

Werk

Jahr: 1932

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:8

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0008

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0008

LOG Id: LOG_0019

LOG Titel: Untersuchungen über die elektrische Raumladung und das elektrische Feld am Boden

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Untersuchungen über die elektrische Raumladung und das elektrische Feld am Boden

Von **Irmgard Hahnfeld**, Göttingen — (Mit 10 Abbildungen)

Ein Instrument zur automatischen Registrierung der Erdoberflächenladung wurde konstruiert, Parallelregistrierungen von Luftpotential, Raumladung und Oberflächenladung ausgeführt. Die Theorie der Instrumente wurde diskutiert, sodann auf Grund der Potentialtheorie aus den Beobachtungen eine Raumladungsschicht am Boden nachgewiesen und ihre Dicke (wenige Meter) errechnet. Innerhalb dieser läßt sich unmittelbar am Boden eine zweite, wenige Dezimeter dicke Schicht von zehnmal höherer Raumladungsdichte vermuten.

Das Ziel der Arbeit war, die Beziehungen zwischen elektrischer Raumladung und dem elektrischen Feld am Boden zu untersuchen. Zu diesem Zwecke wurde folgendes photographisch registriert:

1. die elektrische Oberflächenladung der Erde,
2. die elektrische Raumladung der Luft,
3. die Potentialdifferenz zwischen der Erdoberfläche und einem Punkt in der Luft h m über dem Boden.

I. Die Apparatur. a) Der Raumladungskäfig. Die elektrische Raumladung ρ am Boden wurde nach der Thomsonschen Methode in einem geerdeten kugelförmigen Drahtkäfig von 1 m^3 Rauminhalt gemessen. Als Kollektor diente eine Ioniumsonde, später eine Radiothorsonde (II), zur Registrierung wurde ein Lindemann-Elektrometer benutzt.

b) Die Luftpotentialsonde. Unter Benutzung einer Radiothorsonde (I) wurde die Potentialdifferenz V_h (kurz „Luftpotential“) in der Höhe h über dem Boden gegen die Erde gemessen. $dV/dh = V_h/h$ ergibt den mittleren Potentialgradienten. Registriert wurde mit einem Pohlschen Einfadenelektrometer.

c) Der Erdladungsapparat. Zur automatischen Registrierung der Erdoberflächenladung σ wurde ein neuer Apparat konstruiert. Dieser ist aus dem von H. Mothes*) **) benutzten weiter entwickelt, der im Prinzip auf die Anordnung von Peltier zurückgeht.

Über einer runden Grundplatte (G) aus Messing von 60 cm Durchmesser, welche dauernd geerdet ist und zunächst die Erdoberfläche ersetzen soll, befinden sich isoliert zwei Messingquadranten (M), die sich diametral gegenüberstehen. Untereinander und mit der Nadel eines Lindemann-Elektrometers sind sie leitend verbunden. Der Flächeninhalt der beiden Quadranten beträgt 1115 cm^2 , ihr Abstand von der Grundplatte 2 cm. Zwei sich diametral gegenüberstehende,

*) H. Mothes: Göttinger Nachr., math.-phys. Klasse 1, 49 (1931.)

**) C. Ramsauer: Ann. d. Phys. (4) 75, 449 (1924).

mit der Erde leitend verbundene Aluminiumflügel (A) über den Quadranten können durch einen Elektromotor in Rotation versetzt werden.

Während eines Umlaufs der Flügel liegen die Quadranten zweimal ganz frei, und zweimal sind sie völlig von den Flügeln überdeckt. Die an den hinteren Flügelkanten befindlichen Schleifbürsten ($Schl.$) ertönen die Quadranten, während die Flügelenden über die Quadranten hinstreichen, also während der Freilegung der Quadranten. Die völlig bedeckten und die ganz freien Quadranten sind nicht geerdet. Im letzten Augenblick vor der völligen Freilegung erhalten die Quadranten die ihnen zukommende Ladung Q von der Erde. Die Potentialdifferenz gegen Erde ist Null (Verbindung mit der Erde). Bei der Überdeckung hat der Apparat die Kapazität C , die auf den Quadranten befindliche Ladung Q erteilt ihnen

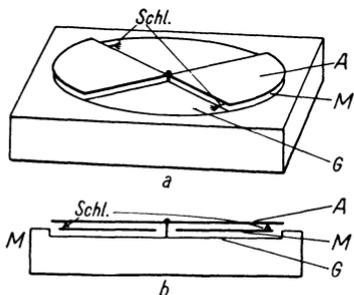


Fig. 1. Erdladungsapparat

das Potential V gegen Erde, welches vom Elektrometer angezeigt wird. Q berechnet sich nach

$$Q = C \cdot V.$$

Ist A die Größe der Quadranten, so ist die gesuchte Flächenladungsdichte

$$\sigma = Q/A.$$

Aus der bekannten Beziehung $dV/dh = -4\pi\sigma$ ergibt sich das Potentialgefälle unmittelbar am Boden*).

Die Umlaufzeit der Flügel beträgt 4 sec. Kürzer darf sie nicht sein, da das zum Messen benutzte Lindemann-Elektrometer, das während eines Umlaufs zweimal die Erdladung registrieren soll, eine Einstelldauer von 0.8 sec hat. Durch eine feste Zahnradübertragung zwischen dem Motor und der Flügelachse werden störende Windeinflüsse überwunden.

Die Kapazität des Apparates wurde mit Hilfe eines Harmschen Kondensators**) durch Ladungsteilung bestimmt. Sie beträgt bei bedeckten Sektoren $352 \text{ cm} \pm 0.4\%$ mittlerem Fehler.

Die Prüfung des Apparates im künstlichen Feld ergab eine lineare Abhängigkeit der beobachteten Elektrometerausschläge von den angelegten Feldstärken. Dabei zeigte sich im Felde 0 V/m ein Ausschlag von $+0.2 \text{ Volt}$, und die einzige Möglichkeit, einen derartigen Effekt zu erklären, war die Annahme einer Kontaktspannung V_x zwischen der Grundplatte und den Quadranten, trotzdem diese alle aus Messing bestehen***).

*) Wir setzen hier voraus, daß der Apparat das Feld nicht deformiert. Um ein homogenes Feld über den Quadranten zu erhalten, wurde der Apparat mit einem Schutzring versehen.

**) F. Harms: Phys. Zeitschr. 5, 47–50 (1904).

***) Über Kontaktpotentiale an gleichen Metallen und ihre Ursache hat W. Ende berichtet. Phys. Zeitschr. 30, 477–480 (1929).

Nimmt man an, daß diese Spannung zwischen Grundplatte und Erde liegt, so beträgt die bei Erdung der unbedeckten Quadranten auf diesen sitzende Ladung:

$$Q = C_1 \cdot V_x$$

(C_1 = Kapazität der Apparatur bei unbedeckten Quadranten). Das Elektrometer zeigt hierbei keinen Ausschlag.

Wird die Verbindung zwischen Erde und Quadranten gelöst und werden letztere bedeckt (Kapazität C_2), so ist, wenn das Elektrometer die Spannung V (= 0.2 Volt) anzeigt,

$$Q = C_2 \cdot (V_x + V).$$

Aus den beiden Gleichungen läßt sich V_x mit Hilfe der experimentell bestimmten Werte von C_1 und C_2 berechnen. Es ergab sich $V_x = -0.95$ Volt, d. h. die Kontaktspannung der Grundplatte gegen die Erde betrug 0.95 Volt.

Um bei geringer Laufgeschwindigkeit des Films (0.4 cm/min) gute Aufzeichnungen zu erhalten, wurde eine Vorrichtung eingebaut, die die Flügel zum Stehen bringt, wenn die Quadranten gerade überdeckt sind. Die Arretierung wird nach angemessener Zeit durch ein Uhrwerk gelöst. Die Dauer des Stillstandes kann zwischen 5 sec und 1 Min. gewählt und an dem Uhrwerk leicht eingestellt werden. Die Aufzeichnung besteht nur aus den Punkten, die das Elektrometer bei völlig bedeckten Quadranten registriert.

Der ganze Erdladungsapparat wurde in einen Aluminiumkasten eingekleidet. Eine Aluminiumplatte von 80 · 80 cm² Größe wurde mit einem kreisförmigen Loch von 60 cm Durchmesser versehen und in gleicher Höhe mit den Quadranten um den Apparat gelegt. Sie soll als Schutzring die Deformation des Feldes an den Rändern der Quadranten herabsetzen. An den Seiten wurden Aluminiumwände angebracht, von denen zwei gegenüberliegende aufgeklappt werden konnten.

d) Die Aufstellung der Apparatur. Die Registrierungen von V und q wurden zunächst auf der Plattform auf dem Dache und später auf der Wiese des Geophysikalischen Instituts ausgeführt. Die Elektrometer und der Lichtschreiber befanden sich in einer kleinen Holzhütte. Sämtliche Elektrometer und ihre Zuleitungen waren durch geerdete Drahtnetze gegeneinander elektrostatisch geschützt. Die Erdung war auf dem Turm an den Blitzableiter, auf der Wiese an ein einige Meter tief in die Erde gehendes totes Kabel angeschlossen. Die Isolation bestand aus poliertem Bernstein und wurde vor jeder Registrierung mit einem Fön getrocknet und dann geprüft.

Die Elektrometer wurden vor jeder Registrierung geeicht und geerdet, nach jeder Registrierung geerdet. Eich- und Erdungspunkte wurden mitregistriert. Die Empfindlichkeit der Elektrometer konnte leicht durch Änderung der Hilfsspannung an den Schneiden bzw. den Quadranten variiert werden. Die Einstelldauer war in allen Fällen kleiner als eine Sekunde.

Es wurden die Kapazitäten c der Anordnungen, die Leitwerte λ , die Halbwertezeiten t_H und die Relaxationszeiten τ experimentell bestimmt. Diese sind:

	Radiothor- kollektor I	Ionium- kollektor	Radiothor- kollektor II	Meßort
c	39 cm	20 cm	—	} Plattform
τ	2.67 sec	15.4 sec	—	
t_H	1.86 sec	10.7 sec	—	
λ	14.6 cm/sec	1.3 cm/sec	—	
c	36 cm	—	20 cm	} Wiese
τ	2.54 sec	—	1.7 sec	
t_H	1.74 sec	—	1.1 sec	
λ	14.6 cm/sec	—	11.8 cm/sec	

Das Feld auf der Wiese ist sehr schwach, da sie klein und von hohen Bäumen umgeben ist. Deshalb erwies es sich als notwendig, die Angaben der drei Apparaturen (Erldladungsapparat, Potentialsonde und Käfig) auf einer großen Wiese in der Nähe des Instituts zu vergleichen.

II. Über die Trägheit der radioaktiven Sonden. Bei schnellen Schwankungen hinkt die Aufzeichnung der Raumladung (Ioniumsonde, $t_H = 10.7$ sec) der des Luftpotentials (Radiothorsonde, $t_H = 1.9$ sec) zeitlich nach. Die Amplituden von ϱ werden dabei stärker verzerrt als die von V . Will man sie zeitlich aufeinander beziehen, so muß man wissen, um welche Zeit die eine Aufzeichnung der anderen nachhinkt.

Grundsätzlich kann man bei zwei oder mehreren Systemen λ und c stets so wählen, daß bei beiden Sonden τ bzw. t_H gleichen Wert erhält. Indessen wird das oftmals praktisch auf Schwierigkeiten stoßen. Dann sind Überlegungen der nachfolgenden Art notwendig, so daß ihnen allgemeinere Bedeutung zukommt.

a) Die Theorie*). Für die Aufladung einer radioaktiven Sonde im elektrischen Felde gilt ganz allgemein die Beziehung:

$$\frac{dV_S}{dt} = \frac{1}{\tau} (V_R - V_S) \dots \dots \dots (1)$$

($\tau = c/\lambda =$ Relaxationszeit des Systems), worin V_R bzw. V_S das Potential im Referenzpunkt bzw. das Potential der Sonde bedeuten.

Setzt man voraus, daß V_R sinusförmig verläuft ($V_R = A_1 \cdot \sin \omega t$) — das ist zwar selten erfüllt, jedoch wird man häufig eine Schwankung wie eine halbe Sinusschwingung behandeln können —, so erhält man als Lösung von (1):

$$V_S = A_2 \cdot \sin \omega(t - \delta) + C \cdot e^{-t/\tau}.$$

Hierin ist:

$$\omega \delta = \arctg \omega \tau \dots \dots \dots (a)$$

*) Über die Theorie der Kollektoren siehe auch die Ausführungen von H. Bendorff: Wiener Sitzungsber. IIa, 118, 15 (1909).

der Phasenwinkel und

$$\delta = \frac{\text{arctg } \omega \tau}{\omega}$$

die gesuchte Zeitkonstante.

$(\omega \delta)$ liegt zwischen Null und $\pi/2$, da sowohl

$$\sin \omega \delta = \frac{\omega \tau}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}}$$

und

$$\cos \omega \delta = \frac{1}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}}$$

stets positiv sind.

$$A_2 = A_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}} \dots \dots \dots (b)$$

ist die Amplitude der erzwungenen Schwingung und

$$C = V_S(0) + A_2 \cdot \sin \omega \delta, \dots \dots \dots (c)$$

wobei $V_S(0)$ das Sondenpotential bei Beginn der neuen Schwingung ($t = 0$) bedeutet.

Wir gehen nun zur Diskussion der Formeln (a) bis (c) über.

$$\omega \delta = \text{arctg } \omega \tau = \text{arctg } \frac{2\pi}{\mathfrak{T}} \cdot \tau \dots \dots \dots (a)$$

(\mathfrak{T} = Periode der Schwingung von V_R). Eine nähere Betrachtung von

$$(\omega \delta), \frac{d(\omega \delta)}{d\mathfrak{T}}, \frac{d\delta}{d\mathfrak{T}} \text{ und } \frac{d^2\delta}{d\mathfrak{T}^2}$$

ergibt den Verlauf der in Fig. 2 in Abhängigkeit von \mathfrak{T}/τ graphisch dargestellten Funktionen $(\omega \delta)$ und δ .

Die Funktion $(\omega \delta)$ verläuft monoton, ihr Anfangswert ($\mathfrak{T} = 0$) beträgt $\pi/2$, sie fällt zunächst steil, wird flacher und erreicht schließlich den Grenzwert Null.

Die Zeitkonstante

$$\delta = \frac{\text{arctg } \frac{2\pi}{\mathfrak{T}} \cdot \tau}{2\pi/\mathfrak{T}}$$

ist monoton steigend bei abnehmender Neigung. Ihre Anfangsneigung ist unabhängig von τ und beträgt $1/4$. Für $\mathfrak{T} = 0$ erhält man $\delta = 0$, für $\mathfrak{T} \rightarrow \infty$ ergibt sich der Grenzwert

$$\delta_{\mathfrak{T} \rightarrow \infty} = \tau = \frac{c}{\lambda}$$

Das bedeutet:

Bei langsamen Schwingungen ($\mathfrak{T} \rightarrow \infty$) hinkt das Sondenpotential dem Potential des Referenzpunktes um die Relaxationszeit der Sonde nach*). Praktisch, d. h. bis auf 5%, ist das schon bei Schwingungen der Periode $\mathfrak{T} = 12.5 \cdot \tau$ erfüllt.

Uns interessiert hier besonders die Differenz der Zeitkonstanten $\delta_{(\tau_2)} - \delta_{(\tau_1)}$, wobei τ_1 und τ_2 die Relaxationszeiten der beiden zu den Parallelregistrierungen von Luftpotential und Raumladung verwendeten Sonden sind. Es soll $\tau_2 > \tau_1$ sein.

Es ist

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial \delta}{\partial \mathfrak{T}} \right) = \frac{8 \pi^2 \tau^2}{\mathfrak{T} (\mathfrak{T}^2 + 4 \pi^2 \tau^2)}$$

stets positiv, daher hat für ein und dasselbe \mathfrak{T} diejenige Kurve die größere Neigung, die dem größeren τ entspricht. Hieraus geht hervor, daß die Differenz $\delta_{(\tau_2)} - \delta_{(\tau_1)}$

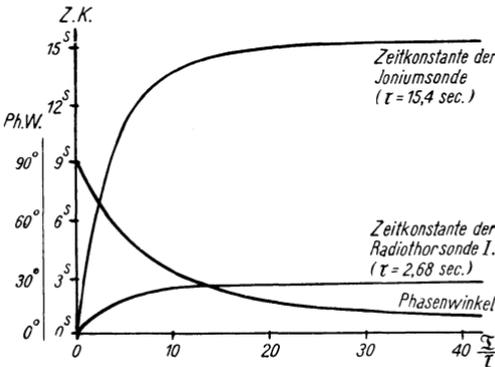


Fig. 2.

Phasenwinkel und Zeitkonstante der Ionium- und Radiothorsonde I als Funktion von \mathfrak{T}/τ

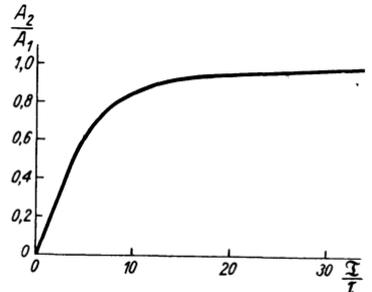


Fig. 3. Amplitudenverhältnis der erzwungenen (A_2) zur erregenden (A_1) Schwingung als Funktion von \mathfrak{T}/τ

bei zunehmendem \mathfrak{T} steigt und für $\mathfrak{T} \rightarrow \infty$ ihren größten Wert, nämlich $(\tau_2 - \tau_1)$ erreicht.

Gehen wir nun zu (b) über:

$$A_2 = \frac{A_1}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}} = A_1 \cdot \frac{\mathfrak{T}}{\sqrt{\mathfrak{T}^2 + 4 \pi^2 \tau^2}} \dots \dots \dots (b)$$

Es ist

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\mathfrak{T}}{\sqrt{\mathfrak{T}^2 + 4 \pi^2 \tau^2}} < 1,$$

ferner

$$\frac{A_2}{A_1} = \begin{cases} 0 & \text{für } \mathfrak{T} = 0 \\ 1 & \text{„ } \mathfrak{T} \rightarrow \infty, \end{cases}$$

*) Vgl. H. Benndorf: Überall da, wo die Registrierkurve im Intervall merklich geradlinig ist, hinkt das Potential V_S dem wahren Wert um τ sec nach. [Bei langsamen Schwingungen (\mathfrak{T} sehr groß gegen τ) kann man einen großen Teil der Kurve als geradlinig ansehen.]

d. h. kurze Schwankungen werden gar nicht auf die Sonde übertragen, sehr langsame dagegen mit unverzerrter Amplitude. Für $\mathfrak{T} \geq 18.8 \tau$ ist $A_2 \geq 0.95 A_1$, der Fehler der Aufzeichnung also kleiner als 5%.

Aus

$$\frac{A_2}{A_1} \quad \text{und} \quad \frac{d A_2/A_1}{d \mathfrak{T}}$$

folgt, daß A_2/A_1 als Funktion von \mathfrak{T}/τ bei abnehmender Neigung monoton steigt (vgl. Fig. 3).

In Fig. 4 sind die erregenden und erzwungenen Schwingungen für $\mathfrak{T} = 5 \tau$ und $\mathfrak{T} = 10 \tau$ nach (a) und (b) dargestellt. Die Extrema der erzwungenen Schwingung liegen im Schnitt der beiden Kurven. Dies gilt allgemein auch bei nichtsinusförmigen Schwankungen, wie man leicht aus (1) ablesen kann. Es bedeutet, daß die Kurve der erzwungenen Schwingung steigt, solange V_R größer als V_S ist und umgekehrt.

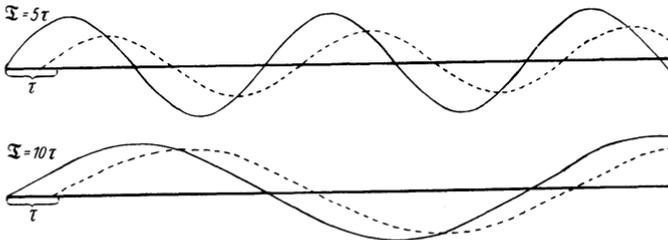


Fig. 4. V_R (ausgezogen) und V_S (gestrichelt) für $\mathfrak{T} = 5 \tau$ und $\mathfrak{T} = 10 \tau$

Zum Schluß der allgemeinen Betrachtung sei noch auf die Formel (c) eingegangen. C wurde bestimmt zu

$$C = V_S(0) + A_2 \cdot \sin \omega \delta.$$

Das Glied $C \cdot e^{-t/\tau}$ ist in einer Zeit von $\tau \cdot (-\ln 0.05)$ bis auf 5% seines Anfangswertes abgeklungen. Wählt man τ so, daß die Aufladezeit $t_1 = \tau \cdot (-\ln 0.05)$ klein ist gegen die Periode der Schwingung, die man untersuchen will, so kann das Glied $C \cdot e^{-t/\tau}$ neben dem Hauptgliede $A_2 \cdot \sin \omega(t - \delta)$ vernachlässigt werden, falls C etwa die Größe von A_2 besitzt. Es kann jedoch auch der Fall eintreten, daß $V_S(0)$ groß gegen A_2 ist, z. B. wenn unmittelbar auf eine Schwingung großer Amplitude eine andere mit beträchtlich kleinerer Amplitude folgt. Das Glied $C \cdot e^{-t/\tau}$ macht sich derart bemerkbar, daß einer fallenden Exponentialfunktion, deren Steilheit der Relaxationszeit der Apparatur entspricht, sich kleine Schwingungen der Amplitude A_2 überlagern. Dann ist der exponentielle Abfall der registrierten Kurve durch die Trägheit der Apparatur vorgetäuscht. Hierauf ist gegebenenfalls Rücksicht zu nehmen.

b) Anwendung der Theorie auf die Registrierungen. Tabelle 1 gibt die Zeitkonstanten δ für die Radiothorsonde I und die Ioniumsonde sowie die Differenz der beiden Zeitkonstanten an.

Tabelle 1

τ sec	$\delta_{\text{Ra Th I}}$ $\tau = 2.67 \text{ sec}$	δ_{Ionium} $\tau = 15.4 \text{ sec}$	$\delta_I - \delta_{\text{Ra Th}}$
0	0	0	0
20	2.26	4.36	2.10
40	2.54	7.52	5.0
80	2.64	11.22	8.6
120	2.66	13.04	10.4
160	2.67	13.98	11.3
240	2.67	14.80	12.1
400	2.67	15.24	12.6
600	2.67	15.42	12.75

Eine gleichzeitige Registrierung von Luftpotential und Raumladung auf der Plattform am 17. Dezember 1930 ergab:

ρ verläuft während der Registrierdauer von 2 Stunden im allgemeinen ruhig, bisweilen zeigen sich kurze Schwankungen von etwa 15 sec Dauer (die entsprechende Periode beträgt 30 sec). V verläuft etwas weniger ruhig unter dem Einfluß der st-cu-Decke. Die Schwankungen in V sind von der Dauer einiger Minuten. Ihnen überlagert findet man deutlich Schwankungen in demselben kurzen Rhythmus wie bei ρ . Diese können ihre Ursache in den Raumladungsschwankungen haben. In der Registrierung erscheinen sie, abgesehen von der Parallaxe, in V 3 bis 4 sec früher als in ρ . Nach Tabelle 1 ist für $\tau = 30 \text{ sec}$ eine Verspätung von 3.5 sec für ρ gegenüber V zu erwarten. Dies kann als Bestätigung für die Anwendbarkeit der oben entwickelten Theorie gelten.

Der größtmögliche Wert von $\delta_I - \delta_{\text{Ra Th}}$ beträgt 12.7 sec. Dies kann schon bei Perioden von einigen Minuten vernachlässigt werden.

Die Amplitudenverhältnisse A_2/A_1 sind für den Radiothorkollektor I und den Ioniumkollektor in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2

Periode sec	A_2/A_1 in $\%$ (Ra Th I) $\tau = 2.67 \text{ sec}$	A_2/A_1 in $\%$ (Ionium) $\tau = 15.4 \text{ sec}$
0	0	0
10	51.2	10.3
20	76.1	20.7
40	92.4	38.2
60	96.6	52.6
100	98.6	71.9
140	99.4	82.2
180	Grenz-	88.1
240	wert	92.8
320	100	95.8

Bei Perioden von $\tau = 10 \text{ sec}$ werden die Amplituden der Schwankungen vom Radiothorkollektor I ($\tau = 2.67 \text{ sec}$) mit 51 %, vom Ioniumkollektor ($\tau = 15.4 \text{ sec}$) mit nur 10 % aufgezeichnet, für $\tau = 100 \text{ sec}$ mit 99 % bzw. 72 %.

Bei der Aufstellung wurden später zwei RaTh-Sonden benutzt, für Luftpotential RaTh I ($\tau_1 = 2.5$ sec), für Raumladung RaTh II ($\tau_2 = 1.7$ sec). Die maximale Verspätung beträgt jetzt:

$$\delta_{\text{RaTh I}} - \delta_{\text{RaTh II}} = 0,8 \text{ sec.}$$

und entspricht 0.05 mm auf dem Film.

Amplituden von Schwingungen, deren Periode die Dauer von 18.8τ sec übersteigt, werden praktisch unverkleinert (95%) aufgezeichnet. Für den Radiothorkollektor I, dessen Relaxationszeit die größere ist, beträgt diese kritische Periode 48 sec. Bei kürzeren Perioden muß eine Korrektion an den Amplituden angebracht werden.

III. Die Versuchsergebnisse der Parallelregistrierungen von Luftpotential und Raumladung auf der Plattform und auf der Wiese. a) Qualitative Ergebnisse. Der zeitliche Verlauf von V und ρ zeigt im allgemeinen keine Ähnlichkeit. Nur bei Störungen der Raumladung am Boden, bei Regen und schlechter Sicht, tritt bisweilen eine Ähnlichkeit in beiden Kurven auf, die dann aber auch sehr ausgeprägt ist*).

Im allgemeinen ist eine Abbildung der Änderung der bodennahen Raumladungen im Verlauf des Luftpotentials nicht zu erwarten, denn das Luftpotential hängt von den gesamten Raumladungen der Luft und von der Eigenladung der Erde ab. Meistens verläuft ρ am Boden wesentlich ruhiger als V und gibt daher zu diesem einen nahezu konstanten Beitrag. Ist ρ einmal rascheren Änderungen unterworfen, so brauchen sich diese in V nicht abzubilden, da sie oftmals von gleich starken oder gar stärkeren Änderungen der Eigenladung der Erde oder der übrigen Raumladungen (Wolken) überdeckt werden.

Die Raumladungsdichte auf der Wiese zeigt im allgemeinen einen sehr viel ruhigeren Verlauf als auf dem Turm. Das entspricht den geringeren Luftbewegungen auf der Wiese. Bei einigen Registrierungen verlaufen ρ und V gleichzeitig glatt, und dann zeigen sich wieder gleichzeitig in beiden Kurven kurze Zacken von etwa 15 sec Dauer, die jedoch zeitlich nicht immer zusammenfallen. Daraus kann man schließen, daß derartig kurze Luftpotentialschwankungen durch örtlich und zeitlich rasch variierende Raumladungsschwankungen hervorgerufen werden, die etwa durch die Windstruktur bedingt sind.

Die im Käfig gemessene Raumladungsdichte besitzt die Größenordnung 10^{-7} ESE cm^{-3} . Mothes¹⁾ fand an ungestörten Tagen auf der Plattform einen Mittelwert von $6.6 \cdot 10^{-7}$ ESE cm^{-3} . Ungefähr dieselbe Zahl ($5.8 \cdot 10^{-7}$) fand auch Kähler in Potsdam⁵⁾.

Nach einer Schätzung von Benndorf**) enthalten die unteren 50 m der Atmosphäre schon die Hälfte der gesamten Raumladung mit der mittleren Dichte

*) Das fand auch H. Mothes.

**) H. Benndorf: Wien-Harms Handb. d. Experimentalphys. 25, 1, Artikel: Atmosphärische Elektrizität, S. 262.

$3.5 \cdot 10^{-8}$ ESE cm^{-3} . Die hier im Käfig gemessene Dichte ($6.6 \cdot 10^{-7}$) ist fast 20mal größer. Über den Raumladungen mit der Dichte $6.6 \cdot 10^{-7}$ ESE cm^{-3} müssen also, wenn sich im Mittel die von Benndorf geschätzte Dichte ergeben soll, Raumladungen von geringerer Dichte liegen.

Experimentelle Untersuchungen über die Verteilung der Raumladung mit der Höhe liegen nur von Norinder*) vor, die mit vielen Potentialsonden in verschiedenen Höhen bis zu 10 m ausgeführt wurden und im allgemeinen eine negative Raumladung über dem Boden ergaben, die im Sommer noch in 10 m Höhe festzustellen war, im Winter aber schon in 4.5 m Höhe endigte und von einer positiv geladenen Schicht abgelöst wurde.

Sonst ist experimentell bisher wenig über Änderungen von ρ mit der Höhe ermittelt worden.

b) Die Berechnung der Höhe der Raumladungsschicht am Boden. Einen gewissen Aufschluß über die Höhe der Raumladungsschicht am Boden kann man aus denjenigen Registrierungen erhalten, die eine starke Ähnlichkeit der zeitlichen Schwankungen von V und ρ aufweisen, allerdings nur unter der Voraussetzung, daß die Eigenladung der Erde und die Raumladung der höheren Luftschichten sich gleichzeitig praktisch nicht ändern. Diese Voraussetzung wird nicht immer ganz erfüllt sein, daher werden die zu berechnenden Einzelwerte eine Streuung aufweisen.

1. Ableitung der Formeln für die Berechnung der Schichthöhe der Raumladung am Boden. Die Erde sei zunächst als Kugel betrachtet. Die der Apparatur benachbarte Raumladung sei in erster Annäherung dargestellt als Stück einer die leitende Erde umgebenden Raumladungskugelschale von der Dicke H mit kreisförmiger Berandung. Der Beobachtungsort liege auf der Achse dieser sphärischen Kreisscheibe. Die Kreisscheibe sei in bezug auf ρ homogen, ihr sphärischer Radius $a = R \cdot \psi$, worin ψ der halbe Öffnungswinkel des Achsenchnittes ist, sei klein gegen den Erdradius R , so daß die Erdkrümmung vernachlässigt werden kann.

Durch eine äußere positive Raumladung wird in einer neutralen Erdkugel eine Ladungsteilung hervorgerufen, deren Wirkung auf einen Außenpunkt ersetzt werden kann durch das Zusammenwirken

1. einer nach der bekannten Methode der elektrischen Bilder zu bestimmenden negativen Ladung unter der Erdoberfläche und
2. einer positiven, im Erdmittelpunkt vereinigt zu denkenden Ladung vom gleichen Betrage wie 1.

Wird die Krümmung der Erde nicht berücksichtigt, so sind die Vernachlässigungen klein von der Ordnung (a/R) und, wenn man a kleiner als 1 km annimmt, von der Größenordnung 10^{-4} . Die im Mittelpunkt zu denkende Ladung ist klein von der Ordnung $(a/R)^2$.

*) H. Norinder: Geografiska Annaler 3, 1921, Häft 1/2.

Vernachlässigt man beides, so ist die weitere Betrachtung für eine ebene Kreisscheibe endlicher Dicke und Ausdehnung und deren elektrisches Bild an einer leitenden Platte durchzuführen.

Eine elektrische Punktladung ε im Abstand E von der leitenden Platte wird so gespiegelt, daß ihr Bild die Ladung $-\varepsilon$ hat und wie ein optisches Spiegelbild in der Entfernung E hinter der Platte liegt. So spiegelt sich auch die ganze Schicht. Ihr Spiegelbild hat die Dichte $-\rho$, und sie hat denselben Radius und dieselbe Dicke wie die Raumladungsschicht.

Für die elektrische Kraft, die eine von der Raumladungsdichte ρ erfüllte Kreisscheibe auf eine positive Einheitsladung im Abstand c über dem Mittelpunkt der Deckfläche ausübt, gilt bis auf Glieder höherer Ordnung:

$$-\frac{dv}{dc} = 2\pi\rho \cdot b \left(1 - \frac{b+2c}{2a}\right) \dots \dots \dots (1)$$

worin v das Potential der geladenen Kreisscheibe, a der Radius und b die Dicke der Scheibe bedeuten*).

Ist
$$\frac{b+2c}{2a} < \frac{1}{10},$$

d. h. $a > 5(b+2c)$, so ist der Fehler, der durch die Vernachlässigung dieses Gliedes entsteht, kleiner als 10%. Begnügt man sich mit dieser Genauigkeit, so ergibt sich:

$$-\frac{dv}{dc} = 2\pi\rho \cdot b \dots \dots \dots (2)$$

Die Kreisscheibe wird hier durch eine unendlich ausgedehnte Platte ersetzt. Es sei für die weitere Berechnung zunächst angenommen, daß diese Vernachlässigung statthaft ist.

Die Raumladungsschicht wird von einer durch die Sonde (Aufpunkt) gehenden Ebene in zwei Teilschichten zerlegt. Die Höhe der Sonde über dem Boden sei h , die gesuchte Dicke der Schicht sei H (Fig. 5).

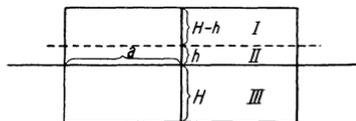


Fig. 5.
Die Raumladungsschicht und ihr elektrisches Bild

Die Anziehungskräfte der Teilschicht oberhalb der Sonde (I) und der gespiegelten Schicht (III) im Referenzpunkt der Sonde sind gleichgerichtet und addieren sich daher, die Anziehungskraft der Teilschicht unterhalb der Sonde (II) ist ihnen entgegengesetzt gerichtet. Es ist

$$-\frac{dv}{dh} = -2\pi\rho H - 2\pi\rho \cdot (H-h) + 2\pi\rho \cdot h.$$

*) Diese Formel ergibt sich aus der bekannten Darstellung der Anziehung einer Kreisscheibe auf einen Punkt der Achse. F. R. Helmert: Höhere Geodäsie II, S. 142.

Das Potentialgefälle im Referenzpunkt beträgt also:

$$-\frac{dv}{dh} = 4\pi\rho \cdot (H-h), \dots \dots \dots (4)$$

und mit Berücksichtigung der Eigenladung der Erde ist das gesamte Potentialgefälle

$$\frac{dV}{dh} = 4\pi\rho(H-h) - 4\pi\sigma, \dots \dots \dots (a)$$

wenn man den Beitrag der höheren Raumladungsschichten vernachlässigt.

Die Anziehung der Raumladungsschicht und ihres Spiegelbildes ist also gleich dem doppelten Betrag der Anziehung der über dem Aufpunkt liegenden Ladungen.

Aus (a) ergibt sich durch Integration das Potential zu

$$V = 4\pi\rho h\left(H - \frac{h}{2}\right) - 4\pi\sigma \cdot h \dots \dots \dots (b)$$

Liegt der Aufpunkt oberhalb der Raumladungsschicht, so heben sich die Anziehungswirkungen der Raumladung und ihres Spiegelbildes auf, d. h. eine am Boden befindliche Raumladungsschicht gibt keinen Beitrag zum Gefälle in

einem über ihr gelegenen Punkt, solange man die Kreisscheibe als unendlich ausgedehnt betrachten darf. Es ist dann

$$dV/dh = -4\pi\sigma.$$

Das Potential im Aufpunkt ergibt sich zu

$$V = -4\pi\sigma \cdot h + 2\pi\rho \cdot H^2,$$

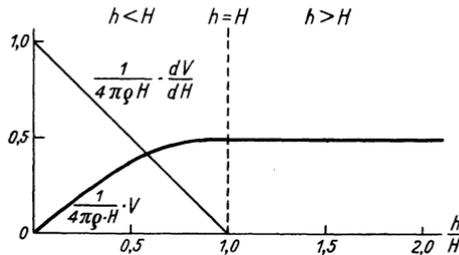


Fig. 6. $1/4\pi\rho H \cdot dV/dh$ und $1/4\pi\rho H^2 \cdot V$ für die Raumladungsschicht als Funktion von h/H

d. h. der Beitrag der Raumladungsschicht zum Potential hängt nur von

der Raumladungsdichte der Schicht und ihrer Dicke, nicht aber von der Höhe des Aufpunktes über der Schicht ab. In Fig. 6 ist $dV/dh \cdot 1/4\pi\rho H$ und $V \cdot 1/4\pi\rho H^2$ ohne Berücksichtigung der Eigenladung der Erde dargestellt (in der Figur fehlt versehentlich der Exponent von H^2 , ferner ist dV/dh statt dV/dH zu lesen).

Darf man die Raumladungsschicht nicht als unendlich ausgedehnt ansehen, so gilt für das Potentialgefälle in einem oberhalb der Schicht gelegenen Aufpunkt bei Berücksichtigung der Glieder erster Ordnung:

$$\frac{dV}{dh} = -4\pi\sigma - 4\pi\rho \cdot \frac{H^2}{a},$$

d. h. das Gefälle oberhalb positiver Raumladungsmassen von begrenzter horizontaler Ausdehnung wird durch diese verkleinert. Die Raumladungsschicht wirkt stärker als ihr Spiegelbild, welches vom Aufpunkt die größere Entfernung hat.

2. Berechnung der Schichtdicke. Aus den registrierten Kurven kann man entnehmen:

zeitliche Änderungen der Raumladungsdichte ($\dot{\rho}$) am Boden (Käfig),
zeitliche Änderungen des Luftpotentials (\dot{V}) in der Höhe h (Potentialsonde).

Durch Differentiation der Formeln (a) und (b) nach der Zeit ergibt sich für $h < H$:

$$\frac{d\dot{V}}{dh} = -4\pi\dot{\sigma} + 4\pi\dot{\rho}(H-h) \dots \dots \dots (a)$$

$$\dot{V} = -4\pi\dot{\sigma} \cdot h + 4\pi\dot{\rho} \cdot h \left(H - \frac{h}{2} \right) \dots \dots \dots (b)$$

Aus den Parallelregistrierungen von V und ρ sind zur Berechnung von H diejenigen Stellen zu wählen, die eine starke Ähnlichkeit aufweisen. [Es muß nach (b) mit wachsendem positiven oder fallendem negativen ρ das Potential V steigen und umgekehrt.] Ist diese Parallelität für mehrere aufeinanderfolgende Zacken der Kurven erfüllt, so darf wohl angenommen werden, daß sich σ nicht wesentlich ändert (desgleichen die nicht berücksichtigten Raumladungen höherer Luftschichten), sodaß $\dot{\sigma}$ vernachlässigt werden kann. Setzt man $\dot{\sigma} = 0$, so ergibt sich für H :

$$H = \frac{1}{4\pi h} \cdot \left(\frac{\Delta V}{\Delta \rho} \right)_{\Delta t} + \frac{h}{2} \dots \dots \dots (c)$$

ΔV und $\Delta \rho$ sind die Änderungen des Potentials und der Raumladungsdichte in ein und demselben Zeitabschnitt Δt .

Zur Auswertung wurden einige von H. Mothes im Mai 1928 und von mir im Dezember 1930 auf der Plattform des Geophysikalischen Instituts registrierte Kurven benutzt, welche die erforderliche Ähnlichkeit im Gang von V und ρ aufwiesen. 43 Werte wurden so für H gewonnen. Keiner widersprach der Annahme, daß die Sonde sich innerhalb der Schicht befindet. Im Mittel ergab sich $H = 2.4 \text{ m} \pm 0.2 \text{ m}$ mittlerem Fehler.

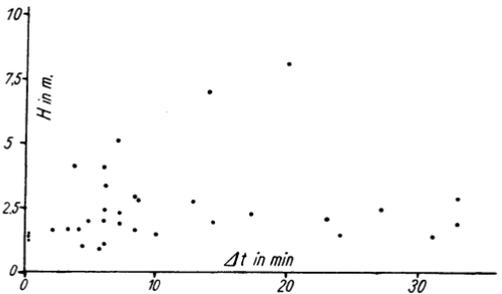


Fig. 7. Schichtdicke H als Funktion von Δt

Da dieser Fehler nicht mehr als 10% beträgt, so kann man die Existenz einer besonderen Raumladungsschicht am Boden wohl als gesichert betrachten. Die Einzelwerte von H sind in Fig. 7 als Funktion von Δt dargestellt. Die Dauer der betreffenden Änderungen variierte von 15 sec bis zu etwa einer Stunde. Eine Abhängigkeit der errechneten Schichthöhe von Δt ist nicht zu erkennen.

Für die Höhe der Raumladungsschicht auf der meteorologischen Wiese ergaben sich die drei Einzelwerte 3.5, 4.6 und 5.1 m, als Mittel $H = 4.4 \text{ m}$.

Eine einfache Überschlagsrechnung zeigt, daß bei der ermittelten Schichthöhe die oben angeführten Vernachlässigungen zulässig sind, wenn der Durchmesser der Raumladungsschicht mindestens 45 m beträgt*).

c) Die Elimination des Anteils der unteren Raumladungsschicht aus dem täglichen Gang des Luftpotentials. Unter der Annahme, daß eine Raumladungsschicht am Boden mit der zeitlich konstanten Höhe 2.4 m vorhanden ist**), wurde mit Hilfe des von H. Mothes mitgeteilten täglichen Ganges von V und q aus dem Luftpotential der Anteil der Raumladungsschicht nach

$$V_{RI} = 4\pi q \cdot h \cdot (H - h/2)$$

eliminiert. Fig. 8 zeigt den reduzierten Gang des Luftpotentials, den täglichen Gang nach H. Mothes und den Anteil der Raumladungsschicht in Volt.

Der tägliche Gang des Luftpotentials hat nach den Untersuchungen von Mothes ein Minimum gegen 4 Uhr. Gleichzeitig hat die Raumladungsdichte ihr Maximum. Ein kausaler Zusammenhang besteht hier nicht, da die Sonde sich innerhalb der Schicht befand und demnach ein Anwachsen von q einen Anstieg von V zur Folge haben muß.

Nach der Elimination des Beitrages der Raumladungsschicht am Boden

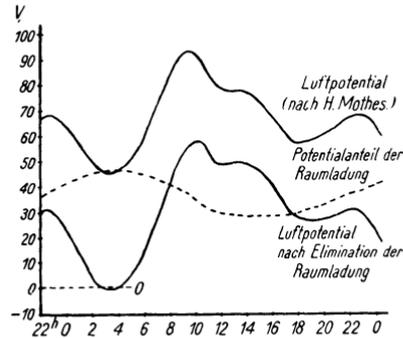


Fig. 8.

Täglicher Gang von V , V_{RI} , $V - V_{RI}$ auf der Plattform des Geophysik. Instituts

bleibt der Charakter der Luftpotentialkurve erhalten. Das Minimum um 4 Uhr ist verstärkt und das Maximum um 22 Uhr etwas abgeschwächt. Es liegt der Schluß nahe, daß letzteres durch die Raumladung am Boden, das Minimum um 4 Uhr vielleicht durch die Eigenladung der Erde verursacht ist.

Die reduzierte Kurve zeigt im Morgenminimum schwach negative Werte. Diese können durch die zur Reduktion angewandte grobe Näherungsformel vertauscht sein. Trotzdem bleibt die Möglichkeit, daß nach der Elimination der gesamten Raumladungen einschließlich der bei der Reduktion noch nicht berücksichtigten höher gelegenen positiven Ladungen das Potential der Eigenladung der Erde zur Zeit des Morgenminimums negativ ausfällt. Dann muß σ zu dieser Zeit positiv sein. Sicheres läßt sich jedoch hierüber nicht aussagen.

Die zeitliche Änderung von q kann auch verursacht sein durch Auflockern oder Schrumpfen der Schicht bei konstanter Gesamtladung. Eine leichte Rechnung

*) Diese Bedingung ist auf dem Turm nicht erfüllt, daher bedarf H einer Korrektion. Hier soll indessen nur der Weg zur Ableitung von H gezeigt werden.

**) Unter der Annahme eines zeitlich konstanten H können Änderungen von q nur durch Änderungen der Zahl der überschüssigen Ionen eines Vorzeichens hervorgerufen werden.

zeigt, daß hier einer Vermehrung von ρ eine Verminderung von V entspricht und umgekehrt. V wird also im entgegengesetzten Sinne wie oben (konstantes H) beeinflußt. Dieser Fall sei aber als die unwahrscheinlichere der beiden Möglichkeiten nicht weiter untersucht.

d) Schätzung der Raumladungsverteilung in den unteren 50 m. Nach der oben angeführten Schätzung von H. Benndorf*) beträgt die mittlere Raumladungsdichte zwischen Null und 50 m Höhe $3.5 \cdot 10^{-8}$ ESE cm^{-3} . Eine Säule von 50 m Höhe und 1 cm^2 Querschnitt enthält demnach $17.5 \cdot 10^{-5}$ ESE. In Göttingen betrug die im Käfig gemessene Raumladungsdichte an einem ungestörten Tage im Mittel $6.6 \cdot 10^{-7}$ ESE cm^{-3} , die berechnete Höhe der unteren Schicht 2.4 m. Daraus ergibt sich für eine Säule von 2.4 m Höhe und 1 cm^2 Querschnitt die Ladung $15.8 \cdot 10^{-5}$ ESE. Als Rest bleibt zwischen 2.4 und 50 m die Ladung $1.7 \cdot 10^{-5}$ ESE cm^{-2} , also 10 % der gesamten Raumladung der unteren 50 m. Demnach nimmt die Dichte über der unteren Schicht gewaltig ab. Für die mittlere Dichte der Raumladung zwischen 2.4 und 50 m Höhe ergibt sich $3.6 \cdot 10^{-9}$ ESE cm^{-3} , d. h. ein Zehntel der mittleren Dichte zwischen Null und 50 m Höhe nach Benndorf oder ein Zweihundertstel der im Käfig gemessenen Raumladungsdichte am Boden.

Hieraus folgt, daß die Höhe der unteren Raumladungsschicht (2.4 m) trotz aller Vernachlässigungen der Rechnung größenordnungsmäßig richtig ist. Viel größer dürfte sie nicht sein, da diese Schicht sonst mehr Ladung enthielte, als der gesamten Säule bis zu 50 m zukommt.

Die angegebenen Zahlen führen zu der Vorstellung, daß die Erde von einer dünnen Haut hoher Raumladungsdichte umgeben ist. Oberhalb dieser Haut nimmt die Raumladungsdichte stark ab.

IV. Messungen mit dem Erdladungsapparat und einer Potentialsonde.

Erdladungsapparat und Potentialsonde wurden in der Mitte einer großen Wiese in der Nähe des Instituts aufgestellt. Der Erdladungsapparat befand sich direkt am Boden und die Sonde in 1 m Höhe. Die Erdungsdrähte wurden mit einem in die feuchte Erde getriebenen Eisenpflock verbunden. Elektrometer und Batterien standen auf dem Erdboden, die Beobachter lagen vor den Elektrometern am Boden. Während einer Stunde wurde zu jeder halben Minute an beiden Elektrometern gleichzeitig abgelesen.

Aus der gemessenen Oberflächenladung σ wurde das Potentialgefälle dV/dh am Boden, aus dem in 1 m Höhe gemessenen Luftpotential V das mittlere Potentialgefälle $\Delta V/\Delta h$ zwischen dem Boden und 1 m Höhe berechnet, welches näherungsweise dem Potentialgefälle in 0.5 m Höhe gleichgesetzt werden kann. Im zeitlichen Verlauf beider zeigte sich große Ähnlichkeit. Meist betrug $\Delta V/\Delta h$ 50 bis 70 % von dV/dh . Im Verlauf von dV/dh traten die Einzelheiten deutlicher zutage als in $\Delta V/\Delta h$. Aus den beiden Gefällewerten wurde die Raumladungsdichte nach der Poissonschen Gleichung berechnet (ρ_{ber}), sie ergab sich größen-

*) Vgl. S. 97 unten.

ordnungsmäßig zu 10^{-6} ESE cm^{-3} , also um eine Zehnerpotenz höher als die bei den anderen Versuchen im Käfig gefundene Dichte. ρ_{ber} weist in ihren Einzelheiten einen ähnlichen Gang auf wie dV/dh und $\Delta V/\Delta h$ (vgl. Fig. 9).

Zur weiteren Untersuchung der Raumladung wurde bei einigen Versuchsreihen neben V und σ noch die Raumladungsdichte am Boden mit dem Käfig gemessen. Der Käfig wurde in 4 m Entfernung aufgestellt. Ein größerer Abstand war nicht zulässig, da der Käfig unter den gleichen lokalen Bedingungen (Windstöße) stehen sollte wie die übrige Apparatur.

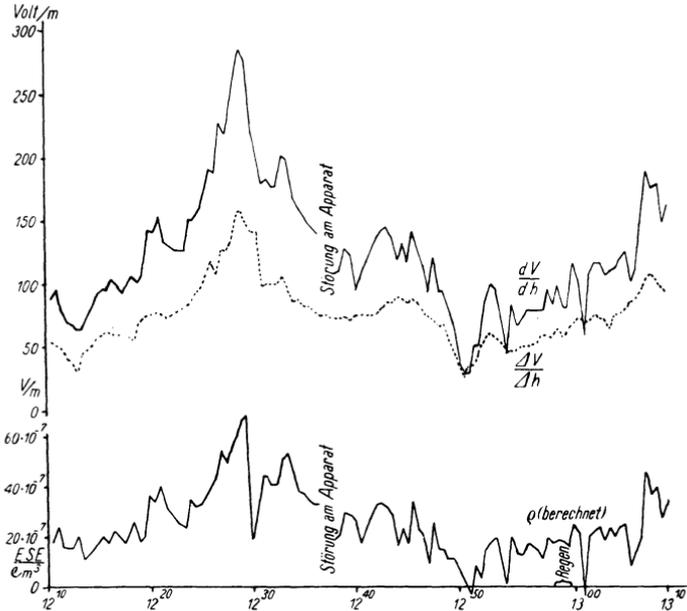


Fig. 9. dV/dh = Potentialgefälle am Boden, $\Delta V/\Delta h$ = mittleres Potentialgefälle, ρ_{ber} = Raumladungsdichte, berechnet aus dV/dh und $\Delta V/\Delta h$ (in ESE/ cm^3)

Die im Käfig gemessene Raumladungsdichte ρ_{gem} ergab sich größenordnungsmäßig zu 10^{-7} ESE cm^{-3} und wich in ihrem Verlauf von ρ_{ber} , welche zehnmal größer war, erheblich ab. Letztere zeigte immer große Ähnlichkeit mit dV/dh , was bei ρ_{gem} nicht der Fall war.

Da eine wesentliche Störung des Feldes durch die Apparatur kaum anzunehmen ist, bleibt zur Erklärung dieses Verhaltens der Raumladungsdichten nur die Annahme übrig, daß sich unmittelbar über dem Boden eine dünne Raumladungsschicht mit sehr hoher Dichte befindet, über der eine andere Schicht mit geringerer Dichte liegt. Die Mächtigkeit dieser neuen unteren Schicht kann nur wenige Dezimeter betragen. Eine solche Schicht am Boden muß auf die Potentialsonde stark einwirken, während sie sich im Käfig kaum bemerkbar macht. Es ist dann auch nicht zu erwarten, daß der Verlauf von ρ_{ber} mit ρ_{gem} übereinstimmt.

Für die Ähnlichkeit, die die Kurve von Q_{ber} mit der von dV/dh zeigt, läßt sich möglicherweise Elektrodenwirkung der Erde verantwortlich machen. Vorüberziehende Haufenwolken beeinflussen dV/dh , und jede Änderung dieses Gefälles verursacht eine entsprechende Änderung der Raumladungsdichte unmittelbar über der als Elektrode wirkenden Erde.

Dieser Einfluß kommt in der Registrierung vom 20. Juni 1931 zum Ausdruck (Fig. 10). Eine große Haufenwolke zog über die Meßstelle hinweg. Kurz bevor ihr Rand in den Zenith trat, stiegen beide Potentialgefälle etwas an, sanken dann plötzlich stark herab, um weniger rasch wieder anzusteigen. Q_{ber} macht diesen Verlauf deutlich mit, bei Q_{gem} ist er nur eben angedeutet.

Die angewandte Methode bedarf einer experimentellen Prüfung mit mehreren Sonden in verschiedenen Höhen nahe dem Boden, woraus sich durch Extrapolation die Feldstärke am Boden ergibt. Diese ist dann mit den Angaben des Erdladungsapparates zu vergleichen. Auch kann die Beeinflussung der Raumladung durch Influenzwirkung vorüberziehender Wolken rechnerisch verfolgt werden.

Ob eine Beeinflussung der Raumladung durch Spitzenwirkung der Gräser in Frage kommt, konnte nicht untersucht werden, da in der Nähe des Instituts kein geeignetes vegetationsfreies Gelände vorhanden ist.

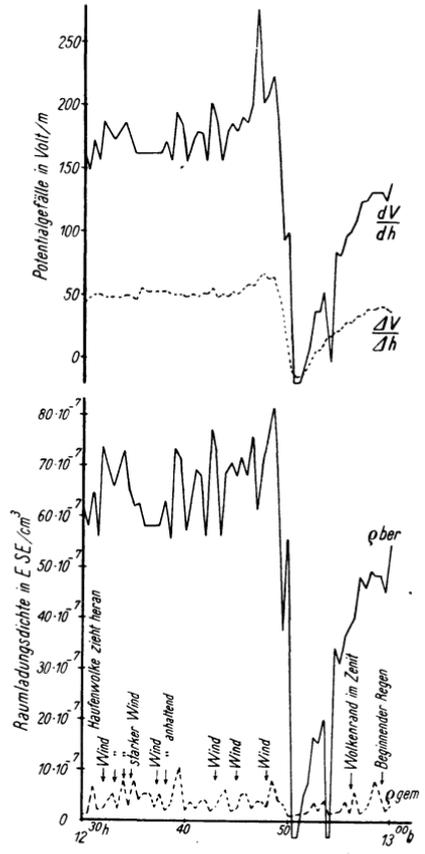


Fig. 10. Einfluß einer vorüberziehenden Wolke auf Potentialgefälle und Raumladung

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Instrumente und Methoden zum Studium des Zusammenhanges zwischen Luftpotential V und Raumladung ρ entwickelt. Die wenigen Beobachtungsergebnisse dienen vorwiegend als Anwendungsbeispiele für die entwickelten Methoden. Ihre allgemeine Gültigkeit bedarf weiterer Prüfung, zumal die Aufstellung der Apparate nicht ungestörten Feldverhältnissen entspricht.

I. Ein neu konstruierter Apparat zur automatischen Registrierung der Oberflächenladung σ der Erde wird beschrieben.

II. Die durch die verschiedene Trägheit der beiden Apparaturen bedingte Phasenverschiebung und Amplitudenverkleinerung der aufgezeichneten Schwan-

kungen von V und ρ gegenüber dem wahren Verlauf wurden theoretisch berechnet und das Resultat experimentell bestätigt.

III. In den meisten Fällen stimmt der zeitliche Verlauf von V mit dem von ρ nicht überein. Zuweilen besteht indessen eine starke Ähnlichkeit bis in die einzelnen Zacken hinein. Hierfür wurde aus den Aufzeichnungen die Dicke der horizontal weit ausgedehnt angenommenen Raumladungsschicht am Boden berechnet. Sie ergab sich zu 2.4 ± 0.2 m.

Mit Hilfe dieser berechneten Schichtdicke wurde aus dem von H. Mothes mitgeteilten täglichen Gang von V auf der Plattform des Instituts der Beitrag der Raumladungsschicht eliminiert. Die reduzierte Kurve zeigt ein verstärktes Minimum am Morgen und ein etwas abgeschwächtes Maximum am Abend.

IV. Im freien Gelände wurden gleichzeitig σ , V in 1 m Höhe und ρ am Boden beobachtet. Die aus den Angaben des Erldladungsapparates und der Luftpotentialsonde errechneten Potentialgefällewerte zeigten gute Übereinstimmung, das mittlere Gefälle zwischen dem Boden und 1 m Höhe betrug meist 50 bis 70% des Gefälles am Boden. Die aus beiden Gefällewerten errechnete Raumladungsdichte zwischen 0 und 0.5 m Höhe ergab sich größenordnungsmäßig zu 10^{-6} ESE cm^{-3} und stimmte in ihrem zeitlichen Verlauf mit den beiden Gefällewerten überein. Die im Käfig gemessene Raumladungsdichte war von der Größenordnung 10^{-7} ESE cm^{-3} und wies im Gang keine Ähnlichkeit mit den beiden Potentialgefällen und der daraus berechneten Raumladungsdichte auf.

Es muß hiernach am Boden innerhalb der vorher angegebenen Raumladungsschicht von wenigen Metern Dicke eine Zunahme der Dichte nach unten bestehen, die zu einer besonders hohen Dichte in den untersten Dezimetern führt. Ihre Ursache kann in der Elektrodenwirkung der Erde vermutet werden.

Literatur

¹⁾ H. Mothes: Gleichzeitige Registrierung von Potentialgefälle, Raum- und Oberflächenladung. Göttinger Nachr., Math.-Phys. Klasse 1, 49 (1931).

²⁾ C. Ramsauer: Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erldladung. Ann. d. Phys. (4) 75, 449 (1924).

³⁾ F. Harms: Über eine Vorrichtung zur exakten Eichung von Elektrometern für Elektrizitätsmengen und ihre Anwendung auf die absolute Messung äußerst geringer Stromstärken. Phys Zeitschr. 5, 47 (1904).

⁴⁾ W. Ende: Über Kontaktpotentiale an gleichen Metallen. Phys. Zeitschr. 30, 477 (1929).

⁵⁾ K. Kähler: Die elektrische Raumladung der Atmosphäre in Potsdam. Meteorologische Zeitschr. 44, 1 (1927).

⁶⁾ H. Benndorf: Zur Theorie der luftelektrischen Registrierungen I. Wiener Sitzungsber. 118, IIa. 1 (1909).

⁷⁾ Derselbe: Atmosphärische Elektrizität. Wien-Harms Handb. d. Experim. Phys. 25 (1), 257.

⁸⁾ H. Norinder: Geografiska Annaler 3, Häft 1/2, Stockholm 1921. — Referat von K. Kähler, Meteorol. Zeitschr. 39, 117 (1922).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1932.