

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von *B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart
K. Jung, Kiel — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 29

1963

Heft 1



P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G

Postverlagsort Würzburg

INHALTSVERZEICHNIS

SCHULT, A.: Über die Magnetisierung der Basaltvorkommen in der Umgebung von Göttingen	1
SOFFEL, H.: Untersuchungen an einigen ferrimagnetischen Oxyd- und Sulfid-Mineralien mit der Methode der Bitterschen Streifen	21
LANGE-HESE, G.: Jahreszeitliche Einflüsse auf die Rückstrahlung ultrakurzer Wellen an Polarlichtern in Mitteleuropa	35
ERTEL, H.: Polygonale Koordination von Seezufuß und Wasserstand	45

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 48,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

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

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

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

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

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

Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk. Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

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

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildegund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Göblier, Buchhändler, und Gertrud Liebing, beide Würzburg.

Druckerei: R. Oldenbourg-Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1963

Über die Magnetisierung der Basaltvorkommen in der Umgebung von Göttingen

Von AXEL SCHULT, Göttingen¹⁾

Eingegangen am 9. Oktober 1962

Zusammenfassung: Die Arbeit gibt einen Überblick über Richtung und Stabilität der remanenten Magnetisierung aller Basaltvorkommen der Umgebung von Göttingen. Es handelt sich um einzelne isolierte Ergüsse (Feldspatbasalte und Olivin-Andesin-Basalte) des obersten Miozän. Von 15 Vorkommen konnte die remanente Magnetisierung direkt bestimmt werden. Viskoser Anteil der Remanenz wurde durch Wechselfeldabmagnetisierung beseitigt. Von 6 weiteren Basaltergüssen wurde das magnetische Eigenfeld vermessen. Die Auswertung der Messungen ergab, daß von den insgesamt 26 Vorkommen des Göttinger Bereichs 18 eine dem heutigen Erdfeld nahezu antiparallele, die übrigen parallele Remanenz besitzen. Zum Vergleich wurden einige Basalte des Habichtswaldes bei Kassel in gleicher Weise untersucht. Die Lage des errechneten geomagnetischen Pols zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen anderer Autoren.

Summary: A survey of direction and stability of the remanent magnetization is given for all basaltic lavas in the region around Goettingen. These lavas are isolated effusions (feldspar basalts and olivine-andesine-basalts) and belong to the uppermost Miocene. It was possible to measure the remanent magnetization of 15 lava flows directly from rock samples, whereas the directions of magnetization of 6 additional flows were inferred from field-measurements of the magnetic anomalies. The viscous part of remanent magnetization of the rock samples was eliminated by treatment with alternating magnetic fields. Out of the 26 basaltic flows in the region of Goettingen (a few flows already investigated by other authors are included) 18 show a direction of remanent magnetization, which is nearly opposite to the present direction of the earth's magnetic field. The rest is nearly parallel. The position of the geomagnetic poles, inferred from these results, agrees well with the positions found by other authors for the Miocene. For comparison some basaltic lavas of the Habichtswald near Kassel were also examined.

I. Geologische Übersicht

Die Basaltvorkommen der Umgebung von Göttingen liegen westlich des Leinetalgrabens und stellen die nordöstlichen Ausläufer von zahlreichen Basaltergüssen in der hessischen Senke dar (Abb. 1). Das Aufdringen der Basaltschmelzen erfolgte im Obermiozän oder an der Miozän-Pliozän-Grenze (MURAWSKI). Die Dauer der vulkanischen Tätigkeit ist ungewiß. Im Höchsthalle reichte sie vom Beginn des Ober-

¹⁾ Dipl.-Phys. AXEL SCHULT, Geophysikalisches Institut der Universität Göttingen, Herzberger Landstraße 180.

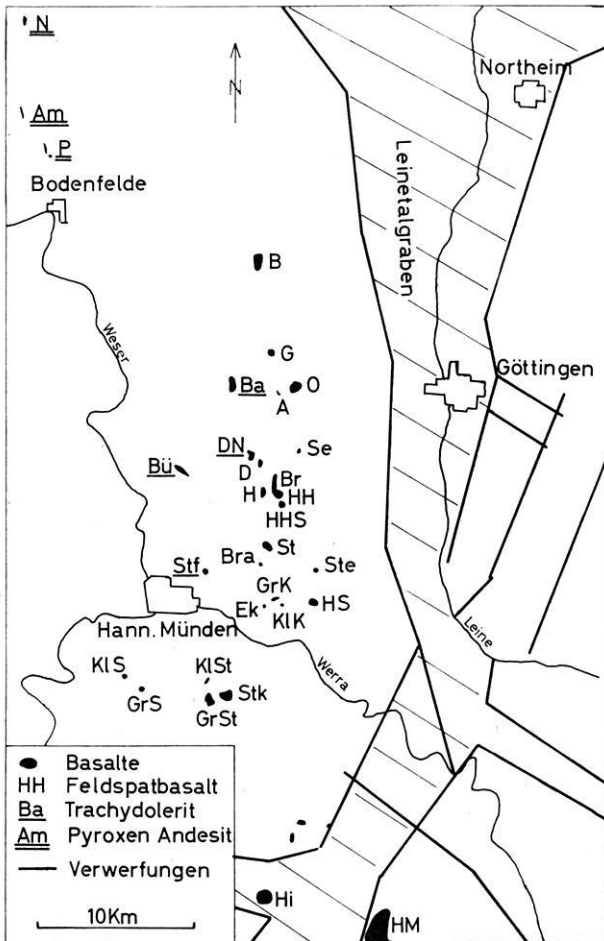


Abb. 1: Übersichtskarte der Basaltvorkommen des Göttinger Bereiches. A = Lagergang des Auschnippetales, Am = Amelith, B = Bramburg, Ba = Backenberg, Br = Brunsberg, Bra = Brackenberg, Bü = Bühren, D = Dransberg, DN = Dransberg Nord, Ek = Eichenkopf, G = Grefenburg, GrK = Großer Kopf, GrS = Großer Staufenberg, GrSt = Großer Steinberg, H = Hengelsberg, HH = Hoher Hagen, HHS = Hoher Hagen Süd, Hi = Hirschberg, HM = Hoher Meißner, HS = Hohe Schleife, KIK = Kleiner Kopf, KIS = Kleiner Staufenberg, KISt = Kleiner Steinberg, N = Neuhaus, O = Ossenberg, P = Polier, Se = Sesebühl, St = Steinberg bei Meensen, Ste = Steinberg bei Barlissen, Stf = Staufenberg, Stk = Steinbergkopf.

miozäns bis an das mittlere Pliozän. Es ist anzunehmen, daß jedes Basaltvorkommen am Leinetalgraben in einem Erguß gefördert worden ist (WEDEPOHL 1961). Tektonische Bewegungen haben in späterer Zeit nicht oder nur in sehr geringem Maße stattgefunden.

Nördlich der Werra findet man zwei Basaltarten, olivinführende Feldspatbasalte, die in regionaler Hinsicht innerhalb des basaltführenden Streifens einem östlichen Bereich entsprechen, und Trachydolerite (= Olivin-Andesin-Basalte), die einem westlichen Bereich entsprechen (Abb. 1). Bei den Basalten südlich der Werra handelt es sich um Dolerite (= grobkörnige Feldspatbasalte) (BENDER). Die Basalte nördlich von Bodenfelde sind Pyroxen Andesite (WEDEPOHL 1961). In petrographischer Hinsicht sind sie vielen Basalten des Reinhardswaldes ähnlich.

WEDEPOHL (1950, 1954), der eingehend petrographisch und chemisch den olivinführenden Feldspatbasalt des Hohen Hagen und den trachydoleritischen Basalt des Backenberges untersucht hat, sieht in den beiden Basaltarten verschiedene Differentiationsstufen eines Magmas. Wahrscheinlich ist der Trachydolerit das jüngere Gestein. Mit Sicherheit trifft das für die Basaltgesteine des Habichtswaldes westlich von Kassel zu. Aus der Lage der Basalergüsse zueinander lassen sich die verschiedenen Basaltarten stratigraphisch einwandfrei einordnen. Der Erzgehalt liegt bei den verschiedenen Basalten zwischen 2 und 10%. Der Hauptanteil des Erzes ist Titanomagnetit (BEWERSDORFF).

II. Gesteinsmagnetische Untersuchungen

Soweit es Aufschlüsse zuließen, wurden von jedem Vorkommen, abgesehen von 5 bereits untersuchten, etwa 11 orientierte Gesteinsproben entnommen, insgesamt 164 Proben. Um für einen Berg einen repräsentativen Querschnitt zu erhalten, wurden die Orte der Entnahme nach Möglichkeit über das gesamte Vorkommen verteilt. Aus jedem Handstück wurden ein bis zwei Würfel mit einer Kantenlänge von etwa 3 cm parallel zu den magnetischen Koordinatenebenen gesägt. Magnetisierung und Suszeptibilität dieser Basaltproben wurden mit einem astatischen Magnetometer nach HELLBARDT gemessen (Genauigkeit 5%).

In Tabelle 1 und Abb. 2 sind die Ergebnisse der Messung der natürlichen Remanenz zusammengestellt:

Bezeichnungen:

N = Zahl der Proben je Vorkommen.

\overline{I}_{nr} = Mittelwert des Betrages der natürlichen Remanenz.

D = Deklination (Winkel gegen geographisch Nord über Ost) der Remanenz.

i = Inklination der Remanenz gegen die Horizontalebene, positiv nach unten, negativ nach oben. i und D geben die Richtung der Resultante R an, die sich aus der vektoriellen Zusammensetzung der normierten Einzelwerte ergibt; dabei ist die Normierung so gewählt, daß die Resultante für jede Probe den Betrag 1 hat.

ϑ_F = Radius des Fehlerkreises auf der Einheitskugel, berechnet nach FISHER. Die wahre Richtung liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% innerhalb eines Kegels mit dem halben Öffnungswinkel ϑ_F .

\bar{k} = Mittelwert der Suszeptibilität gemessen bei 0,186 Oe (Horizontalkomponente des Erdfeldes).

Q = Mittelwert des KÖNIGSBERGERSCHEN Faktors. $Q = I_{nr}/I_{iF}$ (I_{iF} = vom Erdfeld induzierte Magnetisierung).

Tabelle 1

Vorkommen	N	D Grad	i Grad	ϑ_F Grad	$\overline{I_{nr}}$ γ	\overline{k} 10^{-4}	\overline{Q}
Bramburg	13	159	-24	26,6	160	21	1,6
Grefenburg	12	239	-66	15,3	130	18	1,5
Auschnippe	10	207	-46,5	2,0	310	7	9,8
Dransberg	13	143	-8	20,3	15	6	0,6
Brunsborg	10	17	+50	7,8	140	17	1,7
Hengelsberg	9	25	+60	7,0	240	12	4,4
Steinberg/Meensen	11	180	-66	6,2	160	8	3,9
Brackenberg	12	265	-82	20,6	220	10	4,5
Hohe Schleife	10	237	-65	24,3	100	14	1,5
Eichenkopf	8	218	-51	4,2	130	8	3,4
Kleiner Staufenberg	12	223	-59	10,6	190	6	6,4
Großer Staufenberg	11	224	-62	14,1	90	8	2,4
Kleiner Steinberg	8	38	-35	45,0	110	8	3,1
Großer Steinberg	9	135	-70	4,1	130	5	5,9
Steinbergkopf	15	96	-76	5,9	90	15	1,3
Backenberg ¹⁾	202	240	-42	8,0	96	13	2,5
Bühren ²⁾	12	343	+68	4,6	64	4	3,4
Hoher Hagen ²⁾	167	18	+56,8	1,2	225	13	3,3
Hoher Hagen Süd ³⁾	32	32	+52	6,0	250	22	2,4
Steinberg/Barlissen ³⁾	70	220	-73	25	230	10	4,7

1) MEITZNER, 2) FROMM, 3) SCHMUCKER.

Die magnetische Feldstärke ist in Oe, die Magnetisierung in Gauß angegeben; 10^{-5} Oe = 1 γ , 10^{-5} Gauß = 1 γ .

Die Richtung von I_{nr} ist bei 5 der hier angeführten Vorkommen zum heutigen Erdfeld angenähert parallel (kurz im folgenden mit „positive Remanenz“ bezeichnet). Bei den 15 übrigen Vorkommen ist die Richtung von I_{nr} zum heutigen Erdfeld etwa antiparallel oder auch angenähert rechtwinklig (die Inklination ist bei allen negativ, deshalb kurz mit „negative Remanenz“ bezeichnet). Der Fehlerwinkel ϑ_F schwankt zwischen $1,2^\circ$ und 45° . Bei 9 Vorkommen ist ϑ_F größer als 10° .

Will man aus diesen Messungen Schlüsse auf die Richtung des erdmagnetischen Feldes in geologischer Vergangenheit ziehen, so muß man folgendes bedenken: 1. Ein Vorkommen kann durch spätere Tektonik verlagert worden sein, oder es können unterhalb des Curie-Punktes Fließbewegungen stattgefunden haben. Beides erscheint

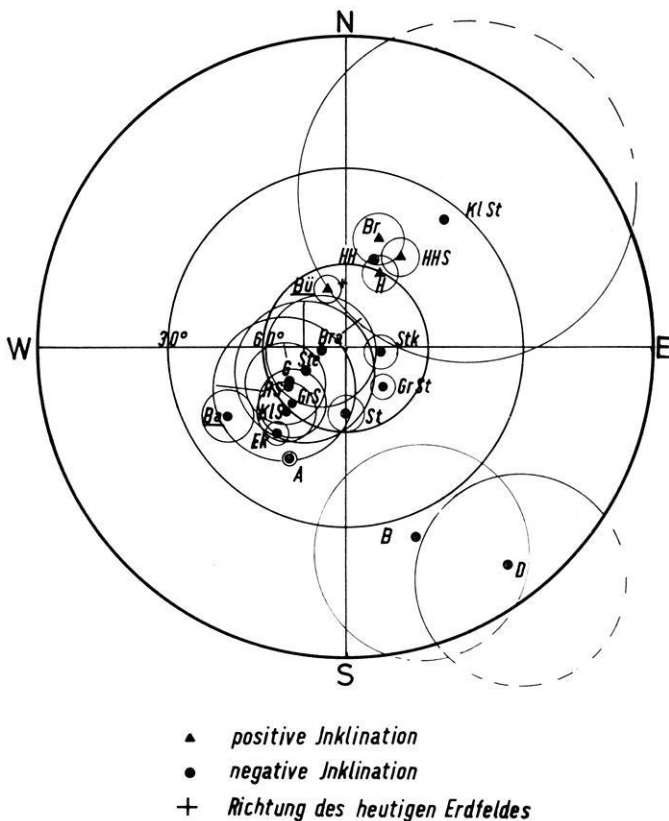


Abb. 2: Richtung der natürlichen Remanenz von Basaltvorkommen der westlichen Umgebung von Göttingen, dargestellt in stereographischer Kugelprojektion; die wahre Richtung von I_r liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% innerhalb der angegebenen Kreise. Schlüssel siehe Abb. 1.

in den vorliegenden Fällen ausgeschlossen. 2. Es kann eine Selbstumkehr der Thermo-remanz während der Abkühlung oder der anschließenden Verwitterung stattgefunden haben. Diese Frage soll hier nicht diskutiert werden. Es sei aber darauf hingewiesen, daß eine Selbstumkehr bei den Göttinger Basalten im Laboratorium bisher nicht beobachtet werden konnte (BEWERSDORFF, SCHMUCKER). 3. Die Einwirkung des Erdfeldes über lange Zeit kann eine viskose Remanenz I_v erzeugt haben. Nach Untersuchungen von SHIMIZU ist

$$I_v = \text{const} + S \cdot \log t,$$

wobei t die Zeit ist, während der sich die Probe im magnetischen Feld befindet. S ist der Viskositäts-Koeffizient, er ist proportional zur Stärke des Feldes. Bei einem schwachen Feld, wie dem Erdfeld, wird nach wenigen Minuten $S \cdot \log t > \text{const}$.

Wenn überhaupt viskose Remanenz in einem erheblichen Maße entsteht, dann ist sie wegen der $\log t$ -Abhängigkeit auch in verhältnismäßig kurzer Zeit bemerkbar. Die natürliche Remanenz würde allen Richtungsänderungen des Erdfeldes dauernd nachlaufen.

In unserem Fall ließen die teilweise großen Fehlerwinkel vermuten, daß einige Proben viskose Remanenz angenommen hatten. Deshalb wurde an sämtlichen Proben die Stabilität der natürlichen Remanenz im Wechselfeld untersucht. Durch partielle Wechselfeldabmagnetisierungen kann man viskose Remanenz beseitigen, da sie weniger stabil gegen Wechselfelder ist als Thermoremanenz. Zugleich prüft man auch die Stabilität der Thermoremanenz selbst. Das Wechselfeld (50 Hz) wurde in einer gestreckten Spule erzeugt, die sich im feldfreien Raum befand. Der Strom wurde langsam über einen Widerstand von Null auf den gewünschten Wert und wieder auf Null zurück geregelt. Dieses Verfahren wurde an jeder Probe dreimal wiederholt, wobei jedesmal eine andere Komponente der drei zueinander rechtwinkligen Komponenten parallel zur Spulenchse war. Dieses Drehen der Probe ist notwendig, da sich der Betrag derjenigen Komponente am stärksten ändert, die sich parallel zum Wechselfeld befindet. Es ist gleichgültig für die Gesamtänderung einer Komponente, ob sie erst vertikal zum Wechselfeld ist und dann parallel dazu oder umgekehrt. Die Hauptschwierigkeit besteht darin, das Wechselfeld möglichst gleichmäßig abklingen zu lassen. Bei Wechselfeldern, deren Scheitelwert 200 Oe übersteigt, verursachen ruckartige Änderungen des Feldes starke Auf- oder Abmagnetisierungen, die die vorhandene Remanenz um ein vielfaches übertreffen.

Abb. 3 zeigt den Betrag der Remanenz in Abhängigkeit vom maximalen Scheitelwert des Wechselfeldes für einzelne Proben, die Schritt für Schritt mit immer stärkeren

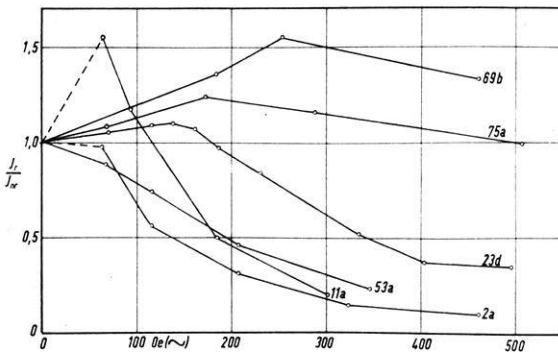


Abb. 3: Wechselfeldabmagnetisierung.

Wechselfeldern behandelt wurden. Als Ordinate ist die relative Intensität I_r/I_{nr} gewählt, wo I_{nr} die Ausgangsremanenz darstellt, und I_r die Remanenz nach dem jeweiligen Abmagnetisierungsschritt.

Probe 53a ist positiv magnetisiert, alle anderen Proben sind negativ magnetisiert. Es ist bemerkenswert, daß der Betrag der Remanenz bei negativer Magnetisierung und kleinen Wechselfeldern zunächst ansteigt. Deutung: Der Betrag der natürlichen Remanenz ist kleiner als der feste Anteil der Remanenz, da letzterer durch viskose Remanenz, die ihm entgegengerichtet ist, überlagert wird. Durch Wechselfeldabmagnetisierung wird zunächst die viskose Remanenz zerstört. Abb. 4 zeigt Beispiele

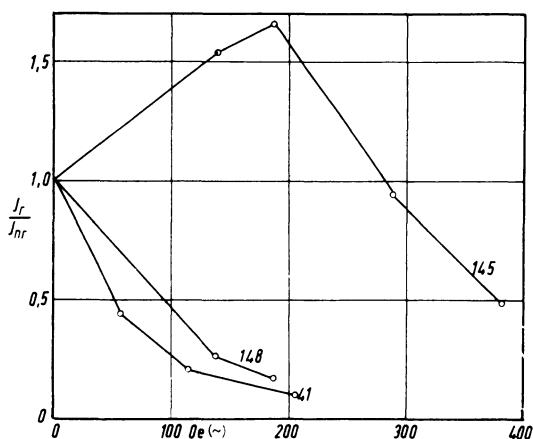


Abb. 4: Wechselfeldabmagnetisierung von instabiler Remanenz.

für instabile Remanenz. Solche wurde bei allen Proben des Kleinen Steinberges und an einzelnen Proben von fast allen Vorkommen gefunden. Im allgemeinen zeigte aber die Remanenz der Proben eines und desselben Vorkommens ähnliches Verhalten gegenüber Wechselfeldern.

Die Änderung der Richtung der Remanenz der einzelnen Proben durch die Wechselfeldabmagnetisierung ist an einigen Beispielen in Abb. 5 dargestellt. Der Scheitelwert des Wechselfeldes, mit dem im einzelnen abmagnetisiert wurde, ist angegeben. Dieser wurde so gewählt, daß das Maximum des Betrages der Remanenz überschritten war (Abb. 3 und 4). Weiteres Abmagnetisieren zeigte, daß sich dann in der Richtung nichts mehr änderte. Auffallend ist das deutliche Zusammenrücken der Einzelwerte für ein und dasselbe Vorkommen, besonders bei negativer Remanenz. Dadurch werden die Fehlerkreise kleiner (Abb. 6a und b).

Für viele Vorkommen liegen die heutige Erdfeldrichtung sowie die mittlere Magnetisierungsrichtung vor und nach der Wechselfeldbehandlung jeweils ungefähr auf einem Großkreis (Abb. 6a und b). Deutung: Die derzeitige viskose Magnetisierung ist dem heutigen Erdfeld tatsächlich etwa parallel gewesen. In einigen Fällen ist eine geringfügige Verschiebung der mittleren Richtung festzustellen, die nicht auf dem entsprechenden Großkreis verläuft, oder es findet auch keine Änderung der Richtung statt (Abb. 6b). Deutung: Die Richtungsänderung wird durch Ausreißer (Kleiner

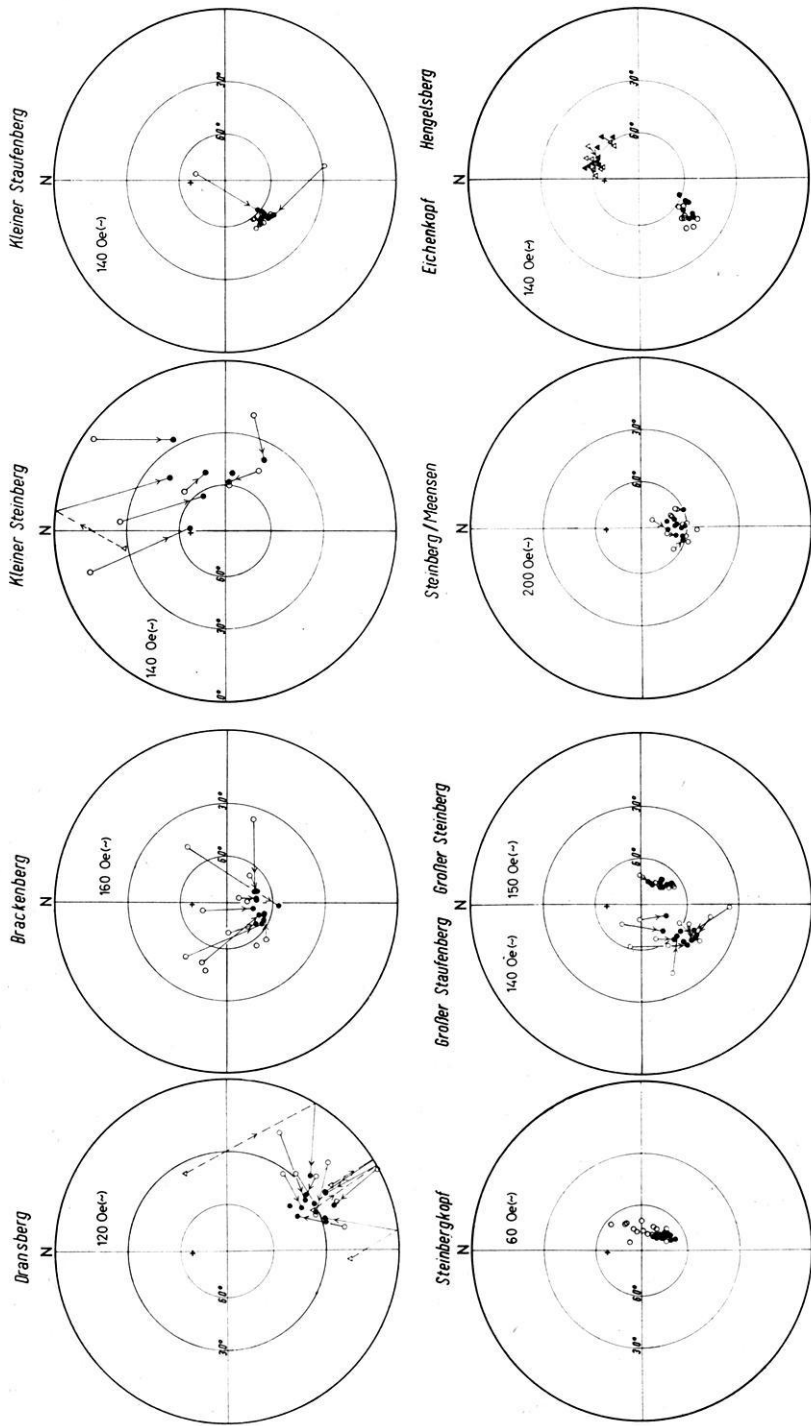


Abb. 5: Änderung der Richtung der Remanenz durch Wechselfeldabmagnetisierung. \triangle positive Inklination, \circ negative Inklination vor Wechselfeldabmagnetisierung, \blacktriangle positive Inklination, \bullet negative Inklination nach Wechselfeldabmagnetisierung, + Richtung des heutigen Erdfeldes.

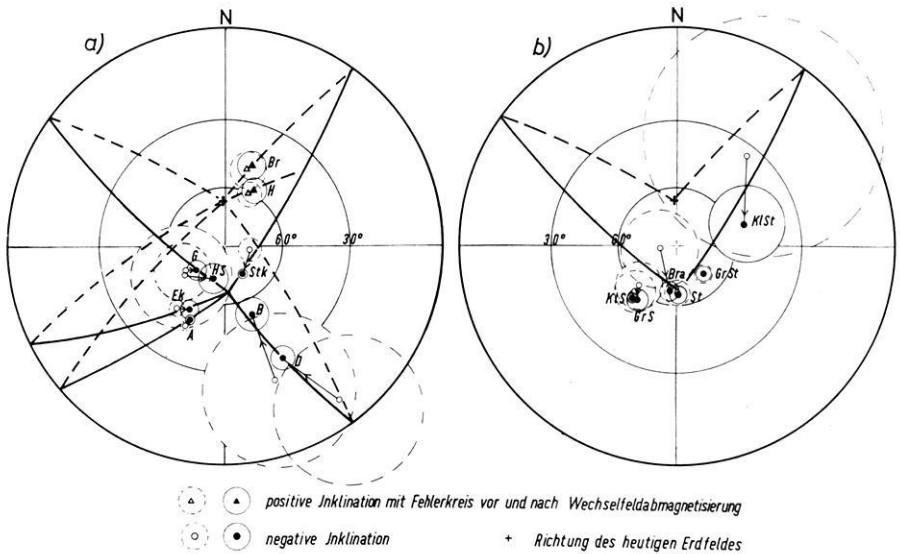


Abb. 6: Verschiebung der mittleren Richtung der Remanenz auf Großkreisen bei Wechselfeldabmagnetisierung. Schlüssel siehe Abb. 1.

Staufenberg = K1S) hervorgerufen und ist zufällig. Die Richtung der natürlichen Remanenz ist genau dem Erdfeld entgegengesetzt (Steinberg bei Meensen = St). Das Gestein hat keine merkliche viskose Remanenz angenommen (Großer Steinberg = GrSt). Die große Streuung in der Richtung der natürlichen Remanenz ist zum Teil darauf zurückzuführen, daß die Proben einige Monate unorientiert im Erdfeld gelegen haben (s. u.). Offenbar neigen alle untersuchten Basalte, bis auf den des Großen Steinberges, dazu, viskose Remanenz in zum Teil erheblichem Maße anzunehmen. Bemerkenswert ist auch, daß eine geringe Streuung in der Richtung der natürlichen Remanenz kein sicheres Zeichen für das Fehlen von viskoser Remanenz ist.

Um die Reproduzierbarkeit der Richtung des festen Anteils der Remanenz zu prüfen, wurden einige Proben ausgesucht, die offenbar besonders viel viskose Remanenz angenommen hatten. Nach vorhergehender Wechselfeldabmagnetisierung wurde alsbald die Richtung der Remanenz gemessen. Dann wurden die Proben ebenso orientiert, wie sie sich ursprünglich im Anstehenden befunden hatten, im Erdfeld gelagert. Nach drei Monaten war die Richtungsänderung der Remanenz zum Teil erheblich (Abb. 7). Dennoch stellte sich nach erneuter Wechselfeldabmagnetisierung wieder die Ausgangsrichtung (nach der ersten Abmagnetisierung) der Remanenz ein. Dieser Versuch zeigt, daß die Richtung des festen Anteils der Remanenz auch nach zeitweiser Überlagerung mit viskoser Remanenz erhalten bleibt.

Die nach Wechselfeldabmagnetisierung gewonnenenen Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengefaßt und graphisch dargestellt in Abb. 8.

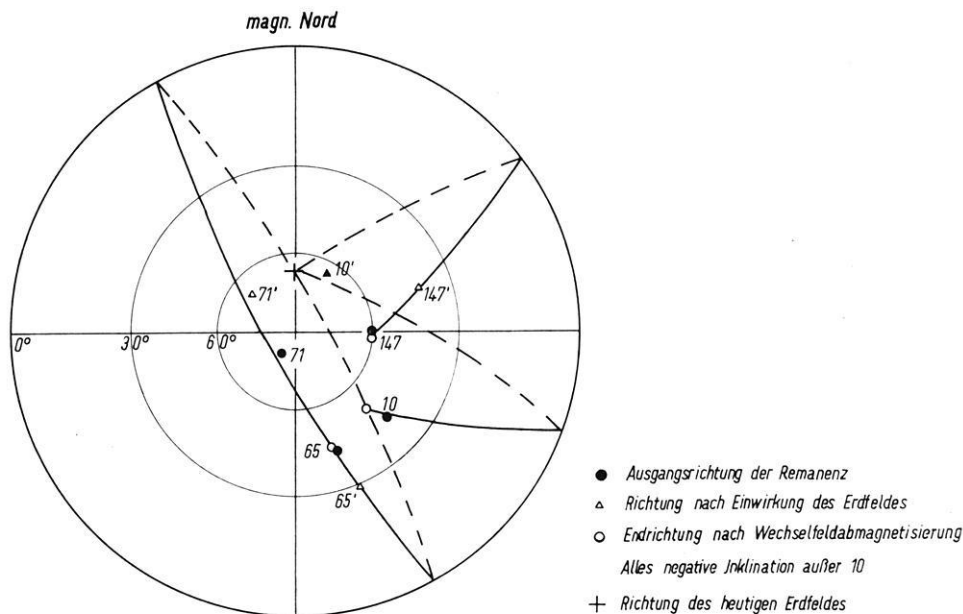


Abb. 7: Reproduzierbarkeit der Richtung des festen Anteils der Remanenz.

Tabelle 2

Vorkommen	n	H_w Oe	D Grad	i Grad	ϑ_F Grad	\bar{I}_r γ	\bar{I}_r/\bar{I}_{nr}
Bramburg	13	100	158	-52,5	8,0	130	0,83
Grefenburg	12	80	230	-70,6	4,3	130	0,98
Auschnippe	10	170	206	-49,2	2,0	260	0,84
Dransberg	13	120	152	-30,1	4,7	16	1,07
Brunsborg	10	170	19	+47,2	6,5	60	0,46
Hengelsberg	9	140	28	+57,9	5,8	170	0,69
Steinberg/Meensen	11	200	179	-64,9	3,8	110	0,68
Brackenberg	12	160	190	-66,6	4,6	140	0,61
Hohe Schleife	10	210	198	-72,5	7,9	110	1,14
Eichenkopf	8	140	210	-53,3	3,9	130	1,03
Großer Staufenberg	11	140	216	-56,2	4,9	50	0,57
Kleiner Steinberg	8	140	72	-54,2	17,8	50	0,42
Großer Steinberg	9	150	136	-70,2	3,3	70	0,59
Steinbergkopf	15	60	147	-72,7	1,9	100	1,03
Hoher Hagen	4	140	25	+55,1	6,2	130	0,56

\bar{I}_r = Mittelwert des Betrages der Remanenz nach Wechselfeldabmagnetisierung.

H_w = Maximaler Scheitelwert des Wechselfeldes in Oe.

D , i und ϑ_F nach Wechselfeldabmagnetisierung.

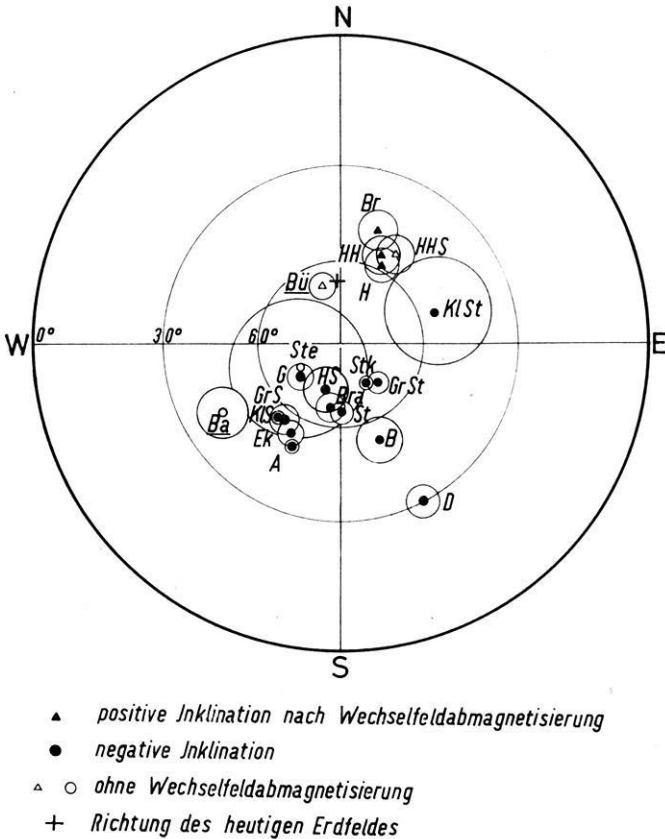


Abb. 8: Richtung von I_r bzw. I_{nr} von Basaltvorkommen der westlichen Umgebung von Göttingen, dargestellt in stereographischer Kugelprojektion; die wahre Richtung liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% innerhalb der angegebenen Kreise. Schlüssel siehe Abb. 1.

Nach der Wechselfeldabmagnetisierung variiert der Fehlerwinkel ϑ_F zwischen 2° und 8° , wenn man vom Fall des Kleinen Steinberges (mit 18°) absieht. Der Mittelwert des Betrages der Remanenz nimmt in einigen Fällen durch die Wechselfeldabmagnetisierung zu.

Es lassen sich einige Folgerungen aus den Untersuchungsergebnissen ziehen: 1. Im allgemeinen ist es nicht statthaft, aus der Richtung der natürlichen Remanenz genauere Rückschlüsse auf die Richtung der Thermoremanenz zu machen. 2. Basaltproben müssen während der Lagerungszeit, die bis zur Messung vergeht, so im Erdfeld orientiert sein, wie sie es im Anstehenden waren, falls sich ihre natürliche Remanenz nicht ändern soll. Bei unorientierter Lagerung der Proben wird man mindestens mit größeren Streuungen zu rechnen haben. Bei einer systematischen Fehlorientierung

erhält man möglicherweise einen verfälschten Mittelwert. Abmagnetisierte Proben bewahrt man am besten im feldfreien Raum auf, falls man noch weitere Messungen an ihnen vornehmen will.

III. Vorzugsrichtung der Remanenz

Im folgenden soll eine Zusammenstellung der Vorzugsrichtung der Remanenz (positiv oder negativ) aller Basaltvorkommen der Göttinger Umgebung und der angrenzenden Gebiete gegeben werden. Von einigen Basalten konnten wegen fehlender Aufschlüsse keine orientierten Proben entnommen werden. Um auch bei diesen Vorkommen etwas über die Vorzugsrichtung der Remanenz zu erfahren, wurde die Vertikalkomponente des magnetischen Eigenfeldes auf einigen Profilen mit einem temperaturkompensierten Torsionsmagnetometer „Gfz“ (Askaniawerke, Berlin) vermessen.

Das Ergebnis ist folgendes: Ossenberg und Sesebühl sind negativ magnetisiert. Der nordwestlich vom eigentlichen Dransberg liegende Flankenkörper Dransberg Nord ist positiv magnetisiert. Positive Magnetisierung zeigen ferner der Große Kopf, der Kleine Kopf und der Staufenberg.

Die Basaltvorkommen nördlich von Bodenfelde hat HEDEMANN magnetisch kartiert und dabei die magnetische Vertikalkomponente gemessen. Positive Magnetisierung haben zwei Vorkommen bei Polier (Hasenbeutel und Ahneberg) und das Vorkommen von Amelith. Bei dem Basaltvorkommen von Neuhaus ist kein magnetisches Eigenfeld festzustellen (Abb. 1). PLEIN hat das Eigenfeld des Hirschberges südlich von Großalmerode genauer vermessen. Er zeigt positive Magnetisierung. KUTSCHER (1953) gibt für den Hohen Meißner positive Magnetisierung an. Nach Kenntnis des magnetischen Eigenfeldes eines Vorkommens kann man unmittelbar nur auf die Vorzugsrichtung der pauschalen Magnetisierung schließen. Diese erhält man aus der vektoriel- len Addition von remanenter und induzierter Magnetisierung. Allerdings überwiegt bei Basaltgesteinen im allgemeinen der remanente Anteil, so daß im wesentlichen von diesem Richtung und Betrag der pauschalen Magnetisierung bestimmt werden. Eine Ausnahme stellt das Gestein des Dransberges dar (siehe Tabelle 1). Da ein Überwiegen der induzierten Magnetisierung bei Basaltgesteinen aber sehr selten ist, soll im folgenden die Vorzugsrichtung der remanenten Magnetisierung der Richtung der pauschalen Magnetisierung gleichgesetzt werden. Bei negativem Eigenfeld ist natürlich die Remanenz mit Sicherheit ebenfalls negativ.

Zusammengefaßt dargestellt sind alle Ergebnisse in Abb. 9. Von den 26 Vorkommen des Göttinger Bereichs sind 18, also rund $\frac{2}{3}$, negativ magnetisiert und 8, also $\frac{1}{3}$, positiv magnetisiert. Die Mehrzahl der Vorkommen mit trachydoleritischem Basalt ist positiv magnetisiert, nämlich 3 von insgesamt 4 Vorkommen. Bei den Vorkommen mit Feldspatbasalt ist dagegen die Mehrzahl negativ magnetisiert, 14 von 22.

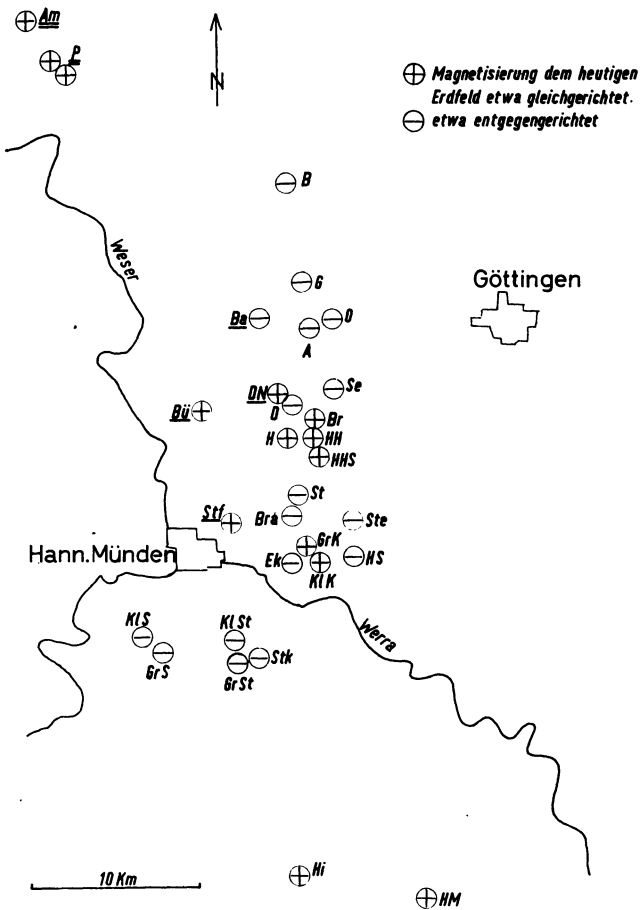


Abb. 9: Vorzugsrichtung der Remanenz der Basalte der Göttinger Umgebung; bei einigen Basalten ist nur die Vorzugsrichtung der pauschalen Magnetisierung bekannt (siehe Text). Schlüssel siehe Abb. 1.

IV. Gesteinsmagnetische Untersuchungen an Basalten im Habichtswald

Es wurde eingangs erwähnt, daß im Gebiet des Göttinger Bereichs die Trachydo-
 lrite möglicherweise jünger sind als die Feldspatbasalte. Mit Sicherheit trifft das für die
 Basalte des Habichtswaldes westlich von Kassel zu. Dort ist eine feinstratigraphische
 Einordnung der verschiedenen Basaltarten möglich. Es ist die Frage, ob diesen Vor-
 zugsrichtungen in der Magnetisierung zuzuordnen sind. Wenn das der Fall ist, könnte
 man eventuell umgekehrt aus der bekannten Richtung der Magnetisierung von Basal-
 ten auf deren zeitliche Entstehungsfolge schließen.

Im Habichtswald kommen folgende Basaltarten vor (nach abnehmendem Alter geordnet):

Olivinfeldspatbasalte

Tuff

Nephelinbasanite

Tuff

Essexitbasalte (= Trachydolerite).

Ferner kommen noch Dolerite vor, die sich aber nicht feinstratigraphisch einordnen lassen. Das Aufdringen der Basalte ist in das Obermiozän zu legen (RÖSING).

KUTSCHER (1958) hat aus Messungen der Vertikalkomponente des Eigenfeldes einiger Basaltvorkommen geschlossen: Nephelinbasanite sind positiv magnetisiert (Hüttenberg, Ahrensberg), Trachydolerite sind negativ magnetisiert (Helfenstein, Herkules-Denkmal), einige Tuffablagerungen sind positiv magnetisiert.

In eigenen ergänzenden Untersuchungen wurden an vier Stellen insgesamt 11 orientierte Proben entnommen. Die Entnahmeorte und die Ergebnisse sind in der Tabelle 3 und in Abb. 10 aufgeführt (Richtung der Remanenz nach Wechselfeldabmagnetisierung).

Tabelle 3

Meßpunkt	N	H_w Oe	D Grad	i Grad	ϑ_F Grad	$\overline{I_{nr}}$ γ	$\overline{I_r}$ γ	\overline{k} 10^{-4}
Silbersee	4	100	354	+59	10	430	220	7
Höllchen	2	100	63	+69	—	450	260	9
Tuff	2	50	153	—65	—	ca. 4	12	6
Hohegras	3	100	345	+58	17	180	50	16

D , i und ϑ_F nach Wechselfeldabmagnetisierung.

Der Olivinfeldspatbasalt südöstlich von Dörnberg hat am Höllchen und Silbersee positive Remanenz, aber die Richtung ist an beiden Entnahmestellen verschieden. Durch Messung des magnetischen Eigenfeldes dieses Basaltvorkommens wurde auch Olivinfeldspatbasalt mit negativer Remanenz gefunden (siehe unten). Der Tuff beim Ahrensberg hat negative Remanenz. Die vom Erdfeld induzierte Magnetisierung $I_{iF} = 29 \gamma$ ist größer als die remanente Magnetisierung. Betrag und Richtung der pauschalen Magnetisierung wird daher im wesentlichen von der induzierten Magnetisierung bestimmt. Man wird deshalb aus Feldwaagemessungen kaum Schlüsse auf die Vorzugsrichtung der Remanenz machen können. Der Trachydolerit vom Hohegras hat positive Remanenz. Diese ist gegen Wechselfelder wenig stabil.

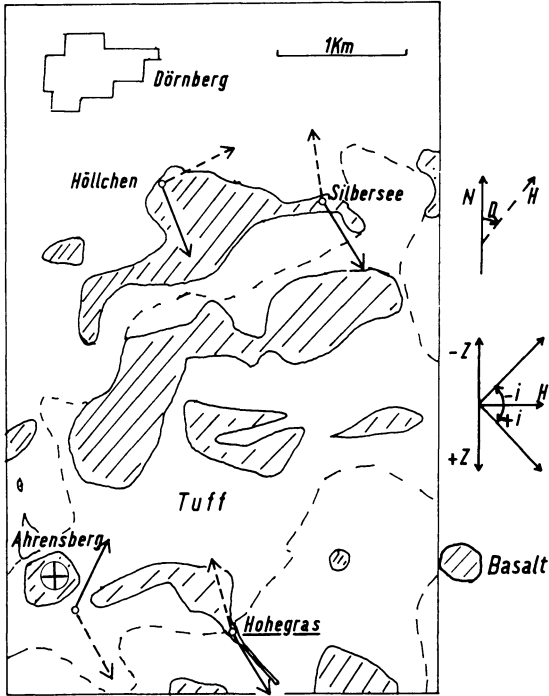


Abb. 10: Richtung der Remanenz von Basaltergüssen bei Dörnberg im Habichtswald (nach Wechselfeldabmagnetisierung). Basalterguß südöstlich von Dörnberg = Olivinfeldspatbasalt, Ahrensberg = Nephelinbasanit, Hohegras = Trachydolerit, \oplus = positive Magnetisierung (aus Felswaagemessungen des Erdfeldes).

Eine Zusammenstellung läßt erkennen, daß kein Zusammenhang zwischen Basaltart und Vorzugsrichtung der Remanenz besteht:

Olivinfeldspatbasalte	+	—
Tuff	+	—
Nephelinbasanite	+	
Trachydolerite	+	—

+ = positive Remanenz,
 — = negative Remanenz.

(Positiv magnetisierter Tuff nur auf Grund von Feldwaagemessungen.)

Es sei darauf hingewiesen, daß mit den bisherigen Untersuchungen bei weitem noch nicht alle Basaltvorkommen des Habichtswaldes erfaßt sind.

Die unterschiedliche Richtung der Remanenz des Basaltes am Höllchen und am Silbersee (Abb. 10) ließ vermuten, daß es sich bei dem Vorkommen bei Dörnberg nicht um einen einzigen Erguß handelt, wie bisher angenommen wurde. Etwa 200 m westlich vom Silbersee gibt es keine Aufschlüsse, die klar erkennen lassen, ob die

Z-Anomalien westlich vom Silbersee bei Dörnberg.

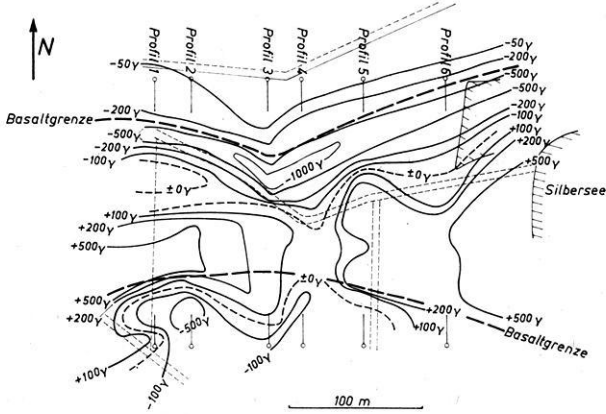


Abb. 11: Vertikalkomponente Z des magnetischen Eigenfeldes vom Basaltvorkommen bei Dörnberg. Basaltgrenzen nach einer geologischen Karte.

Z-Profile

westlich vom Silbersee bei Dörnberg

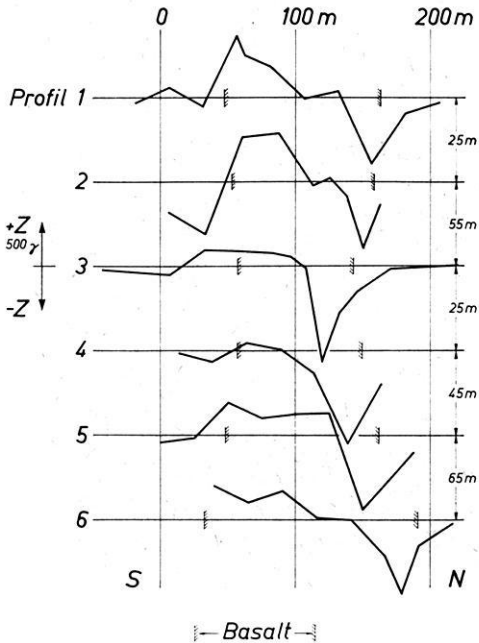


Abb. 12: Z-Profile von Süden nach Norden. Basaltgrenzen nach einer geologischen Karte.

Basaltdecke dort zusammenhängt oder unterbrochen ist. Um darüber eine Aussage geben zu können, wurde die Vertikalkomponente des magnetischen Feldes an dieser Stelle in mehreren Profilen mit dem Torsionsmagnetometer aufgenommen. Das Ergebnis war überraschend: Während im östlichen und westlichen Teil des Vorkommens Z über dem Basalt positiv ist, schließt sich unmittelbar nördlich an diese ausgedehnten Anomalien ein Streifen mit stark negativen Z -Werten an, der etwa in ostwestlicher Richtung verläuft und zwischen den positiven Z -Anomalien nach Süden ausgebuchtet ist. (Abb. 11 und 12). Der negative Streifen besitzt im Zentrum der gesamten Länge, die vermessen wurde, Z -Werte von -800γ und darunter, teilweise ist Z unter -1000γ . Nach Süden schließt sich eine positive Randzone an (nur zwischen den ausgedehnten positiven Anomalien etwa bei Profil 4 zu erkennen), nach Norden konnte eine solche nicht beobachtet werden. Der Verlauf der negativen Z -Isanomalien deutet auf eine basaltgefüllte Spalte hin. Die positiven Eigenfelder im Osten und Westen des Basaltvorkommens bestätigen die Ergebnisse, die aus den orientiert entnommenen Proben gewonnen wurden und an diesen Orten eine positive Magnetisierung ergeben hatten. Der Verlauf der Z -Isanomalien deutet auf flächenhafte Basaltergüsse hin.

Wegen der unterschiedlichen Richtung der Remanenz der Basalte muß angenommen werden, daß das gesamte Basaltvorkommen bei Dörnberg aus (mindestens) drei zu verschiedenen Zeiten entstandenen Ergüssen besteht. Spätere Tektonik erscheint ausgeschlossen (WEDEPOHL 1961). Um genauere Aussagen über dieses Basaltvorkommen machen zu können, sind umfangreichere gesteinsmagnetische Messungen, als an dieser Stelle gemacht werden konnten, und eventuell auch petrographische Untersuchungen notwendig.

V. Beiträge zum Paläomagnetismus

Unter der Annahme, daß der stabile Anteil der natürlichen Remanenz, wie er nach der Wechselfeldabmagnetisierung übrig bleibt, die Richtung des erdmagnetischen Feldes zur Zeit der Erstarrung der basaltischen Laven wiedergibt, kann die Richtung des zentrischen erdmagnetischen Dipols bestimmt werden.

Das heutige erdmagnetische Feld kann näherungsweise als das Feld eines Dipols angesehen werden, der im Zentrum der Erde zu denken ist. Die Richtung des Dipols ändert sich wahrscheinlich innerhalb geologischer Zeiträume. Dieses Dipolfeld ist durch regionale Anomalien überlagert, deren langsame Veränderung die Säkularvariation bewirkt. Die Zentren der regionalen Anomalien verschieben sich pro Jahr um etwa $1/6$ Grad nach Westen. Hat man Beobachtungswerte der Richtung des erdmagnetischen Feldes aus einem Zeitabschnitt von einigen tausend Jahren, dann kann man hoffen, daß sich der Nicht-Dipolanteil herausmittelt.

HOSPERS hat eine Zusammenstellung solcher Ergebnisse für das Tertiär gegeben (Abb. 13). Die Darstellung ist ergänzt durch Ergebnisse aus Messungen an Basaltergüssen des Vogelsberges (ANGENHEISTER) und des Göttinger Gebietes. Die Ergebnisse von HOSPERS und ANGENHEISTER beruhen auf Messungen an Ergüssen mit

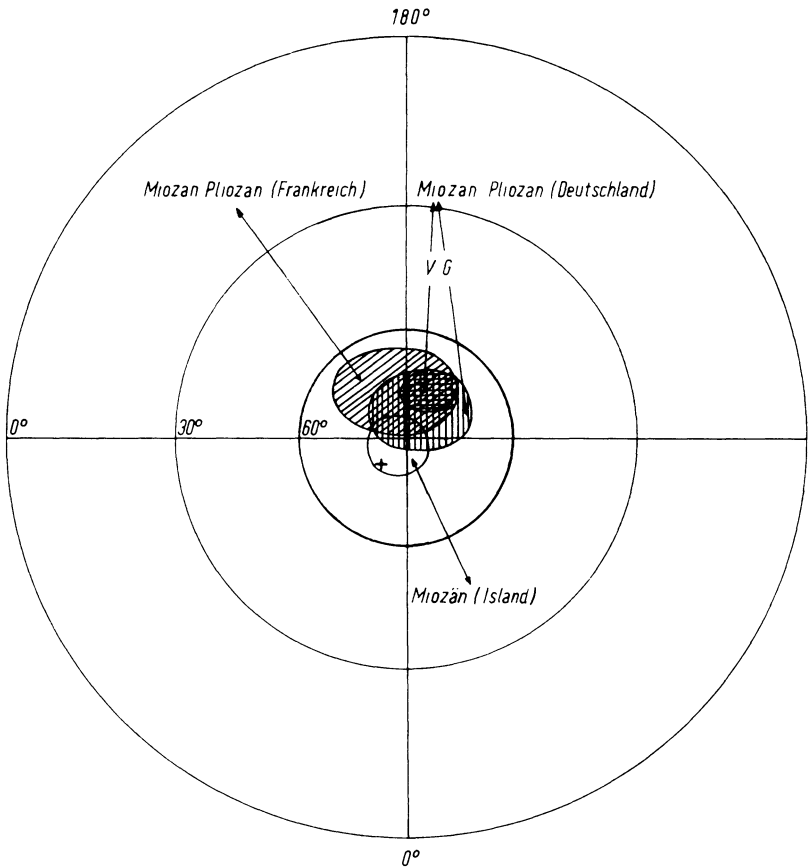


Abb. 13. Fehlerbereiche um die mittlere Lage der geomagnetischen Pole zu Ende des Tertiärs:
 V = Vogelsberg, G = Göttinger Bereich, + = heutige Pollage.

positiver und negativer Remanenz ungefähr im Verhältnis zwei zu eins. Zur Bestimmung der Pollagen kann man Ergüsse mit positiver und negativer Remanenz in gleicher Weise benutzen, da sie im Mittel recht genau antiparallel sind.

In unserem Fall wurde die Lage der Pole aus der mittleren Richtung der Remanenz von 12 negativ magnetisierten Vorkommen des Göttinger Bereiches berechnet. Nicht berücksichtigt sind der Backenberg, der Steinberg/Barlissen, weil nur die Richtung ihrer natürlichen Remanenz bekannt ist, und der Kleine Steinberg. Seine anomale Richtung der Magnetisierung ist kaum auf Säkularvariation zurückzuführen.

Als Mittelwert der Richtung der Remanenz ergibt sich:

$$D_m = 187,5^{\circ} \quad i_m = -63^{\circ} \quad (\vartheta_F = 10,7^{\circ})$$

geographische Koordinaten:

$$\lambda = 9,8^{\circ}\text{E} \quad \varphi = 51,4^{\circ}\text{N}$$

Daraus ergibt sich mit Hilfe der Dipolformel die Lage des Poles mit Nordpolcharakter auf der Nordhalbkugel: Geographische Länge $\lambda_p = 150,6^\circ\text{E}$, Geographische Breite $\varphi_p = 81,4^\circ\text{N}$. Durch die Umrechnung wird der Fehlerkreis in ein ellipsenförmiges Gebilde transformiert. Die Halbachsen betragen $dp = 13,2^\circ$, $dm = 18,8^\circ$. Man erkennt in der Zusammenstellung (Abb. 13), daß die Ergebnisse gut zueinander passen. Die Fehlerbereiche von Laven gleichen Alters überlappen sich, auch wenn sie räumlich weit voneinander entfernt sind.

Ebenso wie aus den Beobachtungsergebnissen in Europa geht auch aus den Messungen in Nordamerika, Indien, Australien und Japan (zusammengefaßt dargestellt bei NAGATA u. a.) hervor, daß im Miozän und Pliozän die geomagnetischen Pole in der Nähe der heutigen geographischen Pole lagen, im Gegensatz zu früheren geologischen Zeiten. Es sei aber darauf hingewiesen, daß diese Ergebnisse in der Regel auf Messungen der natürlichen remanenten Magnetisierung beruhen.

Literatur

- ANGENHEISTER, G.: Über die Magnetisierung der Basalte des Vogelsberges. Nachr. Akad. d. Wiss., Göttingen, Phys.-Math. Kl. Abt. IIa, 1956, Nr. 9, 187 (1956).
- BENDER, F.: Die Basalte des Stifts- und Kaufunger Waldes zwischen Werra und Fulda mit Einschluß der Hünenburg bei Eiterhagen. Diss. Marburg 1911.
- BEWERSDORFF, A.: Der Einfluß der Entmischung auf die remanente Magnetisierung von Titanomagnetiten. Z. f. Geophysik 27, 215 (1961).
- FISHER, R. A.: Dispersion on a Sphere. Proc. Roy. Soc. A. 217, 295 (1953).
- FROMM, K.: Untersuchung der Magnetisierung des Basaltvorkommens am Hohen Hagen. Diplomarbeit, Math.-Nat., Göttingen 1958 (unveröffentlicht).
- HEDEMANN, H. A.: Die Gewölbstruktur des Sollings und ihre Entstehung. Geol. Jahrb. 72, 529 (1957).
- HELLBARDT, G.: Das astatische Magnetometer und seine Verwendung zur Messung sehr schwacher Gesteinsmagnetisierungen. Geol. Jahrb. 75, 319 (1958).
- HOSPERS, J.: Rock Magnetism and Polar Wandering. J. Geol. 63, 59 (1955).
- KUTSCHER, F.: Angewandte erdmagnetische Messungen in Hessen. Notizbl. hess. L.-Amt Bodenforsch. 81, 350 (1953).
- KUTSCHER, F.: Erläuterungen zur Geologischen Karte von Hessen 1:25000: Blatt Nr. 4622. Kassel-West 1958.
- MEITZNER, W.: Untersuchungen der magnetischen Eigenschaften des Backenberges bei Güntersen. Z. f. Geophysik 28, 137 (1962).
- MURAWSKI, H.: Die tertiären Basaltvorkommen der Umgebung von Göttingen. Neues Jahrb. Geol. und Paläontol. Mh. 1956, 1, 1 (1956).

- NAGATA, T., S. AKIMOTO, Y. SHIMIZU, K. KOBAYASHI und H. KUNO: Palaeomagnetic Studies on Tertiary and Cretaceous Rocks in Japan. Proc. Japan Acad. 35, 378 (1959).
- PLEIN, E.: Erdmagnetische Messungen an dem Basaltvorkommen des Hirschberges bei Großalmerode (Niederhessen). Notizbl. hess. L.-Amt Bodenforsch. 82, 334 (1954).
- RÖSING, F.: Erläuterungen zur Geologischen Karte von Hessen 1:25000: Blatt Nr. 4622. Kassel-West 1958.
- SHIMIZU, Y.: Magnetic Viscosity of Magnetite. Journ. Geomagn. Geoelectr. 11, 125 (1960).
- SCHMUCKER, U.: Gesteinsmagnetische Untersuchungen und Experimente am Basalt des Steinberges bei Barlissen. Abhandl. Akad. Wiss. in Göttingen, Math.-Phys. Kl. III, 26 (1957).
- WEDEPOHL, K. H.: Der Feldspatbasalt des Hohen Hagen bei Dransfeld. Heidelbg. Beitr. Mineral u. Petrogr. 2, 378 (1950).
- : Der trachydoleritische Basalt (Olivin-Andesin-Basalt) des Backenberges bei Güntersen, westlich von Göttingen. Heidelbg. Beitr. Mineral. u. Petrogr. 4, 217 (1954).
- : Mündliche Mitteilungen (1961).

Untersuchungen an einigen ferrimagnetischen Oxyd- und Sulfid-Mineralien mit der Methode der Bitterschen Streifen¹⁾

Von H. SOFFEL, München²⁾

Eingegangen am 17. August 1962

Zusammenfassung: Mit einem nach W. C. ELMORE [1] hergestellten kolloidalen Magnetit wurden Oberflächen von Magnetit Erz, Magnetiteinkristallen und Magnetkiesen auf ihre magnetische Streifen- und Bereichsstruktur hin untersucht.

Bei mechanisch polierten Magnetitproben aus Kirunavaara wurde das Auftreten einer Streifenstruktur erst nach einer Magnetisierung der Proben senkrecht zur Oberfläche mit etwa 100 Gauß festgestellt. Einige der Streifen erschienen in der sogenannten Mäanderstruktur, die eine Folge der Spannungen in der mechanisch polierten Oberfläche ist; an anderen konnten bei einer Feldumkehr Verschiebungen festgestellt werden.

Bei elektrolytisch polierten Magnetiteinkristallen aus dem Serpentin vom Pfitscher Joch erschien die Bereichsstruktur bereits ohne ein äußeres Feld. Nach Aufmagnetisierung konnten irreversible Prozesse und Verschiebungen in der Bereichsstruktur nachgewiesen werden.

Bei den elektrolytisch polierten Magnetkiesen konnte nur bei den Proben vom Silberberg bei Bodenmais entlang von Spaltrissen im Material eine Bereichsstruktur beobachtet werden. Das gelang nicht bei der ebenfalls elektrolytisch polierten Probe aus Trepça.

Summary: With a colloid of magnetite, which was prepared after a method of W. C. ELMORE [1], powder patterns of magnetite and pyrrhotite samples and of natural magnetite single crystals were observed.

Samples of serpentinites, containing 5% magnetite, were polished mechanically. An electrolytic polishing of these samples was not successful. The powder patterns on the surface appeared only after a magnetization of the samples vertically to the surface with a field of about 100 Gauss. Most of the observed powder patterns (but not all) were "maze"-patterns. After a reversal of the magnetic field, movements of the patterns could be observed as well as some irreversible changes.

The crystals of pyrrhotite and magnetite single crystals could be polished electrolytically. On the surfaces of the so polished magnetite single crystals the powder patterns could be

¹⁾ Auszug aus einer Diplomarbeit, angefertigt am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München.

²⁾ Dipl.-Geophys. H. SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, Richard-Wagner-Straße 10.

observed without magnetization. Movements of domain boundaries, caused by an external magnetic field were studied as well as the irreversible processes produced by the magnetization.

Domain boundaries could be made visible on the electrolytically polished surfaces of pyrrhotite samples of the Silberberg near Bodenmais. The powder patterns only appeared on zones of the crystals, which were interpreted as zones of exsolutions. On the pyrrhotite samples of Трепча, no domain boundaries could be observed.

Einleitung

Die Theorie, nach der ein ferromagnetisches Material aus einzelnen Bereichen aufgebaut ist, die jeweils bis zur Sättigung magnetisiert sind und deren Magnetisierung eine beliebige Richtung im Raum einnehmen kann, wurde zuerst von P. WEISS (1907) aufgestellt. Die Beschreibung, die er damals gab, wird im wesentlichen heute noch voll anerkannt. Auch die Existenz solcher Bereiche wird heute nicht mehr bestritten, zumal es gelang, sie sichtbar zu machen. Die ersten Versuche zur Sichtbarmachung einer Bereichsstruktur von ferromagnetischem Material wurde Anfang der 30er Jahre von F. BITTER unternommen.

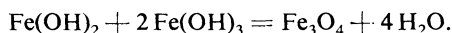
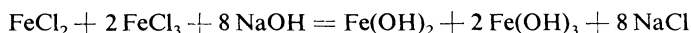
Im folgenden wird unterschieden zwischen Streifenstrukturen und Bereichsstrukturen. Streifenstrukturen wurden bei der hier vorliegenden Arbeit dadurch gewonnen, daß man auf die zu untersuchenden mechanisch polierten Anschliffe eines Ferrimagnetikums kolloidalen Magnetit brachte und unter dem Mikroskop beobachtete. Die Form der beobachteten Streifenstrukturen ist stark von der mechanischen Beanspruchung der Oberfläche abhängig. Demgegenüber konnten Bereichsstrukturen, die die Grenzen der Weißschen Bezirke charakterisieren, nur an elektrolytisch polierten Oberflächen beobachtet werden. Beide Begriffe, sowohl Streifenstrukturen als Bereichsstrukturen, erscheinen in der Literatur unter dem Namen „Bittersche Streifen“ (powder patterns).

Die Untersuchungen, über die an dieser Stelle berichtet wird, wurden alle an natürlichen ferrimagnetischen Mineralien vorgenommen.

Das Magnetitkolloid

An den Oberflächen ferri- oder ferromagnetischer Materialien treten Streufelder verschiedener Art auf. Innerhalb dieser Streufelder kommt es zur Ausfällung und Konzentration von Magnetitteilchen des Kolloids. Im Mikroskop können dann Streifenstrukturen des ferrimagnetischen Materials erkannt werden.

Der kolloidale Magnetit wurde nach der von W. C. ELMORE [1] angegebenen Methode hergestellt. Die Darstellung des Magnetits erfolgte nach folgenden Formeln:



$\frac{1}{300}$ Mol Fe_3O_4 wird dann in 800 ml einer kochenden $\frac{1}{2}$ prozentigen Seifenlösung gegeben, gekocht und durch Filtration von grobdispersen Teilchen befreit.

Zur Ausfällung der Magnetitteilchen aus dem Kolloid bedarf es einer gewissen Mindestfeldstärke, die bei etwa 30 Gauß liegt. Streufelder mit einer geringeren Intensität können mit der Methode nicht mehr sichtbar gemacht werden.

Die Streifenstrukturen

Die Bereichsstrukturen können nur auf unverspannten Oberflächen sichtbar gemacht werden; auf verspannten Oberflächen beobachtet man dagegen Streifenstrukturen. Nach mechanischem Polieren ist das Material in einer dünnen Oberflächenschicht stets verspannt. Diese Spannungen an der Oberfläche bewirken eine Änderung der Magnetisierung oberflächennaher Teile der Probe, wodurch Streufelder an der Oberfläche entstehen. Meist bilden sich mäanderförmige Strukturen (Mäanderstrukturen, maze patterns) aus.

Bei mechanisch polierten Proben von Magnetit aus Kirunavaara konnte eine Streifenstruktur nur bei einer Magnetisierung der Probe mit einem Feld von etwa 100 Gauß senkrecht zur Oberfläche beobachtet werden. Die beobachteten Streifenstrukturen dürften in einigen Fällen in enger Beziehung zu den Weißschen Bezirken stehen, da sie bei einer Feldumkehr ihre Lage veränderten. Die Art des Zusammenhangs ist zur Zeit noch unbekannt. Auch bei den Magnetitproben aus Kirunavaara traten die Mäanderstrukturen auf.

Diese Methode der Streifenstrukturen mechanisch polierter Oberflächen liefert mit relativ bescheidenen Mitteln eine Aussage über die Existenz von Mineralien mit ferri- oder ferromagnetischen Eigenschaften. Dagegen ist nur in seltenen Fällen eine Aussage über die Bereichsstruktur, also über die Form der Weißschen Bezirke, zu gewinnen.

Die elektrolytische Politur

Soll die Struktur der Weißschen Bezirke erkannt werden, so muß die Oberfläche spannungsfrei sein. Um dies zu erreichen, muß die Probe elektrolytisch poliert werden. — Die Methode der elektrolytischen Politur, die zuerst für Metalle entwickelt worden war, läßt sich auch zur Herstellung spannungsfreier Oberflächen von Magnetitkristallen und Magnetkiesproben verwenden. Es wurde mit einem von P. A. JACQUET [2] angegebenen Elektrolyt gearbeitet, der folgende Zusammensetzung hatte:

151,4 g Essigsäureanhydrid der Dichte $d = 1,065 \text{ g cm}^{-3}$ und
48,6 g Perchlorsäure der Dichte $d = 1,67 \text{ g cm}^{-3}$.

Die Vorsichtsmaßnahmen, die bei der Herstellung des teilweise explosiven Elektrolyten zu treffen sind, werden in der Arbeit von P. A. JACQUET [2] ausführlich beschrieben.

Vor jeder Politur muß ein Diagramm aufgenommen werden, das die Abhängigkeit der Stromdichte j von der Spannung zwischen den Elektroden angibt. Abb. 1 zeigt eine solche Kurve in einer schematischen Darstellung von P. A. JACQUET [2]. Durch Joulesche Wärme erhöht sich während des Poliervorganges — teilweise schon während

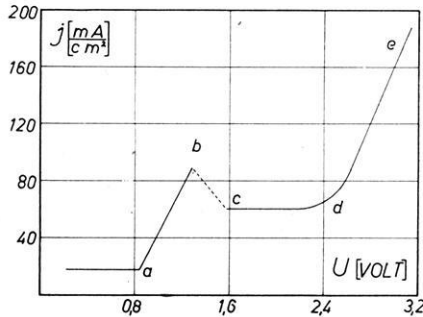


Abb. 1: Schematische Darstellung der Abhängigkeit der Stromdichte von der Spannung zwischen den Elektroden bei elektrolytischer Politur. Nach JACQUET [2].

der Aufnahme der $j = f(U)$ -Diagramme — die Temperatur des Elektrolyten, was eine störende Zunahme der Stromdichte mit sich bringt. Aus diesem Grund ist die Temperatur des Elektrolyten auf $\pm 1^{\circ}\text{C}$ konstant zu halten. — Das zu polierende Werkstück muß immer die „Anode“ sein. Die Kathode, deren Fläche nach Untersuchungen von P. A. JACQUET [2] das 5- bis 20fache der Anodenfläche betragen soll, wird am besten aus demselben Material wie die Anode gefertigt. Für Eisensulfide und Oxyde wurde als Kathode ein Stück Eisenblech mit einer Fläche von 4 cm^2 verwendet. Eine Politur gelingt nur in dem Strom-Spannungsbereich der $j = f(U)$ -Kurve, der dem Ast c — d entspricht. Abb. 2 zeigt eine solche Kurve für einen Magnetiteinkristall

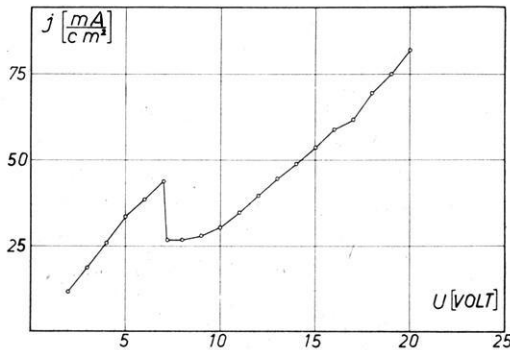


Abb. 2: Abhängigkeit der Stromdichte von der Spannung zwischen den Elektroden bei elektrolytischer Politur eines Magnetiteinkristalls aus dem Serpentin vom Pfitscher Joch.

aus dem Serpentin vom Pfitscher Joch. Der Knick der Kurve liegt hier bei etwa 7 Volt; die Politur erfolgte dann bei einer Spannung von 9 Volt etwa 25 Minuten lang. — Die Abb. 3 bis 5 zeigen den Grad der Politur nach verschiedenen Zeiten bei konstanter Spannung und Stromdichte. Die Einebnung der Flächen geht folgender-

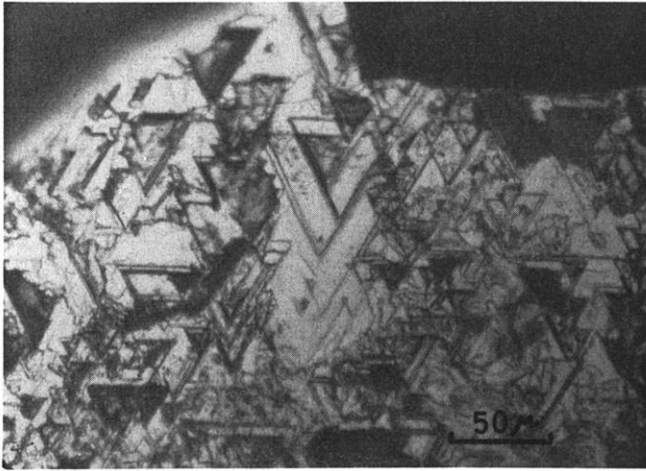


Abb. 3: Natürliche Oberfläche eines Magnetiteinkristalls aus dem Serpentin vom Pfäferscher Joch.

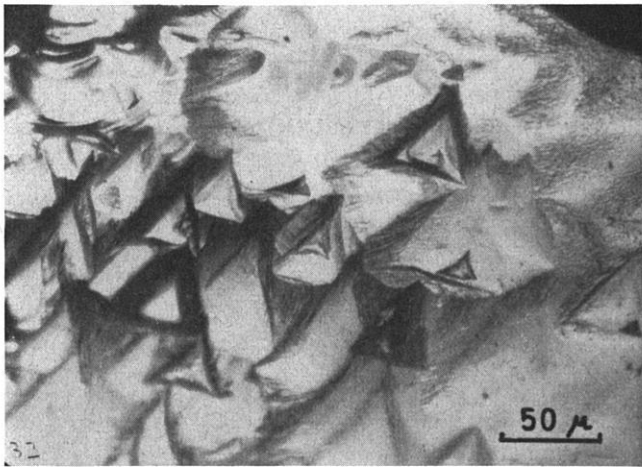


Abb. 4: Teilweise elektrolytisch polierte Oberfläche eines Magnetiteinkristalls aus dem Serpentin vom Pfäferscher Joch. Spannung zwischen den Elektroden: 9 Volt. Polierdauer: 15 Minuten.

maßen vor sich: zunächst werden die Spitzen der natürlichen Oberfläche abgerundet; mit Voranschreiten der elektrolytischen Politur werden aus blockartigen Erhebungen allmählich flache Hügel, die immer weiter eingeebnet werden. Nach Beendigung der elektrolytischen Politur (Abb. 5) zeigt diese Fläche schließlich nur noch eine geringe Wellung, die aber bei weiterer Politur nicht verschwindet.

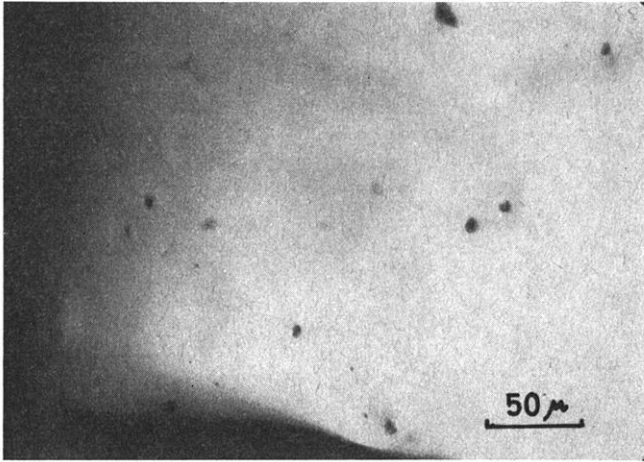


Abb. 5: Elektrolytisch polierte Oberfläche eines Magnetiteinkristalls aus dem Serpentin vom Pfitscher Joch. Spannung zwischen den Elektroden: 9 Volt. Polierdauer: 25 Minuten.

Beobachtungen an elektrolytisch polierten Oberflächen von Magnetiteinkristallen

Zur Beobachtung der Bereichsstrukturen an elektrolytisch polierten Oberflächen von Magnetiteinkristallen wird eine kleine Menge kolloidalen Magnetits auf die Oberfläche gebracht. Zum Schutze vor schneller Austrocknung muß man die so befeuchtete Oberfläche mit einem Deckglas von 0,2 mm Dicke abdecken. Unter dem Mikroskop kann man dann Strukturen beobachten, wie sie in Abb. 6 in einer Originalaufnahme

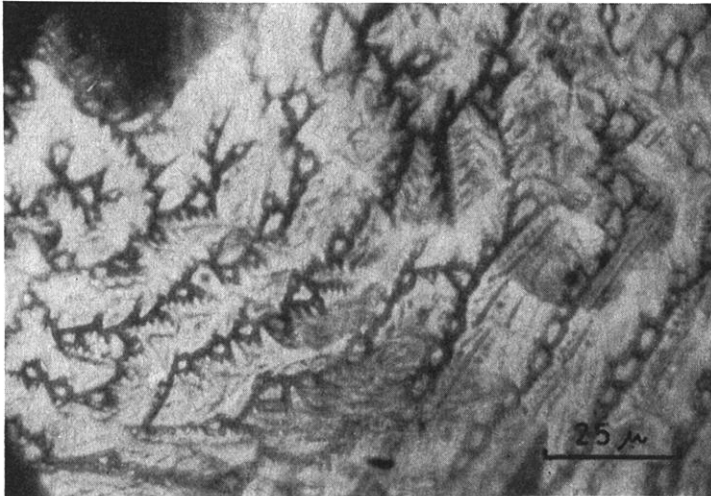


Abb. 6: Bereichsstrukturen auf einer elektrolytisch polierten Oberfläche eines Magnetiteinkristalls aus dem Serpentin vom Pfitscher Joch. $H = 450$ Gauß.

gezeigt sind. Diese Strukturen gleichen in den wesentlichen Erscheinungen denen, die unter gleichen Bedingungen von anderen Autoren an Silizium-Eisen-Einkristallen beobachtet wurden. — Die Strukturen erscheinen nicht sofort nach Aufbringen des kolloidalen Magnetits, sondern erst nach etwa 10 sec. So lange brauchen nämlich die von den Streufeldern an der Oberfläche ausgeflockten Magnetitteilchen, um sich an den Streufeldgrenzen zu sammeln.

Die Breite der Bänder und Flecken, innerhalb derer sich das Kolloid gesammelt hat, ist größer als die Breite der Blochwände. Die Breite einer Blochwand dürfte bei Magnetit in der Größenordnung von $0,05 \mu$ liegen, während die Kolloidbänder selbst etwa 1 bis 2μ breit sind.

Wie zahlreiche Untersuchungen anderer Autoren mit der Methode der Bitterschen Streifen erkennen lassen, streben magnetische Substanzen stets eine solche Aufgliederung des Volumens an, daß die Summe der Streufeldenergie und der Wandenergie ein Minimum wird. Das hat die Ausbildung von Zusatzbereichen zur Folge. — Nach Untersuchungen von LANDAU und LIFSCHITZ [3] ist das Minimum dann erreicht, wenn die Normalkomponenten der Magnetisierung beiderseits der Blochwand etwa einen Winkel von 45° mit der Elementarbereichsorientierung bilden. In Abb. 7 sind solche Zusatzbereiche an einer Oberfläche schematisch dargestellt.

Die auf elektrolytisch polierten Oberflächen von Magnetiteinkristallen erscheinenden Zusatzbereiche sind nicht so regelmäßig angeordnet wie in der schematischen Darstellung der Abb. 7. — Um die Strukturen deutlicher hervortreten zu lassen, wurden

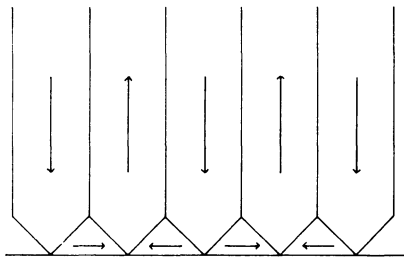


Abb. 7: Schematische Darstellung von magnetischen Zusatzbereichen an einer Oberfläche.

Nachzeichnungen der photographischen Originale hergestellt. Die schwarzen Felder stellen die Magnetitteilchen dar, wie sie nach Aufbringen des kolloidalen Magnetits auf eine elektrolytisch polierte Oberfläche eines Magnetiteinkristalls vom Pfischer Joch sedimentierten. Da die entstandenen Zusatzbereiche jedoch sehr klein sind, teilweise nur die Größenordnung der Bänderbreite haben, erscheinen sie in den Abb. 8, 9, 10 und 12 oft als mit Magnetitteilchen ausgefüllte dreieckige Zwickel. In Abb. 8 ist mit (a) eine Stelle bezeichnet, an der überhaupt keine Zusatzbereiche aufzutreten scheinen. Die mit (b) bezeichneten Zusatzbereiche sind häufig ausgebildet und erscheinen auch in den Abb. 6, 9, 10 und 12. Mit (c) sind die Zusatzbereiche vom Typ der Abb. 7 bezeichnet. Die sonst in Abb. 8 deutlich zu erkennenden „Leiterstrukturen“

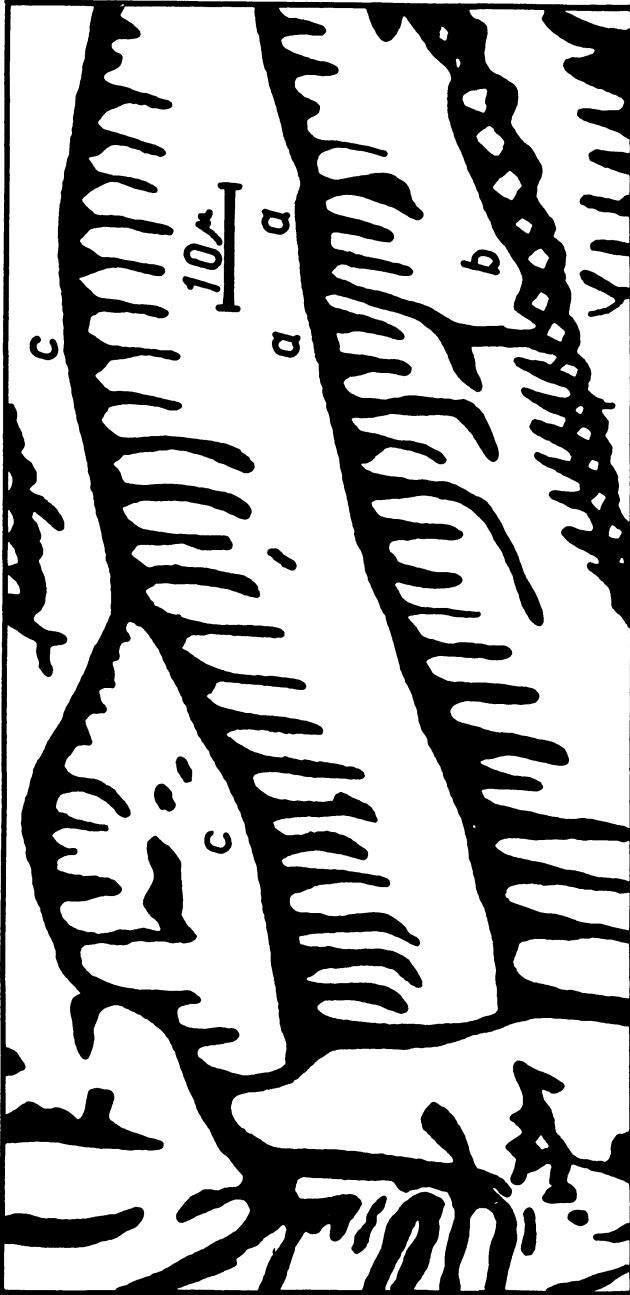


Abb. 8: Elektrolytisch polierte Oberfläche eines Magnetitkristalls aus dem Serpentin vom Pfifscher Joch mit einer Bedeckung von kolloidalem Magnetit (Nachzeichnung). Die schwarzen Felder stellen die Magnetitteilchen dar, wie sie auf der Oberfläche sedimentierten. $H \approx 300$ Gauß. (a): Bei (a) scheinen keine Zusatzbereiche aufzutreten.

(b): Zusatzbereiche der Art, wie sie auch in den Abb. 6, 8, 9, 10 und 12 ausgebildet sind. (c): Zusatzbereiche der Art von Abb. 7.

(breite Bänder mit schmälern Querverbindungen) der Elementarbereichsanordnung scheinen typisch für die kubischen ferrimagnetischen Mineralien zu sein.

Es wurde ferner die Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes auf die an der elektrolytisch polierten Oberfläche eines Magnetiteinkristalls erscheinenden Bereichsstrukturen untersucht. Ein solches Zusatzfeld wurde durch ein Paar von Permanentmagneten erzeugt, die der Probe genähert wurden. Das Feld am Ort der Probe wurde anschließend mit einer Hallsonde ausgemessen. Das Magnetfeld war parallel zur Oberfläche und zur unteren Bildkante. Die Richtung des Feldes blieb während der Versuche konstant, nur seine Größe wurde variiert. Die jeweils herrschende Feldstärke ist unter den Abb. 8 bis 12 angegeben. In den Abb. 9 bis 12 stellen wiederum die

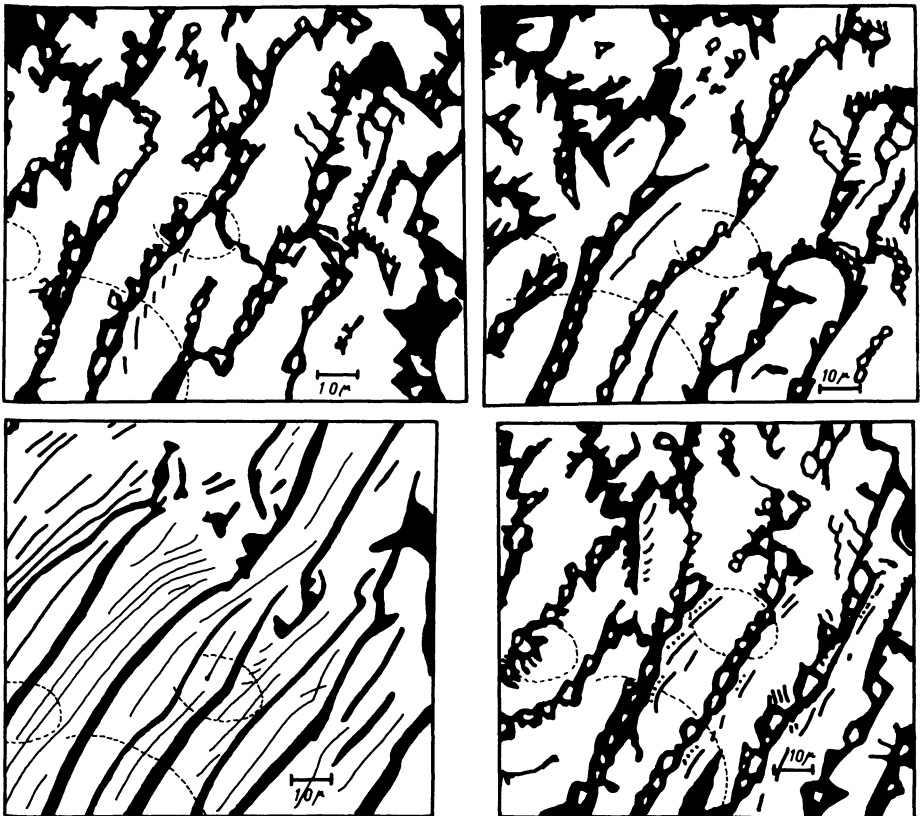


Abb. 9, 10, 11 und 12: Elektrolytisch polierte Oberfläche eines Magnetiteinkristalls aus dem Serpentin vom Pfitscher Joch mit einer Bedeckung von kolloidalem Magnetit. Die schwarzen Felder stellen die Magnetitteilchen dar, wie sie auf der Oberfläche bei einem äußeren Feld parallel zur Oberfläche und zur unteren Bildkante sedimentierten (Nachzeichnungen).

Abb. 9: $H = 265$ Gauß; Abb. 10: $H = 710$ Gauß; Abb. 11: $H = 1050$ Gauß; Abb. 12: $H = 265$ Gauß.

schwarzen Felder die Magnetiteilchen dar, wie sie auf der elektrolytisch polierten Oberfläche sedimentierten. Das äußere Feld wurde von $H = 160$ Gauß bis auf $H = 1100$ Gauß gesteigert und wieder auf $H = 160$ Gauß verringert.

Die photographischen Aufnahmen mußten sehr schnell hintereinander gemacht werden, nicht nur weil das Kolloid unter dem Deckglas in wenigen Minuten eintrocknete, sondern auch weil die sedimentierten Magnetiteilchen bald an der Oberfläche zu haften beginnen und dann nicht mehr allen Ortsveränderungen der Streufelder an der Oberfläche folgen.

Beobachtet man die Bereichsstruktur und ihre relative Lage zu dem in den Abb. 9 bis 12 gestrichelt gezeichneten Relief der elektrolytisch polierten Oberfläche bei der Variation des äußeren Feldes, so kann man folgende charakteristische Veränderungen feststellen, die bei allen vier untersuchten Magnetiteinkristallen verschiedener Herkunft in gleicher Weise auftraten: Mit zunehmender Feldstärke (etwa bei 200 Gauß) beginnen die dünnen Bänder sich allmählich aufzulösen. Gleichzeitig treten die dickeren Bänder schärfer hervor, wodurch das Gesamtbild kontrastreicher wird. Es treten Zusatzbereiche vom Typ der Abb. 7 auf, die sich vergrößern und sich schließlich zu einem einzigen großen Bereich zusammenschließen. Ganz allgemein ist eine Vergrößerung der großen Bereiche auf Kosten kleinerer festzustellen. Oberhalb etwa 800 Gauß tritt eine plötzliche Veränderung des Bildes ein (siehe Abb. 10 und 11). Bei hohen Feldstärken (Abb. 11) sind nur noch Bänder zu beobachten, die untereinander recht gut parallel sind und zur Richtung des äußeren Feldes einen aus der Figur ablesbaren Winkel einnehmen. Zusatzbereiche werden nicht mehr ausgebildet. Erhöht man die Feldstärke weiter, so kann man beobachten, daß sich die Bänder in der Richtung des Feldes etwas parallel verschieben. Bei der maximalen mit den beiden verwendeten Permanentmagneten zu erreichenden Feldstärke (1100 Gauß) fangen die Bänder an, sich senkrecht zur Feldrichtung einzustellen. — Mit abnehmender Feldstärke setzt bei einem Feld von etwa 800 Gauß wieder eine Ausbildung von Zusatzbereichen ein; die Zahl der Zusatzbereiche wächst mit kleiner werdendem äußeren Feld.

Vergleicht man Aufnahmen, die unter gleichen Bedingungen vor und nach der maximalen Magnetisierung gemacht worden sind, so kann man feststellen, daß bei einer Magnetisierung in einem Magnetiteinkristall irreversible Veränderungen eintreten. Die Ähnlichkeit der Bilder ist zwar vor und nach der Magnetisierung sehr stark (vergleiche die Abb. 9 und 12), es treten aber nach der Magnetisierung (Abb. 12) Linien auf, die vor der Magnetisierung (Abb. 9) noch nicht vorhanden waren, andere wiederum sind verschwunden. — Genauere Untersuchungen über die Bewegungen der Bänder unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes wurden noch nicht angestellt, da die hier verwendete Methode zur Sichtbarmachung der Bereichsstruktur sich dafür als zu grob erwies. Derartige Versuche sind bei natürlich gewachsenen Magnetiteinkristallen bedeutend schwieriger als bei gezüchteten Eisen-Silizium-Einkristallen, wo die Elementarbereiche teilweise Dimensionen von 1 mm haben, also um Größenordnungen über der Breite der Begrenzungslinien liegen. Bei den Untersuchungen an

Magnetiteinkristallen mit der oben angewendeten Methode hat man dagegen die Schwierigkeit, daß die Breite der Bänder in der Größenordnung der Elementarbereiche liegt, und deshalb Verschiebungen nur sehr schwer zu beobachten sind.

Die für die Beobachtung zur Verfügung stehenden Magnetiteinkristalle waren frei von Fremdeinschlüssen. Daß man es bei den beobachteten Bändern wirklich mit einer Bereichsstruktur zu tun hat, erscheint durch die Form der beobachteten Bereiche sowie durch das Auftreten von Linienverschiebungen unter dem Einfluß eines äußeren Feldes und von irreversiblen Prozessen als erwiesen.

Beobachtungen an elektrolytisch polierten Oberflächen von Magnetkieskristallen

Mit Magnetkies bezeichnet man ein Eisensulfid mit der Formel $\text{Fe}_1\text{S}_{1+x}$. Für die meisten in der Natur vorkommenden Magnetkiese liegt x zwischen 0,05 und 0,15. Als Endglieder dieser Mischreihe hat man für $x = 0$ den Troilit, für $x = 1$ den Pyrit. — Der Troilit ist antiferromagnetisch. Bei den natürlichen Magnetkiesen hat der Überschuß an Schwefel — bzw. der Unterschluß an Eisen — im FeS-Gitter Fehlstellen zur Folge, wodurch die Kompensation der einzelnen magnetischen Momente im antiferromagnetischen FeS-Gitter unvollständig wird, was Ferrimagnetismus zur Folge hat. Mit zunehmendem x steigt die Sättigungsmagnetisierung stark an, durchläuft ein Maximum bei $x = 0,13$, nimmt monoton wieder ab und verschwindet bei $x = 0,94$. — Die Anisotropie der Sättigungsmagnetisierung ist sehr stark. Ist das äußere Feld senkrecht zur Basisfläche gerichtet, so ist die Sättigungsmagnetisierung einer Magnetkiesprobe sehr klein. Liegt dagegen das äußere Feld parallel zur Basisfläche, so treten die ferrimagnetischen Eigenschaften stark hervor. Die Sättigungsmagnetisierung hat zwei verschieden große Maxima, die um 90° gegeneinander versetzt sind. Die Werte für die Sättigungsmagnetisierung sind von Vorkommen zu Vorkommen verschieden, weil sie von der Bruttoformel abhängen, die wiederum durch die Erzparagenese bestimmt ist.

Es wurden zwei verschiedene Erze untersucht: eine Probe vom Silberberg bei Bodenmais, eine andere aus Trepča in Südserbien. Die Erze waren grobkristallin und die einzelnen Kristalle unregelmäßig gewachsen. Bei beiden Proben wurde eine Basisfläche elektrolytisch poliert. Es wurde dabei der gleiche Elektrolyt verwendet, der sich auch bei der Politur des Magnetits bewährt hatte. Die Abb. 13 und 14 zeigen die $j = f(U)$ -Kurven für die Proben aus Bodenmais und Trepča. Beide Kurven lassen einen ausgeprägten Knick bei einer bestimmten Spannung erkennen. Diese Knicke waren reproduzierbar. Bei der Probe aus Bodenmais erfolgte bei gleicher Geometrie der Polieranordnung der Knick bei einer anderen Spannung als bei der Probe aus Trepča. Ferner ist aus den Anfangsteilen der Kurven für den Magnetkies aus Bodenmais ein geringerer spezifischer Widerstand als für den Magnetkies aus Trepča zu erkennen. Die Politur der Oberflächen erfolgte bei der Probe aus Bodenmais bei 9 Volt, bei der Probe aus Trepča bei 12 Volt. Die Polierzeit lag in beiden Fällen bei 20 Minuten.

Brachte man auf die elektrolytisch polierte Oberfläche der Magnetkiesprobe aus Trepča einen Tropfen kolloidalen Magnetits, so konnten unter dem Mikroskop keine

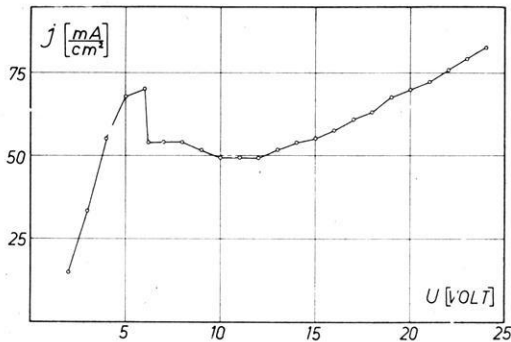


Abb. 13: Abhängigkeit der Stromdichte von der Spannung zwischen den Elektroden bei elektrolytischer Politur einer Magnetkiesprobe vom Silberberg bei Bodenmais.

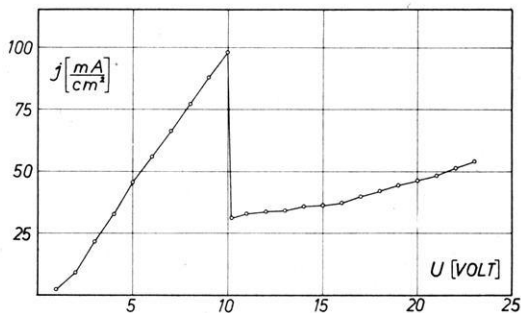


Abb. 14: Abhängigkeit der Stromdichte von der Spannung zwischen den Elektroden bei elektrolytischer Politur einer Magnetkiesprobe aus Trepča.

Bitterschen Streifen beobachtet werden. Eventuell an der Oberfläche vorhandene Streufelder waren demnach zu schwach, um Magnetitteilchen aus dem Kolloid ausfällen zu können, d. h., sie lagen unter dem Grenzwert von 30 Gauß. Eine Magnetisierung der Probe senkrecht zur Oberfläche und parallel zu ihr mit einem Feld von etwa 1000 Gauß ließ ebenfalls keine Andeutung von Bitterschen Streifen erkennen. Die Probe wurde aber von einem Permanentmagneten angezogen.

Im Gegensatz zur Magnetkiesprobe aus Trepča konnten bei der Probe aus Bodenmais nach Aufbringen einer dünnen Kolloidschicht im Mikroskop längs der Bruchzonen im Material eine Art Muster festgestellt werden (siehe Abb. 15). Dabei erkennt man, daß ein Teil der Muster nur an Orten der Oberfläche erscheinen, die heller sind als das sie umgebende Material. Die Muster sind auffallend symmetrisch zu den Bruchzonen angeordnet. Die Bänder verlaufen senkrecht zu den Bruchzonen und werden von diesen manchmal unterbrochen. Unter der Einwirkung eines äußeren Feldes parallel zur Oberfläche konnte man deutlich Linienverschiebungen feststellen, die aber nicht so deutlich in Erscheinung traten wie bei den entsprechenden Versuchen mit Magnetiteinkristallen.

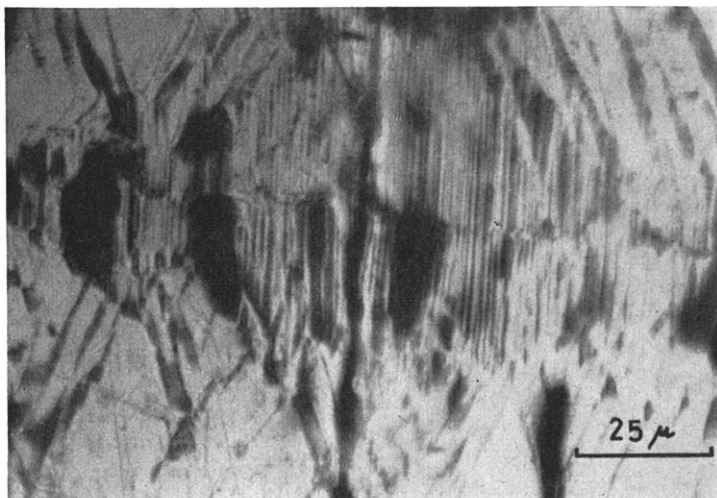


Abb. 15: Elektrolytisch polierte Oberfläche einer Magnetkiesprobe vom Silberberg bei Bodenmais mit einer Bedeckung von kolloidalem Magnetit. $H = 0$ Gauß.

Die Annahme liegt nahe, daß es sich bei den Orten der Oberfläche, an denen die Muster zu sehen sind, um Entmischungszonen handelt, bei denen sich stark magnetisches Material von weniger magnetischem getrennt hat, denn die Muster sind nur um die Bruchzonen herum zu erkennen und dort nur an Stellen gebunden, wo das Material eine gewisse Aufhellung zeigt. Die einzelnen eventuell in Frage kommenden Entmischungskomponenten konnten nicht bestimmt werden. — Es kann ausgeschlossen werden, daß Magnetit eine Rolle spielt, denn Magnetit erscheint im Anschliff dunkler als Magnetkies, während die Stellen, an denen die Muster erschienen, hier eine Aufhellung zeigen. Aus den charakteristischen, schon bei den Magnetiteinkristallen beobachteten Strukturverschiebungen unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes parallel zur Oberfläche kann geschlossen werden, daß es sich bei den Mustern nicht um einfache Entmischungslamellen handelt, bei denen die magnetische Komponente mit Magnetitteilchen bedeckt und die unmagnetische Komponente unbedeckt ist, sondern daß eine Elementarbereichsstruktur wiedergegeben ist.

Schlußbemerkung

Für die Sichtbarmachung der Grenzen der Weißschen Bezirke ist also in jedem Fall eine spannungsfreie Oberfläche erforderlich. Solche spannungsfreien Oberflächen lassen sich bei manchen Proben durch eine elektrolytische Politur herstellen, wenn das zu polierende Material in Form von mehr oder minder gut ausgebildeten Kristallen vorliegt. Bei feinkristallinen Proben und Erzkörnern, die sich noch in der Gesteinsmatrix befinden, dürfte eine elektrolytische Politur nur selten gelingen. Hier muß man auf spezielle mechanische Poliermethoden zurückgreifen, die bei entsprechendem Aufwand ebenfalls zu einer fast spannungsfreien Oberfläche führen können.

Da der hier verwendeten Methode mit dem kolloidalen Magnetit Grenzen in der Auflösung der Bereichsgrenzen gesetzt sind und zur Ausflockung der Magnetitteilchen aus dem Kolloid immer eine Mindestgröße der Streufeldstärke an der Oberfläche gefordert werden muß, sollen in einer Fortführung der Arbeit andere Methoden zur Sichtbarmachung der Bereichsstrukturen von Magnetkiesen verschiedener Paragenesen untersucht werden.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. G. ANGENHEISTER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine Unterstützung durch zahlreiche Diskussionen.

Herrn Dr. BODECHTEL vom Institut für allgemeine und angewandte Geologie und Mineralogie der Universität München danke ich für die Überlassung von Untersuchungsmaterial und seine Unterstützung bei der Herstellung von Anschliffen.

Literatur

- [1] ELMORE, W. C.: Ferromagnetic Colloid for studying Magnetic Structures. Phys. Rev. 54 (1938), S. 309—310.
- [2] JACQUET, P. A.: Electrolytical and chemical Polishing. Metallurgical Review Vol. 1, Part 2 (1956), S. 157—211.
- [3] LANDAU, L., und E. LIFSHITZ: On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. Phys. Zeitschrift der Sowjetunion 8 (1935), S. 153—169.

Jahreszeitliche Einflüsse auf die Rückstrahlung ultrakurzer Wellen an Polarlichtern in Mitteleuropa

Seasonal Influences on VHF-Aurora-Backscatter in Middle Europe

Von G. LANGE-HESSE, Lindau¹⁾

Eingegangen am 11. August 1962

Zusammenfassung: Über die Ergebnisse der UKW-Polarlichtrückstrahlungs-Beobachtungen in Deutschland aus dem Zeitraum von Anfang 1957 bis Anfang 1961 ist vom Verfasser in [4] ausführlich berichtet worden. An Hand einer längeren Beobachtungszeitreihe als in [4] berücksichtigt werden nachstehend einige jahreszeitliche Einflüsse analysiert. Im durchschnittlichen tageszeitlichen Gang der Häufigkeit von UKW-Polarlicht-Reflexionen ist ein schwacher, in der Abhängigkeit vom erdmagnetischen Unruhegrad Kp dagegen ein starker jahreszeitlicher Einfluß erkennbar. Allgemein treten während der Äquinoktien weit häufiger UKW-Polarlichtrückstrahlungen auf als zu den anderen Jahreszeiten.

Summary: The results of VHF-aurora-backscatter observations in Germany covering the period from the beginning of 1957 to the beginning of 1961 have been published in detail by the author in [4]. Some seasonal influences are analysed in the following publication using a longer observation period than was available for the results in [4]. Only a weak seasonal influence is recognizable in the average daily variation of the frequency of VHF-aurora-backscatter. The frequency as a function of the degree of geomagnetic activity Kp , however, shows a stronger seasonal influence. The frequency of VHF-aurora-backscatter generally is higher during equinox than during the other seasons.

1. Einleitung

Die das Polarlicht hervorrufende solare Partikelstrahlung verursacht in der Ionosphäre neben der Lichterscheinung eine zusätzliche Ionisation. Diese im Bereich der Polarlichter auftretende Ionisation, kurz „Polarlichtionisation“ genannt, ist in der Lage, ultrakurze Radiowellen zu reflektieren und kann daher mit Radargeräten im Meterwellenbereich, aber auch mit einfachen Ultrakurzwellen Sende- und Empfangsgeräten bei geeigneter Lage der Beobachtungsstationen nachgewiesen werden. Dieses kurz vor dem letzten Kriege in Skandinavien [1] und USA [2] etwa gleichzeitig entdeckte Phänomen wurde nach dem Kriege in Kanada, USA, Großbritannien und Skandinavien eingehender untersucht [3]. Dabei zeigte sich sehr bald, daß Polarlichter

¹⁾ Dr. G. LANGE-HESSE, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphärenphysik, 3411 Lindau über Northeim/Hann.

für Ultrakurzwellen eine deutliche Aspektempfindlichkeit zeigen, und zwar pflegen nur dann Reflexionen aufzutreten, wenn die Ausbreitungsrichtung der Wellen und die Richtung der erdmagnetischen Feldlinien am Reflexionspunkt angenähert einen rechten Winkel bilden (Abb. 1). Nähere Untersuchungen zeigten, daß die Senkrechtbedingung um so strenger erfüllt sein muß, je kürzer die Wellenlänge und je geringer die Sendeleistung ist¹⁾.

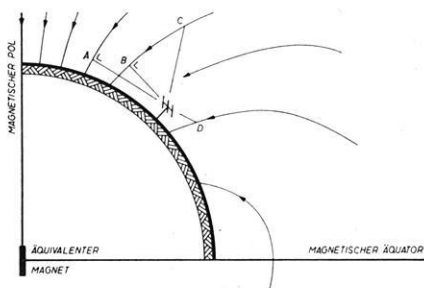


Abb. 1: Rückstrahlungen von ultrakurzwellen an Polarlichtern sind nur möglich, wenn am Reflexionsort die Wellenausbreitungsrichtung und die Richtung der erdmagnetischen Feldlinien einen rechten Winkel bilden. Unter diesen Voraussetzungen geben in der obigen Abbildung an den Punkten A und B gelegene Polarlichter Echos, an C und D gelegene dagegen nicht. Die dargestellten erdmagnetischen Feldlinien entsprechen nur näherungsweise dem wahren Verlauf.

Fig. 1: VHF-radiowaves aurora backscatter are only possible, when the direction of radio-wave-propagation and the direction of the lines of force of the earth's magnetic field are perpendicular at the reflexion point. Under this assumption aurora displays at the points A and B use to give backscatter-echoes, but not displays at the points C and D.

Die vorstehend geschilderten Eigenschaften geben die Möglichkeit, mit Ultrakurzwellen unter bestimmten Voraussetzungen auf dem Umwege über das rückstrahlende Polarlicht Überreichweiten über Direktentfernungen von mehr als 1000 km zu erzielen. Die Geometrie des dabei auftretenden Ausbreitungsweges geht aus Abb. 1 und Abb. 2 hervor. Derartig zustandekommende Übertragungen werden Polarlicht-Funkverbindungen genannt, im Angelsächsischen: Aurora Contacts, auch Bistatic Aurora Communications. Charakteristisch für derartige Verbindungen ist einmal die Tatsache, daß die Richtantenne auf der Sende- und Empfangsstation ungeachtet der Richtung zur Gegenstation in erster Näherung nordwärts auf das Polarlicht gerichtet ist (Abb. 2). Weiterhin zeigen die am Polarlicht übertragenen Funksignale einen sehr eigenartigen rauhen Ton, der durch sehr schnelle Fadingfrequenzen hervorgerufen wird und somit Sprechsendungen, besonders auf den höheren Frequenzen der Ultrakurzwellen (50 MHz und höher), praktisch unverständlich macht. Langsame Telegraphiesignale können jedoch ohne Mühe aufgenommen werden.

¹⁾ Zusammenfassende Einführung in das Phänomen der Rückstrahlung ultrakurzwellen an Polarlichtern siehe außer in [3] auch in [10] oder [11].

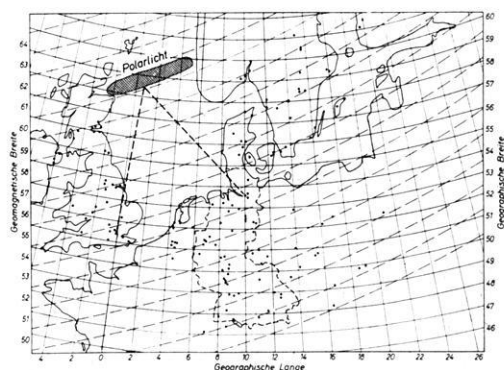


Abb. 2: Karte der Beobachtungsstationen in Mitteleuropa (Amateur-Funkstationen), die von 1957 bis Anfang 1962 von Deutschland aus über Polarlicht-Funkverbindungen in Telegraphie auf Frequenzen zwischen 144 und 146 MHz erreicht werden konnten. Die gestrichelten Linien stellen die auch in Bild 3 eingezeichneten geomagnetischen Breitenkreise dar.

Fig. 2: Map of the observing stations in Middle Europe (amateur radio stations) reached by VHF-contacts via aurora on 145 Mc/s (bistatic aurora contacts) from Germany in the time from 1957 to the beginning of 1962. The little lines are the geomagnetic parallels of latitude.

Am häufigsten tritt das Polarlicht in der eigentlichen Polarlichtzone (auch maximale Polarlichtzone genannt) auf. Das ist eine ringförmige Zone, die den magnetischen Achsenpol auf der Nord- und Südhalbkugel in etwa $\Phi \approx 67^\circ$ geomagnetischer Breite umgibt. In Abb. 3 ist diese Zone mit der 100%-Linie gleicher Polarlichthäufigkeit gekennzeichnet. In klaren, mondlosen Nächten ist dort praktisch allnächtlich an

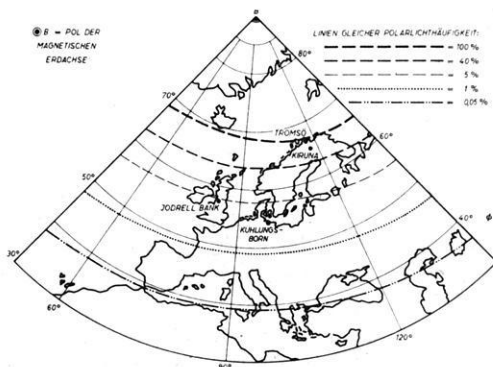


Abb. 3: Karte von Europa mit Linien gleicher Polarlichthäufigkeit (Isochasmen) und geomagnetischen Meridianen und Breitenkreisen. B = Pol der magnetischen Erdachse.

Fig. 3: Map of Europe with lines of equal frequency of aurora occurrence (isochasms) and geomagnetic meridians and parallels of latitude. B = magnetic axis-pole.

irgendeiner Stelle Polarlicht zu sehen. Südlich davon nimmt die Polarlichthäufigkeit sehr schnell ab. Die 5%-Isochasse (Abb. 3) verläuft in Europa durch Südschweden und Irland. 5% bedeutet, daß dort die Polarlichthäufigkeit im Mittel nur 5% von der in der Maximalzone beträgt. In Norddeutschland beträgt diese Häufigkeit im Durchschnitt über viele Jahrzehnte etwa 2%, ist also relativ gering. In Jahren eines Sonnenfleckenmaximums ist diese Häufigkeit dort je nach Höhe des Maximums entsprechend größer, im Fleckenminimum dagegen merklich geringer. Die starke Polarlichthäufigkeit in mittleren Breiten während des letzten überaus hohen Sonnenfleckenmaximums 1957 bis 1960 ermöglichte es, das Phänomen der UKW-Polarlichtrückstrahlung erstmalig in Mitteleuropa (also in niedrigeren geomagnetischen Breiten als bisher) eingehend zu untersuchen. In Deutschland ($\Phi = 48-55^\circ$) beteiligten sich an diesen Beobachtungen sehr eingehend die Funkamateure, die ein Netz von etwa 45 Beobachtungsstationen (Abb. 2) aufstellten, das von einer zentralen Stelle beim Auftreten von Polarlicht benachrichtigt wurde, so daß umgehend die Beobachtungen aufgenommen werden konnten. Die außerhalb Deutschlands in Abb. 2 eingetragenen Stationen konnten über Polarlichtfunkverbindungen in Telegraphie von Deutschland aus auf Frequenzen von etwa 145 MHz in dem Zeitraum von 1957 bis Anfang 1962 erreicht werden.

Über die Ergebnisse der UKW-Polarlichtrückstrahlungs-Beobachtungen der deutschen Funkamateure aus dem Zeitraum von 1957 bis Anfang 1961 ist in [4] ausführlich berichtet worden. Dabei sind die Funkamateur-Beobachtungsergebnisse mit entsprechenden Ergebnissen gleichzeitiger in Kühlungsborn (Ostsee) (Abb. 2) durchgeführter Radar-Polarlichtrückstrahlungs-Beobachtungen verglichen worden. Beide nach verschiedenen Methoden gewonnene Ergebnisse zeigten eine gute Übereinstimmung, was die Brauchbarkeit und Zuverlässigkeit der Funkamateur-Beobachtungen bestätigte. In der Zwischenzeit sind die Funkamateur-Beobachtungen in der bisherigen Art fortgesetzt worden. Die nachstehend geschilderten Untersuchungen stützen sich daher auf eine gegenüber [4] längere Beobachtungszeitreihe, und zwar von 1957 bis Anfang 1962. Diese längere Zeitreihe ermöglichte es, die jahreszeitlichen Einflüsse deutlich zu analysieren, was in [4] z. T. noch nicht möglich war.

2. Tageszeitliche Abhängigkeit

Den tageszeitlichen Einfluß auf die Häufigkeit von UKW-Polarlicht-Funkverbindungen zeigt Abb. 4. Es treten zwei starke Maxima auf zwischen 17.00 und 18.00 MEZ und gegen Mitternacht sowie zwei Minima. Das stark ausgeprägte scharfe abendliche Minimum liegt etwa zwischen 21.00 und 22.00 MEZ; das andere breitere Minimum erstreckt sich von den früheren Morgenstunden bis gegen Mittag. Auf die zahlreichen geophysikalischen Begleiterscheinungen des abendlichen Minimums besonders auf die engen Zusammenhänge mit den erdmagnetischen Variationen ist in [4] ausführlich hingewiesen. Das entlang der Polarlichtzone (Abb. 3) beim Auftreten von Polarlichtern und erdmagnetischen Störungen sich ausbildende Strom-

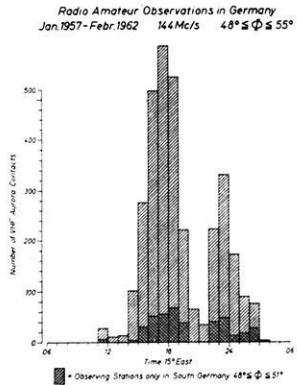


Abb. 4: Häufigkeit von UKW-Polarlicht-Funkverbindungen in Abhängigkeit von der Tageszeit in Deutschland ($48^{\circ} \leq \Phi \leq 55^{\circ}$) nach Funkamateurbesichtungen auf 144 bis 146 MHz Jan. 1957 bis Febr. 1962.

Fig. 4: Frequency of VHF-aurora-contacts (vertical in the figure) as a function of local time in Germany ($48^{\circ} \leq \Phi \leq 55^{\circ}$) according to amateur observations on 144 to 146 Mc/s. Jan. 1957 to Febr. 1962.

system in der Ionosphäre (das die erdmagnetischen S_D ¹⁾-Variationen verursacht [5]) hat etwa zum Zeitpunkt der Maxima in Abb. 4 nach Untersuchungen in [6] ebenfalls Stromstärkenmaxima. Während des abendlichen Minimums in Abb. 4 zwischen 21.00 und 22.00 Ortszeit findet dagegen bei dem Stromsystem eine Richtungsumkehr um 180° statt.

3. Jahreszeitlicher Einfluß auf die tageszeitliche Abhängigkeit

Den jahreszeitlichen Einfluß auf den Tagesgang der Häufigkeit von UKW-Polarlicht-Funkverbindungen zeigt Abb. 5. In erster Näherung ist dort kein jahreszeitlicher Einfluß zu erkennen, jedoch scheint das Häufigkeitsmaximum in den späten Nachmittagsstunden im Winter etwa ein bis zwei Stunden später zu liegen als im Sommer. Auf eine ähnliche zeitlich parallele jahreszeitliche Verschiebung des Stromstärkenmaximums vom Stromsystem entlang der Polarlichtzone deuten auch die durchschnittlichen erdmagnetischen S_D -Variationen hin [7].

Eine andere Form des jahreszeitlichen Einflusses auf die Häufigkeit von UKW-Polarlicht-Funkverbindungen zeigt Abb. 6. Dort ist die Häufigkeit in den einzelnen Monaten des Jahres ohne Rücksicht auf die Tageszeit dargestellt für den Zeitraum von Januar 1957 bis Februar 1962. Ein deutliches Häufigkeitsmaximum während der Äquinoktien ist zu erkennen, wie es beim sichtbaren Polarlicht schon seit langem bekannt ist [5].

¹⁾ S bedeutet Variationen mit sonnentägige Periode, D = disturbed, d. h. an erdmagnetisch gestörten Tagen.

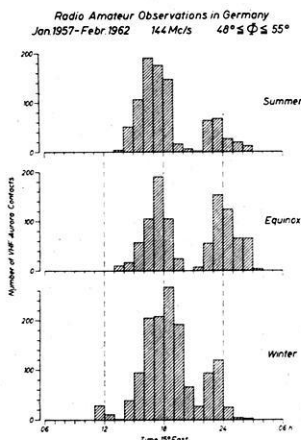


Abb. 5: Jahreszeitlicher Einfluß auf den Häufigkeitstagesgang von UKW-Polarlicht-Funkverbindungen. Gleiches Beobachtungsmaterial wie in Bild 4.

Fig. 5: Seasonal influence on the daily variation of frequency of VHF-aurora-contacts. Same observation data as in fig. 4.

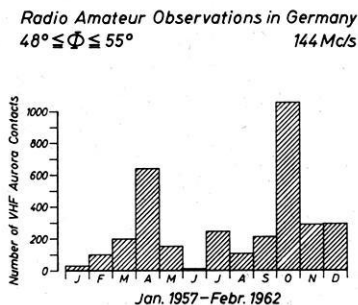


Abb. 6: Häufigkeit von UKW-Polarlicht-Funkverbindungen in den verschiedenen Monaten des Jahres. Gleiches Beobachtungsmaterial wie in Bild 4.

Fig. 6: Frequency of VHF-aurora-contacts during the different months of the year. Same observation data as in fig. 4.

4. Abhängigkeit vom Grad der erdmagnetischen Unruhe

Als Maß für den Grad der planetarischen erdmagnetischen Unruhe¹⁾ dient die dreistündige Kennziffer K_p mit der Skala von $K_p = 0, 0+, 1-, 1o, 1+, 2-, 2o, 2+, \dots, 8o, 8+, 9-, 9o$. $K_p = 0$ bedeutet völlige, weltweite erdmagnetische Ruhe, $K_p = 9$ stärkste, weltweite Störung. Näheres über die K_p -Werte siehe [8], S. 227—232

¹⁾ Auch erdmagnetische Störung oder erdmagnetische Aktivität genannt.

oder [9], S. 731—739. Bei Kp -Graden von 5 bis 6 an aufwärts spricht man von erdmagnetischen Stürmen. In Abb. 7 und 8 sind waagrecht die Kp -Grade aufgetragen, wobei die Skalenstufen „—, o, +“ jeweils zu einer zusammengefaßt sind. Die obere Darstellung in Abb. 7 zeigt den Einfluß der Kp -Grade auf die Häufigkeit von UKW-Polarlicht-Funkverbindungen für die ganze Zeitreihe Januar 1957 bis Februar 1962 ohne Berücksichtigung der Jahreszeit. Am häufigsten treten demnach derartige Verbindungen und somit UKW-Rückstrahlungen am Polarlicht bei Kp -Werten von 8 und 9 auf, bei Kp -Werten von 6 und 7 geht die Häufigkeit schon merklich zurück und bei $Kp = 4$ und 5 treten nur noch vereinzelt derartige Verbindungsmöglichkeiten auf¹⁾.

Der Einfluß des erdmagnetischen Unruhegrades auf die mittlere Signallautstärke der am Polarlicht rückgestrahlten Signale ist in Abb. 7 unten zu sehen. Der Dar-

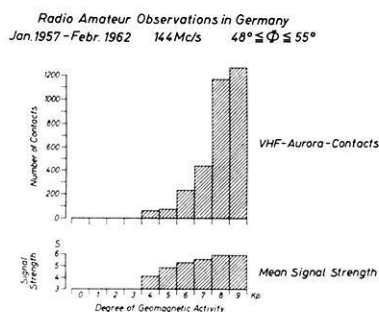


Abb. 7: Häufigkeit von UKW-Polarlicht-Funkverbindungen und Variation der mittleren Lautstärke S der vom Polarlicht rückgestrahlten Signale in Abhängigkeit von dem Grad der erdmagnetischen Unruhe Kp . Gleiches Beobachtungsmaterial wie in Abb. 4.

Fig. 7: Frequency of VHF-aurora-contacts as well as variation of mean signal strength S of aurora-backscattered signals as a function of the degree of geomagnetic activity Kp . Same observation data as in fig. 4.

stellung darüber kann im einzelnen entnommen werden, aus wieviel Einzelwerten jeweils die mittlere Signallautstärke für die einzelnen Kp -Grade berechnet worden ist. Es zeigt sich, daß die Lautstärke bei hohen Kp -Graden (8 und 9) am höchsten ist. Mit abnehmendem Kp -Graden nimmt auch die Lautstärke ab. Diese in [4] schon behandelte Lautstärkeabnahme mit abnehmendem Kp -Grad kommt jedoch in Abb. 7, wo gegenüber [4] eine längere Beobachtungszeitreihe benutzt wurde, wesentlich deutlicher zum Ausdruck. Über die mutmaßlichen Ursachen dieser Lautstärkeabnahme sowie über die Definition der Lautstärke S siehe näheres in [4].

¹⁾ Wie die näheren Untersuchungen in [4] ergaben, treten bei $Kp = 4$ und 5 praktisch nur noch in Norddeutschland derartige Verbindungsmöglichkeiten auf, in Süddeutschland dagegen nicht mehr.

5. Jahreszeitlicher Einfluß auf die Abhängigkeit vom Grad der erdmagnetischen Unruhe

Eine gleiche Darstellungsart wie in Abb. 7 oben zeigt Abb. 8, jedoch ist dort das Beobachtungsmaterial nach Jahreszeiten unterteilt. In den Sommermonaten und während der Äquinoktien treten bei Kp -Graden von 8 und 9 am häufigsten UKW-Polarlicht-Verbindungen auf, bei $Kp = 6$ und 7 geht diese Häufigkeit schon sehr

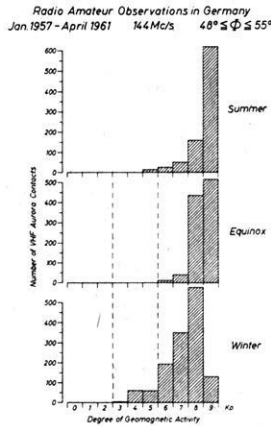


Abb. 8: Jahreszeitlicher Einfluß auf die Abhängigkeit der Häufigkeit von UKW-Polarlicht-Funkverbindungen von dem Grad der erdmagnetischen Unruhe Kp . Sommer: 22. April bis 20. Aug., Winter: 22. Okt. bis 19. Febr., Äquinoktien: 20. Febr. bis 21. April, 21. Aug. bis 21. Okt. Gleiches Beobachtungsmaterial wie in Abb. 4.

Fig. 8: Seasonal influence on the frequency of VHF-aurora-contacts as a function of the degree of geomagnetic activity Kp . Summer: 22 April to 20 Aug., Winter: 22 Oct. to 19 Febr., Equinox: 20 Febr. to 21 April, 21 Aug. to 21 Oct. Same observation data as in fig. 4.

stark zurück. Bei $Kp = 4$ und 5 treten während der Äquinoktien keine derartigen Verbindungen mehr auf und in den Sommermonaten nur noch ganz wenige bei $Kp = 5$. Diese Tatsache ist um so beachtenswerter, wenn man bedenkt, daß die Häufigkeit der Kp -Grade (zwischen 4 und 9) 4 und 5 am größten und 9 am geringsten ist. Die Häufigkeit der Kp -Grade verläuft also mit anderen Worten gerade umgekehrt wie die der UKW-Polarlicht-Verbindungen in Abb. 8 und Abb. 7 oben. Während der Wintermonate zeigt sich jedoch in Abb. 8 gegenüber Sommer und Äquinoktien ein verändertes Bild. So treten im Winter bei niedrigeren Kp -Graden (4 bis 7) weit häufiger UKW-Polarlicht-Funkverbindungen auf als zu den anderen Jahreszeiten. Das Häufigkeitsmaximum scheint sich hier etwas nach niedrigeren Kp -Graden zu verlagern. Im Winter

tritt z. B. bei $Kp = 4$ noch eine beachtliche Anzahl von Verbindungen auf, zu den anderen Jahreszeiten dagegen keine. Weiterhin ist die Häufigkeit der Verbindungen bei $Kp = 6$ und 7 im Winter etwa um das Zehnfache größer als im Sommer und zu den Äquinoktien. Da, wie vorhergehend schon gesagt, die Häufigkeit von $Kp = 4$ bis 7 merklich größer ist als die von $Kp = 8$ und 9 , sind im mitteleuropäischen Raum die Bedingungen für UKW-Polarlicht-Rückstrahlungen und somit für UKW-Polarlicht-Funkverbindungen im Winter allgemein günstiger als zu den anderen Jahreszeiten.

Alle genannten Ergebnisse sind vorwiegend aus Beobachtungen gewonnen, die von Funkamateuren mit ihren privaten Stationen durchgeführt worden sind. Die Sendeleistungen dieser Stationen liegen in der Größenordnung von 100 W und darunter, und der Aufwand an Richtantennen hält sich im allgemeinen in bescheidenen Grenzen. Die gewonnenen Resultate sind daher ein schönes Beispiel dafür, daß Funkamateure, bedingt durch ihre relativ große Anzahl und ihre geographisch großräumige und nahezu gleichmäßige Verteilung (Abb. 2), bei richtiger Anleitung von wissenschaftlicher Seite, wertvolle Beiträge für die Forschung leisten können, Beiträge wie sie in dieser Form von wissenschaftlicher Seite allein nur mit großen finanziellem, personellem und gerätemäßigem Aufwand gewonnen werden können. Den deutschen Funkamateuren und dem Deutschen Amateur-Radio-Club (DARC), in dem sie zusammengeschlossen sind, sei daher an dieser Stelle für die wertvolle Beobachtungstätigkeit ganz besonderer Dank ausgesprochen und auch für die Bereitwilligkeit, derartige Forschungsprogramme in Zukunft weiterhin zu unterstützen.

Literatur

- [1] HARANG, L., und W. STOFFREGEN: Echoversuche auf Ultrakurzwellen. Hochfrequenztechnik u. Elektroakustik 55 (1940).
- [2] QST (Amerikanische Zeitschrift für Funkamateure), Mai-Heft 1939 (Verfasser unbekannt).
- [3] LANGE-HESSE, G.: Rückstrahlung kurzer und ultrakurzer Wellen an Polarlichtern. A. E. Ü. 11 (1957).
- [4] LANGE-HESSE, G.: Fernausbreitung ultrakurzer Wellen im mitteleuropäischen Raum durch Rückstrahlung am Polarlicht. A. E. Ü. 16 (1962).
- [5] CHAPMAN, S., und J. BARTELS: Geomagnetism. 2 Bände, Oxford Univ. Press 1940, reprinted 1951.
- [6] SCRASE, F. J.: Electric Currents Associated with Geomagnetic Disturbances in the Auroral Zone. Nature 191 (Sept. 1961).
- [7] BARTELS, J.: Besprechung erdmagnetischer Registrierungen im Hinblick auf Vorgänge in der Ionosphäre und Wirkungen in der Höhenstrahlung. Z. f. Geophysik, Heft 7/8 (1938).

- [8] BARTELS, J.: *Annals of the International Geophysical Year. Vol. IV, Part IV.* Pergamon Press, London 1957.
- [9] LANDOLT-BÖRNSTEIN: *Zahlenwerte und Funktionen. Band III: Astronomie und Geophysik.* Herausgegeben von J. BARTELS und P. TEN BRUGGENCATE. Springer, Berlin 1952.
- [10] CHAMBERLAIN, J. W.: *Physics of the aurora and airglow.* Academic Press, New York 1961.
- [11] RATCLIFFE, J. A.: *Physics of the upper atmosphere.* Academic Press, New York 1960.

Polygonale Koordination von Seezufluß und Wasserstand

Von H. ERTEL, Berlin¹⁾

Eingegangen am 15. September 1962

Zusammenfassung: Es wird folgendes Problem der Seeretention behandelt: Vom Seezufluß $Z(t)$ als Funktion der Zeit t seien nur die zu äquidistanten Zeitpunkten $t_j (j = 0, 1, 2, \dots)$ gemessenen Werte $Z_j = Z(t_j)$ bekannt. In der graphischen Darstellung ist dann durch die isolierten Punkte $\{t_j, Z(t_j)\}$ ein Zufluß-(Z -)Polygon als stückweise lineare Approximation der Ganglinie festgelegt. Der Abfluß $A(h)$ ist vom Wasserstand (Seespiegel) $h(t)$ im ganzen Intervall kleiner Spiegelschwankungen nahezu linear abhängig. Überdies gehen sämtliche drei Größen $Z(t)$, $A(h)$ und $h(t)$ in die Kontinuitätsgleichung ein. Wir suchen nun eine für alle j geltende numerische Lösung $h_j = h(t_j)$ unter der Bedingung, daß diese Lösung dem Z -Polygon ein entsprechendes Wasserstands-(h -)Polynom mittels der isolierten Punkte $\{t_j, h(t_j)\}$ zuordnet. Hierzu dient an Stelle der den Wasserhaushalt des Sees beschreibenden Differentialgleichung mit Anfangsbedingung nunmehr eine Differenzgleichung, bei deren Aufstellung die Bedingung der polygonalen Koordination berücksichtigt wurde und deren mittels Operatoren leicht zu erhaltende Lösung die analytische Basis für die Transformation des Z -Polygons in das koordinierte h -Polygon bildet. Die numerische Anwendung der Lösungsformel zur Berechnung der $h(t_j)$ -Werte ist sehr einfach und wird an einem Beispiel (Zuflußstörung in Form eines Trapezimpulses) erläutert.

Summary: We consider the following problem on the relationship of inflow and lake level: Corresponding to the equally spaced values $t_j (j = 0, 1, 2, \dots)$ of the time t suppose that we have measured the values $Z_j = Z(t_j)$ of the rate of inflow $Z(t)$. The graph of $Z(t_j)$ consists of a number of isolated points $\{t_j, Z(t_j)\}$ which, joined to their neighbours in straight lines, form a polygon called the inflow (Z -) polygon. We may assume that the rate of discharge $A(h)$ follows approximately a linear function of the lake level $h(t)$. Moreover the quantities $Z(t)$, $A(h)$, $h(t)$ are related by the equation of continuity. We now seek a numerical solution $h_j = h(t_j)$ for all j , subject to the condition that the isolated points $\{t_j, h(t_j)\}$ characterize a corresponding level (h -) polygon. In place of the differential equation for the water balance with initial condition we then deal with a corresponding difference equation, whose solution transforms analytically the Z -polygon into the h -polygon. It is easy to find this solution by operational methods. From the formula thus deduced, numerical values $h(t_j)$ can be computed in a simple way. An example (impulsive inflow disturbance) is given to illustrate the simplicity of the computation.

I. Formulierung des Problems

Ein Flußsee erhalte den Zufluß $Z(t)$, dessen kontinuierlicher Verlauf als Funktion der Zeit t nicht bekannt sei, weil nur die zu den äquidistanten Zeitpunkten $t_j (j = 0, 1, 2, \dots)$ gewonnenen Messungsergebnisse $Z_j = Z(t_j)$ vorliegen mögen. Beim etwa aus zeitökonomischen Gründen bedingten Verzicht auf die Anwendung graphischer oder

¹⁾ Prof. Dr. HANS ERTEL, Institut für Physikalische Hydrographie der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Berlin-Friedrichshagen, Müggelseedamm 260.

numerischer Interpolationsverfahren ist daher die Zuflußganglinie einfach durch ein Zufluß-(Z-)Polygon mit den Stützstellen t_j zu approximieren. Da der Wasserstand (Seespiegel) $h(t)$ mit dem Zufluß $Z(t)$ durch die Wasserbilanzgleichung des Sees und durch ein Abflußgesetz $A(h)$ gekoppelt ist, entsteht nun die Frage, durch welche Punkte $\{t_j, h(t_j)\}$ ein korrespondierendes Wasserstands-(h-)Polygon bestimmt wird, das also die gleichen Stützstellen t_j besitzt wie das zugeordnete Z-Polygon.

Bis einschließlich des Zeitpunktes $t = 0$, also für $-\infty \leq t \leq 0$, befinde sich das Fluß-See-System im stationären Strömungszustand. Wählen wir den stationären Seespiegel als Pegelnullpunkt ($h = 0$), so gilt also die stationäre Kontinuitätsbedingung

$$Z(t) = A(0) = \text{const, für } -\infty \leq t \leq 0. \quad (1)$$

Eine anschließend einsetzende positive („Hochwasser“-)Störung $F(t)$ des Zuflusses, die zum Zeitpunkt $t = \vartheta > 0$ wieder beendet sei, genügt dann den Bedingungen

$$F(t) \begin{cases} = 0, & \text{für } -\infty \leq t \leq 0, \\ > 0, & \text{für } 0 < t < \vartheta, \\ = 0, & \text{für } \vartheta \leq t \leq +\infty. \end{cases} \quad (2)$$

Wir schreiben nun mit Rücksicht auf (1) den Seezufluß in der Form

$$Z(t) = A(0) + F(t) \quad (3)$$

und setzen das Abflußgesetz auf Grund bereits bewährter Anwendungen [3, 8] als lineare Funktion des Wasserstandes h an:

$$A(h) = A(0) + \mu \cdot h, \quad (4)$$

worin $\mu > 0$ eine Konstante bedeutet.

Die Wasserbilanzgleichung (Kontinuitätsgleichung)

$$S \cdot \frac{dh}{dt} = Z(t) - A(h), \quad (5)$$

in der S die bei kleinen Wasserstandsänderungen bzw. fehlenden Ausuferungen als konstant zu betrachtende Seeoberfläche bedeutet, nimmt mit Rücksicht auf (3) und (4) die Form

$$\frac{dh}{dt} + \mu \cdot h = F(t) \quad (6)$$

an, indem wir zugleich zur Vereinfachung μ und $F(t)$ auf die Einheit der Seeoberfläche beziehen [4], d. h. wir schreiben $\mu, F(t)$ für $\mu/S, F(t)/S$.

Zu unserem Problem gehört die Anfangsbedingung

$$h(0) = 0 \quad (7)$$

der Differentialgleichung (6); letztere transformieren wir aber in eine Differenzengleichung, weil die gemeinsamen Stützstellen t_j der koordinierten Polynome einen endlichen Abstand $t_{j+1} - t_j = \Theta = \text{const}$ besitzen.

II. Die Differenzgleichung des Problems und ihre Lösung

Aus (6) folgt durch Integration zunächst

$$h(t) - h(t - \Theta) + \mu \int_{t-\Theta}^t h(t) dt = \int_{t-\Theta}^t F(t) dt. \quad (8)$$

Da sowohl $F(t)$ als auch $h(t)$ durch Polygone approximiert sein sollen, können wir sowohl

$$\int_{t-\Theta}^t F(t) dt = \frac{1}{2} \Theta \cdot \{F(t) + F(t - \Theta)\} \quad (9)$$

als auch

$$\int_{t-\Theta}^t h(t) dt = \frac{1}{2} \Theta \cdot \{h(t) + h(t - \Theta)\} \quad (10)$$

setzen und erhalten durch Substitution von (9) und (10) in (8) mit Verwendung der Abkürzung

$$\beta = \frac{1 - \frac{1}{2}\alpha}{1 + \frac{1}{2}\alpha} = \frac{1 - \frac{1}{2}\mu\Theta}{1 + \frac{1}{2}\mu\Theta} \quad (11)$$

sofort die lineare, inhomogene Differenzgleichung des Problems:

$$h(t) - \beta \cdot h(t - \Theta) = \frac{\frac{1}{2} \Theta}{\left(1 + \frac{1}{2} \alpha\right)} \cdot \{F(t) + F(t - \Theta)\} \quad (12)$$

Die Anfangsbedingung (7) bleibt unverändert bestehen.

Eine in der Differenzenrechnung mit Vorteil benutzte Operatorensymbolik (TAYLOR-Operator, vgl. z. B.: [5, 7]) verwendend, schreiben wir mit $D = d/dt$ und

$$\{h(t - \Theta), F(t - \Theta)\} = e^{-\Theta D} \{h(t), F(t)\} \quad (13)$$

die Differenzgleichung (12) in der Form

$$(1 - e^{-\Theta D}) h(t) = \frac{\frac{1}{2} \Theta}{\left(1 + \frac{1}{2} \alpha\right)} \cdot (1 + e^{-\Theta D}) F(t), \quad (14)$$

zu der die symbolische Lösung

$$h(t) = \frac{\frac{1}{2}\Theta}{\left(1 + \frac{1}{2}\alpha\right)} \cdot \left\{ \sum_0^{\infty} \beta^n \cdot e^{-n\Theta D} + \sum_0^{\infty} \beta^n \cdot e^{-(n+1)\Theta D} \right\} F(t) \quad (15)$$

gehört (vgl. z. B.: [1, 6]), aus der mit

$$\sum_0^{\infty} \beta^n \cdot e^{-n\Theta D} F(t) = F(t) + \sum_1^{\infty} \beta^n \cdot e^{-n\Theta D} F(t) \quad (16)$$

und

$$\sum_0^{\infty} \beta^n \cdot e^{-(n+1)\Theta D} F(t) = \frac{1}{\beta} \sum_1^{\infty} \beta^n \cdot e^{-n\Theta D} F(t) \quad (17)$$

unter Berücksichtigung von (11) und (13) für die gesuchten Funktionswerte $h(t_j)$ der Stützstellen $t = t_j (j = 0, 1, 2, \dots)$ die Formel

$$h(t_j) = \frac{\Theta}{\left(1 - \frac{1}{4}\alpha^2\right)} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\alpha\right) F(t_j) + \sum_1^{\infty} \beta^n \cdot F(t_j - n\Theta) \right\} \quad (18)$$

resultiert. Gemäß (2) verschwinden in der Summe alle Terme, die zu $n \geq t_j/\Theta$ gehören.

Die Lösung (18) genügt wegen (2) der Anfangsbedingung (7) für $t_0 = 0$; daß sie auch die Differenzgleichung (12) erfüllt, also durch Substitution in (12) eine Identität liefert, kann folgendermaßen bewiesen werden:

Ersetzen wir t_j in (18) durch $t_j - \Theta$, so erhält man nach Multiplikation mit β :

$$\beta \cdot h(t_j - \Theta) = \frac{\Theta}{\left(1 - \frac{1}{4}\alpha^2\right)} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\alpha\right) \cdot \beta \cdot F(t_j - \Theta) + \sum_2^{\infty} \beta^n \cdot F(t_j - n\Theta) \right\}, \quad (19)$$

und durch Subtraktion dieser Gleichung von (18):

$$h(t_j) - \beta \cdot h(t_j - \Theta) = \frac{\Theta}{\left(1 - \frac{1}{4}\alpha^2\right)} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\alpha\right) F(t_j) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{2}\alpha\right) \cdot \beta \cdot F(t_j - \Theta) \right\}, \quad (20)$$

welche Gleichung wegen (11) mit der Differenzgleichung (12) für $t = t_j$ übereinstimmt, q.e.d.

III. Numerisches Beispiel

Die Formel (18) stellt die analytische Lösung unseres Problems dar. Für den Zweck numerischer Anwendungen führen wir

$$F^*(t_j) = \frac{\Theta}{\left(1 - \frac{1}{4}\alpha^2\right)} \cdot F(t_j) \quad (21)$$

ein und erhalten aus (18):

$$h(t_j) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\alpha\right) \cdot F^*(t_j) + \sum_1^{\infty} \beta^n \cdot F^*(t_j - n\Theta). \quad (22)$$

Es sei nun durch die vier Punkte

$$\{t_0, 0\}, \quad \{t_1, F(t_1)\}, \quad \{t_2, F(t_2)\}, \quad \{t_3, 0\}, \quad (23)$$

mit

$$F(t_1) = F(t_2) = H \quad (24)$$

und weiterhin

$$F(t_j) = 0, \text{ für } j = 4, 5, 6, \dots \quad (25)$$

eine Störung des Seezuflusses polygonal in Form eines Trapezimpulses gegeben, die bei $t_0 = 0$ einsetzt und bei $t_3 = 3\Theta = \vartheta$ entsprechend der Darstellung (2) beendet ist. Geometrisch stellt H die Höhe des den Impuls polygonal approximierenden Trapezes dar.

Die Lösung (18) in der Form (22) ergibt mit Rücksicht auf (23), (24) und (25) das folgende Rechenschema:

$$\left\{ \begin{array}{l} h(t_0) = 0, \\ h(t_1) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\alpha\right) \cdot F^*(t_1) \\ h(t_2) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2}\alpha\right) \cdot F^*(t_2) + \beta \cdot F^*(t_1) \\ h(t_3) = \beta^2 \cdot F^*(t_1) + \beta \cdot F^*(t_2) = \beta \cdot (\beta + 1) \cdot H, \\ h(t_4) = \beta^3 \cdot F^*(t_1) + \beta^2 \cdot F^*(t_2) = \beta^2 \cdot (\beta + 1) \cdot H, \\ \dots = \dots = \dots, \\ h(t_n) = \beta^{n-1} \cdot F^*(t_1) + \beta^{n-2} \cdot F^*(t_2) = \beta^{n-2} \cdot (\beta + 1) \cdot H, \end{array} \right. \quad (26)$$

usw.

Mit den folgenden Zahlenwerten: $\Theta = 2$ Std. = 7200 sec, $S = 5 \cdot 10^6$ m², $\mu \cdot S = 1,39$ m³/sec · cm wird $\alpha = 0,20$ und $\beta = 0,82$. Dann wird für eine Zuflußstörung $S \cdot F(t_1) = S \cdot F(t_2) = 50$ m³/sec nach (21) und (22): $H = 7,3$ cm, und das Rechenschema (26) ergibt die folgenden, polygonal koordinierten Werte der von $t = 0$ bis $t = 6$ Std. wirkenden Zuflußstörung und des Wasserstandes für die Dauer eines Tages:

Zeit (in Stunden)	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
Zuflußstörung (m ³ /sec)	0	50	50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Wasserstand (cm)	0	3,3	9,3	10,9	8,9	7,3	6,0	4,9	4,0	3,3	2,7	2,2	1,8

Wenn das Z -Polygon eine größere Zahl von Null verschiedener Ordinaten aufweist als im vorstehenden Beispiel, dann empfiehlt sich an Stelle von (26) die Anwendung eines gleichfalls sehr einfachen Rechenschemas, das im Zusammenhang mit der numerischen Auswertung einer der Gleichung (18) ähnlichen Formel an anderer Stelle [2] bereits Anwendung fand.

Literatur

- [1] CARSLAW, H. S., and J. C. JAEGER: Operational Methods in Applied Mathematics. Second Edition, Oxford 1953, 316.
- [2] ERTEL, H.: Solución numérica de la ecuación del efecto regulador de un lago. Geofisica pura e applicata, Milano. Vol. 52, 1962 (im Druck).
- [3] FORCHHEIMER, PH.: Hydraulik. 3. Aufl. Leipzig und Berlin 1930, 420.
- [4] HUTCHINSON, G. E.: A Treatise on Limnology, Vol. I. New York 1957, 234.
- [5] JEFFREYS, H., and B. SWIRLES: Methods of Mathematical Physics. Third Edition. Cambridge 1956, 266.
- [6] LAWDEN, D. F.: Mathematics of Engineering Systems. Second Edition. London-New York 1959, 227.
- [7] RICHARDSON, C. H.: An Introduction to the Calculus of Finite Differences. New York 1954, 18.
- [8] SCHELLENBERGER, G.: Betrachtungen zur Seeretention. Acta Hydrophysica, Berlin. Bd. VI, 1960, 65.

SEISMOS

beschafft für Sie Informationen aus dem Untergrund

**Seismos G. m. b. H.,
Wilhelm-Busch-Straße 4,
Hannover.**

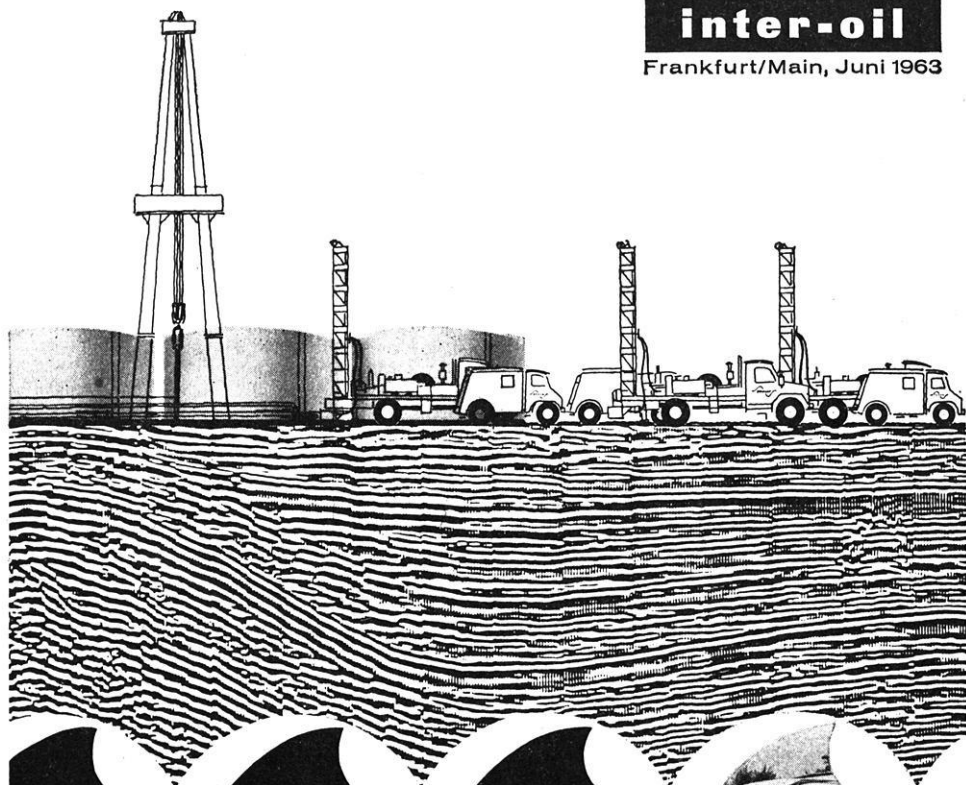
Fernruf 7 08 31

Fernschreiber 09 22419

PRAKLA auch auf der

inter-oil

Frankfurt/Main, Juni 1963



GEOPHYSIK

GEOPHYSIK

GEOPHYSIK



UNENTBEHRLICH FÜR DIE ERDÖLSUCHE

sind modernste Geräte
und erfahrenes Personal



HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · RUF: 8 07 21 · FERNSCHREIBER: 092 2847 · DRAHT: PRAKLA