

MEDDELELSER OM GRØNLAND

UDGIVNE AF

KOMMISSIONEN FOR VIDENSKABELIGE UNDERSØGELSER I GRØNLAND

Bd. 177 · Nr. 3

EXPEDITION GLACIOLOGIQUE INTERNATIONALE AU GROENLAND

E. G. I. G. 1957—1960 Vol. 8 No. 3

ELEKTRISCHE WIDERSTANDSMESSUNGEN AUF DEM GRÖNLÄNDISCHEN INLANDEIS

VON

MANFRED HOCHSTEIN

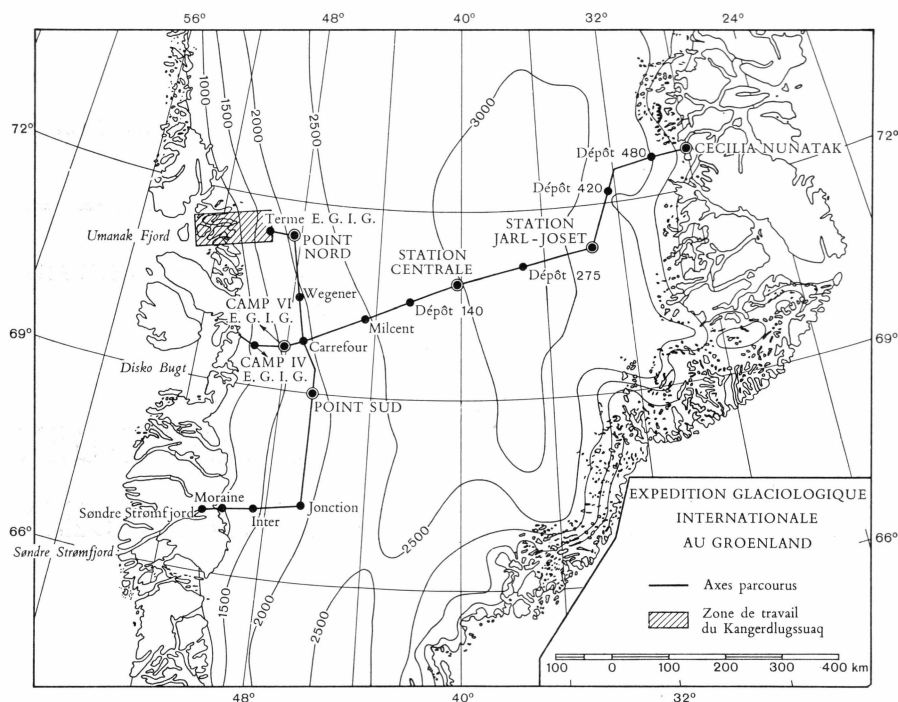
MIT 8 ABBILDUNGEN IM TEXT UND 4 TABELLEN

KØBENHAVN

C. A. REITZELS FORLAG

BIANCO LUNOS BOGTRYKKERI A/S

1965



EXPEDITION GLACIOLOGIQUE INTERNATIONALE AU GROENLAND 1957-1960

Réalisation technique:
EXPEDITIONS POLAIRES FRANÇAISES
(Missions PAUL-EMILE VICTOR)

L'EXPEDITION GLACIOLOGIQUE INTERNATIONALE AU GROENLAND est une expédition commune à un certain nombre d'organismes scientifiques des pays suivants: Allemagne, Autriche, Danemark, France et Suisse. Créée en 1956, elle fut autorisée par le Gouvernement de Danemark et patronnée par L'ASSOCIATION INTERNATIONALE D'HYDROLOGIE SCIENTIFIQUE.

La direction scientifique de l'expédition est assurée par le COMITE DE DIRECTION, et sa réalisation confiée aux EXPEDITIONS POLAIRES FRANÇAISES. Le chef d'expédition est PAUL-EMILE VICTOR. Le support aérien a été assuré par les FORCES ARMEES AIR (France).

Après deux années de préparation et de reconnaissances (1957-1958), le programme de recherches glaciologiques dans la partie centrale du Groenland a été réalisé pendant la campagne d'été 1959 et l'hivernage à la Station JARL-JOSET (1959-1960). L'expédition proprement dite s'est terminée par une campagne réduite en 1960 ramenant hivernants et matériel.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Einleitung.....	5
Methode.....	6
Beschreibung der Messungen und ihre Auswertung.....	8
Apparatur und Ausrüstung.....	8
Ausführung der Messungen und Messergebnisse.....	9
Reduktion der Messergebnisse und Besprechung ihrer Fehler.....	13
Auswertung der Messergebnisse.....	14
Vorbemerkungen zur Interpretation.....	19
Grundlagen der Interpretation.....	22
a) Grundleitfähigkeit.....	22
b) Kontaktwiderstand.....	24
c) Temperatur.....	26
Deutung der Widerstandsänderung in grösseren Tiefen.....	29
Zusammenfassung.....	33
Literaturverzeichnis.....	34
Tabellen.....	36

Abstract

The electrical DC-resistivity measurements on the icecap of Greenland indicate that at depths greater than 300 m the resistivity of ice is 0.025–0.085 megohm m. These values are 10^3 – 10^4 times smaller than those from temperate glaciers. Laboratory tests as well as further field investigations demonstrate that the resistivity of cold sedimentary ice is a function of the temperature and the contact resistance between the grains. The contact resistance decreases exponentially with depth, resistivity variations at greater depths are therefore mainly caused by temperature variations. Temperatures calculated from resistivity measurements in Greenland show some correlation with theoretical temperatures.

EINLEITUNG

Die elektrischen Messungen auf dem grönländischen Inlandeis hatten zum Ziel, die elektrischen Konstanten

ϱ = spezifischer Gleichstrom-Widerstand bzw.

$\frac{1}{\varrho}$ = elektrische Gleichstrom-Leitfähigkeit

des Inlandeises und des Untergrundes zu bestimmen. Der Begriff „Inlandeis“ umfasst die Medien: Schnee, Firn (verfestigter Schnee, der jedoch die Dichte von Eis nicht erreicht) und Eis. Bei den Messungen in Grönland waren die Aufgaben durch die anzustrebende Erfassung der spezifischen Widerstände von Schnee, Firn und Eis sowie möglicherweise des Untergrundes sehr weit gesteckt. Die Untersuchungen fanden an den Stellen:

Station Centrale ($\varphi = 70^{\circ}55'N$; $\lambda = 40^{\circ}38'W$) und

Point Nord ($\varphi = 71^{\circ}25'N$; $\lambda = 48^{\circ}27'W$) statt.

Die Messungen wurden während der Sommerkampagne 1959 der Internationalen Glaciologischen Grönland Expedition (EGIG) vorgenommen, deren technische Leitung in den Händen von P. E. VICTOR von den Expéditions Polaires Françaises lag. Die Anregung zu den elektrischen Widerstandsmessungen stammt von Prof. L. CAGNIARD, der auch das in Grönland benutzte Röhrenvoltmeter, sowie ein Galvanometer und ein Eichpotentiometer bereitwillig zur Verfügung stellte. Für die Vervollkommnung der Ausrüstung sorgte der wissenschaftliche Leiter der Gruppe Geophysik, Prof. B. BROCKAMP; ihm und meinen Expeditionskameraden R. ARNDT, R. HOISL, M. MARRET und M. RENARD ist es zu verdanken, dass die Messungen zustandekamen trotz der starken Belastung jedes einzelnen durch andere geophysikalische Arbeiten. Für die Beschaffung kaum bekannter Veröffentlichungen sorgte in dankenswerter Weise Prof. A. BAUER.

Im ersten Teil dieser Arbeit wird die Methode, die Durchführung der Messungen und die Reduktion der Messergebnisse beschrieben; die Deutung der Messungen wird im zweiten Teil behandelt.

METHODE

Die Bestimmung des spezifischen (Gleichstrom-) Widerstandes erfolgte in Grönland mit der 4-Punkt-Methode und einer Elektroden-Sonden-Anordnung nach SCHLUMBERGER. Unter Elektroden (E) werden Erder verstanden, die dem Boden Strom zuführen, unter Sonden (S) solche, die dem Boden Strom entnehmen. Für den zwischen den Elektroden E_1E_2 liegenden spezifischen Widerstand eines homogenen Mediums, das nach allen Seiten des Halbraums unendlich ausgedehnt ist, gilt nach der Theorie:

$$(I) \quad \varrho = 2\pi \frac{\Delta V}{I} \frac{1}{\left(\frac{1}{E_1S_1} - \frac{1}{E_2S_1}\right) - \left(\frac{1}{E_1S_2} - \frac{1}{E_2S_2}\right)}$$

bzw. bei linearsymmetrischer Anordnung von Elektroden und Sonden:

$$(Ia) \quad \varrho = 2\pi \frac{\Delta V}{I} \frac{(d^2 - c^2)}{4c} \left(\text{für } \frac{d}{c} \rightarrow \infty \right).$$

In Gleichung (Ia) bedeuten: ΔV den an den Sonden auftretenden Spannungsabfall, I den im Elektrodenkreis fliessenden Strom, $2d$ die Elektrodendistanz E_1E_2 und $2c$ die Sondendistanz S_1S_2 .

Ist das Medium inhomogen – sei es durch Schichtung bzw. inhomogene Einlagerungen, sei es durch eine stetige Änderung des spezifischen Widerstandes mit der Tiefe – so stellt die durch Gleichung (I) beschriebene Grösse eine Rechengrösse dar, die als scheinbarer spezifischer Widerstand ϱ_s bezeichnet wird. Trägt man den scheinbaren spezifischen Widerstand ϱ_s gegen die Elektrodenentfernung d auf, so erhält man die scheinbare spezifische Widerstandskurve (im Text auch Sondierungskurve genannt).

Aus messtechnischen Gründen muss die Sondendistanz $2c$ so gross gewählt werden, dass der Spannungsabfall ΔV wesentlich grösser ist als das Störpotential an den Sonden. Solange das Verhältnis der Elektroden- und Sondenentfernung $d:c$ den Wert von 5:1 nicht unterschreitet, stimmen gemessene und theoretische Widerstandswerte nahezu überein. Ist

das Verhältnis kleiner, so ist im absteigenden Kurvenast der Widerstandswert etwas zu gross, im aufsteigenden Teil hingegen etwas zu klein. Der wahre Wert kann oft durch Angleichung an benachbarte Widerstandswerte mit einem Elektroden-Sonden-Verhältnis von $\geq 5:1$ auf der Widerstandskurve gefunden werden.

Der Vorteil der Elektroden-Sonden-Anordnung nach SCHLUMBERGER gegenüber anderen Anordnungen liegt in einem glatteren Verlauf der Widerstandskurve, in der grösseren Empfindlichkeit gegenüber tief-fliegenden Inhomogenitäten und häufig auch in einer einfacheren Auswertung.

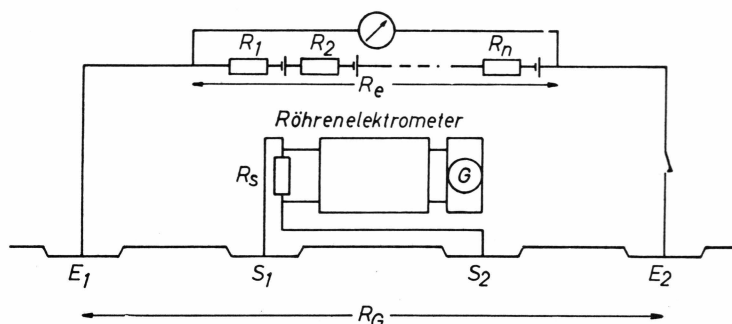


Abb. 1. Schematischer Aufbau der Messanordnung.

BESCHREIBUNG DER MESSUNGEN UND IHRE AUSWERTUNG

Apparatur und Ausrüstung

Den schematischen Aufbau der Messanordnung gibt Abbildung 1 wieder. Als Spannungsquelle im Elektrodenkreis wurden bei kleineren Elektrodenabständen (d bis zu 400 m) normale Anodenbatterien mit einer Klemmenspannung von 60–120 V oder 300 V gebraucht; bei grösseren Elektrodenabständen wurden „Pertrix“-Hochspannungsbatterien mit einer Klemmenspannung von 1200 V verwandt. Noch höhere Klemmenspannungen konnten durch Hintereinanderschaltung mehrerer Hochspannungsbatterien erreicht werden.

Der Temperaturgang der Hochspannungsbatterien wurde vor Beginn der Expedition in einer Kältetruhe geprüft und betrug bis -40°C im Mittel -5 V pro Grad Temperatursenkung bei einer Dauerstrombelastung von 1 mA.

Zur Bestimmung des im Elektrodenkreis fliessenden Stromes I (und gleichzeitig zur Sicherheit des Beobachters) wurden zwischen den Batterien die Widerstände $R_1 \dots R_n$ geschaltet, die zusammen mit den Innenwiderständen der Batterien den Widerstand R_e bilden. Gegenüber der Grösse und Toleranz der Widerstände $R_1 \dots R_n$ können die Innenwiderstände der Batterien vernachlässigt werden; das gleiche gilt für den Widerstand der Elektrodenzuleitung. Der zwischen den Elektroden auftretende Spannungsabfall ΔV_G wurde mit einem hochohmigen Voltmeter ($33.3\text{ k}\Omega/\text{V}$) gemessen. Um die Klemmenspannung E zu messen, wurde nur die Elektrodenzuführung unterbrochen. Der im Elektrodenkreis fliessende Strom I konnte dann nach $\frac{E - \Delta V_G}{R_e} = I$ berechnet werden. Diese Anordnung bot die Möglichkeit, auch den zwischen den Elektroden liegenden Widerstand $R_G = \frac{\Delta V_G}{I}$ zu bestimmen, der bei grösseren Elek-

trodendistanzen gleich dem Übergangswiderstand ($R_{u1} + R_{u2}$) an den Elektroden wird.

Als Elektrodenzuleitung diente ein normales, gut isoliertes Telefonkabel; eine Stahlseele sorgte für hohe Zugfestigkeit, sodass das Kabel bei grossen Elektrodenentfernungen vom Fahrzeug ausgelegt und wieder aufgerollt werden konnte. Als Sondenkabel wurde ein Koaxialkabel mit 75Ω Wellenwiderstand und kältefestem Kunststoffmantel verwandt.

Anfangs wurde für die Elektroden und Sonden verzinnter Maschen Draht gebraucht. Die ersten Messungen in Station Centrale zeigten aber, dass der Kontakt an den Berührungsstellen der Maschen sehr schlecht war. Später wurden deshalb Gitter aus Aluminiumrohr, die eine Fläche von etwa 1.5 m^2 aufwiesen, als Elektroden und Sonden benutzt. Zur Verkleinerung des Übergangswiderstandes an den Elektroden verwendete man Speisesalz und Graphitpulver.

Die im Sondenkreis zwischen S_1 und S_2 liegende Spannung ΔV gelangt auf den Eingangswiderstand R_S , wo sie völlig abfällt, weil die Sonden-Übergangswiderstände gegenüber der Grösse von R_S ($67\text{ Meg}\Omega$) zu vernachlässigen sind. Über ein zweistufiges Röhrenelektrometer in Brückenschaltung mit Leistungsverstärkerstufe wird das Signal auf dem am Ausgang liegenden Galvanometer G zur Anzeige gebracht (Abbildung 1). P. ALBERTINOLI und A. BLUM entwickelten im Laboratoire de Géophysique appliquée der Universität Paris das in Grönland benutzte Röhrenvoltmeter. Dieses ist in der Arbeit von C. LEFÈVRE, P. ALBERTINOLI, A. BAUER, A. BLUM, L. CAGNIARD und H. FOURNIER (1957) eingehend beschrieben. Zur Eichung diente ein in der geophysikalischen Lagerstättenforschung gebräuchliches Potentiometer (System CAGNIARD, A.O.I.P.). Elektroden- und Sondenkreis wurden am Messort im Fahrzeug mit Hilfe von Polystyrolplatten und -schläuchen hochspannungssicher und voneinander isoliert aufgebaut.

Ausführung der Messungen und Messergebnisse

Die Messungen in Station Centrale fanden vom 17.–21. Juni 1959 statt; Höhe des Messpunktes: 2965 m, Eismächtigkeit: $\approx 3160\text{ m}$, Lufttemperatur während der Messungen: -15 bis -23°C , Schneetemperatur: $\approx -26^\circ\text{C}$.

Das Elektrodenkabel wurde mit dem Fahrzeug (Weasel) ausgezogen. Das Koaxialkabel musste von Hand ausgelegt werden. Für die Elektroden und Sonden wurden 30–40 cm tiefe Gruben ausgehoben. Der Boden der Grube wurde bei den Elektroden mit Graphitpulver bestreut, das Elektrodengitter eingepasst, mit einer dünnen Schneeschicht bedeckt und festgetreten.

Wie man aus der Tabelle 3 (s. Anhang) entnehmen kann, in der die reduzierten Messergebnisse von Station Centrale zusammengefasst sind, betragen die Übergangswiderstände der in Graphit eingebetteten Elektroden im Mittel:

$$1.1 \pm 0.1 \cdot 10^6 \Omega \text{ (Messpunkte Nr. 1, 6, 7 und 8).}$$

Demgegenüber konnte bei den nicht in Graphit eingebetteten Elektroden ein mittlerer Übergangswiderstand von:

$$2.9 \pm 0.5 \cdot 10^6 \Omega \text{ (Messpunkte Nr. 3 und 5)}$$

beobachtet werden. Die Strahlung war an den Messtagen so stark, dass in kürzester Zeit der Schnee an den Elektrodengittern wegtaute. Auch Gitter ohne Graphitunterlage sanken durch das Abtauen ein. Dies hatte zur Folge, dass die Übergangswiderstände sich änderten und die Spannungsabfälle ΔV_G im Elektrodenkreis und ΔV im Sondenkreis schwankten.

Ferner konnte beobachtet werden, dass der Strom I nach Schliessen des Elektrodenkreises stark absank und erst nach 30–60 sec einen nahezu konstanten Wert erreichte. Um reproduzierbare Messwerte zu erhalten, wurde erst 30 sec nach Schliessen der Spannungsquelle der Spannungsabfall ΔV und der zwischen den Elektroden auftretende Spannungsabfall ΔV_G gemessen. Beim Umpolen der Spannungsquelle nahm die zeitliche Änderung des Stromes einen etwas anderen Verlauf. Nach 30–60 sec erhielt man jedoch ebenfalls einen ähnlich konstanten Wert.

Als Bezugspotential für das Röhrenvoltmeter wurde das des Fahrzeugchassis gewählt. Es stellte sich heraus, dass dieses Potential schwankte; deshalb war nach jeder Messung eine Nullpunktsbestimmung notwendig. Leider wurde versäumt, bei jeder Messung auch ΔV_G zu bestimmen.

Bei Umpolung der Spannungsquelle im Elektrodenkreis änderte sich der Strom I und der an den Sonden liegende Spannungsabfall ΔV im Mittel um 15%. Als Ursache für diesen Effekt können Polarisierung oder Inhomogenität des Eises in Frage kommen. Die Messungen in Station Centrale reichten jedoch für eine Unterscheidung zwischen beiden nicht aus.

An den Sonden konnten ausserdem Kontaktpotentiale zwischen 50–200 mV beobachtet werden, die jedoch, da sie zeitlich konstant blieben, nicht weiter untersucht wurden.

Die Tabelle 1 (s. Anhang) gibt ein Beispiel für sämtliche an einem Messpunkt (Nr. 6) durchgeführten Beobachtungen.

Wir begannen unsere Messungen mit einem verhältnismässig grossen Elektrodenabstand von $d = 160$ m, da wir erwarteten, dass sich der spezifische Widerstand erst mit grösseren Elektrodenentfernungen ändern würde, wie es Untersuchungen auf Alpengletschern ergeben hatten

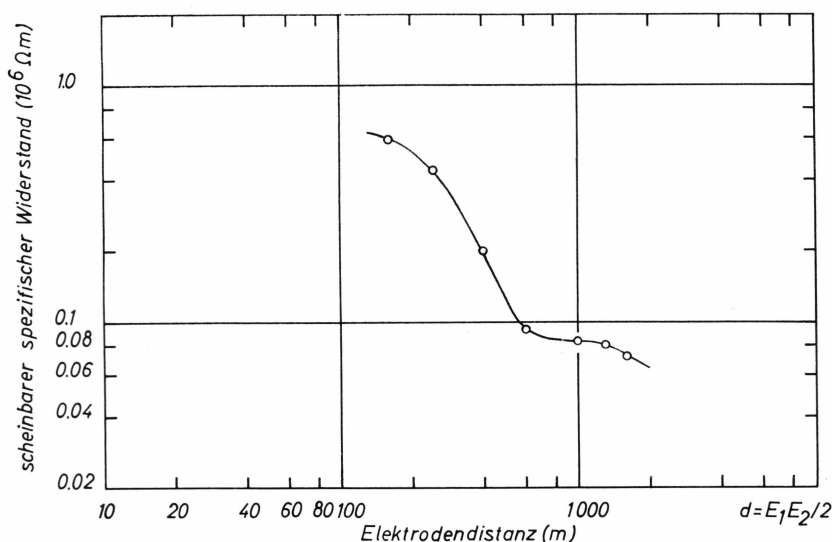


Abb. 2. Sondierungskurve von Station Centrale.

(C. QUEILLE-LEFÈVRE, A. BAUER, M. GIRARD, 1959). Gegen unsere Vermutung verringerte sich aber der scheinbare spezifische Widerstand von

$$\begin{array}{ll} 0.59 \cdot 10^6 \Omega m & \text{bei } d = 160 \text{ m} \\ \text{auf } 0.07 \cdot 10^6 \Omega m & \text{bei } d = 1600 \text{ m} \end{array}$$

(Abbildung 2). Die Sondierung musste bei einer Elektrodenabstand von $d = 2000$ m abgebrochen werden, da der Störpegel an den Sonden (≈ 1 mV) in der Größenordnung des an den Sonden liegenden Spannungsabfalles ΔV lag. Der im Elektrodenkreis fließende Strom I war durch die Spannungsquelle und die Übergangswiderstände an den Elektroden auf etwa 1 mA begrenzt. Eine Vergrößerung des Spannungsabfalles ΔV durch eine Erhöhung des Elektrodenstromes war daher nicht möglich.

Die niedrigen spezifischen Widerstände bei grösseren Elektrodenabständen wurden für nicht reell gehalten, und man zog Fehler in der Ausrüstung, insbesondere mögliche Isoliermängel des Elektroden-Zuführungskabels, zur Erklärung heran. Zur Prüfung der Messergebnisse von Station Centrale wurde beschlossen, gleichartige Messungen am Küstenrand vorzunehmen.

Die Wiederholung geschah vom 1.–3. August 1959 in Point Nord; Höhe des Messpunktes: ≈ 2120 m, Eismächtigkeit: ≈ 1580 m, Lufttemperatur während der Messungen: -2 bis -15°C (plötzlicher Kälteeinbruch, nachdem an den vorhergehenden Tagen Tauwetter mit Temperaturen um 0°C herrschte), Schneetemperatur: $\approx -2^\circ\text{C}$.

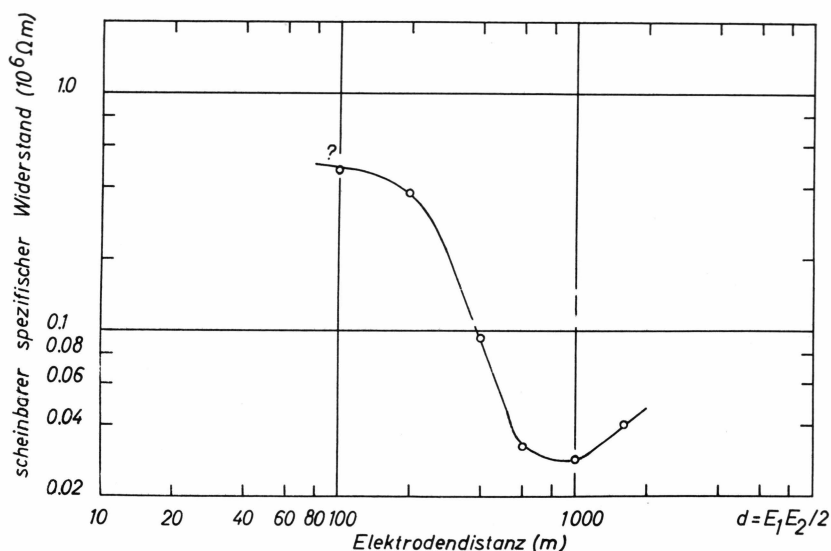


Abb. 3. Sondierungskurve von Point Nord.

In Point Nord wurde die Messanordnung dahin abgeändert, dass die Elektrodengitter nicht mehr in Graphit eingebettet wurden, um mögliche Schwankungen des Übergangswiderstandes (z. B. Abtauen durch Strahlungseinwirkung) zu verkleinern. Ausserdem wurde das Elektrodenkabel auf der ganzen Länge (4 000 m) zureichend hochspannungssicher verlegt, und zwar durch Aufhängen an Bambusstöcke, die mit Trolitulkappen versehen waren und 50 m voneinander entfernt standen.

Eine erhebliche Änderung des Elektrodenstroms I mit der Zeit konnte ebenfalls in Point Nord nach Schliessen des Elektrodenkreises beobachtet werden. Deshalb wurde – wie in Station Centrale – der an den Sonden liegende Spannungsabfall erst etwa 30 sec nach Einschalten der Spannungsquelle abgelesen. Hierbei zeigte sich, dass nach Korrektur der Nullpunktswanderung auch ΔV sich langsam von Ablesung zu Ablesung änderte. Diese säkulare Änderung scheint von der Höhe der Elektrodenspannung abhängig zu sein.

Auch die bereits beschriebene Änderung des an den Sonden liegenden Spannungsabfalles konnte in Point Nord beobachtet werden, nämlich dann, wenn die Spannungsquelle im Elektrodenkreis umgepolt wurde. Die Änderung von ΔV war in Point Nord grösser als in Station Centrale und betrug im Mittel 30% bei nahezu allen Messpunkten. Eine eingehendere Untersuchung in Point Nord zeigte, dass diese Erscheinung von der Entfernung der Elektroden und der Elektrodenspannung unabhängig ist, was darauf hinweist, dass diese Erscheinung auf die Umgebung der Elektroden begrenzt ist und dass es sich wohl vorwiegend um eine Polarisationserscheinung handelt.

In Tabelle 2 (s. Anhang) sind alle am Messpunkt Nr. 8 vorgenommenen Messungen zusammengestellt.

In Point Nord verringerte sich der scheinbare spezifische Widerstand von

$$\begin{array}{ll} 0.47 \cdot 10^6 \, \Omega \, \text{m} & \text{bei } d = 100 \, \text{m} \\ \text{auf } 0.03 \cdot 10^6 \, \Omega \, \text{m} & \text{bei } d = 1000 \, \text{m}; \end{array}$$

danach steigt der Widerstand wieder an (Abbildung 3). Wie Tabelle 4 zeigt, in der die Messergebnisse von Point Nord zusammengefasst sind, ändern sich auch hier die Elektroden-Übergangswiderstände. War dafür in Station Centrale nur die Strahlung verantwortlich, so kommt in Point Nord noch der Einfluss der gefrierenden nassen Schneeschicht hinzu. Über eine Elektrodenentfernung von $d = 2000 \, \text{m}$ kamen wir auch in Point Nord nicht hinaus, da bei dieser Entfernung die Potentialdifferenz ΔV wiederum in der Grössenordnung des Störpotentials ($\approx 1 \, \text{mV}$) lag.

Reduktion der Messergebnisse und Besprechung ihrer Fehler

Nach der Auswertung der Spannungsempfindlichkeit des Systems Röhrenvoltmeter – Galvanometer wurde der im Sondenkreis gemessene Spannungsabfall ΔV berechnet, wobei die Nullpunktswanderung des Röhrenvoltmeters zu berücksichtigen war. Lagen die Messungen von ΔV zeitlich dicht zusammen, konnte die Nullpunktswanderung durch eine Driftkurve erfasst werden; bei zeitlich auseinanderliegenden Messungen konnte ΔV nur durch einfache Differenzbildung bestimmt werden (s. Anhang, Tabelle 2).

Bei einigen Messpunkten wurde ein Mittelwert von ΔV_G zur Berechnung des Stromes I genommen, weil keine regelmässigen Ablesungen von ΔV_G vorlagen. Aus dieser mittleren Stromstärke I und dem Mittelwert von ΔV aus allen Messreihen wurde der Quotient $\frac{\Delta V}{I}$ gebildet. Lagen dagegen bei jeder ΔV -Messreihe Ablesungen von ΔV_G vor, wie es zum Beispiel in Point Nord der Fall war, so konnte für jede Messreihe der Quotient $\frac{\Delta V}{I}$ gebildet werden (s. Anhang, Tabelle 2). Aus I und ΔV_G wurde der Übergangswiderstand R_G berechnet.

Die Empfindlichkeit des Röhrenvoltmeters änderte sich mit der Betriebsdauer; der relative Fehler überschritt jedoch zwischen zwei Messpunkten nicht den Wert von 2.5%. Der relative Fehler von ΔV betrug bis zu 35% und wuchs mit der Elektrodenentfernung. Er setzt sich aus dem nichtlinearen Teil der Nullpunktswanderung und dem Polarisierungseffekt zusammen. Der relative Fehler der Stromstärke I

enthält den relativen Fehler des Spannungsabfalles $\Delta V_e = E - \Delta V_G$ und die Toleranz der Arbeitswiderstände. Bei kleinen Arbeitswiderständen kann der relative Fehler von ΔV_e oft 30% betragen; dieser Fehler beruht vorwiegend auf dem Polarisierungseffekt. Lagen genügend Messungen von ΔV_G vor, so konnte durch Bildung des Quotienten $\frac{\Delta V}{I}$ der Polarisierungseffekt ausgeschaltet werden. Der relative Fehler von $\frac{\Delta V}{I}$ lag in diesem Fall bei den meisten Messpunkten nur zwischen 10–15%. Der relative Fehler des geometrischen Faktors $2\pi \frac{(d^2 - c^2)}{4c}$ war immer kleiner als 0.5% und kann deshalb vernachlässigt werden. Der nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz sich ergebende relative Fehler des scheinbaren spezifischen Widerstandes liegt bei den meisten Messpunkten zwischen 10 bis 20%. Der Fehler ist aber wahrscheinlich geringer; das ergibt sich aus einem Vergleich mit den Ergebnissen bei veränderter Messanordnung (s. Beispiel: Tabelle 3, Messpunkt Nr. 5 und 6; Tabelle 4, Messpunkt Nr. 4).

Auswertung der Messergebnisse

Nach den bisherigen glaziologischen Untersuchungen liegt kein Grund zur Annahme vor, dass das Inlandeis irgendeine tiefreichende Schichtung aufweist, wenn man von der ca. 100 m mächtigen Firndecke absieht, deren Unterkante aber nicht scharf begrenzt ist. Es kann daher angenommen werden, dass der spezifische Widerstand des Inlandeises stetig mit der Tiefe abnimmt. Nun gibt es jedoch kein Verfahren, dass es in diesem Fall ermöglicht, den wahren spezifischen Widerstand für jede Tiefe aus der scheinbaren spezifischen Widerstandskurve (exakt) zu berechnen. Die einzige Möglichkeit einer Auswertung besteht darin, den sich mit der Tiefe stetig ändernden spezifischen Widerstand durch eine Stufenfunktion, d.h. durch ein Mehrschichtenmodell annähernd zu beschreiben.

Die Abhängigkeit des scheinbaren spezifischen Widerstandes von der Elektrodenentfernung $d = r$ in einem horizontal geschichteten Medium, das sich aus n Schichten $h_1, h_2 \dots h_n$ mit den zugehörigen spezifischen Widerständen $\varrho_1, \varrho_2 \dots \varrho_n$ zusammensetzt, wird nach der Arbeit von S. STEFANESCU und M. SCHLUMBERGER (1930) durch die Gleichung:

$$(II) \quad \varrho_s = \varrho_1 \left(1 + 2r^2 \int_0^\infty \Theta_1(\lambda) I_1(\lambda r) \lambda d\lambda \right)$$

beschrieben.

In Gleichung (II) bedeuten I_1 die Besselfunktion 1. Ordnung, λ ein Integrationsparameter und $\Theta(\lambda)$ den Integralkern, der eine Funktion von h_n, ϱ_n und λ ist.

Die nach Gleichung (II) mit $\frac{\varrho_{n-1}}{\varrho_n}$ und $\frac{h_{n-1}}{h_n}$ als Parameter numerisch berechneten Kurvenscharen für 2, 3 und 4 Schichtenfälle sind in Atlanten zusammengestellt, wie zum Beispiel dem Atlas der CGG (1955). Bei der Auswertung von Widerstandskurven werden diese mit den entsprechenden Modellkurven zur Deckung gebracht und die Kurvenparameter bestimmt.

Widerstandskurven, die über vier- oder mehrschichtigem Untergrund gewonnen wurden, können nicht mehr mit Modellkurven ausgewertet werden, da für diese Fälle keine Atlanten vorliegen und bei der Vielzahl von Kurven das Verfahren auch zu zeitraubend ist. Im Falle des vielfach geschichteten Untergrundes bietet sich ein von J. N. HUMMEL schon 1932 entwickeltes graphisches Auswerteverfahren an, das z. B. von W. BUCHHEIM (1958) beschrieben worden ist. Bei diesem Verfahren wird jedes Mehrschichtenproblem zerlegt in Dreischichtenprobleme, deren jedes wiederum mit Zweischicht-Standardkurven unter Verwendung von Hilfspunktverfahren ausgewertet wird. Die Kombination dieses graphischen Verfahrens mit dem der Modellkurven gibt, wie J. HOMILIUS (1961) zeigt, bei vielfach geschichtetem Untergrund eine recht gute Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse. Beide Verfahren zusammen wurden zur Auswertung der in Grönland beobachteten Widerstandskurven verwandt.

Die erste Deutung der Widerstandskurven erfolgte mit Dreischichten-Modellen, was auch durch den Kurvenverlauf nahegelegt wird. Um den steilen Abfall in der ersten Hälfte der Widerstandskurven besser zu erklären, wurden in einer zweiten Näherung die Dreischichten-Modelle durch Vierschichten-Modelle ersetzt (Abbildung 4 und 5), die in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst sind:

Station Centrale	Point Nord
0– 120 m; $\varrho_1 = 0.75 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$	0– 120 m; $\varrho_1 = 0.55 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$
120– 280 m; $\varrho_2 = 0.115 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$	120– 290 m; $\varrho_2 = 0.06 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$
280–1200 m; $\varrho_3 = 0.085 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$	290–1100 m; $\varrho_3 = 0.025 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$
>1200 m; $\varrho_4 \leq 0.03 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$	>1100 m; $\varrho_4 > 0.3 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$

Beide Modelle zeigen ein erhebliches Abfallen des spezifischen Widerstandes im Bereich der oberen 300 m. In Station Centrale ändert sich der spezifische Widerstand von 300 m bis 1200 m vermutlich nicht, was auch anschaulich durch das „Plateau“ der Widerstandskurve zwischen

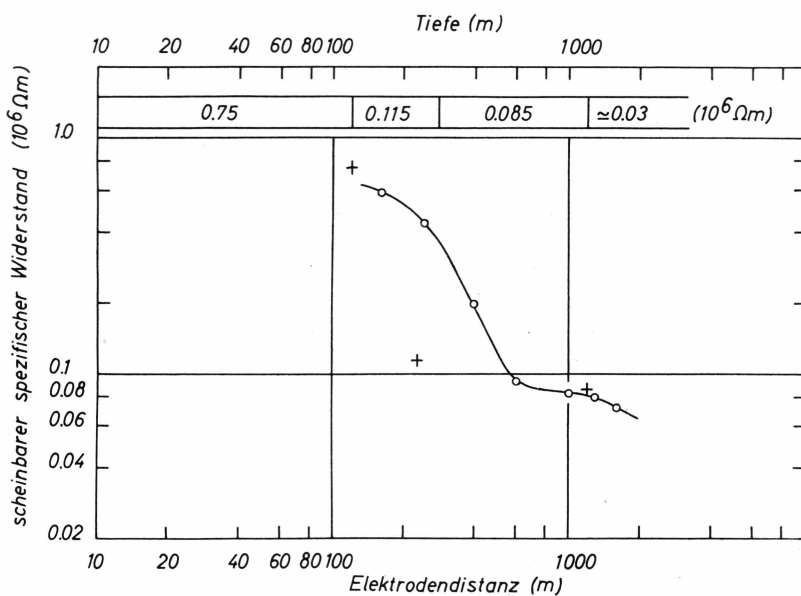


Abb. 4. Auswertung der Sondierungskurve von Station Centrale. Die Kreuze bezeichnen den Koordinatenursprung der angewandten Zwei- und Dreischichtkurven sowie der Hilfspunktdiagramme. Das berechnete Widerstandsprofil ist im oberen Teil der Abbildung dargestellt.

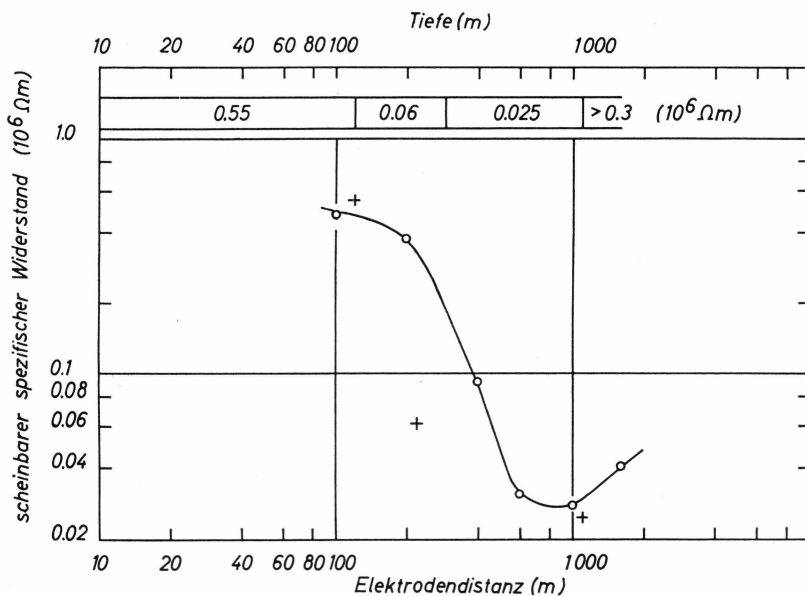


Abb. 5. Auswertung der Sondierungskurve von Point Nord.

$d = 600$ m und $d = 1300$ m zum Ausdruck kommt (Abbildung 4). Ein zweiter Abfall der Widerstandskurve in Station Centrale ist nur durch einen einzigen Messpunkt bei $d = 1600$ m belegt. Eine genaue Angabe des spezifischen Widerstandes in grösserer Tiefe als 1200 m ist daher schwierig. Anders liegen die Verhältnisse bei Point Nord. Der steile Abfall der Widerstandskurve bis $d = 600$ m einerseits und der Anstieg nach $d = 1000$ m andererseits erschweren eine Deutung der Verhältnisse zwischen 300 und 1000 m Tiefe.

Eine weitergehende Approximation durch 5 und mehr Schichten konnte mit der graphischen Auswertemethode nicht mehr erreicht werden. Stattdessen wurde versucht, die auffällige Abnahme des spezifischen Widerstandes in den oberen hundert Metern mit Hilfe von Mehrschichten-Modellen zu erklären, die eine konstante Schichtdicke aufweisen. Die zugehörigen Widerstandskurven wurden berechnet nach einer Methode von H. FLATHE (1955), der durch geschickte Umwandlung des Integralkerns in Gleichung (II) jedes n -Schichtenproblem auf ein spezielles Dreischichtenproblem zurückführt, wenn der spezifische Widerstand der untersten Schicht näherungsweise Null oder Unendlich ist. Die Rechenarbeit begrenzte aber das Mehrschichtenproblem auf 6 bis 8 Schichten, wobei nur eine für Station Centrale berechnete Widerstandskurve mit

$$\varrho_1 = 0.8 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}, \varrho_2 = 0.2 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}, \varrho_3 = 0.09 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$$

und

$$h_1 = h_2 = h_3 \dots h_n = 100 \text{ m}$$

eine ausführlichere Lösung ergab als die graphische Methode. Im übrigen bestätigte die Berechnung der Widerstandskurven, dass der Verlauf des spezifischen Widerstandes mit der Tiefe durch die graphische Auswertung recht gut erfasst wird.

In Point Nord bestand die Oberfläche aus einer dünnen nassen Schneeschicht; die Vermutung lag nahe, dass der Verlauf der Widerstandskurve durch diese Schicht beeinflusst würde. Ein ähnliches Problem wurde von L. CAGNIARD (1959) untersucht, der zur Deutung der auf einem Alpengletscher gewonnenen Widerstandskurve (C. QUEILLE-LEFÈVRE u.a., 1959) folgendes Dreischichtenproblem durchrechnete:

$$\begin{aligned} h_1 &\approx 0; \varrho_1 \approx 0 \\ h_2 &= 1; \varrho_2 = 1 \\ h_3 &= \infty; \varrho_3 = 0 \end{aligned}$$

Mit diesem Ansatz kann der Integralkern in Gleichung (II) auf die einfache Form

$$(IIb) \quad \Theta(\lambda) = \frac{th\lambda}{1 + \alpha th\lambda} \left(\text{wobei } \alpha = \frac{h_1 \varrho_2}{h_2 \varrho_1} \right)$$

gebracht werden. Die sich nach Gleichung (II) ergebende Kurvenschar mit α als Parameter ist von L. CAGNIARD und seinen Mitarbeitern berechnet worden. Passt

man die Sondierungskurve von Point Nord in diese Kurvenschar ein, so ergibt sich eine Lösung für:

$$\alpha = 1-2; h_2 = 60-70 \text{ m}, \varrho_2 = 1.0-0.9 \cdot 10^6 \Omega\text{m}.$$

Wie das Tagebuch vermerkt, betrug die sichtbare nasse Schneeschicht etwa 0.1–0.2 m, womit sich für den spezifischen Widerstand der Oberflächenschicht der extrem niedrige Wert von $\varrho_1 \approx 1.5 \cdot 10^3 \Omega\text{m}$ ergibt. Dieser Wert kann nicht reell sein, da der spezifische Widerstand von geschmolzenem Schnee auf dem Inlandeis schon $2-3.3 \cdot 10^3 \Omega\text{m}$ beträgt (A. RENAUD, 1960). Es kann daher angenommen werden, dass die nasse Schneeschicht an der Oberfläche bei Point Nord auf den Verlauf der scheinbaren spezifischen Widerstandskurve zwischen $d = 100 \text{ m}$ und $d = 250 \text{ m}$ keinen Einfluss ausgeübt hat.

VORBEMERKUNG ZUR INTERPRETATION

Vor 1959 waren Widerstandsmessungen nur von europäischen Gletschern bekannt. Die Messungen von C. LEFÈVRE u.a. (1955) und C. QUEILLE-LEFÈVRE u.a. (1959) wurden schon erwähnt; ausserdem hatte auch K. VÖGTLI (1957) elektrische Sondierungen auf Gletschern der Schweiz durchgeführt. Alle diese Untersuchungen fanden auf temperierten Gletschern ($T \simeq 0^{\circ}\text{C}$) statt und ergaben, dass der spezifische Widerstand von Gletschereis zwischen $5-90 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ liegt. Im Jahr 1960 wurden die auf einem kanadischen Gletscher gefundenen Widerstandswerte bekannt (G. V. KELLER und F. C. FRISCHKNECHT), die zwischen 10 und $20 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ liegen, wenn man von einer dünnen Oberflächenschicht absieht.

Widerstandswerte der gleichen Grössenordnung ($5.5 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ bei 0°C und $17 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ bei -10°C) finden sich auch bei Einkristallen aus „reinem“ Eis und werden schon 1911 von J. H. L. JOHNSTONE und dann 1959 von C. JACCARD mitgeteilt. Hierbei ist unter „reinem“ Eis das aus destilliertem Wasser gewonnene zu verstehen.

Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt worden ist, liegt der spezifische Widerstand des grönländischen Inlandeises (unterhalb 200–300 m) zwischen 0.025 und $0.085 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$, ist also 3 bis 4 Zehnerpotenzen kleiner (!) als der von Gletschereis und „reinem“ Eis. Ähnlich niedrige Widerstandswerte ($\varrho \approx 0.1 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$) fanden A. U. MEYER und H. RÖTHLISBERGER (1962) auf kalten Gletschern ($T \simeq -12^{\circ}\text{C}$) und auf dem Inlandeis Nordgrönlands in Camp Century ($T = -25^{\circ}\text{C}$). Die Messungen wurden mit einer Elektroden-Sonden-Anordnung nach Wenner durchgeführt. Die Sondierungskurve vom Inlandeis umfasst zwar nur Messungen mit Elektrodenabständen bis zu 300 m, zeigt aber deutlich eine Abnahme des spezifischen Widerstandes mit der Elektrodendistanz. Der Kurvenverlauf ist allerdings flacher als der von Station Centrale und Point Nord. Niedrige Widerstandswerte ($\varrho \simeq 0.1 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$) werden ferner von K. VÖGTLI (1962) erwähnt, der elektrische Sondierungen auf der Eiskappe und auf Gletschern von Devon Island (Kanada) vornahm.

In den Berichten von MEYER und RÖTHLISBERGER sowie VÖGTLI finden sich andererseits aber Hinweise auf örtlich begrenzte Bereiche mit höherem spezifischen Widerstand ($\simeq 1 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$) an der Oberfläche einiger

kalter Gletscher. Widerstandswerte von $1.5-2.7 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ wurden auch auf dem Schelfeis nahe McMurdo Sound (Antarktis) gefunden, wie man der Arbeit von E. I. ROBERTSON und W. J. P. MACDONALD (1962) entnehmen kann.

Aus all den angeführten Messungen geht hervor, dass es für Eis mindestens zwei Widerstandsbereiche gibt:

- a) einen Bereich mit $5 \cdot 10^6 \Omega \text{ m} < \varrho < 100 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ für temperierte Gletscher,
- b) einen zweiten Bereich mit $\varrho \approx 0.1 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ für kalte Gletscher und für Inlandeis.

Darüber hinaus finden sich Anzeichen für einen dritten Widerstandsbereich um $1-2 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$, der offenbar nur kaltem Eis zukommt.

Den ersten Versuch, die Unterschiede zwischen der Leitfähigkeit von temperiertem und der von kaltem Gletschereis zu erklären, unternahmen A. U. MEYER und H. RÖTHLISBERGER (1962), indem sie auf die Vergrößerung der Kristalle (Rekristallisation) im temperierten Gletscher hinwiesen.

Eine gründliche Untersuchung der Umstände, die die Leitfähigkeit im Eis beeinflussen können, wurde im Laboratorium des Eidgenössischen Instituts für Schnee- und Lawinenforschung¹⁾ von M. KOPP (1961) vorgenommen. Hierbei prüfte man Firnproben, die 1959 von der Gruppe „Glaziologie“ in Station Jarl-Joset genommen wurden, sowie gepressten Schnee.

Die Ergebnisse M. KOPPS schienen für unsere Interpretation zunächst nicht anwendbar, da die Widerstandswerte der Firnproben stark schwankten und vor allem 10–100 mal grösser waren als die von Station Centrale und Point Nord.

Interessant waren dennoch folgende Beobachtungen:

1. Presste man frischen Schnee auf verschiedene Dichten zusammen, so änderten sich jeweils die Widerstandswerte mit dem spezifischen Gewicht σ , und es zeigte sich eine lineare Abhängigkeit zwischen $\log \varrho$ und σ . (Diese Aussage trifft allerdings nicht zu auf die Einzelkerne der Firnproben).
2. Der spezifische Widerstand von Schnee- und Firnproben war in gleicher Weise von der Temperatur abhängig wie der von „reinem“ Eis; die Temperaturabhängigkeit folgt dem Gesetz von ARRHENIUS.
3. Wenn die Schneeproben einen Rekristallisations-Vorgang durchmachten, stieg der Widerstandswert an.

¹⁾ Der Verfasser ist dem Leiter des Eidgenössischen Instituts für Schnee- und Lawinenforschung, Herrn Dr. M. DE QUERVAIN zu besonderem Dank für diese Untersuchungen verpflichtet.

Der Verfasser war in der günstigen Lage, durch wiederholte Messungen in der Antarktis einige Beobachtungen KOPPS nachzuprüfen und zu erweitern.

So liess sich in Roosevelt Island¹⁾ an einem zusammenhängenden Bohrkernprofil nachweisen, dass der spezifische Widerstand von dem im Kornverband wirksamen Kontaktwiderstand abhängt.

Ferner wurden auf dem Kamm von Roosevelt Island und auf dem Ross-Schelfeis elektrische Sondierungen mit einer Elektrodenabstand bis zu $d = 1600$ m durchgeführt. Nimmt man bei der Auswertung der Widerstandskurven an, dass die Änderungen des spezifischen Widerstandes bei grossen Elektrodenabständen die Temperaturänderungen im Eis widerspiegeln, so stimmen die berechneten Temperaturänderungen recht gut mit den theoretischen Voraussagen überein.

¹⁾ Die Untersuchungen auf Roosevelt Island sind innerhalb einer für den Druck vorgesehenen Gemeinschaftsarbeit von M. HOCHSTEIN, G. ØSTREM, H. RÖTHLISBERGER und K. VÖGTLI zusammengefasst; die Arbeit wird im Journal of Glaciology erscheinen.

GRUNDLAGEN DER INTERPRETATION

Aus den angeführten Ergebnissen geht hervor, dass der spezifische Widerstand des Inlandeises abhängig ist von:

- a) der Grundleitfähigkeit,
- b) dem im Kornverband wirksamen Kontaktwiderstand,
- c) der Temperatur.

a) Grundleitfähigkeit

Wie aus den theoretischen Arbeiten von H. GRÄNICHER (1958) und C. JACCARD (1959) hervorgeht, wird die elektrische Leitfähigkeit bei Einkristallen aus „reinem“ Eis durch Ionenfehlbildung (OH^- und H_3O^+ -Ionen) und Gitterfehlordnungen verursacht. Dieses Modell erklärt auch die Temperaturabhängigkeit und gibt eine Deutung für die Änderung der Dielektrizitätskonstanten bei unterschiedlichen Frequenzen.

Zur Erklärung des niedrigen spezifischen Widerstandes beim (polykristallinen) Inlandeis, der um Zehnerpotenzen kleiner ist als der von „reinem“ Eis, wurde zunächst angenommen, dass die Leitung des elektrischen Stromes auf elektrolytischem Wege erfolgte. Diese elektrolytische Leitfähigkeit müsste auf den im Eis immer vorhandenen chemischen Verunreinigungen beruhen und beim temperierten Gletscher verschwinden. Diese Annahme wird im folgenden begründet.

Während die chemischen Verunreinigungen (Chloride, zu einem geringen Teil auch Sulfate und Stickstoffverbindungen) im Inlandeis in feinsten Tröpfchen mehr oder weniger gleichmässig verteilt sein müssen, findet man die Salze beim temperierten Gletscher nach einem Rekristallisations-Prozess in einem dünnen Flüssigkeitsfilm am Rande des Eiskristalles und später isoliert in den Zwickeln des Kornverbandes angesammelt (A. RENAUD, 1948; 1951).

Die Rekristallisation ist ein Kristall-Wachstumsvorgang, der zu seiner Auslösung einer gewissen Deformation des Eises bedarf. Diese Deformation ist bei Temperaturen um den Schmelzpunkt sehr klein, bei tiefen Temperaturen hingegen muss sie grosse Werte erreichen. Die Dauer des Vorganges ist von der Temperatur und der Spannung (Fließgeschwindigkeit) abhängig. Je langsamer der Vorgang abläuft und je kleiner die Spannungen sind, desto grösser wird der Kristall (S. STEINEMANN, 1958). Während der temperierte Gletscher immer eine Rekristallisation aufweist, dürften beim Inlandeis nur am Boden – und auch hier nur am Küstenrand – die zur Auslösung notwendigen Spannungs- und Temperaturverhältnisse vorliegen.

Bei temperierten Gletschern ist der Eiskristall also frei von chemischen Verunreinigungen; werden diese durch Schmelzwässer fortgeführt, oder bleiben sie isoliert in kleinen Hohlräumen zurück, so muss die elektrolytische Leitfähigkeit verschwinden, der spezifische Widerstand also erheblich ansteigen.

Ein rechnerischer Nachweis für die Annahme der elektrolytischen Leitfähigkeit ist direkt nicht möglich; es liegen nämlich keine Angaben über die effektive Porosität des Inlandeises vor, und über die chemische Zusammensetzung des „Schnee-Elektrolyten“ haben wir nur wenige Kenntnisse, wohl aber die, dass NaCl den grössten Anteil ausmacht ($\geq 50\%$).

Es spricht bereits gegen die Annahme elektrolytischer Leitfähigkeit, dass in diesem Falle das Eis eine andere Temperaturabhängigkeit haben müsste, als tatsächlich beobachtet worden ist.

Bei einem Elektrolyten lässt sich die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes ebenfalls durch das Gesetz von Arrhenius berechnen:

$$(III) \quad \varrho = \varrho_c e^{\frac{\varepsilon}{kt}}.$$

In Gleichung (III) ist ϱ_c eine Konstante, t die absolute Temperatur, k die Boltzmann-Konstante ($k = 8.62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/}^\circ\text{C} = 1.98 \text{ cal per mol/}^\circ\text{C}$) und ε die Aktivierungsenergie; diese stellt eine Energieschwelle dar, welche den Gleichgewichtszustand von Teilchen oder auf Teilchenbewegung beruhende Vorgänge bestimmt.

Setzt man in Gleichung (III) aus der Bohrloch-Geophysik bekannte Widerstandswerte für einen NaCl-Elektrolyten ein (R. J. WYLLIE, 1951), so ergibt sich für die Aktivierungsenergie ein Wert von 0.17 eV. Dieser Wert ändert sich bei zunehmender Konzentration nur geringfügig und bleibt selbst im Falle der Sättigung unter 0.2 eV. Mit sinkender Temperatur wächst die Konzentration des „Schnee-Elektrolyten“ an, bis eine Sättigung erreicht ist. Wird der Gefrierpunkt der Lösung unterschritten (beim NaCl-Elektrolyten $\simeq -21^\circ\text{C}$, beim „Schnee-Elektrolyten“ je nach eutektischer Zusammensetzung wahrscheinlich zwischen -21°C und -35°C), so friert der Elektrolyt ein. Eine Stromleitung auf elektrolytischem Wege kann unterhalb des Gefrierpunktes daher nicht mehr stattfinden. Bei elektrolytischer Leitfähigkeit des Eises müsste daher:

- a) die Aktivierungsenergie oberhalb des Gefrierpunktes des Elektrolyten um 0.2 eV liegen (zumindest in der Gegend des Nullpunktes),
- b) der spezifische Widerstand sich in der Nähe des Gefrierpunktes mehr oder weniger sprunghaft ändern.

M. KOPP (1961) untersuchte die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit von Schnee und Eis im Temperaturbereich $-5^\circ\text{C} < T < -50^\circ\text{C}$ und fand, dass die Aktivierungsenergie der Proben von -50°C bis -10°C konstant war, sich unterhalb -10°C geringfügig änderte, jedoch auch bei -5°C den Wert von 0.5 eV nicht unterschritt. Eine sprunghafte Änderung des spezifischen Widerstandes im genannten Temperaturbereich konnte ebenfalls nicht beobachtet werden.

Hingegen liegt der Wert der Aktivierungsenergie von Schnee- und Firnproben in der gleichen Grössenordnung der von „reinem“ Eis.

Der Schluss liegt also nahe, dass die elektrische Leitfähigkeit des Inlandeises nicht durch chemische Verunreinigungen hervorgerufen wird, sondern auch durch Ionenfehlbildung und Gitterfehler, wie sie von GRÄNICHER und JACCARD bei „reinem“ Eis beschrieben werden.

Wenn darauf also die Leitfähigkeit des Inlandeises beruht, dann muss eine unterschiedliche Entwicklung dieser beiden Faktoren die Leitfähigkeitsunterschiede zwischen Inlandeis (sowie kaltem Gletscher) einerseits und temperiertem Gletscher andererseits hervorrufen. Ursache kann auch in diesem Falle nur die Rekristallisation sein, da hierin der einzige Unterschied zwischen beiden Eisarten liegt.

b) Kontaktwiderstand

Die elektrische Leitfähigkeit des Inlandeises hängt bei gleichbleibender Temperatur von dem Kontaktwiderstand zwischen benachbarten Kristallgebilden ab. Dieser Widerstand wird sowohl durch die Korngrösse beeinflusst als auch durch den auf den Kornverband wirkenden Druck, der näherungsweise dem Schweredruck p gleichgesetzt und für die jeweilige Tiefe z nach $p = \int \sigma dz$ berechnet werden kann. Mit zunehmendem Firnkorndurchmesser und anwachsendem Druck vergrössert sich die Kontaktfläche; der Kontaktwiderstand wird also kleiner und nähert sich wahrscheinlich einem Grenzwert, wenn die Dichte von Eis erreicht wird.

Bisher glaubte man, dass diese Änderung des spezifischen Widerstandes allein von dem spezifischen Gewicht abhängt; eine Annahme, die auch durch die Laboruntersuchungen von M. KOPP (1961) nahegelegt wurde. KOPP fand bei zusammengepressten Schneeproben im Dichtebereich $0.2 \text{ g/cm}^3 < \sigma < 0.6 \text{ g/cm}^3$ einen linearen Zusammenhang zwischen dem spezifischen Gewicht σ und $\log \frac{\varrho}{\varrho_0}$, wobei ϱ_0 den beim Anfangswert σ_0 gemessenen spezifischen Widerstand angibt. Die Beziehung lässt sich in allgemeiner Form darstellen durch:

$$(IV) \quad \varrho = a e^{b\sigma}. \quad (T = \text{const})$$

Berechnet man die Konstanten a und b aus den bei KOPP angegebenen Kurven, so zeigt sich, dass der absolute Betrag des Exponenten b von der Schneeart abhängig ist und mit zunehmender Korngrösse kleiner wird. So erhält man zum Beispiel $b = -12.3$ für frischen Schnee, $b = -9.1$ für Pulverschnee und $b = -3.9$ für körnigen Schnee. Die an einzelnen grönländischen Firnproben gemessenen Widerstandswerte streuten über einen grossen Bereich; ein Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Dichte war nicht unmittelbar ersichtlich.

In der Antarktis zeigten die Widerstandswerte, die der Verfasser längs eines Bohrkernprofils $0.4 \text{ g/cm}^3 < \sigma < 0.6 \text{ g/cm}^3$ gemessen hatte, ebenfalls erhebliche Schwankungen. Errechnete man aber für jeden Abschnitt von 1 m je einen Mittelwert, so liess sich daraus eine nach Gleichung (IV) verlaufende Abhängigkeit von der Dichte erkennen. Für den Exponenten in (IV) erhielt man in Roosevelt Island den Wert $b = -5.6$. Die Konstante a jedoch hatte nur den 10. bis 100. Teil der Grösse, die sich aus den Kurven von KOPP ergibt.

Extrapoliert man nach Gleichung (IV) die in Roosevelt Island gemessenen spezifischen Widerstände bis in Tiefen, wo die Dichte sich fast gar nicht mehr ändert ($z \geq 120 \text{ m}$), so erhält man Widerstandswerte, die gegenüber den aus der Kurve berechneten nur etwa die Hälfte ausmachen. Die Gleichung (IV) ist demnach wahrscheinlich nur für bestimmte Dichtebereiche anwendbar. Man kann diese Unstimmigkeit zwar durch eine Verkleinerung von b erklären, aber befriedigend ist diese Annahme nicht.

Es wurde deshalb versucht, die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes vom Schweredruck zu erfassen. Trägt man die beobachteten mittleren Widerstandswerte, die an Bohrkernen der Antarktis gewonnen wurden, gegenüber den Werten des in den entsprechenden Tiefen herrschenden Druckes auf, so lässt die Darstellung von $\log p$ gegen $\log \varrho$ einen linearen Zusammenhang erkennen. Hierbei muss allerdings vorausgesetzt werden, dass sich der Kontakt-Widerstand bei Druckentlastung der Bohrkernne nicht ändert; diese Annahme wird dadurch gestützt, dass die aus der Kurve des scheinbaren spezifischen Widerstandes berechneten Werte auf die genannte Gerade (Abbildung 6) fallen. Die in der Abbildung dargestellte Kurve lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$(V) \quad \varrho = \varrho_c p^x \quad (T = \text{const})$$

oder mit Zahlenwerten:

$$(Va) \quad \varrho = 4.12 p^{-0.35} \cdot 10^5 \Omega \text{ m} \quad (p = \text{Druck in kg/cm}^2).$$

Nach Gleichung (Va) ist die Änderung des spezifischen Widerstandes, die durch den Schweredruck in grösseren Tiefen verursacht wird, sehr klein. So ändert sich z.B. der Widerstandswert zwischen 1000 m und 2000 m nur um 18%; in noch grösseren Tiefen kann die Änderung unberücksichtigt bleiben.

Der Verlauf der antarktischen Widerstandskurven zwischen $d = 100 \text{ m}$ und $d = 600 \text{ m}$ ist jedoch anders als der in Grönland beobachtete. Da in beiden Gebieten sowohl Temperaturkonstanz in den oberen 300 m als auch nahezu gleiche Schweredrucke vorliegen, kann der Unterschied

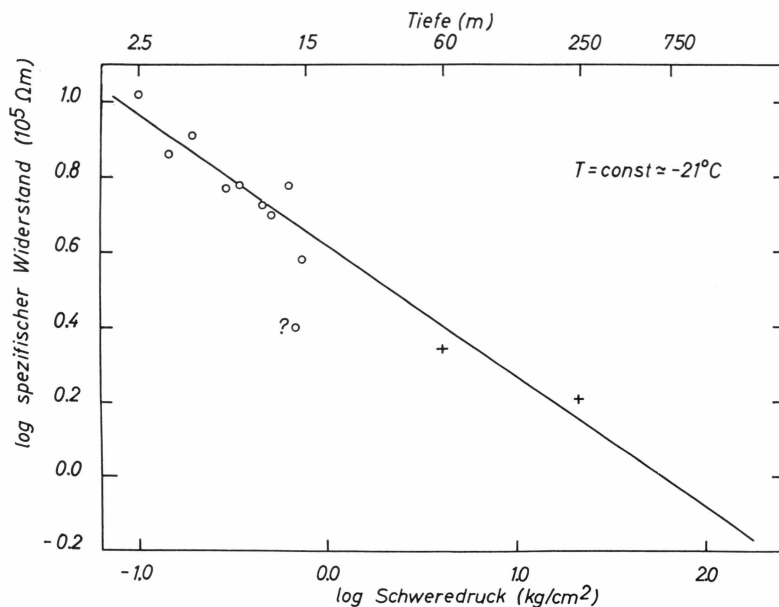


Abb. 6. Spezifischer Widerstand des Inlandeises in Abhängigkeit vom Schweredruck (Roosevelt Island, Antarktis). In der Darstellung kennzeichnen Kreise die an Bohrkernen gemessenen Widerstandswerte, während Kreuze die aus der Widerstandskurve berechneten Werte angeben.

zwischen den Kurven nur auf einer Änderung des Exponenten x in Gleichung (V) beruhen. Es liegt nahe, den Wert dieses Exponenten in Abhängigkeit von der Firnkorngrösse zu sehen.

Der Einfluss des Kontaktwiderstandes auf die Leitfähigkeit kann daher noch nicht genau beschrieben werden. Dennoch zeigt die vorliegende Untersuchung, dass dieser Einfluss in grösserer Tiefe gering ist.

c) Temperatur

Der spezifische Widerstand des Inlandeises hängt bei konstantem Druck auch von der Temperatur ab und folgt, wie schon erwähnt, dem nach Arrhenius benannten Gesetz:

$$(III) \quad \varrho = \varrho_c e^{\frac{\varepsilon}{kt}}.$$

Nach JACCARD beträgt die bei „reinem“ Eis an Einkristallen gemessene Aktivierungsenergie $\varepsilon = 0.61$ eV. KOPP fand Werte von 0.7–0.8 eV bei Schneeproben und 0.9–1.1 eV bei Firnproben von Station Jarl-Joset. Noch höhere Werte von 1.2–1.5 eV finden sich bei See-Eis, wie den bei W. J. DICHTEL und G. A. LUNDQUIST (1951) angegebenen Kurven zu entnehmen ist. Umstände, die die Aktivierungsenergie beeinflussen

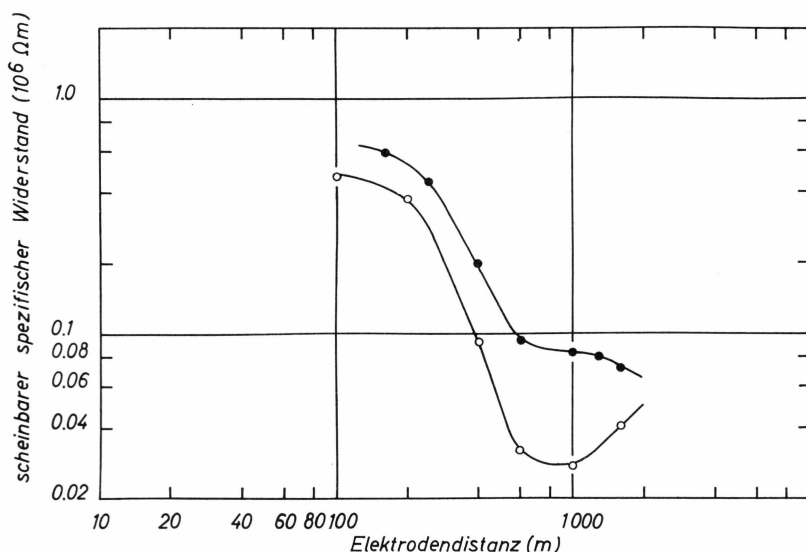


Abb. 7. Einfluss der Temperatur auf den Verlauf der Widerstandskurven von Station Centrale (schwarze Punkte) und Point Nord (Kreise).

können, werden einmal bei JACCARD genannt, nämlich dass chemische Verunreinigungen (HF) den Wert von ε erniedrigen, zum anderen von KOPP, der zeigte, dass bei der Rekristallisation von Schneeproben die Aktivierungsenergie anstieg.

Eine für die Auswertung der elektrischen Widerstandsmessungen besser anwendbare Grösse der Aktivierungsenergie kann man indirekt den Widerstandskurven entnehmen. Werden zum Beispiel die Widerstandskurven von Station Centrale und Point Nord übereinander gezeichnet (Abbildung 7), so zeigt sich, dass die Kurven zwischen $d = 150$ m und $d = 400$ m nahezu parallel verlaufen. Nimmt man an, dass die Änderung des spezifischen Widerstandes mit dem Schweredruck (oder auch der Dichte) an beiden Orten annähernd gleich ist, so ist im parallelen Kurvenbereich das Verhältnis der Werte ausschliesslich von der Temperatur abhängig. Bei Station Centrale und Point Nord beträgt es für den parallelen Bereich 1.5 bis 2:1, die mittleren Temperaturen liegen bei -28° bzw. -21°C (die Temperaturkonstanz erstreckt sich wenigstens bis zu 300 m Tiefe, wie noch im folgenden Kapitel bewiesen wird). Nach Gleichung (III) ergibt sich für die Aktivierungsenergie der Wert:

$$\varepsilon = 0.3 - 0.55 \text{ eV.}$$

Für den parallelen Bereich ($10 \text{ m} < d < 60 \text{ m}$) der Widerstandskurven von Roosevelt Island und vom Ross-Schelfeis ergibt die gleiche Rechnung einen Wert von $\varepsilon \simeq 0.4 \text{ eV}$.

Ein auch für grössere Tiefen geltender Mittelwert von ε lässt sich mit Hilfe einer auf dem Ross-Schelfeis gemessenen Widerstandskurve berechnen, bei der sowohl die wahren spezifischen Widerstände als auch die zugehörigen Temperaturen von zwei Schichten bekannt sind: $\varrho_1 = 0.22-0.25 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ ($T_1 = -24^\circ \text{C}$) in 50 m; $\varrho_2 = 0.02-0.035 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ ($T_2 = -2^\circ \text{C}$) in 500 m Tiefe, an der Eisunterkante. Ohne Korrektur des Schweredruckes erhält man nach Gleichung (III) für ε den Wert $0.58 \pm 0.1 \text{ eV}$, während bei Berücksichtigung des Schweredruckes nach Gleichung (Va) sich der Wert für die Aktivierungsenergie auf $0.42 \pm 0.15 \text{ eV}$ verringert.

Die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes ist also in Grönland und in der Antarktis gleich gross. Die Aktivierungsenergie des Inlandeises liegt bei 0.4 eV und bleibt wahrscheinlich auch in grösseren Tiefen konstant. Der Wert von ε ist beim Inlandeis wesentlich kleiner als bei den Proben im Laboratorium. Es ist noch unbekannt, worauf dieser Unterschied beruht.

Die plastische Verformung von Eis beruht ebenfalls auf Strukturfehler, die auch für die elektrische Leitfähigkeit von Bedeutung sind, nämlich auf Gitter-Fehlordnungen. Die Temperatur-Abhängigkeit der Fließgeschwindigkeit lässt sich gleichfalls mit Hilfe des Gesetzes von Arrhenius beschreiben. Die aus Fließvorgängen abgeleitete Aktivierungsenergie zeigt eine gute Übereinstimmung mit der aus elektrischen Messungen gewonnenen. So liegen die an polykristallinem Eis im Labor bestimmten Werte zwischen 0.6–1.7 eV (S. STEINEMANN, 1958), während bei kalten Firn in der Antarktis Werte bis zu 0.3 eV gefunden wurden (R. O. RAMSEIER und T. L. PAVLAK, 1964). STEINEMANN zeigte, dass beim Rekristallisierungsprozess die Aktivierungsenergie anstieg. Der Schluss liegt nahe, dass beim Eis elektrische Leitfähigkeit und plastische Verformung auf gleiche Ursachen beruhen. Die Beteiligung von Ionenfehler an der plastischen Verformung von Eis wird allerdings angezweifelt (J. W. GLEN, persönliche Mitteilung).

Der spezifische Widerstand des Inlandeises ist wahrscheinlich nur vom Kontaktwiderstand (bzw. von den Druckverhältnissen) und der Temperatur abhängig. Da der Einfluss des Kontaktwiderstandes sehr schnell mit der Tiefe abnimmt, müssen die in der Widerstandskurve bei grossen Elektrodendistanzen hervortretenden Änderungen (soweit sie nicht vom Untergrund herrühren) auf Temperaturänderungen beruhen. Dieser Ansatz erwies sich bei der Deutung antarktischer Widerstandskurven als fruchtbar und soll daher auch für die Interpretation der grönländischen Messungen herangezogen werden.

Ob die Vorgeschichte der mechanischen Abläufe im Eis (stress and strain) auch auf den spezifischen Widerstand einen Einfluss ausübt, ist zur Zeit noch nicht genau bekannt. Die wenigen vorliegenden Messungen deuten darauf hin, dass dieser Einfluss wahrscheinlich sehr klein ist, solange die Rekristallisation noch nicht einsetzt.

DEUTUNG DER WIDERSTANDSÄNDERUNG IN GRÖSSEREN TIEFEN

Auf den im vorhergehenden Kapitel erörterten Grundlagen beruht der folgende Versuch, die grönländischen Widerstandskurven zu deuten.

Bei Station Centrale ist im Tiefenbereich bis zu 300 m die Abnahme des spezifischen Widerstandes wohl ausschliesslich auf Verringerung des Kontaktwiderstandes zurückzuführen. In dieser Schicht ändert sich nämlich die Temperatur fast gar nicht ($T = -28^{\circ}\text{C}$), wie Bohrloch-Messungen bis zu 150 m Tiefe beweisen (J. C. HEUBERGER, 1954).

Zwischen 300 m und 1200 m Tiefe ist der spezifische Widerstand nahezu konstant, ein Umstand, der auch im Verlauf der Widerstandskurve zu erkennen ist. Da sich der Kontaktwiderstand nur in unbedeutendem Masse ändert, kann man auch auf wahrscheinlich konstante Temperaturen schliessen ($T \approx -28^{\circ}$).

Unterhalb 1200 m nimmt der spezifische Widerstand wiederum ab. Da der Einfluss des Kontaktwiderstandes in diesem Bereich keine Bedeutung mehr hat, darf man einen Anstieg der Temperatur vermuten.

In Point Nord war bis zu 300 m Tiefe ein sehr ähnlicher Verlauf der Widerstandskurve zu beobachten wie in Station Centrale. Aus der Parallelität der Kurven für diesen Tiefenbereich lässt sich auch für Point Nord schliessen, dass das Abfallen der Kurve nicht auf Temperaturänderungen, sondern ebenfalls auf der Abnahme des Kontaktwiderstandes beruht.

Für den Bereich zwischen 300 m und 1100 m liefert das Schichtenmodell einen konstanten Widerstand, der sich (im Gegensatz zu Station Centrale) aus dem tatsächlichen Verlauf der Widerstandskurve nicht erkennen lässt. Vielmehr sinkt diese bedeutend steiler ab als die von Station Centrale. Da der Kontaktwiderstand nur noch geringe Bedeutung hat, muss man annehmen, dass sich die Temperatur schon unterhalb 300 m erhöht.

In 1100 m Tiefe—also rund 500 m oberhalb des Felsuntergrundes—wächst der spezifische Widerstand dagegen sprunghaft an. Dieser An-

stieg ist wahrscheinlich durch Rekristallisation bedingt. Der Schluss liegt nahe, dass in dieser Schicht – zumindest in der Nähe des Felsuntergrundes – die Temperaturen um den Schmelzpunkt liegen.

Nimmt man an, dass die durch Vierschichten-Modelle erfasste Widerstandsverteilung für die einzelnen Schichtmittelpunkte repräsentativ ist, so lassen sich für diese Tiefen aus den jeweiligen spezifischen Widerständen die zugehörigen Temperaturen abschätzen. Es muss allerdings vorausgesetzt werden, dass man in einer Schicht den wahren spezifischen Widerstand und die zugehörige Temperatur kennt. Als Bezugsgrösse wurde der Widerstandswert von $0.085 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ genommen, dem für die mittlere Tiefe von 750 m in Station Centrale die mittlere Temperatur von -28°C beigeordnet werden kann. Geht man von diesem Widerstandswert aus und berücksichtigt die in den verschiedenen mittleren Tiefen herrschenden Drucke nach Gleichung (Va), so erhält man die spezifischen Widerstände, die in der zweiten Spalte der nachfolgenden Tabelle aufgeführt sind. Die Differenz zwischen den reduzierten Widerständen und den aus den Widerstandskurven berechneten (Spalte 3) kann nach Gleichung (II) als Temperaturänderung gedeutet werden (Spalte 4).

Wie im vorhergehenden Kapitel erwähnt wurde, lässt sich die Gleichung (Va) nicht ohne weiteres auf Grönland übertragen. So ist in Station Centrale in 200 m Tiefe der nach (Va) reduzierte Wert etwas grösser als der beobachtete. Da der relative Fehler jedoch klein ist ($\approx 20\%$) bleibt dieser Unterschied unberücksichtigt.

Station Centrale

z	$\varrho_z (T = -28^\circ \text{C})$	$\varrho_{\text{beob.}}$	ΔT	T
(m)	($10^6 \Omega \text{ m}$)	($10^6 \Omega \text{ m}$)	($^\circ \text{C}$)	($^\circ \text{C}$)
10	–	–	–	$-27^*)$
200	0.13	0.115	(± 0)	-28
750	0.085	0.085	± 0	-28
1200	–	≈ 0.08	–	$-28^{**})$
2100	0.06	0.03	+9	-19

Point Nord

z	$\varrho_z (T = -21^\circ \text{C})$	$\varrho_{\text{beob.}}$	ΔT	T
(m)	($10^6 \Omega \text{ m}$)	($10^6 \Omega \text{ m}$)	($^\circ \text{C}$)	($^\circ \text{C}$)
10	–	–	–	$-21^*)$
200	0.06	0.06	± 0	-20
700	0.034	0.025	+4	-16
1350	–	0.3	–	$-1^{**})$

Anmerkung: *) gemessene Temperaturen.

**) aus dem Verlauf der Widerstandskurven gefolgerte Temperaturen.

Es versteht sich, dass diese Temperatur-Abschätzungen und die Annahmen über die Temperaturverteilung im Inlandeis zum Teil fehlerhaft und in ihrer Aussage begrenzt sind, da sie ja ihrerseits auf Annahmen und indirekten Folgerungen beruhen. Dennoch lässt sich ihnen einige Bedeutung zumessen, weil sie eine erste Bestätigung liefern für die Ergebnisse, die theoretische Arbeiten über die Temperaturverteilung im Inlandeis erbracht haben.

Temperaturen im Inlandeis sind theoretisch zuerst von G. DE Q. ROBIN (1955) berechnet worden. Für ein zweidimensionales Modell einer Eiskappe, wie sie durch die Theorie von J. F. NYE (1951) beschrieben wird, fand ROBIN unter Vernachlässigung der „inneren Reibung“ ein partikuläres Integral der Wärmeleitungsgleichung:

$$(VIa) \quad k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (k = \text{Temperaturleitzahl})$$

Streng genommen gilt die Lösung von (VIa) nur für ein Gebiet um den höchsten Punkt des Inlandeises, da nur hier die „innere Reibung“ unberücksichtigt bleiben kann. Es lassen sich jedoch aus den bei ROBIN angegebenen Temperaturprofilen die folgenden allgemeinen Aussagen für Grönland machen:

- 1) Die Temperatur bleibt im oberen Teil des Profils konstant, wenn eine gewisse Akkumulationsrate ($\dot{A} \geq 15 \text{ cm H}_2\text{O/Jahr}$) erreicht wird.
- 2) Je mehr die Akkumulation zunimmt, desto tiefer erstreckt sich der Bereich konstanter Temperatur. Im Inneren Grönlands z.B. macht er bei $\dot{A} \simeq 20 \text{ cm H}_2\text{O/Jahr}$ die Hälfte, bei $\dot{A} \simeq 60 \text{ cm H}_2\text{O/Jahr}$ etwa zwei Drittel der gesamten Eismächtigkeit aus.
- 3) Die Differenz zwischen Bodentemperatur und der im „konstanten“ Bereich des Profils nimmt ab, wenn die Akkumulation zunimmt.

D. JENSSEN und U. RADOK (1963) gehen einen Schritt weiter und untersuchen den nichtstationären Fall. Sie berücksichtigen die „innere Reibung“, die Änderung der Temperaturleitzahl k mit der Dichte und die Akkumulation. Nach NYE wird angenommen, dass die „innere Reibung“ nur am Boden vorkommt; sie ist proportional der Fließgeschwindigkeit an der Oberfläche. Damit erweitert sich die Wärmeleitungsgleichung zu:

$$(VIb) \quad k(z) \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - v \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial T}{\partial t} - C = 0.$$

Die Gleichung (VIb) kann nur noch numerisch gelöst werden. Unter Berücksichtigung der von JENSSEN und RADOK angegebenen Kurven vermehren sich die für Grönland geltenden Aussagen um folgende:

- 4) Je grösser die Fließgeschwindigkeit am Boden, desto grösser wird der positive Temperaturgradient im unteren Teil des Temperaturprofils. (Am Küstenrand kann bei geringen Eisdicken allerdings ein umgekehrter Effekt eintreten).
- 5) Je grösser die Fließgeschwindigkeit an der Oberfläche, desto grösser wird der negative Temperaturgradient im oberen Teil des Profils.

Temperaturprofile nach den bei ROBIN sowie JENSSEN und RADOK angegebenen Kurven sind in Abbildung 8 für Station Centrale und Point Nord zusammengestellt. Da es sich teilweise um interpolierte Werte handelt, können im unteren Profilverteil die angegebenen Temperaturen ein wenig von den nach (VIb) berechneten abweichen.

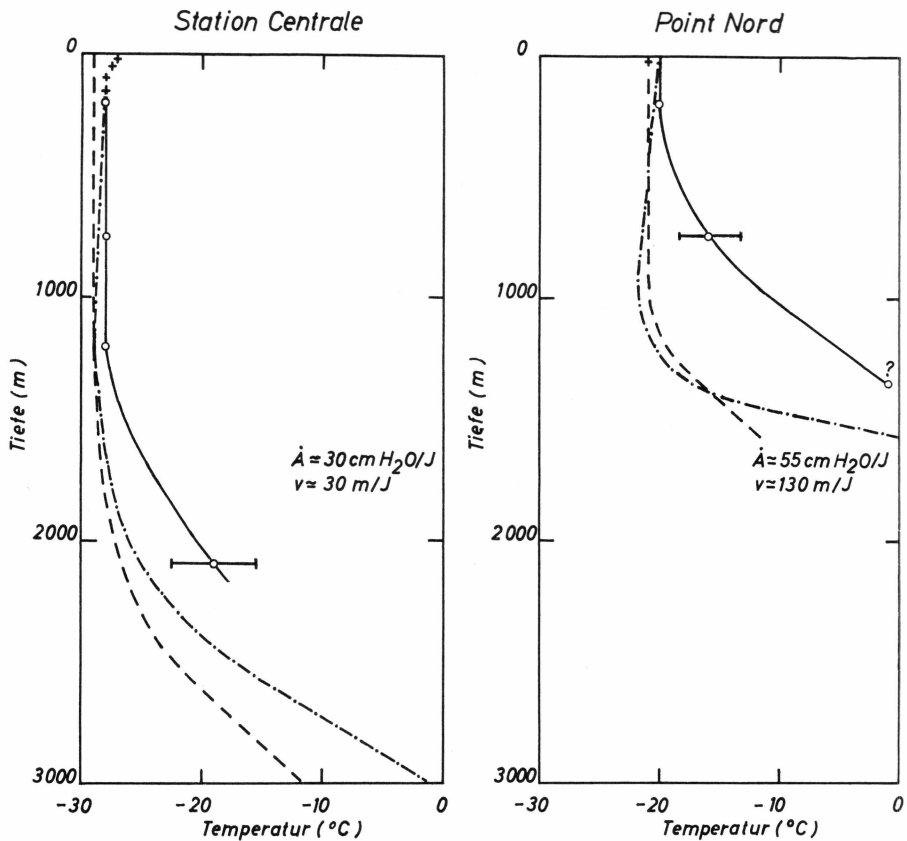


Abb. 8. Temperaturverteilung im Inlandeis bei Station Centrale und Point Nord. Die gestrichelten Kurven wurden nach der Theorie von ROBIN berechnet, während die gestrichelt-punktiert gezeichneten Kurven den bei JENSEN und RADOK angegebenen Temperaturprofilen entlehnt sind. Die aus den Widerstandsmessungen abgeleiteten Temperaturwerte (Kreise) sind durch ausgezogene Kurven verbunden. Tatsächlich gemessene Temperaturen sind durch Kreuze gekennzeichnet.

In Abbildung 8 sind neben den „theoretischen“ Temperaturen auch die aus Widerstandsmessungen abgeleiteten Werte eingetragen. Wie man sieht, sind die berechneten Temperaturen im unteren Teil der Temperaturprofile grösser als die „theoretischen“. Während in Station Centrale eine gewisse Übereinstimmung zwischen beiden vorliegt, ist die Abweichung in Point Nord auffällig. Diese Temperaturabweichungen können durch einen systematischen Fehler bedingt sein, sie können aber auch auf Reibungswärme hinweisen, die längs des ganzen Profils wirksam ist.

ZUSAMMENFASSUNG

Die elektrischen Widerstandsmessungen auf dem grönländischen Inlandeis zeigen, dass der spezifische Widerstand in grösseren Tiefen zwischen 0.085 und $0.025 \cdot 10^6 \Omega \text{ m}$ liegt; diese Widerstandswerte sind um 3–4 Zehnerpotenzen kleiner als die, welche auf temperierten Gletschern gemessen wurden. Laboruntersuchungen sowie weitere Feldmessungen ergaben, dass der spezifische Widerstand des Inlandeises vorwiegend durch den im Kornverband wirksamen Kontaktwiderstand sowie durch die Temperatur beeinflusst wird. Der Kontaktwiderstand nimmt schnell mit der Tiefe ab; Änderungen des spezifischen Widerstandes in grösseren Tiefen können daher nur durch Temperaturänderungen verursacht sein. Die durch theoretische Arbeiten vorhergesagten Temperaturen stimmen allerdings nur teilweise mit den aus den Widerstandsmessungen abgeleiteten Temperaturen überein.

LITERATURVERZEICHNIS

- BUCHHEIM, W., 1958. Die elektrischen Aufschlussverfahren. (In HAALCK, H. Lehrbuch der angewandten Geophysik. Berlin, Gebr. Borntraeger).
- CAGNIARD, L., 1959. Abaque pour sondages électriques sur glace. Annales de Géophysique, Tom. 15, nr. 4, p. 561–563.
- CGG (Companie Générale de Géophysique). 1955. Abaques de sondages électriques. Geophysical Prospecting, vol. 3, supp. 3.
- DICHTEL, W. J. and LUNDQUIST, G. A., 1951. An investigation into the physical and electrical characteristics of sea ice. SIPRE document 9503 (U.S. Army).
- FLATHE, H., 1955. A practical method of calculating geoelectrical model graphs for horizontally stratified media. Geophysical Prospecting, vol. 3, p. 268–294.
- GRÄNICHNER, H., 1958. Gitterfehlordnung und physikalische Eigenschaften hexagonaler und kubischer Eiskristalle. Zeitschrift für Kristallographie, Bd. 110, p. 432.
- HEUBERGER, J. C., 1954. Forages sur l'inlandsis. Glaciologie Groenland, vol. I, Paris, Hermann.
- HOMILIUS, J., 1961. Über die Auswertung geoelektrischer Sondierungskurven im Falle eines vielfach geschichteten Untergrundes. Zeitschrift für Geophysik, Jg. 27, nr. 6, p. 282–299.
- JACCARD, C., 1959. Etude théorique et expérimentale des propriétés électriques de la glace. Helvetia Physica Acta, vol. 32, p. 89–128.
- JENSSEN, R. and RADOK, U., 1963. Heat conduction in thinning ice sheets. Journal of Glaciology, vol. 4, nr. 34, p. 387–397.
- JOHNSTONE, J. H. L., 1911. The electrical resistance and temperature coefficient of ice. Proceedings Trans. Nova Scotian Institute, vol. 13, p. 126.
- KELLER, G. V. and FRISCHKNECHT, F. C., 1960. Electrical resistivity studies on the Athabasca Glacier, Alberta, Canada. Journal of Research of the National Bureau of Standards-D, Radio Propagation, vol. 64 D, nr. 5, p. 439–448.
- KOPP, M., 1961. Conductivité électrique de la neige, au courant continu. Rapport interne nr. 400, Eidgenössisches Institut für Schnee- und Lawinenforschung, Weissfluhjoch.
- LEFÈVRE, C. et autres, 1957. Mesures électriques et telluriques sur le Grand Glacier d'Aletsch. Annales de Géophysique, Tom. 13, nr. 1, p. 54–68.
- QUEILLE-LEFÈVRE, C. et autres, 1959. Premier essai de mesure électrique d'épaisseur d'un glacier. Annales de Géophysique, Tom. 15, nr. 4, p. 564–567.
- MEYER, A. U. and RÖTHLISBERGER, H., 1962. Electrical DC-resistivity measurements on glacier ice near Thule, Greenland. CRREL, Technical Report 87.
- NYE, J. F., 1951. The flow of glaciers and ice-sheets as a problem in plasticity. Proceedings of the Royal Society, A. vol. 207, p. 554–572.
- RAMSEIER, R. O. and PAVLAK, T. L., 1964. Unconfined creep of polar snow. Journal of Glaciology, vol. 5, nr. 39, p. 325–332.

- RENAUD, A., 1948. Contribution à l'étude du grain de glacier. UGGI, Association d'Hydrologie Scientifique, Assemblée générale d'Oslo, Tom. II, p. 213-215.
- 1951. Nouvelle contribution à l'étude du grain de glacier. UGGI, Association d'Hydrologie Scientifique, Assemblée générale de Bruxelles, Tom. I, p. 206-209.
- 1960. Internal report of the glaciological group of the EGIG. CD assembling of the EGIG, Monaco.
- ROBERTSON, E. I. and MACDONALD, W. J. P., 1962. Electrical resistivity and ground temperature at Scott Base, Antarctica. New Zealand Journal of Geology and Geophysics, vol. 5, nr. 5, p. 797-809.
- ROBIN, G. DE Q., 1955. Ice movement and temperature distribution in glaciers and ice sheets. Journal of Glaciology, vol. 2, nr. 18, p. 523-532.
- STEFANESCU, S. et autres, 1930. Sur la distribution électrique potentielle autour d'une prise de terre dans un terrain à couches horizontales, homogènes et isotropes. Journal de Physique et le Rad., vol. 7, nr. 1, p. 132-140.
- STEINEMANN, S., 1958. Experimentelle Untersuchungen zur Plastizität von Eis. Beiträge zur Geologie der Schweiz, Hydrologie nr. 10.
- VÖGTLI, K., 1957. Die Bestimmung des spezifischen Widerstandes von schlecht leitenden geologischen Körpern. Forschungs- und Versuchsanstalt PTT, Sektion Materialprüfung, Bericht nr. 14 103.
- VÖGTLI, K. and GREENHOUSE, J. P., 1962. The Devon Island Expedition. Preliminary reports of the first field season 1961. Arctic, vol. 14, nr. 4, p. 252-265.
- WYLLIE, R. J., 1951. An investigation of the electrokinetic component of the self potential curve. Petroleum Transactions, AIME, vol. 192, p. 1-18.

Tabelle 1. *Station Centrale, Messpunkt Nr. 6.*

1) *Eichung des Systems Röhrenvoltmeter – Galvanometer:*
(100 Skalenteile Vollausschlag am Galvanometer = 100 μ A).

Am Röhrenvoltmeter anliegende Spannung in mV	Ausschlag in Skalenteile am Galvanometer
± 10	6.2; – 5.7
20	12.3; – 11.6
30	18.4; – 17.3
40	24.8; – 22.7
50	30.8; – 28.6
Im Mittel: 10.0 mV = 5.95 \pm 0.01 Skalenteile	

2) *Messung des spezifischen Widerstandes:*
 $d = 1\,000\text{ m}$; $c = 250\text{ m}$

Arbeits- widerstand	Spannungen im Elektrodenkreis		Sondenpotential	Mittel
$R_e (10^6 \Omega)$	$E (V)$	$\Delta V_G (V)$	$\Delta V (\text{Skt})$	$\Delta V (\text{Skt})$
1.0	+ 1 226	+ 652	17.2; 11.5 ; 17.2; 12.5	5.25
	– 1 226	–	16.2; 12.5 ; 17.3; 13.7	4.0
	+ 1 226	–	19.1; 15.3 ; 19.5; 15.4	4.4
	– 1 226	–	20.2; 15.9 ; 18.5; 13.8	4.0
	– 1 226 (?)	– 668	17.4; 13.2 ; 18.0; 14.3	4.15
	– 1 226	–	21.5; 15.2 ; 21.1; 16.1	5.5
Mittel:	$\pm 1\,226$	± 660		4.55 \pm 0.65
2.0	+ 2 380	+ 892	23.5; 17.5 ; – ; –	6.0
	– 2 380	–	24.0; 18.0 ; 24.0; 17.2	6.2
	+ 2 380 (?)	–	22.5; 16.7 ; 23.2; 17.5	5.9
	– 2 380 (?)	–	22.8; 17.5 ; 23.2; 17.2	5.5
	+ 2 380 (?)	–	23.0; 17.2 ; 22.5; 16.7	6.05
	– 2 380	– 880	21.5; 15.2 ; 21.1; 16.1	5.5
Mittel:	$\pm 2\,380$	± 886		5.86 \pm 0.3

Anmerkung: Fettgedruckte Zahlen sind Nullpunktsbestimmungen.

Tabelle 2. *Point Nord, Messpunkt Nr. 8.*1) *Eichung des Systems Röhrenvoltmeter – Galvanometer:*(100 Skalenteile Vollausschlag am Galvanometer = $100 \mu A$)

Am Röhrenvoltmeter anliegende Spannung in mV	Ausschlag in Skalenteile am Galvanometer
± 10	5.9; – 5.0
20	11.1; – 9.6
30	16.5; – 14.2
40	19.1; – 21.8
50	26.9; – 23.8
60	32.0; – 28.7
70	37.0; – 33.5
80	42.1; – 38.4

Im Mittel: $10.0 \text{ mV} = 5.13 \pm 0.14$ Skalenteile2) *Messung des spezifischen Widerstandes:* $d = 1\,000 \text{ m}$; $c = 300 \text{ m}$ $R_e = 0.525 \cdot 10^6 \Omega$

Mess- reihe	Spannungen im Elektrodenkreis		Sondenpotential	Mittel
	$E \text{ (V)}$	$\Delta V_G \text{ (V)}$	$\Delta V \text{ (Skt)}$	$\Delta V \text{ (Skt)}$
1	+ 2 444	+ 1 880	22.0; 19.1 16.0; 13.8 19.2; 15.7	2.9 ± 0.5
2	– 2 444	– 2 170	10.6 ; 12.4 9.6 ; 10.9 9.3 ; 10.7	1.5 ± 0.2
3	+ 2 462	+ 2 010	5.8; 4.2 8.0; 6.4 21.4; 17.6	2.3 ± 1.2
4	– 2 442	– 2 210	12.4 ; 13.9 10.0 ; 11.5 14.9 ; 16.1	1.4 ± 0.2

Anmerkung: Fettgedruckte Zahlen sind Nullpunktsbestimmungen; die Ablesungen bilden jedoch keine zusammenhängende Messreihe.

3) *Abgeleitete Größen der einzelnen Messreihen:*

Messreihe	$\Delta V \text{ (mV)}$	$I \text{ (} 10^{-4} \text{ A)}$	$\frac{\Delta V}{I} \text{ (}\Omega\text{)}$	$R_G \text{ (} 10^6 \Omega\text{)}$
1	5.65	10.7	5.3	1.75
2	2.9	5.2	5.6	4.2
3	4.5	8.6	5.25	2.35
4	2.75	4.4	6.3	5.0
Mittel:	3.95	7.25	5.6	–

Tabelle 3. *Station Centrale.*

Gemessene Werte											Berechnete Werte							
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)	(18)	(19)
—	(m)	(m)	(V)	(V)	(V)	(10 ⁶ Ω)	(%)	(mV)	(mV)	(mV)	(10 ² m)	(10 ⁻⁴ A)	(%)	(10 ⁶ Ω)	(10 ⁶ Ωm)	(%)	—	—
1	160	20	312.5	300.2	0.2	0.051	5	71.5	1.3	188	3.17	2.40	7	1.25	0.59	8	ja	ja
3	247	50	299	294.7	1.0	0.051	5	19.9	1.8	—	2.92	0.83	32	3.5	0.44	33	nein	ja
4	400	160	299.7	295.7	1.7	0.051	5	12.0	0.7	—	2.08	0.78	?	3.8	0.2	> 30	nein	ja
5	600	160	300	295	1.0	0.051	5	2.79	0.3	—	5.15	0.98	23	3.0	0.092	26	nein	ja
5	600	160	1225	849.5	26	1.0	5	11.0	0.4	—	5.15	3.76	9	2.3	0.094	9	nein	ja
6	1002	247	1226	660	8	1.0	5	7.65	1.1	—	9.51	5.66	5	1.2	0.084	15	ja	ja
6	1002	247	2380	886	6	2.0	7	9.88	0.5	—	9.51	7.47	7	1.2	0.082	9	ja	ja
7	1300	247	3382	897	43	3.0	7	6.35	0.3	—	16.49	8.29	11	1.1	0.080	12.5	ja	ja
8	1617	400	4682	900	?	4.0	7	7.0	1.0	—	15.37	9.53	10	1.0	0.071	< 20	ja	?

Erklärung der Tabellenspalten:

- (1) Nummer des Messpunktes

(2) Elektrodendistanz d

(3) Sondendistanz c

(4) Klemmenspannung E

(5) Spannungsabfall ΔV_G

(6) absol. Fehler des Spannungsabfalles ΔV_G

(7) Arbeitswiderstand R_e

(8) relativer Fehler des Arbeitswiderstandes R_e
- (9) Spannungsabfall ΔV

(10) absol. Fehler des Spannungsabfalles ΔV

(11) Kontaktpotential an den Sonden

(12) geometrischer Faktor $\frac{d^2 - c^2}{4c}$

(13) Stromstärke $I = \frac{E - \Delta V_G}{R_e}$
- (14) relativer Fehler der Stromstärke I

(15) Übergangswiderstand $R_G = \frac{\Delta V_G}{I}$

(16) scheinbarer spezifischer Widerstand

(17) relativer Fehler des scheinbaren spezifischen Widerstandes

(18) Elektroden in Graphit gebettet:

(19) Sonden in Graphit gebettet:

Tabelle 4. *Point Nord.*

Gemessene Werte											Berechnete Werte					
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)
—	(m)	(m)	(V)	(V)	(V)	(10 ⁶ Ω)	(%)	(m V)	(m V)	(m V)	(10 ² m)	(10 ⁻⁴ A)	(%)	(10 ⁶ Ω)	(10 ⁶ Ω m)	%
1	99.7	25.0	121.2	121	—	0	—	46.1	6.0	24	0.931	0.575	?	(2.1)	0.47	?
2	200.5	25.0	310.5	302.1	3	0.051	5	25.2	6.4	21	3.95	1.65	< 5	1.8	0.38	< 10
4	399.6	50.2	1196	750	91	1.0	5	8.42	1.6	158	7.83	4.46	< 10	1.7	0.092	< 15
4	399.6	99.7	1249	992.5	51	0.5	7	20.6	3.0	17	3.75	5.13	< 10	1.9	0.095	< 15
6	600.4	99.7	1249	972	59	0.5	7	3.13	1.0	—	8.79	5.45	< 15	1.8	0.032	< 20
8	999.5	300.2	2448	2068	152	0.525	7	3.95	1.0	81	7.57	7.25	< 10	2.9	0.027	< 15
10	1598	399.6	2390	1680	?	1.0	5	3.10	0.5	—	14.98	7.1	< 15	2.4	0.041	< 20

Erklärung der Tabellenspalten:

- (1) Nummer des Messpunktes

(2) Elektrodendistanz d

(3) Sondendistanz c

(4) Klemmenspannung E

(5) Spannungsabfall ΔV_G

(6) absol. Fehler des Spannungsabfalles ΔV_G

(7) Arbeitswiderstand R_e

(8) relativer Fehler des Arbeitswiderstandes R_e

(9) Spannungsabfall ΔV

(10) absol. Fehler des Spannungsabfalles ΔV

(11) Kontaktpotential an den Sonden

(12) geometrischer Faktor $\frac{d^2 - c^2}{4c}$

(13) Stromstärke $I = \frac{E - \Delta V_G}{R_e}$

(14) relativer Fehler der Stromstärke I

(15) Übergangswiderstand $R_G = \frac{\Delta V_G}{I}$

(16) scheinbarer spezifischer Widerstand

(17) relativer Fehler des scheinbaren spezifischen Widerstandes

Anmerkung: Aus Versehen wurde bei Messpunkt Nr. 1 kein Arbeitswiderstand R_e verwandt; die Berechnung der mittleren Stromstärke I erfolgte unter Annahme eines mittleren Übergangswiderstandes $R_G = 2.1 \cdot 10^6 \Omega$.

Færdig fra trykkeriet den 31. december 1965.