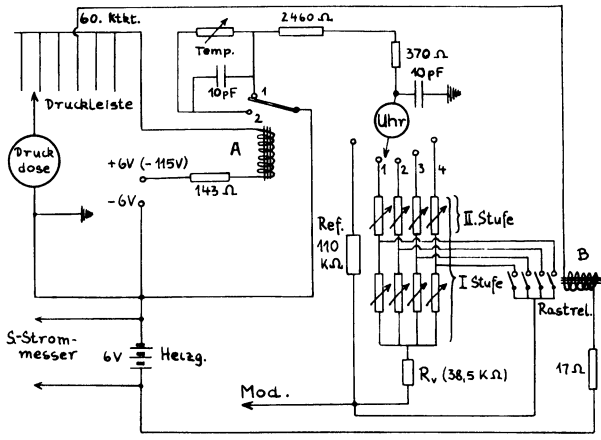


Abb. 6: Schaltskizze der Umschaltung

rie des Strahlungsstrommessers gelegt. Durch den kurzen Stromstoß bei Kontakt bewirkt das Rastrelais B den Kurzschluß der jeweils zweiten Halbleiter plus Vorwiderstand. Dadurch wird der schon hohe Widerstand der ersten Stufe um mehr als die Hälfte verringert.

Als Schalter wurden die Uhren der ehemaligen Lang-Radiosonde benutzt, die neue Kontaktwalzen erhielten. Auf diesen Walzen laufen spitze Federn aus Bronzeblech, nämlich fünf Zuleitungen und ein Abnehmer. Walze und Federn wurden versilbert. Bei einer Minute Umlaufszeit werden vier Kontakte für je 12 Sekunden, der fünfte für 9 Sekunden geschlossen. Die Uhren laufen normalerweise $3\frac{1}{2}$ Stunden.

Rastrelais, Kontaktuhr und eine Löt-leiste für elf Drähte wurden in einem Pappkästchen auf der Sonde befestigt.

c. Die Senderbatterie: Benutzt wurde die übliche US-Radiosondebatterie. Zur Inbetriebnahme wird sie lediglich mit Wasser gefüllt. Sie ist im Bodenraum der Sonde untergebracht und besitzt den großen Vorteil, daß sie im Betrieb eine Temperatur von etwa $+60^{\circ}$ bis $+70^{\circ}$ C erreicht. Dadurch wird die gesamte Senderanlage beim Aufstieg mäßig temperiert gehalten, was besonders der Heizbatterie des Strahlungsstrommessers zustatten kommt.

d. Die Heizbatterie: Die Heizbatterie des Strahlungsgerätes besteht aus drei in Serie liegenden Kleinst-Akkus der Firma *Rulag* - Karlsruhe. Sie besitzen eine Spannung von je 2 V. Bei der erforderlichen Stromentnahme von 50 mA wurden bei Zimmertemperatur folgende zeitliche Leistungsabnahmen beobachtet:

Tabelle 2:	t (h)	2,2	2,9	3,6
	$-\Delta H$ (%)	1	2	3

In diesem Temperaturbereich ist somit die wichtige Leistungskonstanz im Strahlungsinstrument mit hinreichender Genauigkeit gewährt. Daher wurden diese Blei-

akkus angesichts ihrer kleinen Dimensionen (je $4,3 \times 3,1 \times 1,2$ cm; Gewicht 45 g) isoliert zwischen Wasserbatterie und Außenwand befestigt. Im übrigen spielt der Temperatureinfluß erst in extremen Fällen eine Rolle. Der Heizstrom wurde vor jedem Aufstieg mit einem Amperemeter von *Hartmann & Braun* (Type HLav; $\pm 0,1\%$) bestimmt.

e. Die Tragevorrichtung: Zur Fixierung des Strahlungsstrommessers dient ein Kreuz aus Aluminiumrohr mit $\phi = 6$ mm und lichter Weite = 4 mm. Der Schnittpunkt wird durch eine Schaltdose gebildet, in welche die Längsstreben ($l = 0,6$ m) und die Querstreben ($l = 0,2$ m) eingeschraubt werden. Eine Querstrebe trägt den Strahlungsstrommesser.

Zum Aufstieg wurden 2 Ballontypen aus Kautschuk verwendet: 1. Beritex oder 2. Neopren (Gewicht 700 g). Als Füllgas diente Wasserstoff.

Um die strahlungsmäßig interessante untere Schicht langsamer zu durchstoßen, wurde an die Radiosonde ein Anfangsballast angehängt: In einem kleinen Pilotballon, der an seinem Ansatz mit einem durchbohrten Korken verschlossen war, befanden sich ungefähr 400 g Petroleum. Während des Ausfließens wurde so der Aufstieg in den ersten Minuten auf $1,5 - 2$ m sec⁻¹ verzögert.

Nach dem Platzen des Ballons gleitet die Apparatur an einem Fallschirm zu Boden.

Die Aufhängungshöhen sind:	Ballon – Fallschirm	3 m;
	Fallschirm – Strahlungsstrommesser	18 m;
	Strahlungsstrommesser–Radiosonde	3 m.

Die Gewichte der Apparatur betragen:

Strahlungsstrommesser	45 g
Traggestell + Leitungen	85 g
Radiosonde + Zubehör	1260 g
Gesamtgewicht	1390 g

Dieser Betrag überschreitet das beim üblichen Routineaufstieg vorhandene Gewicht um 470 g, d.h. beim Strahlungsaufstieg sind die Meßgeräte nur etwa um die Hälfte schwerer als im Routineaufstiegsbetrieb.

3. Die Aufnahme der Messungen. Der Empfang der Trägerwelle erfolgt mit einem Funkpeilgerät der US – Luftwaffe (SCR – 658). Dadurch kann der Weg des Strahlungsstrommessers über Grund genau angegeben werden. Am Empfänger wird der Träger demoduliert und die Niederfrequenz einem Frequenzschreiber zugeführt.

Dieser Frequenzschreiber (Typ AN/FMQ – 1 der US-Luftwaffe) besitzt einen Fallbügelschreiber, der auf dem Registrierstreifen alle 2 Sekunden einen Strich markiert. Der 26,4 cm breite Registrierstreifen ist in 100 Skalenteile unterteilt und besitzt eine Transportgeschwindigkeit von 1 cm min⁻¹. Während des Aufstieges wird die Einstellung der Bezugsfrequenz auf den Skalenteil 80,0 bei eventuellen Abweichungen, die rechnerisch korrigiert werden, ständig nachgestellt. Nach dem bisher Gesagten werden pro Minute also folgende Registrierungen vorgenommen:

1. Die Bezugsfrequenz (6 Zeichen)
2. Die Temperatur der Platten 1 – 3 (je 6 Zeichen)
3. Die Temperatur der Platte 4 (zur Unterscheidung 4 Zeichen)

Die Druckangabe unterbricht diese Zeichen durch Verringerung des Ausschlages.

II. Die experimentellen Voruntersuchungen

Bevor ein Strahlungsaufstieg in die freie Atmosphäre unternommen wurde, mußte zunächst die Brauchbarkeit, ja überhaupt die Möglichkeit des beschriebenen Verfahrens im Labor und bei Fesselaufstiegen untersucht werden.

a. Die Eichung der Halbleiter: Um die im Strahlungsstrommesser eingebauten Thermistoren der Apparatur anzupassen, war zunächst die Beziehung zwischen den Skalenteilen α der Registrierung und den Halbleitertemperaturen T zu prüfen. Da die Aufnahmegeräte wegen der Routineaufstiege zeitlich sehr wenig beansprucht werden durften, und andererseits die Röhren und Batterien nicht vorzeitig erschöpft werden sollten, kam eine direkte Eichung von $T \rightarrow \alpha$ nicht in Frage. Folgender Umweg wurde beschritten: Es erfolgte eine einmalige Eichung der Registrierung des Frequenzschreibers gegen den variablen Widerstand eines Senders (Beziehung $\alpha \rightarrow R$). Andererseits wurde jeder Strahlungsstrommesser betreffs der Beziehung $T \rightarrow R$ geeicht.

Die ermittelten Beziehungen lauten:

Tabelle 3:

Skalenteile (α)	Widerstand (R)	Skalenteile (α)	Widerstand (R)
100,0	85,90 k Ω	50,0	179,20 k Ω
90,0	96,60	40,0	224,95
80,0	110,00	30,0	300,50
70,0	125,00	20,0	445,9
60,0	146,85	15,0	598

Daß die Eichung mit einem Sender als hinreichend genau gelten darf, hat zwei Gründe: 1. Die Sender sind hinsichtlich der Konstanz der Modulationscharakteristik von hoher Güte. 2. Für die Messungen ist der Absolutwert von sekundärer Bedeutung; viel wichtiger ist eine genaue Kenntnis der Temperaturdifferenzen, d.h. der Widerstandsdifferenzen. Da die Charakteristik ($\frac{d\alpha}{dR}$) sich in den in Frage kommenden kleinen Bereichen nicht ändert und zudem bei allen Sendern hinreichend gleich ist, ist diese Methode berechtigt.

Die Eichung der Strommesser erfolgte im Temperaturbereich von $+20^{\circ}$ bis -70°C im Intervall von 10° . Dazu wurden die Strahlungsstrommesser, ein Norm-Thermistor und ein Pentan-Thermometer in ein mit Heptan gefülltes großes Dewar-Gefäß eingebracht. Ein kleiner Elektromotor betätigte im Heptanbad ein Rührwerk. Das Bad wurde durch einen einzutauchenden Einsatz mit festem CO_2 abgekühlt.

Die Widerstandsmessung erfolgte mit dem Präzisionskompensator nach Feußner (Hartmann & Braun) und einem Lichtmarkengalvanometer "Multiflex" der Firma Lange. Die Meßgenauigkeit liegt etwa bei $0,2\%_{00}$. Aus den bei Temperaturgleichheit gemessenen Werten in beiden Stufen wurden die a priori bestehenden Widerstandsdifferenzen zwischen den Halbleitern der Platten jedes Systems bestimmt. Damit konnten die Beziehungen zwischen den Halbleitertemperaturen und den Skalenteilen der Registrierung ($\alpha \rightarrow T$) berechnet werden.

Sofern die Temperaturcharakteristiken aller Halbleiterwiderstände im ganzen Temperaturbereich übereinstimmen, sind die Meßwerte zur Bestimmung des Strahlungsstromes besonders einfach zu gewinnen: Es genügt, den Auswertungsvorgang lediglich mit den Differenzen der Skalenteile auszuführen ohne von den Temperaturen Kenntnis zu nehmen.

Im Interesse eines möglichst großen Auflösungsvermögens ist anzustreben, daß schon bei den nächtlichen Maximaltemperaturen von etwa $+20^{\circ}\text{C}$ das Verhältnis von Halbleiterwiderstand zu einem festen Vorwiderstand möglichst groß wird. Wie man aus den Tabellen 1 und 3 erkennt, muß man zur Erreichung eines Mindestwiderstandes von $86\text{ k}\Omega$ in der ersten Stufe einen Festwiderstand von wenigstens $38,5\text{ k}\Omega$ vorschalten. Das erübrigt sich in der zweiten Stufe, wodurch deren Auflösungsvermögen beträchtlich wächst.

Die erzielte Ablesegenauigkeit liegt bei $0,1$ Skalenteil, was einem Temperaturfehler von folgender Größe entspricht:

Tabelle 4:

I. Stufe		II. Stufe	
T ($^{\circ}\text{C}$)	ΔT ($^{\circ}\text{C}$)	T ($^{\circ}\text{C}$)	ΔT ($^{\circ}\text{C}$)
+15	0,07	-35	0,04
+ 5	0,065	-45	0,055
- 5	0,07	-55	0,075
-15	0,08	-65	0,10
-25	0,085		

Um Anhalt über eventuelle Alterungserscheinungen der benutzten Thermistoren zu gewinnen, wurde der Normthermistor etwa zehnmals im Eichbad bis zu den üblichen Maximaltemperaturen behandelt. Danach scheint sich

wohl eine Tendenz zur Erhöhung seines Widerstandes gleichmäßig im ganzen Temperaturbereich anzudeuten. Die Größenordnung liegt jedoch unter der Grenze der Meßgenauigkeit des Absolutwertes bei der Eichung, so daß eine definitive Entscheidung nicht gefällt werden konnte. Überdies würde angesichts der untergeordneten Bedeutung, die dem Absolutwert der Temperatur bei der Strahlungsstrommessung zukommt, bei Annahme etwa gleicher Verhältnisse für alle Halbleiter der Einfluß kaum die Grenzen der Meßgenauigkeit übertreffen.

b. Die Messung des Ventilationseinflusses: Wenn auch der Strahlungsstrommesser keiner Eichung bedarf, so interessiert doch einerseits die Kenntnis seiner thermischen Daten, andererseits ist zu berücksichtigen, daß beim vertikalen Aufstieg der unterschiedliche Wärmeübergang an den oberen und unteren Platten gewisse Korrekturen bedingt. Schließlich verändert sich dieser äußere Wärmeübergang auch entscheidend mit abnehmendem Luftdruck.

Zur Bestimmung der thermischen Daten wurde ein Strahlungsstrommesser im Windkanal untersucht. Das Instrument wurde unter einem Anstellwinkel $\psi = 40^\circ$ verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten von $v_R = 0 - 3,4 \text{ m sec}^{-1}$ ausgesetzt. Hier bedeutet v_R die bei einem Aufstieg aus der Vertikalgeschwindigkeit (v_V) und horizontalen Pendelgeschwindigkeit (v_H) resultierende Anströmungsgeschwindigkeit.

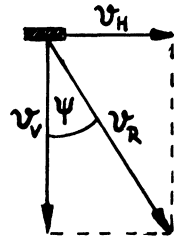


Abb. 7: Gespann der Strahlungssonde

Unter vereinfachten Annahmen über das Pendeln der Geräte ergibt sich bei einer Pendellänge von etwa 20 m eine Schwingungsdauer von $\tau_p = 8,9 \text{ sec}$. Wie in Kap. C III festgestellt wird, beträgt der mittlere Maximalausschlag von der Nullage $\phi = 15^\circ$. Das entspricht einer Bogenlänge von 5,2 m. Da während der Zeit τ_p die vierfache Strecke durchlaufen wird, beträgt also die Horizontalgeschwindigkeit $v_H = 2,3 \text{ m sec}^{-1}$.

Die übliche Aufstiegs geschwindigkeit $v_V = 2,5 \text{ m sec}^{-1}$ bedingt danach eine resultierende Anströmungsgeschwindigkeit $v_R = 3,4 \text{ m sec}^{-1}$ und der Anstellwinkel ψ berechnet sich zu rund 40° .

Mit einer Heizleistung $H = 0,200 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ ergaben die Messungen im Windkanal die folgenden Zahlenwerte:

1. Die Wärmeübergangszahl α_n bei Normalbedingungen ($p_0 = 955 \text{ mb}$, $T_0 = 290^\circ \text{K}$) für die Luv- und Leeseite der angeströmten Platten:

$$\alpha_{\text{l uv}} = 0,026 + 0,033 v_R^{0,5} \quad \text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ grad}^{-1}$$

$$\alpha_{\text{l ee}} = 0,022 + 0,029 v_R^{0,65} \quad \text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ grad}^{-1}$$

Mit hinreichender Genauigkeit für spätere Betrachtungen sei ein Mittelwert gesetzt:

$$\alpha_n = 0,024 + 0,03 v_R^{0,57} \quad \text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ grad}^{-1}$$

2. Die Wärmedurchgangszahl β , die sich aus den Komponenten für Wärmeleitung β_L und gegenseitige Zustrahlung β_S zusammensetzt:

$$\beta = \beta_L + \beta_S = 0,023 \quad \text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ grad}^{-1}$$

Der aus vereinfachten Annahmen berechnete Wert beträgt:

$$\beta_R = 0,017 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ grad}^{-1}.$$

Mit Kenntnis der Wärmeübergangszahlen α und β kann nun die Empfindlichkeit des Gerätes mittels der Gl. C 8 u. 9 vorausberechnet werden. Unter den oben erwähnten Bedingungen lautet bei $v_R = 3,4 \text{ m sec}^{-1}$ die Zahlenwertgleichung

$$(C 15) \quad E = \frac{\Delta T}{aS + H} = 7,4 \text{ grad cal}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ min}$$

3. Aus der im instationären Fall gemessenen Zeitkonstante $b = \frac{1}{\tau}$ der Gleichung

$$(C 16) \quad \frac{\Delta T}{\Delta T_0} = e^{-bt}$$

berechnet sich die Einstellzeit auf $\frac{1}{e}$ der Anfangsdifferenz ΔT_0 zwischen den Platten eines Systems bei Normalbedingungen und $v_R = 3,4 \text{ m sec}^{-1}$ zu $\tau = 32 \text{ sec}$. Sie stimmt zufällig genau überein mit dem theoretisch berechneten Wert, der sich aus der dadurch bestätigten Zahlenangabe für die Wärmekapazität γ pro Flächeneinheit ergibt.

$$(C 17) \quad \tau = \frac{\gamma}{\alpha + \alpha_s + \beta}$$

Der berechnete Wert für die Wärmekapazität beträgt:

$$\gamma_R = \gamma = 0,072 \text{ cal cm}^{-2} \text{ grad}^{-1}.$$

Der Zahlenwert für τ , Ausdruck der relativ geringen Trägheit des Instrumentes, ließe sich wohl noch weiter herabdrücken, jedoch in der Hauptsache nur auf Kosten der Empfindlichkeit des Gerätes. Bei den Entwicklungsarbeiten des Instrumentes war es besonders wichtig, hier einen vernünftigen Kompromiß zwischen Empfindlichkeit und Trägheitslosigkeit zu schließen.

Für die untere Stratosphäre berechnet sich die Empfindlichkeit zu $E = 12,5 \text{ grad cal}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ und das Trägheitsmaß zu $\tau = 1 \text{ min}$. Das ständige Anwachsen der Trägheit spielt angesichts der annähernden Temperaturkonstanz in der Stratosphäre keine Rolle; die Erhöhung der Empfindlichkeit jedoch ist wegen der gleichzeitigen Verringerung der Ablesegenauigkeit erwünscht. Zur Überprüfung des Gerätes wurden im Windkanal bei gleichen Bedingungen durch eine Ersatzschaltung [24] die unteren Platten mit der Pseudo-Strahlungsleistung $S = H = 0,200 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ geheizt. Bei den Anströmungsgeschwindigkeiten $v_R = 0 - 3,5 \text{ m sec}^{-1}$ ergaben sich bei Normalbedingungen die folgenden positiven prozentualen Abweichungen vom Sollwert:

Tabelle 5:

$v_R \text{ (m sec}^{-1}\text{)}$	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5
$\Delta q \text{ (\%)}$	12	24	20	18	16	14	13	12

Diese Abweichungen werden durch den unterschiedlichen Wärmeübergang an den oberen (luv) und unteren (lee) Platten verursacht. Untersuchungen an einem anderen Strahlungsstrommesser zeitigten im in Frage kommenden Bereich der Anströmung die gleichen Ergebnisse bei einer mittleren Abweichung von etwa 3%.

Es zeigt sich also, daß eine stärkere Ventilation sich günstiger auswirkt. Andererseits darf die Aufstiegs geschwindigkeit des Instrumentes aus Trägheitsgründen nicht zu groß werden (s. Kap. C III).

Die in Tabelle 5 angegebenen Korrekturen in Abhängigkeit von v_R lassen sich mit der obigen Beziehung zwischen α_n und v_R nun auch als Funktion von α_n ausdrücken.

Die Wärmeübergangszahl α nimmt aber beim Aufstieg mit der Dichte der Luft ab. Mit Hilfe zweier Beziehungen (Formel von *Pohlhausen* [25] und *Sutherlandsche* Formel [4]) läßt sich ihr Wert in Abhängigkeit von p berechnen:

$$(C 18) \quad \alpha = \left(\frac{p}{p_n}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_n}{T}\right)^{\frac{3}{4}} \alpha_n = \Gamma \alpha_n$$

Da für jede Aufstiegs geschwindigkeit v_y der Wert von v_R und damit α_n bekannt sind, kann für jeden Druck die abzuziehende Korrektur aus Tabelle 5 als Funktion von α berücksichtigt werden:

$$\Delta q = f(\alpha)$$

(s. Kap. C III u. Fig. 9).

c. Die Fesselaufstiege: Der erste Fesselaufstieg wurde mit einem Strahlungsstrommesser ausgeführt, der als erstes Entwicklungsmodell eine Vorstufe zum beschriebenen Gerät darstellt. Er war bestückt mit vier Halbleitern der US-Sonde. Am 24.2.1954, 18.45 MEZ wurden Messungen in 100 m Höhe über dem Flugfeld München - Riem unternommen. Unter einem dünnen cs - Schleier bei $-1,1^{\circ}\text{C}$ Hüttentemperatur betrug der Mittelwert aus 10 Messungen $S = + 0,086 \pm 0,012 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$.

Ein weiterer Fesselaufstieg mit einem verbesserten zweiten Modell, das aber gleichfalls mit Radiosondethermistoren ausgerüstet war, wurde am 3.3.54 20.18 MEZ wiederum über der Wiese des Flugfeldes vorgenommen. Die Nacht war strahlungsklar, jedoch war im mittleren und hohen Niveau Feuchtluft eingeflossen. Die zufriedenstellenden Messungen dieses Versuches ergaben folgende Werte:

Tabelle 6:

Höhe (m)	Zahl der Messungen	Strahlungsstrom ($\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$)	mittl. Fehler d. Einzelmessg.(%)
0	4	$+ 0,058 \pm 0,005$	+ 8
20	4	$0,058 \pm 0,008$	14
40	4	$0,055 \pm 0,005$	9
50	3	$0,046 \pm 0,003$	6,5
70	7	$0,048 \pm 0,0006$	1,5

Auffallend ist hier die später stets wiedergefundene Abnahme des Strahlungsstromes mit der Höhe in der bodennahen Luftschicht.

Diese Ergebnisse ermutigten zum Beginn der Messungen, die mit einem dritten Modell, dem beschriebenen, vom Sommer 1954 bis Sommer 1955 stattfanden.

III. Die Berücksichtigung von Störeffekten

Bei Messung der geringen Eigenstrahlung atmosphärischer Gase ist die Störstrahlung der Hilfsgeräte zu beachten.

Die Störstrahlung des Ballons wurde unter den ungünstigsten Annahmen ("Schwarz"strahlung; völlige Transparenz des zwischen Ballon und Gerät befindlichen Luftraumes) berechnet. Als maximale Störleistung am Gerät wurde zugelassen $l \leq 0,005 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Daraus läßt sich eine Bestimmungsgleichung für die Aufhängungshöhe (r) des Ballons aufstellen. Dabei ist jedoch eine relative Vergrößerung des Ballonradius mit der Höhe von rund 4% pro km zu berücksichtigen. Der Ballonradius beträgt beim Start

rund 1 m. Dann errechnet sich die Mindesthöhe der Aufhängung in Abhängigkeit von der Aufstiegshöhe (H) zu:

Tabelle 7:	H (km)	r (m)	H (km)	r (m)
	0	10,7	20	13,4
	10	9,5	30	20,0

Als Aufhängungshöhe wurde 21 m gewählt.

Kompensierend gegen den vernachlässigbaren Balloneinfluß wirkt die Störstrahlung der unter dem Meßinstrument hängenden Radiosonde. Deren Mindestentfernung berechnet sich unter gleichen Annahmen zu 65 cm. Da die Sonde etwa 3 m unter dem Gerät hängt, liegt die Störstrahlung unter der Meßgenauigkeit.

Das Traggestell fixiert nicht nur das Instrument, sondern enthält auch die Zu- und Ableitungen. Der störende Einfluß einer Längsstrebe wurde bei Annahme ungünstigster Verhältnisse berechnet und ergibt die vernachlässigbare Größenordnung von $5 \cdot 10^{-5} \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$.

Ein weiteres Problem ist das unvermeidliche Pendeln der Geräte, wobei der Strahlungsstrommesser um kleine Winkel gegen die Horizontale geneigt wird, und die vertikale Resultante der Strahlungsflüsse im zeitlichen Mittel nicht mehr in Normalrichtung einfällt. Die lange Aufhängung der Geräte wirkt auf die Pendelbewegung stark dämpfend. Dennoch mußte der Pendeleffekt berücksichtigt werden. Die Massenverteilung des Gespanns erlaubt die Betrachtungsweise für ein mathematisches Pendel. Das Pendeln erfolgt jedoch weder nach den Gesetzen des linearen noch des sphärischen Pendels. Die Geräte führen, verursacht durch die Bögigkeit, Pendelbewegungen nach Zufallsgesetzen aus. Die Spur in einer Fläche ähnelt eher – zwecks Berechnungsmöglichkeit stark idealisiert! – der Figur einer Astroide. Als zeitlicher Mittelwert der Winkelabweichung von der Nullage ergibt sich:

$$(C 19) \quad \bar{\phi} = 0,6 \phi_0$$

wobei ϕ_0 den Maximalausschlag bedeutet. Wie quantitativ bekannt ist [24], bedingt die Schwärzung der Meßfühler bei schrägem Strahlungseinfall eine verringerte Absorption um den Prozentsatz Δa :

Tabelle 8:

$\phi_0 =$	5°	10°	15°	20°
$\bar{\phi} =$	3°	6°	9°	12°
$\Delta a (\%) =$	0,5	1,3	2,3	3,6

Gelegentlich eines Tagesaufstieges wurde das Pendeln bis zu einer Höhe von 20 km mit dem Theodoliten gemessen und ein zeitlich mittlerer Maximalausschlag von rund 15° festgestellt. Danach muß also der Meßwert um +2% korrigiert werden. Mit dem Absorptionskoeffizienten der Schwärzung $a = 0,86$, der laut Gl. C 13 eine Korrektur um +16% bedingt, ergibt sich also eine Strahlungskorrektur des Meßwertes von +18%.

Der Temperaturgradient in der Troposphäre und besonders in der Substratosphäre zwingt zu einer Abschätzung des störenden Einflusses der Temperaturträchtigkeit des Instrumentes. Für eine Plattenseite wurde unter Annahme der ungünstigsten Voraussetzungen eine Verfälschung der auffallenden Strahlung um $0,01 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ berechnet. Sie liegt innerhalb der Meßgenauigkeit. Die andere Plattenseite des Systems unterliegt aber dem gleichen Einfluß, so daß sich der Effekt um eine weitere Größenordnung verkleinert. In der unteren Troposphäre sind die Verhältnisse wegen des besseren Wärmeüberganges günstiger, in der Stratosphäre ist der Einfluß wegen der geringen Temperaturgradienten unbedeutend. Diese Abschätzungen waren natürlich ausschlaggebend bei den Konstruktionsüberlegungen hinsichtlich Wärmekapazität und Wärmedurchgang im Instrument.

Als weiterer möglicher Fehler mußte eine eventuelle Erwärmung der Thermistoren berücksichtigt werden. Im stationären Gleichgewicht muß der im Halbleiterwiderstand R fließende Strom i Erwärmung verursachen. Der größte Teil dieser Leistung wird jedoch gemäß den Wärmeübergangszahlen $\alpha + \alpha_s + \beta$ und der Plattenfläche F wieder abgeführt. Die verbleibende Temperaturerhöhung

$$(C 20) \quad \Delta T = \frac{i^2 R}{(\alpha + \alpha_s + \beta) F}$$

berechnet man unter den ungünstigsten Annahmen zu $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}$. Dieser Fehler liegt aber innerhalb der Ablesegenauigkeit.

Die Korrektur der Meßergebnisse: Nach den Ergebnissen der Untersuchungen sind zwei gegenläufige Korrekturen an den Meßwert anzubringen:

- a) Die thermische Korrektur (C II b) ist zu subtrahieren.
- b) Die Strahlungskorrektur (C III) ist zu addieren.

Beide Prozentangaben werden zu einem Diagramm (Fig. 8) zusammengezogen. – Die Korrekturanweisung lautet wie folgt:

1. Mit der in großen Bereichen gleichen mittleren Aufstiegsgeschwindigkeit v_v wird aus dem Diagramm Nr. 1 die Wärmeübergangszahl α_n bestimmt.
2. Der Wert von α_n wird mit dem Faktor Γ multipliziert, der in Abhängigkeit vom Druck p aus dem Diagramm Nr. 2 abzulesen ist.

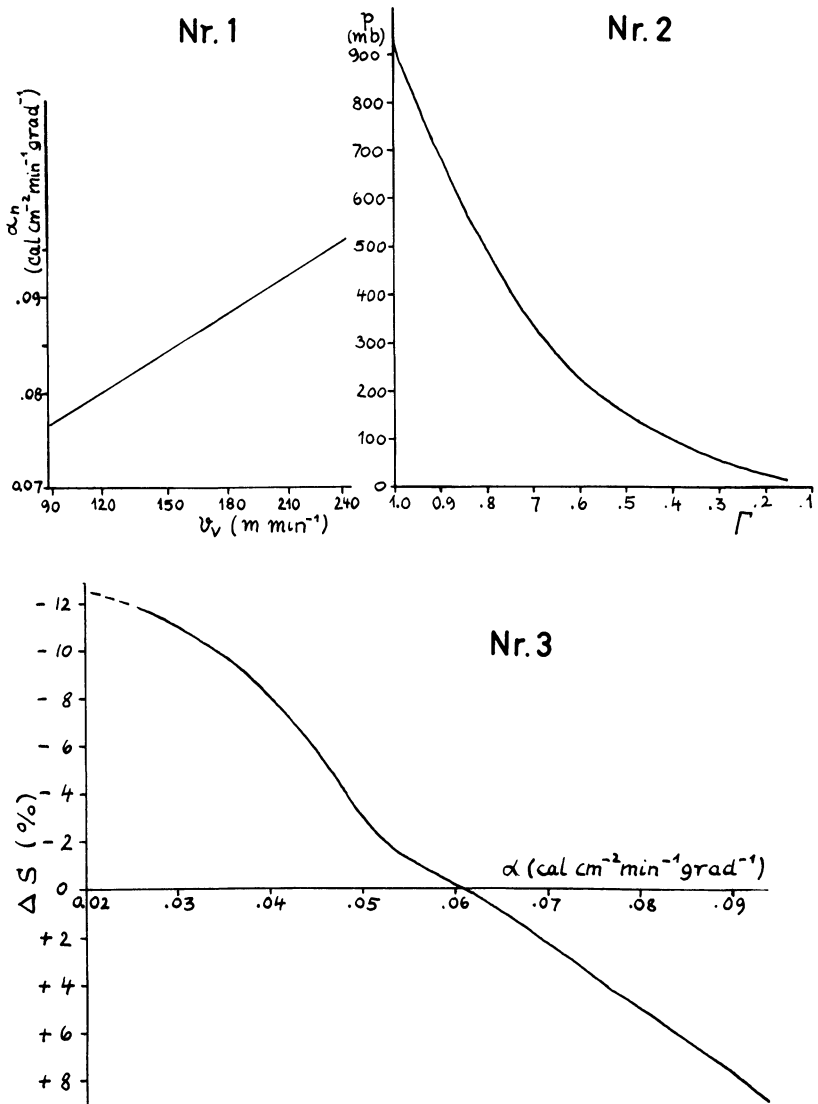


Abb. 8: Korrekturdiagramme

3. Mit Kenntnis dieses Produktes, nämlich α , wird aus dem Hauptdiagramm Nr. 3 die Korrektur in Prozent des Meßwertes aufgesucht. Sie liegt normalerweise in den Grenzen -11 bis $+7\%$, was in Anbetracht der geringen Ultrarot-Leistungen nicht schwer wiegt.

Die Meßgenauigkeit läßt sich angesichts der Variationsbreite und der Vielfalt der eingehenden Parameter nicht leicht angeben. Die Messungen zeigen eine Streuung der Werte relativ zueinander von $\Delta S = + 0,007 \dots 0,010 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. d.h. $+ 0,5 \dots 0,7 \text{ mW cm}^{-2}$. (Die Differenzen der Meßdaten beider Stufen liegen beim Umschalten unter $\Delta S = \pm 0,005 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$.)

Die Meßgenauigkeit des Absolutwertes wird mit $\Delta S = \pm 0,015 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ berechnet, d. s. im Mittel $\pm 5 \dots 10\%$ des Meßwertes.

D I. Die Strahlungsstrommessungen

Nach Kenntnis des Meßverfahrens folgen nun die Ergebnisse der Strahlungsaufstiege, die theoretischen Vergleichswerte und eine Beschreibung der näheren Umstände.

Es wurden sechs Aufstiege ausgeführt, die größte erreichte Meßhöhe betrug 18 010 m ü. NN. Die Aufstiege fanden in den Nachtstunden vom Flugfeld München - Riem ausgehend statt ($\lambda = 11^\circ 42' \text{ E}$, $\phi = 48^\circ 08' \text{ N}$, Höhe ü. NN.: 526 m).

Den theoretisch bestimmten Werten des Strahlungsstromes S liegen die Temperaturen und Feuchtemeßwerte des jeweils folgenden nächtlichen Routineaufstieges von etwa 03.00 MEZ zugrunde. (Wegen Abänderungen s. Kap. DII.) Bei diesen Rechenwerten wurde die Stoßverbreiterungskorrektur nach *Lorentz* berücksichtigt.

Für die 400 mb-Fläche wurde der Wert S_{400} nach dem zitierten Kurzverfahren von *Möller* [18] bestimmt.

Die Bodenwerte wurden auch vergleichsweise mit dem bewährten Strahlungsbilanzmesser von *Hofmann* gemessen und sind unter dem Vermerk "Stbm." wiedergegeben.

Außer dem nach Kap. B II bestimmten Bodenwert ist überdies der Wert nach der Ausstrahlungsformel von *Ångström* mit den revidierten Konstanten von *Boltz* und *Fritz* [5] unter dem Vermerk "A. - Formel" aufgenommen.

Schließlich sind noch in den Tabellen die aus der Strahlungsbilanz berechneten Temperaturänderungsgeschwindigkeiten enthalten.

In den graphischen Darstellungen sind als Abszisse aufgetragen:

1. Der Strahlungsstrom S nach Messung ($\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$)
2. Der Strahlungsstrom S nach Rechnung ($\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$)
3. Die strahlungsbedingte Temperaturveränderung pro Zeit ($^\circ\text{C h}^{-1}$)
4. Die absolute Feuchte aus dem folgenden Routineaufstieg f (g m^{-3})

5. Die Temperatur aus dem folgenden Routineaufstieg t ($^{\circ}\text{C}$)
6. Der Wert S_{400} nach dem Kurzverfahren
7. Der mit dem Strahlungsbilanzmesser bestimmte Vergleichswert am Boden.

Als Ordinate erscheint in linearem Maßstab der Druck. Dies ist hinsichtlich der Bestimmung der Temperaturänderungsgeschwindigkeit zweckmäßig.

1. Strahlungsaufstieg

Tag, Zeit: 28. 8. 1954 23.40 MEZ

Bodenbeschaffenheit: Grasnarbe

Hüttentemperatur: $+10,2^{\circ}\text{C}$ **Dampfdruck:** 9,7 Torr **Luftdruck:** 961 mb

Bewölkungszustand: Wolkenlos, doch hoher Feuchtegehalt in den unteren Schichten (am vorhergehenden Morgen herrschte starker Dunst). In der Höhe hatte sich von W ein Bewölkungsschirm bis auf etwa 25 km Entfernung herangeschoben, der sich größtenteils wieder auflöste. Am folgenden Morgen herrschte völlige Bedeckung mit leichtem Niederschlag.

Erreichte Höhe: 499 mb, d. h. 5740 m ü. NN.

Zahl der ausgewerteten Messungen: 51

Flugweg: SSE (150°), 18 km; vorwiegend über Wald in 550 – 620 m ü. NN.

Routineaufstieg: 29. 8. 1954 04.15 MEZ

Gemessene Werte:

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm $^{-2}$ min $^{-1}$)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm $^{-2}$ min $^{-1}$)
527	961	$+0.052 \pm 0.009$	2 650	744	0.189
570	955	.034	2 770	732	.193
690	942	.044	2 890	721	.181
810	929	.070	2 990	712	.176
910	918	.110	3 120	701	.178
1 030	906	.116	3 240	690	.186
1 140	894	.131	3 290	684	.191
1 250	883	.146	3 370	678	.204
1 360	870	.147	3 430	674	.204
1 490	857	.155	3 490	669	.197
1 620	844	.178	3 610	658	.201
1 740	831	.172	3 740	648	.206
1 860	819	.162	3 810	645	.205
1 990	806	.163	3 880	638	.199
2 130	793	.163	3 950	632	.199
2 250	781	.172	4 020	626	.206
2 380	768	.170	4 140	616	.213
2 510	756	.176	4 240	608	.199

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)
4 360	599	0.194	5 240	535	0.222
4 470	590	.201	5 360	525	.228
4 600	581	.215	5 480	516	.239
4 730	571	.216	5 540	512	.235
4 830	564	.223	5 600	508	.236
4 930	556	.224	5 670	504	.241
5 030	549	.232	5 740	499	.248
5 140	542	.231			

Berechnete Werte: ($t_{\text{eff}} = +4^{\circ}\text{C}$):

526	960	(0.071)	3 080	705	.166
640	946	.071	3 360	680	.172
800	930	.093	3 840	640	.181
980	910	.112	4 160	615	.188
1 150	892	.123	4 360	600	.193
1 620	844	.138	4 890	559	.206
1 960	810	.145	5 090	544	.214
2 250	782	.152	5 230	535	.220
2 570	752	.159	5 590	510	.238
2 760	734	.160			

$S_{400} = (0,31 \text{ extrapoliert!})$ Kurzverfahren: $S_{400}^{\circ} = 0,299 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$

A.-Formel: $S_0 = 0,106 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$

Temperaturveränderungen:

p (mb)	$\Delta T/\Delta t$ ($^{\circ}\text{C h}^{-1}$)	p (mb)	$\Delta T/\Delta t$ ($^{\circ}\text{C h}^{-1}$)
958	+ 0,8	720	+ 0,25
948	- 0,2	690	- 0,15
925	- 0,5	650	0
900	- 0,3	623	- 0,25
875	- 0,1	608	+ 0,3
853	- 0,45	575	- 0,2
833	+ 0,2	543	+ 0,25
810	0	518	- 0,15
765	- 0,1		

2. Strahlungsaufstieg

Tag, Zeit: 21. 1. 1955 21.09 MEZ

Bodenbeschaffenheit: Schneedecke

Hüttentemperatur: $-7,5^{\circ}\text{C}$ Dampfdruck: 2,4 Torr Luftdruck: 953 mb

Bewölkungszustand: Wolkenlos; von W schob sich ein niedriger ci-Schleier heran, der sich am Abend auflöste.

Erreichte Höhe: 184 mb, d. h. 12 090 m ü. NN.

Zahl der ausgewerteten Messungen: 42

Flugweg: SSE (150°), 43 km bis SW Rosenheim; vorwiegend über Schneedecke in 590 m ü. NN.

Routineaufstieg: 22. 1. 1955 03.08 MEZ

Gemessene Werte:

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)
527	953	+ 0.057 + 0.003	7 230	393	0.264
560	950	.050	7 530	376	.290
1 040	896	.024	8 020	350	.274
1 600	835	.065	8 240	339	.266
2 120	782	.072	8 440	329	.278
2 410	753	.119	8 650	319	.277
2 730	724	.121	8 830	310	.278
3 330	669	.135	9 050	300	.288
3 620	644	.126	9 310	288	.306
3 970	616	.157	9 520	279	.301
4 230	596	.164	9 730	270	.324
4 790	552	.182	9 980	260	.330
5 390	510	.216	10 240	249	.328
5 590	496	.225	10 450	241	.328
5 810	481	.208	10 730	230	.323
6 000	468	.212	10 900	224	.311
6 240	452	.221	11 190	214	.274
6 360	444	.245	11 620	199	.258
6 500	436	.271	11 830	192	.237
6 690	424	.239	12 030	186	.237
6 950	409	.228	12 090	184	.234

Berechnete Werte: ($t_{\text{eff}} = -12,5^{\circ}\text{C}$):

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)
526	949	(0.056)	5 200	523	0.174
770	921	.065	6 040	466	.199
1 040	891	.098	7 120	400	.223
1 670	826	.119	7 360	387	.231
2 460	748	.137	8 070	348	.247
2 980	700	.141	9 370	286	.288
3 830	627	.156	10 900	224	.284
4 490	575	.166	12 150	183	.281

$$S_{400} = 0,243 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \quad \text{Kurzverfahren: } S_{400}^{\circ} = 0,247 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$$

$$\text{Stbm: } S_0 = 0,057 \pm 0,005 \quad \text{A.-Formel: } S_0 = 0,123 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$$

Temperaturveränderungen:

p (mb)	$\Delta T/\Delta t$ ($^{\circ}\text{C h}^{-1}$)	p (mb)	$\Delta T/\Delta t$ ($^{\circ}\text{C h}^{-1}$)
938	+ 0,25	465	- 0,1
908	0	443	- 0,75
865	- 0,2	425	+ 0,55
820	0	395	- 0,5
790	- 0,1	360	+ 0,1
770	- 0,45	320	- 0,1
715	- 0,05	285	- 0,3
660	+ 0,15	250	0
633	- 0,25	215	+ 0,65
583	- 0,1	195	+ 0,3
525	- 0,2	190	+ 0,05
490	+ 0,3		

3. Strahlungsaufstieg

Tag, Zeit: 8. 3. 1955 21.50 MEZ

Bodenbeschaffenheit: Schneedecke

Hühtemperatur: $-5,5^{\circ}\text{C}$ Dampfdruck: 2,9 Torr Luftdruck: 936 mb

Bewölkungszustand: Rasch zunehmende Bewölkung. In der Vorbereitungszeit war der Himmel mit teils dünnem teils dichterem cs ganz bedeckt. Bis zum Start hatten sich dann 7/8 sc ausgebreitet. (Zur Berechnung wurde eine schwarzstrahlende Wolkenobergrenze in 1 550 m ü. NN. mit einer Temperatur von $-8,0^{\circ}\text{C}$ zugrunde gelegt bei einer Untergrenze von $-7,2^{\circ}\text{C}$ in 1 380 m.)

Erreichte Höhe: 70 mb, d. h. 18 010 m ü. NN.

Zahl der ausgewerteten Messungen: 117

Flugweg: NE (45°), etwa 100 km bis Gegend Straubing; vorwiegend über Schneedecke in 500 - 350 m ü. NN.

Routineaufstieg: 9. 3. 1955 03.03 MEZ

Gemessene Werte:

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm $^{-2}$ min $^{-1}$)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm $^{-2}$ min $^{-1}$)
527	936	+0.037 \pm 0.002	2 210	757	0.092
710	916	-0.008	2 510	730	.109
910	894	+0.014	2 660	715	.109
1 100	873	.004	2 800	703	.113
1 300	852	.069	2 930	690	.118
1 460	834	.064	3 130	673	.123
1 630	816	.066	3 250	662	.137
1 910	787	.064	3 400	648	.128
2 060	772	.093	3 560	635	.143

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)
3 720	621	0.134	10 820	216	0.218
3 950	603	.149	11 050	208	.206
4 110	589	.161	11 230	204	.206
4 540	555	.153	11 290	200	.217
4 660	545	.153	11 410	196	.210
4 800	536	.149	11 510	193	.226
4 940	526	.147	11 920	181	.238
5 010	520	.151	12 060	177	.224
5 100	514	.168	12 160	174	.224
5 230	504	.175	12 290	171	.210
5 370	494	.174	12 400	168	.210
5 490	486	.202	12 530	164	.213
5 600	478	.202	12 790	158	.211
5 740	469	.208	12 910	155	.216
5 890	459	.217	13 030	152	.221
6 000	452	.212	13 160	149	.239
6 110	444	.208	13 290	147	.245
6 250	436	.208	13 410	144	.243
6 360	428	.218	13 540	141	.241
6 510	419	.232	13 670	138	.224
6 660	411	.237	13 790	136	.223
6 810	402	.232	13 910	133	.222
6 930	395	.232	14 040	131	.218
7 080	387	.232	14 290	126	.228
7 310	373	.263	14 410	123	.228
7 690	353	.259	14 530	121	.231
7 860	344	.256	14 650	119	.232
8 050	334	.269	14 770	116	.226
8 230	325	.269	14 990	113	.236
8 410	316	.286	15 210	109	.228
8 560	308	.297	15 330	107	.237
8 750	300	.271	15 450	105	.231
8 870	294	.271	15 570	103	.214
9 050	286	.252	15 690	101	.220
9 190	279	.257	15 810	99	.220
9 330	273	.259	15 930	97	.227
9 480	267	.231	16 050	96	.222
9 610	262	.225	16 170	94	.222
9 750	256	.249	16 290	92	.222
9 850	252	.249	16 410	90	.223
10 000	246	.237	16 530	89	.225
10 100	242	.235	16 650	87	.219
10 210	237	.243	16 770	85	.228
10 320	233	.246	16 990	82	.235
10 460	228	.253	17 210	80	.224
10 580	224	.248	17 330	78	.228
10 700	220	.236	17 440	77	.228

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)
17 560	75	0.227	17 900	71	0.247
17 670	74	.247	18 010	70	.243
17 790	73	.253			

Berechnete Werte ($t_{\text{eff}} = -2,8^{\circ}\text{C}$):

526	938	(0.014)	6 260	434	0.227
660	922	.012	6 830	400	.255
880	898	.019	7 580	358	.280
1 260	856	.021	7 820	346	.287
1 550	824	.121	8 580	308	.290
1 930	786	.128	10 130	240	.285
2 110	767	.137	11 180	204	.281
2 600	721	.154	11 600	190	.285
3 320	655	.167	13 180	149	.287
3 950	602	.177	13 940	133	.287
4 500	558	.182	15 130	110	.286
5 220	505	.198	16 490	89	.286
5 550	482	.206	17 530	75	.287

$S_{400} = 0,232 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ Kurzverfahren: $S_{400} = 0,219 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$

Stbm: $S_0 = 0,055 \pm 0,002$ A.-Formel: $S_0^w = 0,068 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$

(20 Min. vor Start bei zunehmender Bewölkung)

Temperaturveränderungen:

p (mb)	$\Delta T / \Delta t (^{\circ}\text{C h}^{-1})$	p (mb)	$\Delta T / \Delta t (^{\circ}\text{C h}^{-1})$
930	+ 0,85	280	- 0,15
920	+ 0,2	270	+ 0,8
905	- 0,25	258	- 0,9
885	- 1,0	248	+ 0,5
820	+ 0,05	236	- 0,35
775	- 0,25	220	+ 1,5
750	- 0,15	212	+ 0,3
737	- 0,05	192	- 0,55
662	- 0,1	175	+ 0,8
600	- 0,2	166	0
557	+ 0,05	158	- 0,1
505	- 0,3	151	- 1,0
472	+ 0,15	139	+ 0,95
450	+ 0,15	125	- 0,2
427	- 0,3	113	0
400	+ 0,05	103	+ 0,5
380	- 0,5	88	- 0,1
357	+ 0,1	75	- 2,0
327	- 0,3	72	+ 0,8
297	+ 0,5		

4. Strahlungsaufstieg

Tag, Zeit: 24. 5. 1955 23.31 MEZ

Bodenbeschaffenheit: Grasnarbe

Hüttentemperatur: +6,3°C Dampfdruck: 4,9 Torr Luftdruck: 956 mb

Bewölkungszustand: Start bei wolkenlosem Himmel. Die Atmosphäre war am Nachmittag noch labil; von NW war Feuchtluft eingeflossen, die mehr oder weniger stark entwickelte cu in W ausgebildet hatte. Folgender Tag: Hochdruckwetter mit stau-biger Atmosphäre.

Erreichte Höhe: 312 mb, d. h. 8 906 m ü. NN.

Zahl der ausgewerteten Messungen: 55

Flugweg: ESE (120°), 30 km über vorwiegend Wald in 550 m ü. NN.

Routineaufstieg: 25. 5. 1955 03.05 MEZ

Gemessene Werte:

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)
527	956	+0.094 + 0.008	4 990	545	0.226
710	936	.040 -	5 120	536	.232
850	921	.059	5 270	526	.240
970	907	.069	5 460	512	.240
1 100	893	.106	5 610	502	.252
1 250	878	.110	5 740	493	.263
1 420	859	.105	6 070	471	.267
1 590	842	.124	6 220	461	.259
1 770	823	.127	6 350	453	.258
1 950	804	.124	6 500	444	.266
2 160	784	.163	6 650	435	.264
2 350	766	.162	6 810	425	.277
2 510	750	.163	6 970	416	.283
2 690	734	.163	7 100	408	.275
2 860	718	.171	7 250	399	.275
3 000	706	.173	(7 250	399	.271)
3 160	692	.163	7 320	396	.276
3 300	680	.157	7 490	386	.263
3 480	664	.150	7 630	378	.259
3 610	653	.172	7 780	370	.247
3 740	642	.183	7 930	362	.232
3 890	630	.190	8 110	353	.239
4 010	620	.198	8 280	344	.235
4 220	602	.207	8 410	338	.235
4 340	590	.218	8 590	329	.263
4 590	575	.213	8 760	321	.286
4 720	565	.219	8 960	312	.304
4 860	554	.224			

Berechnete Werte: ($t_{\text{eff}} = +3,5^{\circ}\text{C}$)

526	955	(0.097)	4 180	605	0.216
640	941	.105	5 420	514	.240
1 160	884	.141	7 150	405	.262
2 240	776	.173	8 110	352	.278
3 140	693	.188	8 960	311	.308

$S_{400} = 0,274 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ Kurzverfahren: $S_{400}^0 = 0,279 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$

Stbm: $S_0 = 0,102 \pm 0,009$ A.-Formel: $S_0 = 0,121 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$

Temperaturveränderungen:

p (mb)	$\Delta T / \Delta t (^{\circ}\text{C h}^{-1})$	p (mb)	$\Delta T / \Delta t (^{\circ}\text{C h}^{-1})$
948	+ 0,75	658	- 0,45
913	- 0,35	620	- 0,15
875	0	580	0
850	- 0,3	543	- 0,1
833	- 0,05	503	- 0,25
815	0	468	+ 0,1
795	- 0,45	433	- 0,15
760	0	385	+ 0,2
723	- 0,1	350	+ 0,05
685	+ 0,15	320	- 0,75

5. Strahlungsaufstieg

Tag, Zeit: 15. 6. 1955 22.36 MEZ

Bodenbeschaffenheit: Grasnarbe

Hüttentemperatur: $+16,6^{\circ}\text{C}$ Dampfdruck: 10,1 Torr Luftdruck: 960 mb

Bewölkungszustand: Bereits am Tage lag eine fast geschlossene Wolkendecke vor. Der Aufstieg um 14.00 Uhr zeigte, daß bei 620 mb die Obergrenze einer as-ac-Decke lag sowie ci bei 380 mb. Beim Start: 5/8 sc, 6/8 ac-as, cs vorhanden.

Erreichte Höhe: 175 mb, d. h. 12 850 m ü. NN.

Zahl der ausgewerteten Messungen: 63

Flugweg: SSE (160°), 121 km über die Schlierseer dann Kitzbühler Alpen bis zu den Hohen Tauern. Zuerst vorwiegend über Wald in 600 bis 1600 m ü. NN., dann über Hochgebirge von 1800 bis 3000 m ü. NN.

Routineaufstieg: 16. 6. 1955 03.10 MEZ

Gemessene Werte:

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm ⁻² min ⁻¹)
527	960	+0.068 ± 0.003	6 690	440	0.261
532	959	.063	6 850	431	.264
590	952	.055	7 040	420	.272
935	913	.131	7 230	409	.292
1 125	894	.125	7 410	399	.288
1 320	873	.120	7 580	390	.289
1 540	850	.127	7 770	380	.296
1 730	831	.113	7 940	371	.296
1 920	811	.137	8 300	352	.311
2 125	792	.118	8 670	334	.302
2 370	768	.109	8 830	326	.311
2 620	745	.100	9 170	310	.345
2 860	723	.108	9 360	301	.364
3 080	703	.147	9 580	292	.375
3 540	664	.175	9 780	283	.398
3 730	648	.192	10 000	274	.393
3 970	630	.191	10 170	267	.386
4 170	614	.173	10 320	261	.390
4 330	601	.181	10 460	255	.414
4 480	590	.201	10 610	249	.410
4 670	576	.203	10 770	243	.404
4 830	564	.230	10 950	236	.390
5 000	551	.221	11 120	230	.392
5 200	537	.203	11 300	224	.386
5 360	526	.210	11 470	218	.385
5 540	514	.219	11 680	211	.399
5 720	501	.247	11 850	205	.394
5 890	490	.245	12 060	198	.390
6 050	480	.244	12 260	192	.384
6 200	470	.252	12 670	180	.355
6 370	459	.251	12 850	175	.335
6 540	448	.243			

Berechnete Werte: ($t_{\text{eff}} = +16,6^{\circ}\text{C}$):

526	959	0.053	4 030	625	0.157
660	945	.054	5 750	499	.201
910	917	.056	7 600	389	.244
1 520	852	.060	9 810	282	.318
3 330	682	.059	11 590	214	.319
3 450	672	.141	12 760	177	.312
3 690	651	.147			

$$S_{400} = 0,287 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \quad \text{Kurzverfahren: } S_{400} = 0,252 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$$

$$\text{A.-Formel: } S_0^w = 0,076 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$$

Temperaturveränderungen:

p (mb)	$\Delta T / \Delta t$ ($^{\circ}\text{C h}^{-1}$)	p (mb)	$\Delta T / \Delta t$ ($^{\circ}\text{C h}^{-1}$)
955	+ 0,4	550	+ 0,35
930	- 0,5	510	- 0,25
893	+ 0,1	470	- 0,05
850	0	428	- 0,2
818	- 0,05	368	- 0,1
775	+ 0,15	305	- 0,4
730	- 0,15	260	- 0,25
710	- 0,5	240	+ 0,2
670	- 0,2	218	- 0,1
623	+ 0,4	200	+ 0,2
588	- 0,35	190	+ 0,8

6. Strahlungsaufstieg

Tag, Zeit: 11. 8. 1955 22.57 MEZ

Bodenbeschaffenheit: Grasnarbe

Hüttentemperatur: +11,0 $^{\circ}\text{C}$ **Dampfdruck:** 9,4 Torr **Luftdruck:** 954 mb

Bewölkungszustand: Wolkenlos aber hohe Feuchte in Bodennähe

Letzte Meßhöhe: 669 mb, d. h. 3450 m ü. NN.

Zahl der ausgewerteten Messungen: 15

Flugweg: W, 1,5 km über Wiese

Routineaufstieg: 12. 8. 1955 03.05 MEZ

Gemessene Werte:

H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm $^{-2}$ min $^{-1}$)	H (m ü. NN.)	p (mb)	S (cal cm $^{-2}$ min $^{-1}$)
527	954	+0.114 \pm 0.011	2 270	774	0.188
930	909	.093 \pm	2 470	757	.189
1 080	891	.115	2 690	740	.189
1 260	875	.129	2 830	723	.189
1 460	854	.130	3 030	706	.178
1 660	834	.135	3 200	690	.172
1 850	816	.172	3 450	669	.169
2 050	796	.189			

Berechnete Werte: ($t_{\text{eff}} = +10,0^{\circ}$):

526	953	(0.113)	2 280	772	0.174
780	924	.124	2 820	723	.183
1 180	882	.150	3 570	659	.200
1 690	828	.167			

$S_{400} = -$ Kurzverfahren: $S_{400}^0 = 0,231 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$)

Stbm. $S_0 = 0,119 \pm 0,009 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ A.-Formel: $S_0 = 0,108 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$)

Temperaturveränderungen:

p (mb)	$\Delta T / \Delta t$ ($^{\circ}\text{C h}^{-1}$)	p (mb)	$\Delta T / \Delta t$ ($^{\circ}\text{C h}^{-1}$)
940	+ 0,2	808	- 0,2
920	+ 0,05	795	- 0,1
895	- 0,3	760	0
863	- 0,05	710	+ 0,1
840	- 0,2	675	+ 0,05
823	- 0,4		

1. Strahlungsaufstieg
28.8.54 2340 MEZ

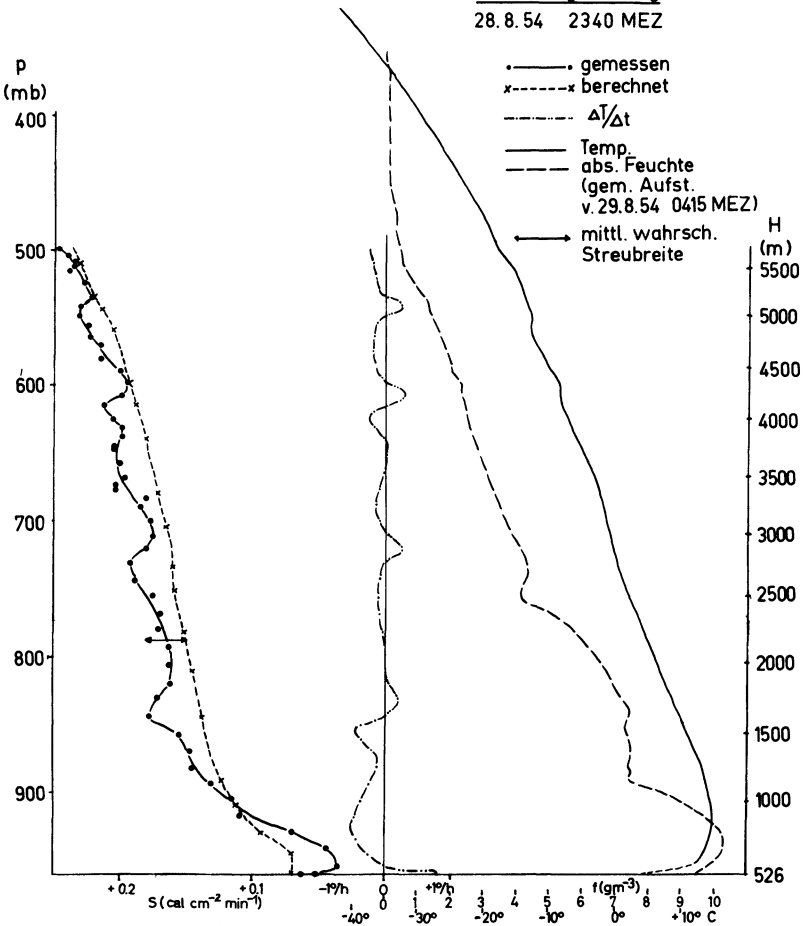


Abb. 9: Strahlungsaufstieg Nr. 1

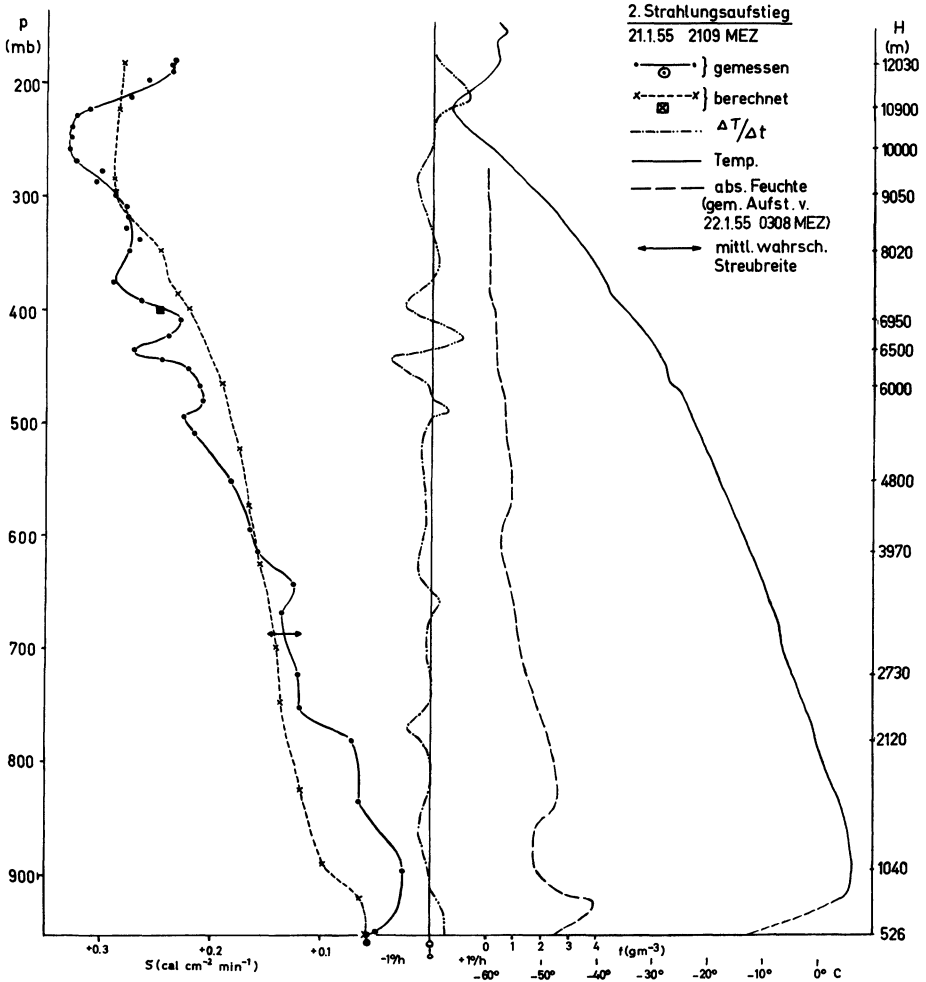


Abb. 10: Strahlungsaufstieg Nr. 2

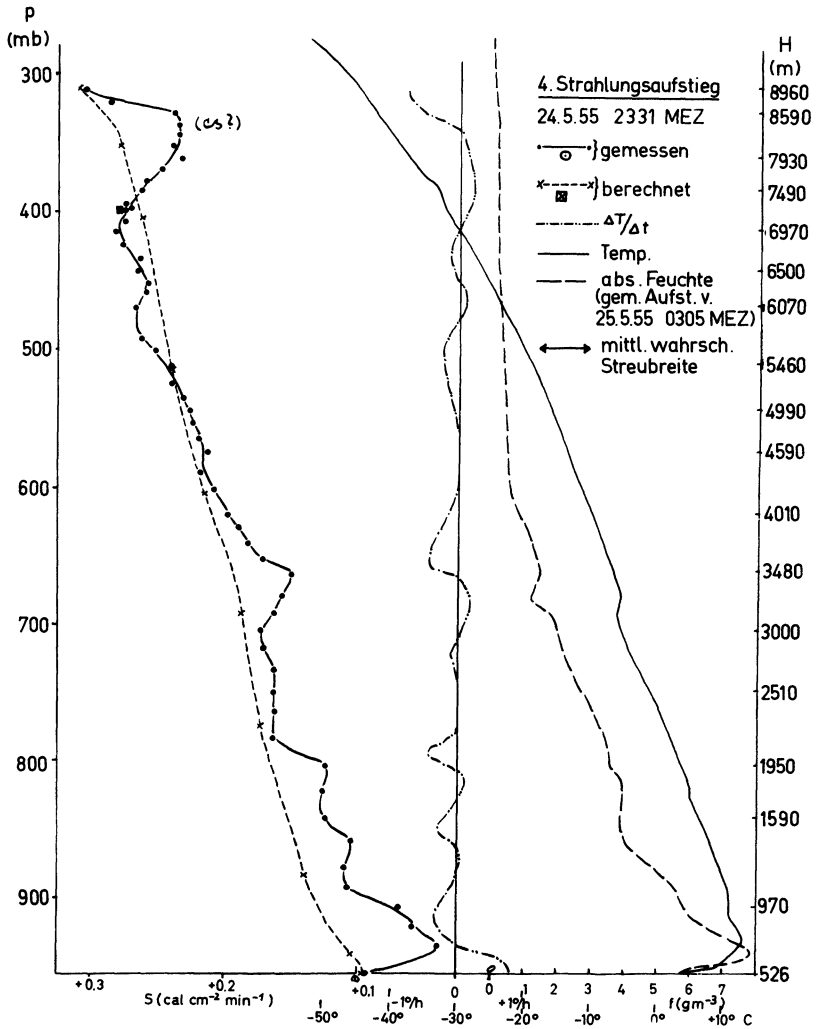
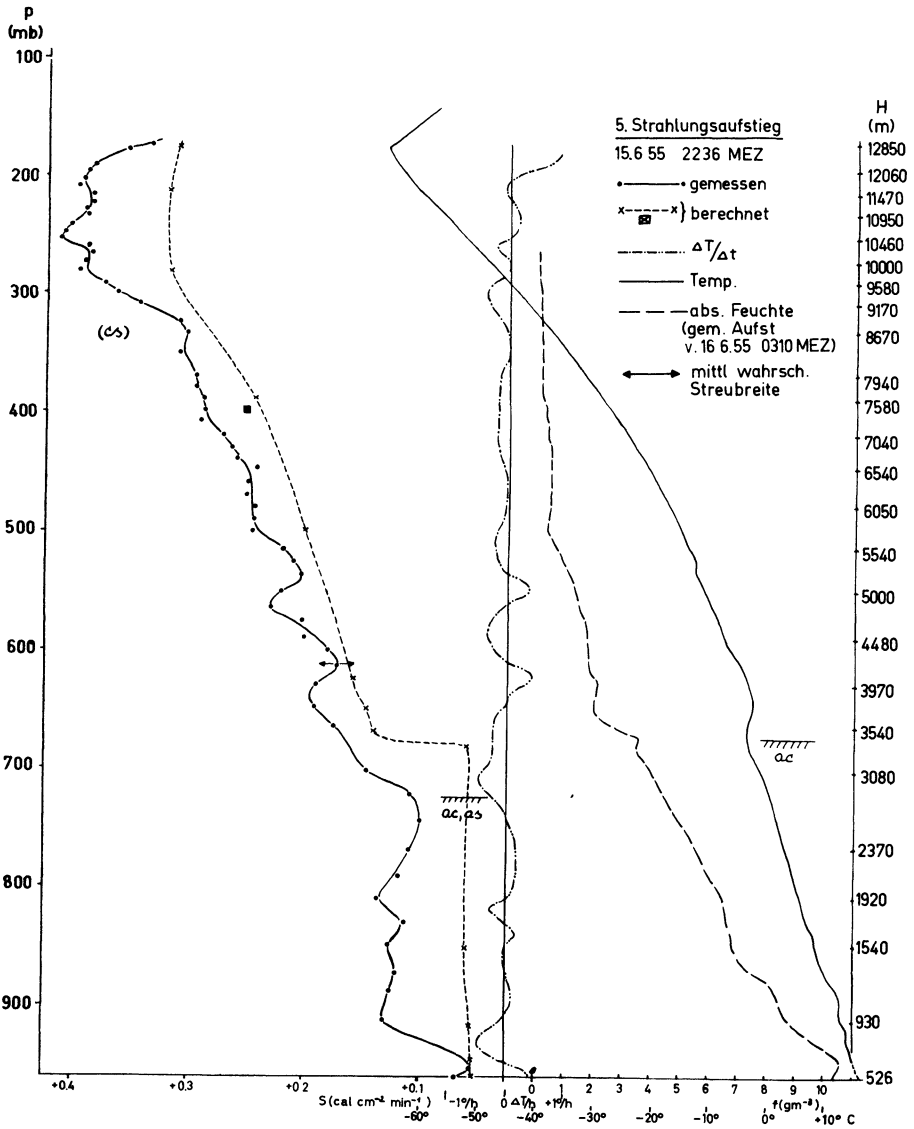


Abb. 12: Strahlungsaufstieg Nr. 4

II. Die Diskussion der Messungen

Bei der Beurteilung der graphischen Darstellungen zeigen sich für den kritischen Betrachter bereits Besonderheiten, deren Erklärung durch die Vermerke über den Bewölkungszustand in den Begleittexten zweifellos keine Mühe bereitet, wogegen andere Erscheinungen erst unter gewissen Annahmen – und auch dann noch mit relativer Unsicherheit – gedeutet werden können. Es sollen hier zunächst die hauptsächlichen Erkenntnisse dieser



erstmalig in der freien Atmosphäre unternommenen direkten Messungen des Strahlungsstromes bis in große Höhen zusammengefaßt werden.

Die Messungen (Abb. 9–14) zeigen erwartungsgemäß ein mit der Höhe zunehmendes Überwiegen der Komponente der Ausstrahlung über die Gegenstrahlung. In der Substratosphäre geht der Strahlungsstrom etwas zurück und bleibt in der Stratosphäre im Mittel konstant.

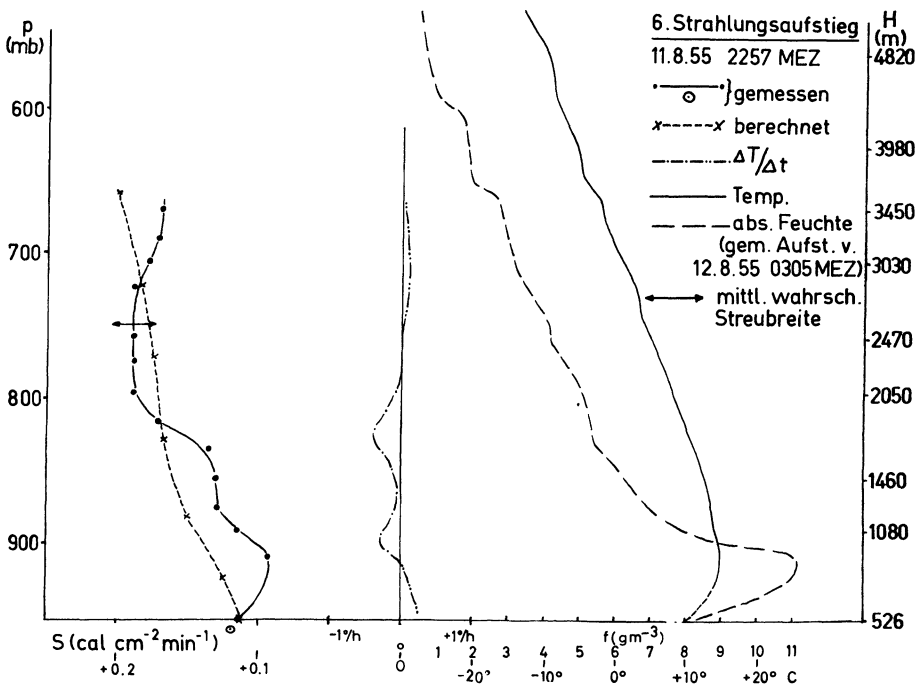


Abb. 14: Strahlungsaufstieg Nr. 6

a. **Prinzipielle Erfahrungen:** Die theoretischen Werte des Strahlungsstromes S wurden aus den Unterlagen der planmäßigen Routineaufstiege der Station München-Riem, die etwa 4 bis 5 Stunden nach dem Start des Strahlungsaufstieges stattfanden, gewonnen. Zwar erfolgte in keinem Falle zwischen den beiden Aufstiegen eine merkliche Wetteränderung, doch existiert bei einem solchen Vergleich mit der Theorie außer der vorgenannten zeitlichen Verschiebung eine prinzipielle Unsicherheit: Die in Kap. B II angestellten Überlegungen haben die Gleichheit von Ort und Zeit während des ganzen Aufstieges zur Grundlage. Sowohl die Messungen des Strahlungsaufstieges als auch die des Routineaufstieges erfolgen aber zeitlich nacheinander und jeweils über einem anderen Ort. Durch Ausführung der Messungen über See könnte man diese im Prinzip begründete Unsicherheit grundsätzlich einengen. Über ein größeres Seegebiet darf während der Dauer der Aufstiege annähernd mit gleichen effektiven Oberflächentemperaturen und zeitlich wie räumlich gleicher Schichtung von Temperatur und Feuchte gerechnet werden. Erst aus solchen Vergleichen ließe sich über die ganze Meßhöhe der Wert

der Theorie genauer beurteilen. So ist es nicht verwunderlich, daß die berechneten Kurven nach beiden Seiten von der Beobachtung abweichen, bis auf unten zu besprechende, grundsätzliche Unterschiede. Abgesehen von diesen darf jedoch schon gesagt werden, daß die Theorie nach *Möller* größtmäßig die experimentellen Daten bestätigt.

Als weitere Ursache von Abweichungen sind die heute noch benutzten Feuchtemeßmethoden anzusehen. Die Messung der Feuchte – insbesondere bei tiefen Temperaturen – ist nicht so empfindlich und trägheitslos, wie man sie zu genaueren Vergleichen benötigen würde. Die Feuchteverteilung mit der Höhe wird daher zwangsweise stark geglättet und verfälscht, bis deren Messung bei substratosphärischen Temperaturen und in der Stratosphäre überhaupt ganz versagt. Mangels anderer Vergleichsmöglichkeiten soll hier dennoch für die weitere Diskussion von den so gewonnenen theoretischen Daten ausgegangen werden, zumal sich generelle Abweichungen hinreichend stark abzeichnen.

b. Die Stoßverbreiterungs-Korrektur: Die theoretischen Berechnungen der ersten drei Aufstiege wurden zunächst ohne Berücksichtigung einer Korrektur ausgeführt. Dabei zeigte sich, daß die Neigung der Kurve des berechneten Strahlungsstromes mit der Höhe – d.h. $S' = \text{div } S = \frac{ds}{dh}$ – gegenüber dem Verlauf der grob ausgeglichenen experimentellen Kurve zu steil ausfiel. Daher wurden im nächsten Schritt die Berechnungen mit der (schärferen) *Lorentz*schen Stoßverbreiterungskorrektur (s. Kap. B I 2) ausgeführt: $\delta_s \sim p T^{-\frac{1}{2}}$. (Die Korrektur $\delta_s \sim p^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{4}}$ bewirkt dagegen einen zu geringen Effekt.)

Es zeigte sich, daß die von *Lorentz* geforderte lineare Druckabhängigkeit, wie man sich aus allen graphischen Darstellungen überzeugen kann, die Verhältnisse in der mittleren und oberen Troposphäre am besten annähert. (In den unteren Schichten machen sich die später zu nennenden Einflüsse noch störend bemerkbar.) Der numerische Vergleich liefert in jenem Bereich folgende mittlere Werte für S' ($\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1} \text{km}^{-1}$):

Tabelle 9:

Aufstieg	berechnet		gemessen
	ohne Druckkorrektur	mit Korrektur $\sim p T^{-\frac{1}{2}}$	
1.	0.016	0.021	0.022
2.	.018	.022	.023
3. (Bew.!)	.017	.026	.027
4.	–	.020	.021
5. (Bew.!)	–	.025	.026
6.	–	.019	.019

(Für den 4. und die folgenden Aufstiege wurden Rechnungen ohne Druckkorrektur nicht mehr ausgeführt.)

Es besteht durchaus die Möglichkeit, daß sich hinter dieser formalen Rechenverfeinerung ein Komplex von Effekten – wie u. a. die Temperaturabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten – verbergen kann (s. Kap. B I), Effekte, die selbst in Laborversuchen noch nicht sauber separiert werden konnten.

Durch die Berücksichtigung dieser Reduktion mit dem erwähnten Faktor wird die vorhandene absorbierende Gasmenge rechnerisch auf eine effektive reduziert. Die Atmosphäre wird also als transparenter angesehen. Dieser mit der Höhe zunehmenden Transparenz scheinen die starke Abnahme des Strahlungsstromes in der Substratosphäre und die starken Spitzen in der Stratosphäre aber zu widersprechen. Sicher sind dort noch Wasserdampf und die anderen optisch wirksamen Gase vorhanden. Davon abgesehen gilt jedoch möglicherweise die scharfe Korrektur $\delta_s \sim p$ nicht für beliebig kleine Drucke, sondern muß durch eine schwächere Korrektur ersetzt werden. Schon *Möller* nimmt in einer Arbeit [17] auf theoretischer Basis diese Folgerung vorweg. Ein Beitrag zur Entscheidung dieses Problems kann hier nicht gegeben werden, da in jenen Höhen die Feuchte überhaupt nicht gemessen werden konnte, und der Einfluß der nicht unbedeutenden, realen CO₂- und O₃- Schichtungen unbekannt ist.

Das für die 400 mb-Fläche von *Möller* angegebene Kurzverfahren setzt gleichfalls die lineare Stoßverbreiterungskorrektur voraus. Die Werte aus Theorie und Aufstiegen erweisen sich dabei verblüffend gut in Übereinstimmung. (Nach oben Gesagtem stimmen allerdings Theorie und Experiment in der mittleren und oberen Troposphäre an sich besser überein.) Nur im Falle von Bewölkung, wo die Berechnung natürlich unsicherer bleibt, überschreiten die Abweichungen überhaupt 5% des Meßwertes, wie die Tabelle 10 zeigt:

Tabelle 10: (ΔS_{400} = berechneter Wert – Meßwert)

Aufstieg	1.	2.	3.(Bew.)	4.	5.(Bew.)
ΔS_{400} (cal cm ⁻² min ⁻¹)	(+0.01)	-0.004	+0.013	-0.005	+0.035
ΔS_{400} (%)	(+4)	-2	+6	-2	+12

c. Die Bodenwerte: Ein Vergleich der gemessenen Werte am Boden mit denen der Theorie ergibt – wie die Aufstellungen zeigen – erhebliche Diskrepanzen. Daß hierbei ein Versagen des Instrumentes die Ursache bilden könnte, ist ausgeschlossen. Eine Bestätigung hierfür liefern die vergleichenden Messungen mit dem Strahlungsbilanzmesser nach *Hofmann*: Es zeigt sich, daß die Paare experimenteller Ergebnisse so hervorragend übereinstimmen, daß sie sich bei Berücksichtigung ihrer mittleren Fehler sogar völlig decken. (Beim 3. Aufstieg ist durch den Zeitverzug von 20 Minuten bei beobachteter zunehmender Bewölkung die geringe Diskrepanz überzeugend zu deuten.) Die nach der Theorie von *Möller* berechneten Bodenwerte von S, die zunächst auf den Hüttentemperaturen beruhen, erweisen sich um einen Faktor 1 – 2 zu hoch. In Tabelle 11 sind die bei berücksichtigter Stoßverbreiterungskorrektur $\delta_s \sim p T^{-\frac{1}{2}}$ mit der Hüttentemperatur berechneten Werte den gemessenen Werten gegenübergestellt.

Tabelle 11:

Aufstieg	1.	2.	3.	4.	5.	6.	
gemessener Bodenwert	+0.052	+0.057	+0.037	+0.094	+0.068	+0.114	$\frac{\text{cal}}{\text{cm min}}$
berechneter Bodenwert (mit Hüttentemperatur)	+0.106	+0.083	-0.008	+0.113	+0.053	+0.117	$\frac{\text{cal}}{\text{cm min}}$

Da als ein wesentlicher Grund hierfür die Annahme einer falschen Ausgangstemperatur zu gelten hatte, wurde diese für die Rechnungen bis zu einer effektiven Oberflächentemperatur t_{eff} so weit herabgesetzt (Differenzen bis zu 6°C), daß der nun theoretisch berechnete Strahlungsstrom mit dem zweifach unabhängig gemessenen Wert von S in Bodennähe etwa übereinstimmte. (Die Hüttentemperaturen beim Start und die effektiven Oberflächentemperaturen sind in den obigen Aufstellungen abzulesen.)

Natürlich läßt sich gegen dieses Verfahren einwenden, daß der experimentell gefundene Bodenwert durch eine größere Gegenstrahlung verursacht sein könnte, als sie aus einer mangelhaften Feuchtemessung berechnet wird. Da aber mangels Kenntnis der einzelnen Komponenten (Ausstrahlung bzw. Gegenstrahlung) hierüber keine Entscheidung getroffen werden kann, wurde der wahrscheinlichere Weg gewählt.

Tatsächlich strahlt die Bodenoberfläche wohl kaum mit der Hüttentemperatur als effektiver Temperatur. Das beweisen auch die zum Teil noch

größeren Diskrepanzen zwischen den gemessenen Bodenwerten und den nach Vorschrift mit der Hüttentemperatur zu berechnenden Werten der "effektiven Ausstrahlung" nach der Formel von *Angström*. Diese sind gleichfalls im Begleittext zu den Aufstiegen enthalten. Die berechneten Daten liegen teilweise mehr als 100% über den Meßwerten. Jene Methode, die effektive Temperatur der Bodenoberfläche durch die Gleichsetzung von geprüftem experimentellem einerseits und nach *Möller* berechnetem Wert andererseits zu bestimmen, scheint daher hinreichend gerechtfertigt (obwohl auch Abweichungen von der Annahme der "Schwarzstrahlung" der Bodenoberfläche im Ultrarot hier hineinspielen könnten). Daß der Reduktionsbetrag für alle Messungen nicht gleich bleibt, ist hauptsächlich in den unterschiedlichen Austauschvorgängen in Bodennähe zu suchen. — Zu gleichen Folgerungen gelangen auch *Houghton* und *Brewer* an Hand ihrer Flugzeugmessungen. Sie finden Meßwerte, die selbst bei starker Herabsetzung der Oberflächentemperatur noch nicht mit der Theorie zu deuten wären. Einen höchst bedeutenden theoretischen Beitrag zu diesem Thema der Strahlungsvorgänge in Bodennähe lieferte kürzlich eine Arbeit von *Möller* [19]. Darin werden Temperaturdifferenzen zwischen bodennaher Luftschicht und Bodenoberfläche gefolgert, deren Größenordnung mit den hier benutzten Reduktionen übereinstimmt.

Eine tiefgehendere Diskussion dieses Problems der Bodenmessungen liegt außerhalb des Rahmens der gestellten Aufgabe, Messungen in der freien Atmosphäre auszuführen. Diese Frage muß andernorts durch Bodenmessungen verfolgt werden.

d. Die Struktur des Strahlungsstromes: Die Messungen des Strahlungsstromes weisen auffällig hervortretende Einzelheiten der Schichtung auf. Im Vergleich dazu besitzt die berechnete Kurve einen verhältnismäßig glatten Verlauf. Das ist wegen der mangelhaften Feuchtemeßmethodik nicht verwunderlich. Trotzdem sind die Abweichungen nicht allein aus meßmethodischen Gründen zu erklären. Die Realität der gemessenen Struktur ist durch ihre enge Beziehung zu dem unabhängig gemessenen Feuchte- und Temperaturverlauf nicht zu bezweifeln. Sie wird sogar bestätigt durch die aus der Strahlungsbilanz berechneten zeitlichen Temperaturveränderungen, die als Inversionen oder Unebenheiten in der später gemessenen Temperaturkurve in den gleichen Höhen wiederzufinden sind. Dies zeigen die Darstellungen am deutlichsten in größeren Höhen, wo die bodennahen Einflüsse durch Konvektion, Turbulenz und Austausch weniger Einfluß ausüben.

Diese ausgeprägte Struktur führt einerseits zu dem Schluß, daß gewisse Emissions- und Absorptionsgebiete im Wasserdampfspektrum unter atmosphärischen Bedingungen stärker selektive Eigenschaften aufweisen, als die Theorie heute darstellen kann. Dabei würde die "Reichweite" dieser Anteile enger begrenzt und die Schichtung betont werden. Als eine mögliche

Quelle sei auf die noch unbekannte Temperaturabhängigkeit der Absorption und andere in Kap. B I 2 genannte Effekte verwiesen. Andererseits erscheint es wahrscheinlich, daß die in Schichten geringen Vertikalaustausches angereicherten Staubteilchen und Dunstpartikel sich durch verstärkte Gegenstrahlung bemerkbar machen. Diese Effekte sind durch die Theorie der Strahlung von Gasen nicht erfaßt.

Abgesehen von Wolkenschichten gestalten diese beiden Einflüsse die Struktur des Strahlungsstromes entscheidend. Sie vermögen, verstärkt durch die mehr oder minder ausgebildete Temperatur- und Feuchteinversion, die starke Abnahme des Strahlungsstromes in Bodennähe zu erklären, sowie die unmittelbar folgende, beobachtete außergewöhnliche Zunahme, die den Strahlungsverhältnissen an echten Wolkenobergrenzen fast gleichkommt. Entgegen den Kurven der Theorie wurde nämlich stets in den Luftschichten der unteren hundert Meter ein Rückgang des Strahlungsstromes beobachtet, der im Falle von Bewölkung sogar einmal zu negativen Werten führte. Anfangs wurde an der Realität dieser Abnahme gezweifelt. Zum Zwecke eines langsamen Durchstoßens der Bodeninversion wurden daher die späteren Aufstiege mit Anfangsballast unternommen. Die übereinstimmenden Erscheinungen konnten danach nicht mehr angezweifelt werden.

Wenn auch die bei Bewölkung vorgenommenen Aufstiege struktureicher sind, so verzeichnen doch jene ohne Bewölkung gleichfalls in der ganzen Höhe Maxima und Minima, die im allgemeinen durch das Temperaturprofil der Vergleichsaufstiege – teils etwas in der Höhe verschoben – belegt werden. Beispiele hierfür liefern der 1. Aufstieg, der 2. Aufstieg (in 5000–7000 m Höhe) und der 4. Aufstieg (in 2000 und 3000 m). Beim 4. Aufstieg scheint zudem eine nicht beobachtete dünne Schicht *cs* in 8500 m Höhe zu liegen. Sie bewirkt die typische Abnahme des Strahlungsstromes mit verbundener Erwärmung (im Temperaturverlauf schwach wiederzuerkennen) und darüber erhöhte Ausstrahlung.

Bei Bewölkung nimmt die Struktur zu. Beim 3. Aufstieg wird eine fast geschlossene Schicht *sc* passiert. Deren Obergrenze liegt jedoch noch tiefer als später im Vergleichsaufstieg festgestellt. Ob die in 5000 m und höher liegenden Minima durch ausgebildete Wolken verursacht wurden, kann schwer entschieden werden, da die untere Bedeckung die Himmelssicht verschloß. Dagegen kann beim 5. Aufstieg mit Sicherheit die Zunahme des Strahlungsstromes in 9000 m Höhe der noch beobachtbaren *cirrus*-Bewölkung zugeschrieben werden. Bei diesem Aufstieg ist die *ac*-Bewölkung bei 3000 m weniger kraß wirksam, was u. a. auf den geringeren Bedeckungsgrad zurückgeführt wird.

e. Die Messungen in der Stratosphäre: Die starke Abnahme des Strahlungsstromes in der Substratosphäre und dessen Struktur in der Stratosphäre beweisen zunächst, daß die in der Stratosphäre noch vorhandenen, bisher als unerheblich betrachteten Wasserdampf- und Kohlensäuremengen wesentliche

thermische Wirkungen ausüben. Diese bedingen in der Substratosphäre eine Verringerung des Strahlungsstromes durch eine starke Zunahme der Gegenstrahlung. Rechnerisch wurde der Feuchtegehalt mangels Meßunterlagen aus der Stratosphäre nicht berücksichtigt. Daher ergibt sich laut Theorie in der Stratosphäre ein gleichbleibender, zu hoher Strahlungsstrom. Der beim 2. und 3. Aufstieg gemessene mittlere Wert in der Stratosphäre beträgt in beiden Fällen $\bar{S} = 0.23 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Beim 5. Aufstieg beziffert die letzte Messung ihn auf $S = 0.33 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. In diesem Falle wird jedoch in der Substratosphäre der Strahlungsstrom plötzlich noch einmal durch eine ausstrahlende cirrus-Schicht um rund $0.1 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ erhöht, ohne die er vermutlich von gleicher Größenordnung wäre wie bei den anderen. Die Tabelle 12 gibt die mittleren gemessenen und berechneten Stratosphärenwerte wieder. Zugleich enthält sie den allein von der darunter liegenden Atmosphäre geleisteten Beitrag zum Strahlungsstrom (mittlerer Stratosphärenwert – Bodenwert). Die letzte Zeile beziffert das Verhältnis in % des den Boden verlassenden Strahlungsstromes zum Stratosphärenwert.

Tabelle 12:

Aufstieg	2.	3.	5.	
\bar{S}_{Str} (gemessen)	0.23	0.23	0.33	$\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$
\bar{S}_{Str} (berechnet)	0.28	0.29	0.31	$\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$
$\bar{S}_{\text{Str}} - S_0$	0.17	0.19	0.26	$\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$
$S_0 / \bar{S}_{\text{Str}}$ (%)	25	16	21	

Wie man aus der Darstellung des 3. Aufstieges erkennt, ist die Struktur in der Stratosphäre – man achte auf die Änderung der Ordinate! – sehr ausgeprägt. Dieser Effekt bedingt hohe Abkühlungs- bzw. Erwärmungsgeschwindigkeiten. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß die starken Divergenzen schon durch die Aktivität von Ozon bewirkt werden.

Der 3. Aufstieg, der bei Umstellung auf eine Tiefdrucklage erfolgte, zeigt insofern auch eine Sonderheit auf, als die etwa fünf Stunden später gemessene Temperaturverteilung in ihren Inversionen nicht mit den Höhenlagen der Erwärmungsspitzen streng korreliert. In der oberen Troposphäre haben sich die ziemlich trägheitslos gemessenen Temperaturinversionen inzwischen nach oben verschoben. In der Stratosphäre dagegen, wo man sie noch einander zuordnen kann, sind sie um mehrere hundert Meter nach unten verlagert. Diese Höhendifferenzen sind nicht ganz durch die wachsende Trägheit des Strahlungsstrommessers zu erklären, sondern vermutlich zum Teil durch die Dynamik der Atmosphäre bedingt.

f. Die strahlungsbedingten Temperaturänderungen: Wie erwähnt, entsprechen die Höhenlagen der sich aus den Messungen ergebenden Temperaturver-

änderungen häufig recht gut den Besonderheiten des um Stunden später aufgenommenen Temperaturprofils. In allen Fällen ist erwartungsgemäß zu beobachten, daß das Maximum des Strahlungsstromes noch unterhalb der Tropopause liegt, da sich bei Annäherung an diese die Stratosphäreninversion durch verstärkte Gegenstrahlung in zunehmendem Maße bemerkbar macht. Die Tabelle 13 gibt darüber Aufschluß.

Tabelle 13:

Aufstieg	1.	2.	3.	4.	5.	6.
Gipfelhöhe (m ü. NN.)	5740	12090	18010	8960	12850	3450
Gipfeltemp. (°C)	-18	-58	-58	-45	-66	-2
S in Gipfel- höhe (cal cm ⁻² min ⁻¹)	0.248	0.234	0.243	0.304	0.335	0.169
S _{Max}	(0.248)	0.330	0.297	(0.304)	0.414	(0.169)
Höhenlage von S _{Max}	(5740)	9980	8560	(8960)	10460	(3450)
Höhe der Tropopause	11130	10900	10130	11045	12760	10940
Temp. der Tropopause	-59	-67	-63	-62	-66	-54

Daher wird stets in gleicher Höhe mit der Stratosphäreninversion eine sehr starke Erwärmungsspitze in der Größenordnung 0,7 – 1,0°C/h registriert. In der Stratosphäre selbst sind die Erwärmungs- und Abkühlungsgeschwindigkeiten von gleicher Größenordnung und erreichen sogar bis zu +2°C/h. Dagegen sind diese thermischen Effekte in der Troposphäre durchweg kleiner und erreichen selten die Größe 0,4 – 0,5°C/h.

Ausnahmen hiervon bilden die starken Abkühlungsgeschwindigkeiten an Wolkenobergrenzen und die strahlungsbedingten Erwärmungen in Bodennähe, die beide gleichfalls die Größe von +1°C/h erreichen können.

Diese Zahlen ließen erwarten, daß sich im Laufe einer Nacht Temperaturänderungen von 3° bis 6°C, ja sogar 12°C ergeben müßten. Das wird nicht beobachtet (wenn man von solchen Effekten in der Stratosphäre abieht). Wie kann das erklärt werden?

Die Abkühlung über Wolkenschichten wird durch zunehmende Kondensation in gewissem Maße kompensiert. Für die fehlende Erwärmung der bo-

dennahen Luftschicht sind der Austausch, Konvektion und Kleinturbulenz verantwortlich zu machen. Genaue theoretische Unterlagen sind bei *Möller* [19] zu finden. Der Austausch ist stets bemüht, Schichtungen zu verwischen, Temperaturoegensätze auszugleichen, so daß nur in seltenen Fällen — z. B. starke Gegenstrahlung durch niedrige Wolken (s. Bodeninversion beim 3. und 5. Aufstieg) — Strahlungseffekte in Bodennähe nicht zur Bedeutungslosigkeit herabsinken.

Die gleichen Überlegungen müssen aber auch auf die freie Atmosphäre angewandt werden. Die oben bezifferten übergroßen Temperaturänderungen stehen — wenn man von Kondensationsvorgängen absieht — in ständigem Widerstreit mit dem Austausch, der sie bis zu einem gewissen Grade zu kompensieren versucht. Man könnte sich dies durch ein zeitliches Fluktuieren zwischen der Ausbildung lokaler Inversionen und deren teilweisem Abbau vorstellen. Während in Bodennähe der Austausch die Ausbildung strahlungsmäßig bedingter Inversionen weitgehend behindert, kann er offensichtlich in der Stratosphäre — wie die starken Temperaturgradienten im Diagramm des 3. Aufstieges zeigen — deren Bildung nicht mehr kompensieren.

E. Schluß

Bei dieser experimentellen Arbeit wurden erstmals direkte Messungen des Strahlungsstromes in der freien Atmosphäre ausgeführt. In früheren Untersuchungen sind dessen Werte aus den gemessenen Daten der Komponenten errechnet worden. Der umgekehrte Prozess ist bei dem beschriebenen Verfahren nicht möglich, es sei denn durch Aufgabe des unbestreitbaren Vorzuges dieser Methode, die äußeren Einflüsse nicht berücksichtigen zu müssen. Da das letzte Ziel aller Strahlungsenergiebetrachtungen die Kenntnis der Strahlungsbilanz ist, erscheint die direkte Bestimmung des Strahlungsstromes, als vorletzter Schritt, von Vorteil.

Die vorliegenden Untersuchungen erfolgten im Auftrag der Deutschen Forschungsgemeinschaft. Ich danke sehr an dieser Stelle für gewährte Unterstützung. Die Messungen wurden an der Aerologischen Station München-Riem ausgeführt. Die Benutzung der technischen Einrichtung wurde durch freundliche Genehmigung des ehemaligen Herrn Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes Dr. *Benkendorff* möglich. Dafür sage ich meinen vorzüglichen Dank. Sehr ergeben danke ich dem Herrn Vorstand des Meteorologischen Institutes Professor Dr. *R. Geiger* für die Übertragung dieses Forschungsauftrages. Dem Leiter der Aerologischen Station, Herrn Privatdozent Dr. *H. G. Müller*, der die Arbeit angeregt und stets gefördert hat, fühle ich mich in besonderem Dank verbunden. Zu herzlichem Dank für manchen befruchtenden Diskussionsbeitrag bin ich Herrn Privatdozent Dr. *G. Hofmann* verpflichtet, auf dessen Arbeiten die wesentlichen Entwicklungen aufbauten.

Literatur

- [1] *Adel, A. u. Lampland, C. O.*: Astrophys. J. 91, 1 u. 481, 1940
- [2] *Albrecht, F.*: Met. Zsch. 50, 62, 1933
Arch. f. Met., Geophys. u. Biokl. (B) 1, 373, 1949
- [3] *Ångström, A.*: Beitr. Phys. fr. Atm. 14, 8, 1928
- [4] *D'Ans, J. u. Lax, E.*: Taschenb. f. Chem. u. Phys., Springer, 1949
- [5] *Boltz, H. M. u. Fritz, H.*: Zsch. f. Met. 4, 314, 1950
- [6] *Bruinenberg, A.*: Mededeel. en Verh. Kon. Nederl. Met. Inst. De Bilt, Ser. B 1, Nr. 1, 1946
- [7] *Callendar, G. S.*: Quart. J. 64, 223, 1938; 67, 263, 1941
- [8] *Dahlke, W.*: Zsch. f. Phys. 114, 672, 1939
- [9] *Elsasser, W. M.*: Harvard, Met. Stud. No. 6, 1942
- [10] *Falckenberg, G.*: Met. Zsch. 56, 415, 1939
- [11] *Finkelburg, W.*: Kontinuierliche Spektren, Springer, 1938
- [12] *Finkelburg, W.*: Einf. i. d. Atomphysik, Springer, 1954
- [13] *Hofmann, G.*: Forstw. Centralbl. 71, 330, 1952
- [14] *Houghton, J. T. u. Brewer, A. W.*: J. Scient. Instr. 31, 184, 1954
- [15] *Kaplan, L. D.*: J. Met. 9, 1, 1952
- [16] *Linke, F. u. Möller, F.*: Handb. d. Geophys., VIII, Borträger, 1943
- [17] *Möller, F.*: Met. Zsch. 61, 37, 1944
- [18] *Möller, F.*: Arch. f. Met., Geophys. u. Biokl. (A) 7, 158, 1954
- [19] *Möller, F.*: Zsch. f. Met., 9, 47, 1955
- [20] *Mügge, R. u. Möller, F.*: Zsch. f. Geophys. 8, 53, 1932
- [21] *Mügge, R. u. Möller, F.*: Fiat-Review of German Science 19, 47, 1947
- [22] *Paneth, F. A.*: Quart. J. 63, 433, 1937
- [23] *Pedersen, F.*: Met. Annaler 1, 115, 1942
- [24] *Pohl, W.*: Mitt. Met. Inst. Univ. München, Nr. 2, 1954
- [25] *Pohlhausen, E.*: Zsch. angew. Math. Mech., 120, 1921
- [26] *Schnaidt, F.*: Gerl. Beitr. 54, 203, 1939
- [27] *Sommerfeld, A.*: Atombau und Spektrallinien, I, Vieweg, 1951
- [28] *Townes, C. H. u. Merritt, F. R.*: Phys. Rev. 70, 558, 1946
- [29] *Wimmer, M.*: Ann. Phys. 81, 1091, 1926
- [30] *Yamamoto, G.*: Sci. Rep. Tōhoku Univ. (5) Geophys. 4, 9, 1952



Im Memoriam Dr. Ernst Wanner

Ganz überraschend ist Dr. *Ernst Wanner* am 4. November 1955 in seinem 56. Lebensjahr infolge eines Herzschlags in Zürich gestorben. *Ernst Wanner* wurde am 22. Juli 1900 in Zürich als Sohn des Landwirts *Ernst Wanner* und seiner Ehefrau *Anna*, geb. *Witschi* geboren. 1923 erwarb er an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich das Diplom als Fachlehrer für Mathematik und Physik. 1925 promovierte er an der ETH bei *Hermann Weyl* zum Doktor der Mathematik mit einer Arbeit aus dem Gebiete der Gruppen von linearen Transformationen. 1925/27 war er Assistent an der Eidgen. Sternwarte, um dann 1928 in den Dienst der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt in Zürich einzutreten, in dem er bis zu seinem Tode verblieb. Er übernahm hier die Betreuung des Schweizerischen Erdbebedienstes und später auch der erdmagnetischen Variometerstation in Regensburg. Daneben arbeitete er auch im Wetterdienst mit und rückte schließlich zum Vize-direktor der MZA vor. Als solcher hatte er die Personalfragen zu bearbeiten, eine äußerst verantwortungsvolle und nicht immer leichte Aufgabe, mit der er aber dank seines Pflichtbewußtseins, seines gütigen Wesens und aufrichtigen Charakters die höchste Achtung und Anhänglichkeit des gesamten Personals der MZA erworben hat.

Ernst Wanner war Präsident des Schweizerischen nationalen Komitees der Internationalen Union für Geodäsie und Geophysik, Vizepräsident der Internationalen Assoziation für Seismologie und Physik des Erdinnern und Mitglied der Europäischen Seismologischen Kommission als Vertreter der Schweiz. Mit seinen deutschen Kollegen war er freundschaftlich verbunden, was durch seine Besuche in Deutschland und durch seine langjährige Mitgliedschaft in der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft zum Ausdruck kam. Neben seinen Angehörigen gaben ihm viele Freunde und Kollegen das letzte Geleit.

27 Jahre lang hat *Ernst Wanner* den Schweizerischen Erdbebendienst betreut und die Jahresberichte bearbeitet, wobei er zu zahlreichen Studien und Veröffentlichungen über seismische Fragen angeregt wurde. Er ging den Zusammenhängen zwischen der Ausbreitung der Erdbebenwellen und dem geologischen Aufbau des tieferen Untergrundes in der Schweiz nach. Die zahlreichen Erdbeben im Mittelland vom Jahre 1946 an veranlaßten ihn zur Aufstellung eines transportablen Seismographen im Herdgebiet, wodurch eine genaue Bestimmung von Herdlage und Herdtiefe ermöglicht wurde. Gemeinsam mit *A. Kreis* in Chur konstruierte er für die Züricher Erdbebenstation einen langperiodischen 1000 kg-Vertikalseismographen für mechanische Registrierung. Die in den Jahresberichten zusammengestellten schweizerischen Beben und die von ihm nachträglich bearbeitete Lücke im Schweizerischen Erdbebenkatalog für die Jahre 1856/79 benützte er als Unterlage zur Herstellung einer Karte der Erdbebenherde in der Schweiz, die interessante Zusammenhänge zwischen den heutigen Erdbeben und den Grundzügen der alpinen Tektonik ergab, wie sich diese im horizontalen und vertikalen Verlauf der Alpenachse, im tertiären Vulkanismus und im Auftreten von Thermalquellen äußert. An Hand des langjährigen Beobachtungsmaterials konnte er auch an die statistische Behandlung der zeitlichen Verteilung von Erdbeben und von meteorologischen Erscheinungen gehen, wozu er als vorzüglicher Mathematiker ganz besonders berufen war, indem er zur Ausschaltung des Einflusses der Nachstöße nach größeren Beben den bereits anderwärts eingeführten Begriff der Wahrscheinlichkeitsansteckung verwendete. Zusammen mit *P. L. Mercanton* hat *E. Wanner* die Vermessung der erdmagnetischen Anomalie im Jorat bei Lausanne durchgeführt. Weitere Veröffentlichungen befassen sich mit der Beanspruchung von Bauwerken durch Erdbeben und Wirbelstürme und mit meteorologischen Fragen.

Nicht nur als Wissenschaftler haben wir *Ernst Wanner* auf das höchste geschätzt, sondern ihn auch als einen gütigen, treuen und stets hilfsbereiten Menschen und Freund lieb gewonnen. Er war ein großer Tierfreund und hatte eine tiefe Liebe zur Natur, in der er auf großen Wanderungen und Skifahrten neben der Erholung auch zu wissenschaftlichen Beobachtungen und Überlegungen angeregt wurde. Seine Freunde und Kollegen fanden zuhause bei seiner hochbetagten Mutter und seiner Schwester immer eine offene und herzliche Gastfreundschaft. Allzu früh mußten wir alle von *Ernst Wanner* Abschied nehmen. Wir werden aber immer in tiefempfundener Dankbarkeit für seine Arbeit, die er für uns und mit uns getan hat, für seine Treue und Freundschaft an ihn denken und ihm auch über seinen Tod hinaus verbunden bleiben.

W. Hiller

Bibliographie von Dr. E. Wanner

- Volle Systeme von Grundinvariantentypen. Zürich 1926; 40 S. (Diss. ETH).
- Beiträge zur Geographie der Erdbeben. Gerlands Beitr. z. Geophysik, Bd. 23, S. 334–348, Leipzig 1929.
- Über die Frequenz der schweizerischen Erdstöße und Erdbeben von 1879 bis 1929. Annalen Schweiz. Met. Zentralanst., 1928, Anh. Nr. 5, S. 20–25, Zürich 1929.
- Geschwindigkeit und Phasen der Erdbebenwellen im Alpengebiet. Vierteljahresschrift Nat. Ges. Zürich, Jg. 75, S. 195–210, Zürich 1930.
- Beiträge zum Studium der PS-Phase und Mächtigkeit der Molasse unterhalb Zürich. Gerlands Beitr. z. Geophysik, Bd. 32, S. 231–241, Leipzig 1931.
- Über die Vertikalbeanspruchung von Bauwerken bei Erdbeben. Schweiz. Bauzeitung, Bd. 98, S. 167–170, Zürich 1931.
- Die Lage der Thermal- und Mineralquellen der Schweiz und der Ostalpen bezüglich der Erdbebengebiete. Vierteljahresschr. Nat. Ges. Zürich, Jg. 77, S. 155–158, Zürich 1932.
- Versuch einer Vorhersage rascher Pegelstandsänderungen des Rheinstromes bei Basel auf Grund der Niederschlagsbeiträge im Einzugsgebiet. Schweiz. Wasser- u. Energiewirtschaft, Jg. 24, S. 65–69, S. 73–76, Zürich 1932.
- Beiträge zur Geographie der Erdbeben II. Gerlands Beitr. z. Geophysik, Bd. 39, S. 326–332, Leipzig 1933.
- Die Erdbeben in ihrer Beziehung zur Struktur der Erdkruste. Vierteljahresschr. Nat. Ges. Zürich, Jg. 78, 2. Teil, Sitzungsber. S. VII–VIII, Zürich 1933.
- Erdbebenkatalog der Schweiz für die Jahre 1856–1879. Annalen Schweiz. Met. Zentralanst., 1932, Anh. Nr. 5, S. 16–21, Zürich 1933.
- Die Lage der zerstörenden alpinen Erdbebenherde. Verh. S.N.G. 1933, S. 346–347.
- Die Schüttelkarte der Schweiz. Annalen Schweiz. Met. Zentralanst., 1932, Anh. Nr. 5, S. 22–23, Zürich 1933.
- Zum Zirkular von Herrn Prof. Harold Jeffreys . . . Gerlands Beitr. z. Geophysik, Bd. 40, S. 105–106, Leipzig 1933.
- Bemerkungen zur Erdbebenkarte der Schweiz. Schweiz. Bauzeitung, Bd. 103, S. 159–160, Zürich 1934.
- Les séismes destructeurs des Alpes. Compte rendu Soc. Suisse de Géophys., Mét. et Astronomie, sess. 1933. Archives des Sc. Phys. et Nat., 5^e période, vol. 16, pp. 51–53 Genève 1934.
- Sur l'épaisseur des couches de molasse. Compte rendu Soc. Suisse de Géophys., Mét. et Astronomie, sess. 1934. Archives des Sc. Phys. et Nat., 5^e période, vol. 16, pp. 272/273, Genève 1934.
- Über die Mächtigkeit der Molasseschichten. Vierteljahresschr. Nat. Ges. Zürich, Jg. 79, S. 341–361, Zürich 1934. Verh. S.N.G. 1934, S. 291/292.
- Vergleich von Seismometer-Registrierungen. Verh. S.N.G. 1935, S. 305/306.
- Comparaison d'enregistrements sismométriques obtenus par différents appareils. Compte rendu Soc. suisse de géophys., mét. et astronomie, sess. 1935. Archives des Sc. phys. et nat., 5^e période, vol. 18, p. 53–54, Genève 1936.

Über die zeitliche Verteilung der Erdbeben in den Jahren 1918–1930. *Annalen Schweiz. Met. Zentralanst.*, 1936, Anh. Nr. 5, S. 19–22, Zürich 1937.

Zur Statistik der Erdbeben. I–II. *Gerlands Beitr. z. Geophysik*, B. 50, S. 85–99, 223–228, Leipzig 1937.

Julius Maurer, 1857–1938 (Nekrolog). *Vierteljahresschr. Nat. Ges. Zürich*, Jg. 83, S. 356–358, Zürich 1938.

Der neue Vertikalseismograph der schweizerischen Erdbebenwarte in Zürich. *Annalen Schweiz. Met. Zentralanst.*, 1937, Anh. Nr. 6, 3 S., Zürich 1938. (Mit. A. Kreis.)

Über die Definition der Seismizität einer Gegend. *Verh. S.N.G.* 1938, S. 126–127, *Helv. Phys. Acta*, XI, S. 539–540, Basel 1938.

Über die Frequenz der täglichen Niederschläge. *Verh. S.N.G.* 1939, S. 27–31.

Beiträge zur meteorologischen Statistik. *Vierteljahresschr. Nat. Ges. Zürich*, Jg. 85, S. 15–28, Zürich 1940.

Die erdmagnetische Station Regensburg. *Annalen Schweiz. Met. Zentralanst.*, 1939, Anh. Nr. 8, 2 S., Zürich 1940.

Über die Frequenz der täglichen Niederschläge. *Helv. Phys. Acta*, XIII, S. 7–11, Basel 1940.

Über die Frequenz der Windstärke auf dem Säntis, 1932–1939. *Annalen Schweiz. Met. Zentralanst.*, 1939, Anh. Nr. 7, 3 S., Zürich 1940.

Formeln für die Frequenzkurven inhomogener statistischer Massen. *Verh. S.N.G.* 1941, S. 102–103.

Niederschlagsfrequenzkurven. *Met. Zeitschr.*, Bd. 59, S. 92–96, Braunschweig 1942.

Wirbelsturm. *Das Rote Kreuz*, Jg. 50/46, 1 S., Solothurn 1942.

Erdbeben. *Das Rote Kreuz*, Nr. 9, S. 85–87, Solothurn 1944.

Die magnetische Anomalie im Jorat, Kanton Waadt. *Annalen Schweiz. Met. Zentralanst.*, 1943, 9 S., Zürich 1944. (Mit P.-L. Mercanton.)

Über die Wellenlängenabhängigkeit der Absorption von elastischen Raumwellen. *Annalen Schweiz. Met. Zentralanst.*, 1943, Anh. Nr. 5, S. 23–25, Zürich 1944.

L'anomalie magnétique du Jorat, Vaud. I. La composante verticale. *Bull. Soc. vaud. sc. nat.*, vol. 63/264, 14 p., Lausanne 1945. (Mit P.-L. Mercanton.)

Die Erdbebenherde in der Umgebung von Zürich. *Ec. Geol. Helv.*, Vol. 38/1, S. 151–161, Basel 1945.

Über die Entstehung des Hagels. *Die Grüne*, Jg. 73/10, S. 253–259, Zürich 1945.

Die Flutwelle im pazifischen Ozean. *Neue Zürcher Zeitung*. Nr. 578, 4. April. Zürich 1946.

Wie entsteht unser Wetter? *Die Grüne*, Jg. 74/6, S. 122–138, Zürich 1946.

L'anomalie magnétique du Jorat, II. *Actes S.H.S.N.* 1947, p. 61–62. (Mit P.-L. Mercanton.)

Die magnetische Anomalie im Jorat, Kanton Waadt. II. Teil: Horizontallintensität und Deklination. *Annalen Schweiz. Met. Zentralanst.*, 1946, Anh. Nr. 6, 8 S., Zürich 1947. (Mit P.-L. Mercanton.)

L'anomalie magnétique du Jorat, Vaud. II. Composante horizontale. Déclinaison. Champ perturbateur. Esquisse d'une interprétation. Bull. Soc. vaud. sc. nat., vol. 63/270, p. 15–24, Lausanne 1948. (Mit P.-L. Mercanton.) Résumé: Actes S.H.S.N. 1947, p. 61–62.

Die Deklinationskarte der Schweiz für die Epoche 1948, 0 bezogen auf Kartennord, Meridian von Bern. Annalen Schweiz. Met. Zentralanst., 1947, Anh. Nr. 5, S. 20, Zürich 1948.

Erdbebengeräusche. Geof. pura e appl., vol. 12/3–4, 4 p., Milano 1948.

Über den Tiefgang der Alpenfaltung. Ec. Geol. Helv., Vol. 41/1, S. 125–134, Basel 1948.

Etude sur les répliques du tremblement de terre du Valais, de 1946 à 1949. Publ. du Bureau central séismolog. internat. Sér. A: Travaux sc., fasc. 17: Communications prés. à la Conf. d'Oslo, août 1948, p. 143–156, Toulouse 1950. (Mit M. Grütter.)

Etude sur les répliques du tremblement de terre du Valais, de 1946 à 1950. Bull. de la Murithienne, fasc. 67, p. 23–42, Sion 1950. (Mit M. Grütter.)

Zur Statistik der Erdbebenschwärme. Archiv Met. Geoph. Biokl., A, Bd. IV, S. 436–448, Wien 1951.

Bericht über die erste Tagung der europäischen seismologischen Kommission, Stuttgart 22. bis 27. September 1952. Geof. pura e appl., vol. 23, S. 223–231, Milano 1952.

Wie entsteht unser Wetter? Das Schweiz. Rote Kreuz, Jg. 61/5, S. 9–13, Bern 1952.

Die Erdbebenkarte der Schweiz und Seismogramphasen im Alpengebiet. Bull. d'information de l'U.G.G.I., vol. II/2, p. 207–211, Gap 1953.

Jahresbericht 1953 des Erdbebendienstes der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt. Annalen Schweiz. Met. Zentralanst., 1953, Anh. Nr. 5, 30 S., Zürich 1954.

Die Lage der Erdbebenherde im Mittelwallis. Ec. geol. helv.

Jahresberichte des Erdbebendienstes der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt, 1927–1954. Annalen Schweiz. Met. Zentralanstalt, 1927–1954.



L. Mintrop

In Memoriam Prof. Dr. Dr. h. c. Ludger Mintrop

Professor Dr. *Mintrop* starb unerwartet am Neujahrstage nach kurzer schwerer Krankheit. Ein halbes Jahr vorher hatte er noch rüstig und vital wie eh und je seinen 75. Geburtstag im Kreise seiner Familie, Freunde und wissenschaftlichen Mitarbeiter auf seinem uralten elterlichen Besitz Barkhoven in Essen-Heidhausen gefeiert und unterhielt frisch und ausdauernd seinen großen Gästekreis mit humorvollen Erzählungen und Erinnerungen an seine vielen Auslandsreisen, die ihn außer nach fast allen europäischen Ländern auch nach Persien, Ägypten, Mexiko, Kanada und 19 mal in die USA führten. Als urwüchsigen Westfalen hatte es ihn immer wieder auf die heimatliche Scholle, auf der er am 18. Juli 1880 geboren war, zurückgezogen.

Sein Leben war ganz anders verlaufen, als man es nach seiner Jugend erwarten konnte, denn er war der fünfte Sohn unter fünfzehn Geschwistern und begeisterte sich in der Jugend sehr für Landwirtschaft. Er begann sie bei seinem Vater zu erlernen. Wegen der vorauszusehenden Unmöglichkeit, einmal selbständiger Bauer zu werden, besuchte er aber dann doch noch das Realgymnasium in Essen bis zur Primareife. Die aufblühende Industrie des Ruhrgebietes und die eigene kleine Kohlengrube seines Vaters regten ihn an, Markscheider zu werden. Nach einem halben Jahr praktischer Arbeit als Bergmann und der anschließenden praktischen Markscheiderausbildung begann er 1902 an der Königlich-Preussischen Bergakademie Berlin sein Studium. Er gewann bald die Überzeugung, daß das fehlende Reifezeugnis ihn im Fortkommen hindern werde, und so legte er die Reifeprüfung schon ein halbes Jahr später (1903) als Extraneus am Realgymnasium Aachen ab. 1905 bestand er am Oberbergamt Dortmund die Markscheiderprüfung, erhielt eine planmäßige Assistentenstelle in Aachen bei Geheimrat *Hausmann*, dem bekannten Magnetiker und Markscheider, 1905/06 las er schon Ausgleichsrechnung und wurde anschließend für 2 Jahre vom Kultusministerium beauftragt, fast sämtliche Vorlesungen des erkrankten *Hausmann* vertretungsweise zu übernehmen, obwohl er erst 26 Jahre alt war. Daneben betreute *Mintrop* einige Jahre als Markscheider das Steinkohlenbergwerk Nordstern und übernahm gleichzeitig die Aachener Erdbenstation mit ihren zeitraubenden täglichen Zeitbestimmungen nach Sonnenhöhen. Diese Jahre waren, wie *Mintrop* später gerne erzählte, zwar die geistig und körperlich schwersten, aber sie gehörten trotzdem zu den schönsten seines Lebens.

Als er 1907 wählen konnte zwischen einer Dozentur in Aachen, Lehrer und Abteilungsleiter an der Bergschule Bochum und dem Studium am Geophysikalischen Institut Göttingen, entschied er sich für Geheimrat *Wiechert* in Göttingen, denn wenn der 1906 geäußerte Wunsch *Hausmanns* auf die Errichtung eines Institutes für angewandte Geophysik in Aachen nutzbringend in Erfüllung gehen sollte und sich nicht weiterhin nur auf die jahrhundertalte angewandte Magnetik und eine Erdbenstation für große Seismik beschränken sollte, so hielt *Mintrop* es für unerlässlich, seine eigene Ausbildung auf eine breitere Grundlage zu stellen. In Göttingen begann er 1908 seine bahnbrechenden Versuche mit künstlichen Erdbeben, die er unter anderem durch ein noch heute vorhandenes Fallwerk mit einer 4 000 kg schweren Stahlkugel ausführte. Durch *Wiecherts* Arbeiten angeregt, verband er seine Versuche mit dem Bau leichter transportabler und trotzdem hochempfindlicher Seismographen. Das geschah in einer Zeit, deren Tendenz auf den Bau immer schwererer, größerer und stationärer Seismographen ausging. Seiner Dissertation über Bodenschwingungen durch Großgasmaschinen (1911) waren 1909 und 1910 andere seismische Arbeiten vorausgegangen, in denen er über seine "künstlichen Erdbeben" und deren Ausbreitung berichtete und hoffte, daß sie zu weiteren Untersuchungen anregen würden. Er wußte damals noch nicht, daß es seiner Tatkraft und Einsatzfreudigkeit vorbehalten sein würde, auch die "weiteren Untersuchungen" später einmal erfolgreich selber zuende zu führen.

In das Jahr 1910 fällt auch seine Vermählung mit *Elisabeth Sartorius*, die ihm fünf Kinder schenkte.

Schon während seiner Göttinger Studienjahre 1908 hatte *Mintrop* einen Ruf als Dozent an der Bergschule Bochum angenommen. Er errichtete dort eine seismische Station und ein bekanntes Modell des westfälischen Kohlenbergbaues mit ca. 30 qm

Grundfläche. 17 Veröffentlichungen aus der Bochumer Zeit bis zum Kriegsbeginn sind Zeuge seiner Aktivität. Seine "Kleine Markscheidekunde" erschien in dieser Periode.

1914 wurde er zunächst Luftschiffer. Anschließend unterstand ihm das Gebiet der Schallmeßtechnik. Hier baute er seine ersten erfolgreichen Feldseismographen für Ortungsaufgaben. 1917 meldete er seismische Patente und Gebrauchsmuster an. Sein umfassendes Hauptpatent "Verfahren zur Ermittlung des Aufbaues von Gebirgsschichten" (1919) befaßt sich mit den grundlegenden Methoden der Refraktionsseismik und beruht auf dem von *Mintrop* erbrachten Nachweis, daß auch die seismischen Wellen kleiner künstlicher Erdbeben nicht nur durch Reflexion, sondern auch durch Refraktion an den Schichtgrenzen auf der Erdoberfläche verfolgt werden können. Das führte ihn zu den Laufzeitkurven seines Hauptpatentes. Als 20 Jahre später seine "Grenzwellen" auch im physikalischen Labor nachgewiesen worden war, erhielt sie ihm zu Ehren den Namen "Mintrop"wellen. Sein wissenschaftlicher Erfolg beruht nicht nur auf den theoretischen Grundlagen, die ihm die Göttinger Jahre bei *Wiechert* gegeben hatten, sondern auch auf seiner Beobachtungsgabe. Diese ermöglichte es ihm während der späteren Experimente, sich klare, für die Praxis brauchbare Vorstellungen vom Verlauf der künstlich erzeugten Bebenwellen zu verschaffen und die seismische Bedeutung der "Grenzfläche zweier Medien" verschiedener Wellengeschwindigkeiten zu erkennen.

Am 15. August 1920 trug *Mintrop* erstmals sein neues Verfahren auf der Tagung der Deutschen Geologischen Gesellschaft vor und erhielt im September seine ersten größeren seismischen Feldaufträge (Altengamme und Wietze).

Am 4. April 1921 gründete *Mintrop* mit Unterstützung der Deutschen Industrie die SEISMOS GmbH. *Mintrop* und seine Mitarbeiter entwickelten damals Formeln und graphische Darstellungen für Teufen und Neigungsangaben mehrerer untereinander liegender Schichten, sowie zur Bestimmung der Wellengeschwindigkeiten dieser Schichten. Die ersten Feldarbeiten ermöglichten die 3 Firmen DEA, Erzstudien-gesellschaft und der Röchlingkonzern. Die Erfolge in Deutschland veranlaßten *Mintrop*, sein Verfahren auch dem Ausland anzubieten. 1923 wurden Messungen in Österreich und Nordschweden ausgeführt, aber von entscheidendem Einfluß für den raschen Aufstieg der SEISMOS war doch die Reise der ersten SEISMOSangehörigen nach Mexiko am 27.3.1923 und nach Texas am 5. Juli 1923. Der Siegeszug seiner Seismik begann 1924 mit der Entdeckung des geologisch nicht vermuteten Orcharddomes in Texas und bald arbeiteten bis 100 deutsche Geophysiker, Markscheider, Bergleute u. a. mehrere Jahre in Übersee.

Die Erfolge *Mintrops* lösten auf der ganzen Welt ein intensives Studium der seismischen Methode aus und so blieben ihm auch harte Kämpfe um seine Patente im In- und Ausland nicht erspart. Wenn auch in der Wirtschaftskrise 1931 die deutschen Pioniere durch amerikanische Trupps abgelöst wurden, so bleibt es doch das anerkannte Verdienst *Mintrops*, den Aufschwung der Seismik eingeleitet zu haben. Die heute in der Welt arbeitenden 1000 seismischen Meßtrupps sind das Kernstück einer ganzen geophysikalischen Industrie hoher wirtschaftlicher Bedeutung geworden.

Trotz seiner umfangreichen, erfolgreichen Tätigkeit für die angewandte Seismik vergaß *Mintrop* nicht seine ursprünglichen markscheiderischen Interessen, und so

nahm er 1928 eine Berufung auf den Lehrstuhl und an das Institut für Markscheidkunde und Geophysik in Breslau (bis 1945), um dann bis 1948 dem gleichen Lehrstuhl in Aachen vorzustehen. Noch in letzter Zeit wurde ihm eine Gastprofessur in Alexandria angeboten, zu ihrer Annahme konnte er sich nicht mehr entschließen. Statt dessen aber folgte er Einladungen zu Vorlesungs- und Studienreisen nach USA, Österreich, Schweiz und Italien.

Eine besondere Genugtuung für ihn war es, daß er noch bis zuletzt sehen konnte, wie sich auch in Deutschland seine angewandte Seismik sowohl nach der Krise der 30er Jahre als auch nach dem letzten Weltkrieg nicht nur wieder erholte, sondern auch den wesentlichsten Beitrag zur Steigerung der deutschen Erdölproduktion auf den unwahrscheinlichen Stand von 3 Millionen to/Jahr lieferte.

Sein Interesse wandte er in den letzten 10 Jahren stärker der großen Geophysik, insbesondere dem tiefen Untergrund der Kettengebirge, zu. Durch seine neuen Auffassungen über Schwere, Seismizität und Aggregatzustand des Gebirgsuntergrundes gab er der Isostasieforschung neue Anregung und die IUGG setzte 1954 in Rom einen internationalen Ausschuß zur Durchführung der von ihm empfohlenen Alpen-Großsprengungen ein. Es war ihm nicht mehr vergönnt, an der experimentellen Überprüfung seiner letzten wissenschaftlichen Arbeiten mitzuwirken.

Sein erfolgreiches Wirken brachte ihm noch zu Lebzeiten große Ehrungen ein. Er wurde Mitglied der Deutschen Akademie der Naturforscher zu Halle (1930), er erwarb die Ehrenmitgliedschaft des Deutschen Markscheider Vereines, der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft und der American Society of Exploration Geophysicists, den Ehrendoktor der Montanistischen Hochschule Leoben (1949), die Carl Engler Medaille der Deutschen Gesellschaft für Mineralwissenschaft und Kohlechemie (1953), und 1955 das Große Verdienstkreuz des Verdienstordens der Bundesrepublik.

Die starke, vitale Persönlichkeit *Mintrops* hob ihn stets aus dem Kreis seiner Mitarbeiter heraus. Wer ihn kennen lernte, wird ihn nicht vergessen.

A. Schleusener

Bibliographie von L. Mintrop

Der Lotapparat von Professor Haussmann. Mitt. Markscheidew. Neue Folge, Heft 9, 1908, S. 53–60.

Die Erdbebenstation der Westfälischen Berggewerkschaftskasse zu Bochum. Glückauf, 45. Jahrg. 1909, S. 357–366 u. S. 393–403.

Die Beobachtungen der Erdbebenwarte der Westfälischen Berggewerkschaftskasse zu Bochum in der Zeit vom 1. Dezember 1908 bis 1. Juli 1909. Glückauf, 45. Jahrg., S. 1006–1009. Vom 1. Juli 1909 ab bis zum Jahre 1921 wöchentliche Berichte im Glückauf.

Ergebnisse der Deklinationsbeobachtungen in Bochum in den Jahren 1909–1913 in Gemeinschaft mit Wilhelm Löhr. Jahreshefte im Verlag der Westfälischen Berggewerkschaftskasse zu Bochum. Von 1909–1921 monatliche Berichte im Glückauf.

Über künstliche Erdbeben. Berichte der Abteilung praktische Geologie des Internationalen Kongresses für Bergbau, Hüttenwesen, Angewandte Mechanik und Praktische Geologie, Düsseldorf, 1910, S. 98–112.

Über Vorrichtungen zur Bestimmung der Abweichungen der Gefrierbohrlöcher von der Vertikalen. Festschrift zum Allg. Deutschen Bergmannstag in Aachen 1910 im Band: Der Bergbau auf der linken Rheinseite, S. 104–113.

Beobachtungsbuch für markscheiderische Messungen. Verlag Wilh. Stumpf, Bochum, 1910, 2. Aufl. 1912, 3. Aufl. 1915.

Tabellen der Seigerteufen und Sohlen. Verlag Wilh. Stumpf, Bochum, 1910. 2. Auflage. Verlag Springer, Berlin, 1912 und 1915.

Über die Ausbreitung der von den Massendruckern einer Großgasmaschine erzeugten Bodenschwingungen. Diss. Göttingen, 1911, S. 1–33. Verlag W. Girardet, Essen, 1911.

Die Erdbebenwarte der Westfälischen Berggewerkschaftskasse zu Bochum. Gerlands Beiträge z. Geophysik, Bd. I, 1912, S. 95–103.

Über seismographische Aufzeichnungen von Bodenerschütterungen durch Verkehrseinrichtungen, Maschinen, Sprengungen und dergleichen künstliche Erdbeben. Verh. Ges. Deutscher Naturforscher u. Ärzte. 2. Teil, 1. Hälfte, Abteilung IX für Geophysik, Meteorologie u. Erdmagnetismus, S. 201–204, Münster 1912.

Mitteilungen der Wetterwarte der Westfälischen Berggewerkschaftskasse zu Bochum. Glückauf, 1912, S. 15–22. Ebenda S. 312–314, Von 1912–1921 monatliche Berichte im Glückauf.

Das neue selbstschreibende Deklinatorium für den niederrheinisch-westfälischen Steinkohlenbezirk. Glückauf, 48. Jahrg., 1912, S. 2061–2070.

Neue Flöz- und topographische Übersichtskarten des rechtsrheinisch-westfälischen Steinkohlenbezirks. Glückauf, 48. Jahrg., 1912, S. 1285–1294.

Einführung in die Markscheidekunde. 216 Seiten mit 191 Figuren und 5 farbigen Tafeln. Verlag Springer, Berlin, 1912. 2. Auflage 1915, Manuldruck 1922.

Die Kohlenvorräte des rechtsrheinisch-westfälischen Steinkohlenbezirks (in Gemeinschaft mit P. Kukuk). Glückauf, 49. Jahrg. 1913, S. 1–13.

Eine neue Darstellung der Steinkohlenablagerung im rheinisch-westfälischen Bezirk. Glückauf, 50. Jahrg. 1914, S. 1–4.

Erdbeben, Schlagwetterexplosionen und Stein- und Kohlenfall. Glückauf, 50. Jahrg. 1914.

Die Ermittlung des Aufbaues von Gebirgsschichten aus seismischen Beobachtungen. Zeitschr. Deutsche Geol. Ges. Bd. 72, 1920, Monatsberichte S. 369.

Erforschung nutzbarer Lagerstätten nach dem seismischen Verfahren. Berichte d. Erzausschusses d. Ver. Dezech. Eisenhüttenleute vom 15.12.1921. Düsseldorf 1921.

Seismologie im Dienste des Bergbaues. Mitt. Markscheidew. 1921, S. 96.

Erforschung von Gebirgsschichten u. nutzbaren Lagerstätten nach dem seismischen Verfahren. Mitt. I. Seismos, Hannover, 1922, S. 1–14.

Zur Geschichte des seismischen Verfahrens zur Erforschung von Gebirgsschichten und nutzbaren Lagerstätten. Mitt. II, Seismos, Hannover, 1930, S. 1–118.

Das Institut für Markscheidkunde und Geophysik der Technischen Hochschule Breslau. S. 1–12. Breslau 1930.

Über die Periodizität der Gebirgsschläge im westoberschlesischen Steinkohlenbezirk. Festschr. d. Techn. Hochschule Breslau, 1935, S. 341–345.

Zur wirtschaftlichen Bedeutung der geophysikalischen Erforschung von Gebirgsschichten und nutzbaren Lagerstätten. Mitt. Markscheidew., 48. Jahrg. 1937, Heft 2, S. 109–132.

Neue Wege zur Bodenforschung. Zeitschr. Petroleum, 35. Jahrg. 1939, S. 162–163. Karl Haussmann zum Gedächtnis. Mitt. Markscheidew., 51. Jahrg. 1940, Heft 1, S. 1–23.

Geophysikalische Verfahren zur Erforschung von Gebirgsschichten und Lagerstätten. Techn. Sammelwerk Essen, 1942, Bd. I, S. 455–538.

Stratameter und Bohrlochneigungsmesser. Techn. Sammelwerk, Essen, 1942. Bd. I, S. 539–553.

Über Anwendungen der seismischen Verfahren im Erdölbergbau und ihre wirtschaftlichen und wissenschaftlichen Auswirkungen. Zeitschr. Öl und Kohle, Jahrg. 39, 1943, S. 269–287.

Anwendungen des seismischen Verfahrens im Salzbergbau. Z. Kali, verwandte Salze und Erdöl, 1944, Hefte 4 und 5, 15 Seiten.

Über die Ausbreitung an der Erdoberfläche erzeugter periodischer Bodenschwingungen in die Tiefe. Z. Geophys. 1945, S. 140–149.

Über die Gliederung der Erdrinde und des Erdmantels nach seismischen Beobachtungen. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, math.-phys. Kl. 1947, S. 45–48.

Hundert Jahre physikalische Erdbebenforschung und Sprengseismik. Z. Die Naturw. 34. Jahrg. 1947, S. 257–262 u. 289–295.

Zur Entwicklung der geophysikalischen Lagerstättenforschung. Band Erdöl und Tektonik in Nordwestdeutschland. Hannover-Celle 1949, S. 321–336.

On the stratification of the Earth's Crust according to seismic studies of a large explosion and of great Earthquakes. Z. Geophysic, Vol. XIV, 1949, S. 321–336.

Wirtschaftliche und wissenschaftliche Bedeutung geophysikalischer Verfahren zur Erforschung von Gebirgsschichten und nutzbaren Lagerstätten. Berg- u. Hüttenm. Monatsh. der Montanistischen Hochschule Leoben, 94. Jahrg. 1949, S. 198–211. Ferner im Schweizer Archiv I (Jahrg. 1950, S. 321–336).

Der Lastenausgleich in der Erde. Mitt. d. Traditionsgemeinschaft d. Techn. Hochschule Breslau u. Danzig, 1951, Heft 2, S. 48–61.

Der Untergrund der Kontinente und Ozeane. *Annali Di Geofisica*, Vol. V, S. 163–220. Rom 1952.

Die Problematik der Gebirgswurzeln. *Geol. Rundschau*, Bd. 41, 1953, S. 67–78.

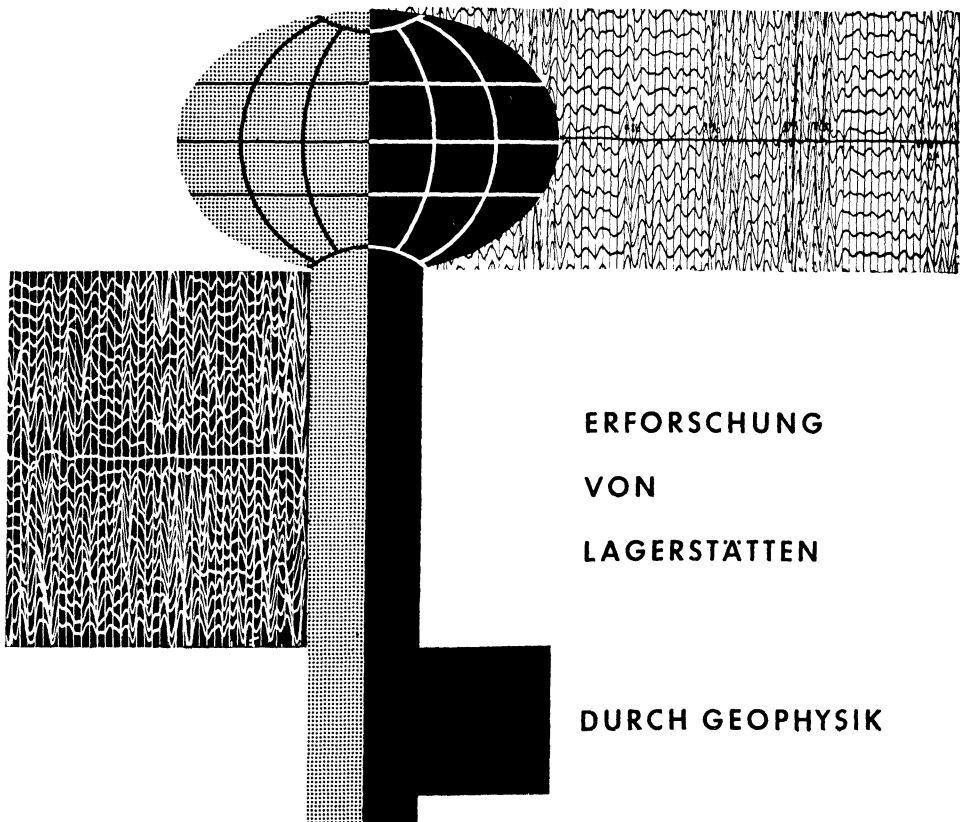
Die Hypothese von Airy verträgt sich nicht mit seismischen Beobachtungen. *Bulletin d'Information de Union Géodésique et Géophysique Internationale*. 2. Jahrg. A, Nr. 2, April 1953, S. 225–228.

Die Entwicklung der Sprengseismik. Bd. 19 (Sonderband) der Zeitschrift f. Geophysik, 1953, S. 101–122.

On the balance of pressure in the Earth's Crust. *Bull. Inf. de. Union Géod. et Géophys. International*. 4. Jahrg. 1954.

In memoriam Dr. Karl Röpke. *Zeitschr. f. Geophysik*, 20. Jahrg. 1954, Heft 4, S. 219–221.

Erdölsuche mit angewandter Geophysik. *Z. Erdöl u. Kohle*, 8. Jahrg., Heft 9, September 1955, S. 677–681.



ERFORSCHUNG
VON
LAGERSTÄTTEN

DURCH GEOPHYSIK

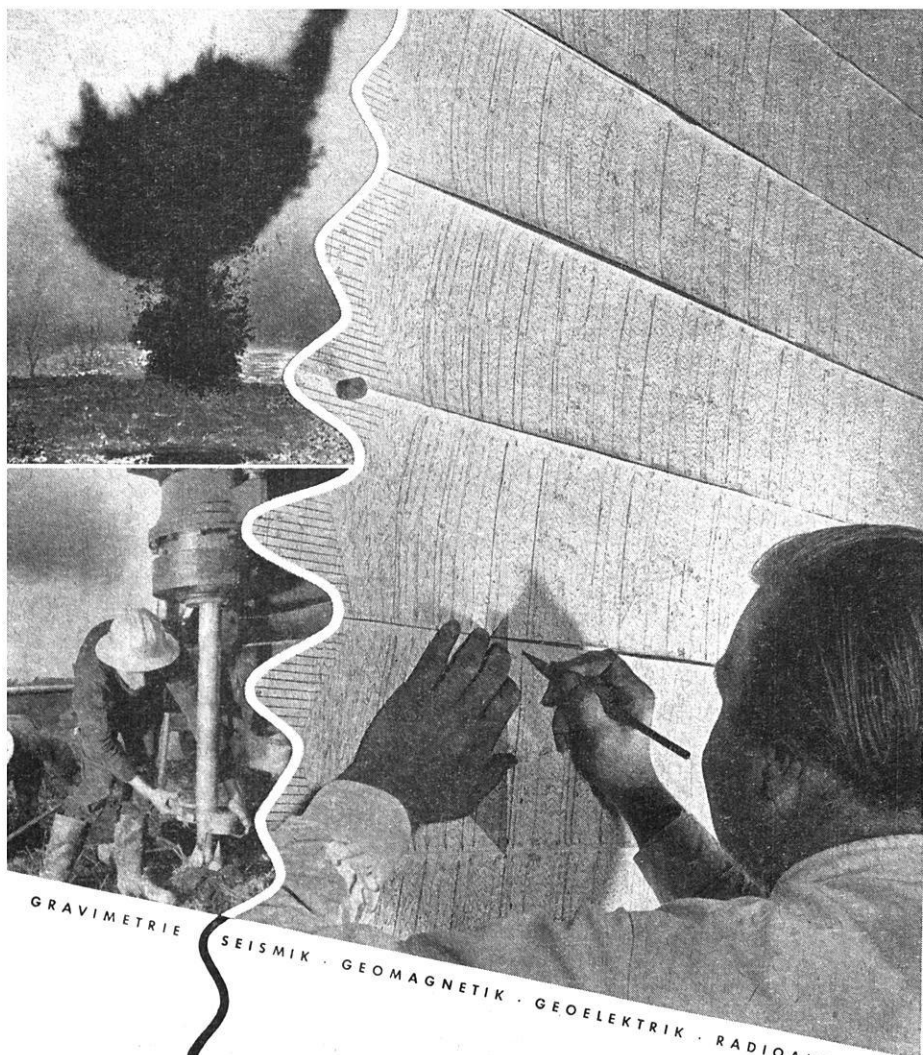
PRAKLA

HANNOVER · HAARSTRASSE 5

RUF: 8 0148 · FERNSCHREIBER: 092 28 47

DRAHT: PRAKLA

Bitte nehmen Sie bei Anfragen und Bestellungen auf unsere Zeitschrift Bezug
Please, mention our review in writing to advisers



GRAVIMETRIE

SEISMIK · GEOMAGNETIK · GEOELEKTRIK · RADIOAKTIVITÄT



H A N N O V E R

Fernschr. 023419 · Ruf 70831

verringert Ihr Risiko



Bitte nehmen Sie bei Anfragen und Bestellungen auf unsere Zeitschrift Bezug!
Please, mention our review in writing to advisers.



Essential tool in any airborne survey for oil or minerals. Complementary to the airborne Magnetometer, Electromagnetic Detector and Scintillation Counter. Used by geologists in the field who — with surveyors, geophysicists and engineers — work in close liaison with Huntings airborne teams. A reminder that Huntings are equipped to undertake your geophysical survey as a whole, from preliminary planning to the presentation of interpreted results.



HUNTING GEOPHYSICS LIMITED
Airborne Geophysical Surveyors
 4 ALBEMARLE STREET · LONDON W. 1

Head Office and Laboratories:

6 ELSTREE WAY, BOREHAM WOOD, HERTS.
 Tel.: ELSTREE 2214 · Cables: „HUNTMAG“ LONDON

Walther Lietzmann
**LEBENDIGE
 MATHEMATIK**

2. Auflage

465 Seiten mit 343 Abbildungen und 10 Tafeln
 Leinen DM 16.80

„Dieses Werk ist kein nettes Büchlein zur Veranschaulichung der Elementarmathematik, sondern durchleuchtet einmal wirklich die Mathematik, auch ihre abstraktesten Teile, in ihrer Einheitlichkeit und künstlerischen Schönheit. Aus elementarsten Begriffen ergibt sich alles, von den Klammerregeln und Kongruenzsätzen bis zu den Differentialgleichungen und der sphärischen Trigonometrie, ja zur Axiomatik. Dem Leser wird nichts erspart. Kann man auch nicht alle Beweise bringen, so wird doch nirgends eine Vereinfachung erschlichen, vielmehr auf alle Schwierigkeiten ausdrücklich hingewiesen, gerade auch auf die nur dem kritischen Wissenschaftler erkennbaren (Begriff der Menge, des Unendlichen, des Grenzwertes, der Wahrscheinlichkeit; wunde Stellen im Beweis der Kettenregel der Differentialrechnung oder in der Taylorschen Entwicklung). Und wo man blättert, wird man auch über vieles Elementare einschließlich der Anwendung völlig neu aufgeklärt. Wer kennt die Entstehungsweise der Meßtischblätter? Wer weiß, wie es im Innern einer Rechenmaschine zugeht, wie das Lochkartensystem funktioniert, wie der Eiffelturm verstrebt ist? Wer hat Funktionsleiter und Rechenstab wirklich durchdrungen? Und vieles, vieles andere, natürlich auch viel Geschichte sowie Geschichten und Scherze. Wer aber nur das letztere zu finden hofft, auf den wird das Buch besonders wohlthätig wirken, wenn er sich nach Abschluß der Lektüre im Besitz ungewollter, aber umso soliderer Kenntnisse sieht.“

VDI-Zeitschrift

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.
 Prospekte verlangen Sie direkt vom
PHYSICA-VERLAG-WÜRZBURG

Dringendes Gesuch

Folgende Zeitschriften suchen wir gegen Barzahlung dringend zu kaufen:

Annalen der Hydrographie und maritimen Meteorologie. Alle Reihen und viele Einzelbände.

Beiträge zur angew. Geophysik. Bes. Bd. 3 H. 1; Bd. 4 H. 1 u. 3; Bd. 6 H. 1; Bd. 7 H. 2 und vollst. Serie.

Beiträge zur Physik d. freien Atmosphäre. Bd. 3-26 und 28 mehrfach.

Gerlands Beiträge zur Geophysik. Bd. 1-64 vollst. u. einz.

Geophysics. Vols. 1-18.

Handbuch d. Geophysik. Mögl. vollst.

Handbuch d. Physik Vollst. Exemplar u. viele Einzelbände, auch der neuen Auflage.

Journal of Geophysics (Moscow).

Meteorologische Rundschau. Jahrgang 1-6, auch einzeln.

Meteorologische Zeitschrift. Vollst. Serie u. gr. Teilreihe. einzeln bes. Jahrg. 58-61.

Terrestrial Magnetism. Einzelne Hefte.

Transactions of the American Geophysical Union. Vols. 26 and 28.

Veröffentlichungen d. Geophysikal. Instituts d. Universität Leipzig. Vollst. Reihe u. viele Einzelbände u. -nummern.

Zeitschrift für Geophysik. Bd 1-2, 8-11 u. 17-18, sowie vollst. Reihe.

Zeitschrift für angew. Geophysik. Vollst. u. einzeln.

Zeitschrift für Meteorologie. Bes. Jahrgang 1.

Zeitschrift für Physik. Alle Reihen, auch viele Einzelbände.

Zeitschrift für Vulkanologie. Bd. 10-17.

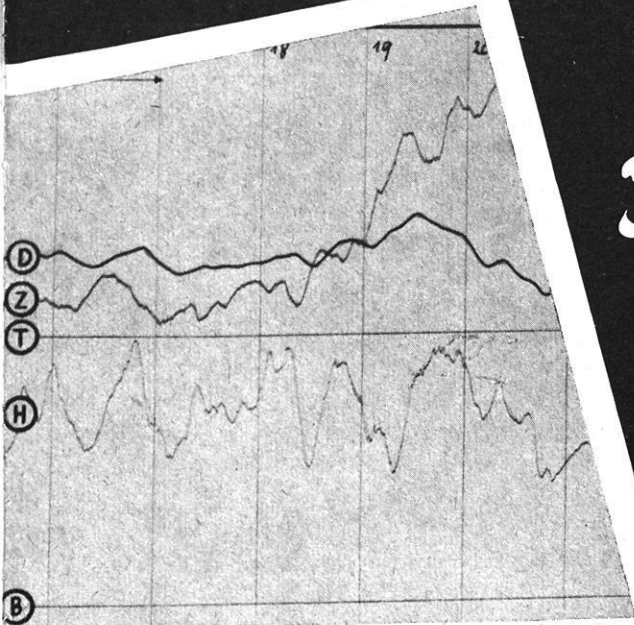
Zentralblatt für Geophysik, Meteorologie und Geodäsie. Band 1-10.

Angebote über diese und viele andere Zeitschriften, sowie auch für Sammelwerke, Handbücher usw. sind uns stets erwünscht.



VARIOGRAPH Gv2

LIEFERT
REGISTRIERUNGEN,
DIE DENEN NORMALER
OBSERVATORIUMS-
REGISTRIERSTATIONEN
GLEICHWERTIG SIND.



*Registrierbereit
in weniger als
1 Stunde*

VERLANGEN SIE DRUCKSCHRIFT 2515

ASKANIA-WERKE AG. · BERLIN-FRIEDENAU

SCHLUMBERGER VERFAHREN

Service für
Bohrlochmessungen
und **Perforationen**
aller Art

Zweigniederlassung

HANNOVER

Luisenstraße 10

Außenstellen:

Hannover

Diepholz

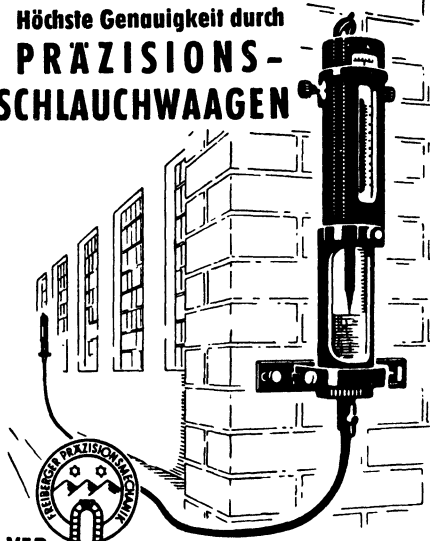
Lingen/Ems

Neumünster/Holst.

Karlsruhe

München

Höchste Genauigkeit durch
**PRÄZISIONS-
SCHLAUCHWAAGEN**



**VEB
FREIBURGER PRÄZISIONSMECHANIK
FREIBERG/SA.**

"Journalfranz"

ARNULF LIEBING OHG.

WISSENSCHAFTLICHES ANTIQUARIAT
UND HOCHSCHULBUCHHANDLUNG

Wir liefern und kaufen ständig:

**ZEITSCHRIFTEN-REIHEN
SAMMELWERKE
LEXIKA, BIBLIOGRAPHIEN
und sonstige größere Veröffent-
lichungen aller Wissensgebiete**

■ Ankauf vollständiger Bibliotheken ■

WÜRZBURG 2

Briefanschrift: Postfach 1136
Geschäftsräume: Rotlöwengasse 2
Fernruf: 4020 - Telegr.: Journalfranz