

**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, Kiel** — **O. Meyer, Hamburg**  
**F. Möller, Mainz** — **H. Reich, Göttingen.**

Jahrgang 25

1959



**PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG**



Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.  
Nachdruck und photomechanische Wiedergabe, auch von Teilen, nicht gestattet.

©

PHYSICA-VERLAG · WÜRZBURG 1959

Druck: fotokop Darmstadt

Printed in Germany

Z 1960.4137

## Autorenverzeichnis

Belluigi, A. 113	Israël, H. 104, 158	Repsold, H. 97
David, E. 239	Kasemir, H. W. 33, 65	Robel, F. 16
Dohr, G. 280	Kautzleben, H. 143	Rose, G. 1
Dolezalek, H. 159	Klußmann, J. 253	Siebert, M. 109
Fischer, G. 186	Lange-Hesse, G. 199	Schneider, G. 161
Gutdeutsch, R. 253	Mattern, G. 265	Teupser, Ch. 272
Hollinderbäumer, J. 209	Rao, S. H. 253	Ullmann, W. 272

## Sachverzeichnis

<p><b>I. Physik des festen Erdkörpers</b></p> <p>1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere</p> <p>E. David: Dynamische Kompressibilität für hohe Drücke. 239</p> <p>G. Dohr: Über die Beobachtung von Reflexionen aus dem tieferen Untergrunde im Rahmen routinemäßiger reflexionsseismischer Messungen. 280</p> <p>2. Deformationen, Seismik, Gezeiten</p> <p>G. Schneider: Zum Wellencharakter der mikroseismischen Bodenunruhe. 161</p>	<p>J. Hollinderbäumer: Über die Ortung mikroseismischer Stürme. 209</p> <p>Ch. Teupser u. W. Ullmann: Ein neuer Horizontalseismograph mit galvanometrischer Registrierung. 272</p> <p>R. Robel: Die Erdbebenstation Bensberg b. Köln. 16</p> <p>G. Fischer: Die Mitschwingzeiten der Nordsee, errechnet mit einem Differenzenverfahren. 186</p> <p>M. Siebert: Die solaren Gezeiten im Barogramm des Juli 1959. 109</p>
---	---

## II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

Erdmagnetismus,

Polarlicht, Ionosphäre,

Erdströme,

Durchdringende Strahlung,

Luftelektrizität

- H. Repsold: Ergebnisse der Messungen natürlicher Erdströme bei Göttingen. 97
- H. Kautzleben: Über das geomagnetische Normalfeld nach Fanselau. 143
- G. Rose: Über die Meteor-Ionisation im E-Bereich der Ionosphäre. 1
- G. Lange-Hesse: Durchschnittlicher Tagesgang der F1-Schicht-Grenzfrequenzen und seine Abhängigkeit von geographischer Breite und Jahreszeit. 199
- G. Mattern: Über die Whistler-Beobachtungen des Taunus-Observatoriums. 265
- H. W. Kasemir: Der Gewittergenerator im luftelektrischen Stromkreis. I. 33
- H. W. Kasemir: Der Gewittergenerator im luftelektrischen Stromkreis. II. 65
- H. Israë!l: Der Diffusionskoeffizient des Radons der Bodenluft. 104

## III. + IV. Physik der Atmosphäre und des Meeres

- M. Siebert: Die solaren Gezeiten im Barogramm des Juli 1959. 109
- G. Fischer: Die Mitschwinggezeiten der Nordsee, errechnet mit einem Differenzenverfahren. 186

## V. Angewandte Geophysik

- A. Belluigi: Neue Theorie für elektrische Sondierungen. 113
- H. Israë!l: Der Diffusionskoeffizient des Radons der Bodenluft. 104
- G. Dohr: Über die Beobachtung von Reflexionen aus dem tieferen Untergrunde im Rahmen routinemäßiger reflexionsseismischer Messungen. 280
- S. H. Rao, R. Gutdeutsch u. J. Klußmann: Aufbau einer modellseismischen Apparatur. 253

## VI. Instrumentelles

- S. H. Rao, R. Gutdeutsch u. J. Klußmann: Aufbau einer modellseismischen Apparatur. 253
- Ch. Teupser u. W. Ullmann: Ein neuer Horizontalseismograph mit galvanometrischer Registrierung. 272
- R. Robel: Die Erdbebenstation Bensberg b. Köln. 16

## VII. Sonstiges

### Buchbesprechungen

- L. V. Rihánek u. J. Postránecký: Bourky a ochrana před bleskem (H. Israë!l). 158
- Künstliche Erdsatelliten (H. Doležal). 159

### Personalien

- F. Frrulat zum 70. Geburtstag. 160

**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, Kiel** — **O. Meyer, Hamburg**  
**F. Möller, Mainz** — **H. Reich, Göttingen.**

Jahrgang 25

1959

Heft 1

**PHYSICA - VERLAG · WURZBURG**  
Niedersächsische Staats- u.  
Universitätsbibliothek  
Göttingen“

# INHALTSVERZEICHNIS

Rose, G.: Über die Meteor-Ionisation im E-Bereich der Ionosphäre . . . . .	1
Robel, F.: Die Erdbebenstation Bensberg bei Köln . . . . .	16
Kasemir, H. W.: Das Gewitter als Generator im luftelektrischen Stromkreis . . . . .	33

---

## Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 34,— DM, 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 und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

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 nummerieren 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 (Westfalen), Steinfurter Straße 107

**Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:**

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

---

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebling K.-G., Würzburg, Münzstrasse 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebling, Arnulf Liebling und Hildgund Holler, sämtl. Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg.

Typoskript: Physica-Verlag, Würzburg; Offsetdruck: fotokop, Darmstadt.

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1959

## Über die Meteor-Ionisation im E-Bereich der Ionosphäre

Von G. Rose, Lindau<sup>1)</sup>

**Zusammenfassung:** In der vorliegenden Arbeit wird über Untersuchungen auf einer Frequenz von 1,65 MHz berichtet, die zur Klärung der Entstehungsursache der nächtlichen Streuechos aus dem unteren E-Bereich der Ionosphäre im Frühjahr 1955 in unserem Institut durchgeführt wurden.

Das für dieses Problem entwickelte einfache Meßverfahren, welches in gewissen Grenzen zu quantitativen Aussagen über den generellen Einfall sporadischer Meteore führte, wird beschrieben.

Grundsätzlich wurde an Hand der tages- und jahreszeitlichen Variationen der Streuechotätigkeit sowie mit Hilfe von Koinzidenzversuchen nachgewiesen und bestätigt, daß die auf niedrigen Frequenzen beobachteten Streuechos aus dem unteren E-Niveau mit einem hohen Maß an Wahrscheinlichkeit auf Meteorionisation zurückzuführen sind.

Es wurden überdies in einigen Fällen vorwärts- und rückwärtsgestreute Meteorechos aufgefunden, die den Umweg über die F-Schicht nehmen. Es konnte dadurch mit einiger Sicherheit nachgewiesen werden, daß die langgestreckten Meteorspuren auch auf niedrigen Frequenzen eine gewisse Aspektempfindlichkeit besitzen.

**Abstract:** Pulse measurements on 1,65 MHz were carried out, to throw light upon the origin of the nightly scattered reflections in the lower range of the E-layer.

A simple indirect method is given to calculate the intensity of the scattered reflections.

The diurnal and annual variation of the intensity agrees with the assumption, that meteors produce the ionisation recorded at these low frequencies. Also

---

<sup>\*)</sup> Gerhard Rose, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphären-Physik, Lindauüb. North.

coincidence of these signals is found with meteor-trails recorded at high frequencies.

Occasionally apart from the trace of the directly back-scattered signal a second trace reflected by the *F*-layer was observed simultaneously.

In these cases it was possible to show, that the reflection-coefficient of the meteor-trail has no uniformity for all directions at these low frequencies too.

Bei Echolotungen der Ionosphäre mit Kurzwellen beobachtet man, und zwar vorzugsweise in Winternächten, Streuechos von charakteristischer Struktur aus Höhen um 100 km über dem Erdboden. Sie haben eine gewisse Ähnlichkeit mit den Echos der sporadischen *E*-Schicht, jedoch ist ihre Höhe im allgemeinen geringer und ihre Struktur diffuser als die der *E<sub>s</sub>*-Echos.

Die untersuchten Echos können nach der hier beschriebenen Methode regelmäßig dann messend verfolgt werden, wenn nicht gleichzeitig andere stabile Reflexionen aus dem *E*-Bereich der Ionosphäre vorhanden sind. Daher sind Winternächte für quantitative Beobachtungen am günstigsten, während Messungen bei Tag wegen der Existenz der normalen *E*-Schicht ganz ausfallen.

Es wurde bereits mehrfach die Vermutung ausgesprochen, daß in die Erdatmosphäre eindringende Meteorite bzw. deren ionisierte Bahns Spuren die Ursache dieser Streuechos sind [6, 12, 24]. Während auf hohen Frequenzen von etwa 10 bis 100 MHz bereits die Existenz von Meteorechos nachgewiesen wurde [2, 3, 7, 8], bereiten Untersuchungen auf Frequenzen von nur wenigen MHz erhebliche Schwierigkeiten, da die saubere Trennung der Streuechos von allen anderen Erscheinungen aus dem gleichen Höhenbereich gefordert werden muß.

Die über dieses Gebiet vorliegenden Arbeiten [4, 5, 6, 12] geben qualitative Hinweise und stützen sich meist auf Auswertungen der ihrer geringen Auflösung wegen wenig geeigneten Ionogramme.

Folgende Überlegungen gaben die Anregung zu der hier benutzten Meßmethode: Nach der Theorie [13, 14, 15, 16, 17] liegt die Mehrzahl der etwa 30 km langen, ionisierten Bahns Spuren der Meteore in einem engen Höhenintervall knapp unter 100 km. Wenn also die vorgenannten Echos an solchen Bahns Spuren entstehen, dann müssen die geloteten minimalen Reflexionshöhen in einem entsprechend engen Intervall liegen. Das gilt nur für die minimalen Höhen, weil seitab innerhalb des - vertikalen - Sende- und Empfangsdiagramms liegende Bahns Spuren miterfaßt werden und größere Höhen als die Bahns Spuren im Zenit vortäuschen.



Aber auch zwischen den maximal beobachtbaren Streuentfernungen und den Elektronendichten der ionisierten Spuren besteht nach der Theorie ein bekannter Zusammenhang [13, 14, 15, 16]; danach nimmt die von Meteorspuren gestreute Energie bei fester Beobachtungsfrequenz mit der Elektronendichte in den Spuren zu. Andererseits nimmt die Echoenergie mit zunehmendem Abstand der Streuobjekte vom Beobachtungsort, also mit zunehmender Zenitdistanz, ab. Demnach können gleichartige Bahns Spuren mit einer Apparatur von gegebener Empfindlichkeit nur innerhalb eines gewissen Entfernungsintervalls mit der minimalen Höhe der Meteore als untere Grenze beobachtet werden. Die mittlere maximale Streuentfernung stellt dann nach der Theorie ein Maß für den mittleren Ionisationsgrad der Bahns Spuren dar.

Auf Grund von astronomisch bestätigten Annahmen über die interplanetare Verteilung von sporadischem Meteorstaub [19, 20, 21] läßt sich bei Berücksichtigung der Eigenbewegung der Erde um die Sonne die tages- und jahreszeitlich zu erwartende Änderung der sichtbaren Radianten oder, was dem gleichkommt, die Variation des mittleren geozentrischen Geschwindigkeitsvektors der Partikel angeben [21]. Hieraus können wiederum die entsprechenden Schwankungen des mittleren Ionisationsgrades der Bahns Spuren hergeleitet werden. Letzthin ist also die unmittelbar meßbare Variation der maximalen Streuentfernung ein quantitatives Maß für die theoretisch bekannte Variation der sporadischen Meteortätigkeit [19, 21], wobei zur Bestätigung der vermuteten Streuecho-Meteor-Theorie eine Korrelation zwischen beiden Größen herzustellen wäre.

Es besteht ferner die Möglichkeit, das tägliche Mittel des radialen Abstandes zweier benachbarter Echos vom Empfangsort zur Bestimmung der räumlich-zeitlichen Dichte des Meteoriteneinfalls heranzuziehen und dieses nach einer rechnerischen Abschätzung der mittleren Partikelgröße mit Ergebnissen astronomischer Beobachtungen zu vergleichen.

Schließlich besteht als weitere Kontrolle die Möglichkeit, die auf hohen Frequenzen – im Versuch 10 MHz – bekannten Meteoritenechos gleichzeitig auf einer niedrigen Frequenz zu registrieren, um sie dort als typische Streuechos zu identifizieren.

Der Weg, den die Theorie somit anbietet, um nachzuweisen, ob die zu untersuchenden Streuechos tatsächlich durch die Bahns Spuren von Meteoren verursacht werden, ist also der:

a) Ein Gerät zu entwickeln, das bei hoher Empfindlichkeit eine möglichst genaue Höhenangabe sowie eine angemessene zeitliche Auflösung der Streuechos erlaubt. Das Sende-Empfangsdiagramm sollte dabei in einem hinreichend weiten vertikalen Bereich möglichst homogen sein.

b) Zu prüfen, ob die minimalen Höhen der Echos der von der Theorie geforderten Bedingung genügen.

c) Aus der zu messenden tages- und jahreszeitlichen Variation der maximalen Streuentfernung die Schwankungen der vermuteten sporadischen Meteortätigkeit zu errechnen, um das Ergebnis mit der Theorie zu vergleichen.

d) Die aus dem mittleren zeitlichen und räumlichen Abstand der Echos errechnete Dichte des Meteoreinfalls nach einer Abschätzung der zugehörigen mittleren Partikelgröße mit visuellen Beobachtungen zu korrelieren.

e) Koinzidenzversuche zwischen den auf hohen Frequenzen beobachtbaren Meteor-Einzelechos und den zu untersuchenden Streuechos zum Zwecke von Strukturvergleichen durchzuführen.

Im folgenden Abschnitt werden die Gleichungen zusammengestellt, die im Rahmen dieser Arbeit benötigt wurden:

Arbeiten Sender und Empfänger an gleichen Antennen mit dem Gewinnfaktor  $G$ . Ist ferner die Sender-Impulsleistung  $P$ , die benutzte Wellenlänge  $\lambda$  und der Abstand des Objektes von der Apparatur  $R$ , so ist bekanntlich die am Empfänger-eingang zur Verfügung stehende Echoenergie [20]:

$$(1) \quad p = \frac{G^2 \cdot P \cdot \lambda^2}{64 \pi^3 R^3} \cdot D$$

Ein wesentlicher dämpfungsbedingter Reduktionsfaktor tritt bei der Meßfrequenz von 1,65 MHz und bei Höhen um 100 km nachts praktisch nicht in Erscheinung [16].

Die Größe  $D$  in (1), der Stredurchmesser, hängt im allgemeinen von der Polarisation der einfallenden Welle ab [15], jedoch ist der Unterschied bei dünnen Bahnschichten ( $d \ll \lambda$ ) und Elektronendichten von  $\alpha < 10^{14} \text{ (m}^{-1}\text{)}$  nicht sehr erheblich, so daß die Formel von Lovell und Clegg [13] als brauchbare Näherung benutzt werden kann:

$$(2) \quad D = 5 \cdot 10^{-29} \cdot \alpha^2 \cdot \lambda \text{ (m)}$$

Führt man in Formel (1) die Registrierschwelle  $p_{\min}$  ein und faßt (1) und (2) zusammen, so erhält man

$$(3) \quad \overline{\alpha_{\max}} = \frac{0,8}{\sqrt{5}} \cdot \frac{p_{\min}^{1/2} \cdot \pi^{3/2} \cdot 10^{15}}{G \cdot p^{1/2} \cdot \lambda^{3/2}} \cdot \overline{R^{3/2}}$$

oder

$$\overline{\alpha_{\max}} = \text{const} \cdot \overline{R^{3/2}}$$

Nach dem Einsetzen der Gerätekonstanten  $p_{\min} = 8 \cdot 10^{-14}$  (Watt) (entsprechend  $5 \cdot 10^{-6}$  V an  $300 \Omega$ );  $P = 10$  (kW);  $\lambda = 180$  m;  $G \approx 1,5$  ergibt sich:

$$(4) \quad \overline{\alpha}_{\max} = 5 \cdot 10^3 \cdot R^{3/2} \quad (R \text{ in meter, } \alpha \text{ in } m^{-1})$$

Sporadische Meteore, die für die Entstehung der untersuchten Streuechos verantwortlich gemacht werden, bewegen sich nun nach Schiaparelli (1864) in guter Näherung auf langgestreckten Bahnen von beliebiger Orientierung um die Sonne. Die Erde läuft also auf ihrer Bahn gleichsam durch ein "Gestöber" kosmischer Partikel. Abb. 1 zeigt die Verhältnisse auf der Nordhalbkugel für den Frühjahrs- und Herbstpunkt. In beiden Fällen wird die meiste Materie in den Morgenstunden aufgesammelt, da die Erde dann mit der Stirnseite in den Partikelstrom hineinfliegt. Bedingt durch die Achsenneigung muß überdies im Herbst morgens mehr Materie einfallen, als zur gleichen Tageszeit im Frühjahr.

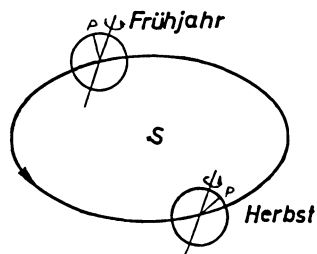


Abb. 1

Ein Maß für den in jedem Augenblick in die niedrigere Ionosphäre eindringenden Partikelstrom ist die mittlere Zahl  $F$  der gerade sichtbaren Radianten. Letztere sind aufgrund unserer vorher gemachten Annahmen, bei ruhend gedachter Erde, gleichförmig am ganzen Horizont verteilt und besitzen alle die gleiche Ergiebigkeit, die wir, bezogen auf die Hemisphäre, willkürlich gleich eins setzen. Dann ist, wie man leicht zeigen kann, bei bewegter Erde [21]:

$$(5) \quad F = 1 + \frac{V_e}{\bar{V}} \cdot \cos \chi$$

Hierin bedeuten  $V_e$  die Bahngeschwindigkeit der Erde,  $\bar{V}$  die mittlere heliozentrische Partikelgeschwindigkeit und  $\chi$  die Zenitdistanz des Apex,  $\cos \chi$  ist nun eine Funktion der geogr. Breite, der Tages- und der Jahreszeit. Rechnerisch verifiziert und eingesetzt ergibt sich schließlich für die Zeit des Durchgangs der Erde durch die Aequinoctialpunkte.

$$(6) \quad F_{\text{äqu}} = 1 \pm \frac{V_e}{\bar{V}} \cdot \sin \psi \cdot \sin \phi + \frac{V_e}{\bar{V}} \cdot \cos \psi \cdot \cos \phi \cdot \sin 15h$$

In Gleichung (6) bedeuten:  $\psi$  Neigungswinkel der Erdachse gegen die Normale der Bahnebene,  $\phi$  geogr. Breite,  $h$  Stundenwinkel bezogen auf  $0^{00}$  Uhr Ortszeit.

Für die angenommenen langgestreckten Bahnen kann  $\bar{V}$  durch die parabolische Grenzgeschwindigkeit approximiert werden.  $\bar{V} = \sqrt{2} \cdot V_e$ .

Für die geogr. Breite von Lindau ergibt sich schließlich:

$$(7) \quad F_{\bar{\alpha}qu} = 1 \pm 0,22 + 0,40 \cdot \sin 15h$$

Da man mit Messungen der mittleren max. Streuentfernung wohl Angaben über den mittleren Ionisationsgrad  $\bar{\alpha}$  der Bahnpuren, nicht aber direkt über die Meteorartigkeit  $F$  erhält, sei hier noch angedeutet, wie sich  $\bar{\alpha}$  auf  $F$  zurückzuführen läßt. Die Theorie liefert für  $\alpha$  den Ausdruck:

$$(8) \quad \alpha = \frac{4}{9} \cdot \frac{\beta(v) \cdot m}{\mu \cdot H} \cdot \cos \gamma$$

( $m$  = Meteoranfangsmasse,  $\mu$  Masse des einzelnen Meteoratoms,  $H$  = atm. Skalenhöhe,  $\gamma$  Einfallswinkel des betreffenden Teilchens,  $\beta(v)$  die mit der Anfangsgeschwindigkeit  $v$  zunehmende Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelnes Meteoratom ein freies Elektron produziert.)

Da die Erdbewegung sicher keinen Einfluß auf  $\bar{\alpha}$  über die mittlere Meteoranfangsmasse nimmt, kann man  $\frac{m}{\mu \cdot H}$  als eine im zeitlichen Mittel konstante Größe ansehen und Gl. (8) auch schreiben:

$$(8a) \quad \alpha = \text{const} \cdot \beta(v) \cdot \cos \gamma$$

Approximiert man  $\beta(v)$  durch  $a \cdot v$ , so ergibt sich in erster Näherung:

$$(9) \quad \alpha = \text{const} \cdot v \cdot \cos \gamma$$

Hierin ist aber der max. mögliche Wert von  $v \cdot \cos \gamma$  gegeben durch

$$(10) \quad (v \cdot \cos \gamma)_{\max} = V_e \cdot \cos \chi + \bar{V} \cdot \cos 0^\circ$$

( $\bar{V}$  in Richtung der Flächennormalen). Damit wird  $\alpha_{\max}$  aber

$$(11) \quad \bar{\alpha}_{\max} = \text{const} \cdot \bar{V} + \text{const} \cdot V_e \cdot \cos \chi$$

gibt man wie bei  $F$  ein auf eins bezogenes relatives Maß an, so wird:

$$(12) \quad \bar{\alpha}_{\max} = 1 + \frac{V_e}{\bar{V}} \cdot \cos \chi$$

Womit (12) in erster Näherung auf die Ausgangsgleichung von  $F$  (5) zurückgeführt ist. Es gelten also annähernd die Proportionalitäten:

$$(13) \quad F \sim \bar{\alpha}_{\max} \sim \overline{R^{3/2}} \sim 1 + 0,22 + 0,4 \cdot \sin 15h \text{ (für Lindau/Harz).}$$

### Experimentelle Einzelheiten

Das Prinzipschaltbild der Gesamtanlage ist durch Abb. 2 veranschaulicht. Es wurde ein anodengestauter Impulssender mit 50  $\mu\text{sec}$  Impulsdauer bei einer Tastfrequenz von 50 Hz und einer konstanten Impulsleistung von 10 kW benutzt.

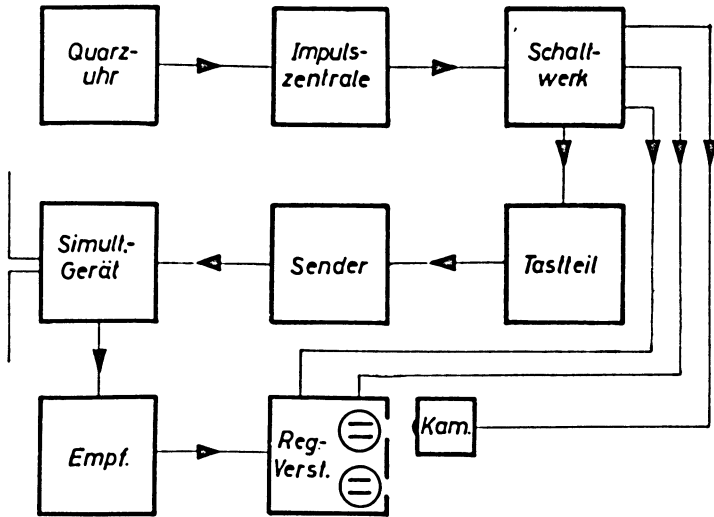


Abb. 2: Prinzipieller Aufbau der Meß-Apparatur

Als Empfänger stand ein Superhet zur Verfügung, der eine Bandbreite von 20 kHz besaß und auf eine Registrierschwelle von 5  $\mu\text{V}$  am 300  $\Omega$ -Eingang fest eingestellt war. Als Antenne diente ein etwa  $\lambda/6$  hoher, abgestimmter Faltdipol.

Das Registrierungsgerät, eine übliche Ausführung, fotografierte die Echobilder mit einem Filmvorschub von 10 m/h.

Die Registrierungen wurden in Form von Stichproben halbstündlich für die Dauer von je 30 sec vorgenommen. Zur Kontrolle der jeweiligen Tendenz wurden zusätzlich die entsprechenden Ionogramme sowie stark zeitgeraffte 1,65 MHz-Aufnahmen mit 2 cm Filmvorschub pro Stunde benutzt.

Für die erforderlichen Koinzidenzversuche zum gleichzeitigen Erfassen von Einzelechos auf zwei Frequenzen, 10 MHz und 1,65 MHz, lief für die Dauer dieser Beobachtungsreihe außerdem noch ein 100 kW-Impulssender an einem

dem 1,65 MHz-Dipol parallel gerichteten elektrisch gleichwertigen Dipol. Die 10 MHz-Frequenz wurde auf einem Sichtrohr visuell überwacht. Beim Erscheinen von Echos auf der hohen Frequenz wurden die Registriergeräte mit einem Handauslöser vorübergehend eingeschaltet. Es wurden Abende mit geringer Echo-tätigkeit abgewartet, um eine eindeutige Zuordnung der einander entsprechenden Echos zu ermöglichen.

Anfänglich bestand der Einwand, daß die beobachteten, vielschichtigen Echostrukturen auch durch Interferenzerscheinungen hervorgerufen werden könnten. Man ging dabei von der Vorstellung aus, daß sich Reflexionen an eng benachbarten, quasistationären Elektronenwolken überlagern. Dieser Einwand wurde experimentell durch das Umschalten der *HF*-Impulse von 50  $\mu\text{sec}$  auf 100  $\mu\text{sec}$  entkräftet. Als Folge der sich bei diesen Versuchen ständig ändernden Interferenzbedingungen hätte dann bei jeder Umschaltstelle ein merkliches Umspringen der Echostrukturen stattfinden sollen. Letzteres wurde jedoch nachts außerordentlich selten beobachtet, während es morgens beim Aufgang der normalen *E*-Schicht in der Regel eintrat.

Zum gleichen Ergebnis führten auch gleichzeitige Messungen auf zwei verschiedenen Frequenzen (im Versuch 1,65 und 2,0 MHz). So zeigten diese Registrierungen in der Regel dann weitgehende Übereinstimmung, wenn die Registrierempfindlichkeiten einander in dem Sinne angeglichen wurden, daß die 1,65 MHz Festwelle um einen gewissen Betrag unempfindlicher eingestellt war als die 2,0 MHz-Registrierung.

## Ergebnisse

### a) Festwelle 1,65 MHz

Die Mittelwerte aus den ständigen Beobachtungen auf der 1,65 MHz Festwelle sind in der Abbildung 3 graphisch dargestellt. Die  $R^{3/2}$ -Werte zeigen einen monotonen Anstieg vom Abend zum Morgen. Die zugehörigen  $\alpha_{\text{max}}$ -Werte sind ebenfalls aus dem Diagramm ersichtlich. Es ergeben sich Werte zwischen etwa  $2 \cdot 10^{11}$  und  $3 \cdot 10^{11}$  (Elektronen/m), und zwar gilt der kleinere Wert für die Abendstunden.

Ein Vergleich mit vorliegenden optischen Einfallsdaten [19, 20] ist über eine Energiebilanz der Größenordnung nach möglich. Es ist:

$$(14) \quad \eta \cdot \frac{m v^2}{2} = \alpha \cdot a \cdot l$$

$\eta$  = Wirkungsgrad der Ionisation ( $10^{-4}$  nach Herlofson [14])

$m$  = mittlere Meteormasse

- $\alpha$  = mittlere lineare Elektronenkonzentration
- $\nu$  = mittlere Meteorogeschwindigkeit (40 km/sec)
- $l$  = mittlere Schweiflänge (30 km)
- $a$  = Ionisationspotential des Sauerstoffs (15 eV)

Hieraus ergibt sich schließlich eine mittlere Partikelmasse von  $m_v = 4 \cdot 10^{-4}$  g .

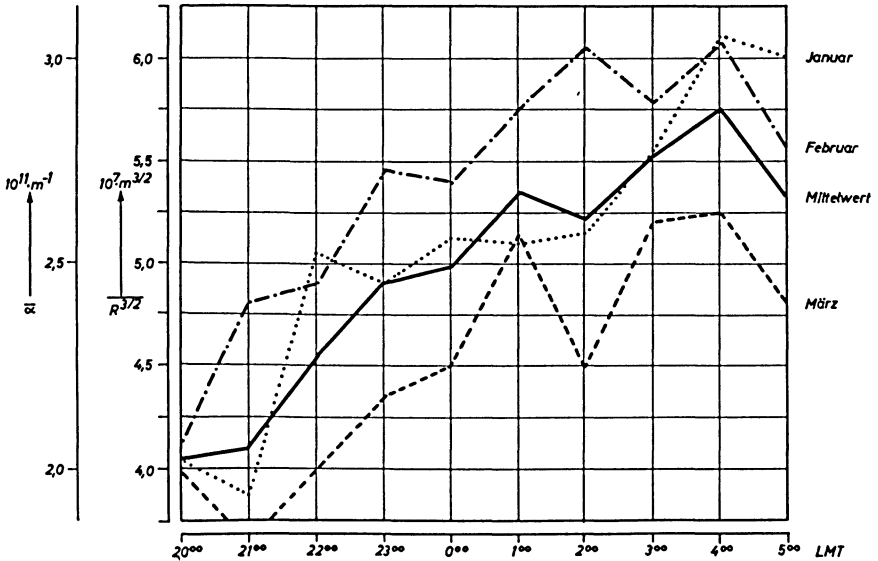


Abb. 3: Zeitliche Variation der  $E_m$ -Schicht (Meßfrequenz: 1,65 MHz)

Aus den Aufnahmen läßt sich ferner die Zahl der täglich im Mittel in die Lufthülle der Erde eindringenden, registrierbaren Meteoriten abschätzen. Die tiefsten Echos Spuren liegen ja in recht einheitlichen Höhen von  $r_0 = 95$  km. Die in den Registrierungen scheinbar über diesem Niveau auftretenden Spuren kommen nun, wie bereits ausgeführt, in der Mehrzahl von schräg abliegenden Schweifen. Sie weisen einen mittleren Abstandsunterschied von  $r = 15$  km auf. Aus der letztthin gegebenen zeitlich-räumlichen Geometrie erhält man schließlich das tägliche Mittel der Gesamtzahl der täglich eindringenden aktiven Meteore zu

$$(15) \quad Z = \frac{3,46 (r_e + r_0)^2 \cdot 10^5}{\delta \cdot \Delta r (2r_0 + \Delta r)} \quad (\text{Meteore/Tag})$$

$r_e$  = Erdradius,  $\delta$  = Zeitdifferenz in sec zwischen dem Auftreten zweier registrierbarer Echos im Bereich  $r_0 \leq r \leq r_0 + \Delta r$ . Die Meßwerte führen auf eine Gesamtzahl von  $z = 4,5 \cdot 10^8$  Met. pro Tag. Die teleskopisch-optischen Daten liegen bei  $1,9 \cdot 10^8$  Meteoren pro Tag und sind damit von der gleichen Größenordnung [19, 20, 21].

b) März- und Septembermittel der  $R$ 

Die März- und Septembermittelwerte der max. Streuentfernung der untersuchten Echos wurden für die Zeit von 1951 bis 1955 den Routine-Durchdrehaufnahmen des Instituts entnommen. Man kann annehmen, daß das zur Auswertung herangezogene Material ein qualitativ richtiges Bild gibt. Danach liegen die Septembermittel deutlich über den März-Mittelwerten. Außerdem ist der Anstieg vom Abend zum Morgen gut erkennbar. Das Ergebnis stimmt mit der angegebenen Theorie qualitativ überein. (Abb. 4)

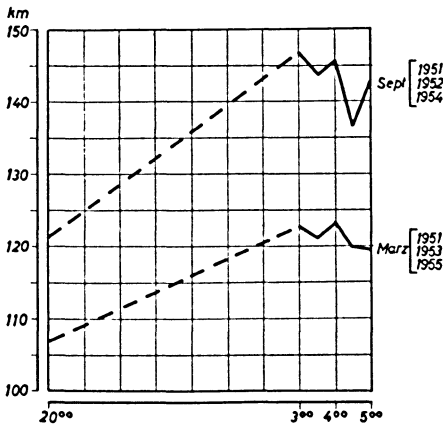


Abb. 4: März- u. Sept.-Mittel der max. Streuentfernung  $R$

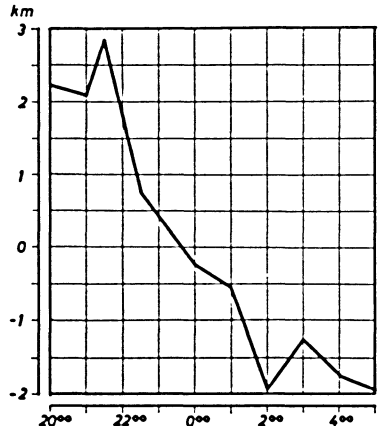


Abb. 5: Abweichung der min. Schichthöhe vom Mittelwert

## c) Abweichung der min. Schichthöhe vom Mittelwert

Die Abweichung der min. Schichthöhe vom Mittelwert ist in Abb. 5 dargestellt. Die Echospuren sinken danach vom Abend zum Morgen etwas ab. Die Meßwerte liegen allerdings nahe an der Fehlergrenze der Apparatur. Es ist denkbar, daß der Betrag des Absinkens durch die im Mittel etwas größeren Amplituden der Echos am Morgen etwas zu groß gemessen wurde.

## d) Sonderbeobachtungen

## 1. Amplitudenbeobachtungen

Während störungsarmer Nächte war es möglich, Amplitudenregistrierungen vorzunehmen. Sie führten zur Übereinstimmung mit den Ergebnissen der  $R^{3/2}$ -Messungen, indem sie ein Anwachsen der mittleren Echofeldstärken im 95 km-Niveau vom Abend zum Morgen anzeigten. (Abb. 6). Da jedoch nur ein einfa-



ches Gerät zur Verfügung stand und bei höherem Störpegel die schwachen Nutzsignale schwer identifizierbar waren, wurde von einer quantitativen Auswertung abgesehen.

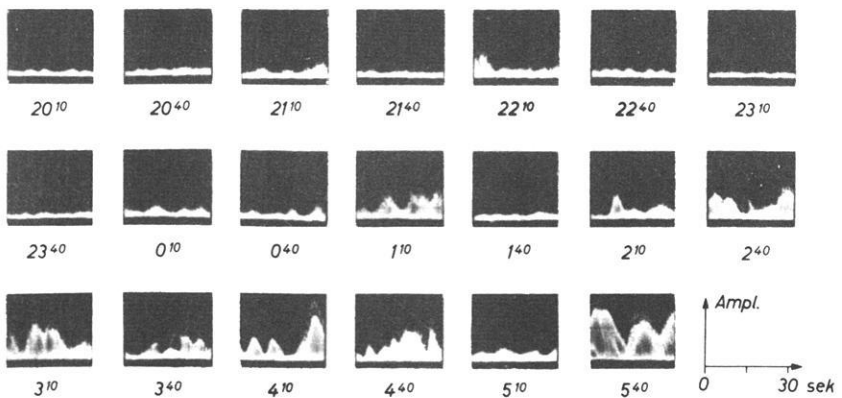


Abb. 6: 1,65 MHz -  $E_m$  - Amplituden-Registrierung vom 15./16. 3. 1955

## 2. Koinzidenzbeobachtungen 1,65 MHz – 10,0 MHz

Durch diese Versuchsreihe wurde bestätigt, daß Meteoreinzelechos auf der hohen Frequenz stets von den typischen Streuechos auf der niedrigen Frequenz begleitet waren. In vielen Fällen erkannte man bei den kräftigen 1,65 MHz-Echos eine gleichzeitig einsetzende weitere Echospur knapp über dem  $F$ -Niveau (Abb. 7, 8, 9, 10). Diese Spuren ließen vermuten, daß es sich um Spiegelungen des Streuzentrums an der  $F$ -Schicht handelt. Im Falle einer Spiegelung sind zwei einfache Ausbreitungswege denkbar: Die Welle läuft entweder nach der Reflexion an der  $F$ -Schicht zum Streuzentrum und gelangt von dort über Vorwärtsstreuung zum Empfangsort ( $\Delta$ -Echos), oder sie kommt zunächst auf den gleichen Weg zum Meteorschweif und nimmt dann nach einer Rückstreuung den abermaligen Umweg über die  $F$ -Schicht. ( $\Lambda$ -Echos).

### Ergebnisse von Koinzidenzversuchen:

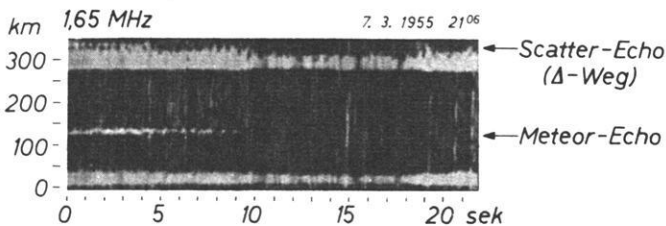


Abb. 7

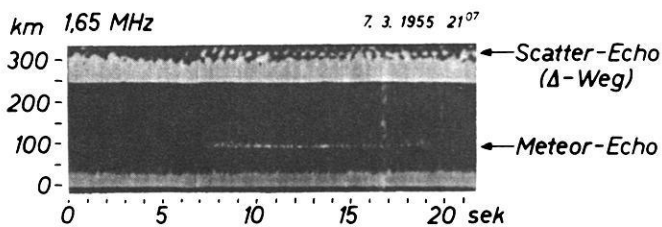


Abb. 8

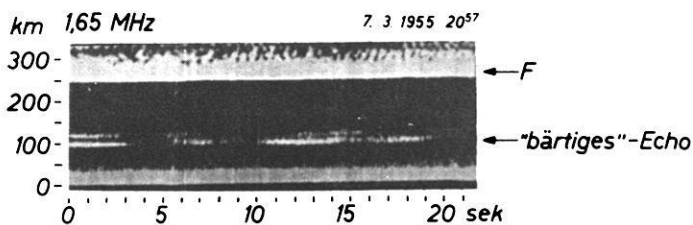


Abb. 9

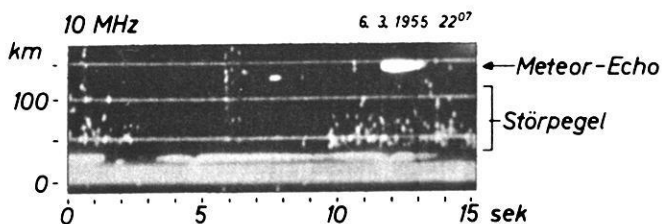


Abb. 10

Diese Verhältnisse sind in Abb. 11 veranschaulicht. Wie die Rechnung zeigt, läßt sich bei Annahme eines punktförmigen Streuobjektes und einer ebenen  $F$ -Schicht hoher Elektronenkonzentration – dann ist auf der niedrigen Meßfrequenz

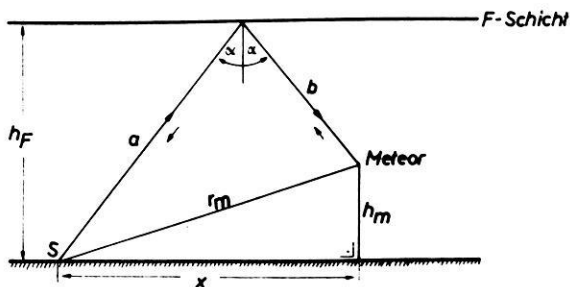


Abb. 11

$h_F^* = h_F$  - die Höhe des Streuobjektes berechnen. Es ergibt sich:

$$(16) \quad \begin{aligned} (a) \quad h_m(\Delta) &= h_F - S_\Delta \frac{S_\Delta - r_m}{h_F}; & (c) \quad \frac{X^2}{(a+b)^2} + \frac{(2h_F - h_m)^2}{(a+b)^2} &= 1 \\ (b) \quad h_m(\Lambda) &= h_F - \frac{S_\Delta - r_m}{4h_F} (S_\Delta + r_m); & (d) \quad (a+b) &= S_\Delta \end{aligned}$$

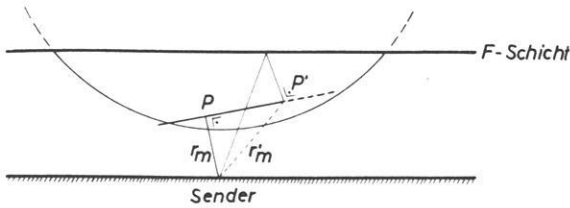


Abb. 12

Da jedoch langgestreckte Meteorspuren vorausgesetzt werden, ist zu erwarten, daß der Meteorschweif über die  $F$ -Schicht an einer anderen Stelle geortet wird als in direkter Sicht. Es läßt sich zeigen, daß in diesem Fall ein einseitiger Fehler in der Berechnung von  $h_m$  auftreten muß, und zwar wird  $h_m$  zu klein ausfallen.

Abb. 12 soll das näher erläutern. Nach Gleichung (16 c) muß der Reflexionspunkt  $P$  bei gegebenem  $S_\Delta$  auf einer Kugel liegen, die den Radius  $S_\Delta$  besitzt und deren Mittelpunkt sich in der Höhe  $2h_F$  senkrecht über dem Beobachtungsort befindet. Der Abstand des Punktes  $P'$  vom Beobachtungsort sei  $r'_m$ , der in direkter Sicht gemessene Reflexionspunkt ist daher  $P$  mit dem Abstand  $r_m$ . Da nun stets  $r'_m \geq r_m$  ist, geht man in der Regel mit einem zu kleinen  $r_m$  in Gleichung (16a, b) ein und erhält dann einen zu kleinen Wert für  $h_m$ .

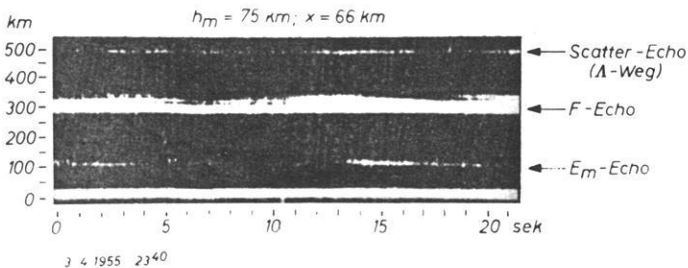


Abb. 13: Rückwärts -Streuung von Meteor -Echos über die  $F$ - Schicht

Im Verlauf der Messungen wurden sowohl  $\Delta$ - Echos als auch  $\Lambda$ -Echos aufgefunden (Abb. 8, 13). Die berechneten Höhen  $h_m$  waren gegenüber einem Er-

wartungswert von 95 bis 100 km um 20% und mehr zu gering. Die Ergebnisse zeigen, daß die untersuchten Streuobjekte offenbar nicht als punktförmig angenommen werden können und stützen somit die Vermutung, daß es sich um die langgestreckten ionisierten Bahnpuren von Meteoriten handelt.

Dem Direktor des Max-Planck-Instituts für Aeronomie, Herrn Prof. Dr. W. Dieminger, möchte ich meinen Dank aussprechen für viele Anregungen und insbesondere für die Arbeitsmöglichkeit auf diesem interessanten Gebiet.

### Literatur

- [ 1 ] Appleton, E. V. and Naismith, R.: Some further measurements of upper atmospheric ionisation. Proc. Roy. Soc. A 150, 685 (1935).
- [ 2 ] Appleton, E. V. and Naismith, R.: The radio detection of meteor trails and all. phenomena. Proc. Roy. Soc. 59, 461 (1947).
- [ 3 ] Mey, J. S. and Steward, G. S.: Radar observations of meteors. Proc. Phys. Soc. 59, 858 (1947).
- [ 4 ] Heising, R. A.: Proc. Inst. Radio Engrs 16, 75 (1928).
- [ 5 ] Schafer, J. P. and Goddall, W. M.: Proc. Inst. Radio Engrs. 19, 1434 (1931).
- [ 6 ] Skellett, A. M.: Phys. Rev. 37, 1668 (1931).
- [ 7 ] Hey, J. S., Parsons, S. J. and Steward, G. S.: Mon. Not. Roy. Ast. Soc. 107, 176 (1947).
- [ 8 ] Lovell, A. C. B., Banwell, C. J. and Clegg, J. A.: Radio echo observations of the Giocobinid meteors 1946. Mon. Not. Roy. Ast. Soc. 107, 164 (1947).
- [ 9 ] Appleton, E. V. and Piddington, I. H.: The reflection coeff. of ionospheric regions. Proc. Roy. Soc. A 164, 467 (1938).
- [10] Mohanty, Ph. D.: Thesis (Cambridge) 1938.
- [11] Shain, C. A. and Kerr, F. J.: A note on factors affecting the interpretation of observations of transient echos from the ionosphere. Journ. Atm. Terr. Phys. 6, 280 (1955).
- [12] Naismith, R.: A subsidiary layer in the E-region of the ionosphere. Journ. Atm. Terr. Phys. -5, 73 (1954).
- [13] Lovell, A. C. B., and Clegg, J. A.: Characteristics of rad. echos from meteor trails. Proc. Phys. Soc. 60, 491 (1948).
- [14] Herlofson, N.: Phys. Soc. Rep. Prog. Phys. 11, 144 (1948). Plasma resonance in ionospheric irregularit. Arkiv för Phys. 3, 247 (1951).

- [15] Kaiser, T. R. and Closs, R. L.: Theory of radio reflections from meteor trails. *Phil. Mag.* 43, 1 (1952).
- [16] Kaiser, T. R.: Radio echo studies of meteor ionisation. *Phil. Mag. Suppl.* Vol. 2, 8, 495 (1953).
- [17] Forsyth, P. A. and Vogan, E. L.: Forward-scattering of radio waves by meteor trails. *Can. Jour. Phys.* 33, 176 (1955).
- [18] Almond, M., Davies, J. G. and Lovell, A. C. B.: The velocity distribution of sporadic meteors. *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.* 111, 585 (1951); 112, 21 (1952); 113, 110 (1953).
- [19] Watson, F.: *Ann. Harv. Coll. Obs.* 105, 624 (1937); *Proc. Am. Phil. Soc.* 81, 493 (1939).
- [20] Pawsey, D. L. and Bracewell, R. N.: *Radio Astronomy Oxford: At the Clarendon Press* (1955).
- [21] Lovell, A. C. B.: *Meteor Astronomy Oxford: At the Clarendon Press* (1954).
- [22] Whipple, F. L.: *Rev. Mod. Phys.* 15, 246 (1943); *Adv. Geophys.* 1, 119 (New York: Acad. Press) (1952).
- [23] Davidson, M. J.: *Brit. Ast. Ass.* 24, 352 (1954).
- [24] Dieminger, W.: *Journ. Atm. Terr. Phys.* 2, 349 (1952).

## Die Erdbebenstation Bensberg bei Köln

Von F. Robel, Bensberg<sup>1)</sup>

Mit einem Beitrag von M. Schwarzbach

### 1. Einleitung

(M. Schwarzbach)

Seit 1955 ist in Bensberg bei Köln (Abb. 1) eine Erdbebenstation in Betrieb. Sie ist als "Abteilung für Erdbebengeologie" dem Geologischen Institut der Universität Köln angeschlossen und untersteht dessen Direktor.

Bensberg liegt östlich von Köln, die Erdbebenstation 15 km vom Rhein entfernt, am östlichen Bruchrand der Niederrheinischen Bucht, in 200 m Meereshöhe. Die geographischen Koordinaten der Station sind: 50°57'50" N; 7°10'32"E v. Greenwich. Geologisch liegt sie bereits im Rheinischen Schiefergebirge. Der Untergrund wird von gefalteten unterdevonischen Grauwacken und Tonschiefen gebildet, die z. T. tiefgründig verwittert sind. Die Sockel der Instrumente stehen in dieser lehmigen Verwitterungsdecke, die ohne scharfe Grenze in das anstehende feste Gestein übergeht. Unmittelbar westlich senkt sich das Gelände zu der weiten Niederrheinischen Bucht, die von mächtigen Rheinschottern erfüllt ist. Der Rheinpegel bei Köln liegt in 35,98 m Höhe.

Der Plan, bei Köln eine Erdbebenstation zu gründen, geht auf das Jahr 1951 zurück. Am 8. März 1951 ereignete sich das für mitteleuropäische Verhältnisse ziemlich starke 2. Euskirchener Beben, und im Zusammenhang damit wurde der Wunsch laut, im niederrheinischen Gebiet als einem der seismisch regsten Teile Deutschlands eine Erdbebenstation zu errichten, nachdem die Aachener Erdbebenwarte durch den Krieg zerstört worden war. Die Anregung fand lebhaftes Interesse bei dem damaligen Rektor der Universität Köln, dem 1957 leider verstorbenen Prof. Dr. Gotthold Bohne, der zwar Jurist, aber den Naturwissenschaften gegenüber äußerst aufgeschlossen war, ja, sie (als Kriminologe) selbst betrieb, und wesentlich dank seiner tatkräftigen Unterstützung und des Verständnisses des damaligen Verwaltungsdirektors (jetzigen Ministerialdirektors) Schneider wurde der Plan auch rasch in die Tat umgesetzt.

<sup>1)</sup> Dr. Franz Robel, Geologisches Institut der Universität Köln, Abteilung für Erdbebengeologie, Bensberg b. Köln.

Bei der Planung erfreuten wir uns von Anfang an der sachkundigen und ratrikräftigen Beratung durch Prof. Hiller in Stuttgart.

Als Standort kam die auf Rheinschotter erbaute Großstadt Köln nicht in Frage; andererseits wollten wir nicht zu weit von dort weggehen, um den Kontakt mit der Universität möglichst eng zu halten. So bot sich die kleine Stadt Bensberg als passender Ort an; sie ist verkehrsmäßig eng mit Köln verbunden, hat bereits Felsuntergrund und keine große Industrie. Die Stadt Bensberg stellte ein Grundstück zum Verkauf, dessen Umgebung z. T. überhaupt nicht bebaut werden soll, z. T. für lockere Einzelsiedlung vorgesehen war. Leider erwiesen sich die entsprechenden Zusicherungen der Stadt später als trügerisch; 1956 wurde mit

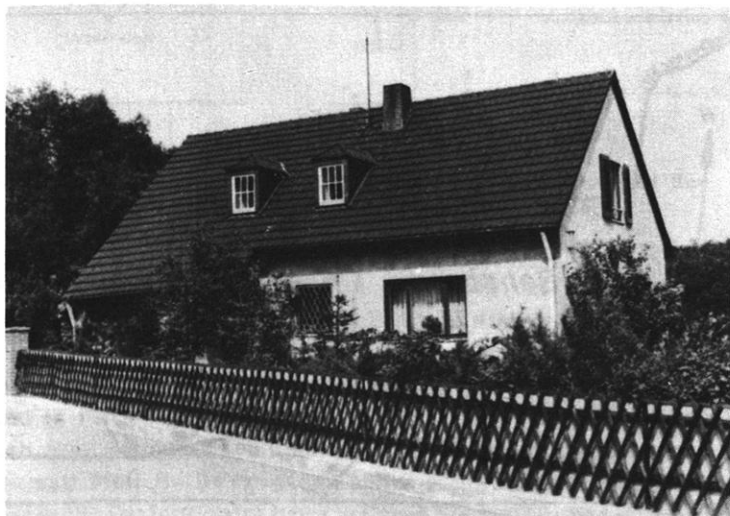


Abb. 1: Ansicht des Stationsgebäudes.

dem Bau eines großen Krankenhauses unmittelbar neben der Station begonnen und, was sich noch ungünstiger auswirkte, eine Durchgangsstraße an der Station vorbeigeführt. Es ist sehr bedauerlich, daß die Stadt zwar großes Interesse zeigte, die Station nach Bensberg zu bekommen, ihr aber später durchaus gleichgültig gegenüberstand.

Das Stationsgebäude ist ein kleines Haus von insgesamt 100 qm Nutzfläche (seismische Räume, Werkstatt, 2 Dienstzimmer, Wohnung). Es wurde von Architekt Bernh. Rotterdam, Bensberg, entworfen und gebaut. Der Bau begann 1952, im Herbst 1953 war das Haus bezugsfertig. Den Aufbau der Seismographen leitete zuerst Dr. R. Schulz (jetzt in San Salvador), dann Dr. S. Mühl-

häuser, und seit 1. Nov. 1954 ist Dr. F. Robel für den seismischen Betrieb verantwortlich.

Seit April 1955 gibt die Station vierteljährlich "Seismische Berichte der Erdbebenstation Bensberg bei Köln" heraus.

## 2. Lage und instrumentelle Ausstattung der Station

Die Lage der Erdbebenstation Bensberg relativ zu den wichtigen Verkehrsstraßen und den markantesten Gebäuden innerhalb des Bensberger Stadtgebietes ist in Abb. 2 skizziert. Von Köln aus ist die Bundesstraße 55 die günstigste Zufahrtstraße.

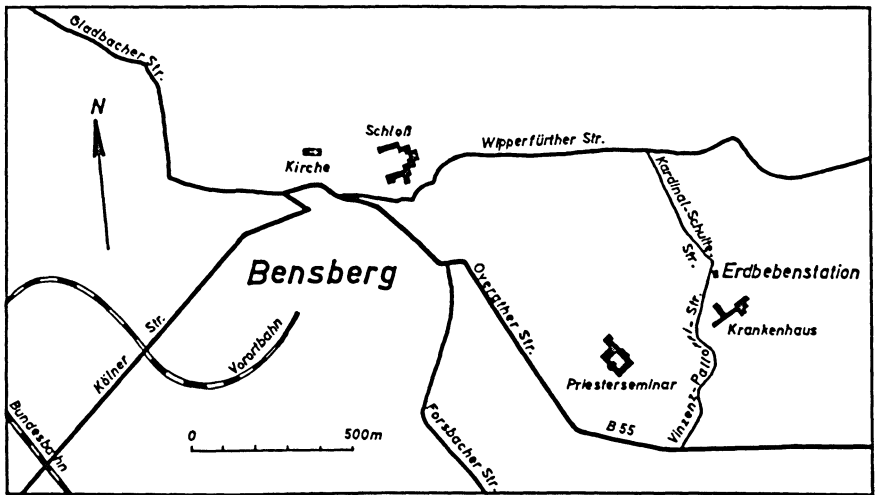


Abb. 2: Lage der Erdbebenstation im Stadtgebiet Bensberg.

Sämtliche Instrumente sind in den Kellerräumen des Gebäudes untergebracht. Abb. 3 zeigt den Grundrißplan des Seismographen- und des Registrierraumes mit der Anordnung der Instrumente.

Die Station ist vornehmlich als Nahstation gedacht und daher mit kurzperiodischen Seismographen ausgestattet. Folgende Instrumente sind vorhanden:

1. ein Horizontal-Seismograph mit mechanischer Registrierung "Bauart Zeißig" in den Komponenten N-S und E-W und
2. ein homogener Satz elektro-induktiver Seismographen mit galvanometrisch-optischer Registrierung der "Bauart Stuttgart" in den Komponenten N-S, E-W und Z.



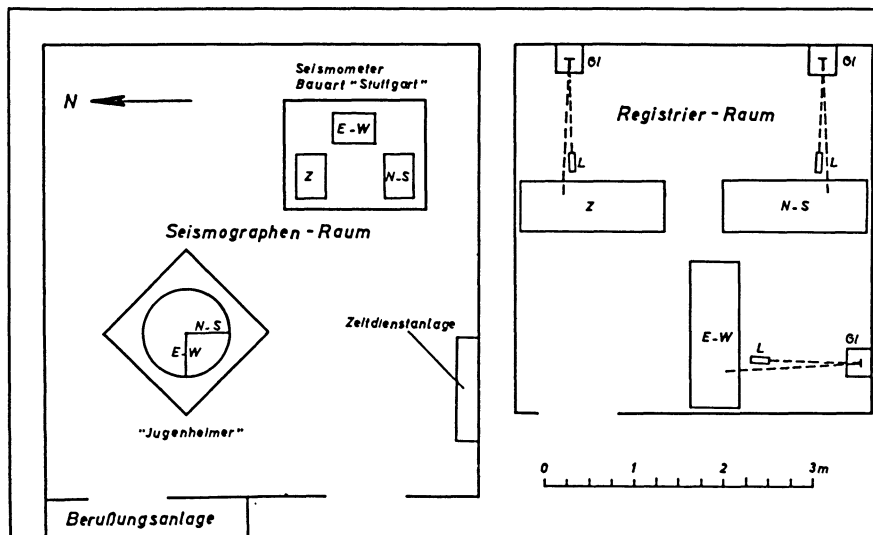


Abb. 3: Anordnung der Instrumente im Seismographen- und Registrierraum. *Gl* = Galvanometer, *L* = Lampe.

Der Horizontal-Seismograph gleicht in der Konstruktion und Arbeitsweise dem astatischen "Wiechert". Er wurde nach den Angaben und Anweisungen von Prof. C. Zeißig am Physikalischen Institut der Universität Darmstadt in den Jahren 1906-08 gebaut und in Jugenheim bei Darmstadt aufgestellt und in Betrieb genommen. In den zwanziger Jahren wurde er stillgelegt und blieb ohne Betreuung und Kontrolle. Auf das seismische Instrument machte uns seinerzeit Prof. H. Berg (Köln) aufmerksam; es wurde von der Universität Köln angekauft. Das Instrument hatte nur noch Schrottwert und mußte, um funktions- und einsatzfähig zu sein, gründlich gereinigt und in vielen Teilen überholt und umgebaut werden. Diese Arbeiten sowie den Aufbau an der neuen Station führten Schulz und Mühlhäuser aus. In Jugenheim arbeitete der Seismograph als Tintenschreiber, hier wurde er auf Rußregistrierung umgebaut.

Abb. 4 bringt eine Ansicht des Seismographen. Die stationäre Masse des invertierten Pendels hat ein Gewicht von 1300 kg; die Eigenperiode der ungedämpften astatierten Pendelschwingung beider Komponentenrichtungen liegt in den Grenzen von 2,9 und 3,0 Sekunden. Ein dreiteiliges mechanisches Hebelsystem sorgt für die statische Vergrößerung der Relativbewegung. Das schwingungsfähige System ist über Luftkolbendämpfer im Verhältnis 5:1 gedämpft, was zu einer vergrößerten Eigenperiode von rund 3,3 sec führt. Die statische Vergrößerung errechnete sich zu 320-fach.

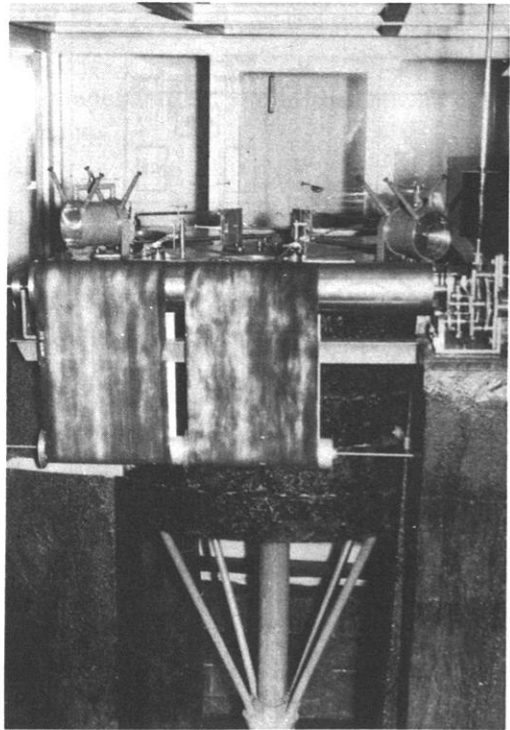


Abb. 4: Horizontalseismo-  
graph "Bauart Zeißig".

In Abb. 5 ist durch die gestrichelte Linie die mittlere Resonanzkurve dargestellt.

Bedingt durch Korrosionserscheinungen am Material des Hebelsystems konnte die Reibung in den Lagern nicht überall wünschgemäß ausgeschaltet werden. Der maximale Reibungsausschlag ist daher vom Betrag:  $r = 0,75 - 0,85 \text{ mm}$  ( $r/T_0^2 = 0,082 - 0,094$ ); die Empfindlichkeit ist demnach verhältnismäßig gering. Das durch Gewichtzug betriebene Laufwerk ist auf einen Papiertransport von  $30 \text{ mm/Min}$  justiert. Der Seismograph ist seit Juli 1954 in Betrieb.

Die Berußungsanlage der Station, die für diesen Seismographen nötig ist, befindet sich unmittelbar neben dem Seismometerraum. Um diesen und auch die übrigen Stationsräume vor Verunreinigungen möglichst zu schützen, ist eine Rußabsaugvorrichtung von der Firma Hamacher, Köln-Braunsfeld, an die Berußungskammer angeschlossen worden. Mittels einer Drosselklappe im Windkanal kann beim Berußen die gewünschte Luftströmungsgeschwindigkeit eingestellt werden. Der abgesaugte Ruß wird durch ein auswechselbares Glaswattefilter aufgefangen.

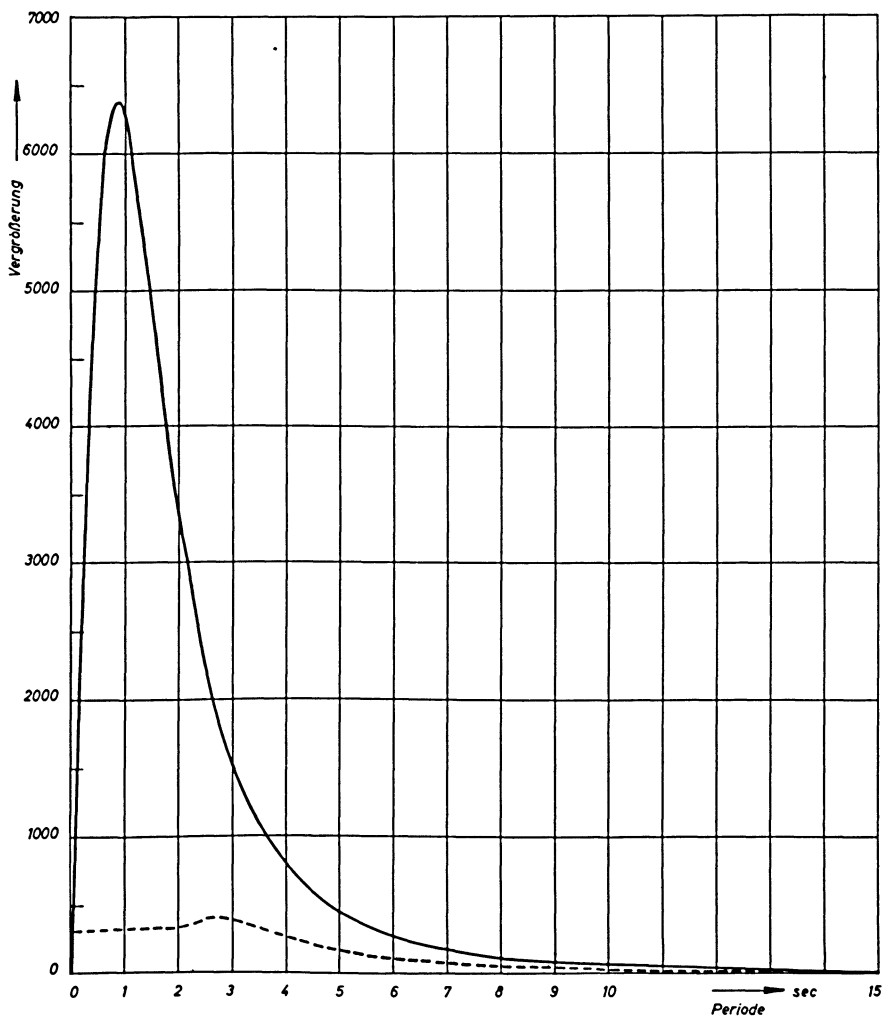


Abb. 5: Resonanzkurven:

—— Z-Komponente "Bauart Stuttgart".

----- Mittlere Resonanzkurve des Jugendheimer Seismographen.

Im Herbst 1954 wurde mit der Aufstellung der Induktionsseismographen "Bauart Stuttgart" nach Prof. Hiller und den damit verbundenen Einrichtungsarbeiten begonnen. Die Arbeiten wurden von Mühlhäuser eingeleitet und vom Autor weitergeführt und beendet. Abb. 6 zeigt die drei Seismometer in Arbeitsstellung auf dem Betonsockel. An den Seismometern waren nach den Beobachtungen und Angaben von Prof. Hiller einige konstruktive Ände-

rungen infolge dynamischer Rückwirkung der Galvanometer durchzuführen. So wurden die Pendelmassen durch Zusatzmassen von 1 kg in symmetrischer Verteilung nahe der Pendelachse vergrößert. Dadurch bedingt, ergaben sich folgende notwendige und zweckmäßige Abänderungen in der Systemelastizität:

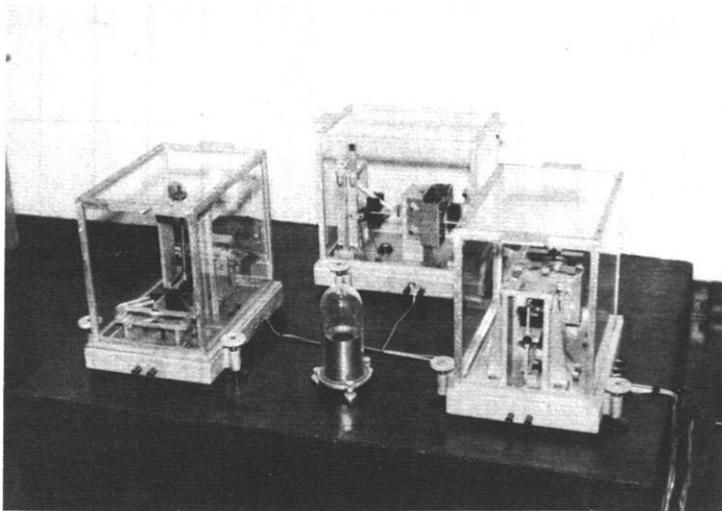


Abb. 6: Homogener Seismometersatz "Bauart Stuttgart"; vorn zwischen den Seismometern ein Stoßrichtungsanzeiger nach Prof. Hiller.

1. Schwache (0,05 statt 0,2 mm) Blattfedern als Pendelarmgelenke.
2. Schraubenfeder mit größerer Steife in der Z-Komponente.
3. S-förmige Feder in den horizontalen Komponenten, als Rückstellkraft zusätzlich zur Schwerkraft in Form einer elastischen Verbindung zwischen Induktionsmagnetträger und Pendelarm.

Abb. 7 zeigt das Schema eines Horizontalseismometers "Bauart Stuttgart". Die Zusatzmasse ist nicht eingezeichnet.

Die Justierung der Seismographen erfolgte, wie es erfahrungsgemäß am zweckmäßigsten ist, zuerst in der Z-Komponente. Danach wurden die horizontalen Komponenten abgestimmt. Die reduzierte Pendellänge liegt für alle drei Seismometer (mit Jochen) bei 150 mm und die ungedämpfte und nicht astasierte Eigenperiode (ohne Induktionsmagnet) bei 0,56 s. Nach mehreren Versuchen war erst bei einem maximalen Luftspalt zwischen Induktionsspulen und Jochen von 8,5 mm in den drei Komponenten die Möglichkeit gegeben, über den magnetischen Nebenschluß der Induktionsmagnet-Abschirmbleche die ungedämpfte Seis-

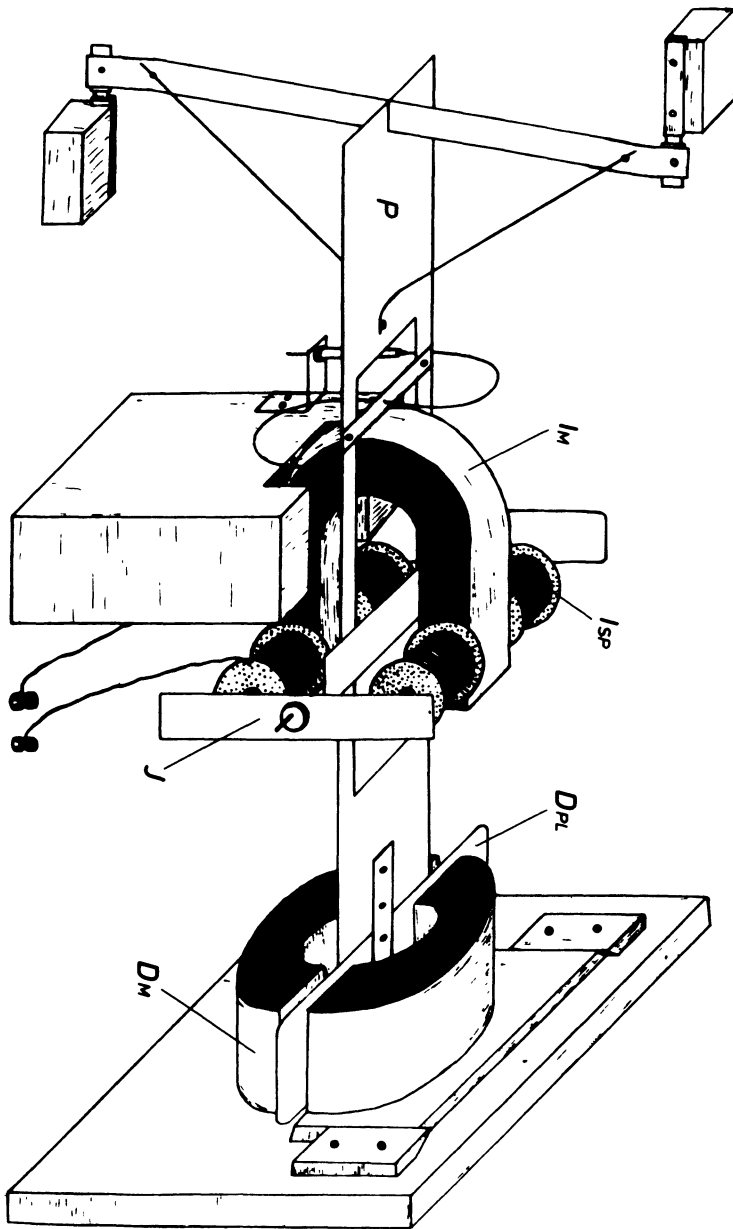


Abb. 7: Schema eines Horizontalseismometers "Bauart Stuttgart".  
 $P$  = Pendelarm,  $J$  = Joch,  $I_M$  = Induktionsmagnet,  $I_{SP}$  = Induktionsspule,  $D_M$  = Dämpfermagnet,  $D_{PL}$  = Dämpferplatte.

meterperiode auf die ungedämpfte Eigenperiode der Galvanometer von rund 1,5 s abzustimmen. (Die Galvanometer sind von der Firma Kipp & Zonen, Delft-

Holland, bezogen worden.) Wegen der kleinen Jocharstände ist bei Pendelbewegungen nur in einem engen Bereich die rücktreibende Kraft proportional dem Ausschlag. Der Pendelarm darf sich also möglichst nicht aus der Symmetrieeinstellung verlagern (etwa durch Raumtemperaturschwankungen), da sonst unerwünschte Periodenverlängerungen durch astasierende Wirkung der Joche auftreten. Kleinere Korrekturen der Symmetrielage können in den horizontalen Komponenten über die Fußschrauben durch Kippung der Seismometerbodenplatte erfolgen. In der Z-Komponente ist nachträglich an der Feintechnikschule in Schweningen am Neckar, dem Herstellungsort der Seismographen, eine Spezialvorrichtung (nach Prof. Hiller) eingebaut worden, die außerhalb des Glaschutzkastens bedient wird und über die der obere Angriffspunkt der Schraubenfeder relativ zum unteren verstellt werden kann. Die Dämpfung der Seismometer und Galvanometer ist aperiodisch; das Einstellen auf die Grenze der aperiodischen Dämpfung erfolgte durch Impulsanregung und Registrierung der Ausschläge.

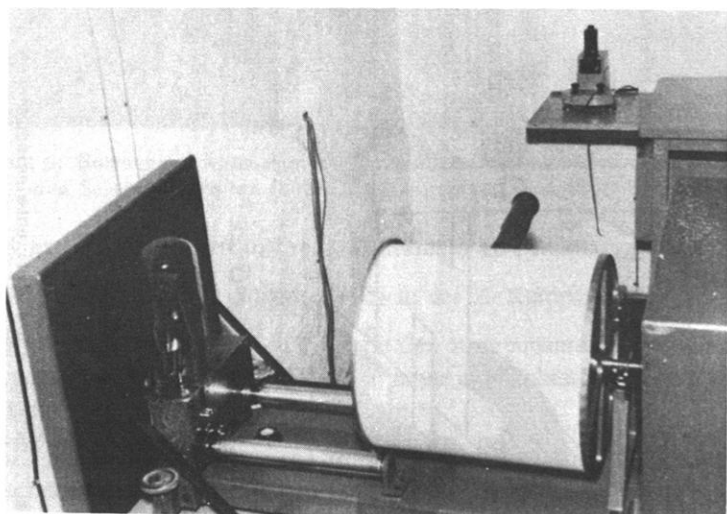


Abb. 8: Ansicht eines Registrierwerkes "Bauart Stuttgart"; im Hintergrund das Galvanometer.

Die Registriergeräte der Stuttgarter Seismographen sind in einem gesonderten Raum untergebracht. Sie werden betrieben durch Elektromotore mit Kurzschlußanker über zwischengeschaltete Spiralfedern, wodurch zur Überbrückung von Netzstromstörungen eine Gangreserve von etwa einer Stunde vorhanden ist. In den horizontalen Komponenten wird diese Gangreserve von uns nicht ausgenutzt,

da die Lichtquellen der optischen Registriereinrichtungen vom Netzstrom gespeist werden. Die Lampe in der vertikalen Komponente wird dagegen von einer Akkumulatorbatterie versorgt, die sich in Dauerladeanschluß befindet.

Um einen möglichst gleichmäßigen Papiervorschub zu gewährleisten— er beträgt hier 60 mm/Min—sind den Laufwerkmotoren Stromstabilisatoren mit Eisenwasserstoffwiderständen (Regleröhren) vorgeschaltet. Die Regulier- und Bremsvorrichtungen der Laufwerke verursachen oft unangenehme Registrierstörungen und -unterbrechungen. Bedingt durch den elektrischen Aufzug sind die Laufwerkbremsen mechanisch stark beansprucht und das verwendete Bremsringmaterial (Messing) wird verhältnismäßig schnell (von Bremsfeder und Unterlagscheibe) verschlissen. Dadurch verunreinigt in relativ kurzer Zeit das Schmieröl und die Bremswirkung wird so erhöht, daß das Registrierwerk zum Stillstand kommt. Für eine Komponente haben wir probeweise Bremsringe aus gehärtetem Präzisions-Rundstahl anfertigen lassen und sind damit durchaus zufrieden. Das Lager der Ringe ist jetzt aus Bronze und die Unterlagscheibe aus Fiber.

Abb. 8 zeigt Laufwerk und Registrieranordnung einer Komponente.

Die Registrieroptik ist so eingerichtet, daß der Faden der Lampe abgebildet wird; die Distanz Galvanometer — Registrierpapier beträgt 150 cm.

In Abb. 5 stellt die ausgezogene Kurve die Resonanzvergrößerung der Z-Komponente dar. Die maximale Vergrößerung errechnete sich zu

$$\mathfrak{B} \max = 6400 \text{ (bei } T_{\text{Boden}} = 0,87 \text{ s).}$$

Für die horizontalen Komponenten ist dieser Wert um 4% (E — W) bzw. 7% (N — S) kleiner. Ein Vergleich der Registrierungen in den horizontalen Komponenten bei Parallelstellung der Seismometer hat, dies bestätigend, eine Übereinstimmung von 3 - 5% ergeben.

Die Seismographen "Bauart Stuttgart" sind seit April 1955 in Dauerbetrieb.

Für die präzise Zeitmarkierung sorgt eine Sekundenpendeluhr "System Riefler" Type A 3 mit Nickelstahl-Kompensationspendel Type j und elektrischem Aufzug. An die Uhr ist über den intermittierenden Sekundenkontakt ein Sekundenspringer angeschlossen, der die automatischen Minutenmarken auslöst. Durch geeignete Konstruktion des Sekundenspringers und dadurch, daß zu jeder der drei Registrieranordnungen der Stuttgarter Seismographen je ein Relais gehört, erfolgen die Minutenlücken in den drei Komponenten getrennt bei Sekunde 0, 5 und 10. (Beim Jugendheimer erfolgen die Minutenlücken bei Sekunde 0.) Für den Zeitvergleich wird das Zeitzeichen vom Hamburger Rundfunk auf der Mittelwelle empfangen. Der Vergleich mit der Uhr erfolgt zunächst visuell-au-

ditiv und nachträglich genauer über die in der Z-Komponente mitregistrierten Zeitsignale (bei Sek. 55, 58, 59 und 60). Das Zeitsignalübertragungsgerät ist hier an der Station gebaut worden nach einem Schaltplan von Berckheimer, Stuttgart. Abb. 9 zeigt die Zeitdienstanlage der Station.

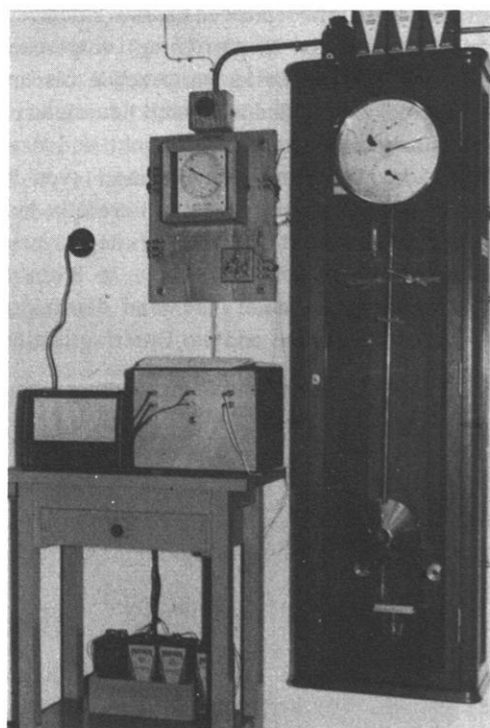


Abb. 9: Zeitdienstanlage der Station.

Schädlich für die Apparaturen und besonders für ein störungsfreies Funktionieren des elektrischen Uhraufzugs hat sich die hohe Luftfeuchtigkeit in den Kellerräumen ausgewirkt. In den Sommermonaten stieg die relative Luftfeuchtigkeit oft auf 80 bis 95% an bei einer Raumtemperatur von 16-18° C. Wir waren daher gezwungen, einen Luftentfeuchter aufzustellen (Linde-Entfeuchter, 80 kg Gewicht, Kompressor mit 1/2 PS). Er verursacht außer Temperaturschwankungen von 1-2° C keine weiteren auffälligen Störungen. Die Veränderungen in der Symmetrieeinstellung der Seismographen liegen in noch erträglichen Grenzen.

In den Registrierungen der elektro-induktiven Seismographen – vor allem in der N – S-Komponente – wirkt sich sehr störend eine dauernde Bodenunruhe aus mit vorherrschenden Perioden von 0,4 - 0,6 Sekunden und mit maximalen



Seismogramm-Doppelamplituden von 0,5 mm (in der Z-Komponente) bis etwas über 1 mm (in der N-S-Komponente). Dörmann, Geophysikalisches Institut der Universität Göttingen, hat vor dem Erstellen des Stationsgebäudes hier Messungen zur Feststellung der Bodenunruhe durchgeführt. Er führte die oben erwähnten Störungen auf den Kompressor des naheliegenden Zink-Bergwerks zurück. Das hat sich als unrichtig erwiesen, denn das Bergwerk liegt still und der Kompressor ist außer Betrieb. Wir hoffen, die Quelle dieser Bodenunruhe mit dem neuen Feldseismographen ausfindig zu machen, der in Zusammenarbeit zwischen Berckheimer und dem Autor teils in Stuttgart, teils in Bensberg an der Station entwickelt und gebaut wurde.

Durch die Errichtung eines Krankenhauses in unmittelbarer Stationsnähe und den damit in Zusammenhang stehenden intensiven Autoverkehr ist für die Station eine neue unangenehme Störungsquelle vorhanden.

Aus Abb. 10 sind Registrierstörungen zu ersehen, die von (an der Station) vorbeifahrenden Lastwagen erregt wurden; Abb. 11 zeigt im gleichen Maßstab die Aufzeichnung einer Steinbruchsprengung bei Dornap, Bez. Düsseldorf (Entfernung zur Station rund 35 km).

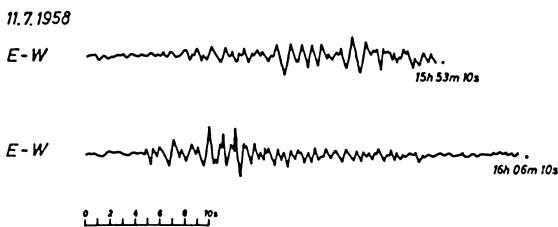


Abb. 10: Registrierstörungen durch vorbeifahrende Lastwagen in der E - W-Komponente. Dieses und alle folgenden Seismogramme wurden mit den Instrumenten "Rauart Stuttgart" aufgenommen.

23. 5. 1955

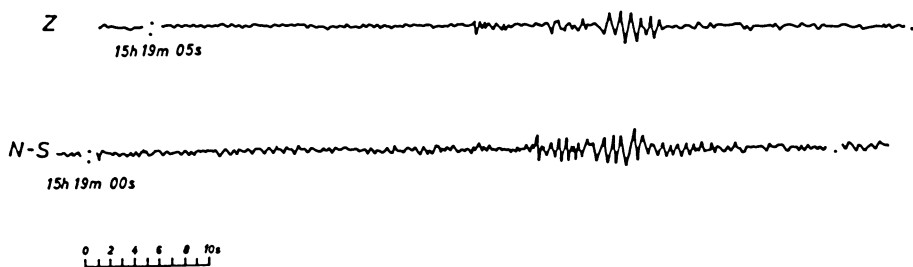


Abb. 11: Aufzeichnung einer Steinbruchsprengung bei Dornap, Bez. Düsseldorf, Herddistanz rund 35 km.

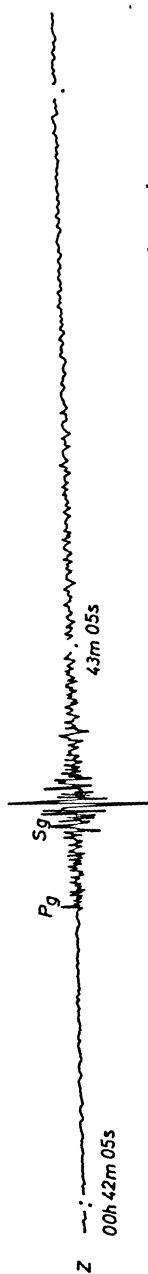


Abb. 12: Beben im Neuwieder Becken vom 2. 10. 1956. Herddistanz = 64 km. Abstand zwischen aufeinanderfolgende Minutenlücken = 60 sec.

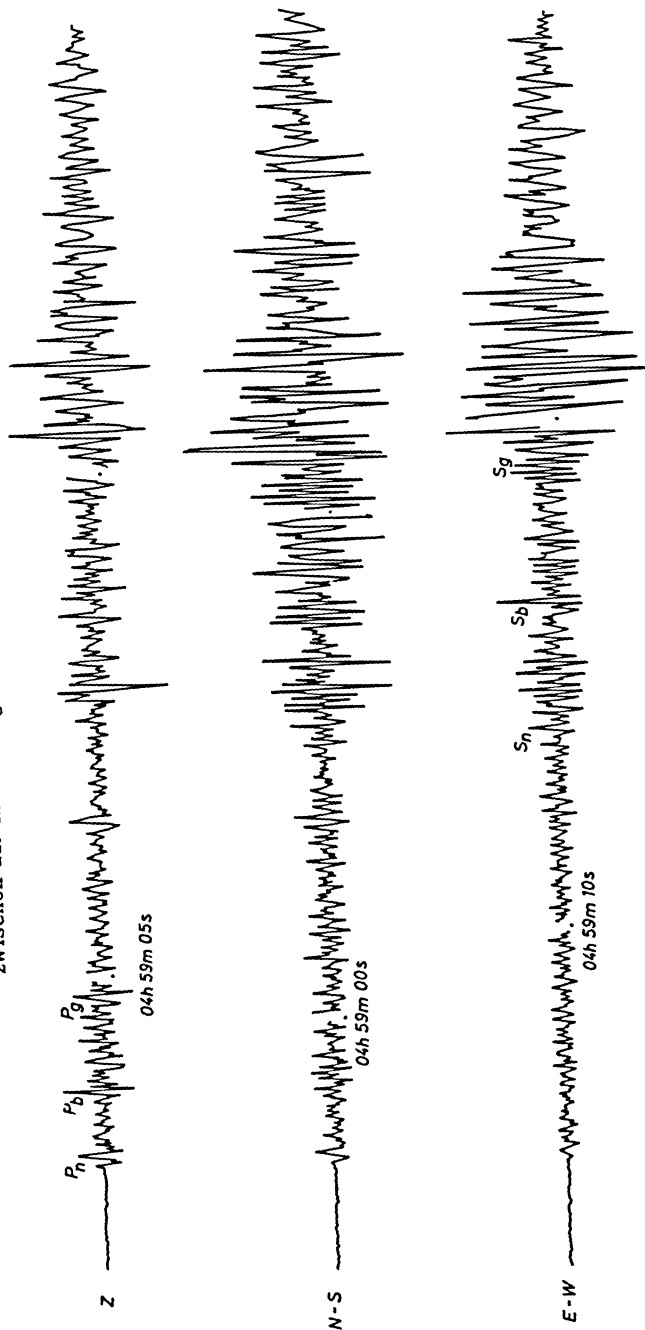


Abb. 13: Nord-Tiroler Beben vom 22. 5. 1955. Herddistanz = 500 km. Aufzeichnungen in den drei Komponenten zeitlich aufeinander abgestimmt.

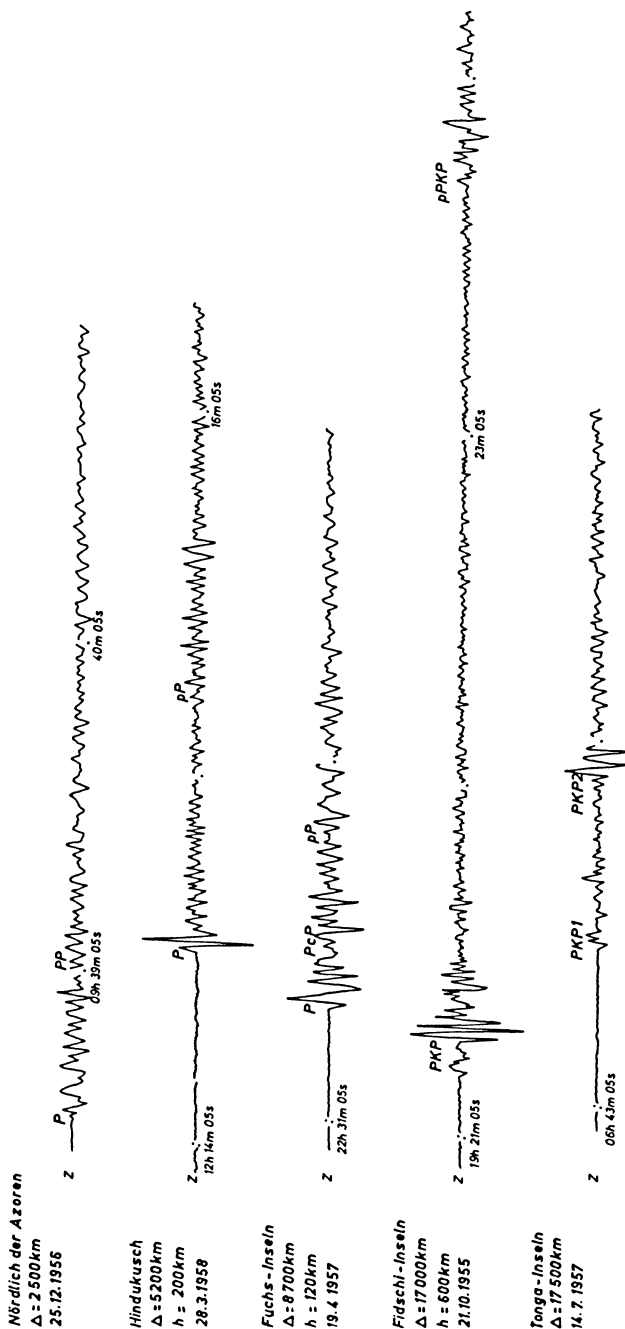


Abb. 14: Registrierungen von mittelweiten Beben bis weiten Fernbeben. Zeitmaßstab durch Minutenlücken gegeben.  $\Delta$  = Herddistanz,  $h$  = Herdtiefe.

In den Abb. 12-14 ist eine Auswahl von Aufzeichnungen tektonischer Erdbeben aus nahen bis sehr fernen Herdgebieten enthalten mit oberflächennahen bis tiefen Herden. Es ist daraus deutlich zu ersehen, daß die Seismographen "Bauart Stuttgart" neben ihrer Bestimmung als Nahbebeninstrumente sich auch ausgezeichnet zur Registrierung der *P*- bzw. *PKP*-Phasen ferner Erdbeben eignen.

### 3. Zur Bestimmung des Übertragungsfaktors *K* bei den Seismographen "Bauart Stuttgart"

Zur Bestimmung des Übertragungsfaktors *K* und damit der dynamischen Vergrößerung  $\mathfrak{B}$  mußte wegen der hohen Eigenabstimmung und Vergrößerung der Seismographen eine neue, in einigen Punkten von Galitzin abweichende Methode erprobt werden. Berckhemer, Stuttgart, und der Autor haben dieses Problem untersucht. Es hat sich dabei gezeigt, daß eine Eichung der Seismographen nur über konstant bleibende Auslenkungen des Pendelarms möglich ist. Berckhemer schlägt eine Tauchmagnetanregung (wie sie von den Askania-Werken, Berlin-Friedenau, praktisch ausgeführt wird) vor, da hierbei innerhalb gewünschter Grenzen Linearität zwischen der auf den Pendelarm ausgeübten Kraft und dem Erregerstrom besteht. Um den Pendelarm genau um kleine hier in Frage kommende Winkel von 20" - 40" auszulenken, wird eine Eichkonstante *C* bestimmt. Das erfolgt durch Messung der Stromstärke, die bei bekanntem Abstand Seismometerspiegel - Skala von etwa 5-10 m einen gut ablesbaren Skalenausschlag von 5-6 mm im Fernrohr ergibt. Über die Konstante *C* kann dann die Stromstärke errechnet und mittels Spannungsteiler und Milliampmeter eingestellt werden, die den gewünschten Pendelausschlag bewirkt. Diese Ausführungen sind mathematisch in folgender Beziehung zusammengefaßt:

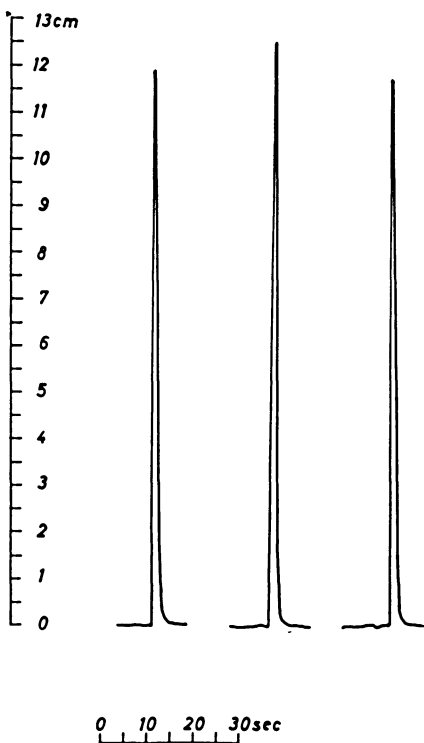
$$C = \frac{\theta}{I} = \frac{\gamma}{2BI}$$

(*C* = Eichkonstante,  $\theta$  = Drehwinkel des Pendelarms, *I* = Stromstärke in mA,  $\gamma$  = Skalenausschlag in mm, *B* = Abstand Seismometer - Skala in mm).

Wir haben hier in Bensberg die Eichung mit den an den Seismometern vorhandenen Impulsmagneten durchgeführt. Damit ist eine konstante Auslenkung des Pendelarms möglich, die Beziehung  $\theta/I$  ist aber nicht linear. Hieraus folgt, daß man durch Fernrohrbeobachtung die für den gewünschten Skalenausschlag nötige Stromstärke einstellen muß. Da es sich um kleine Skalenausschläge handelt (0,5 - 1 mm), spielen Ablesefehler eine wichtige Rolle. Um diesen subjektiv-visuellen Fehler möglichst klein zu halten, ist das Fernrohr zur besseren Ausnutzung der Vergrößerung in geringem Abstand vom Seismometer aufgestellt worden und die Messungen sind, um einen brauchbaren Mittelwert zu er-

reichen, nach immer neu erfolgter Einstellung des konstanten und bestimmten Skalenausschlages (hier von 1 mm) einige Male wiederholt worden. Die den einzelnen Auslenkungswinkeln des Pendelarms entsprechenden Galvanometeraus schläge wurden optisch registriert. Abb. 15 zeigt die Seismogrammausschläge in der Z-Komponente.

Abb. 15: Registrierte Eichausschläge in der Z-Komponente zur Bestimmung des Übertragungsfaktors  $K$  und der Resonanzvergrößerung.



Zur Errechnung der Bestimmungsgleichung für den Übertragungsfaktor  $K$  geht man aus von der Differentialgleichung der freien Pendelbewegung für den Grenzfall aperiodischer Dämpfung

$$(1) \quad \ddot{\theta} + 2\omega\dot{\theta} + \omega_0^2\theta = 0 \quad \left( \omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} \right)$$

Die Lösungsfunktion, welche den Anfangsbedingungen

$$\left. \begin{array}{l} \theta = \theta_0 \quad (\text{max. Auslenkungswinkel}) \\ \dot{\theta} = 0 \end{array} \right\} \quad \text{für } t = 0$$

genügt, lautet

$$(2) \quad \theta = \theta_0 e^{-\omega_0 t} (1 + \omega_0 t)$$

Für den erzwungenen Winkelausschlag  $\phi$  am aperiodisch gedämpften Galvanometer gilt unter Verwendung von Gleichung (2)

$$(3) \quad \ddot{\phi} + 2\omega_0 \dot{\phi} + \omega_0^2 \phi = K \theta_0 \omega_0^2 t e^{-\omega_0 t}$$

Für die Anfangsbedingung  $\phi = 0$  für  $t = 0$  lautet die Lösung:

$$(4) \quad \phi = \frac{1}{6} K \theta_0 \omega_0^2 t^3 e^{-\omega_0 t}$$

Das Maximum ( $\phi_{\max}$ ) der Funktion (4) ergibt sich aus

$$\frac{d\phi}{dt} = 0; \quad t \phi_{\max} = \frac{3}{\omega_0}$$

Es ist

$$\phi_{\max} = \frac{9}{2e^3} \cdot \frac{K \theta_0}{\omega_0}$$

Andererseits gilt

$$\phi_{\max} = \frac{x_{\max}}{2A}$$

( $x_{\max}$  = Maximaler Ausschlag auf dem Registrierpapier in mm,  $A$  = Abstand Galvanometerspiegel – Registrierpapier in mm.)

Durch Gleichsetzung beider Ausdrücke für  $\phi_{\max}$  ist schließlich

$$K = 14,0 \frac{x_{\max}}{A T_0 \theta_0}$$

Die dynamische Vergrößerung  $\mathfrak{B}$  erhält man damit nach der bekannten Beziehung von Galitzin:

$$\mathfrak{B} = \frac{K A T_0}{\pi l} \cdot \frac{u}{(1 + u^2)^2}$$

( $u = \frac{T_{\text{Boden}}}{T_{\text{Seismometer}}}$ ,  $l$  = reduzierte Pendellänge des Seismometers in mm).

## Das Gewitter als Generator im luftelektrischen Stromkreis I <sup>1)</sup>

Von H. W. Kasemir, Neptune, N. J. <sup>2)</sup>

**Zusammenfassung:** Die Arbeit behandelt die elektrische Strömung innerhalb und außerhalb einer Gewitterwolke. Die Rechnung beginnt mit der Strömung einer Punktquelle in einem Medium, dessen Leitfähigkeit nach einer  $e$ -Funktion mit der Höhe zunimmt. Durch ein geeignetes Spiegelungsverfahren wird die Erde als leitende Fläche mit berücksichtigt. Die Überlagerung der Strömung von mehreren Punktquellen verschiedener Polarität ermöglicht es, die Ladungs- und Stromverhältnisse einer beliebig vorgegebenen Gewitterwolke darzustellen. Es ergibt sich, daß bei 1 Ampere Stromergiebigkeit die Ladung im Kopf der Gewitterwolke etwa 2400 Coulomb beträgt. Das ist etwa das 100-fache von dem bisher angenommenen Wert von 24 C, wie er aus der elektrostatischen Theorie errechnet wird. Dieser erheblich größere Ladungsinhalt macht es verständlich, daß eine Gewitterwolke in der Lage ist eine Folge von Blitzentladungen zu erzeugen, von der jeder einzelne Blitz etwa 30 C verbraucht, und darüber hinaus noch kontinuierlich etwa  $1 A = 1 C/sec$  zur Ionosphäre hinauf zu liefern. Zu 90% wird jedoch das elektrische Feld dieser Wolkenladung nach außen hin durch eine gegenpolige Flächenladung von etwa  $-2200 C$  abgeschirmt, die sich wegen des Leitfähigkeitssprunges an der Oberfläche der Wolke ausbildet. Eine weitere abschirmende Wirkung hat auch die Raumladung, die sich in der Nähe des Gewitters auf Grund der mit der Höhe zunehmenden Leitfähigkeit ausbildet. Diese Leitfähigkeitszunahme mit der Höhe ist auch verantwortlich dafür, daß ein hoher Prozentsatz der vom Gewitterkopf ausströmenden positiven Ladung nicht in unmittelbarer Nähe des Gewitters wieder zur Erde zurück sondern zur Ionosphäre hinaufströmt. Auf die zur Erde herunterkommende negative Ladung angewendet bedeutet dies, daß ein hoher Prozentsatz der negativen Ladung sich gleichmäßig über die ganze Erdoberfläche verteilt, während nur ein geringer Prozentsatz unter dem Gewitter gebunden bleibt. Dies führt weiter zu dem von

<sup>1)</sup> Dissertation Aachen 1954.

<sup>2)</sup> Dipl.-Phys. Heinz-Wolfram Kasemir, Box 216B, R. D. 2, Neptune, N. J., USA

der bisherigen Vorstellung abweichenden Ergebnis, daß die Erdoberfläche und nicht die Ionosphäre als Ausgleichsschicht anzusehen ist. Die freie Ladung würde sich auch dann über die Erdoberfläche gleichmäßig verteilen, wenn die Ionosphäre gar nicht vorhanden wäre. Dadurch wird es verständlich, daß Änderungen in der Leitfähigkeit oder der Höhe der Ionosphäre auf das luftelektrische Feld am Erdboden praktisch ohne Einfluß sind.

Das Erdpotential wird in dieser Arbeit nicht wie bisher üblich als 0 angenommen, sondern hat den negativen Wert, der sich aus der negativen Ladung der Erde und ihrer Kapazität errechnet. Dagegen erhält die Ionosphäre zwangsläufig den Potentialwert 0, wenn man voraussetzt, daß die luftelektrischen Generatoren gleich viel positive und negative Ladung produzieren. Mit der Zuordnung dieser Potentialwerte zu Erde und Ionosphäre wird der luftelektrische Stromkreis ein in sich geschlossenes System. Das Festhalten am Erdpotential 0 würde zusätzliche und unbegründete Annahmen über das Potential des Weltenraums oder über einen dauernden einpolaren Strom von der Ionosphäre zum Weltall notwendig machen.

Die Darstellung des Gewitters durch eine geeignete Anordnung von Punktquellen gestattet es, die Gültigkeit der mathematisch einfacheren Darstellung durch Quellschichten zu prüfen. Die endliche Beschneidung der Quellschichten ist mit der Vernachlässigung der Randstreuung identisch. Es zeigt sich, daß für gewisse Integralbegriffe, wie Nutzstrom, Verluststrom, Wirkungsgrad usw. beide Rechenarten dieselben Ergebnisse liefern. Der Nutzstrom des Gewittergenerators ist definiert als der Teil der negativen Gewitterladung, der zur Erde herunterströmt, sich gleichmäßig über die Erdoberfläche verteilt und dann als Anteil des Gewitters zum luftelektrischen Vertikalstrom von der Erde zur Ionosphäre hinauf fließt. Hier vereinigt er sich mit dem vom Gewitterkopf zur Ionosphäre hinaufströmenden positiven Ladungsstrom zu dem geschlossenen äußeren Stromkreis. Im Gegensatz dazu wird der elektrische Leitungsstrom innerhalb des Gewitters als Verluststrom bezeichnet, weil er dem Schönwetterfeld verloren geht. Der Wirkungsgrad des Gewitters ist definiert als Nutzstrom zu Gesamtstrom. Wenn man die erniedrigte Leitfähigkeit in der Wolke mit in Rechnung stellt, so hat das durchschnittliche Gewitter einen Wirkungsgrad von etwa 90%.

Der Stromverlauf in etwas größerer Entfernung kann für alle Gewittertypen durch eine Dipolströmung dargestellt werden. Das Ersatzdipolmoment berechnet sich aus dem Nutzstrom und dem Leitfähigkeitsgradienten der Luft. Mit der Annahme, daß die Leitfähigkeit bis ins Unendliche stetig zunehmen würde, würden sich die Strombahnen bis weit in den Weltenraum hinausziehen. In Wirklichkeit nimmt die Leitfähigkeit außerhalb der Ionosphäre wieder ab, wodurch die Strombögen abgeflacht werden. Da aber Ladungen, die die Ionosphäre durchdringen,



anderen physikalischen Gesetzen unterliegen, geht die Berechnung ihrer Strombahnen über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Es ist hier ausreichend die Leitfähigkeit des Weltenraums gleich 0 zu setzen und damit die Stromlinien auf die Ionosphäre zu beschränken.

**Abstract:** This paper treats the electric current flow inside and outside of a thunderstorm. The calculation starts with the current flow of a point source imbedded in a medium, where the conductivity increase with height as an  $e$ -function. The earth is introduced as a conducting layer by a suitable image source. The superposition of the current flow of a number of point sources with different polarity makes it possible to represent any given thundercloud. It is shown that the charge in the top of the cloud is about + 2400 C (Coulomb) if the strength of the current source is 1 Ampere. This is 100 times as much as the commonly accepted value of + 24 C, which is derived by the electrostatic theory. The much larger storage of charge makes it easier to understand that a thunderstorm is able to feed a number of lightning discharges, each consuming a charge of about 30 C, and in addition, to deliver a continuous current of about  $1 \text{ A} = 1 \text{ C/sec.}$  to the ionosphere. 90% of the electric field of the large cloud charge is screened from the outside of the cloud by a negative surface charge of about - 2200 C. The surface charge is caused by the sudden change of conductivity at the boundary of the cloud and the surrounding air. An additional screening effect is exercised by a space charge, which is caused by the conductivity gradient of the air. The conductivity gradient is also responsible for the fact that a high percentage of the positive charge leaving the top of the cloud does not flow back to the ground in the immediate neighborhood of the cloud but is lead up to the ionosphere. This means also that a high percentage of the negative charge coming down to the ground will spread over the whole surface of the earth as free charge. Only a small percentage is bound below the thunderstorm as an induced charge. This leads to the conclusion, different from the common concept, that the earth's surface and not the ionosphere is to be considered as the equalizing layer. The free charge would spread equally over the whole globe even if the ionosphere would not be present. This explains the fact that changes of the conductivity or the height of the ionosphere have practically no effect upon the atmospheric electric field at the ground.

The potential of the earth is not arbitrarily assumed to be zero, as it is usually done, but has the negative value which follows from the negative charge of the earth and its capacity. On the other hand, the potential of the ionosphere

will become zero with the logical assumption that the atmospheric electric generators produce an equal amount of positive and negative charges. These natural potential values of the earth and the ionosphere make the atmospheric electric circuit a closed system. Keeping the earth potential at zero would result in additional and unreasonable assumptions. These would be, either the potential of outer space depends on the world wide thunderstorm activity, or there must exist a continuous flow of negative charge from the ionosphere into outer space.

The representation of a thunderstorm by a fitting arrangement of point sources enables us to test the validity of a mathematically simpler model where the point sources are replaced by layer sources. It is shown that certain integrals, which express for example the profit current, the leakage current, the efficiency and so on lead to the same results by both calculus. The profit current of the thunderstorm generator is defined as that part of the negative charge/sec delivered to the earth, which spreads equally over the whole earth surface and flows from there as the air earth current up to the ionosphere. It joins there the positive charge coming from the top of the cloud and completes the external closed circuit. On the other hand, the conduction current inside the thunderstorm is called the leakage current. The efficiency of the thunderstorm is defined as the ratio of the profit current to the sum of the profit and the leakage current. The average thunderstorm has an efficiency of about 90%, if the low conductivity inside the cloud is taken into account.

The lines of current flow at greater distances from the cloud are the same for all types of thunderstorms and can be represented by the current flow of a dipole. The dipole moment can be calculated from the profit current and the conductivity gradient of the air. Assuming the conductivity increases steadily to infinity then the lines of current flow would reach far out into outer space. In reality the conductivity decreases behind the ionosphere whereby the lines of current flow are flattened. But charges penetrating the ionosphere follow different physical laws from those which are applied here. Therefore the calculation of their lines of current flow is beyond the scope of this paper. It is sufficient here to set the conductivity of outer space at zero and with that to limit the lines of current flow to the space between the ionosphere and earth.

*Résumé folgt in Teil II*

## Bedeutung der verwendeten Buchstaben

$e$  = Basis der natürlichen Logarithmen

$$j = \sqrt{-1}$$

$x, R, \phi$  = Zylinderkoordinaten

$r, \theta, \phi$  = Kugelkoordinaten

$\Phi$  = Potentialfunktion

$\Psi$  = Stromfunktion

$\vec{E}$  = Feldstärke

$\vec{i}$  = Stromdichte

$i_0$  = Stromdichte am Erdboden

$Q$  = Gesamtladung

$Q^u$  = Oberflächenladung

$Q'$  = wirksame Ladung

$q'$  = Oberflächenladungsdichte

$q$  = Raumladungsdichte

$\lambda = \lambda_0 e^{2kx}$  = Leitfähigkeitsfunktion

$\lambda_0$  = Leitfähigkeit am Erdboden

$$2k = \frac{\ln 10}{10 \text{ km}}$$

$\epsilon$  = Dielektrizitätskonstante

$I$  = Gesamtstrom des Gewittergenerators

$I_V$  = Verluststrom des Gewittergenerators

$I_N$  = Nutzstrom des Gewittergenerators

$U_K$  = Klemmenspannung des Gewittergenerators

$w$  = Wirkungsgrad des Gewittergenerators

$W_0$  = Widerstand zwischen + Quellschicht und  $+\infty$

$W_i$  = Widerstand zwischen + Quellschicht und Erde  
oder zwischen + und - Quellschicht

$W_u$  = Widerstand zwischen - Quellschicht und Erde

$W_a$  = Widerstand der gesamten Atmosphäre zwischen Erde und  $+\infty$

Vektoren sind durch einen Pfeil über dem Buchstaben gekennzeichnet, z. B.  $\vec{E}$ .

## I. Einleitung

Von den am Meteorologischen Observatorium in Aachen bearbeiteten Forschungsaufgaben wurde die Generatorwirkung der Regen- und Gewitterwolken zum Thema der Dissertationsarbeit gewählt, weil der Niederschlagsgenerator die bedeutendste Energiequelle des luftelektrischen Stromkreises ist und somit eine besondere Aufmerksamkeit verdient. Da sich der "Luftelektrische Generator" grundsätzlich von dem technischen Generator, d. h. der Dynamomaschine unterscheidet, so ist es zweckmäßig, den hier gebrauchten Generatorbegriff folgendermaßen festzulegen:

Jeder gegen die Richtung eines bestehenden elektrischen Feldes bewegte Ladungsträger muß als Generator oder als Teil eines Generators angesehen werden. Denn durch diese Bewegung gegen das elektrische Feld gewinnt der Ladungsträger eine potentielle Energie, die gleichsam als elektromotorische Kraft dem System zur Verfügung steht. Als einfachstes Beispiel für einen solchen Vorgang betrachten wir zwei Punktladungen entgegengesetzten Vorzeichens, die anfangs eng beieinander liegend durch eine mechanische Kraft auseinandergezogen werden. Die hierbei gewonnene potentielle Energie kann dazu verwendet werden, um die Punktladungen selbst bei Aufhören der mechanischen Kraft wieder zueinander zu bewegen. Es können aber auch – und das ist in der Luftelektrizität die Regel – bei einer Leitfähigkeit des Zwischenmediums andere Ladungsträger unter dem Einfluß des elektrischen Feldes der beiden Punktladungen sich in Bewegung setzen und durch eine Neutralisation der Punktladungen das elektrische Feld zum Verschwinden bringen. Auch hierbei wird die potentielle Energie der beiden Punktladungen aufgebraucht.

Dieser so beschriebene Vorgang ist das Prinzip eines jeden luftelektrischen Generators. Die die Ladungsträger bewegende mechanische Kraft kann dabei aus verschiedenen Quellen stammen. Sie kann durch den Wind gegeben sein, der z. B. die über der Erdoberfläche lagernde positive Raumladung bewegt, oder durch die Austauschwirkung, die diese Raumladung in die Höhe verfrachtet. Die den Wolkengenerator treibende Kraft ist die Schwerkraft, die den geladenen Niederschlag zur Erde zieht, während die entgegengesetzte Ladung sich an den Wolkenelementen festsetzt und in der Wolke selbst verbleibt. Unter der Wirkung des dabei entstehenden elektrischen Feldes setzen sich die in der Luft vorhandenen Ionen im gesamten die Erde umschließenden Luftraum in Bewegung, um die entstandenen Wolkenladungen wieder zu neutralisieren. Sie bilden so den luftelektrischen Vertikalstrom. Die Strombahnen werden hierbei bestimmt durch die

mit der Höhe zunehmende Leitfähigkeit der Luft und den Erdkörper selbst, der in diesem Strömungsbild als leitende Kugel eine Äquipotentialfläche darstellt. Es ist das Ziel dieser Arbeit, diese Strömung rechnerisch zu erfassen, sie an die bisherigen Vorstellungen und Meßergebnisse anzuschließen, die neuen Erkenntnisse in möglichst handlichen Formeln und Sätzen herauszustellen und so die den Wolkengenerator kennzeichnenden Größen miteinander zu verbinden.

Die Betrachtung des Niederschlagsgenerators kann man zweckmäßig nach 3 Gesichtspunkten aufgliedern.

1. Der Auflademechanismus der Niederschlagsteilchen.
2. Die elektrischen Verhältnisse in der Wolke.
3. Die elektrischen Verhältnisse außerhalb der Wolke in der gesamten Atmosphäre und auf der Erde.

Der Auflademechanismus des Niederschlags wird in dieser Arbeit nicht behandelt. Die Aufteilung der elektrischen Strömung nach den Punkten 2 und 3 geschieht im Hinblick auf den Generatorbegriff. Damit fallen unter 2 alle im Innern des Generators sich abspielenden Prozesse, während 3 die Strömung des Außenraumes, also den Verbraucher, darstellt. Das entspricht dann auch der bisher üblichen Zweiteilung der Luftelektrizität in gestörte und ungestörte Verhältnisse, durch die bei der Auswertung luftelektrischer Registrierungen alle durch Niederschlag "gestörten" Registrierstreifen von den "ungestörten" Schönwetterkurven getrennt werden. Es wird sich zeigen, daß auch bei der einheitlichen mathematischen Behandlung des gesamten Stromkreises eine solche Unterteilung von der Mathematik selbst als organisch angeboten wird.

Die mathematische Behandlung geht aus von dem Strömungsbild einer Punktquelle in einem Medium, dessen Leitfähigkeit nach einer  $e$ -Fkt. mit der Höhe zunimmt und endet bei einer Darstellung des Gewittergenerators durch beliebige Raumladungs- oder Quellgebiete verschiedener Polarität. Dadurch ist es möglich, das Modellbild des Gewittergenerators den vorliegenden Messungen sehr genau anzugleichen. Für den Außenraum wird die für jedes Modellbild gültige Strömung des Ersatzdipols abgeleitet und diskutiert.

Die Entwicklung der Gleichungen für Potential- und Stromfunktion, Feld- und Raumladungsverteilung usw. aus den Maxwellschen Gleichungen wird in einem Anhang gesondert gegeben und die Endformeln von dort nach Bedarf in die Arbeit übernommen. Dies hat sich als zweckmäßig erwiesen, um die physikalischen Gedankengänge nicht durch längere mathematische Ableitungen unterbrechen zu müssen. Andererseits ist die Ableitung der Formeln in der Literatur bisher nicht gegeben und für einen weiteren Ausbau der Theorie so wichtig, daß darauf nicht verzichtet werden sollte.

## II. Problemstellung und Literaturübersicht

Probleme der Lufterlektrizität finden wir heute nach zwei verschiedenen Disziplinen der Elektrizitätslehre behandelt, nämlich nach der Elektrostatik und der Theorie der elektrischen Strömung.

Am Anfang der Entwicklungsgeschichte stand die Lufterlektrizität unter dem Zeichen der Elektrostatik. Als dann die Leitfähigkeit der Luft entdeckt wurde, gewannen die Vorstellungen und Berechnungsmethoden der Strömungstheorie immer mehr Raum. In der Elektrostatik werden die elektrischen Felder und Potentiale auf Raumladungen oder Oberflächenladungen zurückgeführt und bei vorgegebener Ladungsanordnung die Feldverteilung oder umgekehrt bei vorgegebener Feldverteilung die Ladungsanordnung berechnet. In der Strömungstheorie sind die primären Ursachen des elektrischen Zustandes die Stromquellen und es wird die Feld- und Potentialverteilung aus der Anordnung der Stromquellen und der Leitfähigkeitsfunktion berechnet. Während nun in der Elektrostatik die Materialkonstante des Mediums, die Dielektrizitätskonstante, im ganzen Luftraum konstant ist, nimmt die Materialkonstante der Strömungstheorie, die Leitfähigkeit der Luft, mit der Höhe zu. Wäre auch die Leitfähigkeit konstant, so würden Elektrostatik und Strömungstheorie zu demselben Ergebnis für Potential- und Feldverteilung führen. Auf Grund der Leitfähigkeitsänderung der Luft bildet sich bei der Strömung eine Raumladung aus, die ebenfalls aus der Anordnung der Stromquellen und aus der Leitfähigkeitsänderung berechnet werden kann. Diese Raumladungen müßten für die elektrostatische Berechnung vorgegeben werden. Sie werden aber meistens übersehen, weil sie erst auf dem Umweg über die Strömungstheorie zu erhalten sind. Aus diesem Grunde wollen wir die Überlegungen nach der Strömungstheorie durchführen und wir werden von Fall zu Fall sehen, wie die elektrostatischen Betrachtungen ergänzt werden müssen.

Das Nebeneinander der elektrostatischen und der strömungstheoretischen Auffassung mag auch mit ein Grund dafür sein, daß wir in der Lufterlektrizität ein buntes Durcheinander von zwei Maßsystemen finden, nämlich das elektrostatische cgs - System und das praktische Giorgische Maßsystem. Diesem Brauch wollen wir aber nicht folgen, sondern entscheiden uns für das praktische Maßsystem.

An Hand von einigen Beispielen wollen wir uns jetzt einen kurzen Überblick über die mit dem Wolkengenerator zusammenhängenden Problemstellungen in der neueren Literatur verschaffen. Vor etwa 15 Jahren wurde die Frage nach der Polarität der Gewitterwolke durch die Sondenaufstiege von Simpson und Scrase [1] und Simpson und Robinson [2] dahingehend entschieden, daß die Gewitterwolke positive Polarität besitzt, d. h. im oberen Teil der Wolke befindet sich positive und im unteren negative Raumladung. Unter der letzteren

findet man häufig noch eine kleinere positive Raumladungsinsel, die aber die positive Polarität der Wolke nicht umkehren kann. Die Größe der Raumladungen wurde aus Feldmessungen am Erdboden zu etwa + 24 C und - 20 C für die beiden Hauptraumladungszentren berechnet und zu + 4 C für die kleine positive Raumladungsinsel. Die Frage nach der Polarität der Gewitterwolke war deshalb von entscheidender Bedeutung, weil der damals bekannteste Auflademechanismus von Regentropfen, nämlich der Lenardeffekt, eine negativ polare Wolke lieferte, während die Auffassung der Gewitterwolke als Generator des luftelektrischen Schönwetterstromes nur dann aufrecht erhalten werden konnte, wenn aus dem Kopf der Wolke positive Ladungsträger ausströmten, die Wolke also positive Polarität besitzt.

Neben der richtigen Polarität mußte das Gewitter aber auch eine genügende Stromergiebigkeit aufweisen, um den auf die Erde einmündenden Vertikalstrom von insgesamt ca 1800 A liefern zu können. Da nach C.E.P. Brooks [3] etwa 1800 Gewitter gleichzeitig auf der Erde stattfinden, entfällt auf jedes einzelne Gewitter im Durchschnitt eine Stromlieferung von etwa 1 A. Diese Stromergiebigkeit konnte der Größenordnung nach durch die Bestimmung der Stromdichte aus Feld- und Leitfähigkeitsmessungen über der Gewitterwolke von Wait [4] nachgewiesen werden. Im Zusammenhang mit der Raumladungsbestimmung taucht die Frage auf, in welcher Beziehung die Raumladung der Gewitterwolke mit der Stromergiebigkeit steht und ob die auf elektrostatischer Grundlage berechneten Raumladungen richtig sind. Ein einziger Blitzschlag entlädt nämlich schon im Durchschnitt eine Ladung von 30 C, es kommen aber auch Blitze mit 160 C Ladung vor. Im Hinblick darauf, daß in stärkeren Gewittern Blitzfolgen von 30 sec nichts Ungewöhnliches sind, erscheint die Wolkenladung von  $\pm 25$  C recht gering. Bei einem Fallweg des Niederschlages von 8 m/sec wäre dieser 240 m in 30 sec gefallen. Er könnte also unmöglich eine Neuaufladung der 3 km voneinander entfernten Raumladungskugeln bewerkstelligt haben. Noch schwerer wiegt aber der Einwand, daß die oben beschriebene Ladung der Gewitterwolke bei weitem nicht ausreicht, um das luftelektrische Schönwetterfeld zu erklären.

Die Angabe von 1 A Stromergiebigkeit der Gewitterwolke besagt, daß die für einen durchschnittlichen Blitz benötigte Ladung von 30 C alle 30 sec. vom Gewittergenerator zur Verfügung gestellt werden kann. Dieses stimmt mit der beobachteten Blitzfolge durchaus überein. Liegt jetzt aber die Blitzentladung zwischen den Polen des Generators, so stellt sie einen Kurzschluß dar und die durch den Blitz vernichtete Ladungsmenge geht dem Schönwettervertikalstrom verloren. Dabei wäre noch zu untersuchen, ob ein solches Gewitter im Stande ist, den Hauptanteil seiner Stromergiebigkeit über die ganze Erde zu verteilen, sodaß es auch einen entsprechenden Anteil zum Vertikalstrom etwas entfernter Schönwettergebiete leisten kann. Ein erster Beitrag zu dieser Frage wurde vom

Verfasser bereits in der Arbeit über die Stromausbeute des Gewittergenerators gegeben [5].

Die Ausbreitung des vom Gewitter gelieferten Stromes über die ganze Erde streift einen nächsten Fragenkomplex, den man etwa mit dem Kennwort "Ausgleichsschicht" umreißen kann. Die allgemeine Vorstellung geht dahin, daß die vom Gewitter gelieferte positive Ladung zur Ionosphäre hinaufströmt, sich dort wegen der hohen ionosphärischen Leitfähigkeit um die ganze Erde herum gleichmäßig verteilt und dann senkrecht zur Erde herunterfließt. Da aber besonders die unteren Schichten der Ionosphäre täglichen Schwankungen unterworfen sind, so könnte man erwarten, daß diese Schwankungen sich auch im Schönwetterfeld am Erdboden bemerkbar machen müßten. Das Fehlen solcher Einflüsse gab Veranlassung, die Frage zu untersuchen, ob sich der luftelektrische Ausgleich nicht in tiefer gelegenen Schichten abspielt. Nach einer groben Näherungsrechnung von H. Israëli und H. - W. Kasemir [6] konnte man vermuten, daß sich diese Ausgleichsschicht etwa in 50 bis 60 km Höhe also erheblich unterhalb der Ionosphäre befindet. H. Wichmann [7] zieht aber gerade die Schwankungen der Leitfähigkeit in den hohen Schichten heran, um einige von ihm aufgeworfene Eigenheiten im Tagesgang des luftelektrischen Feldes zu erklären. Die hier durchgeführte Rechnung ergibt nun, daß die Strombahnen durchaus bis in die Ionosphäre hinaufgehen, daß dort aber die Leitfähigkeit im Vergleich zu den bodennahen Schichten so groß ist, daß eine Leitfähigkeitsänderung in den hohen Luftschichten für die Stromdichte und die Feldstärke am Erdboden nicht wirksam werden kann. Noch deutlicher herausgestellt wird diese Tatsache durch die von der Rechnung nahe gelegte Interpretation, in der die Erde die Rolle der Ausgleichsschicht übernimmt. Die Erde wird nämlich durch den Gewittergenerator negativ aufgeladen, wobei sich der Hauptteil dieser Ladung gleichmäßig über die Erdoberfläche verteilt. Das Abströmen der negativen Ladung von der Erde wird dann nur durch die hochohmigen bodennahen Luftschichten beeinflußt. Änderungen des Widerstandes der sehr niederohmigen Luftschichten der Hochatmosphäre bleiben naturgemäß ohne Wirkung auf den Gesamtwiderstand und nur dieser ist für die Stromdichte verantwortlich.

Die hier kurz gestreiften Probleme sind nicht die Ausgangspunkte der nachfolgenden Rechnung, aber wir werden im Lauf der mathematischen Behandlung noch eingehender darauf zu sprechen kommen. Es ließen sich auch noch eine ganze Reihe weiterer Fragestellungen anknüpfen, die sich aber bei der systematischen Untersuchung des ganzen Stromkreises automatisch ergeben und beantworten lassen, so daß wir jetzt auf die Rechnung übergehen wollen.



### III. Die Strömung einer Punktquelle im Medium mit veränderlicher Leitfähigkeit

Der Grundbaustein für die später durchgeführten Gewitterdarstellungen durch eine beliebige Anzahl von Punktquellen ist die Strömung einer einzelnen Punktquelle in einem Medium, dessen Leitfähigkeit nach einer  $e$ -Fkt. in Richtung der positiven  $x$ -Achse zunimmt. Um gleich von Anfang an eine Verbindung zwischen den abstrakten mathematischen Begriffen und der praktischen Anwendung zu schaffen, können wir uns die Punktquelle als Bild für ein geladenes Wolkenelement oder Niederschlagsteilchen denken. Ebenso können wir auch einen ganzen Wolkenteil z. B. den positiv geladenen Wolkenkopf durch eine Punktquelle darstellen. Dabei dürfte die Punktquelle dann nicht mehr zu einem kleinen Punkt zusammenschrumpfen sondern wäre als eine Kugel mit 2 km Radius zu denken. Die Gültigkeit der Rechnung ist dann natürlich auf den Außenraum zu beschränken.

Die Rechnung wird durchgeführt für eine konstante Stromergiebigkeit der Punktquelle, und wir müssen uns davon überzeugen, wie weit unsere Anwendungsbeispiele dieser Forderung gerecht werden. Für den Wolkenkopf ist diese Vorstellung für die Dauer eines Gewitters ohne weiteres plausibel, was besonders klar in einer von J. Küttner [8] gewählten Formulierung zum Ausdruck kommt. Danach arbeitet der Niederschlag an den Wolkenelementen derart, daß durch ihn die Ladung eines Vorzeichens zur Erde abgeführt wird, während die entgegengesetzte Ladung sich an den Wolkenelementen festsetzt und in der Wolke zurückbleibt. Es spielt sich dabei ein Gleichgewichtszustand ein, in dem der Ladungsverlust der Wolke durch den einsetzenden Leitungsstrom der Luft und der Ladungsgewinn durch den arbeitenden Niederschlag sich die Waage hält.

Bei dem einzelnen Wolkenelement selbst ist die Vorstellung einer konstanten Stromergiebigkeit sicher nicht zutreffend. Wird nämlich ein Wolkenelement durch ein fallendes Niederschlagsteilchen aufgeladen, so wird es durch den einsetzenden Leitungsstrom ganz oder teilweise entladen bis es durch ein anderes Niederschlagsteilchen erneut aufgeladen wird. Da dieser Vorgang sich aber dauernd an unzählig vielen Wolkenelementen abspielt, können wir die konstante Stromergiebigkeit für ein Wolkenelement sicher im statistischen Mittel postulieren.

Beim Niederschlagsteilchen selbst kann der Ladungsverlust durch den Leitungsstrom durch immer wieder neue Aufladung ausgeglichen werden, wenn der Auflademechanismus geeignet arbeitet. Hier haben wir aber die rasche örtliche Veränderung zu berücksichtigen. Diese kann zu einem quasi stationären Bild führen, wenn wir ein einzelnes Niederschlagsteilchen immer nur ein kurzes

Stück seines Fallweges verfolgen, dann aber diesen Fallweg wieder hinaufsteigen und das nächste Niederschlagsteilchen auf derselben Strecke ins Auge fassen, dann das nächste usw. So bleiben wir praktisch an demselben Ort, nur daß die Niederschlagsteilchen einander ablösen. Also können wir auch hier an dem Bild der ruhenden Punktquelle mit konstanter Stromergiebigkeit festhalten.

Die Berechnung des vorliegenden Problems können wir in zwei verschiedenen Koordinatensystemen durchführen, nämlich dem Zylinder- oder Kugelkoordinatensystem, je nachdem wir die Erde später durch eine Ebene oder durch eine Kugel darstellen wollen. Der erste Weg hat den Vorzug der Einfachheit, da er zu einer geschlossenen Lösung der Differentialgleichung führt. Er beschränkt sich aber auf die nähere Umgebung des Gewitters, in der die Erdkrümmung vernachlässigt werden darf. Der zweite Weg erfaßt die Strömung um die ganze Erde herum, führt aber zu einer unhandlichen Lösung in Summendarstellung. Wir werden deshalb vorzugsweise mit Zylinderkoordinaten  $x, R, \phi$  rechnen und die bereits in [5] durchgeführte Rechnung in Kugelkoordinaten  $r, \theta, \phi$  nur bei der erdumspannenden Strömung des Schönwettervertikalstroms heranziehen.

Die beste Vorstellung von der Strömung unserer Punktquelle können wir durch eine Diskussion oder graphische Darstellung der Potential- und Stromfunktion gewinnen. Der umständliche Weg, diese Funktionen aus den Maxwell'schen Differentialgleichungen abzuleiten, ist im Anhang Abschnitt I ausgeführt. Vorgegeben für diese Rechnung ist die Stromergiebigkeit  $I$  der Punktquelle, die sich im Mittelpunkt des Zylinderkoordinatensystems  $x, R, \phi$  befindet, und die Leitfähigkeit  $\lambda = \lambda_0 e^{2kx}$  als Funktion des Raumes.  $\lambda_0$  ist die Leitfähigkeit der Ebene  $x = 0$ . Ohne hier auf die Rechnung einzugehen, übernehmen wir aus dem Anhang AI (28) die Gleichung der Potentialfunktion für eine Stromquelle in einem Medium, dessen Leitfähigkeit mit der Höhe zunimmt.

$$(1) \quad \Phi = \frac{I}{4\pi\lambda_0} \frac{e^{-k(\sqrt{x^2 + R^2} + x)}}{\sqrt{x^2 + R^2}}$$

oder auch in Kugelkoordinaten  $r, \theta, \phi$

$$(2) \quad \Phi = \frac{I}{4\pi\lambda_0} \frac{e^{-k(1 + \cos\theta)r}}{r}$$

Neben der bekannten Abhängigkeit der Potentialfunktion von der Entfernung  $r$  tritt die Wirkung der Leitfähigkeit in dem Faktor  $e^{-kr(1 + \cos\theta)}$  hervor. Wird

$k = 0$ , also  $\lambda = \lambda_0 = \text{const.}$ , so wird die  $e$ -Fkt. zu 1, und wir erhalten aus (2) die bekannte Gleichung

$$(3) \quad \Phi = \frac{I}{4\pi\lambda_0} \frac{1}{r}.$$

für die Potentialfunktion einer Stromquelle in einem Medium mit konstanter Leitfähigkeit. Diese Gleichung erinnert sofort an die Potentialgleichung einer Punktladung  $Q$ , die wir erhalten, wenn wir in (3) den Faktor  $I/4\pi\lambda_0$  durch  $Q/4\pi\epsilon$  ersetzen. Nun ist es ja bekannt [9], daß man aus Potentialfeldern der Elektrostatik solche der Strömung gewinnen kann, wenn man in den Gleichungen  $Q$  und  $\epsilon$  durch  $I$  und  $\lambda$  ersetzt. Hinter dieser Analogie verbirgt sich aber ein viel tieferer Zusammenhang, der uns auf die Beziehung zwischen der Raumladung und der Stromergiebigkeit der Gewitterwolke führen wird.

Wir betrachten hierzu ein Regentröpfchen mit dem Radius  $a$  und der Stromergiebigkeit  $I$ , das sich in der Höhe  $h$  mit der Luftleitfähigkeit  $\lambda$  befinden soll. In der Nähe des Regentröpfchens können wir die Leitfähigkeit als konstant ansehen. Es gilt dann nach (3) die Potentialgleichung

$$(4) \quad \Phi = \frac{I}{4\pi\lambda} \frac{1}{r}.$$

Aus dieser Potentialgleichung können wir die Feldstärke an der Oberfläche des Tröpfchens und daraus die Oberflächenladungsdichte  $q'$  berechnen und erhalten

$$q' = \frac{\epsilon I}{4\pi\lambda} \frac{1}{a^2}$$

Durch Integration über die gesamte Oberfläche bekommen wir die Ladung  $Q$  des Tröpfchens zu

$$(5) \quad Q = \frac{\epsilon}{\lambda} I,$$

und haben damit bereits den Zusammenhang zwischen Stromergiebigkeit und Ladung gewonnen.

Ladung = Zeitkonstante  $\cdot$  Stromergiebigkeit.

Der Faktor  $\epsilon/\lambda$  ist nämlich die Zeitkonstante der Luft an dem betreffenden Ort. In größeren Höhen, wo diese Zeitkonstante mit zunehmender Leitfähigkeit immer kleiner wird, hat ein Regentröpfchen bei derselben Stromergiebigkeit eine kleine Ladung. Ferner ist es bemerkenswert, daß das Verhältnis Ladung zu Stromergiebigkeit nicht von der Größe der Kugel abhängt, wodurch diese Beziehung

sowohl für ein kleinstes Wolkenelement als auch für größere Wolkengebiete gilt. Mit (5) können wir also auch statt der Stromergiebigkeit  $I$  die Ladung  $Q$  in die Potentialgleichungen (1), (2) und (3) einführen und kommen bei (3) zu der bekannten Formel der Elektrostatik

$$(6) \quad \Phi = \frac{Q}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r}.$$

Der Vergleich von (4) und (6) zeigt also, daß nicht nur eine bloße Analogie zwischen den Potentialgleichungen der Elektrostatik und der Strömungstheorie besteht, sondern er besagt, daß bei der Strömung einer Punktquelle mit der Stromergiebigkeit  $I$  auf dieser sich eine Ladung  $Q$  befindet, die mit der Stromergiebigkeit in dem durch (5) gegebenen Zusammenhang steht. Wir können die Potentialfunktion  $\Phi$  als Spannungsabfall eines Stromfadens über dem Widerstand eines bestimmten Raumstückes ansehen, aber ebenso gut können wir die Potentialfunktion auf die Wirkung der Ladung  $Q$  in der Punktquelle zurückführen. Dieser enge Zusammenhang liegt mathematisch gesehen darin begründet, daß auch in der Strömungstheorie die Poissonsche Gleichung gilt, daß sich also auch hier die Raumladung aus der Raumdivergenz und die Oberflächenladung aus der Flächendivergenz der Feldstärke herleitet. Dadurch ist uns die Möglichkeit gegeben, die nach der Elektrostatik durchgeführten Rechnungen mit denen der Strömungstheorie zu vergleichen.

Für die einzelne Regentropfen-Stromquelle können wir uns folgendes Bild machen. Im Innern des Tropfens ist gegenüber dem Außenraum eine sehr hohe Leitfähigkeit vorhanden. Dadurch, daß nun an der Oberfläche eine plötzliche Abnahme der Leitfähigkeit nach dem Außenraum hin besteht, tritt an dieser Stelle ein Stau der Ladungsträger ein, die sich auf der Wanderung vom Innern des Tropfens in den Außenraum befinden. Dieser Stau gibt dann Veranlassung zu der Ausbildung der Oberflächenladung und zwar bei einer positiven Quelle zu einer positiven Oberflächenladung und umgekehrt. Noch klarer wird das Bild, wenn wir von der Oberflächenladung ausgehen. Hier können wir sagen, daß unter der Feldwirkung der Ladung  $Q$  im leitfähigen Außenraum die gleichnamigen Ladungsträger von der Ladung  $Q$  fortwandern, die entgegengesetzt geladenen aber auf die Ladung  $Q$  zuwandern. Solange die Ladung durch irgend einen Vorgang in ihrem Betrag aufrecht erhalten bleibt, setzt im Außenraum ein stationärer Strom  $I$  ein, dessen Gesamtwert wir die Stromergiebigkeit  $I$  der Quelle nennen. Besteht nun die Niederschlagwolke aus vielen einzelnen geladenen Teilchen, so haben wir die Stromstärken und die Ladungen der einzelnen Tröpfchen zu der Gesamt-Stromergiebigkeit bzw. der Gesamtladung aufzusummieren. Damit gilt also die Beziehung (5) auch für ganze Wolkengebiete.

Für die obere positive Raumladungskugel des Simpsonschen Gewittermodells

können wir die Raumladung für eine Stromergiebigkeit von 1 A folgendermaßen berechnen. Die Leitfähigkeit der Wolke beträgt etwa den dritten Teil der Bodenleitfähigkeit [10]. Für die Zeitkonstante erhalten wir damit einen Wert von  $\epsilon/\lambda = 2400 \text{ sec}$  und nach (5) für die Raumladung den Wert 2400 C. Dies ist rund das 100fache der von Simpson und Robinson aus den Feldstärken am Erdboden berechneten Ladung. Nun wird die Wirkung dieser Raumladung zum großen Teil durch eine Oberflächenladung abgeschirmt, die sich an der Wolkenoberfläche wegen des dort vorhandenen Leitfähigkeitssprunges ausbildet. Diese Oberflächenladung wollen wir uns für folgende vereinfachten Verhältnisse berechnen. Eine Stromquelle der Stromergiebigkeit  $I$  und der Ladung  $Q$  liegt im Mittelpunkt einer Kugel  $K$ , deren Leitfähigkeit  $\lambda_2$  sein soll. Der Außenraum habe die konstante Leitfähigkeit  $\lambda_1$ . Für die Oberflächenladung  $Q^0$  der Wolkugel erhalten wir nach Anhang A V(71) die Gleichung

$$(7) \quad \dot{Q}^0 = - \left( 1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) Q .$$

Das Zustandekommen der Oberflächenladung können wir etwa folgendermaßen verstehen. Da die Leitfähigkeit des Außenraumes größer ist als die des Kugellenraumes, tritt an der Kugeloberfläche ein Stau derjenigen Ladungsträger ein, die in die Kugel hineinwandern. Da diese Ladungsträger das entgegengesetzte Vorzeichen der Quellpunktladung haben, hat also auch die Oberflächenladung entgegengesetztes Vorzeichen. Sie schirmt die zentrale Quellpunktladung in dem Maße ab, daß im Außenraum nur die Differenz dieser beiden Ladungen  $Q$  und  $Q^0$  wirksam ist. Wir bezeichnen diese wirksame Ladungsdifferenz mit  $Q'$  und erhalten aus (7) die einfache Beziehung

$$(8) \quad Q' = Q + Q^0 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} Q ,$$

die besagt:

Die wirksame Ladung ist die im Verhältnis Wolken- zu Luftleitfähigkeit verkleinerte Wolkenladung.

Für unser praktisches Beispiel nehmen wir als Außenleitfähigkeit den Wert der Luft in 6 km Höhe. Dort ist die Leitfähigkeit etwa 4-mal so groß wie am Erdboden. Da im Innern der Wolke nur etwa der dritte Teil der Bodenleitfähigkeit vorhanden ist, werden also die 2400 C der positiven Raumladungskugel in ihrer Wirkung auf den 12-ten Teil herabgesetzt. Für den Außenraum erscheint es so, als ob nur eine Ladung  $Q' = 2400/12 \text{ C} = 200 \text{ C}$  vorhanden ist. Die abschirmende Oberflächenladung hat den beträchtlichen Wert von  $-2200 \text{ C}$ . Ihre Vernachlässigung ist der Hauptgrund dafür, daß die elektrostatische Berechnung aus den Bodenfeldstärken viel zu niedrige Werte für die Wolkenladung liefert. Ein

zweiter Grund ist die Vernachlässigung der Raumladung in der Luft, die sich wegen der mit der Höhe zunehmenden Leitfähigkeit ausbildet. Darauf werden wir am Ende des Abschnittes noch ausführlich zurückkommen.

Wir folgen jetzt einem Gedankengang von Holzer und Saxon [11], die bei ihrer Berechnung des Gewittergenerators nur mit der wirksamen Ladung  $Q'$  rechnen. Wählt man die Leitfähigkeit des Innen- und Außenraumes der Kugel gleich groß ( $\lambda_1 = \lambda_2$ ), so wird nach (7) naturgemäß die Oberflächenladung  $Q^0 = 0$ . Ein Leitfähigkeitssprung an der Kugeloberfläche besteht ja nicht mehr. Für die Ladung der Stromquelle ergibt sich nach (5) der Wert von  $Q'$ . Das heißt also:

Die wirksame Ladung  $Q'$  entspricht einer Ladung der Stromquelle, die sich einstellen würden, wenn statt der niedrigen Wolkenleitfähigkeit die Leitfähigkeit des Außenraumes auch in der Wolke angenommen wird.

Dieses Verfahren hat den großen Vorteil, daß die bisher nur selten gemessene Leitfähigkeit der Gewitterwolke nicht bekannt zu sein braucht, um die Felder des Außenraumes zu berechnen. Die Gültigkeit der Rechnung beschränkt sich aber nur auf den Außenraum. Die Feld- und Potentialverteilung im Innern der Wolke ebenso wie die wahre Wolkenladung läßt sich durch diese Rechnung nicht bestimmen. Bei einem Vergleich von Blitz und Wolkenladung muß man aber auf die wirklich in der Wolke vorhandene Raumladung zurückgreifen.

Wir haben vorhin bei der Berechnung der Oberflächenladung der Wolkugel die Vereinfachung gemacht, daß die Leitfähigkeit des Außenraumes konstant ist und dem Wert entspricht, wie er sich in der Höhe des Kugelmittelpunkts in wolkenfreier Luft findet. Wir wollen diese Einschränkung jetzt fallen lassen und die mit der Höhe zunehmende Leitfähigkeit des Außenraumes bei der Berechnung der wirksamen Ladung mit in Rechnung stellen. Aus dem Anhang A VI (74) entnehmen wir hierfür die Gleichung

$$(9) \quad Q' = \frac{\epsilon}{\lambda_m} I \frac{3}{2 (2 a k)^3} [(1 + 2 a k) e^{-2 a k} - (1 - 2 a k) e^{2 a k}].$$

Dabei bedeutet  $\lambda_m$  den Wert der Leitfähigkeit im Mittelpunkt der Kugel und  $a$  ihren Radius. Bei unserem praktischen Beispiel hat die positive Raumladungskugel des Simpsonschen Gewittermodells die wirksame Ladung  $Q'$  von 300 C. Hier ergibt sich also ebenso wie bei der Näherungsrechnung ( $Q' = 200$  C) ein etwa 10-fach größerer Wert als der von der elektrostatischen Rechnung gelieferte von 24 C. Es soll die letzte Aufgabe dieses Abschnittes sein, den Grund für diese Diskrepanz aufzudecken.

Zu diesem Zweck betrachten wir das in Fig. 1a und 1b wiedergegebene Stromlinienbild einer Punktquelle bei konstanter und mit der Höhe zunehmender Leitfähigkeit.

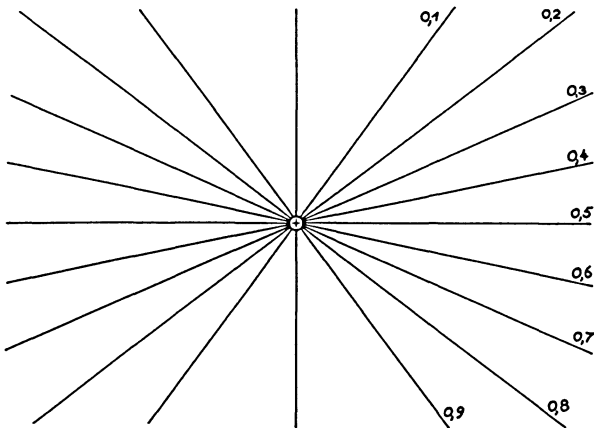


Fig. 1a: Stromlinienbild einer Punktquelle in einem Medium mit konstanter Leitfähigkeit

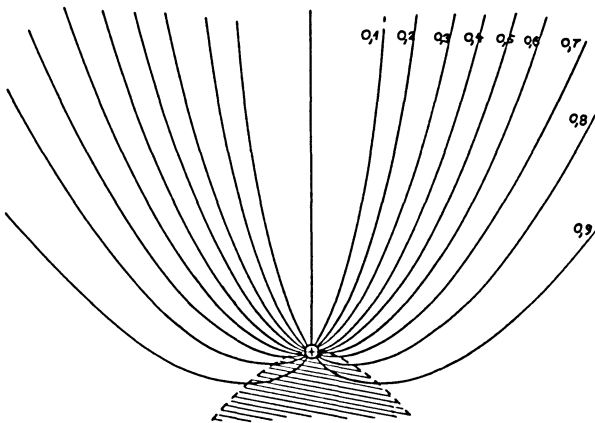


Fig. 1b: Stromlinienbild einer Punktquelle in einem Medium mit in Richtung der  $x$ -Achse zunehmender Leitfähigkeit

Die zu Fig. 1b gehörige Gleichung der Stromfunktion  $\Psi$  lautet nach Anhang AI(35) in Zylinderkoordinaten  $x, R, \phi$

$$(9a) \quad \Psi = I \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} \right) e^{-k(\sqrt{x^2 + R^2} + x)} \right]$$

und in Kugelkoordinaten  $r, \theta, \phi$

$$(10) \quad \Psi = I \left[ 1 - \frac{1 + \cos \theta}{2} e^{-kr(1 + \cos \theta)} \right].$$

Für  $k = 0$  geht (10) über in die Gleichung der Stromfunktion einer Punktquelle konstanter Leitfähigkeit (Fig. 1a).

$$(11) \quad \Psi = I \frac{1 - \cos \theta}{2}.$$

Zum besseren Verständnis der Figuren sei hier daran erinnert, daß in den von zwei benachbarten Stromlinien begrenzten Rotationskörpern immer derselbe Bruchteil der Gesamtströmung fließt, der in den dargestellten Figuren immer  $1/10 I$  beträgt. Gleichzeitig geben die Stromlinien auch die Feldrichtung an.

Während bei konstanter Leitfähigkeit in Fig. 1a die Stromlinien radial und gradlinig nach allen Richtungen hin auseinanderlaufen, erkennen wir in Fig. 1b, wie unter der Wirkung der mit der Höhe zunehmenden Leitfähigkeit die zu Anfang nach unten abgehenden Stromlinien umbiegen, bis schließlich alle Stromlinien die Richtung der positiven  $x$ -Achse angenommen haben. Dies ist ein außerordentlich wichtiges Ergebnis, denn hierin liegt der Grund dafür, daß die von dem Gewitterkopf ausgehenden Ladungen nicht in unmittelbarer Nähe zur Erde fließen sondern vorzugsweise zur Ionosphäre hinaufströmen, um sich dort auszubreiten und dann erst als gleichmäßig verteilter Vertikalstrom zur Erde zurückzufließen. So wird es möglich, daß ein Gewitter auch in seinem Antipodenpunkt auf der Erde einen wesentlichen Beitrag zum Vertikalstrom liefern kann. Ebenso wird aber auch die verhältnismäßig geringe Feldwirkung unterhalb des Gewitters verständlich. Da die Stromlinien bevorzugt nach der positiven  $x$  Richtung abströmen, ist die Stromliniendichte und damit die Feldstärke seitlich des Gewitters nicht so groß wie bei konstanter Leitfähigkeit. (Eine elektrostatische Berechnung ist einer Rechnung der Strömungstheorie mit konstanter Leitfähigkeit äquivalent, da auch  $\lambda = 0$  ein konstanter Leitfähigkeitswert ist.) Wird also die Ladung der Gewitterwolke wie in [1] und [2] elektrostatisch aus der Bodenfeldstärke berechnet, so muß sie notgedrungen zu klein ausfallen.

Das tritt noch deutlicher hervor, wenn wir uns die durch die Leitfähigkeitsänderung bedingte Raumladung näher ansehen. Nach Anhang AI(32) ist die Raumladungsverteilung  $q$  in Zylinderkoordinaten gegeben durch die Gleichung

$$(12) \quad q = -\frac{k^2 \epsilon I}{2\pi \lambda_0} \frac{e^{-k(\sqrt{x^2 + R^2} + x)}}{\sqrt{x^2 + R^2}} \left[ 1 + \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} + \frac{x}{k(x^2 + R^2)} \right]$$



und in Kugelkoordinaten

$$(13) \quad q = -\frac{k^2 \epsilon l}{2\pi\lambda_0} \frac{e^{-kr(1+\cos\theta)}}{r} \left[ 1 + \cos\theta + \frac{\cos\theta}{kr} \right]$$

Im Bereich der positiven  $x$ -Halbebene ist die Raumladung durchweg negativ. In der negativen  $x$ -Halbebene dagegen befindet sich unter der Stromquelle ein kegelförmiger positiv geladener Raum, der die negative  $x$ -Achse als Rotationsachse hat. An der Grenze dieses positiven Raumladungskegels geht die Raumladungsdichte nach 0, um dann außerhalb des Kegels negatives Vorzeichen anzunehmen. Die Begrenzungslinie des Kegels ist in Fig. 1b gestrichelt eingezeichnet, und der ganze positiv geladene Kegelraum leicht schraffiert. Aus Gleichung (13) entnehmen wir sofort die Bedingungsgleichung für die Begrenzungslinie. Wenn die Raumladung  $q = 0$  sein soll, muß der Klammerausdruck in (13) verschwinden, woraus folgt

$$(14) \quad \cos\theta + 1 + \frac{\cos\theta}{kr} = 0$$

Die Entstehung dieser positiven und negativen Raumladung können wir uns ähnlich wie oben bei der Oberflächenladung erklären. Wenn Ladungsträger gezwungen sind, in Gebiete mit kleinerer Leitfähigkeit vorzudringen, so tritt ein Stau dieser Ladungsträger ein, der zu einer Raumladungsbildung gleichen Vorzeichens führt. In Fig. 1b wandern nun die ins negative  $x$ -Gebiet vordringenden positiven Ladungsträger der Quelle gegen das Leitfähigkeitsgefälle in Gebiete mit schlechter werdender Leitfähigkeit. Deshalb bildet sich dort die der Quelle gleichnamige positive Raumladung aus. Sobald die Strombahnen aber statt der negativen eine positive  $x$ -Komponente haben, führen sie in Gebiete mit größer werdender Leitfähigkeit. Die positiven Ladungsträger können also leichter wegals zuwandern. Für ein Aufstauen liegt kein Grund mehr vor. Genau umgekehrt ist es bei den negativen Ladungsträgern, denn sie wandern ja in der den positiven Ladungsträgern entgegengesetzten Richtung. Sie bilden eine negative Raumladung dort, wo die positiven Ladungsträger ungehindert wegwandern und umgekehrt. Es ist dies nichts anderes als eine beschreibende Erklärung der in Anhang AI(4) abgeleiteten allgemeinen Formel

$$(15) \quad q = \epsilon \vec{E} \frac{\text{grad } \lambda}{\lambda} .$$

Wenn wir berücksichtigen, daß  $\vec{E} \text{ grad } \lambda$  das skalare Produkt von den beiden Vektoren  $\vec{E}$  und  $\text{grad } \lambda$  ist, so folgt sofort, daß die Raumladung positiv ist, wenn  $\vec{E}$  und  $\text{grad } \lambda$  dieselbe Richtung haben und umgekehrt. Steht die Feldstärke  $\vec{E}$  senkrecht auf dem Leitfähigkeitsgefälle  $\text{grad } \lambda$ , so ist die Raumladung gleich 0.

Wenn wir uns noch daran erinnern, daß die Stromlinien gleichzeitig die Richtung der Feldstärke angeben, so erkennen wir die Gültigkeit von (15) in Fig. 1b unmittelbar. Das Leitfähigkeitsgefälle hat immer die positive  $x$ -Richtung. Der Feldstärkenvektor zeigt entlang den Stromlinien zur positiven Quelle hin. Im positiven Raumladungskegel sind Feldstärke und Leitfähigkeitsgefälle gleich im ganzen übrigen Raum entgegengesetzt gerichtet. Auf der Begrenzungslinie des positiven Raumladungskegels steht die Feldstärke senkrecht auf dem Leitfähigkeitsgefälle. Hier ist also die Raumladung gleich 0.

Für den Stromfluß ergibt sich folgende physikalische Interpretation. Ladungsträger, die aus der positiven Quelle nach unten in das negative  $x$ -Gebiet austreten, werden von der positiven Raumladung des Kegels in ihrem Lauf nach unten gehemmt und versuchen, seitwärts auszuweichen. Diese Wirkung wird noch durch die an den Seiten und im Oberraum vorhandene negative Raumladung unterstützt, so daß die Stromlinien auch dieser ursprünglich nach unten abströmenden Ladungsträger schließlich in die positive  $x$ -Richtung einmünden. Für eine quantitative Auswertung dieser Erkenntnisse im Hinblick auf den Gewittergenerator, müssen wir aber erst die Wirkung der Erdoberfläche in unseren Formeln berücksichtigen, was im nächsten Abschnitt geschehen soll.

Als wichtigste Ergebnisse dieses Abschnittes können wir festhalten:

1. Eine Stromquelle der Stromergiebigkeit  $I$  besitzt die Ladung  $Q = \frac{\epsilon}{\lambda} I$ .

Durch diese Beziehung ist es möglich, die Ladung einer Gewitterwolke aus der Stromergiebigkeit und umgekehrt zu berechnen und die Ergebnisse der elektrostatischen und strömungstheoretischen Berechnung miteinander in Beziehung zu setzen.

2. An der Oberfläche der Raumladungskugeln des Simpsonschen Gewittermodells bildet sich auf Grund des Leitfähigkeitssprunges an der Grenze von Wolkenluft und wolkenfreier Atmosphäre eine Oberflächenladung  $Q^0$  aus, die die Wirkung der Wolkenraumladung  $Q$  nach außen hin zum größten Teil (90%) abschirmt. Die Summe von Raumladung  $Q$  und gegenpoliger Oberflächenladung  $Q^0$  gibt die wirksame Ladung  $Q'$ , die zweckmäßig für die Berechnung der Potential- und Feldverteilung im Außenraum herangezogen werden kann. Dann fällt nämlich die Leitfähigkeit der Wolke aus den Formeln heraus. Sie braucht für die Berechnung der äußeren Felder gar nicht bekannt zu sein.

3. Durch die Strömung baut sich außerhalb der Wolke wegen der mit der Höhe zunehmenden Leitfähigkeit eine Luft-Raumladung derart auf, daß schließlich alle aus der Stromquelle austretenden Stromlinien in die Richtung der positiven  $x$ -Achse, d.h. in Gebiete mit höherer Leitfähigkeit umbiegen. Darin ist der

Grund dafür zu sehen, daß von der Wolkenladung ein hoher Prozentsatz zur Ionosphäre hinaufströmt und sich dort um die ganze Erde herum ausbreitet. Somit können auch weiter vom Gewitter entfernte Gebiete mit Strom beliefert werden.

#### IV. Die Niederschlagswolke als Punktquelle über der leitenden Ebene

Nachdem wir im vorigen Abschnitt immer nur einen Wolkenpol für sich betrachtet haben, kommen wir in diesem Abschnitt bereits zu dem vollständigen Stromkreis des Wolkengenerators in seiner einfachsten Form. Wir wollen ihn mathematisch darstellen durch eine positive Punktquelle über einer leitenden Ebene. In Wirklichkeit hat der Gewittergenerator mehrere übereinander angeordnete Raumladungs- bzw. Quellgebiete verschiedener Polarität. Liegt jedoch die Rechnung für die Strömung eines Quellpunktes vor, so ergibt sich die Strömung für eine beliebige Anordnung von Quellpunkten einfach durch Superposition. Es wird sich später zeigen, daß mit Ausnahme der Wolke selbst und ihrer näheren Umgebung auch der komplizierte Gewitteraufbau immer nur das Strömungsbild einer einzelnen Punktquelle zeigt. Wir werden darauf im Abschnitt VIII bei der Strömung des Ersatzdipols noch ausführlich zurückkommen.

Den stilisierten Wolkengenerator haben wir uns so vorzustellen, daß der Niederschlag dauernd negative Ladung von der Wolke zur Erde führt. Dadurch erhält die Wolke einen stetigen positiven Ladungszufluß  $+I$  und die Erde einen stetigen Ladungszufluß  $-I$ , der dann die Stromergiebigkeit der positiven und negativen Quelle darstellt. Von dem mathematischen Bild wird aber der Niederschlag selbst, d. h. der Konvektionsstrom nicht erfaßt. Da er aber eine negative Raumladung darstellt, solange er sich in dem Bereich zwischen Wolke und Erde befindet, müssen wir seine Wirkung abzuschätzen versuchen. J. K ü t t n e r schließt aus Messungen von Feldrichtung und Niederschlagspolarität auf der Zugs Spitze, daß der Niederschlag selbst kein wesentliches Eigenfeld erzeugt, da in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle Niederschlag und Feld verschiedene Polarität haben. Demgemäß kann das Feld nicht von der Niederschlagsladung sondern nur von der gegenpoligen Wolkenladung herrühren. Verständlich wird dieser experimentelle Befund dadurch, daß der Niederschlag wegen seiner hohen Fallgeschwindigkeit eine stark auseinandergezogene Raumladung darstellt, die wegen ihrer geringen Ladungsdichte nicht mit der kompakten Wolkenladung konkurrieren kann. Diese als Spiegelbildeffekt [12] bekannte Erscheinung ist eine oft beobachtete Tatsache, sodaß wir auch hier die Feldwirkung des Konvektionsstromes in der Rechnung vernachlässigen wollen.

Die Rechnung selbst ist wieder im Anhang durchgeführt, sodaß wir uns hier auf eine Andeutung des Rechnungsweges beschränken können. Die Potentialfunktion für eine Punktladung über einer leitenden Ebene erhält man durch das bekannte Verfahren der Spiegelung der Ladung an der Ebene. Diese Methode führt in der Strömungstheorie ebenfalls zum Ziel, auch wenn die Leitfähigkeit – wie in unserem Fall – mit positiver  $x$ -Richtung zunimmt. Allerdings ist dann die Stromergiebigkeit der Spiegelquelle dem Betrag nach kleiner als die der Originalquelle. Bei konstanter Leitfähigkeit oder bei elektrostatischen Problemen sind Originalladung bzw. Quelle und Spiegelbild entgegengesetzt gleich groß. Bezeichnen wir die Stromergiebigkeit der Spiegelquelle mit  $-I_V$ , und die der Originalquelle wie üblich mit  $I$ , so besteht zwischen beiden die Beziehung (Anhang A II(39))

$$(16) \quad -I_V = -\frac{\lambda_0}{\lambda_h} I,$$

d.h.

Die Quellstärke der Spiegelquelle verhält sich zu der der Originalquelle wie die Leitfähigkeit an der Ebene zu der Leitfähigkeit am Ort der Originalquelle.

Diese einfache mathematische Beziehung ist in ihrer Auswirkung auf den luftelektrischen Stromkreis von großer Tragweite. Erst hierdurch ist es möglich, daß es zur Ausbildung des äußeren Stromkreises kommt, der die vom Generator gelieferten Ladungen auf der Erde gleichmäßig verteilt und somit auch in gewitterfernen Gebieten ein luftelektrisches Schönwetterfeld aufbaut. Wie dieser Stromkreis zustande kommt, werden wir jetzt im Einzelnen verfolgen.

Nach der in der Einleitung gegebenen Definition des Wolkengenerators und dem oben über den Ladungszufluß zur Wolke und zur Erde Gesagten, ist die Stromergiebigkeit des Wolkenpols und der Erde entgegengesetzt gleich groß, nämlich  $+I$  bzw.  $-I$ . Gleichung (16) gibt nun an, daß von der Gesamtstromergiebigkeit  $-I$  der Erde nur der Bruchteil  $-I_V$  dazu verbraucht wird, um die vom Wolkenpol auf die Erde abfließenden Ladungen aufzunehmen. Wir nennen diesen Bruchteil  $-I_V$  "negativen Verluststrom". Der andere Teil von  $-I$ , den wir mit "negativer Nutzstrom"  $-I_N$  bezeichnen wollen, verteilt sich gleichmäßig über die Erdoberfläche und stellt den Beitrag des Wolkengenerators zum luftelektrischen Schönwettervertikalstrom dar. Für ihn gilt nach (15) die Beziehung

$$(17) \quad -I_N = -I - (-I_V) = -\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_h}\right) I.$$

Durch die Wirkung der mit der Höhe zunehmenden Leitfähigkeit wird ein erheblicher Bruchteil des Wolkenstromes  $+I_N$  in die positive  $x$ -Richtung nach  $+\infty$

abgezogen, und es fließt nur der verbleibende Rest nämlich  $+I_V$  zur Erde herunter, wo er dann auch nur einen entsprechend kleinen Anteil  $-I_V$  der Gesamtstromergiebigkeit  $-I$  der Erde bindet. Der freie Anteil  $-I_N$  ist dann der negative Nutzstrom des Generators.

Für konstante Leitfähigkeit  $\lambda_0 = \lambda_h$  wird  $-I_N = 0$  und  $-I_V = -I$ , d.h. in diesem Fall würde das Gewitter keinen Beitrag zum Schönwetterfeld liefern. Die gesamte Stromergiebigkeit der Erde würde dazu aufgebraucht werden, um den vom Wolkengenerator zur Erde fließenden Strom aufzunehmen.

Wir können uns auch eine analoge Vorstellung auf elektrostatischer Grundlage bilden. Die positive Ladung der Gewitterwolke  $+Q$  würde ohne die negative Raumladung der Luft in der Gewitterumgebung die gesamte negative Erdladung  $-Q$  binden und vorzugsweise auf den unter ihr liegenden Teil der Erdoberfläche konzentrieren. Durch die Leitfähigkeitszunahme der Luft mit der Höhe bildet sich aber eine negative Raumladung aus, abgesehen von dem positiven Raumladungskegel unter der Quelle, die die Wirkung der positiven Wolkenladung  $+Q$  auf die Erde abschirmt. Dadurch wird nur ein Teil der negativen Erdladung  $-Q$  durch die Wolkenladung gebunden, während sich der andere Teil gleichmäßig auf der Erdoberfläche verteilt und den Beitrag des Wolkengenerators zum luftelektrischen Schönwetterfeld liefert.

Diese vorzugsweise seitlich und über dem Wolkenpol angeordnete negative Raumladung der Luft erklärt durch ihre abschirmende oder kompensierende Wirkung die schon oft beobachtete geringe Fernwirkung der Gewitterwolke in Bezug auf die Bodenfeldstärke. Aber auch Fragen, die die Ausgleichsschicht betreffen oder den Einfluß auf die Bodenfeldstärke durch die ungleichmäßige Verteilung der Gewitter auf der Erde, finden bereits hier ihre Beantwortung.

Sowohl in der elektrostatischen wie in der strömungstheoretischen Interpretation kommt vorerst die Ionosphäre als Ausgleichsschicht gar nicht vor. Eine neue Beleuchtung erfährt dieses Ergebnis später durch die Fig. 7 des Abschnitts VIII, in der die Stromlinien des gesamten Stromkreises mit und ohne Anwesenheit der Ionosphäre dargestellt ist. Der Stromverlauf in dem Bereich zwischen Erde und Ionosphäre ist in beiden Bildern derselbe. Die Ionosphäre ist für die gleichmäßige Verteilung der nicht gebundenen Erdladung  $-Q_N$  oder des nicht gebundenen Nutzstroms  $-I_N$  gar nicht notwendig. Die Erde selbst ist die wirksame Ausgleichsschicht. Der Vorgang ist derselbe wie bei einer geladenen Kugel, auf der sich die Ladung auch selbsttätig gleichmäßig über die Kugeloberfläche verteilt. Mit dieser Blickrichtung ist es dann leicht einzusehen, daß einmal Leitfähigkeitsänderungen in der Ionosphäre nicht den erwarteten Einfluß auf das elektrische Feld am Erdboden haben und zum anderen, daß auch eine ungleichmäßige Verteilung der Gewitter auf der Erde das Schönwetterfeld nicht beein-

fließen kann. Wir könnten ohne Bedenken alle Gewitter an einem einzigen Ort der Erde konzentrieren, ohne die gleichmäßige Verteilung des nicht gebundenen Nutzstroms  $-I_N$  oder der Ladung  $-Q_N$  zu stören.

Dieses Ergebnis gilt auch für einen komplizierten Aufbau des Gewitters aus mehreren Quellgebieten und folgt zwangsläufig aus der Zweiteilung des Stromkreises in die Ströme  $+I_V$ ,  $-I_V$  und die Ströme  $+I_N$ ,  $-I_N$  gemäß Gleichung (16) und (17). Damit wird durch die mathematische Behandlung des Problems eine dem Generatorbegriff gemäßige Aufteilung nahe gelegt, und wir wollen jetzt die beiden Stromkreise sowohl in dem Stromlinienbild der Punktquelle Fig. 2a als

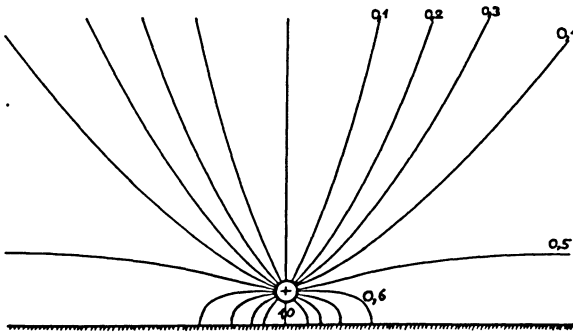


Fig. 2a: Stromlinienbild einer Punktquelle über einer leitenden Ebene

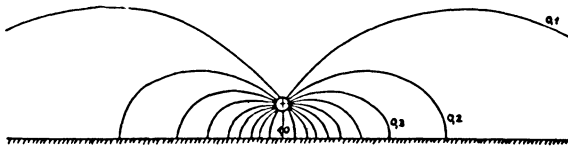


Fig. 2b: Feldlinienbild einer Punktquelle über einer leitenden Ebene

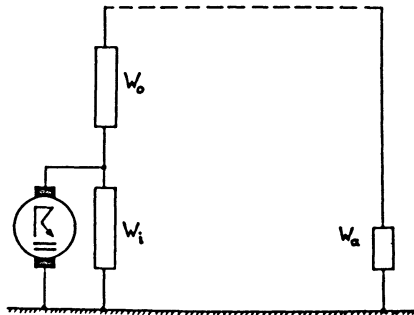


Fig. 2c: Ersatzschaltbild des vereinfachten Gewittergenerators

auch in dem elektrotechnischen Ersatzschaltbild Fig. 2c klar herausstellen. In Fig. 2b ist im Vergleich zu 2a das Feldlinienbild einer Punktladung über einer leitenden Ebene dargestellt. Hier ist von einer Zerteilung der Feldlinien nichts zu bemerken. Sie ziehen sich alle in mehr oder minder großen Bögen zur Erde hin.

Das Stromlinienbild beschränkt sich auf die nähere Umgebung der Punktquelle. Dabei ist in Fig. 2a die Höhe der Punktquelle über dem Erdboden so gewählt, daß  $\lambda_h = 2\lambda_0$  ist. Nach (16) und (17) entfällt damit auf den Nutzstrom ebenso wie auf den Verluststrom die halbe Stromergiebigkeit der Punktquelle. In dem Stromlinienbild kommt dies darin zum Ausdruck, daß die Hälfte der Stromlinien mit den Kennzahlen von 0 bis 0,5 in die positive  $x$ -Richtung nach  $+\infty$  hinaufströmen entsprechend dem Nutzstrom  $+I_N$ , während die andere Hälfte der Stromlinien von 0,6 bis 1 zur Erde herunter gehen entsprechend dem Verluststrom  $+I_V$ . Von der Erde aus gesehen würden die Stromlinien des negativen Verluststroms  $-I_V$ , die ja mit denen des positiven Verluststromes  $+I_V$  identisch sind, in der näheren Umgebung des Wolkenpols zu diesem hinaufgehen. Der negative Nutzstrom  $-I_N$  hingegen hat sich über die ganze Erdoberfläche verteilt und seine Stromliniendichte ist dabei so gering geworden, daß ihre Darstellung in Fig. 2a nicht mehr möglich ist. Die Stromlinien des negativen Nutzstroms gehen senkrecht von der Erdoberfläche ins positiv Unendliche und vereinigen sich dort mit den Stromlinien des positiven Nutzstroms.

Um für die Konstruktion des elektrotechnischen Ersatzschaltbildes die Vorstellung zu erleichtern, wollen wir den Stromschluß über das Unendliche dadurch vermeiden, daß wir den Begriff der Ionosphäre als der oberen Ausgleichsschicht mit hinzuziehen (gestrichelte Linie in Fig. 2c). Dann fließen der positive und negative Nutzstrom nicht bis ins Unendliche ab sondern nur bis zur Ionosphäre hinauf, um sich dort zu neutralisieren. Mit dieser Einführung der Ionosphäre gewinnt die alte Vorstellung von der Strömung im Kugelkondensator Ionosphäre-Erde für den Schönwettervertikalstrom wieder ihre Bedeutung. Diese Kugelkondensatorströmung tritt bei uns als Teilstück im Stromverlauf des Nutzstroms auf.

Im elektrotechnischen Schaltbild Fig. 2c haben wir für den Widerstand des Luftraumes zwischen Wolkenpol und Erde das Widerstandssymbol  $W_i$  eingezeichnet, durch den der Verluststrom vom positiven Wolkenpol zur Erde abfließt. Parallel zu  $W_i$  liegt der Widerstand des Nutzstromkreises, der aus dem Teilstück  $W_0$  zwischen Wolkenpol und Ionosphäre besteht und dem dahintergeschalteten Widerstand  $W_a$  der gesamten übrigen Atmosphäre. Das Schaltbild dient hier in der Hauptsache dazu, um dem dreidimensionalen Stromlinienbild die entsprechenden elektrotechnischen Begriffe zuordnen zu können. Seine Fruchtbarkeit wird sich erst später zeigen, wenn wir die Widerstandswerte aus der Leit-

fähigkeit der Luft berechnen und damit in der Lage sind, ohne Lösung von Differentialgleichungen die Strömung des Gewittergenerators zu beherrschen.

Bevor wir diesen Abschnitt schließen, müssen wir uns noch mit dem Erdpotential und der Erdladung auseinandersetzen. In der Elektrizitätslehre ist das Potential als die Arbeit definiert, die an der Einheitsladung geleistet werden muß, um sie in dem gegebenen elektrischen Feld vom Unendlichen her zum Aufpunkt zu bringen. Dabei ist der Potentialwert des Unendlichen gleich 0 gesetzt<sup>3)</sup>. Dieser Grenzwert tritt auch in unseren Formeln des Gewittergenerators auf.

Die Rechnung in Zylinderkoordinaten ergibt für die Potentialfunktion des Quellpunktes über der leitenden Ebene den Ausdruck (A II (40))

$$(18) \quad \Phi_1 = \frac{I}{4\pi\lambda_0} \left[ \frac{e^{-k(\sqrt{(x-h)^2 + R^2} + x + h)}}{\sqrt{(x-h)^2 + R^2}} - \frac{e^{-k(\sqrt{(x+h)^2 + R^2} + x + h)}}{\sqrt{(x+h)^2 + R^2}} \right]$$

Wir müssen aber hierzu bemerken, daß diese Potentialfunktion zwar die volle Stromergiebigkeit der positiven Quelle  $+I$  ergibt, von der negativen Stromergiebigkeit  $-I$  aber nur den Verluststrom  $-I_V$  berücksichtigt. Die Potentialfunktion  $\Phi_2$  des Nutzstromes  $-I_N$  wäre also (18) noch zu überlagern. Da hierfür jedoch die Erde nicht mehr als Ebene sondern als Kugel dargestellt werden muß, wollen wir die beiden Potentialfunktionen getrennt betrachten.

Für  $x = 0$  erhalten wir in (18) auch  $\Phi_1 = 0$ . Unsere leitende Ebene erhält also den Potentialwert 0 und da sie bis ins Unendliche reicht, ist das mit dem Potentialwert 0 im Unendlichen verträglich. Wir müssen uns aber fragen, bleibt der Potentialwert auch erhalten, wenn wir statt der leitenden Ebene eine große leitende Kugel für die Darstellung der Erde einführen. Bleibt auch dann noch unsere Beziehung (16) und (17) gültig, auf die wir die Schlußfolgerungen dieses Abschnittes aufgebaut haben? Die umständliche Rechnung in Kugelkoordinaten für diesen Fall wurde in [5] durchgeführt, und es hat sich gezeigt, daß die Gleichungen (16) und (17) außerordentlich gute Näherungsgleichungen sind, die wir ohne Bedenken weiterhin verwenden können. Ebenso sieht man aus [5], daß bei der Strömung einer Punktquelle über einer leitenden Kugel diese ebenfalls den Potentialwert 0 erhält, wenn man nur den Anteil  $-I_V$  der negativen Stromer-

<sup>3)</sup> Diese Festlegung bringt zum Ausdruck, daß die Wirkung der Feld erzeugenden Ladungen sich im unendlich Fernen zu 0 verdünnt hat. Die Potentialfunktion nimmt mit  $1/r$  und die Feldstärke mit  $1/r^2$  ab. Diese Festlegung verliert dann ihren Sinn, wenn wie beim Feld eines unendlich großen Plattenkondensators die Ladungen selbst bis ins Unendliche reichen und ihre Summe unendlich groß wird. Dann hat man den 0-Wert der Potentialfunktion anders festzulegen. Da in unserem Fall aber die Ladungsmengen beschränkt sind und alle im Endlichen liegen, müssen wir den durch Definition festgelegten Potentialwert 0 für das Unendliche beibehalten.



giebigkeit der Erde berücksichtigt. Ergänzen wir aber die Stromergiebigkeit der Erde durch den Nutzstrom  $-I_N$  auf  $-I$ , so erhält die Erde durch diesen ein negatives Potential. Nach (5) können wir die negative Erdladung bei der Stromergiebigkeit  $-I_N$  berechnen und erhalten mit der Erdkapazität  $C = 4\pi\epsilon R_0$  ( $R_0 =$  Erdradius) das Potential der Erde  $\Phi_E$  zu

$$\Phi_E = -\frac{-Q_E}{C} = -\frac{I_N}{4\pi\lambda_0 R_0}$$

Dabei bedeutet  $I_N$  aber nur den von einem Gewitter herrührenden Anteil zum Schönwettervertikalstrom. Um das wirkliche Potential der Erde zu erhalten, haben wir in  $I_N$  die Nutzströme aller gleichzeitig auf der Erde stattfindenden Gewitter zusammen zu zählen. Wollten wir dem bisherigen Brauch folgen und das Erdpotential willkürlich gleich 0 setzen, so würde damit auch  $I_N$  zu 0 werden, und es würden sich in der Rechnung dauernd Widersprüche mit Grundvorstellungen und Erfahrungen ergeben. Es würde z.B. vom Gewitter mehr + als - Ladung geliefert werden. Der Schönwettervertikalstrom und damit das normale luftelektrische Feld würden zu 0 werden. Durch die Ionosphäre würde ein Feld hindurchgreifen, das eine dauernde Abwanderung positiver Ladungsträger zur Folge hätte, usw. Nehmen wir aber das von der Rechnung gelieferte negative Potential für die Erde als wirklich an und verfolgen den Potentialverlauf mit der Höhe, so zeigt sich, daß in Ionosphärenhöhe das Potential über den Schönwettergebieten nur noch einen verschwindend kleinen negativen Wert hat, während es über den Gewittergebieten schwach positiv ist. Wir werden später an Hand der Fig. 5 noch einmal darauf zurückkommen. Dieser geringe Potentialunterschied würde sich durch die Anwesenheit der hochleitfähigen Ionosphäre zu dem Wert 0 ausgleichen. Somit liegt also die Ionosphäre ebenso wie der Weltenraum auf Potential 0. Zwischen beiden besteht keine Potentialdifferenz, d.h. eine Zu- oder Abwanderung elektrischer Ladungsträger erfolgt nicht. (Wir sehen hier natürlich von Vorgängen ab, die nicht in den luftelektrischen Stromkreis gehören, wie z.B. Korpuskularstrahlung von der Sonne u. a. m.) Alle luftelektrischen Vorgänge spielen sich innerhalb der Ionosphäre gleichsam wie in einem Faraday'schen Käfig ab. Eine Wirkung in den Weltenraum hinaus ist durch die Ionosphäre abgeschirmt. Da das Ionosphärenpotential den Wert 0 hat, kann es ebenso wie das des unendlich Fernen als Bezugspotential gewählt werden. Diese Vorstellungen werden durch die vorliegende mathematische Berechnung des luftelektrischen Stromkreises untermauert.

Die wichtigsten Ergebnisse dieses Abschnittes IV sind:

1. Unter dem Einfluß der mit der Höhe zunehmenden Leitfähigkeit zerfällt die Strömung des Wolkengenerators in zwei Stromkreise, den Verluststrom- und den Nutzstromkreis.

2. Der Verluststrom  $I_V$  stellt den Leitungsstrom in der Gewitterwolke und ihrer näheren Umgebung dar. Er ist aus der Gesamtstromergiebigkeit  $I$  der Wolke durch die einfache Formel zu berechnen  $I_V = \lambda_0 / \lambda_h I$ . ( $\lambda_0$  = Leitfähigkeit am Erdboden,  $\lambda_h$  = Leitfähigkeit in der Höhe des Wolkenpols).

3. Der negative Nutzstrom  $-I_N$  verteilt sich gleichmäßig über die Erdoberfläche und fließt als Beitrag des Gewitters zum Schönwettervertikalstrom zur Ionosphäre ab. Dort vereinigt er sich mit dem positiven Nutzstrom  $+I_N$ , der vom Wolkenpol zur Ionosphäre hinaufströmt.

4. Als Ausgleichsschicht für den negativen Nutzstrom ist die Erde und nicht die Ionosphäre oder Hochatmosphäre anzusehen. Die gleichmäßige Verteilung des Nutzstroms auf der Erde würde auch ohne Vorhandensein der Ionosphäre erfolgen. Ein Einfluß von Leitfähigkeitsänderungen der Ionosphäre auf diese Verteilung und damit auf das luftelektrische Bodenfeld ist nicht gegeben. Desgleichen ist eine unregelmäßige Verteilung der Gewitter über die Erde auf das luftelektrische Schönwetterfeld ohne Einfluß.

5. Die alte Vorstellung von der Strömung des Schönwettervertikalstroms in dem Kugelkondensator Ionosphäre-Erde besteht trotz der punktförmigen Stromquelle des Gewittergenerators zu Recht. Die Strömung im Kugelkondensator Ionosphäre-Erde tritt als letzter Teil des Nutzstromkreises auf.

6. Die Ionosphäre hat ebenso wie der Weltenraum den Potentialwert 0 und schirmt den luftelektrischen Stromkreis gegen den Weltenraum ab, sodaß kein Verlust an Ladungsträgern eintritt oder Strombahnen bis in den Weltenraum hineinreichen. Die Erde hat ein negatives Potential.

## V. Das Gewitter als Dipolquelle

Wir kommen in diesem Abschnitt zu der Darstellung der Gewitterwolke, wie sie nach den Sondenaufstiegen von Simpson, Scrase und Robinson [1] [2] gegeben ist. Dabei lassen wir die kleine positive Raumladunginsel in der Basis der Gewitterwolke weg und bilden nur das positive und negative Hauptraumladungszentrum durch eine positive und negative Punktquelle nach. Der Auflademechanismus dieses Bipolwolkengenerators ist bisher noch nicht endgültig klar gestellt. Im Allgemeinen wird wohl angenommen, daß der aus dem positiv verbleibenden Wolkenkopf ausfallende Niederschlag in der Basis der Gewitterwolke die negative Raumladung bildet und daß von da ab der Strom hauptsächlich als Leitungsstrom zur Erde fließt. Der weiterhin ausfallende Niederschlag fällt neben dem Leitungsstrom nicht mehr wesentlich ins Gewicht. J. Küttner [8] vertritt die Ansicht, daß zwei Ladung erzeugende Generatoren

wirksam sind, nämlich der Schneedipol, der den positiv geladenen Gewitterkopf erzeugt, und der Regendipol, der die negative Ladung in der Basis aufbaut. Wir wollen uns hier auf keine Diskussion dieser Möglichkeiten einlassen sondern für unseren Zweck die Tatsache eines positiven Ladungszuflusses im Kopf und eines negativen in der Basis der Gewitterwolke als gegeben hinnehmen. Nach den ausführlichen Erläuterungen des vorigen Abschnittes ist die Berechnung dieses Gewittermodells ohne Schwierigkeiten möglich. Wir haben lediglich die Strömung eines positiven und eines negativen Quellpunkts zu überlagern. Die Raumladungswirkung der geladenen Niederschlagsteilchen während des Falles wird aus denselben Gründen wie im vorigen Abschnitt vernachlässigt. Die Erde selbst tritt hier nicht als Quelle auf sondern liegt im Stromkreis der beiden in der Luft befindlichen Quellen. Der elektrische Zu- und Abstrom auf die Erde müssen einander gleich sein. Damit ist aber ein Vordringen des konvektiven Niederschlagsstromes auf die Erde nicht in Rechnung gestellt. Die Anordnung einer gleichstarken positiven und negativen Quelle in der Luft gibt also auch den Anfangszustand

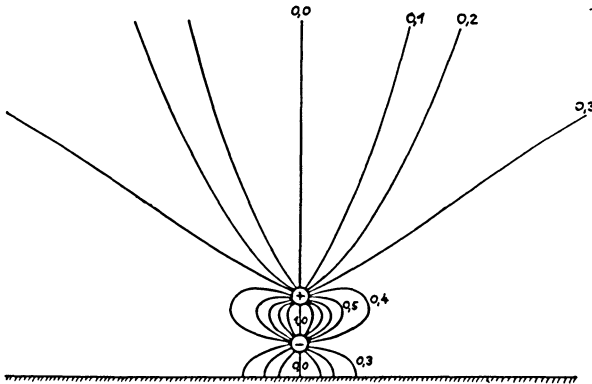


Fig. 3 a: Stromlinienbild des zweipoligen Generators

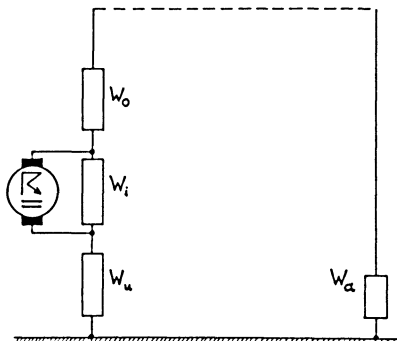


Fig. 3 b: Ersatzschaltbild des zweipoligen Generators

der Gewitterwolke wieder, in dem der Niederschlag die Erde noch nicht erreicht hat. Sobald dies der Fall ist, müßten wir einen zusätzlichen Generator in der Art des vorigen Abschnittes noch hinzufügen.

Das Stromlinienbild unseres 2-poligen Generators ist in Fig. 3a wiedergegeben. Wir sehen, daß hier die Stromlinien in 3 Gruppen zerfallen. Die erste Gruppe geht von der positiven Quelle nach oben ins Unendliche und gibt den Stromverlauf des + Nutzstromes an. Die zweite Gruppe geht von der positiven zur negativen Quelle. Durch diesen Stromfluß wird dann der Verluststrom des Gewittergenerators dargestellt. Er fließt vorzugsweise im Bereich der Gewitterwolke zwischen der positiven und negativen Raumladung. Die dritte Gruppe von Stromlinien zieht sich von der negativen Quelle zur Erde hin. Im Gegensatz zu den in Fig. 2a wiedergegebenen Verhältnissen beim einpoligen Generator gehört diese Stromliniengruppe bereits zum Nutzstromkreis, was aus dem elektrotechnischen Ersatzschaltbild Fig. 3b deutlich hervorgeht. Die vierte Gruppe, die den äußeren Stromverlauf zu einem geschlossenen Stromkreis ergänzt, ist diejenige, die die homogene Strömung der Schönwettergebiete zwischen Erde und Ionosphäre, bzw. dem Unendlichen, darstellt. Diese Stromlinien können ebenso wie in Fig. 2a wegen ihrer sehr geringen Dichte nicht wiedergegeben werden. In Fig. 3b sind sie in dem Stromteil zusammengefaßt, der durch den Widerstand  $W_a$  fließt.

Wir gehen jetzt dazu über, die einzelnen Stromanteile des zweipoligen Generators aus den im vorigen Abschnitt für den einpoligen Generator definierten Nutz- und Verluststrom herzuleiten. Entsprechend der oben gemachten Unterteilung der Stromlinien in 3 Gruppen teilen wir den Gesamtstrom in 3 Teile, den Oberraum, den Mittel- und Unterraum. Der Oberraum (Index 1) stellt den Raum dar, der von der positiven Quelle bis zur Ionosphäre bzw. bis ins Unendliche reicht. Der Mittelraum liegt zwischen positiver und negativer Quelle (Index 2). In ihm befindet sich in der Hauptsache die Gewitterwolke. Der Unterraum (Index 3) ist das Gebiet zwischen negativer Quelle und Erdoberfläche. Die Stromergiebigkeit der positiven bzw. negativen Quelle ist  $+I$  bzw.  $-I$ . Die Höhe der positiven Quelle über dem Erdboden ist  $h_1$  und die dort herrschende Leitfähigkeit  $\lambda_1$ . Entsprechend bezieht sich  $h_2$  und  $\lambda_2$  auf die negative Quelle.  $\lambda_0$  bedeutet die Leitfähigkeit am Erdboden. Wir haben nun die in den einzelnen Räumen fließenden Ströme der beiden Quellen zu addieren und erhalten im Raum 1 den Nutzstrom des Bipolgenerators  $I_{BN}$  zu

$$(19) \quad I_{BN} = \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_2} - \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \right) I,$$

und im Raum 2 den Verluststrom  $I_{BV}$  zu

$$(20) \quad I_{BV} = - \left[ 1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_2} - \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \right) \right] I,$$

Im Raum 3 erhalten wir wieder den Nutzstrom  $I_{BN}$  nur mit umgekehrtem Vorzeichen, da sich hier gegenüber Raum 1 die Stromrichtung umgekehrt hat.

Wenden wir uns jetzt einer kurzen Diskussion der Ergebnisse an einem praktischen Beispiel zu. Die positive Quelle befinde sich in 7 km Höhe. Dort sei die Leitfähigkeit etwa 5 x so groß wie am Erdboden. Die negative Quelle soll in 3 km Höhe liegen, wo die Leitfähigkeit etwa auf den doppelten Wert gegenüber dem Erdboden gestiegen ist. Der Nutzstrom berechnet sich damit nach (19) zu

$$I_{BN} = \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{5} \right) I = 0,3 I$$

und der Verluststrom nach (20) zu

$$I_{BV} = -0,7 I.$$

Wir ersehen daraus, daß der Verluststrom, der im Inneren der Gewitterwolke verbraucht wird, etwa das Doppelte des Nutzstromes beträgt. Das negative Vorzeichen deutet an, daß der Verluststrom die entgegengesetzte Richtung wie der Nutzstrom hat. Würde der negative Niederschlag zur Erde durchfallen, so haben wir das im vorigen Abschnitt behandelte Modellbild des einpoligen Generators zu nehmen. Der Verluststrom ergibt sich dabei zu 0,2 I und der Nutzstrom zu 0,8 I. Der Wirkungsgrad ist also beim Zweipolgenerator schlechter. Wenn wir uns nach J. Küttner das Gewitter aus den beiden Einzelgeneratoren dem Schnee- und dem Regendipol zusammengesetzt denken, so ist wegen der verschiedenen Polarität der Regengenerator dem Schneegenerator gegengeschaltet. Eine Verschlechterung des Wirkungsgrades liegt dabei auf der Hand. Setzen wir die Ladungserzeugung im Gewitter zu rd. 1,5 C/sec = 1,5 A an, so ist der zur Ionosphäre abströmende Anteil zu Beginn des Gewitters (Bipoldarstellung) etwa 0,5 A und bei voller Entwicklung bzw. gegen Ende des Gewitters 1,2 A (Einpoldarstellung). Obgleich diese Zahlenangaben gut mit der Streuung der Messungen von Wait [4] übereinstimmen, wollen wir das größere Gewicht auf die allgemeinen Schlußfolgerungen legen. Wir können aus unserem Modellbild für den Wirkungsgrad einer Gewitterwolke schließen, daß dieser umso besser ist, je höher die positive und je niedriger die negative Quelle liegt. Je weiter die Entfernung zwischen den beiden Raumladungen ist, umso größer ist auch der zwischen ihnen liegende Widerstand und damit sinkt der Verluststrom und steigt der Wirkungsgrad.

Die wichtigsten Ergebnisse des Abschnitts V sind:

1. Durch einfache Addition der Potentialfelder und der Ströme der einzelnen

Quellen, aus denen der mehrquellige Wolkengenerator besteht, erhält man leicht die Potentialfunktion und Strömung auch des kompliziert aufgebauten Gewittermodells. Beim Zweipolgenerator, der aus einer gleich starken + und - Quelle im Kopf und in der Basis der Gewitterwolke besteht, errechnet sich der Verluststrom zu .

$$I_{BV} = - [1 - (\lambda_0/\lambda_2 - \lambda_0/\lambda_1)] I$$

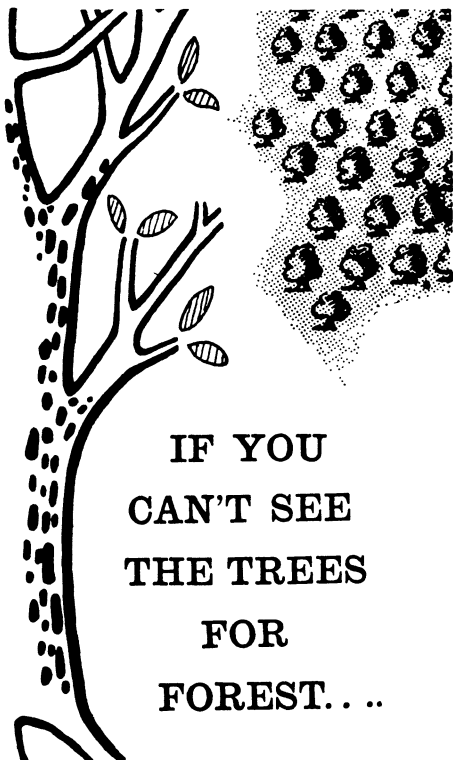
und der Nutzstrom zu

$$I_{BN} = (\lambda_0/\lambda_2 - \lambda_0/\lambda_1) I .$$

( $\lambda_1$  ist die Leitfähigkeit in der Höhe des positiven Wolkenpols,  
 $\lambda_2$  ist die Leitfähigkeit in der Höhe des negativen Wolkenpols).

2. Der Wirkungsgrad des Zweipolgenerators wird um so besser, je weiter die beiden Punktquellen voneinander entfernt sind. Er ist aber immer schlechter als beim Einpol-Generator, der nur einen positiven Pol in der Wolke besitzt, während der andere auf die Erde herabgezogen ist.

*Schluß folgt*



**IF YOU  
CAN'T SEE  
THE TREES  
FOR  
FOREST. . .**

Airborn survey, with its unrestricted movement and visibility, substantially cuts down field work. Photogeology and geophysical techniques provide the ground surveyor with a plan of action. At Huntings, ground and airborne methods are complementary; together they lead to fast and economical mapping and interpretation . . . for the discovery and development of all natural resources



**HUNTING GEOPHYSICS LTD.  
4 ALBEMARLE ST., LONDON W. 1**

Telephone: HYDe Park 5211  
Cables: 'HUNTMAG' LONDON  
**HEAD OFFICE AND LABORATORIES:  
6 ELSTREE WAY, BOREHAM WOOD,  
HERTS.**

Telephone: ELSTREE 2214

# GEOPHYSICS

*A Journal of General and Applied Geophysics*

*Published Quarterly by*

**SOCIETY OF EXPLORATION  
GEOPHYSICISTS**

Box 1536 Tulsa, Oklahoma

- The official journal of the leading international group of prospecting geophysicists
- Devoted to current problems in seismograph, gravity, magnetic and other methods of geophysical prospecting for oil and other minerals
- Covers geophysical instrumentation

SUBSCRIPTION RATES

ONE YEAR (4 issues) \$ 10.00,  
foreign \$ 10.50 (payment with order)

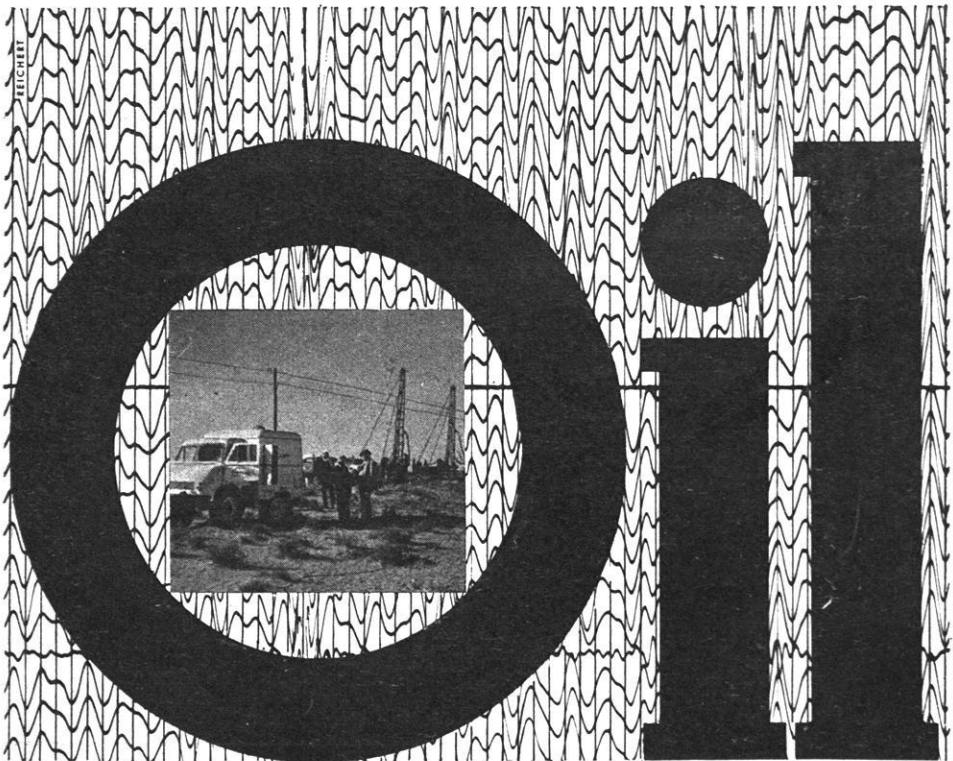
ALSO AVAILABLE ON MICROCARDS



**VEB FREIBERGER PRÄZISIONSMECHANIK  
FREIBERG (SACHSEN)**

Exportinformation durch:  
**Deutsche Export- und Importgesellschaft  
Feinmechanik-Optik m. b. H.  
Berlin C 2, Schicklerstraße 7  
Deutsche Demokratische Republik**

RECHNUNG



**GEOPHYSIK BRINGT ERFOLG**



**HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · RUF: 8666T · FERNSCHREIBER: 922847 · DRAHT: PRAKLA**