

Zeitschrift für Geophysik

Band 35

1969

Heft 5

Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: MEISSNER, R.: Der gegenwärtige Stand der Mondforschung	441
SCHMIDBAUER, E.: Magnetic properties of oxidized Fe—Cr spinels	475
RÖSSLER, F., und D. BOCK: Messung des diffusen Himmelslichtes mittels Ballonen	485
CREER, K. M., and N. PETERSEN: Thermochemical Magnetization in Basalts	501
WILHELM, H.: Das zeitliche Verhalten des erdmagnetischen Quadrupolfeldes von 1835—1965	517
JESKE, H.: Die Feinstruktur des Brechungsindexfeldes in Höhen zwischen 50 und 2400 m über See	529
Briefe an den Herausgeber:	
GOSE, W. A.: Bemerkungen zum Artikel von E. SCHENK: „Über die Magnetisierung der Tuffe und Paläosole im Paläovulkan des Vogelsberges“	551
SCHENK, E.: Die Magnetisierung von Tuffen und Paläosolen. (Stellungnahme zu den Bemerkungen von W. A. GOSE)	553
Buchbesprechung und Kurzmitteilung	556



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Göttingen (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

B. Brockamp †, Münster i. W. — A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — E. A. Lauter, Kühlungsborn — O. Lucke †, Berlin — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Karlsruhe — H. Reich, Göttingen

Veröffentlicht werden Originalarbeiten aus dem gesamten Gebiet der Geophysik und aus den Grenzgebieten in deutscher, englischer oder französischer Sprache. Außerdem erscheinen mehrmals im Jahr auf Einladung hin verfaßte Übersichtsartikel.

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung.

Für kurze Mitteilungen, bei denen Interesse an raschem Erscheinen besteht, gibt es neben den normalen Veröffentlichungen die „Briefe an den Herausgeber“ (ohne Zusammenfassung). Sie werden nach Möglichkeit im nächsten Heft gebracht.

Die Autoren erhalten 50 Sonderdrucke ihrer Arbeit kostenlos. Weitere Exemplare können vom Verlag gegen Berechnung geliefert werden. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Es wird 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 Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

Im Text: Bei der ersten Zitierung [JUNG, MENZEL und ROSENBACH 1965], bei jeder folgenden Zitierung [JUNG et al. 1965].
Im Literaturverzeichnis: JUNG, K., H. MENZEL und O. ROSENBACH: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. Z. Geophys. 31, 7—26, 1965.

Manuskripte sind zu senden an Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22. Postscheckkonto: Hamburg 55983

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

Aufgenommen werden nur Arbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

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.

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 68,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Bekanntmachung lt. Bayer Pressegesetz: Verlag: PHYSICA VERLAG Rudolf Liebig K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5.
Pers. haft. Ges.: Anruf Liebig und Hildegund Höller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin Gertrud Liebig, Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1969

Der gegenwärtige Stand der Mondforschung¹⁾

VON R. MEISSNER, Frankfurt²⁾

Eingegangen am 2. Dezember 1968

Zusammenfassung: Die Entstehungsgeschichte des Mondes und die der Erde hängen eng zusammen. Unterschiede in Figur und Aufbau beider Himmelskörper werden mit unseren Nachbarplaneten verglichen. Für Druck, Dichte und Temperatur im Mondinnern werden Grenzwerte angegeben. Die Großstrukturen der Mondoberfläche und alle größeren Krater sind wahrscheinlich primär durch Aufschläge von Meteoriten oder Asteroiden erzeugt worden. Die Feinstruktur und ein Teil der kleineren Krater geben Hinweise auf endogene Prozesse, wie z. B. Vulkanismus. Die chemische Zusammensetzung der „Kruste“ ähnelt Plateaubasalten, die wahrscheinlich aus einem Differentiationsprozeß stammen. Die Mondoberfläche hat unter dem Einfluß von Strahlung und Kleinst-Meteoriten eine feinkörnige, poröse Struktur angenommen.

Summary: The history of the Moon and that of the Earth are strongly connected. Differences in the figure and the interior of the two bodies are compared with those of terrestrial planets. For the pressure, density and temperature inside the Moon some boundary values are given. The general structure of the Moon's face and all large craters are most probably caused by impact of meteorites or asteroids. Small structures and a part of smaller craters show indications of endogenic processes, i. e. vulcanism. The chemical composition of the Moon's "crust" is similar to plateau basalts, apparently originated by a differentiation process. The surface is granular, vesicular and of a high porosity as it is formed by the impact of small meteorites and cosmic rays.

1. Einleitung

Direkten Untersuchungen außerterrestrischer Materie waren bisher nur die Meteore zugänglich, welche die Erde auf dem Weg um die Sonne herum auffängt. Die Eigenschaften der uns benachbarten Himmelskörper ließen sich nur indirekt durch ihre Beleuchtung und ihre Bahn ableiten, im Falle des Mondes auch durch direkte Beobachtung und Fotografien. So war die der Erde zugewandte Seite unseres Trabanten durch terrestrische Fernrohraufnahmen bereits mit einer Auflösung bis zu etwa $\frac{1}{2}$ km bekannt, als am 13. September 1959 die erste Mondrakete Luna 1 auf der Mondoberfläche zerbarst. Es folgte eine weitere Zahl aufstürzender, dabei noch fotografierender Sonden, wie z. B. diejenigen der Ranger Serie. Sie wurden durch sanftlandende Sonden, wie z. B. Luna 9 oder diejenigen der Surveyor-Serie abgelöst, die Detailaufnah-

1) Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

2) Prof. Dr. R. MEISSNER, Inst. f. Meteorologie u. Geophysik d. Universität Frankfurt a. M.

men sowie physikalische und chemische Bodenuntersuchungen durchführten und ihre Ergebnisse zur Erde übermittelten. Die den Mond umkreisenden Satelliten wie z. B. Luna 10 oder diejenigen der Orbiter-Serie führten ebenfalls physikalische Messungen durch und sandten zum ersten Mal Bilder der Mondrückseite zur Erde. So wurde in den letzten 5 Jahren eine überwältigende Menge wissenschaftlichen Materials über den Mond zusammengetragen. In einer Bestandsaufnahme der gegenwärtigen Kenntnisse und Theorien über die Entstehung des Mondes und seiner Struktur mußte in Anbetracht der vielen verschiedenen und gegensätzlichen Lehrmeinungen eine gewisse Auswahl getroffen werden.

2. Die Entstehung von Erde und Mond

Einer der etwa 10 Milliarden Nebelansammlungen des überschaubaren Teils des Weltalls enthält unser rotierendes Milchstraßensystem mit etwa 100 Milliarden Sternen. Einer dieser Sterne, etwas oberhalb der Symetrieebene ist unsere Sonne mit ihren Planeten. Man vermutet, daß primäre Verwirbelungsgebiete des sich ausdehnenden interstellaren Gases für den anfänglich etwa 3000 Lichtjahre betragenden mittleren Nebeldurchmesser eine Rolle spielen. Zentrifugalkräfte der rotierenden Nebel bewirken, daß die Gravitation nur in Richtung der Rotationsachse ansetzen kann. So entsteht über elliptische Formen eine flache Scheibe mit starker Verdichtung im Mittelpunkt. Die schnellere Rotation des Mittelteils infolge der Erhaltung des Drehimpulses führt zu einer Spiralstruktur vieler Nebel, deren Arme von einem Magnetfeld in ihrer Lage gehalten werden. Innerhalb der Nebel gibt es sekundäre Verwirbelungen durch differentielle Rotation. So bilden sich aus größeren Wirbeln Kugelsternhaufen, aus kleineren Wirbeln formen sich Einzelsterne, wie z. B. unsere Sonne. Dieselben Gesetze wie bei der Nebelbildung bestimmen die Sternentstehung. Durch Gravitation entstehen im Zentralteil zunächst starke Massenansammlungen, die nach Überschreitung eines kritischen Punktes einen gravitativen Kollaps auslösen. Die dabei einsetzende hohe Temperatur führt zu einem Kernprozeß, in dem aus Wasserstoff Helium gebildet wird. Ob die anfangs schnell rotierende Ursonne einen kleinen Teil ihrer Materie längs ihres Äquators herauspritzte oder ob nach der alten KANT-LAPACESchen Theorie primär eine weitere differentielle Rotation der Nebelverdichtung zur Bildung der Massenansammlung der Urplaneten führte, ist unbestimmt. Es kommt jedenfalls zu rotierenden Kondensationsgebieten an der Stelle der heutigen Planetenbahnen. Daraus erzwingen später Gravitation und Fliehkraft den einheitlichen Drehsinn der Planeten, die Anschmiegung der Bahnen an die Ekliptik und die einheitliche Lage der Rotationsachsen.

Das Magnetfeld der schnell rotierenden Ursonne hat zunächst versucht, die Nebelmaterie synchron mitzudrehen. Dadurch wurde nach den Gesetzen der Magneto-hydrodynamik die Rotation der Ursonne gebremst und die Nebelmaterie nach außen fortgetrieben. So entfallen heute nur noch 2% des Drehimpulses auf die Sonne, ob-

wohl diese entsprechend ihrer Gesamtmasse von etwa 750 gegenüber der Gesamtmasse aller ihrer Planeten etwa 99,9% des Drehimpulses besitzen sollte.

Durch die Ausdehnung des Nebels setzt Abkühlung und Kondensation ein. In den inneren Teilen kondensieren hauptsächlich schwere, weiter außen leichtere Elemente. Nur die größeren und äußeren Planeten sind in der Lage, leichtere Moleküle wie H und He zu halten. Erwärmung infolge Kontraktion führt bei den inneren Planeten zu vollständigem oder teilweisem Schmelzen, je nach Erwärmung und Masse des sich zusammenballenden Körpers. Durch einsetzende Strahlung kommt es zur Austreibung bzw. Verdampfung leichterer Elemente, wobei der Beitrag kurzlebiger radioaktiver Elemente zur Erwärmung unklar bleibt.

Die Entstehung der Monde wird durch einen ganz ähnlichen Prozeß, nämlich durch weitere, wiederum kleinräumigere Rotation des planetaren Nebels verständlich. Die Analogie zwischen unserem Sonnensystem und dem System der Jupitermonde oder dem Ring des Saturn als eine Art Übergangsstadium ist zu vollkommen, als daß eine völlig andere Art der Entstehung denkbar wäre. So haben sich die Monde aus dem Gasmaterial des Protoplaneten, diese aus demjenigen der Ursonne und diese wiederum aus dem Gasnebel der Galaxis oder eines Urnebels gebildet. Diese verschiedenen Stadien der Verwirbelung sind in Abbildung 1 nach HINDERER schematisch dargestellt.

Die geschilderte Theorie der Mondentstehung durch Analogieschlüsse zu astronomischen Beobachtungen läßt sich auch physikalisch untermauern. Demgegenüber ist die ältere, schon von DARWIN aufgestellte *Gezeitentheorie*, nach welcher der Mond aus dem schon festen oder plastischen Erdkörper als zufällige Beule herausgerissen sein soll, nicht mehr haltbar (Abb. 2a). Die Erde müßte sich danach in der Frühzeit mit einer Periode von nur 4 Stunden gedreht haben, und sie hätte seit dieser Zeit 73% Drehmoment und 94% Rotationsenergie verloren. Diese Zahlenwerte sind nicht erklärbar.

Nach der *Einfangtheorie* (Abb. 2b) gelangte der Mond durch Zufall in den Gravitationsbereich der Erde, als beide Körper bereits fest waren. Ein solcher Einfang ist jedoch äußerst unwahrscheinlich. Die Monde der übrigen Planeten (12 Jupitermonde, 9 Saturnmonde) können nicht alle zufällig eingefangen worden sein. Außerdem zeigt sich, daß die Neigung der Erd-Rotationsachse vor dem hypothetischen Einfang etwa 80° gegenüber der Ekliptik betragen haben müßte. Eine solche Neigung kommt bei den Nachbarplaneten, auch bei den mondlosen, nicht vor. Sie widerspricht dem sonst einheitlichen Drehsinn.

Nach der *Akkumulationstheorie* (s. Abb. 2c) haben sich Erde und Mond aus Körpern von bereits mondähnlicher Größe zusammengeschlossen, die in der Ekliptik umherflogen und von denen der Mond durch Zufall übrigblieb. Diese Theorie schließt sich an die astronomische Verwirbelungshypothese eng an. Die geringe Dichte des Mondes bedarf jedoch noch einer Erklärung.

UREY [1962] und andere, welche die Akkumulationstheorie und die Einfangtheorie zur *Mehrstufertheorie* erweitert haben, glauben, daß im ersten Stadium der Bildung von

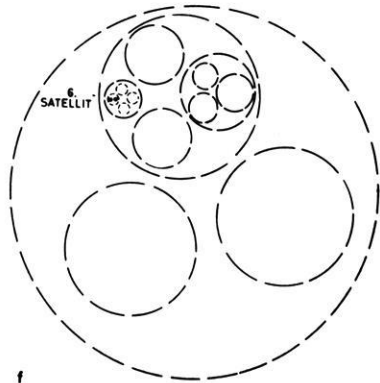
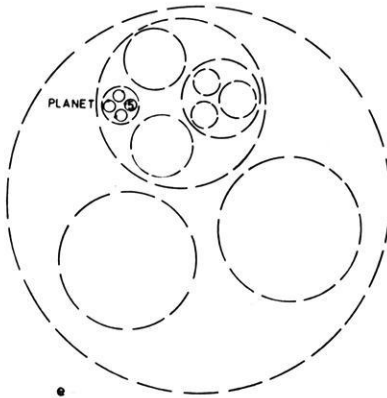
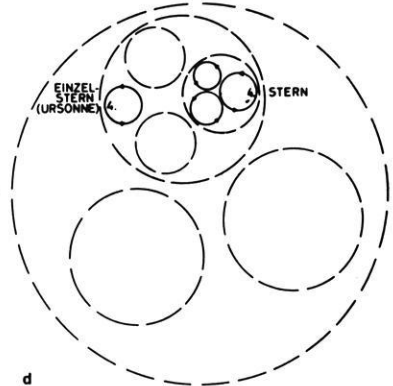
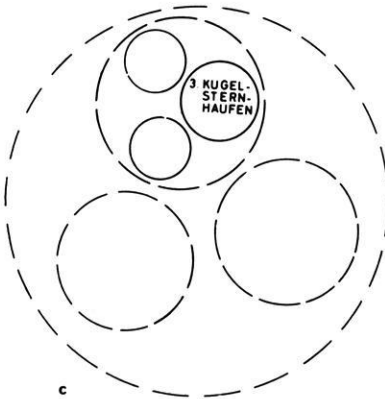
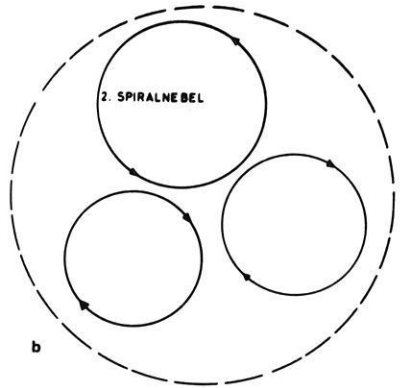
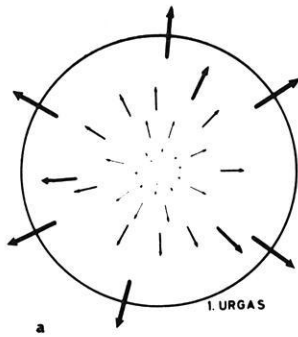


Abb. 1: Entwicklungsphasen im Kosmos nach HINDERER 1968.

- a) links oben: Sich ausdehnendes Urgas
- b) rechts oben: Größte rotierende Teilgebiete (Protogalaxien) mit etwa 100000 Lichtjahre Durchmesser
- c) links, Mitte: Große rotierende Teilgebiete (Kugelsternhaufen) mit etwa 100 Lichtjahre Durchmesser
- d) rechts, Mitte: Mittelgroße rotierende Teilgebiete (Protosterne, Globulen) 10^8 bis 10^{12} km Durchmesser
Daraus später Sternbildung (z. B. Sonne $1,4 \cdot 10^6$ km)
- e) links unten: Kleine rotierende Teilgebiete (Protoplaneten), daraus später Planetenbildung (5000—150000 km)
- f) rechts unten: Kleinste rotierende Teilgebiete (Protosatelliten), daraus später Satellitenbildung (10—5600 km)

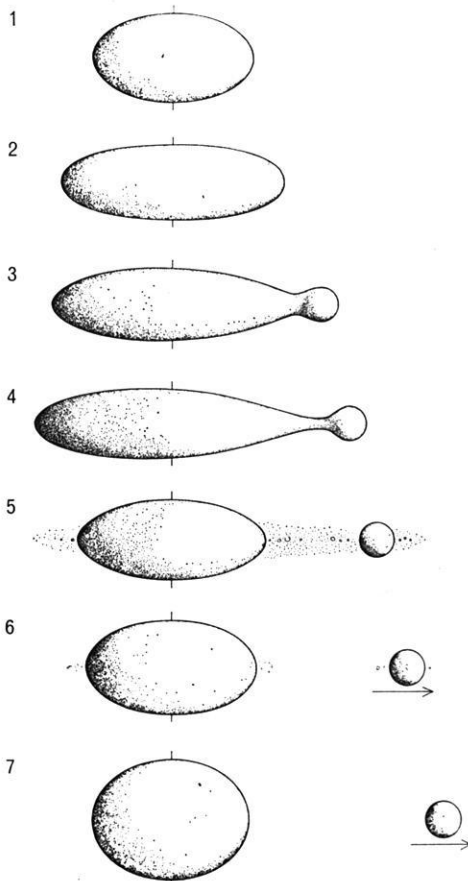
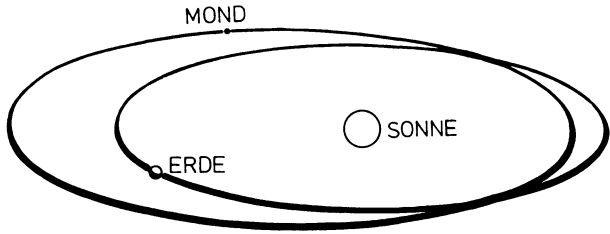


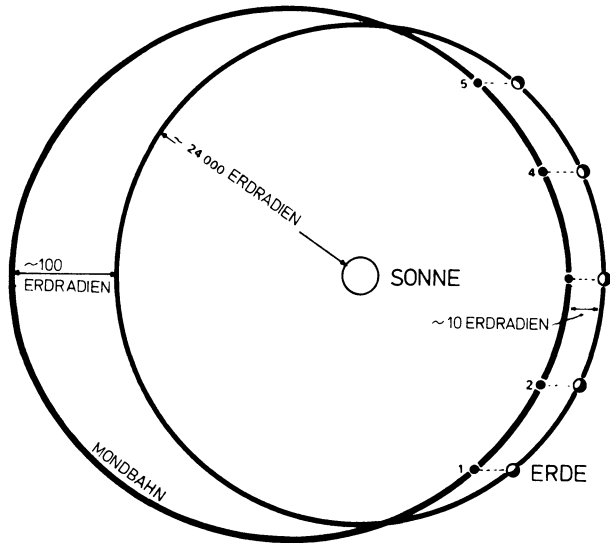
Abb. 2: Verschiedene Theorien der Mondentstehung.

- a) DARWIN'SCHE ABSCHLEUDERUNGSHYPOTHESE

a. SEITENANSICHT



b. ANSICHT VON OBEN



c. ANSICHT VON DER SONNE HER

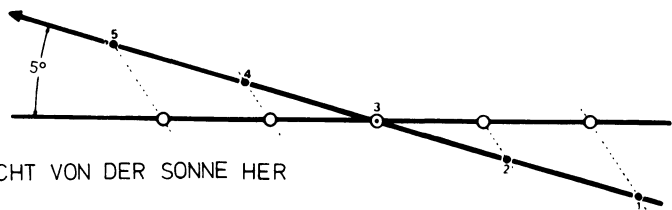


Abb. 2: Verschiedene Theorien der Mondentstehung.
 b) Einfanghypothese

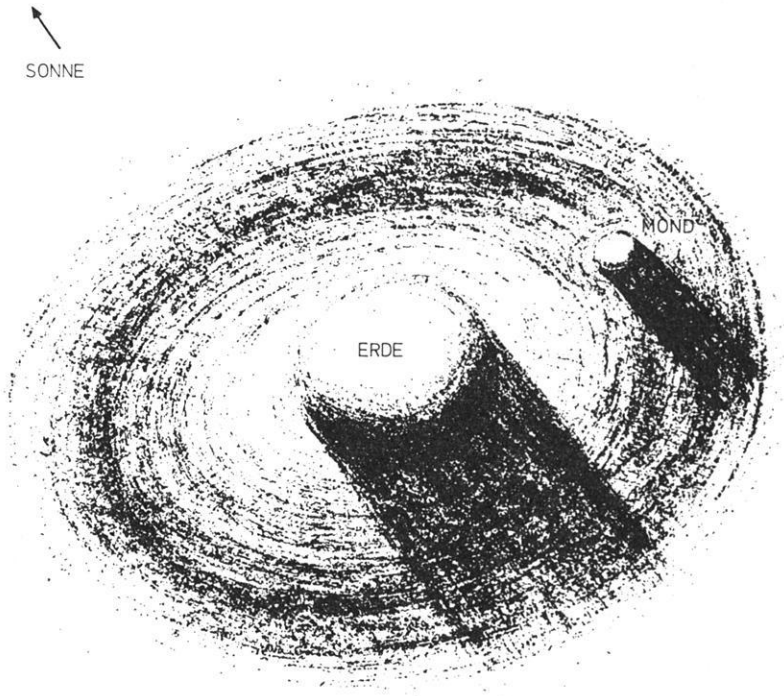


Abb. 2: Verschiedene Theorien der Mondentstehung.

c) Doppelplanet — Akkumulationshypothese

mondähnlichen Gebilden bereits viele flüchtige Bestandteile, unter anderem Silikate, durch starke Licht- und Partikelstrahlung von der Ursonne her verloren gingen. Die Temperatur muß hierbei sehr hoch gewesen sein. Es bildeten sich bereits metallische Phasen durch Reduktion. Kollisionen zwischen den Vorplaneten führten zur Vernichtung der meisten dieser Körper. Bei diesem Prozeß entstanden auch die Meteoriten. Die meisten Bruchstücke formten sich zur Erde, einige bildeten den Mond. Nach dieser Theorie sind die terrestrischen Planeten und der Mond auf sehr ähnliche Weise entstanden. Die mittleren Dichten sowie die auf niedrige Druck- und Temperaturwerte reduzierten mittleren Dichten sind in Spalten 4 und 5 der Tabelle 1 angegeben. Die Unterschiede in den reduzierten Dichten können durch unterschiedlichen Eisengehalt bzw. Silikatgehalt erklärt werden. Letzterer ging vielleicht im Anfangszustand durch Verdampfung zusammen mit anderen flüchtigen Bestandteilen verloren. Der Mond hätte demnach — infolge seiner geringen mittleren Dichte — recht wenig verloren. Daß seine reduzierte Dichte noch kleiner ist als diejenige vieler Meteorite, bleibt verdächtig. Etwas mehr an Nickel-Eisen-Material hätte er eigentlich auf sammeln müssen.

Tabelle 1: Physikalische Konstanten für Mond und terrestrische Planeten.

Planet (Mond)	Äquator Durchmesser in bezug auf Erde	Masse in bezug auf Erde	g/g_E	Mittl. Dichte ρ	Reduziertes ρ_{red}	Neigung des Äquators zur Bahnebene	Neigung der Bahn gegen Erdbahn
Venus	0,99	0,826	0,85	4,7	4,4	?	3,39°
Erde +	1,0	1,0	1,0	5,52	4,4	23°27'	0,0°
1 Mond	0,272	0,0123	0,16	3,34	3,31	1°32'	5,14°
Mars	0,54	0,108	0,37	3,85	3,69	25°12'	1,85°

Nach RINGWOODS *Einstufentheorie* ist der Mond aus der sich bildenden Urerde durch eine Art Verdampfungsprozeß hervorgegangen. Die sich aus kosmischem Staub bildende Urerde hat ein kritisches Stadium erreicht, als der entstehende Kern in der Lage war, flüchtige Stoffe im Gravitationsbereich zu halten. Die sich bildende Uratmosphäre nimmt eine enorme Größe an, in der alles einfallende Material entgast und reduziert wird. Die an der Oberfläche auf etwa 1500 bis 2000°C anwachsende Temperatur führt zur Entstehung eines Ringes, in dem sich vor allem flüchtige Silikate befinden. Schwere Elemente wie Nickel und Eisen bewegen sich zum Gravitationszentrum, wodurch die Umdrehungsgeschwindigkeit der inneren Teile erhöht wird und eine Abtrennung der äußeren Hüllen begünstigt wird. Später einsetzende Abkühlung läßt einen Teil der eisenarmen Silikate den Mond bilden, während ein anderer Teil als Krustenmaterial zur Urerde zurückfällt.

Beide Theorien schließen sich gegenseitig nicht völlig aus. Lediglich der zeitliche Ablauf der Massenansammlung und der Erwärmung wird unterschiedlich betrachtet. RINGWOODS Theorie kann die geringe Dichte des Mondes, vielleicht sogar das frühe Vorhandensein größerer sialischer Teile der Erdkruste erklären, während nach UREY die Entstehung der terrestrischen Planeten und der Meteoriten einheitlicher erscheint. Möglicherweise gab es aber auch über die sehr große Gashölle der Urerde doch einen gewissen Austausch oder eine Wechselwirkung zwischen den sich bildenden Körpern von Erde und Mond, so daß beide Theorien vereinigt werden können.

3. Figur und Aufbau des Mondes

Vermutlich hat sich der Mond früher schneller um seine Achse gedreht als heute und war auch näher an unserer Erde. Berechnungen des quantitativen Einflusses der Flutreibung auf die Verlangsamung der Erdrotation und ein Entfernen des Mondes sind unsicher, da die Reibung im Schelfgebiet und im Erdkörper selbst nur grob abschätzbar ist. Heute zeigt uns der Mond stets das gleiche Gesicht, d. h. seine Rotationsgeschwindigkeit ist gleich seiner mittleren Umlaufgeschwindigkeit. Er führt lediglich im Kraftfeld der Erde gewisse periodische Schwankungen aus, die als „physikalische

Libration“ bezeichnet werden. Sie hat ihre Ursache in Unterschieden der Trägheitsmomente bzw. in der unregelmäßigen Gestalt und Bahn unseres Begleiters. Die Gravitation von der Erde her muß zu einer gewissen Verlängerung der zur Erde hin gerichteten Achse a führen, während die Rotationsachse c eine gewisse Abplattung zeigen sollte. Die Folge wäre ein dreiachsiges Trägheitsellipsoid gegenüber dem Rotationsellipsoid unserer sich schneller drehenden Erde als gute Näherungslösung. So sind Potentialbetrachtungen die Grundlage von *einem* Verfahren zur Berechnung der Mondfigur. Unter der Annahme konstanter bzw. radialsymmetrischer Dichteverteilung und hydrostatischen Gleichgewichtes (mit der Oberfläche als Äquipotentialfläche) setzt sich das Potential aus demjenigen der Erdanziehung und demjenigen der langsamen Eigenrotation des Mondes zusammen. Nach diesen Berechnungen sind die Abweichungen von der Kugelgestalt gering. Die Abplattung beträgt:

$$\frac{a-c}{a} = 3,75 \cdot 10^{-5} \approx \frac{C-A}{C}$$

(Trägheitsmomente A, C)

$$\frac{C-B}{C-A} = 0,25$$

Ein *zweites* Verfahren zur Berechnung der Mondfigur benutzt astronomische Beobachtungen. Aus der Neigung des Mondäquators gegen die Ekliptik erhält man bei gleicher Dichte die Differenz zwischen C (dem Trägheitsmoment um die Rotationsachse c) und A (demjenigen um die zur Erde hingerrichtete Achse a) bzw. B (demjenigen um die äquatoriale Achse). So ergibt sich

$$\frac{C-A}{C} = (62,79 \pm 0,15) \times 10^{-5}$$

Nach CASSINIS Gesetzen erhält man $C - B/C - A = 0,64$, eine Berechnung, die aufgrund der physikalischen Libration durchgeführt wurde.

Diese Ergebnisse führen für die Abplattung auf 17mal größere Werte als nach den Potentialbetrachtungen. $a - c$ wird etwa 1,07 km. Der Mond ist also offenbar nicht im hydrostatischen Gleichgewicht.

Eine *dritte* Möglichkeit zur Bestimmung der Mondfigur bilden direkte Beobachtungen. Unter Ausnutzung der den Mond umkreisenden Orbiter-Satelliten konnte die Genauigkeit der aus terrestrischen Fernrohraufnahmen gewonnenen Werte um etwa eine Zehnerpotenz erhöht werden [RUNCORN und SHRUBSHALL]. So ergeben sich wesentlich verbesserte hypsographische Kurven als noch 1968 in dieser Zeitschrift dargestellt [MEISSNER]. Es lassen sich jetzt für die beiden Großstrukturen Terrae (Hochländer) und Maria (Ebenen), die später behandelt werden, *zwei* hypsographische Kurven unterscheiden, die sich durch zwei GAUSSSCHE Verteilungskurven annähern lassen.

Beide Kurven zusammengesetzt ergeben eine unsymmetrische Kurve mit breitem Maximum. Man erhält für das am besten passende Ellipsoid nach RUNCORN und GRAY die Werte der Tabelle 2.

Tabelle 2: Zur Figur des Mondes.

a = Halbachse in Erdrichtung

b = Halbachse rechtwinklig zu a und c

c = Rotations-Halbachse

	Mittlere Höhe der Terrae in km	Mittlere Höhe der Maria in km	Mittlere Höhendifferenz in km
a	1739,9	1738,6	1,3
b	1736,3	1735,7	0,6
c	1737,3	1735,4	1,9
$a-b$	3,6	2,9	$\frac{a-b}{b} = 207 \times 10^{-5}$
$a-c$	2,6	3,2	$\frac{a-c}{c} = 150 \times 10^{-5}$

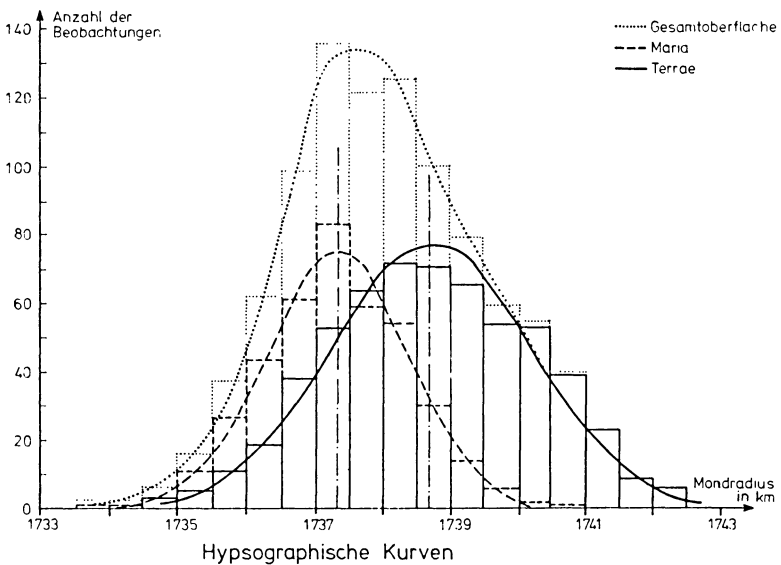


Abb. 3: Hypsographische Kurven des Mondes.

Der Wert für $a - c$ ist also noch etwa dreimal größer als die aus den dynamischen Berechnungen bei angenommener homogener Dichte abgeleiteten Angaben. So muß sich unter der zur Erde gerichteten Achse a leichteres Material befinden als unterhalb des Mondrandes.

Aus den drei Berechnungen lassen sich folgende Schlüsse ziehen: Die für die beiden ersten Berechnungen zugrunde gelegte gleiche bzw. radialsymmetrische Dichteverteilung existiert nicht. Der Mond hat im Innern großräumige Dichteunterschiede. Sind die dadurch hervorgerufenen Spannungen bei völlig starrem Mondinnern seit seiner Entstehung beibehalten worden? Es überrascht, daß der thermischen Spannungen und Gezeitenkräften ausgesetzte Mond solche Spannungen nicht ausgleicht. Daß der Mond andererseits auf seiner Oberfläche starke Spannungen zu halten in der Lage ist, beweisen die großen Höhenunterschiede von 10 km auf seiner Oberfläche. Selbst älteste Krater aus der Zeit vor der Mare-Entstehung scheinen kaum verändert.

Die Dichteunregelmäßigkeiten können nach RUNCORN und GRAY und FIELDER [1966, 1967] durch großräumige Konvektion aufrechterhalten werden. Ein Konvektionsmuster zweiten Grades mit aufsteigenden, wärmeren Strömen auf der zur Erde hingewandten Seite wäre eine mögliche Erklärung für die geringere Dichte. Die später behandelten Fließerscheinungen in gewisse tiefere, unregelmäßig geformte Maria hinein müssen nach RUNCORN bereits vor der Entstehung der heutigen Dichteverteilung stattgefunden haben, da ja die Äquipotentialflächen heute viel kugelförmiger sind als die mehr elliptische, tatsächliche Oberfläche, einschließlich der alten Maria. Bei der heute festgestellten Dichteverteilung würden gewisse Maria gar nicht gefüllt werden können. Die Aufwölbung des Mondmittelteils hätte danach also *nach* der Marebildung stattgefunden (s. Abb. 4b).

Diesem Schluß von RUNCORN muß jedoch entgegengehalten werden, daß die Potentialverteilung eines näher der Erde befindlichen Mondes zur Zeit der Maria-Bildung durchaus noch stärker elliptisch gewesen sein kann als heute, so daß der schnell erkaltende Mond die damals entstandene Dichteverteilung eingefroren hat (s. Abb. 4a).





	Früher	Heute	Erklärung
a	Mond in größerer Erdnähe 	Kein isostatisches Gleichgewicht 	Mond hat frühere Potentialverteilung durch große Starrheit „eingefroren“ —=Mittlere Oberfläche=Äquipotentialflächen
b	Mond in heutiger Entfernung 	Dynamisches, kein isostatisches Gleichgewicht 	jetzige Mondfigur wird durch Konvektion im Gleichgewichtszustand gehalten.

Abb. 4: Zur Entstehung der Mondfigur.

RUNCORN und FIELDER führen ein weiteres Argument zur Unterstützung der Konvektionshypothese an. Es ist das großangelegte System von SW — NE und NW — SE

streichenden Lineamenten, das heute bis in die kleinsten Dimensionen zu erkennen ist, wie später ausgeführt wird. Dieses System ist sicher durch großräumige Scherkräfte hervorgerufen. Es paßt jedoch genau so gut zur Konvektionshypothese wie zu einem langsam von der Erde sich fortbewegenden Mond, dessen anfängliche Dichteverteilung schnell eingefroren ist und der sich vom anfänglichen Gleichgewichtszustand immer weiter wegbewegt hat. Dies würde die gleichen Vorzugsrichtungen der Lineamente ergeben wie bei der Konvektionshypothese, wenn auch die Hauptspannungen unterschiedliches Vorzeichen besitzen.

Die *Gezeitenkräfte*, bedingt durch die elliptische Umlaufbahn des Mondes um die Erde, sind beträchtlich. Die Gleichheit zwischen Gravitation und Zentrifugalkraft gilt bekanntlich nur für den Massenmittelpunkt. Zwischen ihm und einem der Erde zugewandten Punkt auf der Mondoberfläche tritt ein Beschleunigungsunterschied auf von

$$\Delta b = \frac{2 G m_E R_M}{r^3} \quad \begin{array}{ll} M_E = 81 M_M & M_M = \text{Mondmasse} \\ R_E = 3,67 R_M & R_M = \text{Mondradius} \\ r = & \text{Abstand der Mittelpunkte} \end{array}$$

Δb ist auf dem Mond etwa 22mal größer als auf der Erde. Diese Unterschiede wechseln nicht etwa 2mal pro Tag wie bei der schnellrotierenden Erde; sie ändern sich jedoch mit r während der Umlaufzeit um die Erde. Aus dem Mondabstand im Perigäum, $r_P = 363\,000$ km und dem im Apogäum, $r_A = 405\,000$ km, stellt man im Apogäum einen um 40% stärkeren Unterschied der Beschleunigung fest als im Perigäum. Leitet man aus den Beschleunigungsunterschieden auf der Mondoberfläche die entstehenden Spannungen ab, so zeigt sich, daß die Scherspannungen bei einer Breite von 45° ein Maximum erreichen. Dieser Wert ist wegen der optischen Libration: $45^\circ \pm 11^\circ$. Tatsächlich wurde von B. MIDDELHURST bei einer statistischen Analyse von 300 „Ereignissen“ (Lumineszenz, Gasausbrüche, Dunstschleier) ein Häufigkeitsmaximum in diesem Bereich gefunden, das zeitlich mit dem Perigäum korreliert ist. Die Vorzugsrichtung der beobachteten Lineamente könnte ebenfalls durch die Unterschiede der Beschleunigungen ausgelöst sein.

Der *Druck* im Mondinnern kann mit Hilfe der statischen Grundgleichung und der Annahme eines konstanten Dichtewertes \bar{q} hinreichend genau bestimmt werden. Man erhält

$$p = 47 \text{ kbar} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)$$

a = mittlerer Mondradius
 r = Abstand vom Mittelpunkt.

Der Druck von 47 kbar im Mondmittelpunkt wird auf der Erde bereits in etwa 150 km Tiefe, d. h. im oberen Erdmantel festgestellt. Der Grund für die kleinere Druckzunahme beim Mond liegt in der linearen Abnahme von g , das ja auf der Erde wegen

des dichten Kerns zunächst annähernd konstant bleibt. Auch die Dichte dürfte im Mondmittelpunkt von den Werten im oberen Erdmantel nicht allzu stark abweichen. Die Dichtewerte werden zum Vergleich mit terrestrischen und planetaren Werten reduziert, indem man vernünftige Werte für die Ausdehnungskoeffizienten ansetzt:

$$\rho_{\text{red}} = \bar{\rho} - \frac{\partial \rho}{\partial p} \cdot \bar{p} + \frac{\partial \rho}{\partial T} \cdot \bar{T}$$

$$\bar{p} = \text{mittlerer Druck} \approx 19,1 \text{ kbar}$$

$$\bar{T} = \text{mittlere Temperatur} \approx 1100^\circ\text{C}$$

So erhält man für die mittlere reduzierte Dichte des Mondes einen Wert von $3,31 \text{ g/cm}^3$, der ultrabasischem Gestein entsprechen würde. Verglichen mit Meteoritendichten von 3,5 bis 3,8 enthält der Mond offenbar erstaunlich wenig Eisen.

Auch aus dynamischen Betrachtungen lassen sich Grenzwerte für die Dichte gewinnen. Zum Beispiel ist das Verhältnis des Trägheitsmomentes Θ zum Produkt aus Masse mal Radius a eine charakteristische Größe:

$$\Phi = \frac{\Theta}{Ma^2}$$

Φ ist für eine homogene Kugel: 0,400;

für den Mond: 0,397;

für die Erde: 0,334

Es läßt sich zeigen, daß ein evtl. vorhandener Eisenkern nicht größer als $0,2 a$ sein kann. Die Existenz eines Eisenkerns ist aus magnetischen Beobachtungen wegen der Unsicherheit der Leitfähigkeitswerte der äußeren Mondsichten nicht nachweisbar. So könnte der Mond ebensogut eine nur mäßige Dichtezunahme bis zu Werten von 3,42 im Zentrum bei durchweg ultrabasischem Material besitzen.

Ähnlich wie auf der Erde sind auch die *Temperaturen* im Mondinnern am unsichersten zu bestimmen. Ein evtl. vorhandener Eisenkern hätte bei 47 kbar eine Schmelztemperatur von etwa 1600°C . Es ist fraglich, ob der Mond jemals solch hohe Temperaturen angenommen hat. Mischungen von Silikaten haben nur Schmelztemperaturen von etwa 1100°C , bei Vorhandensein von Wasser von nur etwa $700\text{--}800^\circ\text{C}$. Der Schmelzpunkt T_s nimmt mit der Tiefe schnell zu, etwa 10mal schneller als die Temperatur nach adiabatischer Verteilung:

$$\frac{dT_s}{dz} = 3^\circ/\text{km}; \quad \frac{dT}{dz} = 0,3^\circ/\text{km}$$

Eine Verfestigung von anfangs flüssigem Material müßte also, wie bei allen Planeten homogener Zusammensetzung, von innen nach außen stattgefunden haben.

Ob der Mond jemals völlig aufgeschmolzen war, erscheint sehr fraglich. Zur Zeit der Mare-Bildung waren jedenfalls die Terrae bereits erstarrt, was aus der viel größeren Kraterdichte abgeleitet werden kann. Als viel kleinerer Himmelskörper als die Erde hat sich der Mond in jedem Fall schneller abgekühlt, so daß alle endogenen Prozesse wie Konvektion, Vulkanismus, Graben- und Horstbildung seit der Frühzeit kleiner geworden sein müssen. So könnte eine anfänglich evtl. vorhandene Konvektion durchaus im Laufe der Entwicklungsgeschichte erstarrt sein, wodurch die beiden Deutungsmöglichkeiten zur Entstehung der Mondfigur bis zu einem gewissen Grade vereinigt würden.

4. Großstrukturen der Mondoberfläche

Bereits mit bloßem Auge sind bei Vollmond starke Helligkeitsunterschiede auf dem Mond zu erkennen. Fernrohrfotografien von der Erde aus, deren Auflösengenauigkeit bis zu 300 m reicht und die vorzugsweise bei niedrigem Sonnenstand hergestellt werden, ergeben zusammengesetzt hervorragende Eindrücke der Großstrukturen. Aus Figur 5 erkennt man:

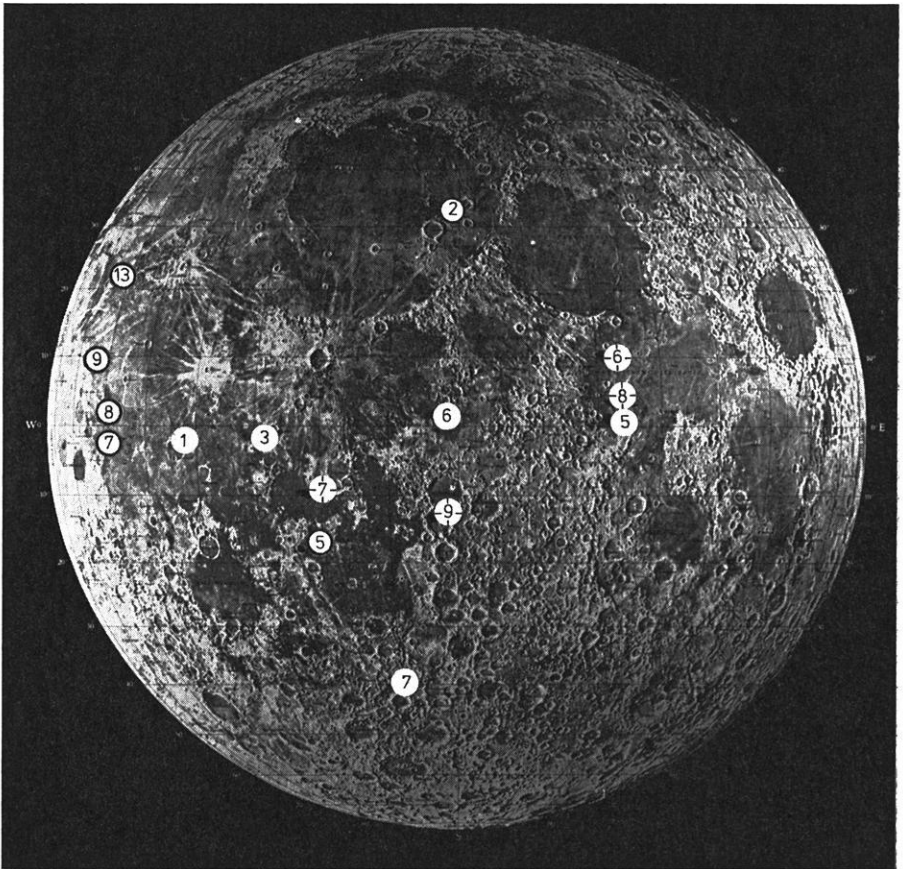
1. dunkle, nur 6—7% reflektierender, relativ ebene und tieferliegende Flächen, die sog. „*Maria*“. Ihre Namen sind der Meteorologie entnommen.
2. Helle, etwa 20—30% reflektierende, rauhe Gebiete, die sog. Hochländer oder „*Terrae*“. Sie bedecken 67% der sichtbaren und mehr als 90% der unsichtbaren Mondoberfläche. Einzelne Höhen ragen bis zu 9000 m über das Niveau der *Maria*. Beide Gebiete sind mit Kratern von sehr unterschiedlicher Größe und meist kreisförmiger Gestalt übersät, deren Dichte in den *Terrae* rund 4mal größer ist als in den *Maria*. Faltengebirge oder Geosynklinalen sind nicht zu beobachten.

Die *Maria*

Es lassen sich 2 Haupttypen unterscheiden:

1. Nahezu kreisförmige Strukturen mit kreisförmigen Ringgebirgen und
2. Willkürlich geformte *Maria* ohne definitive Begrenzungen.

Die kreisförmigen *Maria* zeigen auch kreisförmige Symmetrie in Rillen und Hügelssystemen; die willkürlich geformten *Maria* sehen aus, als ob sie von den runden *Maria* her überflutet worden wären. Tatsächlich sind heute in allen *Maria* Fließerscheinungen zu beobachten. Die Aufnahmen der Mondsatelliten lassen immer schärfere Einzelheiten erkennen, so daß manche Theorien über das Material der *Maria* (z. B. die Staubhypothese [GOLD]) zugunsten der alten Lava-Theorie aufgegeben werden müssen. Die kreisförmigen *Maria* sind sehr wahrscheinlich durch gigantische Aufstürze in der Frühzeit des Mondes entstanden. Anschließend Überflutungen bereitstehender oder sich bildender Lava haben die Einschlagstellen und die benachbarten Niederungen ausgefüllt.



① ····· ⑬ Sowjetische Sonden

⑥ ····· ⑨ Ranger Instrumententräger

① ····· ⑦ Surveyor Sonden

Abb. 5: Die sichtbare Hälfte der Mondoberfläche nach der vom HALLWAG-Verlag, Bern, herausgegebenen Mondkarte. Die eingezeichneten Kreise zeigen Aufschlag- bzw. Landeplätze von Instrumententrägern.

Tatsächlich sind sogar aus terrestrischen Aufnahmen bläuliche und rötliche Farbunterschiede zu erkennen und mit Fließerscheinungen zu identifizieren. Im Mare Imbrium können acht verschiedene Flüsse erkannt werden. Mare Tranquillitatis sieht

aus, als sei es vom kreisförmigen Mare Serenitatis her überflutet worden. Die erst kürzlich festgestellten positiven Schwereanomalien über den kreisrunden Maria, die aufgrund von Beschleunigungsmessungen der den Mond umkreisenden Orbiter Satelliten ermittelt wurden, deuten ebenfalls auf Aufstürze schwererer, wahrscheinlich aus Eisen-Nickel bestehender Objekte.

Rein endogene Kräfte haben die Maria also sicher nicht geformt; die Einseitigkeit der Maria auf der uns zugewandten Seite des Mondes wäre damit nicht erklärbar. Die Aufstürzhypothese muß in diesem Punkt eine Zufälligkeit der Kollisionen annehmen. Möglicherweise existierte aber in der Frühzeit des Mondes in größerer Erdnähe eine Art Nabelschur von kleineren Körpern zwischen Erde und Mond. Hat sich die Umdrehungsperiode schon früh mit der Umlaufperiode synchronisiert, hat also der Mond schon früh der Erde dieselbe Seite zugekehrt, so könnte die Einseitigkeit der Marebildung und die erdwärts gerichtete Aufwölbung besser verstanden werden.

Weitere Meinungsverschiedenheiten bestehen bezüglich der zum Aufschmelzen der Lava erforderlichen Wärme. Sie wurde sicher durch die Explosion des Aufstürzkörpers erhöht. Die meisten Prae-Mare-Krater versanken oder wurden zerstört. Die nicht mit Lavafüssen in Berührung gekommenen Terrae-Gebiete waren jedoch bereits starr, wie aus der 4 mal größeren Kraterdichte abzuleiten ist, so daß ein generelles Aufschmelzen zum Zeitpunkt der Mareentstehung zweifellos nicht (mehr) vorhanden war. Ob Lava in Form von Taschen oder allgemein unter einer dünneren Kruste bereitstand, ist unklar. Die Fließerscheinungen in den Maria lassen jedoch auf dünnflüssige (basische) Konsistenz schließen (Abb. 6).

Viele Einzelheiten der Mariabildung durch Kollision sind phantasievoll geschildert worden, wie z. B. die Entstehung des markanten Mare Imbrium durch ein von NW kommendes, unter kleinem Winkel einschlagendes Objekt von etwa 100 bis 230 km Durchmesser [UREY 1962]. Beim Einschlag bildeten sich die beobachteten kreisförmigen Gebirgsstrukturen, und zwar durch Dilatation der Mondkruste infolge des radialen divergenten Masseflusses hinter der Stoßfront. Kaum geformt, wurden sie von herausspritzendem Material bedeckt. Daß das etwa 90 km lange Alpental durch ein Eisen-Nickel-Stück des explodierenden Objektes herausgeritzt sein soll, erscheint jedoch recht unglaubwürdig. Die näher liegenden Krater wurden zerstört, größere in der Nachbarschaft, wie Plato und Archimedes füllten sich mit Lava und sanken bis zu einem gewissen Teil ein, wie aus ihren relativ kleinen Rändern zu ersehen ist. Ihr Inneres ist, wie bei 20 weiteren Prae-Mare-Kratern, konvex gekrümmt und zeigt damit Anzeichen von isostatischer Anpassung. Einige Prae-Mare-Krater stehen schief. Sie wurden offenbar durch die bei der Mareentstehung ausgelösten Kräfte gekippt. Post-Mare-Krater, wie z. B. Kopernikus, zeigen keine Anzeichen von Überflutung und haben sich in einer Zeit der bereits starr gewordenen Mare-Flächen gebildet.

Die Terrae scheinen viel einfacher aufgebaut zu sein als die Maria. Ihre Oberfläche ist völlig von Kratern übersät und war seit der Frühzeit offenbar ständig einem Bombardement von Meteoriten und Kometen ausgesetzt. Sie liegt höher als die



Abb. 6: Mare Imbrium mit Ringebirgen.

Ebenen der Maria und ist teilweise mit mächtigen Geröllen bedeckt, die an Krater-rändern etwa 100 m dick werden können. Die Terrae zeigen auf beiden Mondseiten gleiche Erscheinungsformen.

5. Krater

Auf terrestrischen Fotos der sichtbaren Mondoberfläche sind etwa 300000 Krater mit Durchmessern von mehr als 1 km zu beobachten. Satelliten-Aufnahmen zeigen eine kontinuierliche Häufigkeitsverteilung bis in den Meterbereich hinunter. Auf der anderen Seite ist auch der Übergang zu den großen Maria-Strukturen bis zum Mare Imbrium mit 700 km Durchmesser fließend. 5 Krater der Vorderseite und 4 der Rückseite haben mehr als 200 km Durchmesser.

Folgende charakteristische Eigenschaften sind zu beobachten:

1. Die Krater besitzen eine kontinuierliche Häufigkeitsverteilung.
2. Die Höhe der Ränder ist stets sehr viel kleiner als der Durchmesser.
3. Das Kraterinnere ist stets tiefer als das umgebende Gebiet; das Volumen der Depression füllt etwa die Kraterwälle aus (mit Ausnahme sehr kleiner Krater).
4. Viele Krater mittleren Durchmessers (50—100 km) haben Zentralgipfel, deren Höhe aber nicht die Wallhöhe erreicht.
5. Eine kleine Anzahl mittlerer Krater, z. B. Kopernikus 90 km, Tycho 87 km, haben Strahlensysteme. Diese gehen vom Zentrum radial in die Umgebung, bis zu 1000 km, und sind besonders gut auf dunklen Maria zu beobachten.

Für die angeführten Punkte 1. bis 3. gibt es eine Reihe von graphischen Darstellungen, wie z. B. diejenige von LEIGHTON, auf der die Kraterdichte getrennt für Maria und Terrae dargestellt ist. Die viel größere Kraterdichte in den Terrae ist gut zu erkennen. Die Kurven für die von Mariner aufgenommenen Marskrater liegt zwischen den beiden Mondkurven, so daß ähnliche Prozesse für die Kraterbildung angenommen werden müssen. Die Tiefe (Punkt 3.) ist kleiner als diejenige der Mondkrater, was auf eine gewisse Erosion durch die Marsatmosphäre schließen läßt.

Für die Punkte 2. und 3. existiert ebenfalls eine Reihe graphischer Darstellungen, auf denen die entsprechenden Werte für Mondkrater, terrestrische Meteorkrater, Krater von Nuklearexplosionen und Bomben alle recht gut auf einer Kurve liegen. Krater von einigen Formen des Gasvulkanismus passen allerdings auch nicht schlecht in diese Darstellungen hinein.

Der jahrhundertalte Streit um die *Entstehung der Mondkrater* nähert sich langsam seinem Ende. Die Extremisten der Aufsturztheorie, z. B. BALDWIN, glauben, daß alle großen Krater Aufstürze sind, jedoch auch ein gewisser Vulkanismus für die Entstehung kleiner und kleinster Krater nicht auszuschließen sei. Die lebhaften Befürworter der endogenen Hypothese [KOZYREW; v. BÜLOW] lassen seit einiger Zeit auch die Einschlaghypothese zur Erklärung gewisser größerer und mittlerer Krater zu. So dreht sich die Diskussion heute mehr um den Prozentsatz exogener oder endogener Kratererscheinungen.

Tatsächlich ist auch nicht einzusehen, warum nicht beide Prozesse eine Rolle spielen sollten. Nach WYLIE fallen auf 10^6 km² der Erde jährlich 6 Meteoriten, die schwerer als 5 kg sind. Nach 1 Milliarde Jahren wäre alle 12 Meter ein Einschlag zu finden, falls es keine Erosion gäbe, und bei fehlender Lufthülle und Erosion wäre der größte

Teil der Erde mit Kratern kleineren Durchmessers überdeckt. Wir müssen folgern, daß uns auch der Mond, der ja seit seiner Frühzeit weder Atmosphäre noch nennenswerte Erosion aufweist, zerhackt, zerstückelt, porös oder mit Geröll größerer Einschläge übersät erscheint. Andererseits muß man aber auch mit endogenen Prozessen rechnen. Ein gewisser Entgasungsprozeß spielt bei der Evolution aller Planeten eine große Rolle. Die Beobachtung von Lavafüssen und vielen anderen Erscheinungen in den Maria läßt auch Vulkanismus als Erklärung für die Entstehung gewisser Krater wahrscheinlich erscheinen.

Die Frage, ob und welche Krater endogenen oder exogenen Ursprungs sind, wird bis jetzt im wesentlichen durch Analogschlüsse mit den auf der Erde beobachteten Kraterformen beantwortet. Die von Vertretern der endogenen Theorie oft hervorgehobene Ähnlichkeit mittelgroßer Mondkrater mit terrestrischen Calderen steht im Widerspruch zu Punkt 3.: Das Innere fast aller terrestrischen Calderen ist höher als ihre Umgebung. Außerdem bilden sie meist den Zentralteil eines größeren Vulkanteils mit durchaus nicht immer kreisförmiger Gestalt. Eigentlich ähneln nur 2 terrestrische Kraterformen den Mondkratern:

1. meteoritische Aufsturzkrater
2. Vulkankrater vom Maar-Typ.

Maar-Bildung geschieht durch einen plötzlichen, heftigen Gasausbruch durch sog. Diatreme im Untergrund. Durch den Auswurf kleinerer und größerer Felsbrocken kommt es zur Bildung eines trichterförmigen Bereichs, der gelegentlich im Zentrum eine relative Erhebung zeigt. Vulkane vom Caldera- und Maar-Typ stellen jedoch auf der Erde nicht die Normalform des Vulkanismus dar. Es gibt eine große Zahl verschiedener Erscheinungsformen terrestrischen Vulkanismus, angefangen vom Schildvulkan bis zu großen Spaltenausbrüchen, während auf dem Mond, im Kilometerbereich und größer eigentlich stets nur die gleichen, bereits geschilderten einheitlichen Formen auftreten, die nur durch kleine Varianten modifiziert sind.

Eine Gemeinsamkeit von Maar-Kratern und ähnlich großen Mondkratern ist es, sich in Reihen oder Ketten anzusiedeln. Auf der Hell-Ebene ist eine 100 km lange Kette zu beobachten, deren Einzelkrater 1—10 km voneinander entfernt sind. Auch zwischen Kopernikus und Erathostenes ist eine 130 km lange kurvenförmige Kraterreihe zu erkennen. Manche dieser Reihen scheinen mit Mondrillen zusammenzuhängen. Die sog. „Dome“ in der Nähe der Westecke des Oceanus Procellarum sind wahrscheinlich tatsächlich kleine, seltene Exemplare von Schildvulkanen (s. auch Abb. 10).

SHOEMAKER stellte die Unterschiede zwischen Aufsturz- und Maarkratern zusammen. Sie liegen im Vorhandensein von Diatremen bei Maaren im Gegensatz zu Breccia-Linsen bei Aufsturzkratern. Diese sollen erstens einen wesentlich buckligeren Rand haben als Maarkrater. Ferner sollten sie ein Strahlenmuster von Auswurfstoffen bilden, das zwar auf der Erde schnell verwittert, aber bei allen terrestrischen Explosionen zu beobachten ist. Derartige helle Strahlenmuster finden sich bei vielen mittleren Mondkratern, besonders bei Kopernikus und Tycho. Die Strahlen selbst haben kaum ein Relief und bestehen sehr wahrscheinlich aus feinem, explosionsartig

herausgeworfenem Material, das bei Reflektivitätsuntersuchungen starke Ähnlichkeit mit glasartigen Strukturen hat. Die Entstehung der Strahlenkrater wird neuerdings auch dem Aufsturz eines Kometen zugeschrieben [SHOTS].

Um Kopernikus herum ist, wie bei anderen Strahlenkratern, eine Reihe von markanten, elliptischen und zentral ausgerichteten länglichen Kratern zu beobachten. Sie tauchen nur flach in die Oberfläche ein und sind wahrscheinlich als „Zweiteinschläge“ anzusehen. Gewisse sich häufende vulkanische Erscheinungen in der Umgebung des Kraters könnten durch den Aufschlag „getriggert“ worden sein.

Strahlensysteme, buckliger Rand und „Zweiteinschläge“ in der Umgebung größerer und mittlerer Krater werden meist als Beweis für Aufsturz angesehen. Andererseits kann die Tatsache, daß Mondkrater kleinerer und mittlerer Größe längs Bruchzonen und anderer Lineamente angeordnet sind, nicht unbedingt als Beweis für vulkanischen Ursprung gelten. Denn eine unter Spannung stehende Mondkruste kann ebensogut durch endogene wie auch durch exogene (explosionsartige) Prozesse zu Spalten, Verwerfungen und anderen Lineamenten Anlaß geben. Anzeichen für einen solchen Prozeß sind beim Krater des Nördlinger Rieses und beim Barringer-Krater zu erkennen [WRIGHT].

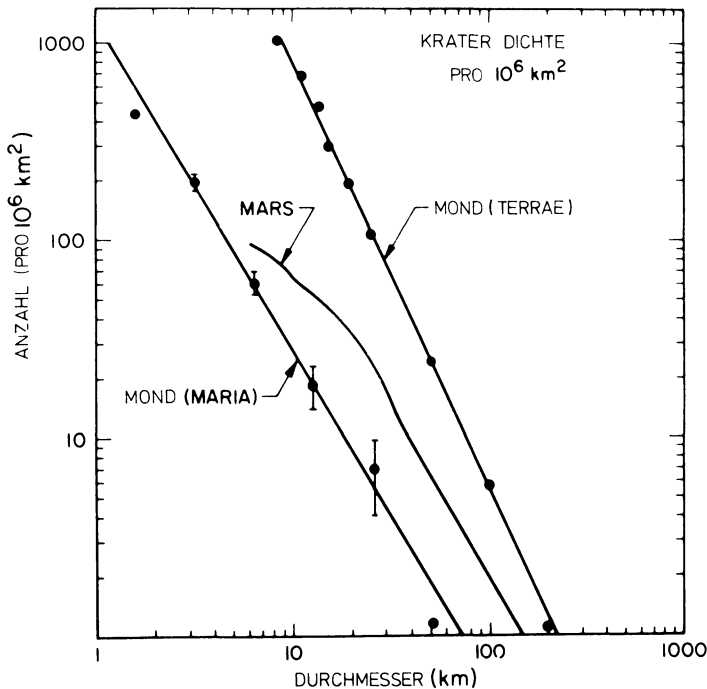


Abb. 7: Kraterdichte in Maria, Terraes und Teilen des Mars in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser, nach LEIGHTON (1966).

6. Die Struktur der Mondoberfläche nach terrestrischen physikalischen Messungen

Eine Reihe von physikalischen Erscheinungen der Mondoberfläche kann von der Erde aus verfolgt werden. So kann die harte, solare Strahlung ein kaltes fluoreszierendes Leuchten auslösen, obwohl die Dichte der Mondatmosphäre nach astronomischen Beobachtungen weniger als 10^{-13} , nach Polarimetermessungen weniger als 10^{-9} der terrestrischen Atmosphärendichte ausmacht. In einigen Kratern wurden Dunstschleier festgestellt. ALTER wies auf Unterschiede von Aufnahmen im UV-Licht und IR-Licht hin, besonders im Krater Alphonsus (120 km Durchmesser). KOZYREW [1958, 1959] registrierte hier eine starke Veränderung der Spektrallinien, welche die Emission von Gasen, vor allem C_2 zeigt. Der etwa einstündige Gasausbruch stammt aus dem Kraterinnern aus einer Zone neben dem Zentralgipfel.

Temperaturmessungen mit Thermoelementen zeigen folgende Extremwerte: $+134^\circ$ bei Vollmond und -168° bei Neumond. Je nach Oberflächenbeschaffenheit treten Unterschiede von etwa 20° auf. Bei Mondfinsternissen läßt sich aus der einsetzenden Abkühlung das Produkt $k \cdot \rho \cdot c$ ableiten

k = Wärmeleitfähigkeit

ρ = Dichte

c = spezifische Wärme

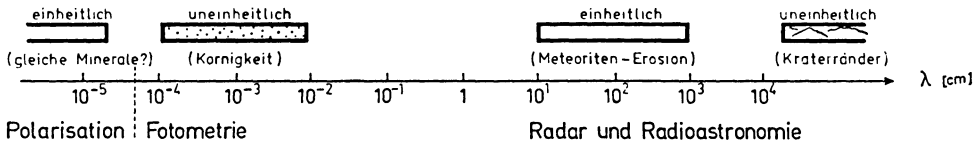
Fotometrische Messungen zeigen, daß der Mond bei Vollmond relativ viel mehr Licht reflektiert als zu anderen Zeiten. Kleinere Unregelmäßigkeiten sind ausgeleuchtet, so daß man schon früh eine Feinstruktur in Maria und Terrae annahm. Zusätzliche Einzelheiten ergaben sich aus *kolorimetrischen Messungen*. Farben-Helligkeitsdiagramme des Mondes werden mit solchen terrestrischer Gesteine verglichen, wobei die größte Ähnlichkeit bei basischen bis ultrabasischen Gesteinen auftritt. Auch *Polarisationsmessungen* werden in ähnlicher Weise durchgeführt. Dabei zeigt sich, daß die mikroskopische Struktur der Mondoberfläche im Bereich von 10^{-4} bis 10^{-5} cm sehr einheitlich ist, wobei die Maria etwas anders als die Terrae polarisieren. Ein Minimum der Polarisation findet man bei 10° Einfallswinkel, das auch bei Untersuchungen an dunklen, terrestrischen vulkanischen Aschen auftritt und mit der Art der Pulverisierung zusammenhängt. Man hat deshalb auf dunkle körnige Substanzen für den Hauptteil des Mondbodens geschlossen.

Radar-Studien erreichen nur eine Genauigkeit von 300 bis 600 m. In diesem Bereich findet man überraschenderweise kaum Unterschiede im Reflexionsvermögen. Es tritt keine diffuse Reflexion auf, und man muß den Schluß ziehen, daß die Mondoberfläche im Bereich der Radarwellenlänge eben und recht einheitlich ist. Passiver Empfang von Strahlung wird durch die Methoden der *Radioastronomie* gemessen. Der Mond strahlt bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1,25$ cm sein Maximum erst 3 Tage nach Vollmond aus. Diese Phasenverschiebung, die bei Wellenlängen im Millimeterbereich noch stärker ist, läßt auf eine gewisse Durchlässigkeit von Radiowellen schließen. Nach TROITZKI [1967]

sind bei $\lambda = 5-10$ cm keine Tag- und Nachtschwankungen mehr festzustellen. Modellberechnungen zeigen, daß die Dichte der obersten Schicht nur $0,5$ bis $0,7$ g/cm^3 betragen soll und bei 4 m Tiefe auf 1 ansteigt, während die Porosität von 70 bis 80% auf 50 bis 60% abfallen soll. Die Wärmeleitfähigkeit k ist $300-500$ mal schlechter als bei terrestrischem Material, und der Temperaturgradient soll in der obersten Schicht $6-7^\circ\text{C/m}$ betragen. An der Oberfläche ist $k \cdot \rho \cdot c \approx 10^{-6}$ cal, ein Wert, der auch an Quarzteilchen von $0,07-0,26$ cm Durchmesser gefunden wurde.

Die Ergebnisse der physikalischen Messungen sind in Tabelle 3 für die einzelnen Wellenlängen des Spektrums zusammengefaßt.

Tabelle 3.



7. Die Feinstruktur der Mondoberfläche nach Aufnahmen und Messungen von Sonden und Satelliten

Scharfe Aufnahmen mit einer Auflösengenauigkeit bis zu 10 m erbrachten die auf den Mond aufprallenden Instrumententräger Ranger 7, 8 und 9 1964 und 1965. Die ersten Aufnahmen von der Mondrückseite lieferten die Flugkörper Lunik 3, 1959, und Sonde 3, 1965. Luna 9 führte am 3. 2. 1966 die erste weiche Landung durch und übermittelte Fotos der Mondoberfläche aus nur 2 Meter Höhe. Bereits am 2. Juni 1966 leitete Surveyor 1 mit einer ebenfalls weichen Landung das sehr erfolgreiche Surveyorprogramm ein, während im August und November 1966 die ersten beiden Orbiter Satelliten äußerst scharfe Bilder aus 30 bis 60 km Höhe von beiden Mondhälften zur Erde übermittelten.

Bereits aus den *Ranger-Aufnahmen* konnten viele zusätzliche Informationen erhalten werden. Die hellen Strahlen der Strahlenkrater zeigten gegen Ende oft kleine Häufchen, was den Verdacht auf Kometenmaterial verstärkte (H_2O , NH_3 , CH_4 , CO). Die scharfkantigen Krater (Primärkrater) ließen sich bis zu Durchmessern von 1 m hinunter verfolgen und gut in das Bild der Häufigkeitskurve einpassen. Lediglich unter 10 m Durchmesser treten je nach Lokalität zufällige oder erosionsbedingte Unterschiede auf (Abb. 8).

Die um die Primärkrater herumliegenden, kreissymmetrisch verteilten, elliptisch geformten Sekundärkrater, die gelegentlich Felsbrocken im Innern zeigen, werden klar als „Zweiteinschläge“ erkannt. Darüber hinaus ist die Hälfte der Maria-Flächen mit flachen kreisförmigen Vertiefungen von 50 bis 500 m Durchmesser versehen.

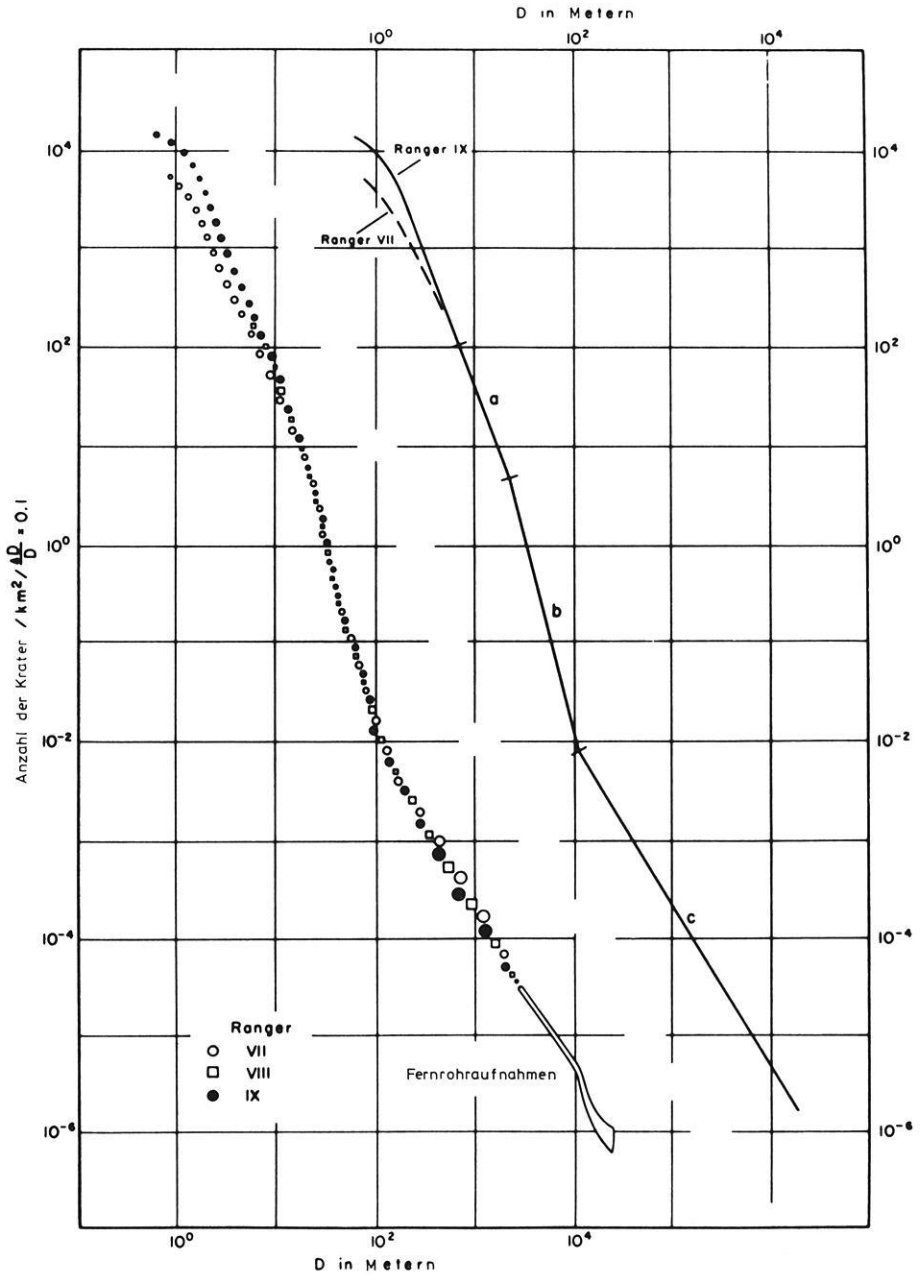


Abb. 8: Häufigkeitsverteilung scharfkantiger Krater in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser, nach KUIPER (1967).

Neben diesen Vertiefungen mit flachem und rundem Zentralteil gibt es auch trichterförmige spitze Dimple (= Grübchen)-Krater. Sie sind nicht auf Mare-Rücken und nicht bei Prae-Mare-Kratern zu beobachten. Da außerdem diese den Rillen und Kettenkratern folgen, muß man endogenen Ursprung annehmen. Auch bei terrestrischen Lavaflüssen gibt es ähnliche Vertiefungen von 10 bis 100 m Durchmesser. Es handelt sich, wie bei den beobachteten konzentrischen Rillen, um Schwunderscheinungen erkaltender Lava.

Das in Abschnitt 3 erwähnte System der großräumigen Lineamente konnte bei den Aufnahmen bis in den Meterbereich hinunter verfolgt werden. Etwa 10000 dieser Lineamente sind ausgewertet worden. Bei Schnittpunkten mit den Strahlen von Tycho und Kopernikus lassen sich Mächtigkeiten einer „Verwitterungsschicht“ von 1–2 m ableiten.

Luna 9 sank bei ihrer weichen Landung im Oceanus Procellarum nur wenige cm in den Mondboden ein. Die Bilder aus 2 bis 3 m Höhe zeigen eine mit Geröll übersäte Ebene mit kleinen Vertiefungen. Die Auflösengenauigkeit der Fotos ist maximal 2 mm. Es ist eine einheitliche, blasenreiche Lavaoberfläche zu erkennen. Es gibt auch hier Vertiefungen und Dimple-Krater. Gesteinsbrocken liegen auf dem Mondboden. Sie sind zum Teil 10 bis 20 cm groß, haben die gleiche blasenreiche Struktur und zeigen keine Anzeichen von einem Eindringen in die Oberfläche.

Surveyor 1, der im Krater Flamsteed landete, fand einen noch körnigeren Boden vor als *Luna 9* (siehe Abb. 9). Die Auflösengenauigkeit der Fotos liegt bei 1 mm. Viele Steine und Felsen, einige 50 cm lang, sind im Vordergrund zu erkennen. Im Hintergrund liegen 20 m große Blöcke.

Surveyor 3 landete am 17. 4. 1967 und machte noch 3 Sprünge von etwa 10 m Höhe infolge einer nicht rechtzeitig abgeschalteten Rückstoßdüse. — Mit Hilfe eines Schürfgerätes, das durch 4 Elektromotoren angetrieben wurde, erfolgten Festigkeitstests, Stoßtests und Probegrabungen. Der Boden erwies sich als sehr feinkörnig mit einem Häufigkeitsmaximum des Korndurchmessers von weniger als $30\ \mu$. Er verhielt sich „kohäsiv“. Die Dichte war etwa 1,5; der Boden hatte ausreichende Festigkeit. Einige Klumpen zerbrachen bei leichtem Druck. Aufnahmen durch verschiedene Farbfilter zeigen dunkle, grünbläuliche Farben des Mondbodens.

Surveyor 5 landete am 8. 9. 1967 am Rande des Mare Tranquillitatis mit Geschwindigkeiten $v_z = 4,2\ \text{m/s}$ und $v_H = 0,5\ \text{m/s}$. Seine Füße ließen 10 bis 15 cm tiefe Furchen von etwa 1 m Länge im Boden zurück. An einem Fuß der Sonde befand sich ein Stabmagnet. Während der Landung setzte sich an den Polen magnetische Materie fest. Abschätzungen ergaben einen Eisengehalt, wie er etwa (pulverisiertem) Plateaubasalt mit normalem Magnetit-Gehalt entsprechen würde. Ein an Bord der Sonde befindliches α -Strahlen-Meßgerät lieferte eine Analyse der wichtigsten chemischen Elemente. Es arbeitet auf der Basis der unterschiedlichen Rückstreuung der ausgesandten Teilchen aufgrund der verschiedenen Ladungsstärken der getroffenen Atomkerne. Ein Vergleich der Analysen mit kosmischen und terrestrischen Materialien ist in der Tabelle 4 aufgeführt.

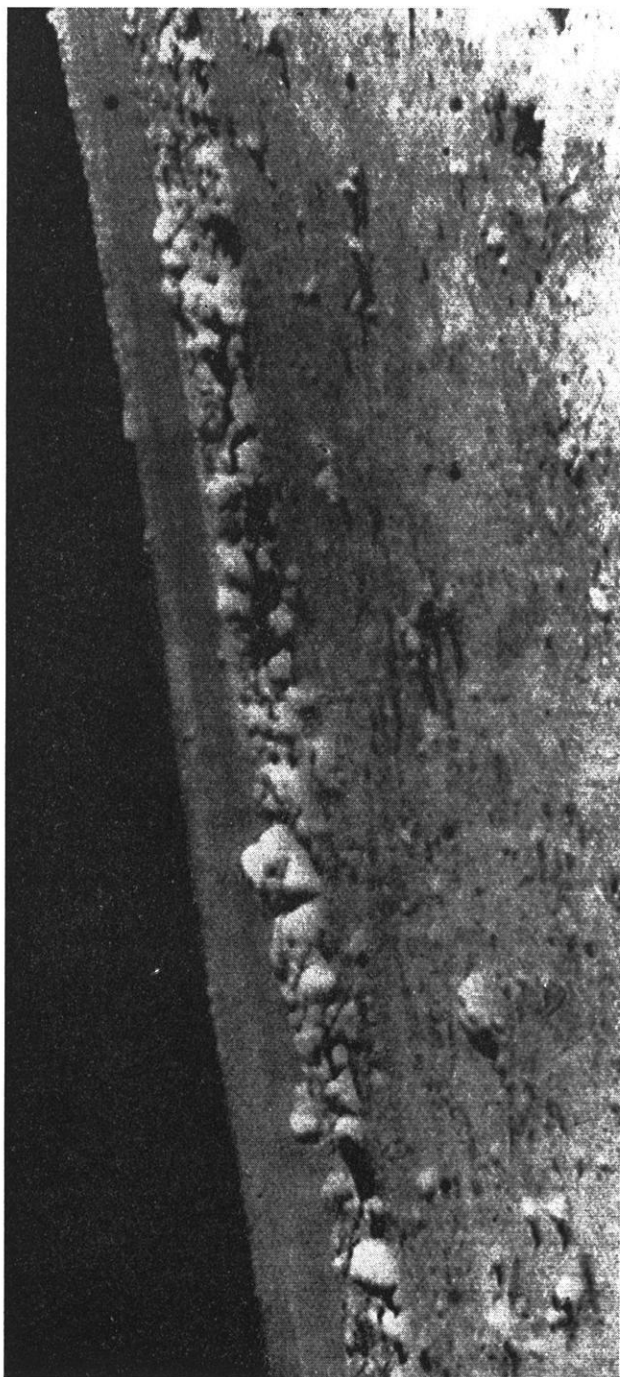


Abb. 9: Fotografien des Mondbodens nach SURVEYOR 1.

Auch *Surveyor 6*, der im Sinus-Medii landete und *Surveyor 7*, der als Abschluß des Programms in einem Terra-Gebiet, und zwar 30 km nördlich von Tycho, niederging, hatten α -Strahlen-Geräte und Schürfvorrichtungen an Bord. Die vermuteten großen Unterschiede zwischen Maria und Terrae, so wie etwa zwischen sialischem und basischem Material, wurden nicht gefunden. Lediglich der Eisengehalt des Terra-Landeplatzes war geringer (s. Tabelle 4).

Tabelle 4: Chemische Analysen von *Surveyor 5*, *6* und *7* verglichen mit Meteoriten und terrestrischen Gesteinen, Angaben in %.

	Meteoriten			Mond			Erde		
	Chondrite	Tektite	Basaltische Achondrite	Mare S 5	Mare S 6	Terra S 7	Plateau Basalt	Granite	Peridotite
O	54,6	63,7	59,6	58±5	57±5	58±5	59,0	62,1	57,5
Na	0,8	1,0	0,6	<2	<2	<5	1,8	2,3	0,4
Mg	14,4	1,1	5,5	3±3	3±3	4±3	3,6	0,5	28,7
Al	1,2	5,4	5,1	6,5±2	6,5±2	8±3	5,8	5,9	1,9
Si	15,5	25,1	18,2	18,5±3	22,4±4	18±3	17,1	23,8	15,0
P, Ca, Cu	12,7	3,4	10,1	13±3	6±2	6±2	8,6	3,5	4,1
Fe, Co, Ni	10,0	1,5	5,3		5±2	2±1	3,9	0,9	2,4

Wahrscheinlich liegen diese Elemente in Form von Oxyden vor, etwa 5% MgO, 13% AlO, 50% SiO₂, 15% CaO, 13–16% FeO, und zwar als komplexe Mineralien, wie Feldspäte und Pyroxene. Aus der Tabelle ist auch zu entnehmen, daß die Tektite wohl kaum vom Mond stammen können.

Die chemischen Analysen passen weder zu Ultrabasiten noch zu sialischem Gestein, sondern zu Basalten. Nun ist basisches Material aus ultrabasischem auf der Erde aus einem physikalisch-chemischen Fraktionierungsprozeß entstanden. Auch auf dem Mond muß ein solcher Differentiationsvorgang stattgefunden haben. Der Mond muß also teilweise geschmolzen gewesen sein. Das Fehlen sialischen Materials überrascht zunächst. Vielleicht spielt das Vorhandensein von Sedimenten für die Sialbildung eine große Rolle. Wahrscheinlich verlaufen aber Differentiationsprozesse auf kleineren und kälteren Himmelskörpern viel einfacher als auf der Erde, da weniger Möglichkeiten zur Wiederaufschmelzung und Rekristallisation vorhanden sind. Einmal verfestigter Basalt wird nicht noch einmal aufgeschmolzen.

Unter dem basischen Material liegt vermutlich ultrabasisches, wie man es aus der geringen mittleren Mondichte und aufgrund der Fraktionierung erwarten darf. Ob auch hier eine ausgeprägte Trennfläche in Form einer Mond-MOHOROVİČIĆ-Diskontinuität vorhanden ist, kann noch nicht festgestellt werden.

Die in 30 bis 6000 km Höhe den Mond umkreisenden *Orbiter Satelliten* erbrachten äußerst scharfe Aufnahmen. Einzelheiten und Strukturen auf der Vorder- und Rückseite mit einer nicht erwarteten Schärfe wurden zur Erde übermittelt. Abbildung 10

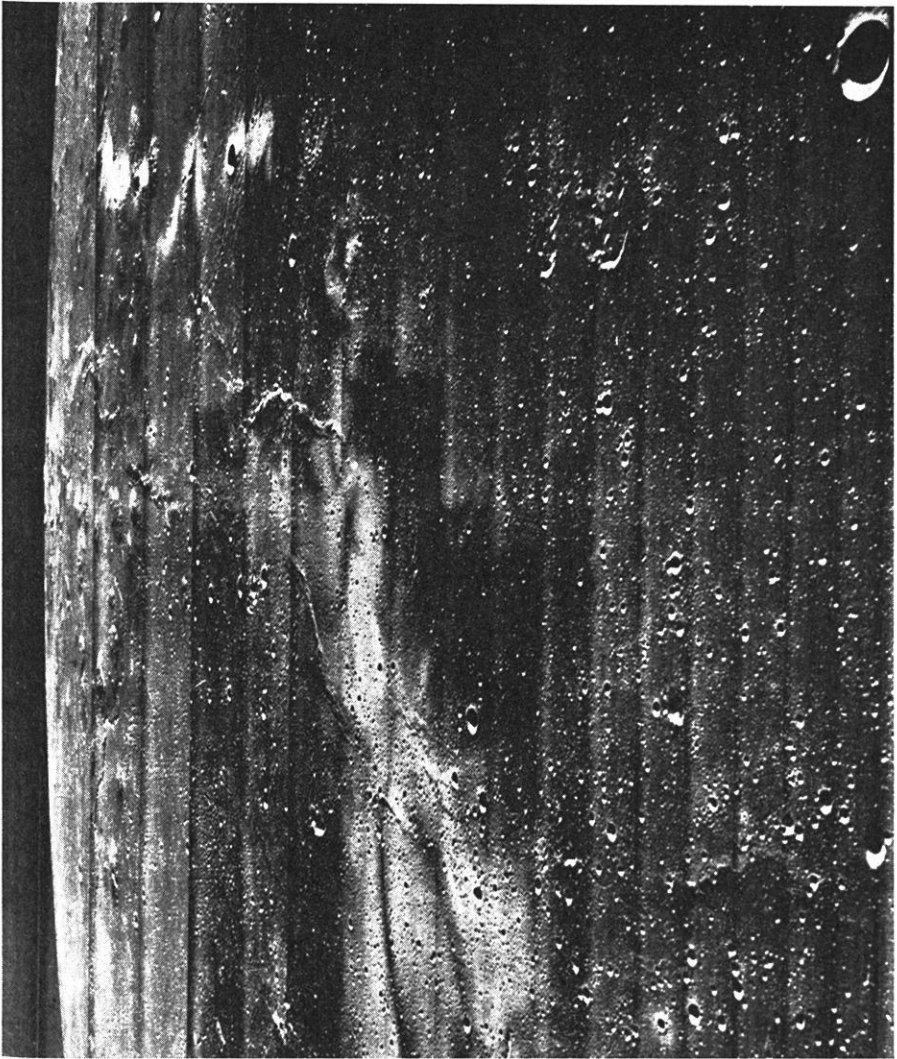


Abb. 10: Teil des Oceanus Procellarum nach Aufnahmen von ORBITER 2.

Im Hintergrund: Dome (kleine Schildvulkane?)

Im Mittelteil: Rücken (von Lavafüssen?)

zeigt aus etwa 45 km Höhe den Oceanus Procellarum westlich des Kraters Kepler. Im Vordergrund sieht man kleinere Krater, die Bildmitte zeigt deutlich *Rücken*, und im Hintergrund sind einige *Dome* zu erkennen. Rücken und Dome haben sicher endogenen Ursprung und sind durch aufsteigendes oder zusammenfließendes Magma

entstanden. Die Rücken sind oft bis zu 30 km lang, aber nur knapp 100 m hoch. Ihre irreguläre Form läßt auf Spalteneruptionen schließen. Der Krater vorne rechts hat etwa 3,5 km Durchmesser.

Zu den Lineamenten gehören auch die *Rillen*, kleine grabenartige Strukturen, die besonders in den Maria und ihren Randgebirgen auftreten. Sie sind 0,5 bis 5 km breit und kaum tiefer als 100 m. Sie erstrecken sich jedoch als gerade oder gebogene Vertiefung über Hunderte von Kilometern. Vermutlich sind sie durch Zerrungen oder auch durch Erstarrungserscheinungen entstanden. Sie zeigen eine verstärkte Häufigkeit von kleinen Kratern und müssen jünger als die Maria sein. Die größte dieser Rillen ist die in Abbildung 11 gezeigte Hyginus-Rille. Sie ist etwa 150 km lang und 800 m tief. Krater Hyginus in der Mitte hat etwa 9 km Durchmesser.

Einige Bilder der Orbiter-Satelliten zeigen *mäanderförmige Rillen*, die terrestrischen, durch Wasser erodierten Flußläufen äußerst ähnlich sehen. Nach Ansicht von LINGENFELTER, PEALE und SCHUBERT könnte eine angenommene Eisschicht innerhalb des obersten Teils der Mondkruste einen hinreichend großen Druck besitzen, um darunter Wasser in flüssiger Form zu halten. Ein starker Meteoriteneinschlag könnte zu Druckentlastung und zu einem zeitweiligen Fließen eines eisbedeckten Stromes von 100 m Breite geführt haben (s. Abbildung 12).

Auf der Mondoberfläche werden keine so großräumigen *Verwerfungen* wie auf der Erde beobachtet, was auch auf eine geringere endogene Aktivität schließen läßt. Es werden jedoch einige prominente Störungen begrenzter Ausdehnung mit horizontaler und vertikaler Versetzung gefunden, die sich in Verrückungen von Kraterwällen oder in starken, längs gerichteten sprunghaften Höhenänderungen äußern. Dies ist in Abbildung 13 am Beispiel der „weißen Wand“ (straight wall) gezeigt. Sie ist etwa 100 km lang und hat eine Sprunghöhe von mehr als 300 m.

8. Stratigraphie und Zeitrechnung

Bis man Mondproben aufgrund von radioaktiven Zerfallsreihen untersuchen wird, bleibt die absolute Zeitrechnung der Mondereignisse weitgehend spekulativ. Relative Altersangaben kann man aufgrund von überlappenden Auswurfstoffen von Kratern machen. Die fünf Hauptgliederungen sind:

1. *Prae Imbrium*, aus Lücken im allgemeinen imbrischen Fließen
2. *Imbrium*, im Kopernikusgebiet vorherrschend, aus Mare Imbrium ausgeflossenes Material
3. *Procellaria*, Schichten, die unter den Ebenen des Oceanus Procellarum, Mare Imbrium etc. anstehen, aber stratigraphisch jünger eingestuft werden. Auftreten von kleinen Schildvulkanen, Domen und anderen vulkanischen Strukturen
4. *Erathostenes*, Randablagerungen der strahlenlosen Krater Erathostenes Reinhold, Landsberg und Hortensius u. a. über den imbrischen und procellarischen Schichten
5. *Kopernikus*, jüngstes Zeitalter, schließt helle Strahlen und Ablagerungen der Strahlenkrater ein, die sich untereinander weiter unterteilen lassen.

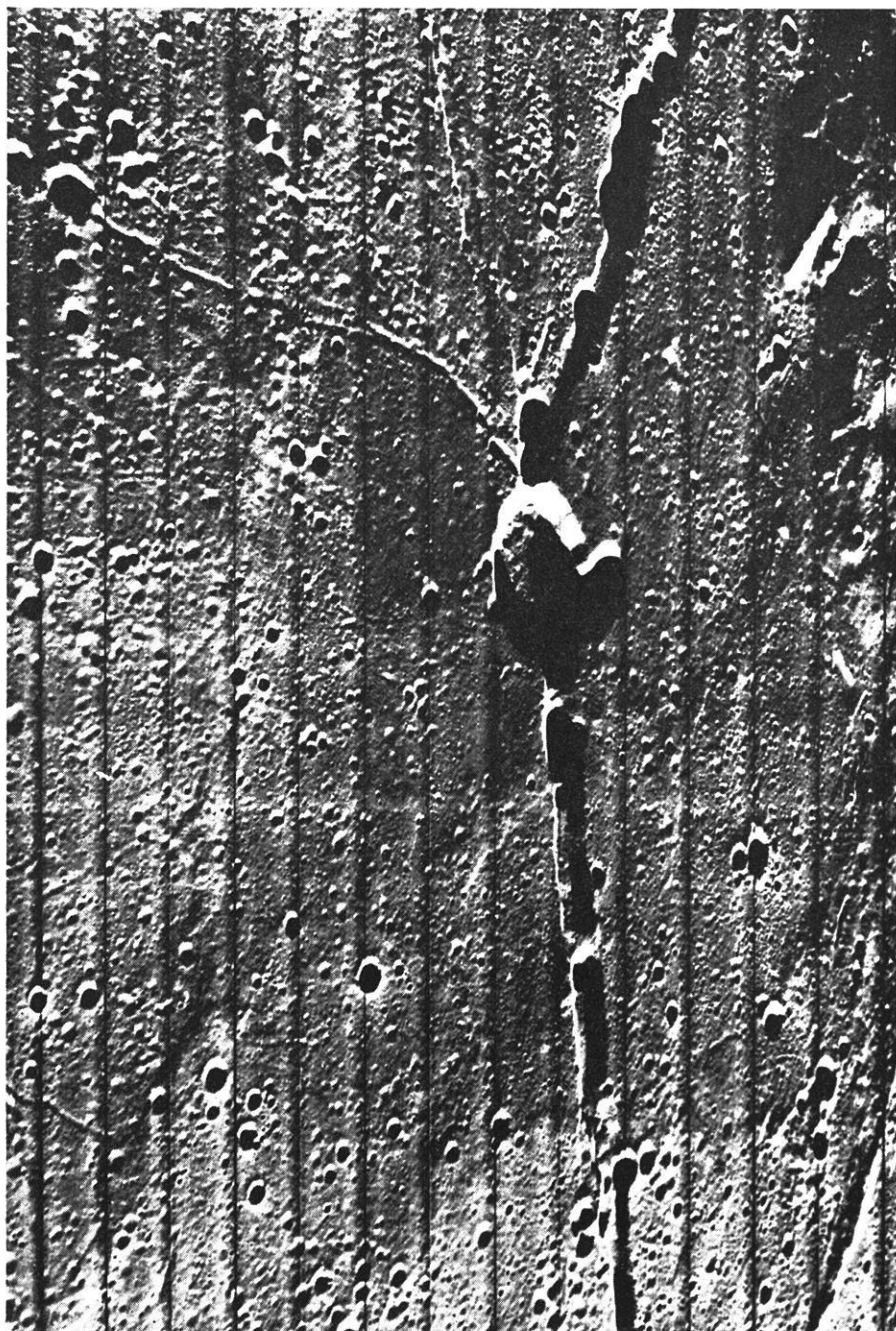


Abb. 11: Hyginus Rille nach Aufnahmen von ORBITER 3.

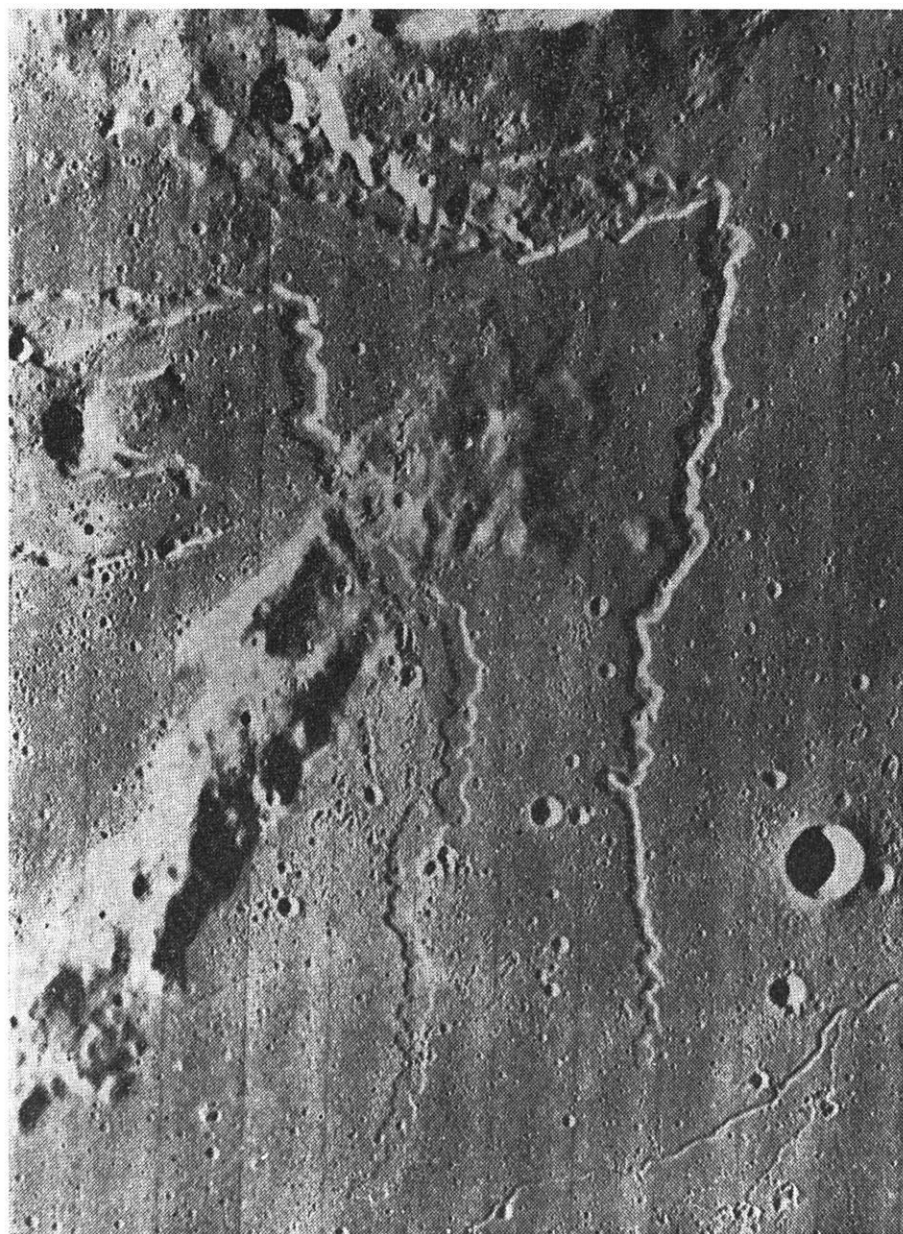


Abb. 12: Mäanderförmige Rillen bei Krater Prinz.

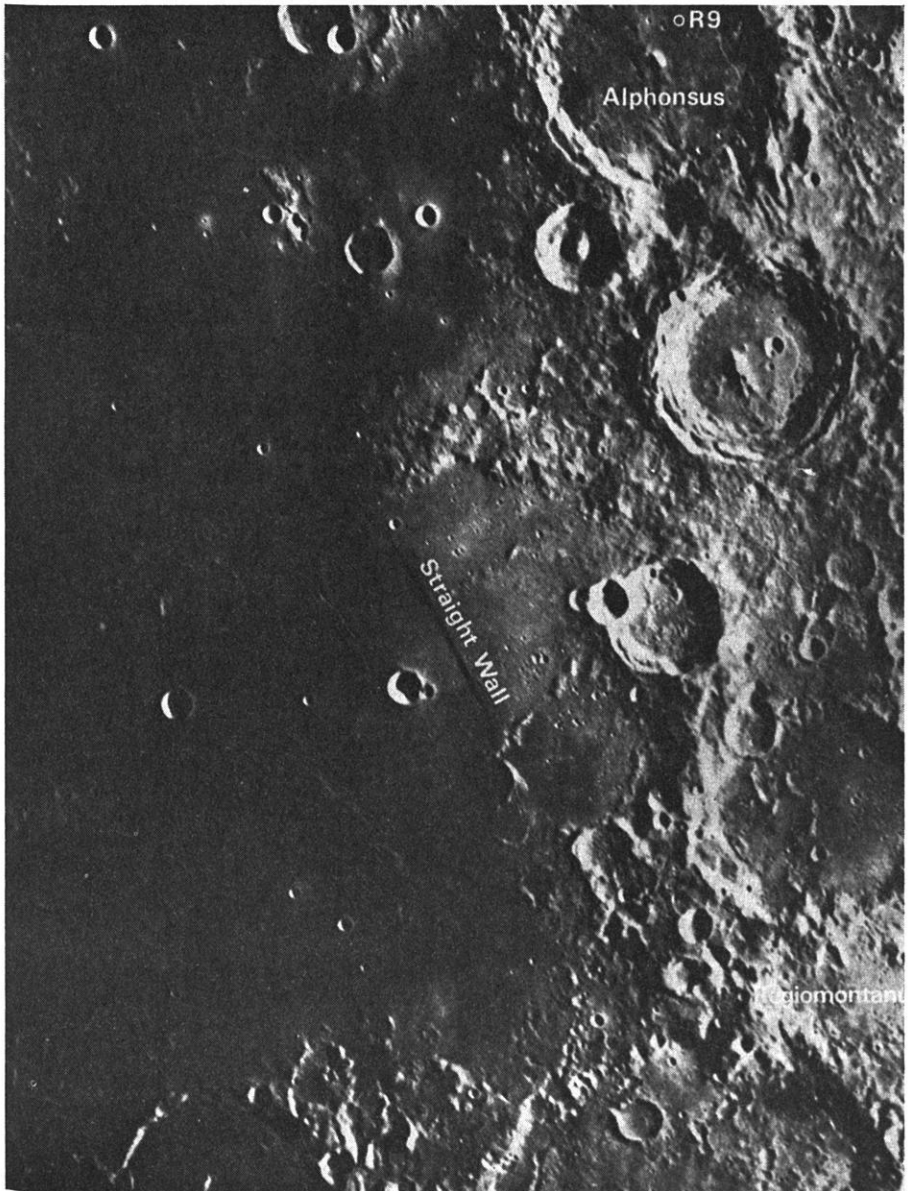


Abb. 13: Südost-Rand des Mare Nubium mit „Weißer Wand“ (Straight Wall).

Aufgrund von groben Abschätzungen der Kraterdichte von Aufsturzkratern und einer angenommenen Zeitabhängigkeit von asteroiden und meteoritischen Bruchstücken läge die procellarische Zeit etwa zu Beginn des geologischen Zeitalters. Kopernikus wäre etwa $1/2$ Milliarde Jahre alt. Diese Vermutungen werden sicher in den kommenden Jahren überprüft werden können.

9. Ausblick

Vermutlich wird auf dem Mond Wasser vorhanden sein, entweder als Eis oder in Form hydratisierter Minerale. Nach einer Elektrolyse wird man es zum Auftanken von Raumfahrzeugen, z. B. für solche des Apollo-Typs, verwenden können. Eisen und Nickel sollte man in basaltischen Ergüssen oder in Aufsturzkratern finden können. Die zur Bildung von Diamanten erforderlichen hohen Drucke könnten durch Aufprall von Meteoriten entstanden sein, denn einige Meteoriten führen kleine Diamanten von hexagonaler Struktur.

Der Wert der Mondforschung liegt aber nicht auf wirtschaftlichem Gebiet, sondern vorerst im rein wissenschaftlichen Bereich. Versuche im Hochvakuum, Strahlungsmessungen, Beobachtungen mit Radio- und normalen Teleskopen und andere physikalische Untersuchungen werden zu vielen neuen Erkenntnissen führen. Nicht zuletzt sollten auch geophysikalische Messungen den inneren Aufbau unseres Begleiters entschlüsseln helfen und uns neue Hinweise über Aufbau und Entstehung der Nachbarplaneten und unserer eigenen Erde geben können.

Literatur

- ADAMS, P. J.: The Moon, Inst. of Geol. Science, London, 1—36, 1968
- ALTER, D.: The Nature of the Domes and small Craters of the Moon, Publ. Astr. Soc. Pacif., 69 (408), 245—251, 1957
- BALDWIN, R. B.: The Measure of the Moon, Chicago, 1963
- BEMMELEN, R. W. V., H. R. BERLAGE, and W. NIEUWENKAMP: On the Origin and Evolution of the Moon and the Crust of the Earth, Konigl. Nederl. Akad. van Wetenschappen, Amsterdam, Series B, 70, No. 5, 508—527, 1967
- BÜLOW, K. v.: Die heutige Erforschung des Mondes und ihre Ergebnisse, Universitas 22 (8), 815—826, 1967
- DARWIN, G. H.: Tidal Friction and Cosmogony, Sci. Papers II, Cambridge 1908
- FIELDER, G.: Convection in the Moon: A. Boundary Condition, Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 10, 437—443, 1966a
- : Astrogeology-Lunear Geology, Earth-Sci. Rev. 1, 231—243, 1966b
- : Volcanic Rings on the Moon, Nature 213, 333—336, 1967

- GERSTENKORN, H.: Veränderungen des Erde-Mond-Systems, *Z. Astronomie*, 42, 137—155, 1957
- GOLD, Q.: "Dust on the Moon", *Vistas in Astronautics* 2, 261—279, 1959
- HIBBS, A. R.: The Face of the Moon, *Sci. Amer.* 216 (3), 60—74, 1967
- HINDERER, F.: Entstehung und Entwicklung des Universums, Berlin, 1968
- KOPAL, Z.: Topography of the Moon, in: KOPAL, *Physics and Astronomy of the Moon*, New York, S. 361—384, 1962
- KOZYREV, N. A.: Physical Observation of the Lunar Surface, in: KOPAL, *Physics and Astronomy of the Moon*, New York, 361—384, 1962
- KUIPER, G. P.: The Lunar Surface and the US-Ranger Programm. In: DOLLFUSS (Editor), *Moon and Planets*, Amsterdam, 23—24, 1967
- : The Moon and the Planet Mars. In: HURLEY (Editor), *Advances in Earth Science*, Cambridge, 21—70, 1964
- LASTER, ST. I., and F. PRESS: A new Estimate of Lunar Seismicity due to Meteoritic Impact, *Phys. of the Earth and Planetary Interiors* 1 (3), 151—154, 1968
- LEIGHTON, R. B.: The Photographs from Mariner IV. *Scient. American* 214, 54—68, 1966
- LINGENFELTER, R. E., ST. PEALE and G. SCHUBERT: Lunar Rivers, *Science* 161, 266—269, 1968
- MEISSNER, R.: Zur Deutung der hypsometrischen Kurven von Erde und Mond. *Z. Geophys.* 34, 99—122, 1968
- MENZEL, P. H.: The Surfaces of Moon, Mars and Venus. In: DOLLFUSS (Editor), *Moon and Planets*, Amsterdam, 1—6, 1967
- MIDDLEHURST, B.: An Analysis of Lunar Events, *Reviews of Geophysics*, 5, 173—189, 1967
- RINGWOOD, A. E.: The chemical Composition and Origin of the Earth. In: P. M. HURLEY (Editor), *Advances in Earth Science*, Cambridge, 287—356, 1966
- RUNCORN, S. K., and B. M. GRAY: *The Mantles of the Earth and Terrestrial Planets*, New York, 1967
- RUNCORN, S. K., and M. H. SHRUBSHALL: The Figure of the Moon, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 1 (5), 317—325, 1968
- SALISBURY, J. F., D. H. ECKHARD and M. S. HUNT: The Lunar Environment, Chapter 19 of *Geophys. and Space Envir.*, 19.1—19.16, New York, 1965
- SIDRAN, M.: Thermoluminescence on the Moon, *J. Geophys. Res.* 73, 5195—5206, 1968
- SCOTT, R. F.: The Feel of the Moon, *Scient. American*, 217, 34—43, 1967
- SHOEMAKER, E. M.: Interpretation of Lunar Craters. In: KOPAL, *Physics and Astronomy of the Moon*, New York, 283—353, 1962
- TROITZKY, B. S., and M. R. ZELINSKAYA: *Astr. J. UdSSR*, 32, 550, 1955

UREY, H. C.: Origin and History of the Moon. In: KOPAL, Physics and Astronomy of the Moon, New York, 481—521, 1962

—: The Origin of the Earth, Scient. American, 1—8, 1952

WÄNKE, H.: Private Mitteilungen (Max Planck Inst. f. Chemie, Mainz, 1968)

WRIGHT, J. B.: Lineaments and Meteorite Impact, Tectonophysics 5 (2), 155—158, 1968

WYLIE: Zitat in: DOLLFUSS, The Polarization of Moonlight. In: KOPAL, Physics and Astronomy of the Moon, New York, 148, 1962

Magnetic properties of oxidized Fe—Cr spinels

By E. SCHMIDBAUER, München¹⁾

Eingegangen am 21. November 1968

Summary: Magnetic measurements were carried out on oxidized Fe—Cr spinels of initial composition $\text{Fe}^{2+} \text{Fe}_{2-x}^{3+} \text{Cr}_x \text{O}_4$ ($x = 0.7$). The oxidation of the sintered spinel samples causes a change in the CURIE point towards higher temperatures, whereas the saturation magnetization and the coercive force are reduced. With the aid of X-ray studies a spinel defect structure was established revealing a smaller lattice parameter than the un-oxidized spinel phase. The vacancies appear to be preferentially located on B-sites of the spinel lattice. The results are compared with maghemite ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) and similar results observed on Mn ferrites.

Zusammenfassung: Es wurden magnetische Messungen an oxydierten Fe—Cr-Spinellen der ursprünglichen Zusammensetzung $\text{Fe}^{2+} \text{Fe}_{2-x}^{3+} \text{Cr}_x \text{O}_4$ ($x = 0.7$) durchgeführt. Die Oxydation der gesinterten Spinelle führt zu einer Verschiebung des CURIE-Punktes zu höheren Temperaturen, die Werte der Sättigungsmagnetisierung und der Koerzitivkraft hingegen nehmen ab. In Verbindung mit röntgenographischen Untersuchungen konnte die Existenz einer Spinellphase mit Defektstruktur nachgewiesen werden. Verglichen mit dem nicht oxydierten Spinell besitzt sie einen geringeren Gitterabstand. Die Leerstellen scheinen vorzugsweise auf B-Plätzen zu sein. Die erhaltenen Ergebnisse werden dem Maghemit ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) und ähnlichen Resultaten an Mn-Ferriten gegenübergestellt.

Introduction

In palaeomagnetic studies basalts containing small ferrimagnetic titanomagnetite grains have usually been investigated. Reliable data are to be expected only if a slow oxidation of these grains, probably occurring in course of geological time, did not change appreciably their magnetic properties. To get an insight into this mechanism of oxidation it is common to oxidize titanomagnetite grains in a definite atmosphere at constant temperatures (generally elevated temperatures are used for getting higher reaction rates) and changes of the magnetization are studied.

Few results are known concerning the possibility of using rocks containing Cr-ions in their ferrimagnetic component for palaeomagnetic purposes such as certain basalts or serpentinites [PETERSEN and NESBITT 1967; DUMSKY 1966]. In both cases the magnetization can partly be due to spinels containing Cr. In order to test the reliability of

¹⁾ Dr. E. SCHMIDBAUER, Dipl.-Phys., Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

Present address: School of Physics, University of Newcastle, Newcastle upon Tyne, England.

these rocks for palaeomagnetism in the present work oxidation experiments were carried out on synthetically prepared Fe—Cr spinels. Saturation magnetization, Curie temperature and coercive force were measured for varying degrees of oxidation.

In the literature oxidation experiments of ferrimagnetic spinels are reported mainly on magnetite (Fe_3O_4) (the literature is summarized by LEPP 1957; EGGER and FEIT-KNECHT 1962; GALLAGHER et al. 1968; COLOMBO et al. 1968). There are several studies of oxidation on members of the titanomagnetite series $\text{Fe}_{1+x}^{2+}\text{Fe}_{2-2x}^{3+}\text{Ti}_x\text{O}_4$, $0 \leq x \leq 1$ [AKIMOTO et al. 1957; O'REILLY and BANERJEE 1967] and on Mn ferrites [BERGSTEIN and BOHUM 1957; BRANĀISKI 1960a, b]. For Cr-spinels there are some observations by workers investigating oxidation of Cr-steels. As a result of this oxidation a layer of Fe—Cr spinels seems to arise controlling the rate of the further oxidation process [HAUFFE 1966].

Experimental procedure

The magnetic properties were measured using a magnetic balance (max. field strength: 14.5 kOe). The coercive force H_c was determined by means of the balance, applying a method described by NAGATA [1961]. The H_c -values could be measured to an accuracy of 5–10%, the larger errors being made while determining low coercive forces (< 100 Oe).

The saturation magnetization J_s was measured to about 2–3%. J_s at 0°K was obtained by extrapolation from 77 to 0°K .

X-ray studies were performed with a Guinier unit using Cu — $K\alpha$ radiation (standard A1). The lattice parameters were evaluated to $\pm 0.005 \text{ \AA}$ by means of graphical extrapolation.

The oxidation usually was carried out in a furnace at 500°C in air under atmospheric pressure. In part specimens were also oxidized in a sample holder of the magnetic balance under the same conditions.

Preparation of samples

The Fe—Cr spinels and magnetite used in this investigation were prepared by a method applied by FRANCOMBE [1957]. To produce magnetite, a mixture of appropriate portions of analytical grade $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ and Fe powders (Merck) was compacted into small cylinders (pressure 2–3 kbar) and sintered in evacuated silica tubes at a temperature of 1100°C for 40 hrs. To prepare Fe—Cr spinels, $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ and Cr_2O_3 powders were mixed and fired for 10–15 hrs at about 1050°C in air (the Cr_2O_3 powder was produced by decomposition and subsequent ignition of analytical grade ammonium dichromate). After this treatment a definite amount of Fe powder was added, the powders were mixed again and finally pressed into pellets which were sintered in evacuated silica tubes at 1100°C for 40 hrs. The resulting products were quenched in water within some seconds. Spinels of composition $\text{Fe}^{2+}\text{Fe}_{2-x}^{3+}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ($x = 0.7$) were used for the oxidation experiments.

X-ray powder patterns showed only a spinel phase, no rhombohedral phase of the Fe_2O_3 — Cr_2O_3 solid solution series could be detected. Measurements of the CURIE temperature gave a value of 370°C in satisfactory agreement with that previously determined by FRANCOMBE [1957]. Polished sections made on the sintered spinels revealed a porosity of 5—10%. For the oxidation experiments the samples were crushed in a mortar and ground to a grain size of 5—10 μ by hand under acetone.

The system Fe_3O_4 — FeCr_2O_4

The spinel system $\text{Fe Fe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$, $0 \leq x \leq 2$, exhibits a complicated dependence of the lattice unit cell parameter a_0 on composition, the differences in the a_0 -values being relatively small [YEARIAN et al. 1954; FRANCOMBE 1957]. At low temperatures the members of the series rich in Cr undergo a phase transition from the cubic to a tetragonal or orthorhombic lattice type.

Raising the Cr-content up to $x = 2$ progressively lowers the CURIE temperature down to about 90°K [FRANCOMBE 1957], the saturation magnetic moment also decreases with increasing x -values [DERBYSHIRE and YEARIAN 1958]. For $x > 0.5$ — 0.7 the magnetic moments determined are lower than those expected from NEEL's model of ferrimagnetism. This model is based on the antiparallel alinement of the magnetic moments of cations on A- and B-sites of the anion lattice, the collinear alinement being caused by predominant AB exchange coupling. Several conceptions of spin arrangements are discussed in order to explain the low moments found in spinels containing Cr [YAFET and KITTEL 1952; BALTZER and WOITOWICS 1959; GOODENOUGH 1960; LYONS and KAPLAN 1960]. The origin of the low moments is generally ascribed to the strong BB interaction of the Cr-ions located on B-sites.

Some remarks concerning the defect structure of spinels

Oxidation of the Fe—Cr spinels creates a defect structure as will be concluded in one of the following sections. For the discussion of this result it seems to be useful to summarize here some properties of related spinels revealing vacancies.

A well known defect structure of the spinel-type lattice represents the metastable γ - Fe_2O_3 phase (maghemite) which arises from a removal of a definite amount of Fe-ions from B-sites in the magnetite spinel lattice. Maghemite can be produced by oxidation of magnetite under certain conditions. Above a temperature of about 300°C (in the literature reported values are still higher) γ - Fe_2O_3 inverts into the thermodynamically stable α - Fe_2O_3 . However, it has been found by some workers [MICHEL and CHAUDRON 1935; POUILLARD 1950; MICHEL and LENSEN 1965] that impurities in Fe_3O_4 are able to stabilize the γ - Fe_2O_3 structure to temperatures as high as 600 or 700°C .

The vacancy structure is produced by diffusion of cations. The possibility of cation diffusion was discussed by COLOMBO et al. [1964] in their study on the oxidation of Fe_3O_4 and has been extended by O'REILLY and BANERJEE [1967] to the oxidation mechanism of titanomagnetites. Because of additional covalent bonds of A-site cations

preferential diffusion of cations located on B-sites is thought to occur in spinels. This is in fair agreement with results obtained by LINDNER and AKERSTRÖM [1956] on the diffusion rate of ions in NiCr_2O_4 .

Maghemite has a CURIE temperature $T_c \approx 590^\circ\text{C}$ [AHARONI et al. 1962] which is about the same as that of magnetite ($T_c = 578^\circ\text{C}$). To understand this fact there must be at least two effects which cancel each other. A decrease in the lattice parameter a_0 relative to Fe_3O_4 ($a_0 = 8.395 \text{ \AA}$), measured on $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ($a_0 = 8.34 \text{ \AA}$), should result in a higher CURIE temperature. This holds if the AB interaction is large compared with the AA and BB interactions. In this case the CURIE temperature is mainly determined by the strength of the coupling between A-site and B-site cations, a reduced lattice parameter leading to an increased AB interaction which leads to a higher T_c -value. The latter is also dependent on the number of respective neighbours of a cation. This number is diminished relative to that of Fe_3O_4 owing to the vacancies on B-sites giving a decreased CURIE temperature. In a more detailed picture the difference between $\text{Fe}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Fe}^{3+}$ and $\text{Fe}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Fe}^{2+}$ interaction has to be taken into account.

Experimental data

Measurements of saturation magnetization J_s were made on initial and oxidized samples at different temperatures (field strength $H = 14.5 \text{ kOe}$). The influence of oxidation on the normalized saturation magnetization $J_{s0}(t)/J_{s0}$ at 0°K of samples oxidized for various times t , is illustrated in Fig. 1 (oxidation in the sample holder). Both curves shown reveal a steep drop of $J_{s0}(t)/J_{s0}$ at relatively small oxidation times

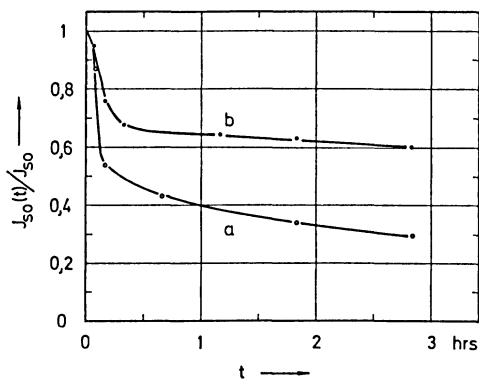


Fig. 1: Saturation magnetization $J_{s0}(t)$ at 0°K of samples oxidized for different times t in air at 500°C (in the sample holder). The $J_{s0}(t)$ -values are normalized to the saturation magnetization J_{s0} at 0°K of the initially un-oxidized specimens. a) Fe_3O_4 ; b) $\text{Fe Fe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ($x = 0.7$).

Sättigungsmagnetisierung $J_{s0}(t)$ bei 0°K von oxydierten Proben in Abhängigkeit von der Oxydationsdauer t . Oxydation bei 500°C in Luft (im Probenhalter). Die $J_{s0}(t)$ -Werte sind dividiert durch die Sättigungsmagnetisierung J_{s0} bei 0°K der nicht oxydierten Pulver.

followed by a slow, further decrease, for Fe_3O_4 clearly more than for the Cr-containing spinel.

Another set of measurements of $J_{s0}(t)/J_{s0}$ vs. oxidation time t was carried out on samples of composition $x = 0.7$ oxidized in a furnace at 500°C in air. The results are presented in Fig. 2. According to the curve shown a prolonged oxidation up to 86 hrs does not further reduce the magnetization as compared to the value of about 4 hrs. The difference of the corresponding values of Fig. 1 and Fig. 2 may be due to different oxidation conditions for samples treated in the sample holder and in the furnace.

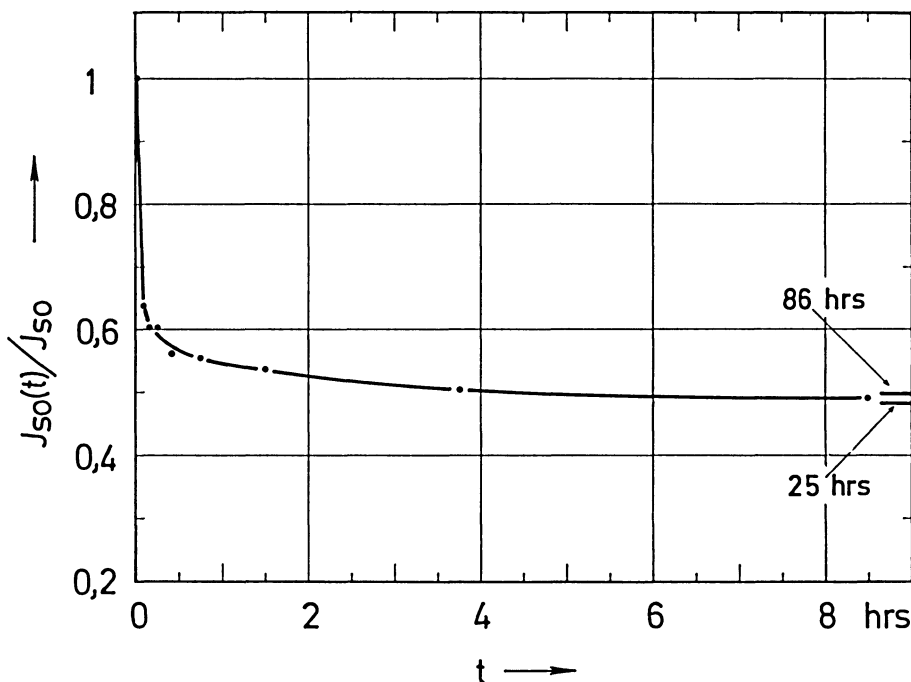


Fig. 2: Saturation magnetization $J_{s0}(t)$ at 0°K of powders of composition $\text{FeFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ($x = 0.7$) oxidized for different times t in air at 500°C (in the furnace). The $J_{s0}(t)$ -values are normalized in the same way as in Fig. 1 (different points on the curve correspond to different samples).

Sättigungsmagnetisierung $J_{s0}(t)$ bei 0°K von oxydierten Proben der ursprünglichen Zusammensetzung $\text{FeFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ($x = 0.7$) in Abhängigkeit von der Oxydationsdauer t . Oxydation bei 500°C in Luft (im Ofen). Die $J_{s0}(t)$ -Werte sind reduziert wie in Fig. 1 (unterschiedliche Punkte der Kurve entsprechen verschiedenen Proben).

On four specimens, oxidized at 500°C for 15 min, $8\frac{1}{2}$ hrs, 25 hrs and 86 hrs, the temperature dependence of J_s was determined. Their $J_{s0}(t)/J_{s0}$ -values are shown in Fig. 2. Measurements performed while heating up to the CURIE points and while

cooling yielded the same results thus indicating no additional oxidation by this treatment. The data, plotted in Fig. 3, show for the specimen oxidized for 15 min a quite regular shape of the $J_s - T$ curve (curve a) representing apparently a rather homogeneous single-phase component. The CURIE temperature lies near 450 °C.

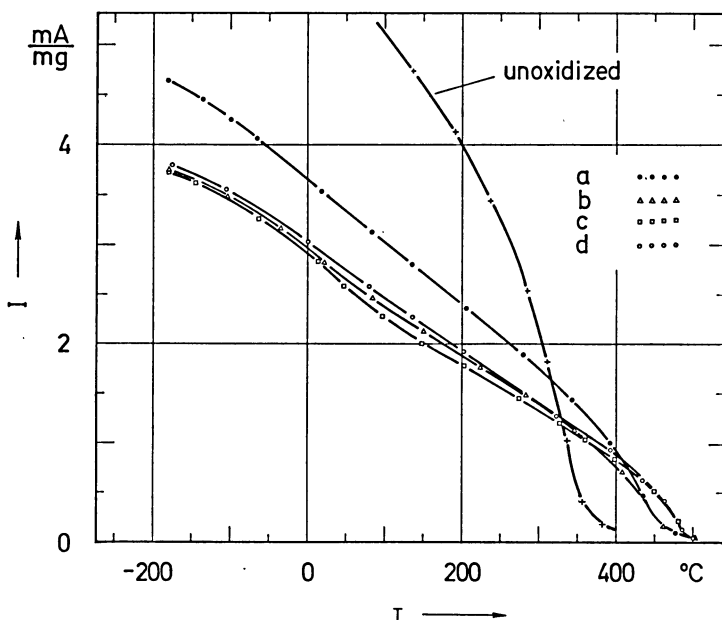


Fig. 3: Dependence of the saturation magnetization J_s upon temperature T of oxidized spinel samples of initial composition $\text{FeFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ($x = 0.7$). Oxidation at 500°C in air (in the furnace). (mA/mg: mA of the compensation current of the magnetic balance per mg of the unoxidized sample). Oxidation time: a) 15 min; b) 8 $\frac{1}{2}$ hrs; c) 25 hrs; d) 86 hrs.

Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung J_s von der Temperatur T von oxydierten Proben der ursprünglichen Zusammensetzung $\text{FeFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ($x = 0.7$). Oxydation in Luft bei 500°C (im Ofen). (mA/mg: mA des Kompensationsstromes der magnetischen Waage per mg der unoxydierten Probe).

Oxydationsdauer: a) 15 min; b) 8 $\frac{1}{2}$ Std.; c) 25 Std.; d) 86 Std.

Further oxidation up to 8 $\frac{1}{2}$ hrs results in a $J_s - T$ curve (curve b) which seems to exhibit two phases: One with a CURIE point slightly higher than 450 °C, the CURIE temperature of the second phase not being clearly definable. It seems to be at a lower temperature.

After an oxidation of 25 hrs (curve c) the two-phase character of the $J_s - T$ curve is found to be much better developed. The higher CURIE point has moved towards a temperature of 490–500 °C. The lower one still can not be fixed satisfactorily.

The $J_s - T$ curve of the sample oxidized for 86 hrs (curve d) again seems to be due to a single phase with the same CURIE point of 490—500 °C as curve c.

Measurements of the coercive force H_c of the specimens mentioned above did not reveal any anomaly. The H_c -value of the sintered and quenched Fe—Cr spinels ($x = 0.7$) at room temperature is 75 Oe. Cooling down to -180 °C increases H_c steadily to 100 Oe and it is progressively lowered with increasing temperature above room temperature. After the grinding process (grain size 5—10 μ) the results are as follows: $H_c(20$ °C) = 175 Oe, $H_c(-180$ °C) = 245 Oe. Heating to the CURIE point for some minutes (no oxidation) and subsequent cooling reduces the H_c -values of the unoxidized samples $\leq 30\%$.

The coercive force of the oxidized samples is as follows:

oxidized at 500°C for	$H_c(20^\circ\text{C})$	$H_c(-180^\circ\text{C})$
15 min	95 Oe	135 Oe
8 ¹ / ₂ hrs	56	76
25 hrs	53	73
86 hrs	63	85

The X-ray powder photographs taken from the samples oxidized for 15 min gave as spinel lattice parameter $a_0 = 8.35$ Å (the spinel of composition $x = 0.7$: $a_0 = 8.38$ Å). A certain line broadening could be observed when compared with the lines of the unoxidized spinel. The intensity ratio of the (111)-reflection relative to the other lines of the pattern was small compared with the corresponding intensity ratio for the spinel $x = 0.7$. Only one faint line of the expected pattern of the rhombohedral phase of the Fe_2O_3 — Cr_2O_3 solid solution series could be detected, indicating a low amount of this oxide.

The spinel lattice parameter of the sample oxidized for 8¹/₂ hrs was determined as $a_0 = 8.335$ Å. There is also some line broadening present. A series of feeble lines are visible on the diagram originating from the Fe_2O_3 — Cr_2O_3 oxides. An analysis of these lines leads to the conclusion that they are due either to Fe_2O_3 or to Fe_2O_3 with a low content of Cr_2O_3 . The (111)-line of the spinel phase is found to be feeble.

The samples oxidized for 25 hrs revealed a spinel lattice parameter of $a_0 = 8.33$ Å. The lines are sharp. The rhombohedral lines exhibit the same character as those of the samples treated for 8¹/₂ hrs, that is, they are either due to Fe_2O_3 or to Fe_2O_3 with some Cr_2O_3 . Also in this stage of oxidation the (111)-line of the spinel phase has low intensity.

Oxidation for 86 hrs yielded a spinel lattice parameter of $a_0 = 8.33$ Å (all lines are sharp). The rhombohedral lines must again be attributed to Fe_2O_3 . Their intensity is still remarkably small. The same applies to the spinel (111)-reflection.

Discussion

For Fe_3O_4 the curve of $J_{s0}(t)/J_{s0}$ vs. oxidation time t (Fig. 1) is likely to be due to the oxidation of Fe_3O_4 to $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ as it has been observed at temperatures of about 500°C [BASTA 1959, EGGER and FEITKNECHT 1962]. $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ is regarded as oxidation product of pure magnetite under the here described conditions.

The values of saturation magnetization at 0°K of the oxidized samples of initial composition $x = 0.7$, taken from Fig. 2, show that oxidation at 500°C for 15 min lowers J_s to nearly a half of the original value, the ferrimagnetic component being largely homogeneous as indicated by the thermomagnetic curve of Fig. 3 and the X-ray pattern. The fact that the oxidation product was found to consist of almost a single-phase spinel with a lattice parameter $a_0 = 8.35 \text{ \AA}$ must be ascribed to a spinel defect structure, because throughout the $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{—FeCr}_2\text{O}_4$ series all lattice parameters are $\geq 8.38 \text{ \AA}$. The line broadening observed could then be attributed to a variable concentration of vacancies.

As pointed out by VERWEY [1935] the low intensity of the (111)-reflection in the X-ray pattern of $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ is caused by vacancies on B-sites. Hence, the last mentioned observation which applies also the the X-ray diagram of samples oxidized for 15 min gives evidence of vacancies on B-sites. It is tempting to adopt the hypothesis of removal of Fe^{2+} -ions from B-sites as is known to occur on oxidation of Fe_3O_4 to $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ according to the relation $3 \text{Fe}^{2+} \rightarrow 2 \text{Fe}^{3+} + \square$ (\square : vacancy). The chemical formula of $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ can be written as $\text{Fe}_{1.0}^{3+} [\square_{0.33} \text{Fe}_{1.67}^{3+}] \text{O}_4$, the ions and vacancies in brackets being located on B-sites and the other ions on A-sites. After GOODENOUGH [1964] the formula for a Fe—Cr spinel of composition $x = 0.7$ is as follows: $\text{Fe}_{0.7}^{3+} \text{Fe}_{0.3}^{2+} [\text{Fe}_{0.7}^{2+} \text{Fe}_{0.6}^{3+} \text{Cr}_{0.7}^{3+}] \text{O}_4$, whence the $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ like structure is obtained as: $\text{Fe}_{0.7}^{3+} \text{Fe}_{0.3}^{2+} [\square_{0.23} \text{Fe}_{1.07}^{3+} \text{Cr}_{0.7}^{3+}] \text{O}_4$. This structure qualitatively would agree with the lattice contraction found. According to the above formula the magnetic moment of $2.85 \mu_B/\text{molecule}$ ($\mu_B = \text{Bohr magneton}$) should result. Using $3 \mu_B/\text{molecule}$ for the spinel $x = 0.7$ and the drop of $J_{s0}(t)/J_{s0}$ observed, a value of $1.8 \mu_B/\text{molecule}$ is found (no $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{—Cr}_2\text{O}_3$ oxide is assumed to be present). This discrepancy could be removed if one of the mechanisms, proposed to explain the low moments in Cr-containing spinels is thought to occur. On the other hand, a moment of $1.8 \mu_B/\text{molecule}$ can easily be understood on the basis of a collinear spin arrangement of the Neel-type if additional migration of Fe^{3+} and or Cr^{3+} ions located on B-sites takes place. In this case, however, more vacancies than 0.33 per formula unit, as found in $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, are necessary to get agreement with the moments measured.

The higher CURIE temperature of the defect structure relative to that of the unoxidized samples can be understood assuming that a decrease in the lattice parameter results in a increase of the CURIE temperature whereas it is lowered by vacancies. This has been mentioned above for the spinels Fe_3O_4 and $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. The raised CURIE temperature thus indicates a predominant effect of lattice parameter reduction. This fact could also be an indication that the number of vacancies is lower than that of

γ -Fe₂O₃. It must be noted, however, that the BB coupling of Cr-ions on B-sites cannot be considered as being small when compared to the AB interaction.

Similar results as here reported have been obtained by BRAGIŃSKI [1960b] oxidizing a Mn-ferrite of composition Mn_xFe_{3-x}O₄ ($x = 1.03$) at 500 °C for 8 hrs in air. He was able to show the existence of a defect spinel lattice, the oxidation product containing almost negligible amounts of α -Fe₂O₃ and β -Mn₂O₃. Likewise he established reduced spinel lattice parameter, decreased saturation magnetization and raised CURIE temperature. Assuming the vacancies to be located on B-sites and relating the degree of oxidation to the number of vacancies he obtained good agreement between measured and theoretical values of the saturation magnetization.

An oxidation of the Cr-containing spinel for more than 15 min further raises the CURIE temperature of the oxidation product which is connected with an additional decrease of the lattice parameter of the spinel phase. Oxidation for 25 and 86 hrs results in approximately the same a_0 -value and CURIE temperature, respectively. The low amount of rhombohedral-type oxide is likely to be due to a protective layer reducing the oxidation rate. This would explain the nearly constant values of the magnetic moments found for samples oxidized for more than 15 min.

The second ferrimagnetic phase observed with the aid of the $J_s - T$ curve apparently was not visible on the X-ray diagrams because of its small quantity. Its occurrence is not clear as yet and requires further studies.

To test the picture of B-site vacancies it is intended to oxidize Fe—Cr spinels of various compositions having different B-site populations.

The writer wishes to express his thanks to Prof. G. ANGENHEISTER for his support and advice. He is also grateful to Prof. K. CREER, University of Newcastle, Dr. N. PETERSEN and Dr. H. SOFFEL for helpful discussions. He is especially indebted to Dipl.-Phys. K. BAUER, Institut f. Kristallographie d. Universität München, for his assistance in the X-ray analysis. The financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft is gratefully acknowledged.

References

- AHARONI, A., E. H. FREI and M. SCHIEBER: Some properties of γ -Fe₂O₃ obtained by hydrogen reduction of α -Fe₂O₃. *J. Phys. Chem. Solids* 23, 545—554, 1962.
- AKIMOTO, S., T. KATSURA and M. YOSHIDA: Magnetic properties of Ti Fe₂O₄—Fe₃O₄ system and their change with oxidation. *J. Geomag. Geoelectr.* 9, 165—178, 1957
- BALTZER, P. K., and P. I. WOITOWICS: On the origin of low moments in chromium containing spinels. *J. Appl. Phys.* 30 Suppl., 27S—29S, 1959
- BASTA, E. Z.: Some mineralogical relationships in the system Fe₂O₃—Fe₃O₄ and the composition of titanomaghemite. *Econ. Geol.* 54, 698—719, 1959
- BERGSTEIN, A., and A. BOHUM: Thermographische Indizierung einiger Reaktionen von Manganferrit mittels Exoelektronenemission. *Czechoslov. J. Phys.* 7, 489—494, 1957

- BRAGIŃSKI, A.: Über Oxidierungsvorgänge in Manganferriten. *Solid State Physics, in Electronics and Telecommunications* 3, 114—125, 1960a
- : Oxygen — rich manganese ferrite solid solutions. *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Techn.* 8, 533—536, 1960b
- COLOMBO, U., G. FAGHERAZZI, F. GAZZARRINI, G. LANZAVECCHIA and G. SIRONI: Mechanism in the first stage of oxidation of magnetite. *Nature* 202, 175—176, 1964
- : Mechanism of low temperature oxidation of magnetite. *Ibid.* 219, 1036—1037, 1968
- DERBYSHIRE, W. D., and H. Y. YEARIAN: X-ray diffraction and magnetic measurements of the Fe—Cr spinels. *Phys. Rev.* 112, 1603—1607, 1958
- DUMSKY, A.: Das magnetische Störfeld und Magnetisierung der Serpentine am Südrand des Hohen Bogen. Diplomarbeit, Institut f. Angew. Geophysik d. Universität München, 1966
- EGGER, K., and W. FEITKNECHT: Über die Oxydation von Fe_3O_4 zu γ - und α - Fe_2O_3 . Die differenzthermoanalytische (DTA) und thermogravimetrische (TG) Verfolgung des Reaktionsablaufs an künstlichen Formen von Fe_3O_4 . *Helv. Chim. Acta* 45, 2042—2057, 1962
- FRANCOMBE, M. H.: Lattice changes in spinel-type iron chromites. *J. Phys. Chem. Solids* 3, 37—43, 1957
- GALLAGHER, K. J., W. FEITKNECHT and U. MANNWEILER: Mechanism of oxidation of magnetite to γ - Fe_2O_3 . *Nature* 217, 1118—1121, 1968
- GOODENOUGH, J. B.: Direct cation — cation interactions in primarily ionic solids. *J. Appl. Phys.* 31, 359S—361S, 1960
- : Jahn — Teller distortions induced by tetrahedral — site Fe^{2+} ions. *J. Phys. Chem. Solids* 25, 151—160, 1964
- HAUFFE, K.: *Reaktionen in und an festen Stoffen*. Berlin, 1966
- LEPP, H.: Stages in the oxidation of magnetite. *Amer. Mineralogist* 42, 679—681, 1957
- LINDNER, R., and A. AKERSTRÖM: Selbstdiffusion und Reaktion in Oxyd- und Spinellsystemen. *Z. Phys. Chem.* 6, 162—177, 1956
- LYONS, D. H., and T. A. KAPLAN: Method for determining ground-state spin configurations. *Phys. Rev.* 120, 1580—1585, 1960
- MICHEL, A., and G. CHAUDRON: Stabilized cubic ferric oxide. *Comptes Rendus* 201, 1191 to 1193, 1935
- MICHEL, A., and M. LENSEN: Sur la stabilisation du sesquioxyde de fer cubique. *Comptes Rendus* 243, 1422—1433, 1965
- NAGATA, T.: *Rock magnetism*, Tokyo, p. 48, 1961
- O'REILLY, W., and S. K. BANERJEE: The mechanism of oxidation in titanomagnetites. A magnetic study. *Mineral. Mag.* 36, 29—37, 1967
- PETERSEN, N., and J. NESBITT: Private communication, 1967
- POUILLARD, E.: Sur le comportement de l'alumine et de l'oxyde de titane vis-a-vis des oxydes de fer. *Ann. Chim.* 5, 164—214, 1950
- VERWEY, E. Y. W.: The crystal structure of γ - Fe_2O_3 and γ - Al_2O_3 . *Z. Krist.* 91, 65—69, 1935
- YAFET, Y., and C. KITTEL: Antiferromagnetic arrangements in ferrites. *Phys. Rev.* 87, 290—294, 1952
- YEARIAN, H. J., J. M. KORTRIGHT and R. H. LANGENHEIM: Lattice parameters of the $\text{Fe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ spinel system. *J. Chem. Phys.* 22, 1196—1198, 1954

Messung des diffusen Himmelslichtes mittels Ballonen¹⁾

Von F. RÖSSLER und D. BOCK, Saint-Louis²⁾

Eingegangen am 24. April 1969

Zusammenfassung: Ein Multiplier in Regelschaltung als Licht-Meßgerät wird mit einer Radiosonde als Sender kombiniert und über Stuttgart durch Ballone in eine Höhe von 25 km gesandt. Diese Höhe reicht aus, um die Schicht maximalen Streulichtes und damit Aerosols in 16 km auszumachen. Gegenüber den früheren Messungen in der Sahara liegt das Maximum fast 10 km tiefer. Dieses Absinken mit geographischer Breite entspricht demjenigen der Tropopause und zeigt damit an, daß die Aerosolschicht terrestrischen Ursprungs ist.

Summary: For the purpose of diffuse skylight measurements, a photomultiplier provided with a control circuit was combined with a radiosonde serving as emitter. The whole experimental arrangement was launched at Stuttgart by means of balloons ascending to a height of 25 km. This altitude is adequate to permit detecting of the layer of maximum of scattered light and, hence, of an aerosol layer at 16 km altitude. In contrast to the results measured in the Sahara, the maximum was found to be nearly 10 km below the previously observed altitude. This decrease in altitude with geographic latitude corresponds to that of the tropopause and, thus, reveals to be of terrestrial origin.

Problemstellung

Bei früheren Versuchen in der Sahara mit der Véronique [RÖSSLER, 1961] hatte es sich gezeigt, daß das diffuse Himmelslicht aus bestimmten Schichten bevorzugt emittiert wird. Das Maximum dieser Emission lag bei 25 km, einer Höhe, die bereits mit der billigeren Ballonmethode durchaus erreichbar ist. Weiterhin ließen andere der Literatur entnommene Messungen erwarten, daß das Maximum in größeren Breiten tiefer liegt [RÖSSLER, 1967a]. Es war daher wünschenswert, Messungen der gleichen Methode wie in der Sahara auch in höheren Breiten durchzuführen. Es wurden deshalb Ballonversuche geplant, die in Stuttgart 1967 zur Durchführung gelangten. Über diese Versuche und deren Ergebnisse soll berichtet werden.

Geräte

Die Lichtmessung geschieht mittels eines Multipliers, wobei dieser aber nur eine solche Spannung erhält, daß nahezu stets der gleiche Photostrom von $0,1 \mu\text{A}$ fließt.

¹⁾ Vorgetragen am 5. April 1968 auf der Physiker-Tagung in Stuttgart (Fachausschuß Extraterrestrische Physik).

²⁾ Dr. phil. habil. F. RÖSSLER, Ing. grad. D. BOCK, Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis, 68 Saint-Louis, France. Deutsche Anschrift: 7858 Weil am Rhein, Postfach.

Diese Regelung der Anodenspannung geschieht mittels einer Röhre. Die Spannung am Multiplier gilt dann als Kennziffer der Leuchtdichte. Auf diese Weise wird eine logarithmische Kennlinie erreicht, wie sie dem Streulichtverlauf in der Atmosphäre angepaßt ist [RÖSSLER und VOLLRATH].

Die Geräte zur Lichtmessung, die seinerzeit in der Sahara verwandt worden waren, konnten bei den Ballonen nicht eingesetzt werden, da sie viel zu schwer waren. Sie mußten auf geringeres Gewicht umkonstruiert werden. Ganz besonders galt dies für den Batterieteil. Das neue Gerät wurde daher dünnwandiger und aus Dural angefertigt. Die für den Multiplier benötigten 1200 Volt wurden durch einen Gegentaktspannungswandler mit 6-Volt-Batterie geliefert. Wegen der geringeren Temperaturabhängigkeit wurden AgCd-Batterien verwandt. Da ein solcher Aufstieg 2 Stunden dauern kann, mußten trotzdem ein Eich- und Dunkelwert alle 5 Minuten registriert werden. Das erforderte einen eigenen Mechanismus mit Kleinstmotor. Außerdem wurde der Anoden-Ableitwiderstand, der das Gitter der Regelröhre steuerte, auf 2 M Ω reduziert. Dadurch wurde die Temperaturabhängigkeit (über den Dunkelstrom des Multipliers) des Gerätes erheblich verringert. Die Einbuße an Empfindlichkeit konnte bei den verhältnismäßig geringen Höhen in Kauf genommen werden. Das Gehäuse selbst ist vakuumdicht abgeschlossen, so daß der Anfangsdruck erhalten bleibt und keine Gasentladungen in größeren Höhen eintreten können. Es wurden wechselweise Geräte für die Messung im blauen und im gelb-grünen Bereich¹⁾ eingesetzt.

Von Reg.-Dir. WOELFLE stammt der Vorschlag, die Geräte zusammen mit einer amerikanischen Radiosonde starten zu lassen. Diese dient als „Telemetrie“ und sendet die Meßwerte zum Boden. Zusätzlich liefert sie durch Schaltimpulse die Druckwerte. Die Wahl fiel auf die zivile amerikanische Radiosonde MIC 1075, die von der Firma Bendix (Baltimore) preiswert hergestellt wird. Der Sender arbeitet mit einer Trägerfrequenz von 403 MHz. Er wird durch einen Sperrschwinger getastet, dessen Frequenz durch den Meßwert geändert wird. Die Impulsfolge der Emissionen (blocking frequency) hängt von den Widerständen des Sperrkreises ab, die ihrerseits durch Druck, Feuchte und Temperatur der Luft verändert werden [DIAMOND, HINMAN, DUNMORE, LAPHAM].

Das Gerät wurde in der Weise abgeändert, daß an die Stelle der Temperaturmessung unser Lichtmeßgerät trat. Die Feuchtemessung wurde außer Betrieb gesetzt und ebenfalls für die Lichtmessung ausgenützt.

Die Ankoppelung von Meßgerät und Radiosonde geschah in der Weise, daß der Strom der Versorgungsspannung des Multipliers über 3000 Ω eine Spannung von maximal 3 Volt erzeugte, die auf die Radiosonde gegeben wurde. Diese Spannung bzw. die daraus folgende Zeitmodulation war dann ein Maß für das Licht.

¹⁾ Für blau wurde die Filterkombination verwandt: BG 25 (4) + GG 18 (2) + KG 1 (5). Für gelb wurde die Filterkombination verwandt: OG 1 (2) + KG 1 (5). Gegenüber den früheren Versuchen wurden die Bereiche enger gewählt.

Die beiden Geräte mußten wegen der langen Aufstiegsdauer zunächst einmal gegen Abkühlung geschützt werden. Sie wurden daher in Styropor verpackt. Dieses diente auch zugleich als Halterung am Ballon. In Fig. 1 ist der Styropordeckel abgeklappt worden. Das schwarze Rohr des Lichtmeßgerätes schaute nach oben, allerdings in einem Winkel von 25° gegen den Zenit. Das war deswegen notwendig, weil anderenfalls die Gefahr bestand, daß das Gerät auf den Ballon ausgerichtet ist.

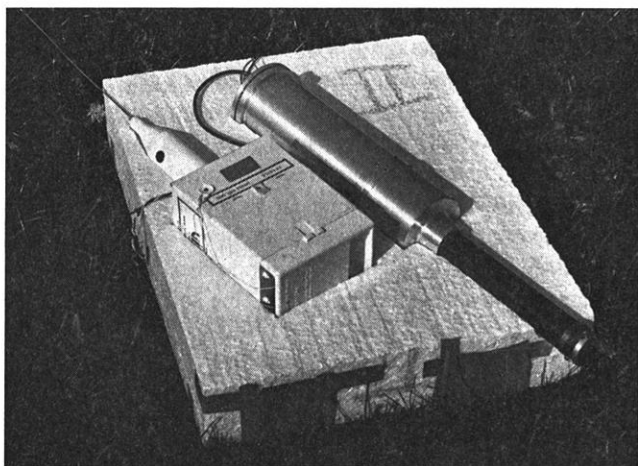


Abb. 1: Meßgerät. — Measuring device.

Das Meßrohr war zu Beginn des Aufstiegs durch eine Kappe verschlossen, deren Haltemechanismus durch einen Bimetallstreifen gesteuert wird. Dieser Verschluß war notwendig geworden, um beim Durchfliegen einer Wolkenschicht eine äußerliche Kondensation von Wasser oder Sublimation von Eis an dem Filter im Innern des Rohres zu verhindern. Um auch von innen einen Beschlag zu vermeiden, wurde das Gehäuse mit einem Inertgas (Stickstoff) gefüllt. Der Deckel war auf einen Abwurf bei -20° (d. h. 5—6 km Höhe) eingestellt, gab aber wegen der Winde die Geräte häufig schon eher frei. Damit der Deckel nicht anfrieren konnte, war das Rohrende mit Teflon besprüht worden.

Eichung

Die Lichteichung des Meßgerätes bereite keine Schwierigkeiten. Durch Entfernungsvariation zwischen Gerät und Eichlampe konnte ein gewisser Bereich überbrückt werden. Nimmt man Messungen mit einem Satz Graugläser hinzu und schließt die Teilstücke durch Parallelverschiebung in logarithmischer Darstellung aneinander an, so gelingt es, die vielen Größenordnungen an Leuchtdichte zu überbrücken, die benötigt werden. Da bekanntlich eine diffus reflektierende Fläche zur Eichung ange-

strahlt wird (in Nachahmung der homogenen Himmelsfläche), ist das Verfahren sehr empfindlich gegenüber falschem Licht. Diese Fehlerquellen lassen sich aber vermeiden [RÖSSLER und BOCK]. Die Lichteichung kann also als recht fehlerfrei angesehen werden. Dabei wird das Licht durch die im vorigen Abschnitt erwähnte Abgreifspannung gekennzeichnet.

Ganz anders wird die Situation jedoch, wenn wir die Einheit Gerät + Sonde eichen wollen. Durch den direkten Anschluß der Sonde an das Lichtmeßgerät wird der wirksame Eingangswiderstand verändert. Eine übliche Voltmessung würde also zunächst einmal verfälscht. Im Hinblick auf die spätere Registrierung muß jedoch so vorgegangen werden, daß der Sender arbeitet und die Puls-Frequenz gemessen wird. Da uns kein amerikanischer Empfänger entsprechend dem auf dem Startplatz zur Verfügung stand, wurde so vorgegangen, daß die Hochfrequenz des Senders in einem UAF-Empfänger aufgenommen und dessen Ausgangsimpulsfrequenz mittels Frequenzmessers ermittelt wurde. Um eine gegenseitige Beeinflussung zu vermeiden, ist es sehr wichtig, keine direkte Ankoppelung vorzunehmen, sondern das Signal als Strahlung auf den Empfänger wirken zu lassen. Dabei war die Radiosonde in Betrieb und war vorschriftsmäßig mit der Antenne versehen. In Fig. 2 wird eine so erhaltene Eichkurve wiedergegeben.

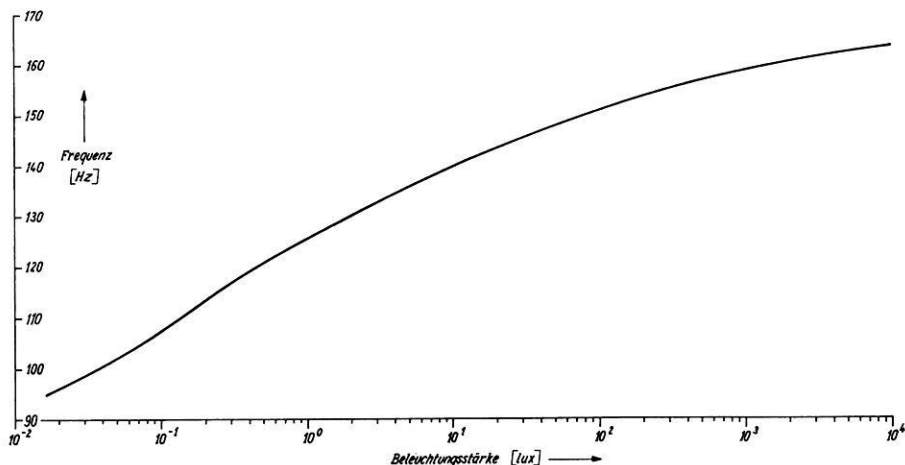


Abb. 2: Lichteichung. — Calibration of light.

Start

Die Aufstiege wurden auf dem Gelände der Aerologischen Station Stuttgart durchgeführt. Die Station liegt im NO von Stuttgart oberhalb des Neckars auf dem Schnarrenberg in 315 m Höhe. Die geographische Breite beträgt $48^{\circ}50'$ n und die geographische Länge $9^{\circ}12'$ ö.

Es sollte eine möglichst große Höhe erreicht werden. Der für eine Höhe von 30 km und darüber benötigte 6-kg-Ballon Darex (Grünfeld Hamburg) stand nicht zur Verfügung, da er als Sonderanfertigung Lieferzeiten von 1 Jahr benötigt. Es wurden daher 2 japanische Totex-Ballone von je 3 kg als Tandem gestartet. In Gipfelhöhe ist anzunehmen, daß ein Ballon geplatzt ist. Das Gerät schwebt dann am restlichen Ballon und Fallschirm verhältnismäßig langsam herunter. Das Halteseil vom Ballon zum Gerät wurde möglichst lang gemacht, um einen eventuellen die Messung fälschenden Streulicht-Einfluß der Ballone zu reduzieren. Bei den Versuchen B2 und B4 betrug die Länge der Aufhängung 50 m, bei B1 und B3 90 m. Der Styroporkasten war im Schwerpunkt aufgehängt worden. Trotzdem schwankte das Gerät zu Beginn ganz erheblich, später wurde es etwas ruhiger. Jedoch zeigen die Registrierungen auch späterhin unruhige Bewegungen unterschiedlicher Stärke.

Die Ballone hatten zu tragen:

Meßgerät	3,4 kg
Radiosonde	1,3 kg
Styropor	1,1 kg
2 Fallschirme	0,3 kg
Schnur	0,4 kg
	6,5 kg

Der freie Auftrieb wurde mit 5,5 kg verhältnismäßig groß gewählt, um die Aufstiegsdauer nicht gar zu lange auszudehnen. Es resultierte eine Aufstiegs geschwindigkeit von 440 m/min in 5 km Höhe und von 350 m/min in 20 km Höhe. Die Ballone hatten am Boden einen Radius von 1,2 m, der sich oben auf 4 m vergrößerte.

Die Geräte wurden 15 Minuten vor dem Start eingeschaltet, damit Temperaturen und Batterien einen stationären Zustand annehmen konnten.

In einem Falle gleichzeitig, in anderen in einem zeitlichen Abstand von 3 Stunden war eine normale Radiosonde routinemäßig gestartet worden, die die Zuordnung von Druck und Höhe für die Referenzstellen lieferte, für die ja nur der Druck gemessen wurde.

Es wurden die folgenden Starts durchgeführt:

Datum	Zeit MEZ	Lichtmeßgerät	Farbe	Maximale Höhe km
20. 4. 1967	16.14	B4	blau	25
25. 4. 1967	9.25	B2	gelbgrün	24
25. 4. 1967	11.28	B3	blau	25
25. 4. 1967	15.40	B1	gelbgrün	26

Registrierungen

Die von der Radiosonde ausgesandten Wellen wurden von einem Superhet-Empfänger AN/FMQ-2A für 403 MHz empfangen und durch einen Honeywell-Schreiber wurde die Pulzfrequenz registriert.

In Fig. 3 sind die einer Registrierung entnommenen Werte wiedergegeben worden. Der zeitliche Ablauf der Registrierung folgt der Abszissenrichtung, wobei die Zeit explizit gar nicht wichtig ist sondern nur eine Reihe von Fixpunkten L und H der Radiosonde, für die eine Eichung in Druckwerten vorliegt. Aus dem Routineaufstieg mit Radiosonde ergibt sich dann die zugehörige Höhe. Es können also den Fixpunkten direkt Höhen zugeordnet werden.

In Ordinatenrichtung sind die Frequenzen in willkürlichen Einheiten wiedergegeben. Die Umrechnung der registrierten Werte in Frequenzen war nicht so einfach. Bei der elektrischen Eichung des Registrierempfängers traten Schwierigkeiten auf, auf die hier jedoch nicht eingegangen werden soll. Die Eichung wurde vielmehr während des Fluges optisch durchgeführt, indem der Dunkelwert und derjenige der Eichlampe im Innern des Gerätes benutzt wurden, deren Licht- und Frequenzwerte ja von Laboratoriumsversuchen her bekannt waren (Fig. 2).

Die in Fig. 3 eingetragenen Punkte gehören den Einhüllenden der Lichtregistrierung an, stellen also die Maximal- und Minimalwerte des Lichtes dar. Dazwischen variiert die Lichtkurve in schneller Folge, was davon herrührt, daß das Meßgerät an dem Seil schwankte, pendelte und drehte. Aus früheren [RÖSSLER, 1963] Messungen ist bereits bekannt, daß das Streulicht der Atmosphäre von der Sonnenrichtung abhängt und daß dann Variationen des Lichtwertes auftreten müssen. Für die weitere Auswertung wurde die ausgezogene mittlere Kurve verwandt. Diese Kurve zeigt auch noch längerwellige Schwankungen, die von Pendelungen herrühren dürften. Auch diese wurden noch ausgeglichen.

Ergebnisse

Das endgültige Ergebnis ist in Fig. 4 wiedergegeben. Dabei wurde nur der Aufstieg dargestellt, der Abstieg hat den prinzipiell gleichartigen Verlauf.

Die Registrierungen der anderen Aufstiege zeigen eine stärkere durch die Rotation bedingte Schwankungsbreite. Die Abstände der beiden Punktreihen entsprechend Fig. 3 sind also größer. Zur Auswertung wurde wieder die mittlere Kurve herangezogen. Die Lichthöhenkurve für die Versuche B2 und B3 sind ebenfalls in Fig. 4 eingetragen worden. Danach scheint es so, als ob der Staub von B1 zu B2 zugenommen hat, aber wegen der Schwierigkeiten der Frequenzzeichnung sollte dieser Befund nicht überbewertet werden. B3 ist mit den anderen Kurven nicht vergleichbar, weil im blauen Bereich gemessen wurde, in dem sich Aerosolteilchen schwächer bemerkbar machen.

In 18 km Höhe ist bei B1 und B3 eine Anomalie angedeutet. Der untere Kurventeil von B2 und B3 ist vermutlich durch Dunstschichten bzw. Wolken deformiert. Für die weitere Auswertung ist er unwichtig. B4 wurde an einem anderen Tag gemessen und

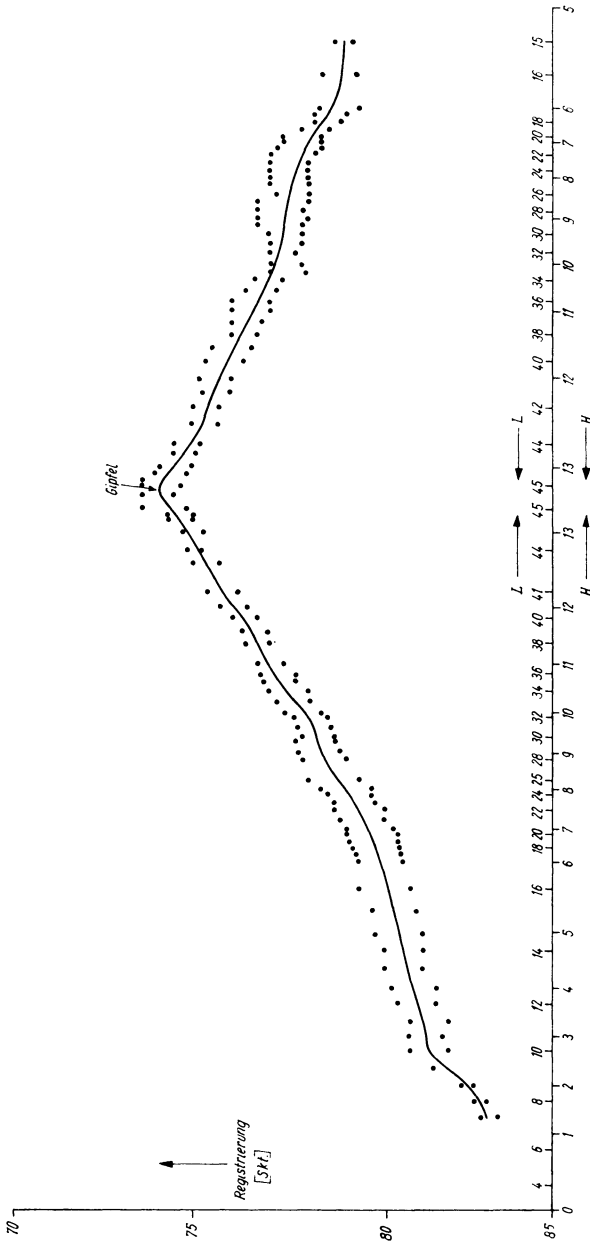


Abb. 3: Registrierung von B₁. — Record of B₁.

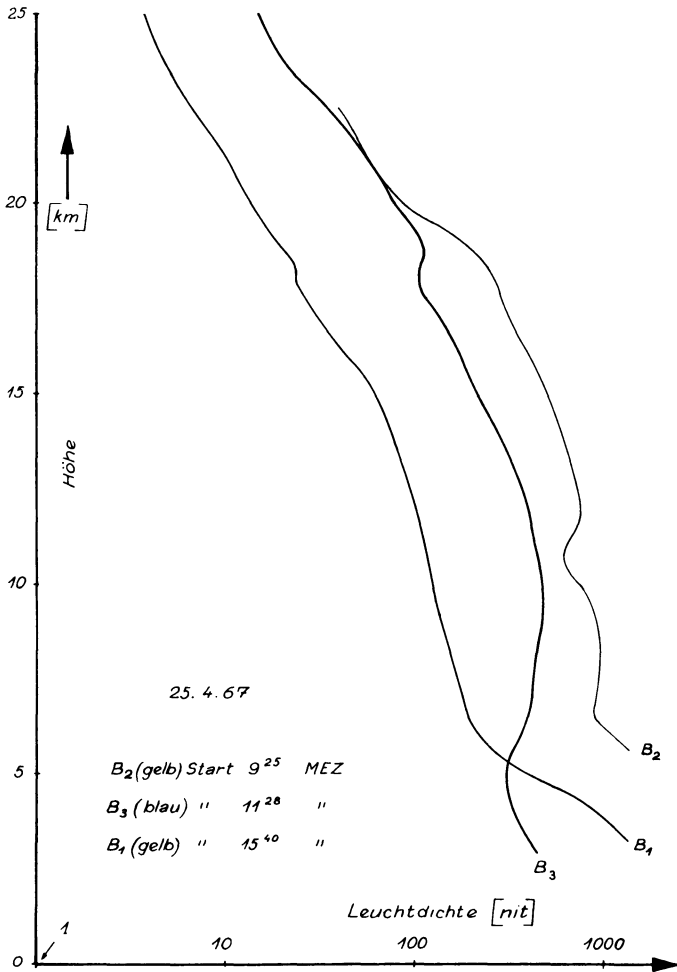


Abb. 4: Himmelsleuchtdichte B_1 , B_2 , B_3 . — Luminance of sky B_1 , B_2 , B_3 .

daher getrennt in Fig. 5 aufgeführt. Die Kurvenform weicht erheblich von demjenigen der Fig. 4 ab. Die Kurve zeigt einen ausgeprägten Knick bei 16 km und nicht die Anomalie der Fig. 4. Die untere Kurvenform ist durch die Wolkenschichten bedingt, in denen Absorption von Strahlung eintritt. Ob der Unterschied zwischen Fig. 4 und 5 durch die andere Wetterlage bedingt ist, muß aus Mangel an Material offen bleiben.

Am 25. 4. 1967 stand Stuttgart unter dem Einfluß arktischer Polarluft. Es hatte sich ein Zwischenhoch ausgebildet. Dementsprechend war es zunächst wolkenlos, dann kamen Cumuli, Stratocumuli und Cirren auf. Die endgültige Erstreckung der Wolkenschicht wird zu 1200—8000 m geschätzt. Demgegenüber befand sich Stuttgart am

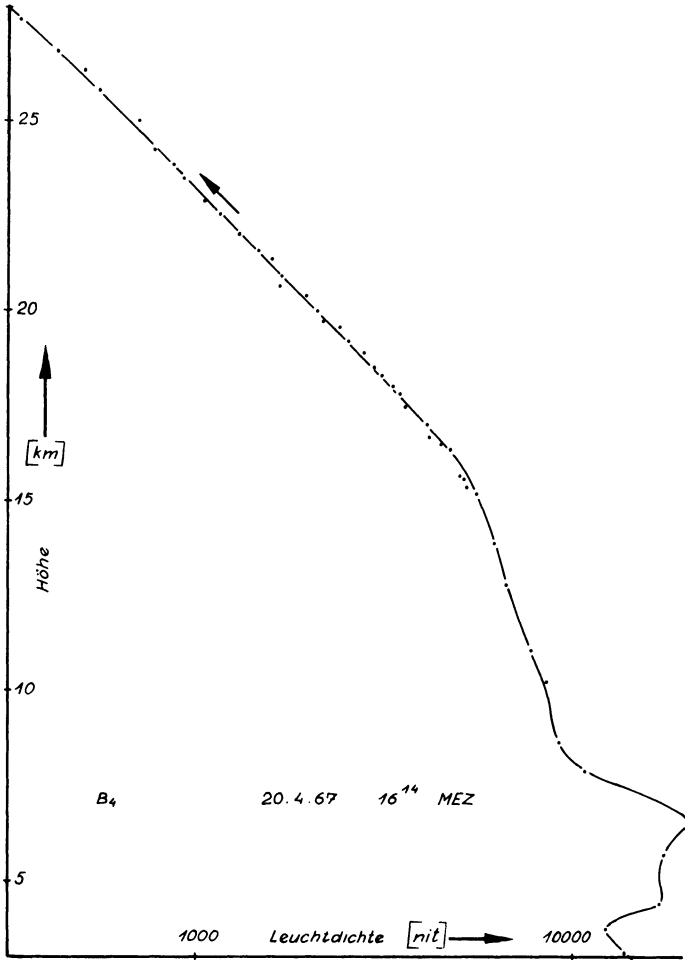


Abb. 5: Himmelsleuchtdichte B₄. — Luminance of sky B₄.

20. 4. 1967 (B₄) am Rande eines abziehenden Tiefs. Milde Meeresluft wurde durch polare Kaltluft ersetzt. An diesem Tage existierte eine geschlossene Wolkendecke.

Die weitere Auswertung der Kurven in Fig. 4 und 5 geschieht in der gleichen Weise wie bei den früheren Raketenanstiegen [RÖSSLER, 1963]. Die gemessenen Lichtwerte beziehen sich auf das gesamte Licht, das oberhalb des Meßortes gestreut wird. Will man den Anteil jeder einzelnen Atmosphären-Schicht erhalten, so hat man die Meßkurve zu differenzieren. Es ergibt sich dann ein Wert der Dimension cd/cm^3 . Dividiert man schließlich durch die Luftdichte, die aus den Druck- und Temperaturdaten des Radiosondenaufstieges errechnet wurde, so resultieren die Kurven der

Fig. 6—9. Sie haben die Dimension cd/kg . In dieser Einheit ist der exponentielle Abfall der Luftdichte und damit des Streulichtes eliminiert. Es tritt ein Maximum der Streustrahlung um 16 km auf.

Zu den Einheiten ist in Übereinstimmung mit [RÖSSLER, 1963] noch zu bedenken, daß die Lichteichung primär die Beleuchtungsstärke in lux gibt, die identisch ist mit apostilb. Eine Umrechnung auf die dimensionsgerechte Einheit nit erfolgt mittels Division durch π . Nach der Differentiation der Kurve Fig. 4 müssen die Zahlen durch 1000 dividiert werden, um einheitlich die Einheit m und damit im Endergebnis cd/kg zu erhalten.

Auffällig ist an den Figuren 7 und 8, die Auffächerung des Maximums um 17 km in 2 Teile, die dann später bei B1 zurückgegangen war. Bei B3 ist der Verlauf um die genannte Anomalie bei 18 km nicht mehr monoton. Daher war eine Differentiation unsinnig und in Fig. 8 wurde dieses Kurvenstück nur gestrichelt eingezeichnet. Da in

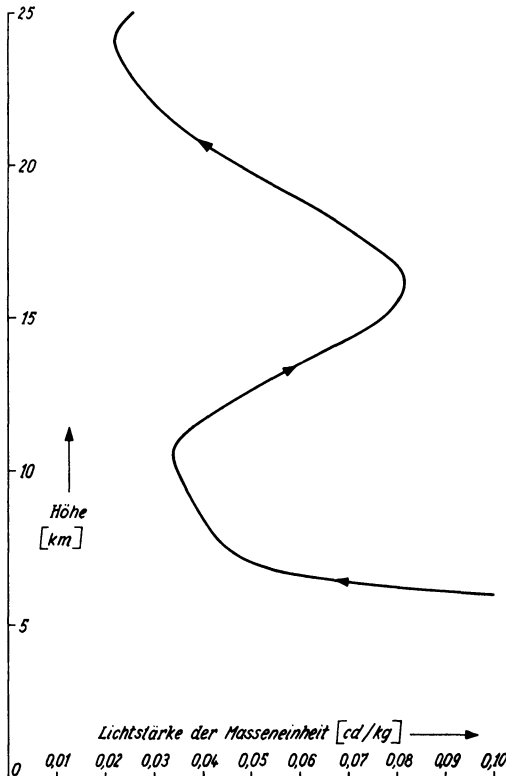


Abb. 6: Lichtstärke der Masseneinheit für B₁. — Luminous intensity of unit of mass for B₁.

diesem Bereich der Maximalwert liegen dürfte, wurde dessen Höhe bei Fig. 10 nicht verwandt.

Die wesentliche Aussage der Fig. 6—9 besteht darin, daß wie in Hammaguir ein Maximum auftritt. Und zwar ist dieses in Fig. 6 und 9 am saubersten ausgeprägt. Für RAYLEIGH-Streuung der Moleküle müßte sich eine Senkrechte ergeben [RÖSSLER, 1967 b]. Was an Licht darüber ist, also besonders die Werte im Maximum, müssen von Fremdstoffen, d. h. Aerosolteilchen, herrühren. Ein rechnerischer Vergleich von

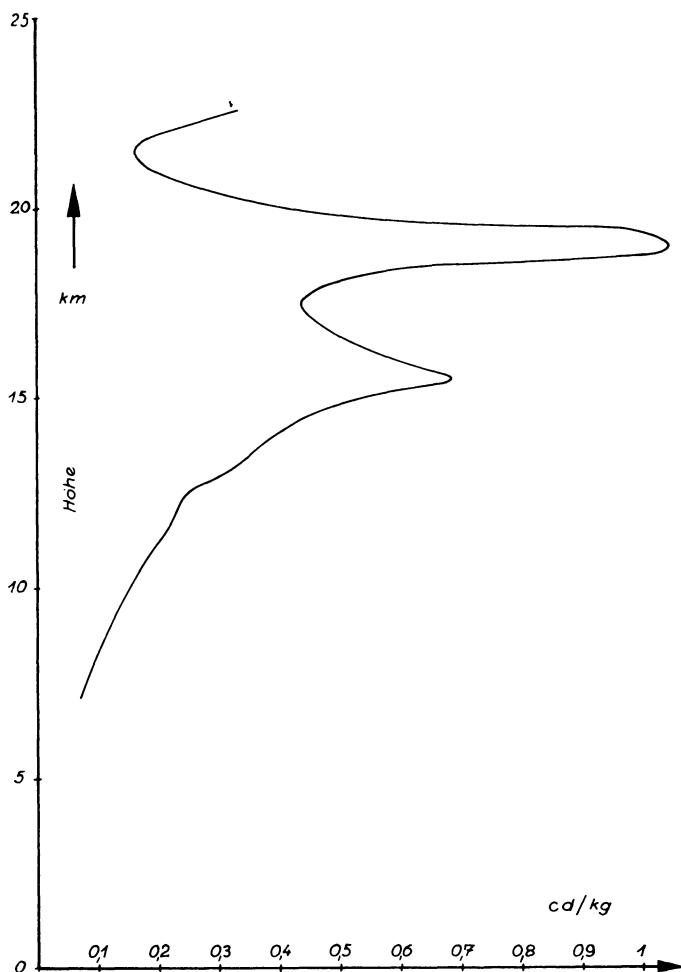


Abb. 7: Lichtstärke der Masseneinheit für B_2 . — Luminous intensity of unit of mass for B_2 .

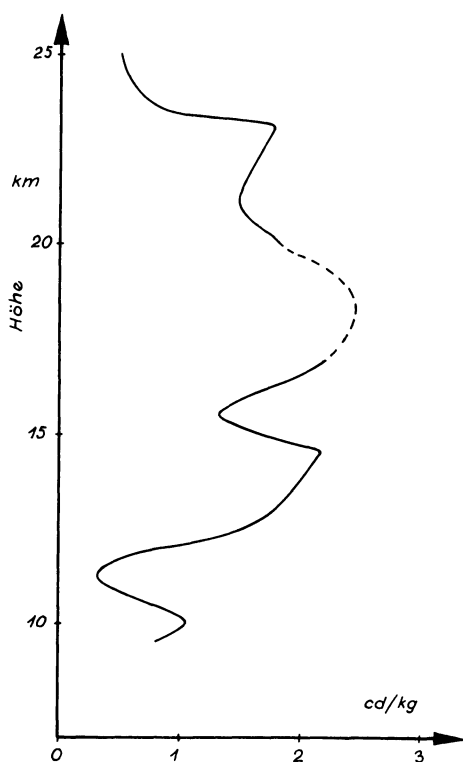


Abb. 8: Lichtstärke der Masseneinheit für B₃. — Luminous intensity of unit of mass for B₃.

RAYLEIGH-Streuung und dem Minimalwert ist schlecht möglich, weil die Genauigkeit der absoluten Eichung wegen der früher genannten Schwierigkeiten nicht ausreicht. Fixiert man jedoch in Fig. 6 die Lage der RAYLEIGH-Geraden gemäß dem Kurvenminimum in 24 km, so ergibt sich für das Kurvenmaximum ein Trübungsfaktor von 3,8.

Die Minima in 23 km von B₂ und B₃ passen sogar zu den berechneten RAYLEIGH-Werten cd/kg.

Vergleicht man alle Aufstiege, auch diejenigen in Hammaguir [RÖSSLER, 1967a] miteinander, so könnte man meinen, daß es zwei Sorten von Kurven cd/kg gibt. Bei B₁ und V₂₇ ist der Staubgehalt am Boden am stärksten und nimmt dann mit der Höhe zunächst rapide ab. Bei V₃₂ und V₃₃ ist der Staubgehalt am Boden nicht so ausgeprägt und daher auch die Abnahme mit der Höhe geringer. B₂, B₃ und B₄ sind zum Vergleich nicht herangezogen worden, da in den fraglichen Bereichen Wolken gestört haben. Ob das Zufallsergebnisse sind oder ob die Verteilung tatsächlich in diesen bei-

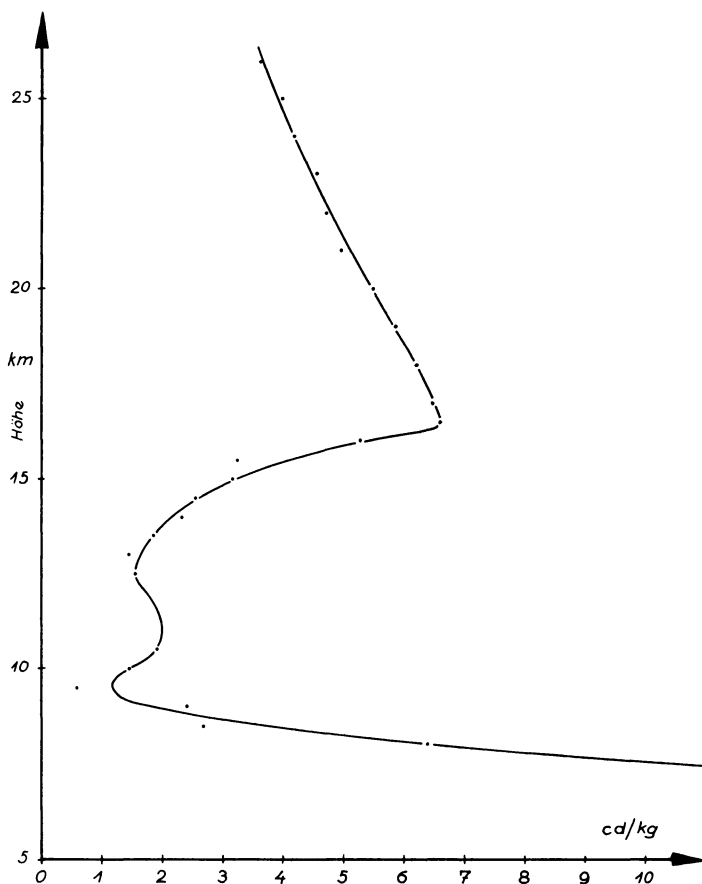


Abb. 9: Lichtstärke der Masseneinheit für B₄. — Luminous intensity of unit of mass for B₄.

den Arten auftritt, muß offenbleiben. Bei B2 fällt die starke Auffächerung der Schichten auf.

Es wurde auch eine Fig. 4 entsprechende Darstellung angefertigt, in der alle bisherigen Lichtmessungen, also auch die der Véronique und B4, vertreten waren. Es ergab sich kein systematischer Gang bei den beiden unterschiedlichen Breiten. Die Véronique-Messungen wurden vielmehr von den Ballonmessungen eingeschlossen. Es scheinen also die Staubkonzentrationen nicht in systematischer Weise unterschiedlich zu sein. Im besonderen ist kein krasser Unterschied zwischen den Versuchen vor dem Ausbruch (1963) und nach dem Ausbruch des Vulkans Mt. Agung zu beobachten.

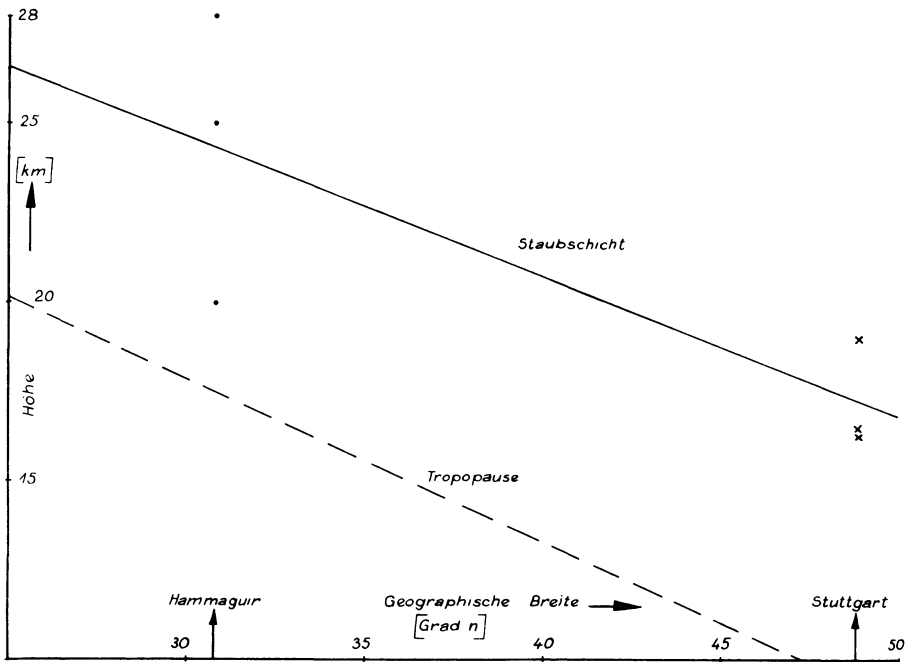


Abb. 10: Höhe des Maximums der Staubschicht. — Altitude of the maximum of the dust-layer.

Breitenabhängigkeit

Vergleicht man die Ergebnisse der Messungen [RÖSSLER, 1961, 1967 a] mittels Véronique-Rakete in der Sahara auf 30, 8° n geographischer Breite mit den Ballon-Messungen in Stuttgart (48,5° n) in bezug auf die Höhe des Maximums, so fällt sofort ein Absinken dieser Höhe um fast 10 km auf. In Fig. 10 sind die gemessenen Werte eingezeichnet. Durch die Mittelwerte der jeweiligen Messungen ist in Ermangelung besserer Kenntnis eine Gerade gelegt worden, die den Abfall der Höhe zum Pol zu kennzeichnet. Das ist das gleiche Verhalten, wie es die Tropopause zeigt, deren Mittelwerte an den entsprechenden Tagen durch eine gestrichelte Gerade verbunden wurden. Am 20. 4. 1967 betrug die Höhe der Tropopause 11 km und am 25. 4. 1967 8,5 km.

Dieses gleichartige Verhalten von Staubschicht und Troposphäre zeigt, daß die Aerosolschicht terrestrischen Ursprungs ist, eine Tatsache, die ja auch bereits aus der JUNGESchen Theorie der Bildung [JUNGE] der Teilchen folgt. Aus Kombination von eigenen Messungen in Hammaguir mit Literaturzitaten konnte bereits früher [RÖSSLER, 1967 a] eine derartige Abhängigkeit erschlossen werden. Dieses Mal handelt es sich jedoch um eigene Messungen mit dem gleichen Gerät und gleichbleibender Methode. Eine Einpassung dieser Messungen in die aus Literaturdaten gebildete Kurve wird in einem weiteren Text [RÖSSLER, 1969] gegeben.

Verbesserungen

Die mitgeteilten Erfahrungen und Daten zeigen, daß es wünschenswert wäre, die Versuche fortzusetzen, aber in Zukunft noch einige Verbesserungen anzubringen. Bei Reihenuntersuchungen sollte das gleiche Farbfilter verwandt werden, oder noch besser: es sollten zwei Geräte mit verschiedenen Filtern zur gleichen Zeit fliegen. Weiter sollte ein Sonnenstandsanzeiger mitfliegen, der Rückschlüsse auf die Bewegung des Meßgerätes unterhalb des Ballons zuläßt. Und schließlich sollte die Werteübermittlung zum Boden verbessert werden. Derartige Verbesserungen sind für die Zukunft vorgesehen.

Auf einer Tagung in Saint-Louis über die hohe Atmosphäre [RÖSSLER, 1964] schlug Ministerialrat Dr. ABILD zur Fortsetzung der Raketen-Versuche in Hammaguir Versuche mit Ballonen vor. Die Planung des Meßprinzips geschah in Zusammenarbeit mit Reg.-Dir. WOELFLE, dem seinerzeitigen Leiter des Instrumentenamtes des Wetterdienstes in München. Das Zentralamt des Wetterdienstes (Präsident Dr. SÜSSENBERGER) wählte die aerologische Station Stuttgart für die Aufstiege aus. Deren Leiter, Oberregierungsrat H. MÜLLER, stellte uns alle benötigten Installationen und das Personal zur Verfügung. Regierungsrat FRISCH von der Station unterstützte uns tatkräftig mit seiner Erfahrung bei den Aufstiegen. Allen diesen beteiligten Dienststellen und Herren sei hiermit unser Dank ausgesprochen.

Wir danken weiterhin unseren Herren COQUERELLE und MASUR für die Mithilfe bei der Auswertung der Messungen und der Konstruktion der Geräte.

Literatur

- DIAMOND, W., W. S. HINMAN, F. W. DUNMORE and E. Y. LAPHAM: An improved radiosonde and its performance. *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 25, 327—367, 1940
- JUNGE, CH. E.: *Air Chemistry and Radioactivity*. New York, 1963
- RÖSSLER, F.: Messungen des diffusen Himmelslichtes mittels der Véronique-Rakete. *Wetter und Leben*, Sonderheft IX., 134—139, 1961
- : Das diffuse Himmelslicht in der hohen Atmosphäre. *Geofis. Pura Appl.* 56, 123—134, 1963
- : Staubmessungen in der hohen Atmosphäre mit Hilfe des Sonnenlichtes. *ISL-Bibliographische Notiz D2*, 1964
- : The aerosol layer in the stratosphere. *Space Research VIII*, 633—636, 1967 a
- : Rayleigh-Streulicht in der Atmosphäre. *Optik* 26, 242—246, 1967b
- : Breitenabhängigkeit der Aerosolschicht der Stratosphäre. *Zeitschrift für Wehrtechnik*, im Erscheinen, 1969
- RÖSSLER, F., und D. BOCK: Eichung von Lichtmeßgeräten für Aufstiege. *Optik* 28, 299—310, 1968
- RÖSSLER, F., und K. VOLLRATH: Gerät zur Messung des diffusen Himmelslichtes von einer Meßrakete aus. *Z. ang. Physik* 14, 448—452, 1962

Thermochemical Magnetization in Basalts

By K. M. CREER¹⁾ and N. PETERSEN²⁾

Eingegangen 30. Juni 1969

Summary: $J_s(T)$ curves given by basaltic rocks from Germany, Argentina and Turkey containing homogeneous, stoichiometric titanomagnetite grains as their only ore mineral exhibit the single low CURIE temperatures appropriate to their chemical composition. When oxidized by heating in air for extended periods of up to 1000 hours, however, a new magnetic phase is produced. After moderate heat treatment the $J_s(T)$ curves exhibit two CURIE temperatures, one close to the initial one and a new one at about 500°C. After further heat treatment only the higher CURIE temperature is observed. In other experiments the evolution of the thermochemical remanences produced when the oxidation was carried out in an applied field of one oersted has been studied. In the early stages of oxidation a negative interaction between the magnetizations of the parent and daughter phases has been shown to exist. It is concluded that the n. r. m. of basalts which have a CURIE point of about 500°C but which contain apparently unaltered homogeneous titanomagnetites (which invariably have a high Ti content) should be suspected of having undergone a self reversal.

Zusammenfassung: Es wurden verschiedene Basaltproben aus Deutschland, Argentinien und der Türkei untersucht, deren Erzkomponente Körner aus homogenem, stöchiometrischem Titanomagnetit waren. Die $J_s(T)$ -Kurven dieser Proben zeigten nur einen CURIEpunkt, der dem aus der chemischen Analyse der Titanomagnetite gefolgerten entsprach. Bei Erhitzung der Probe in Luft bei verschiedenen Temperaturen und Zeiten bis zu 1000 h wurde eine neue Phase erzeugt. Nach mäßiger thermischer Behandlung zeigen die $J_s(T)$ -Kurven zwei CURIEpunkte, einer nahe dem ursprünglichen und ein neuer bei etwa 500°C. Nach weiterer Erhitzung tritt nur noch der höhere CURIEpunkt bei 500°C auf. In weiteren Experimenten wurde die Ausbildung einer thermochemischen Remanenz beobachtet, die durch Oxydation in einem Feld von einem Oersted erzeugt wurde. Im ersten Stadium dieser Oxydation trat eine negative Wechselwirkung zwischen der Magnetisierung der Mutter- und Tochter-Phase auf. Es wird die Folgerung gezogen, daß bei Basalten mit einem CURIEpunkt von etwa 500°C und scheinbar homogenen Titanomagnetiten (mit hohem Titangehalt) die Möglichkeit einer Selbstumkehr der natürlichen remanenten Magnetisierung in Betracht gezogen werden muß.

¹⁾ Prof. K. M. CREER, School of Physics, University of Newcastle upon Tyne, England.

²⁾ Dr. N. PETERSEN, Institut für angewandte Geophysik, Universität München, B. R. D.

1. Introduction

Titanomagnetites, members of the solid solution series ulvöspinel Fe_2TiO_4 — magnetite Fe_3O_4 are common as primary ore components in basalts. They play an important part as the carrier of thermoremanent magnetization in these rocks. The CURIE temperatures of basalts containing homogeneous titanomagnetites lie in the range of about 0°C or slightly below, to about 300°C . CARMICHAEL and NICHOLLS (1967), claim that basalts with significantly higher CURIE temperatures than approximately 200°C offer evidence of subsequent oxidation. According to VERHOOGEN (1962), titanomagnetites are not stable in air as far as their oxygen pressure is concerned but have a tendency at elevated temperatures to transform to haematite and rutile. The way in which this oxidation process may take place is still not well known. Corresponding to the temperature and oxygen pressure, different metastable phases may temporarily appear while this transformation process towards the stable members rutile and haematite takes place.

In this paper the formation of different magnetic phases is studied by oxidizing stoichiometric titanomagnetites by heating basalts containing them in air at 400°C and 520°C for prolonged times.

2. Descriptions of rocks

Quaternary basalts from three areas were studied (a) from the Rauher Kulm in West Germany, (b) from Neuquen Province in Western Argentina and (c) from central Anatolia, Turkey.

Palaeomagnetic and rock magnetic studies of the Raumer Kulm basalt have been made by REFAI (1960), PETERSEN (1966) and SOFFEL (1968). The Neuquen basalts have been studied by CREER (1958), VALENCIO (1965 a & b) and VALENCIO and CREER (1968). The Anatolian basalts have been studied by SANVER (1968).

3. Initial Thermomagnetic curves

A translation balance was used to investigate the variation of saturation magnetization with temperature in the range from -180°C to 650°C . A magnetic field of about 5000 oersteds was applied. In Fig. 1 the initial $J_s(T)$ curves of four of the samples studied are shown. The thermomagnetic curves all show an apparent 'P' type behaviour (NÉEL 1948) in that the magnetization exhibits a maximum (near 0°C) and thereafter decreases with decreasing temperature. This feature of the curves, however, may be related to a variation of coercivity with temperature, the applied field of 5000 oersteds not being strong enough to saturate the material at the lower temperatures. It is noted that titanomagnetites, in particular ulvöspinel, are not considered to be true P types (READMAN et al 1967), ÔNO et al 1968, O'REILLY 1968).

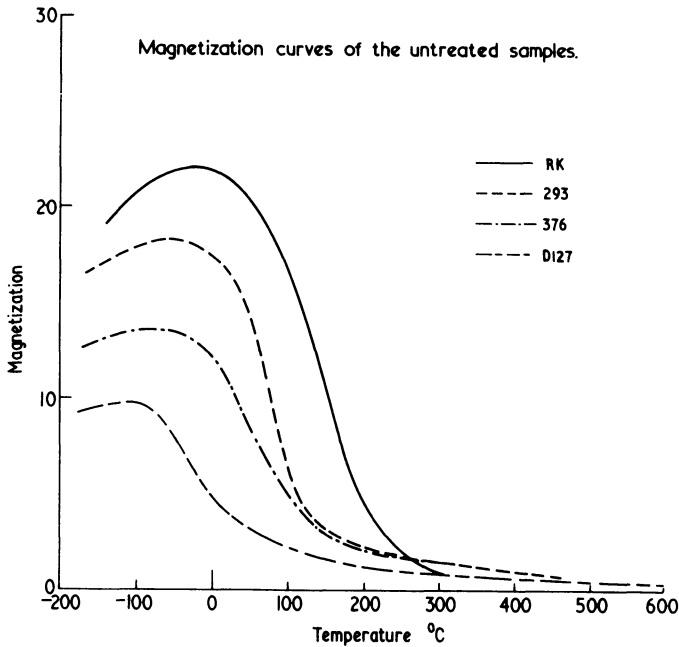


Fig. 1: Magnetization curves of different untreated basalt samples. A magnetic field of 5000 Oe was applied. Magnetization in arbitrary units.

4. Evolution of the Thermomagnetic curves

The rock samples were pulverized and the powders so obtained were heated in a furnace in the natural atmosphere for various times after which the thermomagnetic curves were measured under uniform conditions. They evolved in shape in a characteristic manner as illustrated in Fig. 2 for the case of the basalt from the Rauher Kulm (Oberpfalz) Germany. After 3 hours heating the CURIE point of the initial phase had increased and a second phase with a CURIE point of about 450°C had developed. After heating for 20 hours, the CURIE point of the initial phase did not increase appreciably but that of the second phase now increased to about 500°C. On further heating, the initial phase was no longer evident; at 1000 hours there appeared to be only one phase with a CURIE point of about 520°C. The apparent 'P' type behaviour observed in the virgin sample also gradually disappeared as the heating time was increased: for times longer than 42 hours, the magnetization increased with decreasing temperature over the whole range of temperature investigated. Subsequently it was found that the time of heating required to complete the evolution of thermomagnetic properties illustrated in Fig. 1 may be reduced by grinding the rock to a finer powder.

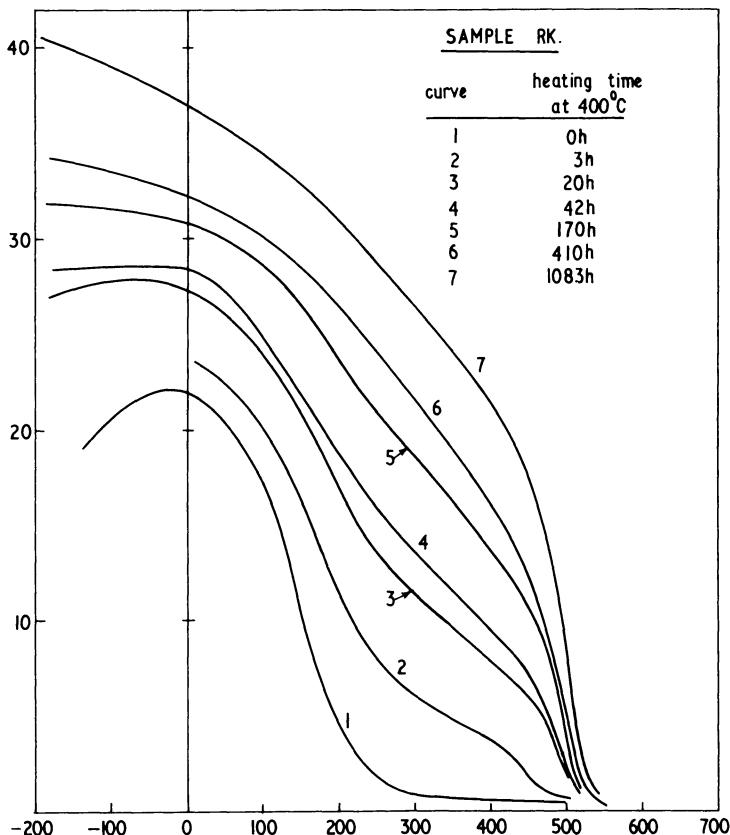


Fig. 2: Magnetization curves of samples of the basalt Rauher Kulm (Oberpfalz, W-Germany) after various heat treatment. Magnetic field: 5000 Oe. The magnetization curves evolve in a characteristic manner. Magnetization in arbitrary units.

All the samples studied behaved in the way described above. To illustrate this, the results for three more samples are shown, in Figs. 3, 4 and 5. Two of the samples come from Neuquen Province, Argentina and one from Anatolia, Turkey. Similar changes in the $J_s(T)$ curves of some lavas have been reported by KONO (1968) and by WILSON and SMITH (1968).

5.1 Ore Microscope observations

Polished sections of rock powder mounted in resin were prepared at each stage of the experiment. The ore grains were then carefully examined under the microscope. All the natural untreated samples contained homogenous titanomagnetites as the

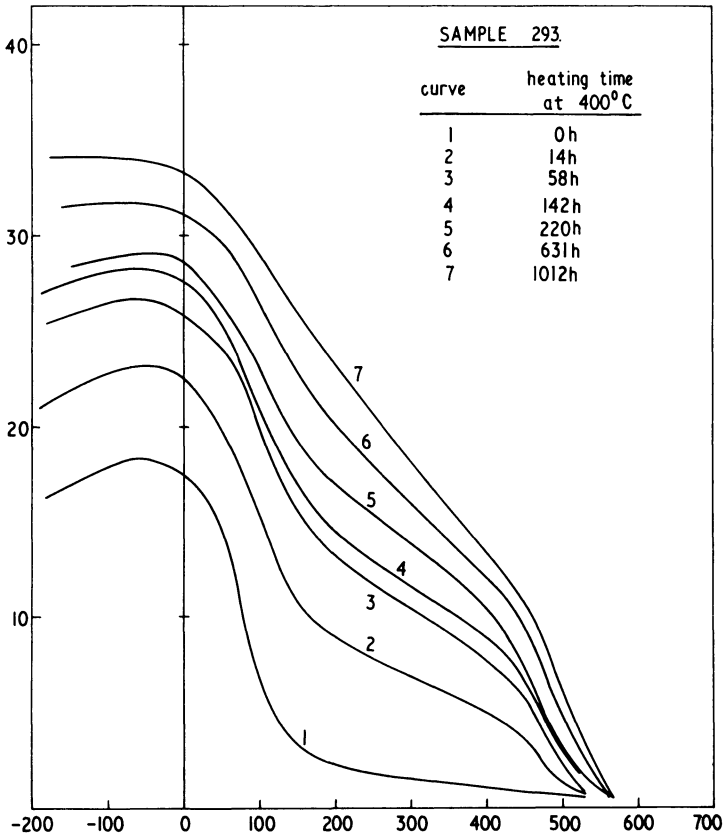


Fig. 3: Magnetization curves of samples from a basalt from Neuquen Province (Argentina) after various heat treatment. Magnetic field: 5000 Oe. Magnetization in arbitrary units.

only ore component. After heat treatment no exsolution lamellae were visible and the colour and reflectivity of the surfaces seemed identical in the virgin and terminal samples if heating was done at temperatures not exceeding 520°. When samples were heated at temperatures higher than 600°C they did show inhomogeneities (CREER and PETERSEN 1969).

5.2 Microprobe analyses

All the natural untreated samples were analysed. The chemical compositions are given in Table 1. The CURIE temperatures deduced from the chemical compositions agree well with the measured ones (see Table 2 and Fig. 1). This shows that the

Table 1: Results of Electron Microprobe Analyses (Wt % given).

Element \ Sample	Unoxidized				Slightly oxidized			
	R K (G)	D 127 (T)	376 (A)	293 (A)	117 (A)	152 (A)	203 (A)	G 143 (T)
Fe	47.6	47.5	48.2	48.7	47.7	47.2	48.9	51.0
Ti	9.0	17.3	12.5	12.8	14.1	15.0	12.0	14.6
Mg	2.2	1.1	2.5	2.2	1.3	1.5	2.4	0.6
Al	3.7	0.5	1.7	1.6	1.7	1.8	1.6	0.6
Mg	0.6	0.5	0.4	0.5	0.9	1.5	0.5	0.5
Cr	0.5	—	0.2	0.2	0.5	0.1	0.3	—
V	—	0.4	—	—	—	—	—	1.0

(A) from Argentina

(G) from Germany

(T) from Turkey

Table 2: Compositional and Measured CURIE Temperatures.

Sample	Curie Temperature	
	Compositional	Measured
(a) supposed stoichiometric		
R K	245 ⁰	220 ⁰
D 127	0 ⁰	0 ⁰ , pronounced tail to 200 ⁰ C
376	170 ⁰	140 ⁰ , tail to 190 ⁰
293	160 ⁰	140 ⁰ , tail
(b) supposed slightly oxidized (see section 6)		
117	90 ⁰	discontinuity at 350 ⁰ , 560 ⁰
152	65 ⁰	discontinuity at 100 ⁰ , 530 ⁰
203	165 ⁰	discontinuity at 210 ⁰ , 510 ⁰
G 143	100 ⁰	about 300 ⁰

original ore components are stoichiometric titanomagnetites or nearly so. The measured CURIE temperatures of the Neuquen samples are lower than the 'compositional' ones. This is probably due to the 'impurity' cations (see, e. g. FRÖHLICH et al, 1965) particularly Mg and Al which are present in higher concentrations than in the Rauher Kulm or Anatolian samples. The exsolution produced by the heat treatment is in all cases but one (CREER and PETERSEN 1969) on too fine a scale to permit X-ray microanalysis to be carried out.

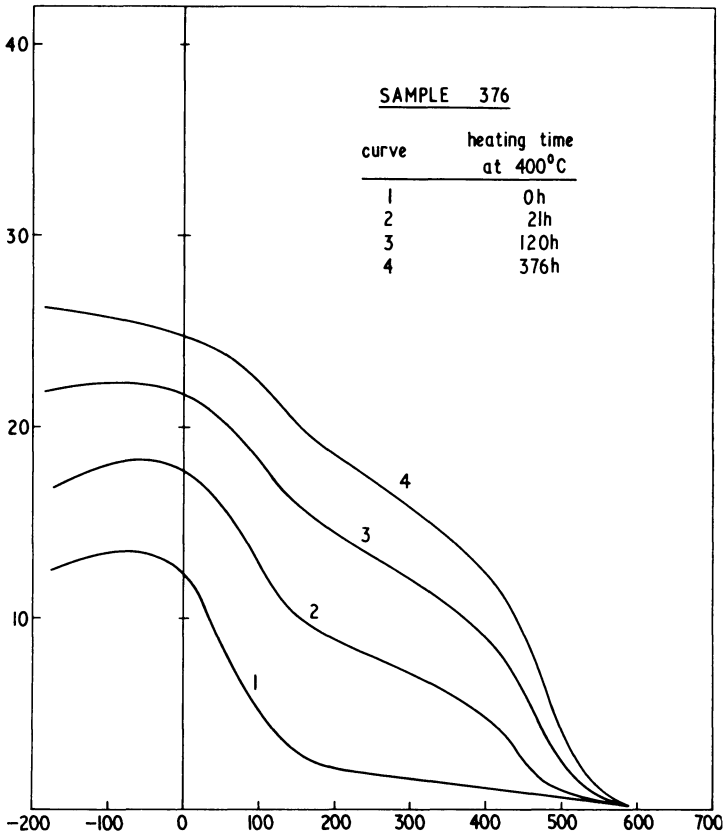


Fig. 4: Magnetization curves of samples from a basalt from Neuquen Province (Argentina) after various heat treatment. Magnetic field: 5000 Oe. Magnetization in arbitrary units.

6. Occurrence of oxidation in nature

The possibility that such an oxidation process may happen in nature at temperatures likely to have been experienced by basalts in the field (up to 100°C) during geological time is important in palaeomagnetic studies because of the consequent production of a thermochemical remanent magnetization in a different direction from that of the t. r. m. in rocks in situ. We have noted that the occurrence of such oxidation cannot be detected optically, and it would appear that the only indication that it may have happened in a given rock is given by the shape of the $J_s(T)$ curve. Examples of rocks which may have undergone such oxidation naturally are shown in Fig. 6. Three of these come from Argentina and one from Turkey. Note that their thermomagnetic

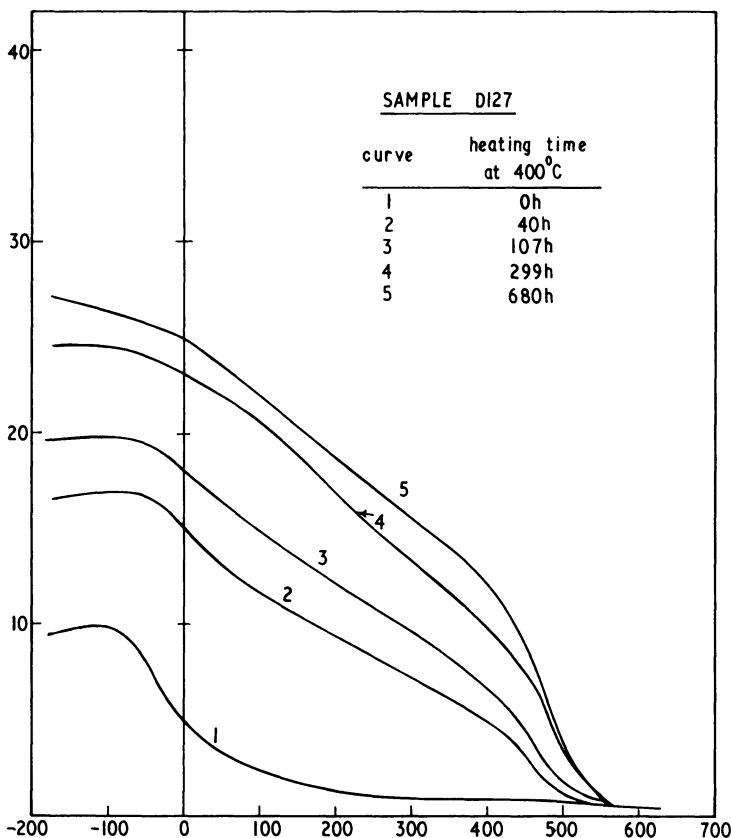


Fig. 5: Magnetization curves of samples from a basalt from Anatolia (Turkey) after various heat treatment. Magnetic field: 5000 Oe. Magnetization in arbitrary units.

curves are very much like the intermediate curves of Figs. 2, 3, 4 and 5. The CURIE points of unoxidized stoichiometric titanomagnetites with Ti/Fe ratios deduced from microprobe studies of these rocks are about 90°C, 65°C, 165°C and 100°C (see Table 2).

7. Oxidation Rate

By observing the reaction rate at different temperatures in the neighbourhood of 400°C, CREER, IBBETSON and DREW (1969) have calculated the activation energy of the process causing a marked increase in magnetization at about this temperature to be 0.5 eV. The rock was a basalt containing initially homogeneous (but cation deficient) titanomagnetites with $x = 0.7$. PETERSEN (1969) has calculated a similar

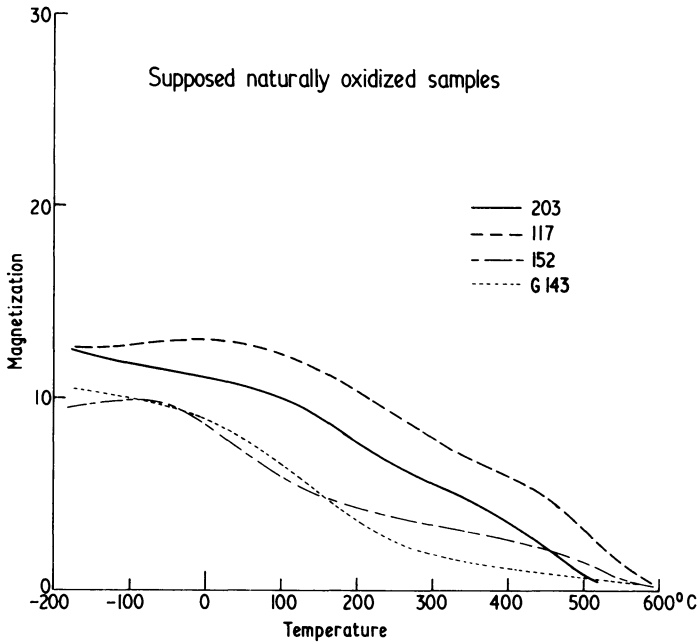


Fig. 6: Magnetization curves of different untreated basalt samples from Argentina and Turkey. Magnetic field: 5000 Oe. The shape of the curves is typical for partly oxidized titanomagnetites. Magnetization in arbitrary units.

value for the Rauher Kulm basalt by deducing the diffusion constant of cations at different temperatures up to 1000°C, by measuring the thickness of the lamellae produced under different experimental conditions.

Unfortunately, a knowledge of the activation energy does not permit us to estimate to what extent the oxidation may have occurred naturally in say a million years at an average temperature of 50°C, conditions which must be applicable to many basalts in warm countries. This is because the reaction rate is also influenced by the oxygen pressure within the rock. This will be different from that near the surface and in cracks.

8. Oxidation product

The magnetic material in the samples heated at 400°C for sufficiently long times to reach their stable condition at that temperature has a CURIE point of just over 500°C in all the samples studied (see Figs. 2, 3, 4 and 5). Furthermore, when powdered samples from these rocks are heated to 520°C they undergo similar changes, as recorded by the evolution in shape of their thermomagnetic curves, but more rapidly

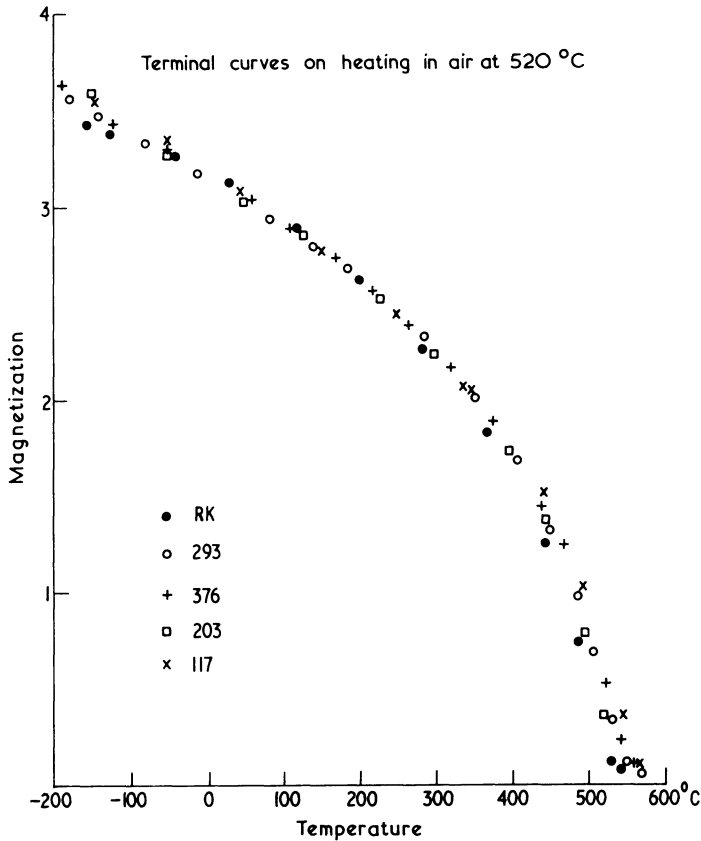


Fig. 7: Terminal magnetization curves of different samples from basalts from Argentina and Turkey, obtained after heating in air at 520°C, till completion of the evolution of their $J_s(T)$ -curves (as shown in fig. 2, 3, 4 and 5) has been reached.

than at 400°C, in 200 hours rather than about 1000 hours for powders ground to the same size. After the heatings at 520°C, the CURIE point seems to be the same for all the samples and this point is illustrated in Fig. 7 where the terminal curves for some samples have been normalized to the same scale. It is impossible to decide on the evidence at present available whether the ore grains now consist of a single cation deficient spinel phase (titano-maghemite) or whether they are composed of a sub-microscopic intergrowth of an iron rich spinel phase and a titanium rich rhombohedral phase as we shall show exist in samples which have been subjected to heat treatment at higher temperatures (CREER and PETERSEN 1969). The production of titanomaghemites under the conditions of our experiments described here is considered unlikely (SAKAMOTO et al 1968).

9. Thermochemical Remanence

Samples of basalt powder were pressed into cylindrical holders of 1" diameter and 1" length. These were placed inside a furnace which was water cooled on the outside. The magnetization of the rock sample could be measured using the twin fluxgate probes of a FORSTER type millioersted meter.

Initially the samples had no net remanent magnetization because of the way in which they were prepared. They were then heated to a temperature above the CURIE point of the ferrimagnetic phase present in the untreated rock, about 200°C in the case of the Rauher Kulm sample, (Fig. 1). The blockage temperature of the natural remanence of an untreated solid rock core was thus shown to be about 200°C, the same as the CURIE temperature.

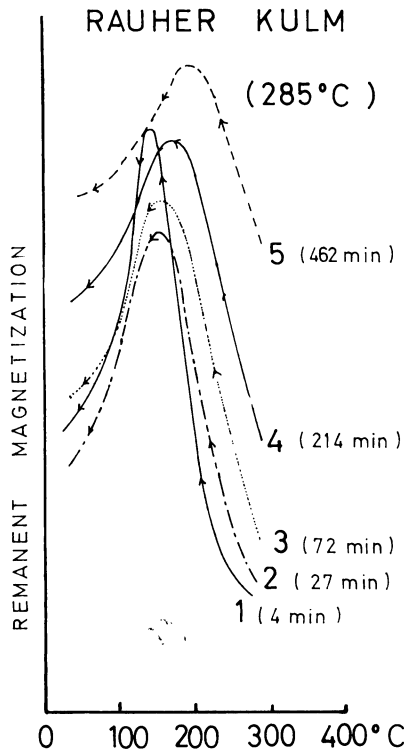


Fig. 8: Remanent magnetization of different samples from the basalt Rauher Kulm (Oberpfalz, W-Germany) versus temperature. The samples were heated up to 285°C in a magnetic field of 1 Oe and were kept then at this temperature for a certain period (maximum period: 462 min). The applied field of 1 Oe was then switched off and the samples cooled down to room temperature in zero field. The magnetization of the samples during cooling is shown here.

Each powdered rock sample was maintained at such a temperature T for a measured time t in a magnetic field of 1 oersted. At the end of the time t , the applied field was compensated using HELMHOLTZ coils and the sample cooled to room temperature in zero field. The magnetization of the sample and its temperature were registered by a two channel pen recorder. The rate of acquisition of thermochemical magnetization (remanent + reversible) was thus determined. On nulling the applied field at the end of the time t , the magnetization sharply decreased due to the disappearance of the reversible component.

The cooling curves shown in Fig. 8 are those obtained for the Rauher Kulm basalt, but the others behaved in a similar way. At first, the remanence increased with decreasing temperature. Then, at about 200°C, a maximum value was observed and the remanence decreased with temperature down to the ambient. However, in no case was a reversal of direction observed. We explain the decrease in remanence below 200°C by the acquisition of thermoremanence by the parent magnetic component in the opposite direction to that of the thermochemical remanence of the daughter phase. The difference between the maximum magnetization and the room

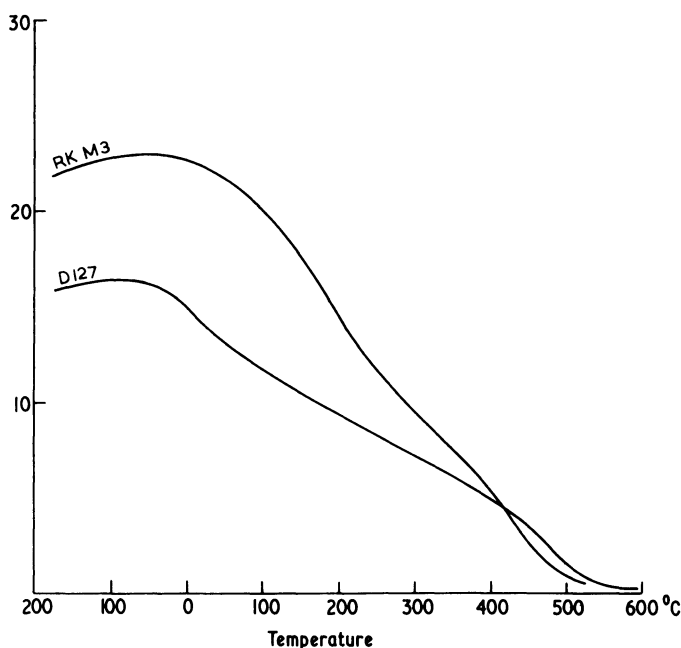


Fig. 9: Magnetization curves of samples from the basalt Rauher Kulm and D127 after a certain heat treatment. RK M3 is part of the sample that gave curve 3 in fig. 8. The curve labelled D 127 illustrates the state of oxidation at which the same phenomenon of self reversal was observed in this basalt.

temperature magnetization may be seen to have decreased with time of heating and we may assume it to be proportional to the mass of parent titanomagnetite remaining. For longer times of heating that shown no maximum was observed in the cooling curve suggesting that the parent material had been completely transformed. We note that similar behaviour of some lavas from India has been observed by HAVARD and LEWIS (1965).

The magnetic interaction between the daughter and parent phases is most apparent during the early stages of heating. The extent to which oxidation had proceeded in the sample which yielded curve 3 in Fig. 8 may be estimated by comparing the $J_s(T)$ curve obtained from it (RK M3) and shown in Fig. 9 with the series of $J_s(T)$ curves obtained from the same basalt shown in Fig. 2. The curve labelled D 127 illustrates the state of oxidation of that basalt at which the same phenomenon was observed.

The rate of oxidation produced during the thermochemical remanence experiments described in this section was considerably faster than that produced during the magnetic balance experiments. We may account for this (a) because the rock had been ground finer than in the earlier experiment and (b) because in the remanence experiments the sample experienced a freer flow of air during heating. It was found that a similar sequence of results could be obtained by repeating the experiment at higher temperatures, e. g. after heating the Rauher Kulm basalt for only 360 min. at 400°C a stage beyond that illustrated by curve 5 in Fig. 8 was reached. Basalts 293, 376 and D127 behaved in a similar way.

10. Conclusions

Unoxidized stoichiometric titanomagnetites in basalts may be oxidized at moderate temperatures (less than 400°C) in the laboratory in periods of days or months. The rate of oxidation depends strongly on the availability of oxygen at the surface of the titanomagnetite grains, and in a large piece of compact rock the rate of oxidation may be extremely slow. After such oxidation, the titanomagnetites may still appear to belong to oxidation class 1 (WILSON and WATKINS 1967). Nevertheless it is thought that exsolution on a very fine, submicroscopic scale has occurred. It has been shown that a negative interaction exists between the magnetizations of the parent and daughter phases. In the laboratory oxidation must be carried out above the CURIE temperature of the parent phase if it is to proceed noticeably during reasonable observation times. In nature, however, there is evidence that the same process has occurred during the longer times available geologically, but at much lower temperatures, say 50–100°C, i. e. below the CURIE point of the parent phase. Thus, we suspect that rocks which have been slowly oxidized at low temperatures in nature may have undergone a self reversal of their n. r. m. This is because of the negative interaction between the daughter and parent phases, the latter having retained its remanence at the temperatures of oxidation. Such rocks can be recognised because, while they belong to oxidation class 1, their $J_s(T)$ curves exhibit either two CURIE temperatures or a single

CURIE temperature near 500°C rather than a single low CURIE temperature of 100–200°C appropriate to their titanium content. In the experiments performed in the laboratory, this negative interaction could only be demonstrated by oxidizing in a field of 1 oersted at moderately high temperatures and deliberately producing only a little of the daughter phase in coexistence with the parent phase and observing that the direction of t. r. m. produced in the parent phase was in the opposite sense to that of the c. r. m. of the daughter phase. Thus, the 'reversed' magnetization was produced in the parent phase and its intensity was less than that of the 'normal' magnetization of the daughter phase.

In nature, however, the opposite occurs, i. e. the 'reversed' magnetization is produced in the daughter phase. Thus when a sufficient quantity of daughter phase has been produced by low temperature oxidation, the n. r. m. must become reversed. When oxidation is complete and none of the parent phase is left, only the 'reversed' magnetization of the daughter phase will remain. (The term 'reversed' refers to the direction of the n. r. m. of the parent phase and not to the present axial dipole field.)

11. Acknowledgements

The work described in this paper was carried out in the Institut für angewandte Geophysik while one of us (KMC) was in receipt of a Fellowship from the German Academic Exchange Service (Deutscher Akademischer Austauschdienst). We should also like to express our thanks to Professor G. ANGENHEISTER for his encouragement of the project and for generously allowing the use of facilities in his Institute.

This joint research project developed from experiments and discussions while N. P. held a U. K. Natural Environment Research Council Visiting Fellowship at the University of Newcastle.

The work was also supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

References

- CARMICHAEL, I. S. E. and J. NICHOLLS: Iron Titanium Oxides and Oxygen Fugacities in Volcanic Rocks, *J. Geophys. Res.*, 72, 4665–87, 1967
- CREER, K. M.: Preliminary palaeomagnetic measurements from South America, *Ann. de Geophysique*, 14, 373–390, 1958
- CREER, K. M. and N. PETERSEN: Composition of phases produced by oxidation of homogeneous titanomagnetites. *Min. Mag.* 1969 in press.
- CREER, K. M., J. IBBETSON and W. DREW: Activation of Cation Migration in Titanomagnetites. *Geophys. J.* In press.
- CREER, K. M. and J. D. IBBETSON: Electron microprobe analyses of titanomagnetites in basalts. In press.
- FRÖHLICH, F., H. LÖFFLER and H. STILLER: Interpretation of changes in Curie temperatures observed in rocks, *Geophys. J.*, 9, 411–422, 1965

- HARVARD, A. D. and M. LEWIS: Reversed partial thermomagnetic remanence in natural and synthetic titanomagnetites, *Geophys. J.*, 10, 59—68, 1965
- KONO, M.: Palaeomagnetism of Pleistocene Usami volcano, Izo peninsula, Japan. Intensity of the earth's magnetic field in geological time II, *J. Geomag. and Geoelect.* 20, 353—366, 1968
- NÉEL, L.: Propriétés Magnétiques des Ferrites; Ferrimagnétisme et Antiferromagnétisme, *Ann. de Phys.*, 3, 137—198, 1948
- ONO, K., L. CHANDLER, A. ITO: Mössbauer study of the ulvöspinel Fe_2TiO_4 , *J. Phys. Soc. Japan*, 25, 174—176, 1968
- O'REILLY, W.: Estimation of the Curie Temperatures of maghemite and oxidized titanomagnetites, *J. Geomag. Geoelect.*, 20, 381—386, 1968
- PETERSEN, N.: Beobachtung einiger mineralogischer und magnetischer Eigenschaften dreier Basaltproben nach unterschiedlicher thermischer Behandlung, *J. Geomag. & Geoelect.* 18, 463—479, 1966
- : Phys. Earth Planet Interiors. In press.
- READMAN, P. W., W. O'REILLY, S. K. BANERJEE: An explanation of the magnetic properties of Fe_2TiO_4 , *Phys. Lett.* 25 A, 446—447, 1967
- REFAI, E.: Magnetfeld und Magnetisierung der Basaltvorkommen im Raum von Kemnath, *Z. Geophys.*, 27, 175—187, 1960
- SAKAMOTO, N., P. I. INCE and W. O'REILLY: The effect of wet grinding on the oxidation of titanomagnetites, *Geophys. J.*, 15, 509—515, 1968
- SANVER, M.: A palaeomagnetic Study of Quaternary rocks from Turkey, *Phys. Earth & Planet. Interiors*, 1, 403—421, 1968
- SMITH, P. J.: Palaeomagnetism and the Compositions of Highly Oxidized Iron-Titanium Oxides in Basalts, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 1, 88—92, 1968
- SOFFEL, H.: Die Bereichsstrukturen der Titanomagnetite in zwei tertiären Basalten und die Beziehung zu makroskopisch gemessenen magnetischen Eigenschaften dieser Gesteine. Habilitationsschrift, Naturwiss. Fak., Univ. München, 1968
- VALENCIO, D.: Resultados preliminares del estudio palaeomagnetico del Basalto de la Barda Negra, *Revista de la Asociacion Geologica Argentina*, 20, 1965 (a)
- : Estudio palaeomagnetico del Basalto II de edad suprapliocena de la pampa de Zapala, *Revista de la Asociacion Geologica Argentina*, 20, 1965 (b)
- VALENCIO, D. and K. M. CREER: El Paleomagnetismo de algunas lavas Cenozoicas de la Republica Argentina, *Revista de la Asociacion Geologica Argentina*, 23, 255—278, 1968
- VERHOOGEN, J.: Oxidation of Iron-Titanium Oxides in Igneous Rocks, *J. Geology*, 70, 168—181, 1962
- WILSON, R. L. and P. J. SMITH: The nature of secondary natural magnetizations in some igneous and baked rocks, *J. Geomag. and Geol.*, 20, 367—380, 1968
- WILSON, R. L. and N. D. WATKINS: Correlation of Petrology and Natural Magnetic Polarity in Colombia Plateau Basalts. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 12, 405—424, 1967

Das zeitliche Verhalten des erdmagnetischen Quadrupolfeldes von 1835 bis 1965

Von H. WILHELM, Göttingen¹⁾

Eingegangen am 19. März 1969

Zusammenfassung: Das erdmagnetische Quadrupolpotential wird als Summe der Potentiale zonaler und tesseraler Quadrupole dargestellt. Die Betrachtung der Zeitabhängigkeit dieser Potentiale in der Zeit von 1835 bis 1965 ergibt, daß sich das Quadrupolfeld beschreiben läßt durch einen sich linear ändernden tesseralen Quadrupol, dem ein mit kleiner Amplitude schwingender zonaler Quadrupol überlagert ist. Dieser harmonisch variierende Anteil wird in Zusammenhang mit einer von NAGATA und RIKITAKE berechneten hydromagnetischen Eigenschwingung des Erdkerns gebracht.

Summary: The geomagnetic quadrupole potential is represented by a sum of the potentials of zonal and tesseral quadrupoles. It is shown that for the period from 1835 to 1965 the quadrupole field can be described by a tesseral quadrupole. Its moment is linearly varying with time and a zonal quadrupole is superimposed which is oscillating with small amplitude. This harmonically varying part of the potential is thought to be caused by a hydromagnetic eigenoscillation of the earth's core as it was theoretically predicted by NAGATA and RIKITAKE.

1. Einleitung: Methoden der Beschreibung des Quadrupolfeldes

Der Quadrupolanteil im Potential des erdmagnetischen Hauptfeldes wird in der Gaußschen Kugelfunktionsentwicklung

$$V(a, \vartheta, \varphi) = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \vartheta) \quad (1)$$

durch das Glied

$$V_2(a, \vartheta, \varphi) = a \sum_{m=0}^2 (g_2^m \cos m\varphi + h_2^m \sin m\varphi) P_2^m(\cos \vartheta) \quad (2)$$

¹⁾ Dr. HELMUT WILHELM, Institut für Geophysik der GEORG-AUGUST-Universität Göttingen, 34 Göttingen, Herzberger Landstr. 180.

beschrieben. Dabei ist a der mittlere Erdradius, g_n^m und h_n^m sind die Gaußschen Koeffizienten, und $P_n^m(\cos \vartheta)$ sind die zugeordneten Kugelfunktionen, die in diesem Zusammenhang in der quasinormierten Form von A. SCHMIDT benutzt werden. Die Poldistanz ϑ bezieht sich auf die Rotationsachse der Erde. Prinzipiell kann aber die Lage der Symmetrieachse beliebig vorgegeben werden.

Die 5 Gaußschen Koeffizienten $g_2^0, g_2^1, g_2^2, h_2^1, h_2^2$ dienen zur Bestimmung von 5 Größen, die die räumliche Lage des Quadrupols und sein Moment festlegen. Dabei braucht man je zwei Angaben für die beiden Achsenrichtungen des Quadrupols und eine Angabe für das Quadrupolmoment. WINCH und SLAUCITAJŠ [1966 a, b] haben die zeitlichen Veränderungen des Quadrupolfeldes von 1829 bis 1965 untersucht, indem sie die Achsenrichtungen und das Moment aus Kugelfunktionsentwicklungen zu verschiedenen Epochen berechneten. Dagegen hat KILZCER [1964, 1966] die Möglichkeit der Darstellung des Quadrupolfeldes durch einen exzentrisch zum Ursprung des Kugelkoordinatensystems gelegenen Dipol untersucht und das erdmagnetische Dipol- und Quadrupolfeld zurückgeführt auf einen zentrisch und einen exzentrisch zum Erdmittelpunkt gelegenen Dipol.

Ein beliebiges Quadrupolfeld kann aber auch erzeugt werden durch Überlagerung von Feldern rein zonaler und tesseraler Quadrupole. Die Beschreibung eines Quadrupolfeldes durch die Felder mehrerer elementarer (d. h. zonaler und tesseraler) Quadrupole ist zwar komplizierter als die bisher erwähnten Methoden; sie bietet jedoch in physikalischer Hinsicht Vorteile: Als Ursache der Felder zonaler und tesseraler Quadrupole können nämlich Bewegungsvorgänge im Erdkern angegeben werden. Eine solche Betrachtung des Quadrupolfeldes schließt sich eng an die BULLARDSche Dynamothorie an [BULLARD].

2. Analyse des Quadrupolpotentials

Die Zerlegung des Quadrupolpotentials in die Potentiale zweier elementarer Quadrupole geschieht mit einer Methode, die bei FANSELAU und LUCKE beschrieben ist. Wenn man im Potential V_2 statt der Kugelkoordinaten (a, ϑ, φ) die kartesischen Koordinaten $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ einführt und

$$V_2 = a W_2 \quad (3)$$

setzt, so erhält man

$$W_2 = \frac{1}{a^2} \left\{ g_2^0 \tilde{z}^2 + \frac{1}{2} (\sqrt{3} g_2^2 - g_2^0) \tilde{x}^2 - \frac{1}{2} (\sqrt{3} g_2^2 + g_2^0) \tilde{y}^2 + \sqrt{3} g_2^1 \tilde{x} \tilde{z} + \sqrt{3} h_2^1 \tilde{y} \tilde{z} + \sqrt{3} h_2^2 \tilde{x} \tilde{y} \right\}. \quad (4)$$

Dieses Potential kann auf Hauptachsen transformiert werden. Im Hauptachsenkoordinatensystem (x, y, z) hat W_2 die einfache Form

$$W_2 = \frac{1}{a^2} (e_1 x^2 + e_2 y^2 + e_3 z^2). \quad (5)$$

In (5) sind e_1, e_2 und e_3 die Eigenwerte der Koeffizientenmatrix der Bilinearform (4). Es gilt

$$e_1 + e_2 + e_3 = 0 \quad (6)$$

und

$$x^2 + y^2 + z^2 = a^2. \quad (7)$$

Ein zonaler Quadrupol im Erdmittelpunkt mit dem Moment Q_z , dessen Achse mit der z -Achse übereinstimmt, hat an der Erdoberfläche das Potential

$$W_2 = \frac{Q_z}{a^4} \frac{3z^2 - a^2}{2a^2}. \quad (8)$$

Ein tesseraler Quadrupol mit dem Moment Q_t , dessen gleichnamige Ladungen auf der z -Achse bzw. auf der y -Achse liegen, hat an der Erdoberfläche das Potential

$$W_2 = \frac{Q_t}{2a^4} \frac{3(z^2 - y^2)}{2a^2}. \quad (9)$$

Dabei ist in der Darstellung (9) das Moment $Q_t > 0$, falls die positiven Ladungen auf der y -Achse und die negativen Ladungen auf der z -Achse liegen. Befinden sich dagegen die positiven Ladungen auf der z -Achse und die negativen auf der y -Achse, so ist $Q_t < 0$.

Aus (5) ergeben sich mit den Beziehungen (6) und (7) für den Fall, daß kein Eigenwert verschwindet, genau 15 Zerlegungen des Potentials W_2 in die Potentiale zweier elementarer Quadrupole [WILHELM]. Sie sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Tab. 1: Gleichwertige Darstellungen des Quadrupolpotentials W_2 im Hauptachsenkoordinatensystem.Equivalent representations of the quadrupole potential W_2 in the coordinate system of principal axes.

Nr.	Darstellung von W_2
1a)	$W_2 = e_1 \frac{x^2 - z^2}{a^2} + e_2 \frac{y^2 - z^2}{a^2}$
b)	$W_2 = \frac{2}{3} (e_1 - e_3) \frac{3x^2 - a^2}{2a^2} + \frac{2}{3} (e_2 - e_3) \frac{3y^2 - a^2}{2a^2}$
c)	$W_2 = -2e_3 \frac{3x^2 - a^2}{2a^2} + (e_2 - e_3) \frac{y^2 - x^2}{a^2}$
d)	$W_2 = (e_1 - e_3) \frac{x^2 - y^2}{a^2} - 2e_3 \frac{3y^2 - a^2}{2a^2}$
e)	$W_2 = \frac{e_1 - e_2}{2} \frac{x^2 - y^2}{a^2} + e_3 \frac{3z^2 - a^2}{2a^2}$
2a)	$W_2 = e_2 \frac{y^2 - x^2}{a^2} + e_3 \frac{z^2 - x^2}{a^2}$
b)	$W_2 = \frac{2}{3} (e_2 - e_1) \frac{3y^2 - a^2}{2a^2} + \frac{2}{3} (e_3 - e_1) \frac{3z^2 - a^2}{2a^2}$
c)	$W_2 = -2e_1 \frac{3y^2 - a^2}{2a^2} + (e_3 - e_1) \frac{z^2 - y^2}{a^2}$
d)	$W_2 = (e_2 - e_1) \frac{y^2 - z^2}{a^2} - 2e_1 \frac{3z^2 - a^2}{2a^2}$
e)	$W_2 = \frac{e_2 - e_3}{2} \frac{y^2 - z^2}{a^2} + e_1 \frac{3x^2 - a^2}{2a^2}$
3a)	$W_2 = e_3 \frac{z^2 - y^2}{a^2} + e_1 \frac{x^2 - y^2}{a^2}$
b)	$W_2 = \frac{2}{3} (e_3 - e_2) \frac{3z^2 - a^2}{2a^2} + \frac{2}{3} (e_1 - e_2) \frac{3x^2 - a^2}{2a^2}$
c)	$W_2 = -2e_2 \frac{3z^2 - a^2}{2a^2} + (e_1 - e_2) \frac{x^2 - z^2}{a^2}$
d)	$W_2 = (e_3 - e_2) \frac{z^2 - x^2}{a^2} - 2e_2 \frac{3x^2 - a^2}{2a^2}$
e)	$W_2 = \frac{e_3 - e_1}{2} \frac{z^2 - x^2}{a^2} + e_2 \frac{3y^2 - a^2}{2a^2}$

3. Zeitabhängigkeit des Quadrupolpotentials

Für die Untersuchung der zeitlichen Änderung des Quadrupolpotentials stehen Kugelfunktionsentwicklungen zu verschiedenen Epochen zur Verfügung. Da ihre Ergebnisse durch unterschiedliches Ausgangsmaterial und verschiedene Bearbeitungsmethoden erheblich beeinflußt werden können, wurden einige Entwicklungen ausgewählt, die in dieser Hinsicht eine gewisse Kontinuität vermuten lassen. Sie sind in Tabelle 2 aufgeführt.

Tab. 2: GAUSSsche Koeffizienten (Einheit: 10^{-4} Gauß) bei Darstellung des erdmagnetischen Quadrupolpotentials durch quasinnormierte Kugelfunktionen (CHAPMAN and BARTELS, 1940).

GAUSS coefficients (unit: 10^{-4} Gauß) of the earth's magnetic quadrupole potential represented by the normalized spherical harmonics defined by A. SCHMIDT (CHAPMAN and BARTELS, 1940).

Potentialentwicklung von:	g_2^0	g_2^1	g_2^2	h_2^1	h_2^2
WATSON 1835	5,0	258,4	— 34,3	28,7	124,0
FRITSCHÉ 1885	— 35,1	286,5	68,0	— 75,5	142,0
DYSON-FURNER 1922	— 88,7	299,1	144,3	— 124,1	84,3
VESTINE et al. 1945	— 127	296	164	— 166	54
FINCH-LEATON 1955	— 152	303	158	— 190	24
LEATON et al. 1965	— 165	295	158	— 200	12

Von den für die Jahre 1880 und 1885 existierenden Entwicklungen wurde nur die von FRITSCHÉ benutzt. Er setzte die Erde als kugelförmig voraus, verwertete Messungen auch aus hohen Breiten und trieb die Entwicklung bis zur 7. Ordnung. Für die Epoche 1835 wurde die bei McDONALD und GUNST beschriebene Entwicklung gewählt, die D. E. WATSON aus den Beobachtungen von 143 Stationen berechnete. Den übrigen Entwicklungen mit Ausnahme der von VESTINE lagen britische Weltkarten zugrunde.

3.1 Zeitabhängigkeit der Eigenwerte und Quadrupolmomente

Die Abhängigkeit der Eigenwerte e_1 , e_2 und e_3 von der Zeit ist in Abb. 1 dargestellt. Danach zeigen e_2 und e_3 eine lineare Zunahme bzw. Abnahme mit der Zeit, während e_1 ein schwingungsähnliches Verhalten aufweist. Es ist dabei zu beachten, daß der Maßstab von e_1 gegenüber den anderen Eigenwerten auf das Zehnfache vergrößert worden ist. Wegen der Kleinheit der Werte von e_1 möchte man die Ursache für die Existenz dieses Eigenwertes zunächst in statistischen Schwankungen oder in Fehlern suchen, die durch die Verschiedenartigkeit der Analysen bedingt sind. Gegen eine solche Annahme spricht aber die Tatsache, daß e_1 sich annähernd harmonisch mit einer Schwingungs-

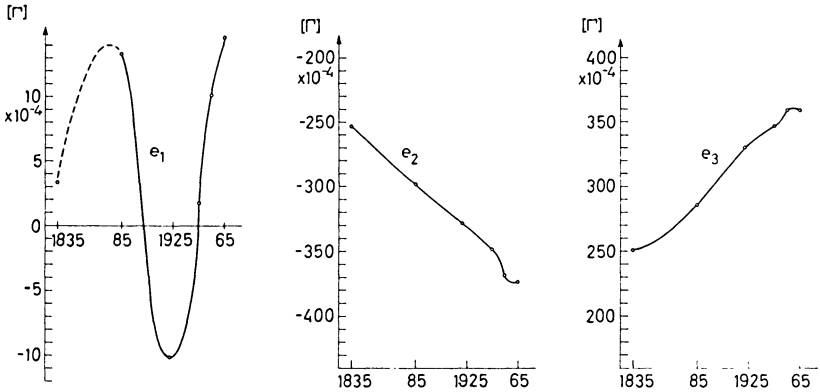


Abb. 1: Zeitabhängigkeit der 3 Eigenwerte e_1 , e_2 und e_3 , die sich bei der Transformation des Quadrupolpotentials auf Hauptachsen ergeben. Die Werte wurden berechnet aus den in Tab. 2 angegebenen Kugelfunktionsanalysen.

Variation in time of the 3 eigen-values e_1 , e_2 and e_3 which result from the transformation of the quadrupole potential to principal axes. The values were calculated from the spherical harmonic analyses of table 2.

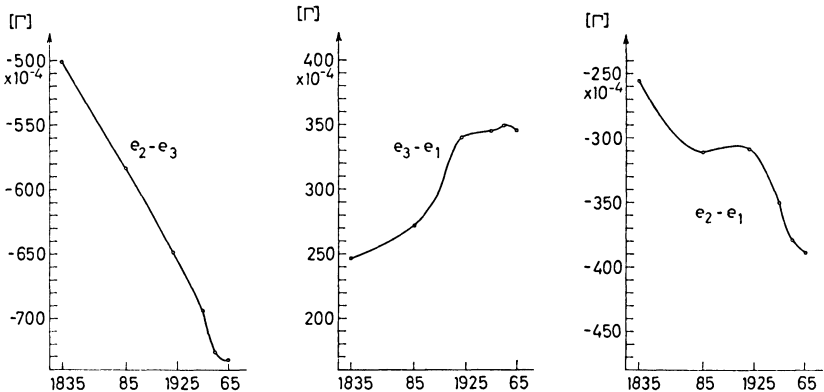


Abb. 2: Momente der 3 tesseralen Quadrupole, die in Tab. 1, Nr. 2c, d und e aufgeführt sind. Zeitlich konstante Faktoren sind unberücksichtigt geblieben. Die Werte wurden berechnet aus den in Tab. 2 angegebenen Kugelfunktionsentwicklungen.

Moments of the 3 tesseral quadrupoles, noted in tab. 1 no. 2c, d and e. Constant factors were not taken into account. The values were calculated from the spherical harmonic analyses of table 2.

dauer von etwa 100 Jahren ändert. Wie sich aus den Darstellungen von W_2 in Tabelle 1, Nr. 2c, d und e ergibt, kann man dieses Verhalten von e_1 als Schwingung eines zonalen Quadrupoles im Erdmittelpunkt deuten. Andererseits haben NAGATA und RIKITAKE die Möglichkeit der Existenz einer Eigenschwingung eines zonalen Quadrupolfeldes nachgewiesen. Die theoretisch berechnete Schwingungsdauer beträgt unter Berücksichtigung einer notwendigen Korrektur des von den Autoren berechneten Wertes 104 Jahre. Das zeitliche Verhalten von e_1 , gedeutet als Eigenschwingung eines zonalen Quadrupolfeldes, ist daher in Übereinstimmung mit der von NAGATA und RIKITAKE entwickelten Theorie. Eine Diskrepanz ergibt sich nur insofern, als die Achsenrichtung des durch e_1 bestimmten Quadrupols nicht eindeutig festliegt. Die Kleinheit der Amplitude der Schwingung von e_1 steht nicht im Widerspruch zur Theorie, da über die Amplitude der Eigenschwingung keine Aussage gemacht werden konnte.

Bei den in Tabelle 1, Nr. 2c, d und e aufgeführten Darstellungen von W_2 kennzeichnet e_1 das Moment eines zonalen Quadrupols. Außerdem ist jeweils noch ein tesseraler Quadrupol angegeben. Beide Quadrupole zusammen erzeugen das beobachtete Quadrupolpotential. Abb. 2 zeigt das zeitliche Verhalten der Momente der tesseralen Quadrupole, die in den erwähnten Darstellungen auftreten.

Wenn für das Potential W_2 in Tab. 1 die Darstellung 2e gilt, so liegt der durch den Eigenwert e_1 bestimmte zonale Quadrupol in x -Richtung und der zugehörige tesserale Quadrupol in der yz -Ebene. In diesem Fall wird das Quadrupolfeld beschrieben durch einen sich linear mit der Zeit ändernden tesseralen Quadrupol, dem ein mit kleiner Amplitude schwingender zonaler Quadrupol überlagert ist. Die lineare Änderung des Momentes des tesseralen Quadrupols entspricht einer Zunahme der Feldenergie des Quadrupolfeldes. Man könnte vielleicht einen Zusammenhang mit der linearen Abnahme des Dipolmomentes vermuten.

In den Darstellungen 2c und 2d haben die tesseralen Quadrupole keine einfach zu beschreibende zeitliche Abhängigkeit mehr, wenn auch das lineare Verhalten überwiegt.

3.2 Zeitabhängigkeit der Hauptachsenrichtungen

Die zeitliche Änderung des erdmagnetischen Quadrupolfeldes äußert sich nicht nur in einer Veränderung des Quadrupolmomentes bzw. der Eigenwerte e_1 , e_2 und e_3 , sondern auch in einer Änderung der Lage des zugehörigen Hauptachsenkoordinatensystems (x , y , z). Abb. 3 zeigt in einem Polardiagramm die Wanderung der Durchstoßpunkte der 3 Hauptachsen des Quadrupolfeldes und die Drift der Dipolachse auf der Erdoberfläche in dem untersuchten Zeitraum. Die Hauptachsen führen eine Westdrift mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa $0,27^\circ/\text{Jahr}$ und eine Nord- bzw. Süddrift mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa $0,1^\circ/\text{Jahr}$ aus. Demgegenüber beträgt die Geschwindigkeit der Westdrift der Dipolachse nach McDONALD und GUNST nur $0,04^\circ/\text{Jahr}$.

Von den 3 Hauptachsen des Quadrupolpotentials hat die y -Achse überwiegend den geringsten Abstand sowohl von der Rotationsachse als auch von der Dipolachse. Da in der Theorie von NAGATA und RIKITAKE angenommen wird, daß die Rotationsachse, die Dipolachse und die Achse des schwingenden zonalen Quadrupols übereinstimmen, ergibt sich die geringste Abweichung gegenüber dieser Theorie, wenn man annimmt, daß der durch den Eigenwert e_1 bestimmte zonale Quadrupol die y -Achse des Hauptachsenkoordinatensystems als Symmetrieachse besitzt. Dann gilt in Tab. 1 die Darstellung 2c. Der zugehörige tesserale Quadrupol liegt in der yz -Ebene.

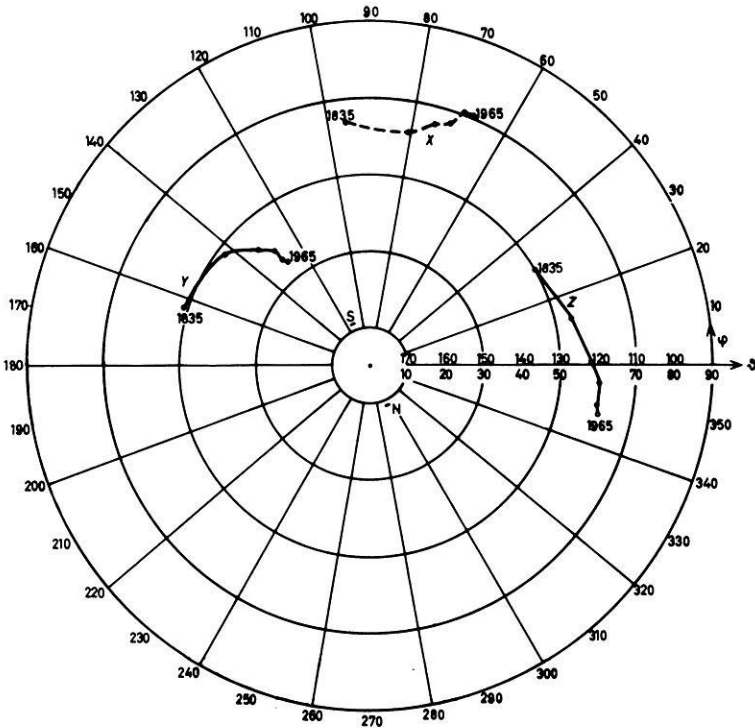


Abb. 3: Drift der durch Gleichung (5) bestimmten Hauptachsen des Quadrupolpotentials von 1835 bis 1965. N und S zeigen die Drift der Dipolachse in demselben Zeitraum. θ und φ bezeichnen die Poldistanz und die geographische Länge der Durchstoßpunkte der Achsen an der Erdoberfläche. Die durch x und S gekennzeichneten Kurven verlaufen auf der Südhalbkugel. Die Werte wurden berechnet aus den in Tab. 2 angegebenen Kugelfunktionsanalysen.

Drift of the principal axes of the quadrupole potential defined by equation (5), from 1835 to 1965. N and S show the drift of the dipole axis during the same time. θ and φ are the pole distance and the geographical longitude of the intersection of the axes with the earth's surface. The curves marked by x and S lie on the southern hemisphere. The values were calculated from the spherical harmonic analyses of table 2.

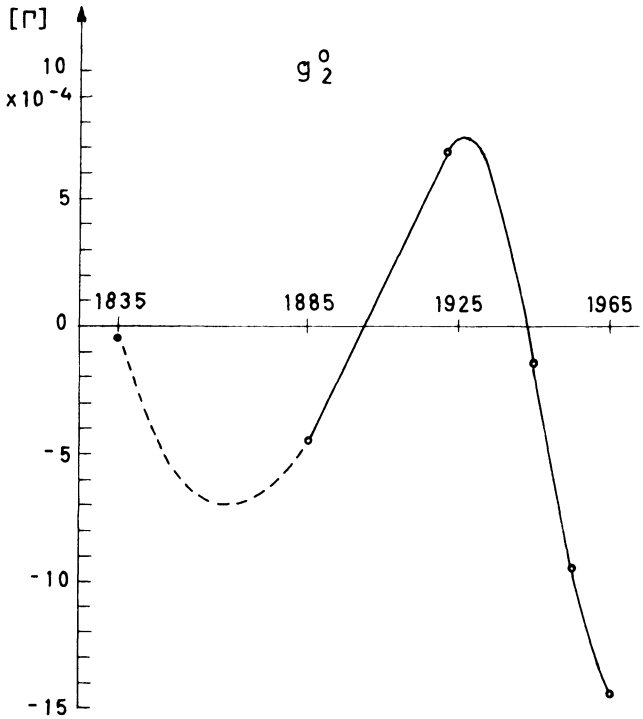


Abb. 4: Der GAUSSsche Koeffizient g_2^0 , der sich durch Transformation des Potentials (10) in die Darstellung (2) ergibt. Die Werte können berechnet werden mit Hilfe des Eigenwertes e_1 aus Abb. 1 und der in Abb. 3 dargestellten Lage der y -Achse unter Benutzung des Additionstheorems für Kugelfunktionen.

The GAUSS coefficient g_2^0 resulting from the potential (10) by transformation into the representation (2). The values can be calculated from the eigen-value e_1 of fig. 1 and from the position of the y -axis in fig. 3 with the aid of the addition theorem for spherical harmonics.

Dieses schwingende zonale Quadrupolfeld bietet sich für theoretische Betrachtungen an [WILHELM]. Sein Potential

$$W_2^0 = -2 e_1 \frac{3 y^2 - a^2}{2 a^2} \tag{10}$$

besitzt im Hauptachsenkoordinatensystem (z, x, y) den Gaußschen Koeffizienten $\hat{g}_2^0 = -2 e_1$. Die Gaußschen Koeffizienten dieses Quadrupolfeldes im geographischen Kugelkoordinatensystem erhält man, indem man das Potential (10) im Koordinatensystem (a, ϑ, φ) berechnet. Abb. 4 zeigt das zeitliche Verhalten des Koeffizienten g_2^0 , den man bei dieser Rücktransformation erhält und der das Moment eines in Richtung der Rotationsachse der Erde liegenden zonalen Quadrupoles bezeichnet. Dieser Quadrupol ändert seine Richtung also zeitlich nicht.

g_2^0 führt wieder eine Schwingung mit einer Periode von etwa 100 Jahren aus. Es ist zu beachten, daß diese Eigenschaft keine notwendige Folge der Zeitabhängigkeit von e_1 ist, da die Gaußschen Koeffizienten im Kugelkoordinatensystem sich in diesem Fall aus dem Produkt zweier zeitabhängiger Funktionen berechnen: Diese Funktionen sind hier durch den Eigenwert e_1 und die Richtung der y -Achse des Hauptachsenkoordinatensystems gegeben, die sich beide zeitlich ändern.

4. Ergebnisse

Das erdmagnetische Quadrupolpotential wird zerlegt in das Potential zonaler und tesseraler Quadrupole. Die Achsenrichtungen und Momente dieser Quadrupole werden in der Zeit von 1835 bis 1965 mit Hilfe von ausgewählten Kugelfunktionsanalysen untersucht. Die dabei benutzte Darstellung des Quadrupolpotentials in einem Hauptachsenkoordinatensystem führt zu folgenden Ergebnissen:

1. Die Änderung des Quadrupolpotentials entsteht durch eine Änderung der Lage seiner Hauptachsen und durch eine Änderung seiner Eigenwerte. Diese bestimmen sein Moment bzw. die Momente der zonalen und tesseralen Quadrupole, aus denen er sich zusammensetzt. Die Darstellung des Quadrupolfeldes durch zwei elementare Quadrupole ist vieldeutig.
2. Die Hauptachsen führen eine Westdrift und eine Nord- bzw. Süddrift aus.
3. Das Quadrupolfeld kann in dem betrachteten Zeitraum beschrieben werden durch einen tesseralen Quadrupol, dessen Moment sich annähernd linear ändert und dem ein mit kleiner Amplitude schwingender zonaler Quadrupol überlagert ist. Da dieser schwingende Anteil durch eine Theorie von NAGATA und RIKITAKE gedeutet werden kann, kommt dieser Darstellung des Quadrupolfeldes in physikalischer Hinsicht besondere Bedeutung zu, so daß die unter 1. erwähnte Vieldeutigkeit eingeschränkt wird.

Danksagung

Der vorliegende Artikel beschreibt Ergebnisse einer Untersuchung, die am Institut für Geophysik der Universität Göttingen angefertigt wurde. Ich danke Herrn Prof. Dr. SIEBERT für die Anregung und Förderung dieser Arbeit.

Literatur

- BULLARD, E. C. and H. GELLMAN: Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism. Phil. Trans. Roy. Soc. London A 247, 213—278, 1954
- CHAPMAN, S. and J. BARTELS: Geomagnetism, Oxford Univ. Press, London, 1940
- FANSELAU, G. und O. LUCKE: Über die Veränderlichkeit des erdmagnetischen Hauptfeldes und seine Theorien. Z. Geophys. 22, 121—216, 1956

- FINCH, H. F. and B. R. LEATON: The earth's main magnetic field — epoch 1955.0. *Month. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.* 7, 314—317, 1957
- KILZCER, G.: Die geometrische Struktur des erdmagnetischen Quadrupolmoment-Tensors. *Gerl. Beitr. Geophys.* 73, 290—309, 1964
- : Die Darstellung des erdmagnetischen Hauptfeldes durch zwei Dipolfelder. *Gerl. Beitr. Geophys.* 75, 191—202, 1966
- LEATON, B. R., S. R. C. MALIN and M. J. EVANS: An analytical representation of the estimated geomagnetic field and its secular change for the epoch 1965.0. *J. Geomagn. Geoelectr.* 17, 187—194, 1965
- MAUERSBERGER, P.: Betrachtungen über die zeitliche Änderung der Parameter des geomagnetischen Feldes auf Grund der vorliegenden Potentialentwicklungen. *Abhandl. Geom. Inst. Potsdam* 5, 1—58, 1952
- MCDONALD, K. L. and R. H. GUNST: An analysis of the earth's magnetic field from 1835 to 1965, ESSA Techn. Rep. IER 46 — IES 1, Boulder, 1967
- NAGATA, T. and T. RIKITAKE: The northward shifting of the geomagnetic dipole and stability of the axial magnetic quadrupole of the earth. *J. Geomagn. Geoelectr.* 14, 213—220, 1963
- WINCH, D. E. and L. SLAUCITAJŠ: Geomagnetic multipoles, 1829 to 1960. *Pure Appl. Geophys.* 63, 121—132, 1966a
- : Geomagnetic multipoles, 1965. *Pure Appl. Geophys.* 65, 95—101, 1966b
- WILHELM, H.: Zeitliche Änderungen des erdmagnetischen Quadrupolfeldes und daraus folgende mögliche Einflüsse auf die Erdrotation, Dissertation D7, Göttingen, 1968

Die Feinstruktur des Brechungsindexfeldes in Höhen zwischen 50 und 2400 m über See

(The fine-scale structure of the refractive-index over sea within the height-interval 50 to 2400 m)

(Vgl. Schwentek, Band 34, p. 123, 1968)

Von H. JESKE, Hamburg¹⁾

Eingegangen am 14. April 1969

Zusammenfassung: Die Streuenausbreitung elektromagnetischer Wellen im Zentimeter- und Dezimeterband ist abhängig vom räumlichen Spektrum der Brechungsindexschwankungen in der Atmosphäre. Über die Bestimmung solcher Spektren mit einem im Flugzeug installierten Mikrowellenrefraktometer wird berichtet, und die Ergebnisse werden mit denen anderer Autoren verglichen.

Die spektrale Intensität der Schwankungen ($\Delta N^2/f$, N = Brechungswert, f = Schwankungsfrequenz) lag über der Helgoländer Bucht im Höhenbereich von 50 bis 2400 m für Turbulenzkörper mit einem Durchmesser von 600 m ($f = 0,1$ Hz) zwischen 0,08 und 10 (N -Einheiten)²/Hz. Für Turbulenzkörper mit einem Durchmesser von 0,6 m (100 Hz) ist mit spektralen Intensitäten von $5 \cdot 10^{-4}$ bis $2 \cdot 10^{-3}$ (N -Einheiten)²/Hz zu rechnen. Die Brechungsindexschwankungen werden besonders groß in Gebieten mit starkem Brechungsindexgradienten — also z. B. an Schichtgrenzen mit starken Feuchteunterschieden. Bei Fehlen von Schichtgrenzen wird eine eindeutige Abnahme der Schwankungen mit der Höhe z beobachtet — etwa proportional z^{-2} bis z^{-1} .

Die Intensität des Spektrums nimmt mit abnehmender Turbulenzgröße l ($\sim l^\alpha$) ab. Der Medianwert des Exponenten beträgt (für 30 Spektren von 1 min Registrierdauer) 1,62 und ist etwas geringer als der bei isotroper Turbulenz geforderte Wert von $5/3$.

Summary: Forward scatter propagation of cm- and dm-waves are governed by the spatial spectra of refractive-index-variations in the atmosphere. The determination of such spectra derived from airborne microwave-refractometer measurements is discussed and the results are compared with those of other authors.

The spectral intensity of the refractivity variations ($\Delta N^2/f$, N = refractivity, f = frequency of the variations) within the height interval 50 to 2400 m over the Bight of Helgoland varies between 0.08 and 10 N -units²/Hz for blobs with diameters of 600 m ($f = 0.1$ Hz), and between $5 \cdot 10^{-4}$ and $2 \cdot 10^{-3}$ for 0.6 m-blobs. The largest variations are located in and near elevated layers with strong refractive index gradients. In zones without layers there is to be seen a definite decrease of intensity with height z ($\Delta N^2 \sim z^{-2}$ to z^{-1}).

The intensity of the spectra decreases with decreasing blob size as l^α (l blob diameter). The median value of the exponent α is 1.62 and thus a bit smaller than $5/3$, as it is predicted for isotropic turbulence.

¹⁾ Dr. HELMUT JESKE, Meteorologisches Institut der Universität, 2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6.

1. Einführung

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen wird entscheidend von den elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Ausbreitungsmediums sowie seinen raum-zeitlichen Strukturen beeinflusst. Die Troposphäre kann für Wellenlängen > 2 cm als ideales, paramagnetisches Dielektrikum angesehen werden. Es gilt streng die Maxwellsche Beziehung $n = \sqrt{\epsilon}$ mit reeller (wellenlängenunabhängiger) Dielektrizitätskonstante ϵ und reellem atmosphärischem Brechungsindex n . Der Schlüssel zum Verständnis aller Ausbreitungsphänomene in der Troposphäre ist somit im Aufbau des atmosphärischen Brechungsindexfeldes (einem atmosphärischen Skalarfeld!) und seinen zeitlichen Variationen gegeben. Für die Ausbreitungsmechanismen der Refraktion, der Wellenleitung und der Reflexion muß der vertikale Brechungsindexverlauf bekannt sein, für Probleme der Streuenausbreitung sind Aussagen über das räumliche Spektrum der Brechungsindexschwankungen in der Atmosphäre erforderlich. Bekanntlich wird das Fernfeld eines Senders (Entfernung etwa größer 300 km bei bodennahen Antennen), insbesondere im Bereich der Zentimeterwellen, durch Vorwärtsstreuung an Brechungsindexinhomogenitäten im gemeinsam von beiden Antennenkeulen erfaßten Volumen (s. Abb. 1) erklärt. In den Theorien der Streuenausbreitung wird nachgewiesen, daß die Stärke der gestreuten Strahlung eng gekoppelt ist mit der Größe der beteiligten Turbulenzkörper und der Intensität ihrer Brechungsindexabweichungen von der Umgebung, d. h. für die Bestimmung des Streufeldes muß das Spektrum der Brechungsindexinhomogenitäten bekannt sein. Setzt man in erster Näherung einen isotropen Schwankungszustand voraus, so folgt für die gestreute Leistung P_{str} am Empfangsort bei eng bündelnden Antennen die Beziehung [s. z. B. TATARSKI 1961]

$$\frac{P_{\text{str}}}{P_0} = \frac{4\pi^4}{\lambda^2 d^2} V \frac{P(k)}{k^2}, \quad (1)$$

wobei die Wellenzahl k des Streukörpers gegeben ist durch

$$k = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\Theta}{2}; \quad (2)$$

Θ stellt den Streuwinkel (s. Abb. 1) dar, P_0 ist die im gemeinsamen Volumen V einfallende Strahlung, λ die Wellenlänge der benutzten Strahlung, d die Entfernung Volumenmittelpunkt—Empfänger und $P(k)$ das (1-dimensionale) Spektrum der Brechungsindexinhomogenitäten. (Anstelle des Spektrums der räumlichen Brechungsindexschwankungen kann zur Charakterisierung des turbulenten Mediums Atmosphäre auch die räumliche Autokorrelationsfunktion oder die Strukturfunktion herangezogen werden [s. TATARSKI 1961]).

Die verschiedenen troposphärischen Streutheorien unterscheiden sich nur in den Auffassungen über die Brechungsindexstruktur der Troposphäre. Die wenigen bisher vorliegenden Messungen außerhalb der bodennächsten Meter (s. Tab. 3 und Ab-

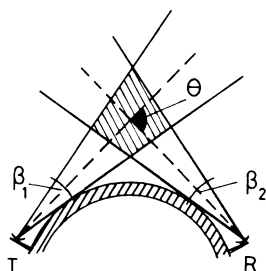


Abb. 1: Geometrie einer Scatterstrecke; β : Halbwertsbreite von Sende- und Empfangsantenne, gestrichelt: Hauptstrahlrichtung; Θ : Streuwinkel; schraffiert: gemeinsames (streuendes) Volumen.

Geometry of a scatter link; β : half beam width of transmitting and receiving antennas; interrupted line: direction of maximum radiation; Θ scattering angle; hatched area: common volume.

schnitt 4.5) reichen nicht aus, um ein allgemein akzeptables Modell für ein Turbulenzspektrum des atmosphärischen Brechungsindexfeldes, insbesondere seiner Höhenabhängigkeit, abzuleiten. In der Praxis (z. B. Planung von Troposcatterverbindungen) behilft man sich daher bei der Bestimmung der Streufeldstärke mit im wesentlichen empirisch abgeleiteten Vorhersageformeln [RICE et al. 1965].

In den letzten Jahren wurden auch Methoden entwickelt, um *indirekt* aus dem Empfangsfeld einer Scatterstrecke [s. z. B. GJESSING 1962, 1964; FEHLHABER und GROSSKOPF 1965] oder aus dem rückgestreuten Echo eines Vertikalradargerätes [GROSSKOPF und FEHLHABER 1965; STRATMANN 1965] Rückschlüsse auf das Turbulenzspektrum des Brechungsindexfeldes (und Windfeldes) zu ziehen. Doch die *indirekten* Verfahren müssen zunächst durch *direkte* Messungen bestätigt werden, denn die Interpretation ist immer an ein atmosphärisches Modell gebunden. Erst wenn durch genügend direkte Messungen dieses Modell gesichert ist, können die indirekten Meßverfahren die direkten Messungen, die insbesondere in größeren Höhen wegen des Einsatzes von Flugkörpern als Instrumententräger recht aufwendig sind und nur sporadisch durchgeführt werden können, voll ersetzen.

Im folgenden werden einige direkte Messungen von Brechungsindex-Spektren, die im Jahre 1962 im Rahmen eines anderen radiometeorologischen Forschungsprogramms des „Instituts für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg“ durchgeführt wurden [s. MÜLLER 1968], diskutiert. Erste Ergebnisse dieser Meßserie wurden bereits von BROCKS [1963] mitgeteilt.

2. Organisatorisches

2.1. Meß- und Registriaufbau

Die Brechungsindexmessungen wurden mit einem Mikrowellenrefraktometer, Typ NBS model 3 A [s. z. B. STRAITON 1964, MÜLLER 1968], das in ein zweimotoriges Allzweckflugzeug der Firma Dornier (Typ Do 28) installiert worden war, durchgeführt.

Der Meßhohlraum des Refraktometers, der von der Luft durchströmt wird und dessen Resonanzverstimmung ein Maß für die Dielektrizitätskonstante bzw. den Brechungsindex der Luft ist, war etwa 1,5 m vor der Propellerebene an einem stromlinienförmigen Träger (s. Abb. 2a, b) montiert. Registriert wurde neben dem Brechungsindex die Temperatur (Widerstandsthermometer, s. Abb. 2a), der statische Druck (zur Höhenbestimmung) und der Staudruck (zur Bestimmung der Fluggeschwindigkeit). Als Registriergerät wurde ein Visicorder der Firma Honeywell, Typ 906 S, benutzt, der bei großem Papiervorschub (bis 1 m/s) die gleichzeitige Aufzeichnung mehrerer

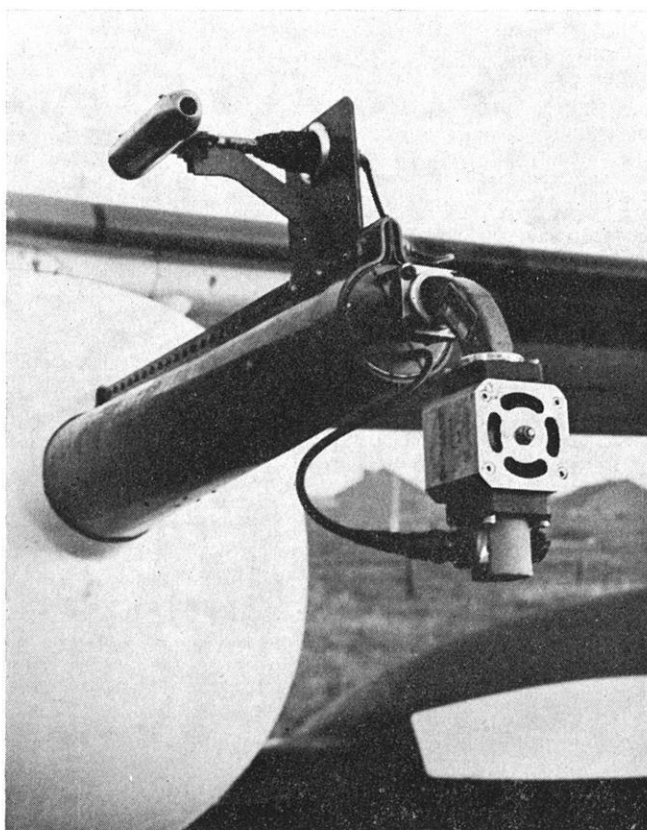


Abb. 2a: Meßhohlraum für die Brechungsindexmessung (Resonator mit nierenförmigen Öffnungen) und Temperaturfühler (oben links, unter dem stromlinienförmigen Zylinderrohr befindet sich ein 0,03 mm dicker auf ein Glimmerkreuz gewickelter Platindraht) an einem aus der Flugzeugnase herausragenden Träger.

Sampling cavity (resonator with kidney-formed gaps) for the refractive index measurements and temperature sensor (upper part left hand, within the stream-lined cylinder tube there is a platinum wire (thickness 0.03 mm) wound up on a mica cross) installed at a girder which stands out from the nose of the airplane.

Meßgrößen mit unverfälschter Amplitude (je nach benutztem Spiegelgalvanometer bis 40 oder 100 Hz) auf photosensitivem Papier gestattete.

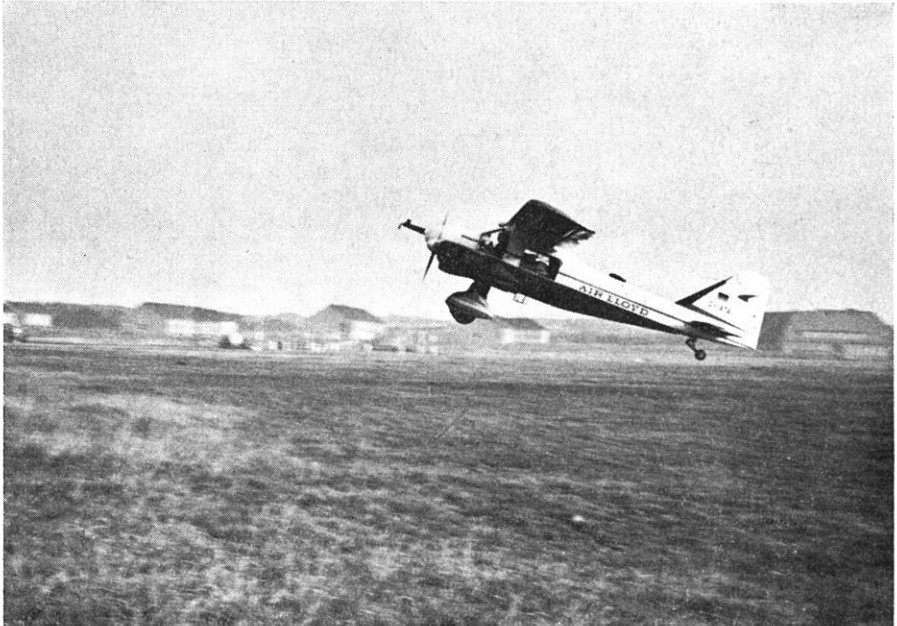


Abb. 2b: Do 28 mit der mit den Meßfühlern bestückten Nase beim Start.

The airplane "Do 28" used with the measuring sensors at the nose of the plane during the take-off.

Die Messungen fanden über der Helgoländer Bucht statt. Zur Bestimmung des Turbulenzspektrums des Brechungsindexfeldes wurden Horizontalschnitte von einer Minute Dauer in verschiedenen Höhen durchgeführt, und zwar jeweils ausgehend vom Feuerschiff Elbe 1 in Richtung auf das Flugfunkfeuer der Helgoländer Düne. Die Fluggeschwindigkeit betrug konstant 60 m/s, d. h. die jeweils zurückgelegte Entfernung war 3,6 km. Vor den Horizontalflügen wurde über dem Feuerschiff Elbe 1 ein Vertikalaufstieg ausgeführt, um genaueren Aufschluß über die vertikale Brechungsindex- und Temperaturschichtung zu erhalten. Dabei schraubte sich die Maschine spiralförmig in die Höhe (Fluggeschwindigkeit ≈ 45 m/s, Steiggeschwindigkeit ≈ 3 m/s, Durchmesser der Spirale ≈ 4 km, Flughöhe 40–3000 m).

3. Auswertung

Den Visicorderregistrierungen wurden in Schritten von $1/40$ Sekunden Brechungsindexwerte entnommen; die höchste erfaßte Schwankungsfrequenz (NYQUISTFrequenz) beträgt somit 20 Hz. Der bei Horizontalschnitten für die Registrierung benutzte Turbulenzgang des Refraktometers stellt praktisch ein Bandpaßfilter dar. Die

Amplituden sind bei 0,2 Hz und 20 Hz bereits um die Hälfte abgesunken. (Ein sog. Profilausgang des Refraktometers — benutzt bei der Messung der vertikalen Profile — erfaßt auch die langsameren Brechungsindexänderungen [s. MÜLLER 1968]).

Für jeden Horizontalschnitt (Kollektiv von 2400 Werten) wurde auf der TR4 des Rechenzentrums der Universität Hamburg nach der Methode von BLACKMAN und TUCKEY [1958] die Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$ definiert durch

$$R(\tau) = \overline{[N(t+\tau) - \bar{N}] \cdot [N(t) - \bar{N}]} \quad (3)$$

(t : Zeit, τ : Zeitverschiebung, N : Brechungswert*), und das Autovarianspektrum $P(f)$, das sich durch FOURIERTRANSFORMATION der Autokorrelationsfunktion (WIENER-CHINTSCHINSCHESCHE BEZIEHUNG) ergibt,

$$P(f) = 4 \int_0^{\infty} R(\tau) \cos 2\pi f\tau \, d\tau, \quad (4)$$

berechnet. Die Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$ wurde durch 200 Funktionswerte (entsprechend einer Maximalverschiebung von 5 Sekunden) angenähert. Die minimal erfaßte Schwankungsfrequenz beträgt damit 0,1 Hz. Die Autokorrelationsfunktion und das zunächst berechnete Variansspektrum sind verfälscht. Das Spektrum wurde jedoch mit Hilfe der bekannten Amplituden-Frequenzcharakteristik des Turbulenzausganges (Filtercharakteristik) korrigiert. Die Registrier- und Auswertetechnik ist so gewählt, daß im benutzten Frequenzbereich bis etwa 10 Hz Faltungseffekte vernachlässigt werden können.

Die Spektren werden im doppelt-logarithmischen Koordinatensystem dargestellt, und zwar die spektrale Varianz $P(f)$ [N -Einheiten²/Hz] als Funktion der Schwankungsfrequenz f (f = Schwankungen pro Flugsekunde). Bei dieser Art der Darstellung erkennt man, ob sich die Varianz, wie allgemein für den hier zur Diskussion stehenden Bereich des Turbulenzspektrums angenommen, in Form von Potenzfunktionen,

$$P(f) = cf^{-\alpha}, \quad (5)$$

approximieren läßt, d. h. daß die Amplituden des Schwankungsquadrates mit der Größe der Turbulenzkörper nach einem Potenzgesetz anwachsen. Bei isotroper, homogener Turbulenz beträgt nach Theorien von KOLMOGOROV und HEISENBERG der Exponent $\alpha = 5/3$.

Die gewonnenen Spektren, die hier als Funktion der Schwankungsfrequenz f dargestellt sind, können umgerechnet werden in Wellenzahlspektren ($k = 2\pi f/u$) bzw. in Spektren der Horizontalausdehnung l der Brechungsindexinhomogenitäten ($l = u/f$),

*) Anstelle des Brechungsindex n wird immer der sog. Brechungswert N , definiert durch $N = (n - 1) \cdot 10^6$, benutzt. N ist mit den meteorologischen Parametern Luftdruck (p [mb]), Lufttemperatur (T [°K]) und Wasserdampfdruck (e [mb]) im Radiowellenbereich verknüpft durch die Gleichung [SMITH u. WEINTRAUB 1953]:

$$N = \frac{77,6}{T} \left(p + \frac{4810}{T} e \right).$$

wenn man die Gültigkeit der TAYLORhypothese [s. z. B. LUMLEY and PANOFKY 1960] voraussetzt. Bei Umrechnungen wird in unserem Fall für die Geschwindigkeit u der Luft gegenüber dem Meßhohlraum die Fluggeschwindigkeit 60 m/s eingesetzt.

Für jedes Spektrum wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate die Neigung (Exponent α in Gl. 5) im doppelt-logarithmischen System bestimmt (im allgemeinen für den Bereich 0,2 Hz bis 10 Hz). Die totale Varianz des Spektrums ΔN^2 zwischen 0,1 Hz und 20 Hz wurden nach der aus Gl. 5 folgenden Beziehung

$$\overline{\Delta N^2} \Big|_{f_1}^{f_2} = \int_{f_1}^{f_2} c f^{-\alpha}, (f_1 = 0,1 \text{ Hz}, f_2 = 20 \text{ Hz}). \quad (6)$$

bzw. ausintegriert

$$\overline{\Delta N^2} = \frac{c f^{1-\alpha}}{\alpha-1} \Big|_{f_1}^{f_2} = \frac{f P(f)}{\alpha-1} \Big|_{f_1}^{f_2} = \frac{f_2 P(f_2)}{\alpha-1} - \frac{f_1 P(f_1)}{\alpha-1} \quad (7)$$

bestimmt.

4. Ergebnisse

4.1. Die vertikale Brechungsindexschichtung während der Meßperiode

Die Vertikalstruktur des Brechungsindexfeldes ist eng gekoppelt mit der herrschenden Wetterlage [KRUSPE 1966, JESKE und KRUSPE 1967]. Während der hier diskutierten Periode vom 15.—19. 10. 62 geriet das Meßgebiet wechselweise in den Einflußbereich antizyklonaler und zyklonaler Bodenstörungen. Vom 14.—18. 10. strömte auf der Nordflanke einer Hochdruckbrücke über Mitteleuropa milde Meeresluft ins Meßgebiet (Nordwestlage). Die Hochdruckbrücke wurde am 18. 10. gespalten. Dadurch kommt es am 19. und 20. 10. an der Nordostflanke des über den Britischen Inseln

Tabelle 1: Meteorologische Beobachtungen auf dem Feuerschiff Elbe 1 zur Zeit der Meßflüge.

Datum 1962	Zeit	T [°C]	T_w [°C]	U [%]	u [m/s]	Richtung	Ri*
15. 10.	9.00	10,4	13,8	68	4,4	SSE	— 0,005
15. 10.	10.00	10,7	13,8	66	3,4	SSE	— 0,004
15. 10.	11.00	11,1	13,8	62	2,5	S	— 0,004
15. 10.	12.00	11,2	13,7	60	3,0	S	— 0,004
17. 10.	9.00	13,4	13,7	78	7,2	WNW	— 0,0001
17. 10.	10.00	13,2	13,6	80	8,1	NW	— 0,0002
17. 10.	11.00	13,7	13,5	79	5,7	W	+ 0,00006.
17. 10.	12.00	13,5	13,5	83	8,1	W	± 0
19. 10.	9.00	11,3	13,4	90	12,7	NW	— 0,0005
19. 10.	10.00	11,8	13,3	83	8,1	NW	— 0,0004
19. 10.	11.00	12,0	13,3	78	8,5	WNW	— 0,0004
19. 10.	12.00	12,7	13,4	78	7,6	WNW	— 0,0003

*) T ist die Lufttemperatur in etwa 6 m Höhe, T_w die Wassertemperatur, U die relative Feuchtigkeit, u die Windgeschwindigkeit und Ri die RICHARDSONSche Zahl in 6 m Höhe als Stabilitätsparameter.

gelegenen Hochs zum Einfließen von Polarluft ins Meßgebiet, wobei zeitweise Niederschläge fallen.

Bei Feuerschiff Elbe 1 lagen z. Z. der Meßflüge die in Tabelle 1 gegebenen Wetterbeobachtungen vor.

Die gemessenen Vertikalprofile des Brechungsindex und der Temperatur sind in Abb. 3a, b, c dargestellt. Allgemein sei hingewiesen auf die Feinstrukturen im Brechungsindexverlauf auf kürzeste Entfernungen, die mit den normalen Radiosonden des Wetterdienstes nicht erfaßt werden.

Am 15. 10. 62 erkennt man zwei markante Grenzschichten in etwa 300 m (Obergrenze der Reibungs- und Konvektionsschicht) und in 1500 m Höhe (Absinkinversion) mit jeweils starkem Feuchterückgang (N -Abnahme von 20–30 N -Einheiten). Durch die zunehmende Labilisierung der advektierten Luftmassen reicht die Mischungsschicht am 17. 10. bis etwa 1300 m Höhe, wo es an der Grenze zur trockenen Warmluft wieder zu einer starken N -Abnahme und Temperaturinversion kommt. Bereits 100–200 m unterhalb der eigentlichen Luftmassengrenze treten starke räumliche Gradienten auf. Am 19. 10. werden keine so markanten Schichtbildungen beobachtet. Der Aufstieg mußte wegen starker Regenwolkenfelder in etwa 700 m Höhe abgebrochen werden.

Einige kleinere Unstetigkeiten im Brechungs- und Temperaturverlauf (nicht alle sind im Vertikalprofil zu erkennen, s. 4.2) sind mit Wolken- und Dunstfeldern verknüpft. Laut Meßprotokoll herrschten am 15. und 17. 10. einwandfreie Meßbedingungen, am 19. 10. wurden die Messungen durch Regenschauer gestört bzw. in größeren Höhen verhindert.

4.2. Überblick über die auftretenden Brechungsindexschwankungen

Am 15., 17. und 19. 10. 1962 wurden in Höhen zwischen 50 und 2500 m drei Horizontalprofile geflogen. Einzelheiten sind der Tab. 2 und den Abb. 3a–c zu entnehmen. In der Spalte „Bemerkungen“ der Tab. 2 sind wichtige Angaben aus dem Flugprotokoll aufgeführt, die aus dem Vertikalprofil, das ja u. U. bis zu einer Stunde vor dem Horizontalschnitt gemessen wurde, nicht zu entnehmen sind. Erfahrungen bei Vertikalaufstiegen haben ferner gezeigt, daß lokale, eng begrenzte Brechungsindexstrukturen („Brechungsindexwolken“) auftreten können, die bei einem Vertikalschnitt nicht erfaßt werden.

Die Abb. 4 gibt eine Zusammenfassung aller gemessenen Varianzspektren. Die Spektralwerte für Frequenzen $> 0,3$ Hz sind durch geometrische Mittelung entstanden, wobei die Intervallbreite jeweils gegeben war durch $f_{i+1}/f_i = 1,07$. Man kann der Abbildung entnehmen, daß das Schwankungsquadrat des (horizontalen) Brechungsindexfeldes bei 0,1 Hz (Durchmesser der Turbulenzkörper etwa 600 m) zwischen etwa 0,08 und 10 [N -Einheiten²/Hz], bei 1 Hz (60 m) zwischen 0,002 und 0,5 [N -Einheiten²/Hz] und bei 10 Hz (6 m) zwischen $5 \cdot 10^{-4}$ und 0,002 [N -Einheiten²/Hz] variiert. Bei Extrapolation auf 100 Hz (60 cm) erhält man eine Variation zwischen

Tabelle 2: Brechungsindexschnitte zwischen 50 und 2500 m Höhe.

Datum 1962	Zeit	Höhe [m]	$P(0,3 \text{ Hz})$	$P(1 \text{ Hz})$	$P(5 \text{ Hz})$	$P(\text{total})$	α	Symbol	Bemerkungen*)	
15. 10.	11.52	56	0,88	0,191	0,017	1,34	1,50	●		
		75	0,80	0,066	0,005	0,45	1,61	●		
		142	0,53	0,069	0,012	0,35	1,45	×		
	11.41	216	0,44	0,079	0,008	0,67	1,60	×		
		265	0,80	0,168	0,013	0,75	1,59	+		
	11.37	331	5	0,801	0,047	9,97	1,84	+		Obergrenze eines starken N -Sprunges
	11.24	487	0,21	0,020	0,002	0,13	1,67	●		
		649	0,11	0,0125	0,004	0,08	1,55	×		
		955	0,06	0,0136	0,0015	0,08	1,37	●		
		1268	0,017	0,0026	0,001	0,03	1,09	●		
	11.13	1580	0,19	0,0094	0,002	0,05	1,40	+		
	17. 10.	10.27	60	0,9	0,169	0,009	1,10	1,67		●
114			0,33	0,056	0,004	0,57	1,69	●		
217			1,6	0,142	0,01	1,37	1,86	+		
10.23		362	0,32	0,034	0,003	0,27	1,55	●		
		485	0,025	0,00465	0,001	0,03	1,22	×		
10.09		666	0,03	0,00295	0,001	0,02	1,62	●		
		740	0,35	0,00664	0,003	1,26	1,88	+	Wolken- untergrenze <i>in der Wolke</i>	
10.02		912	0,038	0,0099	0,003	0,05	1,20	+		
		970	0,32	0,0264	0,004	0,27	2,02	+	Wolken- obergrenze dicht über Wolken- obergrenze über Wolken- obergrenze	
		1065	0,53	0,0307	0,003	0,32	2,09	+		
9.50		1160	0,038	0,0046	0,001	0,05	1,72	+		
9.46		2365	0,033	0,0033	0,0015	0,03	1,66	×		
19. 10.	11.12	55	0,75	0,170	0,014	1,41	1,50	●		
	11.07	80	0,60	0,122	0,009	0,88	1,55	×		
		151	1	0,163	0,012	1,10	1,52	+		
		215	0,25	0,028	0,008	0,16	1,42	●		
		266	0,21	0,028	0,003	0,13	1,53	●		
	10.57	340	0,19	0,02795	0,005	0,12	1,41	×		
		489	0,22	0,0469	0,011	0,22	1,24	×		Wolkennähe

*) Es bedeutet $P(0,3 \text{ Hz})$ etc. den Spektralwert bei 0,3 Hz etc., $P(\text{total})$ ist die totale Varianz $\overline{\Delta N^2}$ zwischen 0,2 und 20 Hz nach Gl. 7, α gibt die Neigung des Spektrums im doppelt logarithmischen System an (s. Gl. 5), und die Symbole charakterisieren die drei gebildeten Untergruppen (● Messungen in einwandfrei schichtfreiem Höhenintervall, + Messungen in der Nähe bzw. in Schichten, × nicht eindeutig).

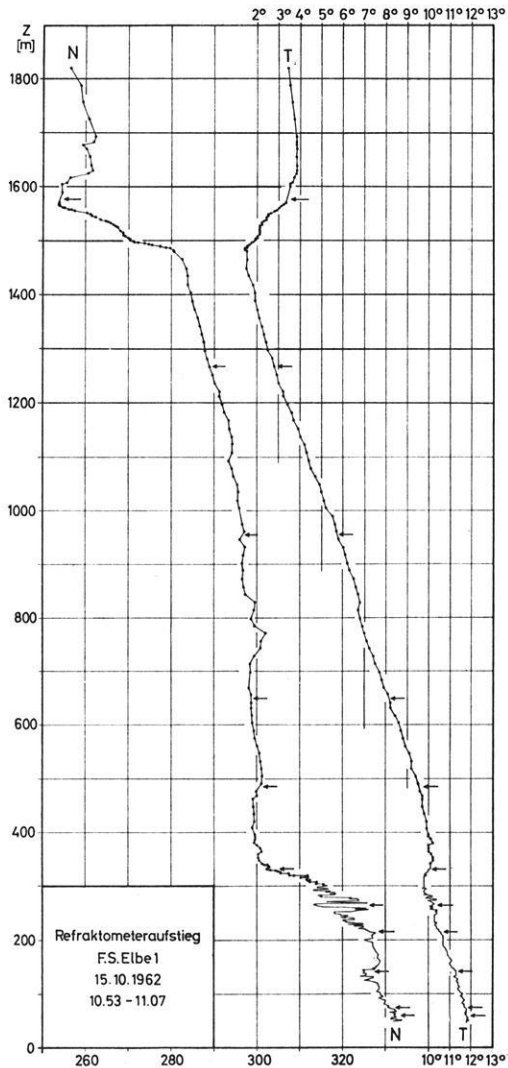


Abb. 3a: Höhenabhängigkeit des Brechwertes und der Temperatur über dem Feuerschiff Elbe 1 am 15. 10. 1962, 10.53—11.07. →: Höhen der Horizontalflüge.

Height-dependence of the refractivity and temperature above light ship Elbe 1, 15/10/1962; 10.53—11.07 h. →: Heights of the horizontal flights.

etwa $5 \cdot 10^{-6}$ und $5 \cdot 10^{-4}$ [N -Einheiten²/Hz]. Die angegebenen Daten stellen gute Anhaltspunkte über wirklich in der unteren Atmosphäre über See auftretende Brechungsindexschwankungen dar.

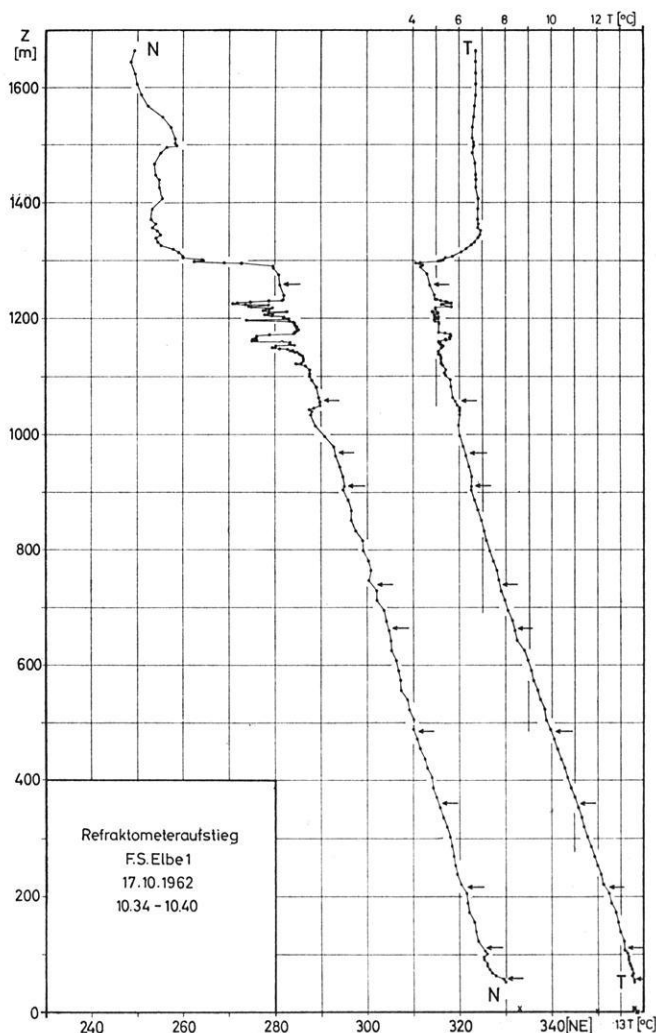


Abb. 3b: Höhenabhängigkeit des Brechungswertes und der Temperatur über dem Feuerschiff Elbe 1 am 17. 10. 1962, 10.34—10.40.

Height-dependence of the refractivity and temperature above light ship Elbe 1, 17/10/1962; 10.34—10.40 h.

Zur weiteren Analyse der Spektren werden zunächst zwei Untergruppen betrachtet und zwar Spektren, die eindeutig in schichtfreien Zonen gemessen wurden (s. Tab. 2 Symbol ●, 12 Fälle) und Spektren, die in oder in der Nähe von Schichtgrenzen des Brechungsindex (+, 10 Fälle), die oft übrigens *nicht* mit Temperaturinversionen gekoppelt sind, gefunden wurden.

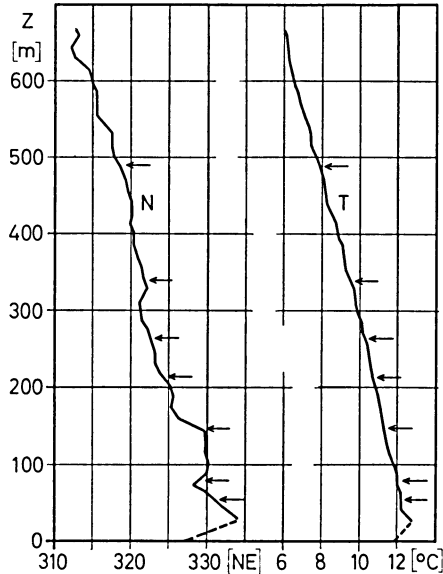


Abb. 3c: Höhenabhängigkeit des Brechwertes und der Temperatur über dem Feuerschiff Elbe 1 am 19. 10. 1962, 10.32–10.42.

Height-dependence of the refractivity and temperature above light ship Elbe 1, 19/10/1962; 10.32–10.42 h.

4.3. Spektren in schichtfreien Zonen

Die Abb. 5 gibt einige ausgesuchte Beispiele, die am 15. 10. 1962 in 56 m, 75 m, 955 m und 1268 m und am 19. 10. 1962 in 266 m Höhe in schichtfreien Zonen gemessen wurden. Den in Abb. 5 und 6 eingezeichneten Spektren liegt eine geometrische Mittelung zugrunde gemäß einer Intervallbreite von $f_{i+1}/f_i = 1,5$. Man erkennt eine eindeutige Höhenabnahme des Schwankungsquadrates. Die totale Varianz (0,2–20 Hz) beträgt in 56 m Höhe 1,3 und in 1268 m Höhe 0,03 [N -Einheiten²/Hz]. Die Neigung der Spektren variiert zwischen $\alpha = 1,09$ (1268 m) und 1,61 (56 m).

In Abb. 6 wurden die an den drei verschiedenen Tagen jeweils in der untersten Höhe (55–60 m) gemessenen Spektren zusammengestellt. Die totale Varianz beträgt in 55 m Höhe 1,41, in 56 m Höhe 1,34 und in 60 m Höhe 1,10 [N -Einheiten²/Hz] bei jeweils leicht instabiler Schichtung (s. auch Tab. 1). Im Bereich zwischen 0,8 und 10 Hz werden die drei Spektren sehr gut durch das $-5/3$ -Gesetz angenähert. Diese Daten können als guter Orientierungswert für Brechungsindexschwankungen in 50–60 m Höhe über See angesehen werden (und wurden bei späteren Messungen bestätigt). Die hier auftretenden relativ großen Schwankungen des Brechungsindexfeldes werden vor allem durch die fast ständig wirksame Verdunstung und die damit verbundenen turbulenten Wasserdampfströme verursacht.

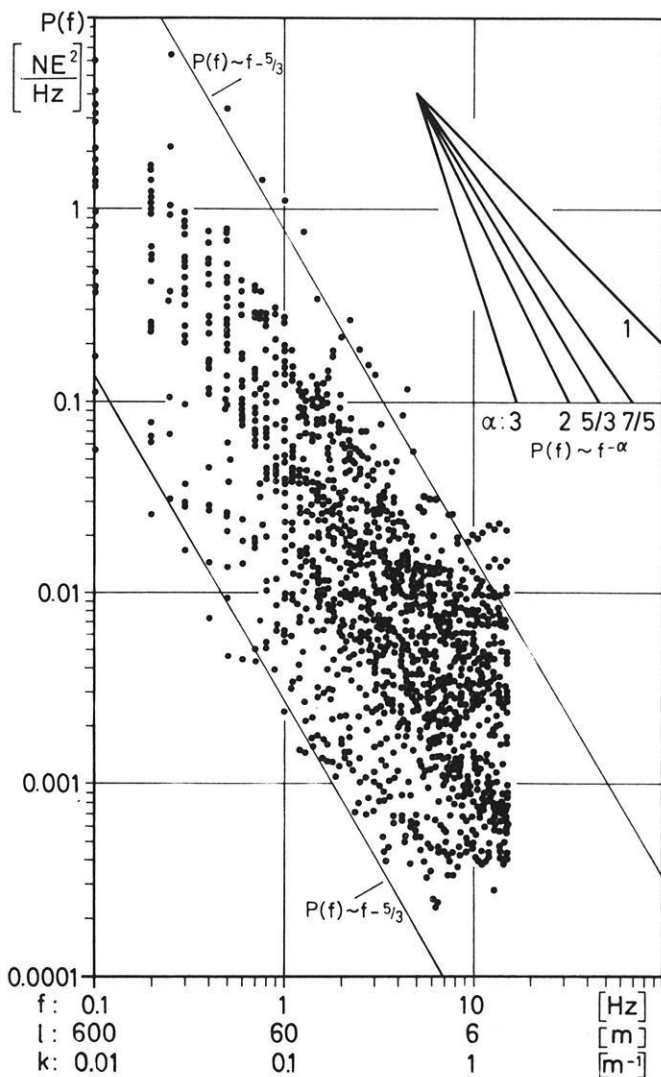


Abb. 4: Spektralwerte des Brechungswertes als Funktion der Schwankungsfrequenz zwischen 55 und 1580 m Höhe über der Helgoländer Bucht am 15., 17. und 19. 10. 1962.

Spectral energy of refractivity as a function of the spectral frequency between the height interval of 55 and 1580 m above the Bight of Helgoland, 15th, 17th, and 19th of Oct., 1962.

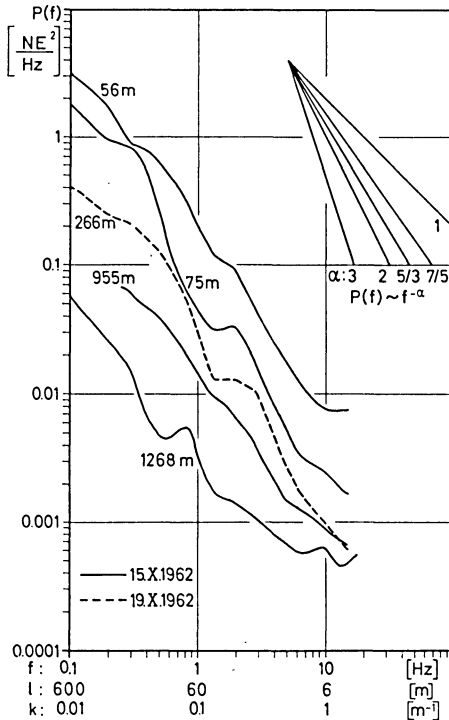


Abb. 5: Spektren der Brechungswertschwankungen in Höhenbereichen *ohne* Schichtgrenzen. Helgoländer Bucht, 15. und 19. 10. 1962.

Refractivity power spectra for height intervals during the absence of layers, Bight of Helgoland, 15th and 19th of Oct., 1962.

4.4. Spektren in oder in der Nähe einer Schichtgrenze

Einige Beispiele hierfür sind in der Abb. 7 zusammengestellt. Das am 15. 10. in 331 m Höhe gemessene Spektrum wurde unmittelbar oberhalb eines kräftigen Brechungsindexsprunges (s. Abb. 3a), das Spektrum am 19. 10. in 151 m Höhe an der Untergrenze eines Brechungsindexsprunges (s. Abb. 3c) gefunden. Im Temperaturverlauf ist lediglich am 15. 10. eine leichte Inversion im betrachteten Höhenbereich zu erkennen. Die eingezeichneten Spektren vom 17. 10. sind in der Nähe von Wolken- grenzen gemessen worden, die im Vertikalprofil nur schwach angedeutet sind. Das am 15. 10. in 1580 m Höhe gewonnene Spektrum wurde direkt *in* einer kräftigen Inversion (s. Abb. 3a) aufgenommen. Sieht man von diesem Spektrum ab, dann fällt auf, daß die Schwankungen jetzt größer sind als in den etwa gleich hohen schichtfreien Zonen. Die Maximalwerte werden in 331 m Höhe am 15. 10. erreicht (totale Varianz 10 [N-Einheiten²/Hz]). Allgemein kann gesagt werden, starke Fluktuationen treten bevorzugt in der Nähe von markanten Brechungsindexschichtungen auf; eine Temperatur-

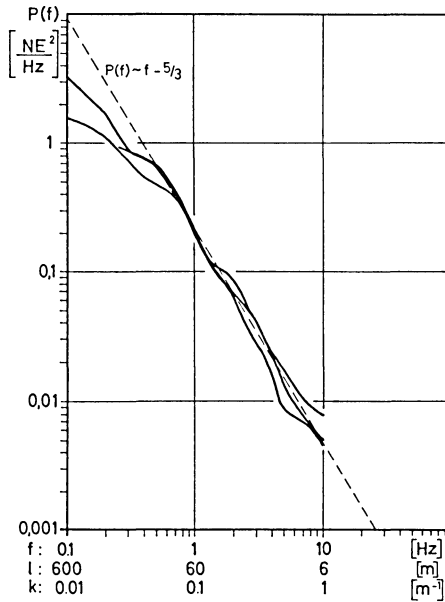


Abb. 6: Spektren der Brechungswertschwankungen am 15., 17. und 19. 10. 1962 in 55–60 m Höhe.

Refractivity power spectra at 15th, 17th, and 19th of Oct., 1962 within the height interval of 55 up to 60 m.

inversion ist dabei nicht Voraussetzung, wohl aber liegt meistens ein Übergang in eine Zone stabiler Temperaturschichtung vor.

Die Neigung der Spektren scheint größer zu sein als im Fall der Messungen in schichtfreien Zonen. Sie schwankt für die in Abb. 7 betrachteten Beispiele — wenn man wieder von der Messung in 1580 m bei stark stabiler Schichtung absieht — zwischen 1,52 und 2,02.

4.5. Allgemeine Ergebnisse und Vergleiche mit Messungen anderer Autoren

In Abb. 8a werden alle Messungen in Form eines Varianz-Höhen-Diagramms zusammengefaßt. Im Einzelfall ist die Höhenabhängigkeit der totalen Varianz (0,2 bis 20 Hz), die ja vor allem durch die Schwankungen des Brechungsindex bei niedrigen Frequenzen (große Turbulenzkörper) bestimmt wird, sehr unregelmäßig, wie man aus dem Verlauf an den drei Meßtagen erkennt. Diese Unregelmäßigkeit ist für unser Gebiet typisch, denn es liegen eigentlich immer Schichtbildungen (Reibungsinversion, Wolken- und Dunstgrenzen, Inversionen infolge von Absinkprozessen oder Advektion) in der unteren Atmosphäre vor. Im Mittel erkennt man aber deutlich eine Abnahme der Varianz mit der Höhe. Es fallen praktisch nur die in der Nähe von markanten Schichtgrenzen gemessenen Werte heraus. Diese starken Brechungsindex-

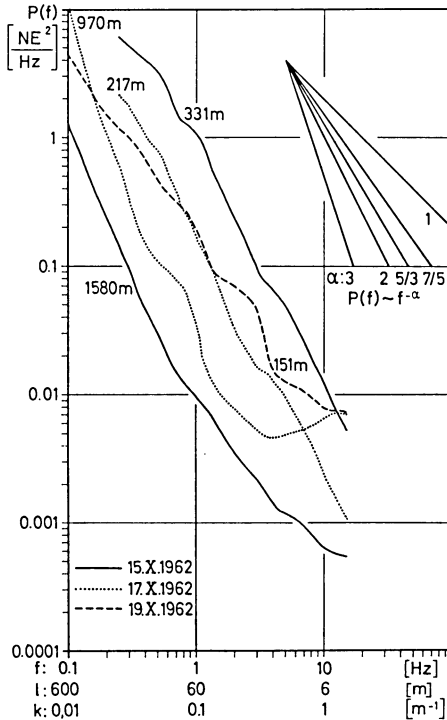


Abb. 7: Spektren der Brechungswertschwankungen in der Nähe von Schichtgrenzen. Deutsche Bucht, 15., 17. und 19. 10. 1962.

Refractivity power spectra near to layer boundaries. Bight of Helgoland at the 16th, 17th, and 19th of Oct., 1962.

fluktuationen in der Nähe von kräftigen Brechungsindexschichtungen wurden bei *allen* Refraktometerflügen gefunden [s. auch STRAITON 1964]. Allgemein scheint es so zu sein, daß — wie theoretisch zu erwarten [TATARSKI 1961, FEHLHABER 1968] — das Schwankungsquadrat mit stärker werdendem Gradienten zunimmt (s. Abb. 9); eine systematische Abhängigkeit vom Temperaturgradienten scheint dagegen nicht zu bestehen. Mit regionalen bzw. klimatologischen Unterschieden der spektralen Eigenschaften muß gerechnet werden [FUKUSHIMA et al. 1966].

In den Theorien der Streuenausbreitung wird nach einer evtl. gesetzmäßigen Höhenabhängigkeit der Brechungsindexschwankungen gefragt. In die Abb. 8 wurden deshalb Geraden eingetragen, die einem bestimmten Exponenten in der allgemein angenommenen Potenzform der Höhenabhängigkeit gemäß Gleichung

$$\overline{\Delta N^2} \sim z^{-\alpha} \quad (11)$$

entsprechen. Die auftretenden Exponenten liegen im wesentlichen zwischen 0,8 und 2. Exponenten zwischen 1 und 2 finden auch FUKUSHIMA et al. [1966] bei Refraktometerflügen in Japan. Die häufig bei Feldstärkeberechnungen gemachte Annahme einer z^{-1} bzw. z^{-2} -Abhängigkeit [RICHARDS 1959] ist also offenbar eine im Mittel (bei

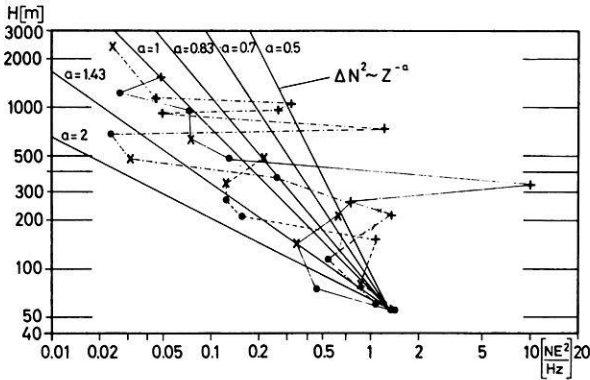


Abb. 8a: Die totale Varianz ($\overline{\Delta N^2}$) zwischen 0,1 und 20 Hz als Funktion der Höhe. Die von rechts unten nach links oben verlaufenden Geraden kennzeichnen einen bestimmten Exponenten a in der Beziehung $\Delta N^2 \sim z^{-a}$. ● schichtfreie Zonen, + Schichtnähe, × nicht eindeutig. — 15. 10. - - - 17. 10. - - - 19. 10. 1962.

Total variance ($\overline{\Delta N^2}$) between the frequency interval of 0.1 up to 20 Hz as a function of height. The straight lines running from the lower right part to the upper left part represent fixed exponents a in the relation $\Delta N^2 \sim z^{-a}$. ● height intervals without layers, + height intervals near to layers, × undefined. — 15th of Oct., - - - 17th of Oct., - - - 19th of Oct., 1962.

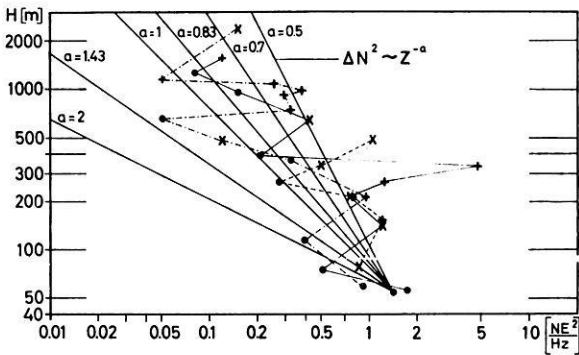


Abb. 8b: Spektralwerte bei 5 Hz als Funktion der Höhe.
Spectral values at 5 Hz as a function of height.

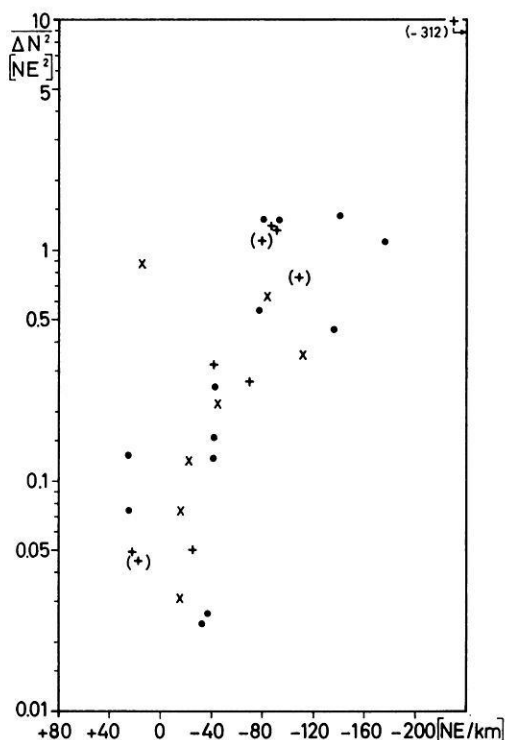


Abb. 9: Die totale Varianz als Funktion des Brechungwertgradienten.

Total variance ($\overline{\Delta N^2}$) as function of the vertical gradient of refractivity.

Fehlen von stärkeren Schichtgrenzen) brauchbare Näherung. Um zu überprüfen, ob evtl. für kleinere Turbulenzkörper, die ja vor allem für die reine Streuung (volume-scattering) verantwortlich sind, andere Gesetzmäßigkeiten gelten, wurde in Abb. 8 b der bei 5 Hz (30 m Bloßdurchmesser) auftretende Spektralwert (dieser Wert wird bei *allen* Spektren noch sicher erfaßt) als Funktion der Höhe aufgetragen. Es scheint tatsächlich so zu sein, daß die Variationsbreite der Exponenten etwas geringer wird (zwischen 0,3 und 1,2). Eine Unabhängigkeit des Schwankungsquadrates von der Höhe, wie sie GOSSARD [1960a, b] im Wellenzahlbereich um $k \approx 1 \text{ ft}^{-1}$ (entsprechend 30 Hz bei uns) findet, kann aber bei Turbulenzkörpern von 30 m noch nicht festgestellt werden. Um diese für die Streuung sehr wichtige Frage zu lösen, muß mit Refraktometern, die bis zu Schwankungsfrequenzen von mehr als 100 Hz eine unverfälschte Registrierung gestatten, gemessen werden. Bis heute gibt es jedoch noch kein Verfahren, das bei hoher Empfindlichkeit ($\approx 0,01 \text{ N-Einheiten}$) sehr schnelle Schwankungen (100 Hz und mehr, da schnelle Instrumententräger — Flugzeug o. ä. —

zur Messung in den relativ hochgelegenen Streuvolumen eingesetzt werden müssen) unverfälscht erfaßt.

Die Neigung der 30 Spektren schwankt bei einem Medianwert von 1,62 zwischen 1,09 und 2,09. (Das würde bei *reiner* Streuenausbreitung, s. Gl. 1, einer Wellenlängenabhängigkeit der gestreuten Leistung im Mittel von $\lambda^{-0,38}$ bei Schwankungen zwischen $\lambda^{-0,91}$ und $\lambda^{0,09}$ entsprechen). Betrachtet man nur die in schichtfreien Zonen gemessenen Spektren, so schwankt α bei einem Medianwert von 1,57 zwischen 1,09 und 1,67; *ohne* die Werte in 955 m Höhe ($\alpha = 1,37$) und 1268 m Höhe ($\alpha = 1,09$) liegt der Medianwert bei $\bar{\alpha} = 1,61$. Die entsprechenden Werte für das in Schichtnähe gemessene Kollektiv sind $\bar{\alpha} = 1,85$ bei einer Schwankung zwischen 1,20 und 2,09. Allgemein scheint bei größerer totaler Varianz häufig eine stärkere Neigung vorzuliegen, worauf auch die von LANE [1968] publizierten Werte, die in Schichtnähe gewonnen wurden, hinweisen ($\bar{\alpha} = 1,9$, s. Tab. 3). Eindeutige Aussagen können an Hand des hier vorliegenden Materials nicht gemacht werden, wie Abb. 10, in der α als Funktion der totalen Varianz dargestellt ist, zeigt. Die gefundenen Neigungen liegen im allgemeinen etwas unterhalb des bei isotroper Turbulenz geforderten Wertes von $\alpha = 5/3$. In Tab. 3 wird eine Zusammenstellung aller bisher in der Literatur bekannt gewordenen Refraktometer-Messungen der spektralen Dichteverteilung des Amplitudenquadrates des atmosphärischen Brechungsindexfeldes von Flugkörpern aus gegeben. Stärkere Abweichungen vom 5/3-Wert wurden (im Mittel) von STRAITON und LANE gefunden, wobei die Untersuchungen von LANE sich speziell mit den Verhältnissen in oder in der Nähe von Schichtgrenzen befassen. Insbesondere findet auch BULL [1966] für ein Kollektiv von 164 (!) Spektren einen Medianwert von $\bar{\alpha} = 1,68$. Diese Messungen wurden an einem Turm in 56 m Höhe über freiem Feld gewonnen.

Für Abschätzungen der bei reiner Streuenausbreitung zu erwartenden Empfangsfeldstärke sollte daher das $-5/3$ -Gesetz (etwa mit den in Abb. 4 gegebenen Spektralwerten) eine gute Näherung sein. Die Schwierigkeit für die Vorhersage der Wellenausbreitungsverhältnisse liegt mehr darin, daß evtl. keine *reine* Streuenausbreitung (volume-scattering) vorliegt, sondern ein anderer Ausbreitungsmechanismus dominiert. Für die Fernausbreitung muß vor allem die diffuse Reflexion (layer-scattering) an der blättrigen Struktur der Atmosphäre in Betracht gezogen werden [s. DU CASTEL 1961].

Eine systematische Änderung der Neigung mit der Höhe (s. Abb. 11) konnte bei unseren Messungen, ebenso wie bei denen von EDMONDS [1960], nicht festgestellt werden. Die von STRAITON et al. [1962] gefundene Abnahme der Neigung mit der Höhe in den Grenzen $\alpha = 3$ (Boden) und $\alpha = 1$ (1500 m Höhe) kann nicht als signifikant angesehen werden. Es liegt nur *eine* Bodenmessung vor; ferner wurde zwischen 300 und 3000 m z. T. ein anderes Meßverfahren — Differenzmessungen zwischen zwei Meßhöhlräumen — verwendet, das systematisch geringere Werte ergab. Allerdings findet auch FUKUSHIMA et al. [1966] bei seinen Flügen (für den Wellenzahlbereich $0,1 < k < 0,6 \text{ m}^{-1}$) in 2,5 km ($\alpha = 0,3$ bis 0,5 im Winter und $\alpha = 0,9$ bis 1,1 im Sommer) immer geringere Neigungen als in 1,5 km ($\alpha = 1,0$ bis 1,4 im Winter und $\alpha = 1,4$ bis 1,6 im Sommer).

Tabelle 3: Refraktometermessungen von Varianzspektren des Brechungsindex von Flugkörpern aus.

Autor/Jahr	Flugkörper	Höhenbereich	Gegend	Anzahl	Neigung α
GOSSARD (1960a/1960b)	Flugzeug	bis 3 km	San Diego	24	gegen 5/3 im Bereich hoher Wellenzahlen
EDMONDS (1960)	Flugzeug	2–6 km	SE-Colorado	15	1,55
STRAITON et al. (1962)*	Ballon	bis 1,5 km	Austin/Texas	31	1,82
FUKUSHIMA et al. (1964/1966)	Hubschrauber/Flugzeug	bis 3 km	Japan	3 größere Anzahl	5/3 0,3–1,6
WICKERTS (1966)	Flugzeug	bis 3 km	Küstengebiet	76	1,74
LANE (1968)	Ballon, Flugzeug	bis 1,5 km	Mittelengland	> 22	1,9
JESKE (1969)	Flugzeug	bis 2,5 km	Helgol. Bucht	30	1,62

*) Diese Messungen wurden mit einem Deamrefraktometer [s. STRAITON 1964], alle anderen mit Mikrowellenrefraktometern ausgeführt.

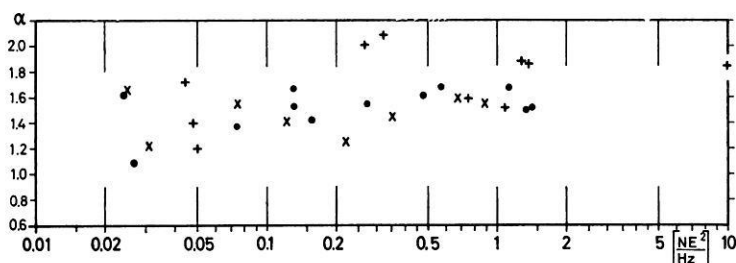


Abb. 10: Die Neigung der Spektren (α in Gl. 5) als Funktion der totalen Varianz ($\overline{\lambda N^2}$).
Slope of the spectra (α in equation 5) as a function of the total variance ($\overline{\lambda N^2}$).

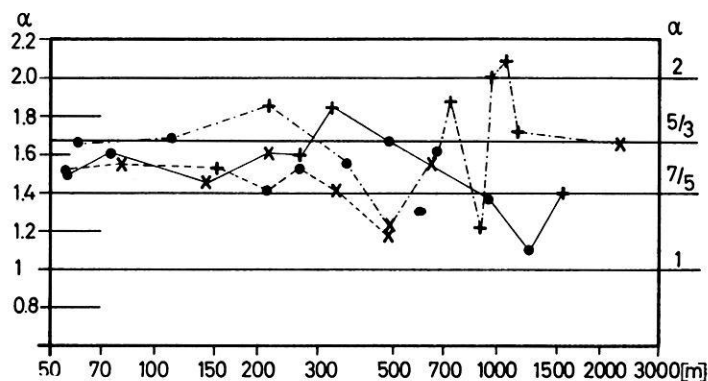


Abb. 11: Die Neigung der Spektren als Funktion der Höhe.
Slope of the spectra as a function of height.

5. Ausblick

Die bisher vorliegenden Feinstrukturmessungen in der freien Atmosphäre reichen nicht aus, um sichere Modellvorstellungen über raum-zeitliche Schwankungen des Brechungsindexfeldes abzuleiten, insbesondere, da auch starke klimatologisch-geographische Unterschiede auftreten. Es ist deshalb zu hoffen, daß diese nur sporadisch durchführbaren *direkten* Messungen bald durch *indirekte* Methoden, die vom Boden aus eine kontinuierliche Beobachtung der Verhältnisse erlauben, ergänzt werden können. Am aussichtsreichsten scheinen Beobachtungen mit Vertikalradargeräten [STRATMANN 1967] zu sein. Bisher ist die Interpretation dieser Messungen jedoch noch nicht eindeutig. Eine kombinierte Meßserie *gleichzeitiger direkter und indirekter Messungen* der entscheidenden Turbulenzgrößen (Schwankungsquadrat, Spektrenneigung etc.) *im gleichen Wellenzahlbereich* könnte die Forschung auf diesem Sektor einen wesentlichen Schritt weiterbringen.

Abschließend sei allen Mitarbeitern und Kollegen, die an der Gewinnung und Auswertung der Messungen beteiligt waren, herzlich gedankt, insbesondere Herrn H. HEIDORN, der die numerischen Berechnungen durchführte. Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. BROCKS, durch dessen Initiative und unter dessen Leitung die radiometeorologischen Untersuchungen ermöglicht wurden.

Literatur

- BEAN, B. R., C. B. EMMANUEL, and R. W. KRINKE: Some spectral characteristics of the radio refractivity in the surface layer of the atmosphere. *Radio Science* 2 (New Series), 503—590, 1967.
- BLACKMAN, R. B., and J. W. TUCKEY: The measurement of power spectra. Dover Publ., New York 1958.
- BROCKS, K.: Models of the troposphere derived from direct measurements of atmospheric refractive index. URSI-Generalversammlung, Tokio 1963, published in: *Progress in Radio Science 1960—1963*, II, 44—59, Elsevier Publ. Comp., 1965.
- BULL, G.: Power spectra of atmospheric refractive index from microwave refractometer measurements. *J. atm. terr. Phys.* 28, 513—519, 1966.
- DU CASTEL, F.: Propagation Troposphérique et Faisceaux Hertiens Transhorizon. Collection Technique et Scientifique du C.N.E.T., Editions Chiron, Paris 1961.
- EDMONDS, F. N.: An analysis of airborne measurements of tropospheric index of refraction fluctuation, *Statistical methods in radio wave propagation*, ed. W. C. Hoffmann, 197—211, Pergamon Press, Inc., New York, 1960.
- FEHLHABER, L.: Technischer Bericht d. Forschungsinstituts d. Fernmeldetechnischen Zentralamtes der Deutschen Bundespost, A 455 TBr 1 (Juli 1967, Darmstadt 1967).
- FEHLHABER, L., und J. GROSSKOPF: Untersuchungen der Brechungsstruktur der turbulenten Troposphäre mit Hilfe einer Korrelationsanalyse des Empfangsfeldes bei Scatterausbreitung. *Nachr. Techn. Z.* 18 (2), 63—70, 1965.

- FUKUSHIMA, M., H. IRIYE, and K. AKITA: Preliminary study of spatial distribution of atmospheric refractive index from aircraft observation. *J. Radio Res. Lab. (Tokyo)* 11, 75—87, 1964.
- FUKUSHIMA, M., H. IRIYE, K. AKITA, and S. MIURA: Statistical survey of atmospheric refractive index. *J. Radio Res. Lab. (Tokyo)* 13, 1—11, 1966.
- GJESSING, D. T.: Determination of permittivity variations in the troposphere by scatter-propagation methods. *Proc. IEE, C* 109, 447—455, 1962.
- : Determination of isotropic properties of the tropospheric permittivity and wind velocity fields by radio propagation methods. *J. Geophys. Res.* 69 (4), 569—581, 1964.
- GOSSARD, E. E.: Power spectra of temperature, humidity and refractive index from aircraft and tethered balloon measurements. *IRE Trans. AP-8*, No. 2, 28—35, 1960 a.
- : Spectra of atmospheric scalars. *J. Geophys. Res.* 64, 2226—2229, 1960 b.
- GROSSKOPF, J., und L. FEHLHABER: Untersuchung der Struktur der Troposphäre mit Hilfe eines Vertikalradars. *Kleinheubacher Berichte* Bd. 10, 19—26, 1964.
- JESKE, H., und G. KRUSPE: Time-space structure of atmospheric refractive index especially obtained by refractometer measurements. *Österr. Z. f. Vermessungswesen, Sonderheft* 25, 1—16, 1967.
- KRUSPE, G.: Untersuchung von Brechungswertschichtungen über See mit einem im Flugzeug installierten Mikrowellenrefraktometer unter besonderer Berücksichtigung meteorologischer Aspekte. *Ber. d. Instituts für Radiometeorologie u. Maritime Meteorologie a. d. Universität Hamburg*, Nr. 11, 1966.
- LANE, J. A., and G. W. PALTRIDGE: Small-scale variations of radio refractive index in the troposphere (Part 2, Spectral characteristics). *Proc. IEE* 115 (9), 1235—1239, 1968.
- LUMLEY, J. L., and H. A. PANOFSKY: The structure of atmospheric turbulence. Interscience Publishers, New York 1964.
- MÜLLER, H.: Messungen der Brechungsindex- und Temperaturschichtung im Bereich von Richtfunkstrecken. *Ergebnisse von Flugzeugaufstiegen über der Deutschen Bucht. Ber. d. Instituts für Radiometeorologie u. Maritime Meteorologie a. d. Universität Hamburg*, Nr. 12, 1968.
- RICE, P. L., A. G. LONGLEY, K. A. NORTON, and A. P. BARSIS: Transmission loss prediction for tropospheric communication air units. *NBS Technical Note* 101, I (Publication of the National Bureau of Standards, Boulder, Colorado), 1965.
- RICHARDS, E. G.: The estimation of transmission loss in the trans-horizon region. *Proc. IEE Symposium on long-distance propagation above 30 Mc/s*, 28th January, 1958 (Paper No. 2521R of the Institution of Electrical Engineers, London), 177—183, 1958.
- SMITH, E. K., and S. WEINTRAUB: The constants in the equation for atmospheric refractive index at radio frequencies. *Proc. IRE*, 41, 1035—1037, 1953.
- STRAITON, A. W.: Measurement of the radio refractive index of the atmosphere. In: *Advances in Radio Research*, I, Academic Press, New York 1964.
- STRATMANN, E.: *Ergebnisse der Troposondenmessungen in Darmstadt. Kleinheubacher Berichte* Bd. 12, 131—138, 1967.
- TATARSKI, V. J.: Wave propagation in a turbulent medium. (Translated from Russian by R. A. Silverman.) McGraw-Hill Book Comp., Inc., New York 1961.
- WICKERTS, S.: On the fine structure of the refractive index field (in schwedisch). *Rept. No. FOA 3, A 660*, Electronics Dept., Research Institute of National Defense, Stockholm 1966.

Briefe an den Herausgeber

Bemerkungen zum Artikel von E. SCHENK: „Über die Magnetisierung der Tuffe und Paläosole im Paläovulkan des Vogelsberges“¹⁾

Von W. A. GOSE, Dallas²⁾

Eingegangen am 25. April 1969

In dem Artikel „Über die Magnetisierung der Tuffe und Paläosole im Paläovulkan des Vogelsberges“ [SCHENK] schließt der Autor aus seinen Meßdaten, daß das Erdmagnetfeld im gesamten Miozän von normaler Polarität war. Die inverse Magnetisierung etlicher Basalte dieser Zeitspanne, so folgert der Autor weiter, muß damit eine andere Ursache als eine Feldumkehr haben. Diese Schlußfolgerungen stehen im Gegensatz zu vielen veröffentlichten Daten. Es erscheint deshalb angebracht, SCHENKS Arbeit einer kritischen Prüfung zu unterziehen.

Eine inverse Magnetisierung ist an vielen miozänen Basalten beobachtet worden [u. a. BECK, ROCHE, SCHULT, WATKINS]. Alle diese Autoren schließen aus ihren Daten auf eine Feldumkehr. SCHENK sagt ja selbst in seiner Einleitung: „Es läßt sich jedoch zeigen, daß die inverse natürliche Remanenz der Basalte nicht durch eine Selbstumkehr erklärt werden kann.“ Der Autor schließt also eine Selbstumkehr wie auch eine Feldumkehr als Ursache der inversen Magnetisierung aus. Es wäre interessant zu wissen, welche Erklärung der Autor vorschlägt.

Die große Streubreite in der Inklination der feinkörnigen Tuffe erklärt der Autor durch Turbulenz im Wasser während der Ablagerung. Niemand wird leugnen, daß dieser Effekt besteht. Wenn er jedoch so dominierend wäre, wäre es dann nicht verwunderlich, daß die Magnetisierungsrichtungen in Sedimenten so gut mit gleichaltrigen Vulkangesteinen übereinstimmen? Daß Messungen an Sedimenten aller Arten, Alter und Kontinente in sich selbst konsistent sind?

¹⁾ Contribution No. 96, Geosciences Division, Southwest Center for Advanced Studies, Dallas, Texas.

²⁾ WULF ACHIM GOSE, Southwest Center for Advanced Studies, P.O. Box 30365, Dallas, Texas 75230, USA.

Es läßt sich recht einfach zeigen, daß die Temperatur eines Lavafusses am Kontakt nur die Hälfte der Intrusionstemperatur ist [JAEGER]. Eine thermische Ummagnetisierung kann also nur nahe am Kontakt erfolgen. Das geht auch aus den angegebenen Daten klar hervor. In den Bohrungen 21, 34 und 58 sind nur die kontaktnächsten Proben im gleichen Sinne wie der benachbarte Basalt magnetisiert. Die Behauptung: „Eine einheitliche umgekehrte Magnetisierung von Tuffen und Paläosole tritt nur als Folge der Wiedererhitzung durch umgekehrt magnetisierte Intrusivbasalte auf“ läßt sich selbst mit den angegebenen Daten nicht halten.

In der Tatsache, daß Basalte des Miozäns sowohl normale wie auch inverse Magnetisierungen zeigen, sieht der Autor ein Argument gegen eine Feldumkehr. Diese Begründung wäre schwer zu widerlegen, wenn das Erdmagnetfeld im Miozän einer Polarität gewesen wäre. Doch das ist nicht der Fall. So haben z. B. BECK [1962] und WATKINS [1965] klar gezeigt, daß diese Zeitspanne durch zahlreiche Reversionen gekennzeichnet ist. Aus der Veröffentlichung von HEIRTZLER, DICKSON, HERRON, PITTMANN und LE PICHON [1968] geht hervor, daß im Miozän 28 Reversionen stattfanden, also etwa eine Reversion alle 700000 Jahre. Eine Zeitspanne wie das Miozän ist für viele geologische Probleme eine hinreichend kleine Zeiteinheit. Für paläomagnetische Korrelation dagegen benötigt man eine Genauigkeit von besser als eine Millionen Jahre. Eine so genaue Korrelation gibt der Autor für die zitierten Beispiele nicht an. Damit entbehrt auch diese Schlußfolgerung ihrer Basis.

Literatur

- BECK, M. E.: Paleomagnetism of a Thick Tertiary Volcanic Sequence in Northern California. Air Force Cambridge Research Lab., 62, 821, 1962
- HEIRTZLER, J. R., G. O. DICKSON, E. M. HERRON, W. C. PITTMAN, III, und LE PICHON: Marine Magnetic Anomalies, Geomagnetic Field Reversals, and Motions of the Ocean Floors and Continents. J. Geophys. Research 73 (6), 2119—2136, 1968
- JAEGER, J. C.: Thermal Effects of Intrusions. Rev. Geophys. 2 (3), 443—466, 1964
- ROCHE, A.: Sur l'origine des inversions d'aimantation constatées dans les roches Auvergne. Ac. Sci. (Paris), Comptes Rendus 236, 107—109, 1953
- SCHENK, E.: Über die Magnetisierung der Tuffe und Paläosole im Paläovulkan des Vogelsberges. Z. Geophys. 34, 567—598, 1968
- SCHULT, A.: Über die Magnetisierung der Basaltvorkommen in der Umgebung von Göttingen. Z. Geophys. 29 (1), 1—20, 1963
- WATKINS, N. D.: Paleomagnetism of the Columbia Plateaus. J. Geophys. Research 70, 1379—1406, 1965

Briefe an den Herausgeber

Die Magnetisierung von Tuffen und Paläosolen

Stellungnahme zu den Bemerkungen von W. A. GOSE

Von E. SCHENK, Hungen/Gießen¹⁾

Eingegangen am 20. Mai 1969

Die Meßdaten, also die physikalischen Werte, die meinen Untersuchungen [SCHENK 1968] zugrunde liegen, sind nicht das entscheidende Moment für meine Schlußfolgerung, daß die inverse Magnetisierung eine andere Ursache haben muß als eine Feldumkehr. Entscheidend sind vielmehr die geologischen Beziehungen zwischen den Tuffschichten untereinander und zu den Basaltkörpern.

Die untersuchten Proben sind, wie ich beschrieb und in einer Karte [SCHENK, Abb. 1] zeigte, aus der gesamten Höhe des Vulkangebäudes zwischen rd. — 100 m NN und rd. + 800 m NN entnommen. Sie umfassen also eine Vulkanitfolge von rd. 900 m. Die Tuffe und Tuffite haben daran einen statistischen Anteil von rd. 25% = rd. 225 m. Diese aschenförmigen Förderprodukte wurden nach ihrem Wege durch die Luft als Tuffite primär und nach Transporten durch fließende Wässer „sekundär“ im ruhigen Wasser der aquitanen Meeresbuchten und Lagunen und später auch in Kraterseen usw. abgelagert, dagegen als Tuffe unmittelbar aus der Luft auf das feste Land. Aus den Lagerungsverhältnissen und der Petrographie ergibt sich klar, daß diese Aschenschichten während der ganzen Zeit der vulkanischen Tätigkeit gebildet wurden, aber auch von jüngeren Basaltschmelzen intrudiert, d. h. nicht nur in der vertikalen Richtung, sondern im Untergrund auch horizontal durchsetzt worden sind (Subfusionen, Sills etc.), während gleichzeitig Lavaströme sich über eine höher gelegene Landoberfläche des Vulkangebäudes ergossen. Zwar liegt an der Basis der Vulkanitabfolge im Vogelsberg eine 50—100 m mächtige, fast geschlossene Folge von Tuffiten und Tuffen, doch ist trotzdem infolge der Intrusionen, Subfusionen etc. die Tuffmächtigkeit gut verteilt im gesamten Profil zwischen Basis und Gipfel des Paläovulkans, wie auch die geologischen Karten und Bohrregister ausweisen. Demnach ist auch die Probenentnahme als gut verteilt anzusehen.

¹⁾ Dr. ERWIN SCHENK, Geologische Forschungsstelle im Zweckverband Oberhessische Versorgungsbetriebe, 6303 Hungen, Niddaer Straße 2.

Die Aschen sind nun stets an der Erdoberfläche abgelagert worden. Dabei wurden sie stets dem jeweils herrschenden erdmagnetischen Feld ausgesetzt. Soweit sie keine thermische Metamorphose mit Temperaturen über dem Curiepunkt der Magnetisierung durch Intrusionen und Effusionen erfahren haben, zeigen sämtliche bisher untersuchten Proben solcher Aschenschichten eine normale Magnetisierung. Die Wahrscheinlichkeit, daß primär invers magnetisierte Tuff- und Tuffitschichten der Beobachtung entgangen seien, ist also ganz geringfügig, im vielfach durchbohrten tiefen Teil des Vulkangebäudes eigentlich ausgeschlossen. Demnach kommt man nicht umhin, eine normale Polarität des erdmagnetischen Feldes für die Zeit der vulkanischen Tätigkeit im Vogelsberg zu postulieren, d. h. für die Zeit vom Aquitan bis zum Torton-Sarmat, obwohl in dieser Zeit auch sehr viele invers magnetisierte Basaltkörper gebildet worden sind.

Dieses Ergebnis wird nun auch noch wesentlich in eindeutigem Sinne gestützt durch die Befunde an den invers magnetisierten Tuffen. Sie wurden bisher nur dort festgestellt, wo invers magnetisierte Basaltlager nach dem Liegenden und Hangenden hin eine thermische Einwirkung ausgeübt hatten. Solche Einwirkung ist, wie auch Herr GOSÉ bemerkt, längst bekannt und vielfach auf wenige Zentimeter und Dezimeter beschränkt. Intrusionsschmelzen aber, die tief im Untergrund der Vulkane gleichzeitig in das Liegende und Hangende von Vulkaniten (einschließlich der Tuffe und Tuffite) eingedrungen sind, haben je nach ihrer Mächtigkeit, Tiefenlage und insbesondere bei Verbindung zum aktiven Förderschlot sehr lange thermische Einwirkungszeiten und können und müssen daher auch tiefreichende Aufheizungen bis über den Curiepunkt der Magnetisierung zur Folge haben. Die Aufheizung währt und wächst umfangmäßig so lange, wie die Zufuhr thermischer Energie andauert. Mit ihrem Ende beginnt die Erkaltung. Die schwankende magnetische Intensität über aktiven Vulkanen, wie dem Kilauca, gibt u. a. davon beredetes Zeugnis.

Das wiederabkühlende und erstmalig abkühlende Gestein nimmt bei der Unterschreitung des Curiepunktes seiner magnetischen Mineralien diejenige magnetische Richtung auf, die örtlich von außen einwirkt. Dies ist nach fast unzähligen Befunden sehr oft (schätzungsweise in 30—40% der Fälle im Vogelsberg-Paläovulkan) eine inverse Richtung gewesen. Mehr aber wissen wir doch in der Tat überhaupt nicht. Viele Autoren haben aber wohl vergessen, daß die Feldumkehr der Erde eine Hypothese ist. Gegen sie sprechen die Befunde, die ich in meiner Arbeit mitgeteilt habe, und die nur wenige Beispiele von sehr vielen sind aus einer Serie von heute etwa 7000 vermessenen Proben von Vulkaniten.

Wie diese inverse Magnetisierung zustande kommt, ist also ein Problem, das noch zu lösen ist. Sie im Vogelsberg-Paläovulkan auf die Zeiten zwischen der Ablagerung von Tuffiten und Tuffen und die Förderung von Basaltschmelze, d. h. Lavaströmen zu beschränken, geht einfach nicht an, denn das würde bedeuten, daß die Feldumkehrungen von heute auf morgen, bzw. von Stunde zu Stunde, erfolgt wären, d. h. z. B. in den Augenblicken, wo die einen Ausbruch einleitende Förderung von Aschen abgelöst wurde von der Lavaeffusion.

Ein Gegenbeweis zu meinen Schlußfolgerungen wäre doch nur die Feststellung von inverser Magnetisierung primär abgelagerter thermisch unbeeinflußt gebliebener Tuffe. Dabei müßte aber gleichzeitig festgestellt sein, daß die inverse Magnetisierung nicht auf die Mechanik der Ablagerung zurückgeführt werden kann. Sie muß also für die ganze Tuffschicht in ihrer horizontalen Verbreitung gesichert sein und nicht nur in einer lokalen Probe. Diesen Gegenbeweis habe ich seit Jahren gesucht, aber nicht gefunden und deshalb nach einem ersten Bericht vor 4 Jahren (auf dem INQUA-Kongreß in Denver 1965) und vielen Diskussionen im kleinen Kreis es für notwendig gehalten, meine gesicherten Befunde zu veröffentlichen. Daß im Miozän 28 oder auch weniger oder mehr Reversionen stattgefunden haben sollen, ist eine reine und m. E. unhaltbare theoretische Fiktion, wie ich noch, auch in dieser Zeitschrift, zeigen zu können hoffe. In Anbetracht der außerordentlichen Fülle der paläomagnetischen Beobachtungen, des Aufwandes an Zeit und Kosten und der Reichweite der Deutung paläomagnetischer Daten auf dem geologischen Sektor, erscheint mir eine solche Diskussion sehr wichtig und erwünscht.

Literatur

SCHENK, E.: Über die Magnetisierung der Tuffe und Paläosole im Paläovulkan des Vogelsberges. Z. Geophys. 34, 567—598, 1968

Buchbesprechung

Alfred WEGENER: *The Origin of Continents and Oceans*. Translated from the Fourth Revised German Edition by J. BIRAM Dover Publications, Inc., New York, \$ 2.—, paperback

In contrast to earlier English editions, this book is a complete English translation of the last German edition of the well-known book, which still had been revised by WEGENER. The first edition appeared in 1915, in 1928 WEGENER decided, after the completion of the 4th edition, that it would surpass the capacity of an individual to digest the complete relevant literature in one future revised edition as it would multiply "snowballing". At that time he called up geodetic surveyors, geophysicists, geologists, paleontologists, zoogeographers, phytogeographers and paleoclimatologists, to concern themselves with the problems raised by him. — Meanwhile paleomagneticians, theoretical physicians, astronomers, mathematicians, oceanographers and geochemists have joined the group.

It was a good idea of Dover Publications, New York, to publish this book just now in a new translation, because once again one is in the middle of scientific discussions about the idea of the "Continental Drift". Many an item in this book has now the same actuality as 40 years ago, others have meanwhile been corrected or other ideas have been added. Also he who repeatedly has read this book is always impressed anew of the fact how much WEGENER understood to find essential indications from the most different disciplines of natural science in favour of this theory. He did not hesitate at breaking with a great number of deeply-rooted views, so for instance that of the contraction of the Earth and the theory of land bridges. What nowadays is of general validity, was predicted by him, i. e. that there must exist an oceanic and a continental crust.—The reader of this book, therefore, experiences the formation of a new philosophy for important fields of geology, and it is pointed out to him how important a broad insight into branches of the natural sciences contacting each other can be.

H. CLOSS

Kurzmitteilung

Alfred WEGENER-Nachlaß

Frau Else WEGENER geb. KÖPPEN stiftete der Bibliothek des Deutschen Museums WEGENERS Tagebücher seiner Grönland-Reisen und Korrespondenz Alfred WEGENERS und Wladimir KÖPPENS mit bedeutenden Wissenschaftlern ihrer Zeit wie z. B. BRÜCKNER, MILANKOVIČ.

Es finden sich darin wichtige Dokumente über die Kontinentalverschiebungstheorie und beider Arbeiten über meteorologische Probleme sowie über klimatologische Fragen früherer Erdperioden.

Thesaurus Mathematicae

Neudrucke wichtiger mathematischer Werke

Reprints of important mathematical works

Band 1: E. HEINE

Handbuch der Kugelfunctionen. Theorie und Anwendungen.
2nd, revised edition. 2 in 1 Volume. 1887–1881. Reprint 1961. XVI, 484 and
XII, 380 pages. Cloth bound DM 78.– (\$ 19.50)

Band 2: H. MINKOWSKI

Diophantische Approximationen. Eine Einführung in die
Zahlentheorie.
1907. Reprint 1961. 235 pages. Cloth bound DM 27.– (\$ 6.75)

Band 3: M. CHASLES

Traité des section coniques faisant suite au traité
de géométrie supérieure.
Part I (all published). 1865. Reprint 1962. XII, 368 pages. Cloth bound
DM 56.– (\$ 14.–)

Band 4: K. WEIERSTRASS

**Formeln und Lehrsätze zum Gebrauch der elliptischen
Funktionen.**
Ed. by H. A. Schwarz. 2. edition. 1893. Reprint 1962. 96 pages. Cloth bound
DM 22.– (\$ 5.50)

Band 5: C. F. GAUSS

Abhandlungen zur Methode der kleinsten Quadrate.
VIII, 208 pages. 1887. Reprint 1964. Cloth bound DM 26.– (\$ 6.50)

Band 6: H. HASSE

Vorlesungen über Klassenkörpertheorie.
1967. 275 pages. Cloth bound DM 90.– (\$ 22.50)

Band 7: A. CLEBSCH u. P. GORDAN

Theorie der Abelschen Functionen.
1866. Neudruck 1967. 333 Seiten. Leinen DM 48.– (\$ 12.–)



Physica-Verlag · Würzburg · Wien



Complicated geological features

of prepermian age are routine
work for our Data Center.
PRAKLA supplies experienced personnel,
accuracy in data gathering,
and problem tailored software.



PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767 · PHONE: 8 07 21 · TELEX: 92 2847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Kuala-Belait · Madrid · Milan · Rio de Janeiro · Tehran · Tripoli · Vienna