

# Zeitschrift für Geophysik

Band 37

1971

Heft 4

## Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: MENZEL, H.: Tiefseekuppen . . . . .	595
MÜNCH, J., und W. DEMPEWOLF: Die Ablage der Orientierungsrichtung des Satelliten Azur von der Richtung des erdmagnetischen Feldes . . . . .	627
GHAZI, A., et al.: Studies on Total Ozone over Cologne . . . . .	641
WEIDELT, P.: The Electromagnetic Induction in Two Thin Half-Sheets . . . . .	649
ENGELHARD, L.: Geoelektrische und magnetische Messungen im Nördlinger Ries . . . . .	667
SCHLEUSENER, A., and W. TORGE: Investigations of Secular Gravity Variations in Iceland . . . . .	679
JELITTO, R. J.: Vorbemerkungen zum Artikel von G. Borm über den Schwimmzustand bei sehr großen Massen . . . . .	703
BORM, G.: Über den Schwimmzustand bei sehr großen Massen . . . . .	707
GRAFAREND, E.: Isotropietests von Lotabweichungsverteilungen in Westdeutschland I . . . . .	719
THYSSEN-BORNEMISZA, S., and W. R. JACOBY: Vertical Gradients of Gravity for Areal Density Contrast Exploration . . . . .	735
Briefe an den Herausgeber:	
MAJUMDAR, R. K., and S. H. RAO: An Alignment Chart for Gravity Elevation Correction . . . . .	743
THYSSEN-BORNEMISZA, S., and E. GROTEN: Principle of an Absolute Gravity Meter and Gradiometer System . . . . .	747
<i>In memoriam</i> ALFRED EHMERT . . . . .	751
Buchbesprechungen . . . . .	754



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

# ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Münster i. W. (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — Th. Krey, Hannover —  
E. A. Lauter, Kühlungsborn — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller,  
Zürich — H. Reich, Göttingen — U. Schmucker, Göttingen — M. Siebert, Göttingen — H. Soffel, München

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.

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.

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung. Bei deutschsprachigen Aufsätzen und Briefen werden Titel der Arbeit und Abbildungsunterschriften zusätzlich in englischer oder französischer Sprache 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 Maschinschrift 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: Gravimetrmessungen 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) 105,— 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.

Dem Heft liegt ein Prospekt des Physica-Verlags, Würzburg-Wien bei.

---

Bekanntmachung lt. Boyer. Pressegesetz; Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5.  
Pers. haft. Ges., Arnulf Liebig und Hildgund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebig, Würzburg

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1971

# Tiefseekuppen<sup>1)</sup>

## Seamounts<sup>1)</sup>

H. MENZEL, Hamburg<sup>2)</sup>

Eingegangen am 16. März 1971

*Zusammenfassung:* Die Morphologie von Tiefseekuppen und ihre geographische Verteilung werden beschrieben. Dann kommen die aus geophysikalischen Untersuchungen gewonnenen Ansichten über Entstehung und Formung vulkanischer Kuppen zur Darstellung. Auch die Verhältnisse an nicht-vulkanischen Kuppen werden erörtert. Die gravimetrischen und die magnetischen Untersuchungen an Tiefseekuppen erfahren eine besondere Behandlung. Es zeigt sich, daß geophysikalische Untersuchungen an Tiefseekuppen von großer Bedeutung für die Beurteilung der Hypothese vom „sea-floor-spreading“ sind und auch Beiträge zu Problemen der Plattentektonik leisten können.

*Summary:* Morphology and geographical distribution of seamounts are described. Views on genesis and formation of volcanic seamounts as derived from geophysical measurements are outlined. Also non-volcanic seamounts are dealt with. The gravimetric and magnetic investigations of seamounts are discussed in some detail. It results that geophysical observations on seamounts are important concerning problems of the sea-floor-spreading hypothesis and plate tectonics.

### Die Morphologie der Tiefseekuppen

Unter Tiefseekuppen versteht man Berge im Meere, die vom Boden der Tiefsee oft bis nahe zur Wasseroberfläche hinaufreichen. Ganz streng genommen werden nur diejenigen submarinen Erhebungen als Kuppen bezeichnet, deren Höhe mindestens 700 bis 1000 m beträgt und deren Gipfelniveau wenigstens 200 m unter dem Meeresspiegel liegt. Befindet sich der Gipfel in geringerer Wassertiefe, so nennt man das Gebilde eine Bank. Die Unterscheidung der Begriffe „Kuppe“ und „Bank“ werden wir im folgenden als hier unerheblich außer Betracht lassen. Es ist wohl auch richtiger, den Begriff „Bank“ nur für die auf dem Schelf liegenden Kuppen zu gebrauchen.

Eine andere Unterscheidung scheint allerdings von Belang zu sein. Man findet nämlich Tiefseekuppen mit rundem oder auch spitzem Gipfel und andere, deren Gipfelniveau eine mehr oder weniger ebene Fläche bildet. Die letzteren sind also submarine

---

<sup>1)</sup> Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

<sup>2)</sup> Prof. Dr. HEINZ MENZEL, Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg, 2 Norderstedt 1, Am Hochsitz 4.

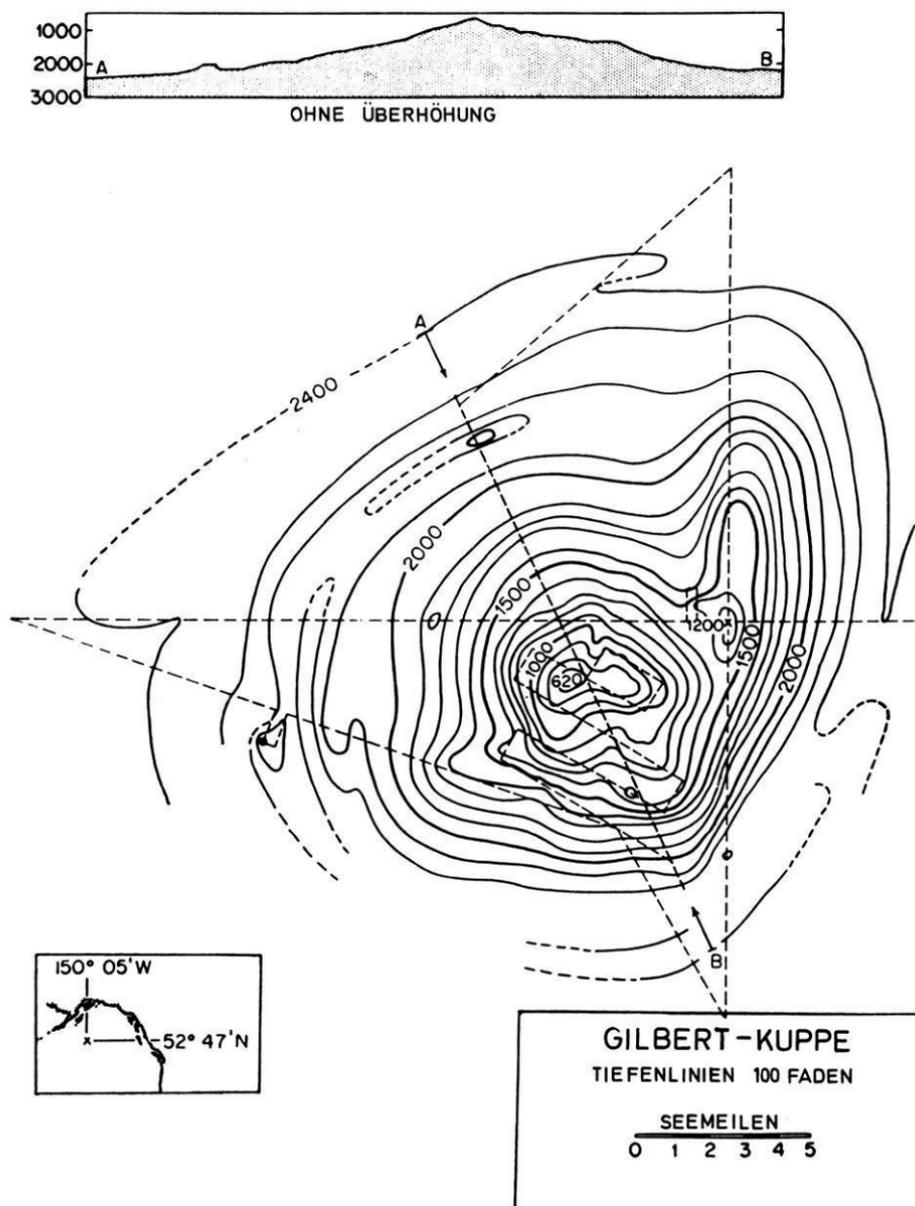


Abb. 1: Die Gilbert-Kuppe, ein Seamount im Nord-Pazifik, 53°N 150°W (MENARD et al 1963)

Gilbert Seamount in the North Pacific

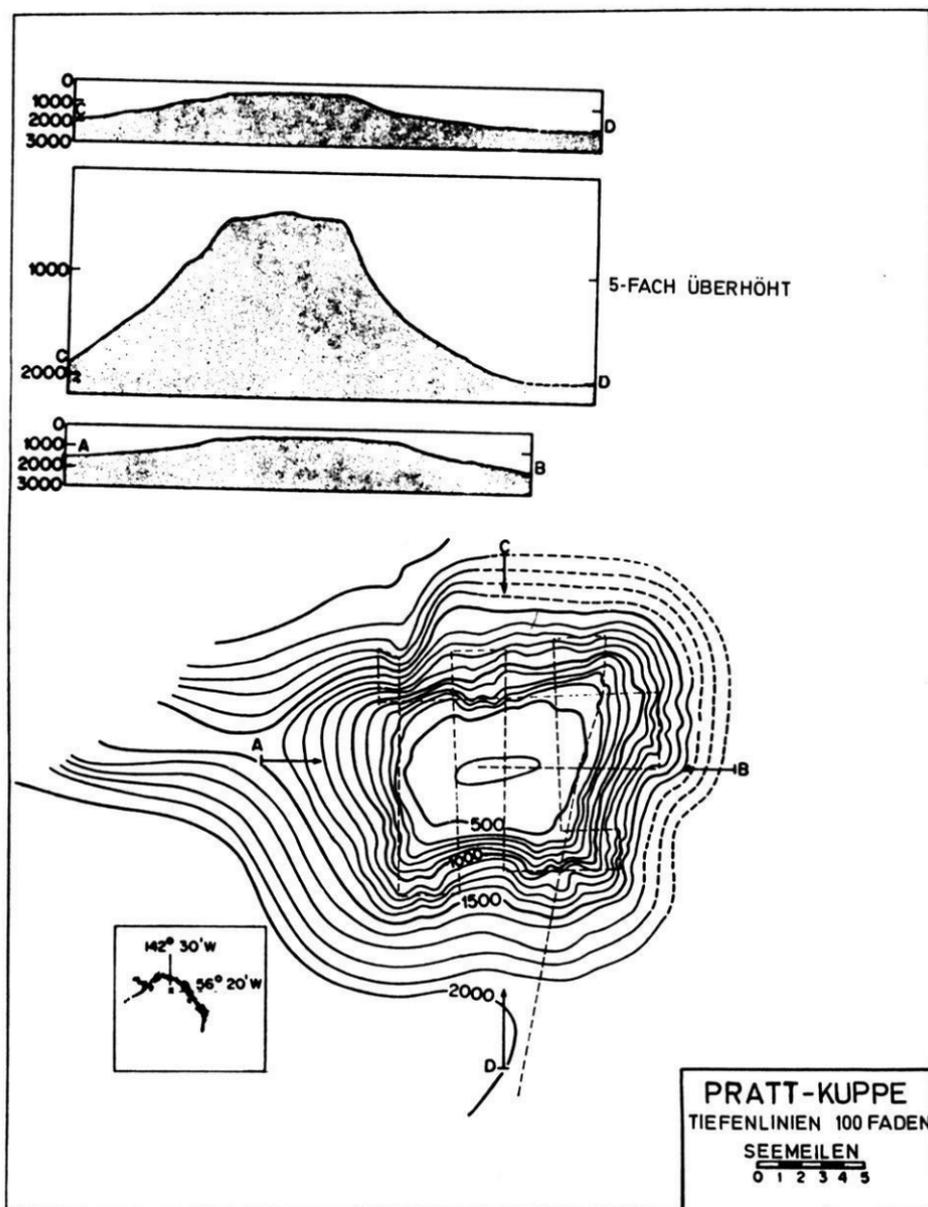


Abb. 2: Die Pratt-Kuppe, ein Guyot im Nord-Pazifik, 57°N 142°W (MENARD et al. 1963)

Pratt Guyot in the North Pacific

Tafelberge. In der Literatur hat sich für sie der Name Guyot eingebürgert. Zum Unterschiede von den Guyots werden die anderen Kuppen, die gelegentlich nicht nur einen, sondern mehrere Gipfel aufweisen, in der englischsprachigen Literatur als Seamounts bezeichnet. Gar nicht selten wird aber der Ausdruck „Seamount“, wie im deutschen Sprachgebrauch der Ausdruck „Kuppe“, als Oberbegriff verwendet. Ein Guyot ist dann eine Tiefseekuppe besonderer Form oder ein spezieller Seamount. Die Abbildung 1 zeigt eine spitze Kuppe, den Gilbert-„Seamount“. Im Gegensatz dazu liefert Abbildung 2 ein Beispiel für einen Guyot, die Pratt-Kuppe. In beiden Fällen sind die Tiefenangaben in Faden, die Horizontalentfernungen in Seemeilen angegeben worden. Zufällig liegen diese beiden Tiefseekuppen im Nordpazifik. Man findet solche Gebilde aber in allen Weltmeeren. Der maximale Böschungswinkel der Gilbert-Kuppe beträgt etwa  $22^\circ$ . Bei der Pratt-Kuppe ist er etwas geringer. Der Durchmesser des Gipfelniveaus ist bei der letzteren etwa 12 bis 15 km. Diese Werte sind recht typisch. Allgemein trifft man bei den Tiefseekuppen Böschungswinkel zwischen  $12^\circ$  und  $30^\circ$  an. Im Mittel ist der Böschungswinkel der Guyots etwas geringer als jener der Seamounts. Der in den Abbildungen 1 und 2 zu erkennende etwa kreisförmige oder elliptische Grundriß ist charakteristisch für die Gestalt der Tiefseekuppen. Sehr langgestreckte und sehr unregelmäßige Formen sind selten.

Auf den Guyots trifft man in warmen Meeren öfter Korallenstöcke an, die sich aber nicht zu Atollen entwickelt haben. Ihre Flanken ähneln in ihrer Form nicht selten einem insularen Schelf. So findet man gelegentlich, aber nicht immer, Terrassenbildung. In der vertikalen Überhöhung der Abb. 3 ist das deutlich zu erkennen. Manchmal befindet sich am Fuße einer Kuppe eine Vertiefung, die einem Burggraben ähnelt. (DIETRICH, ULRICH 1961; HAMILTON, HUENE 1966). Ihre Entstehung wird entweder durch die Wirkung von Meeresströmungen oder durch Absinken der ganzen Kuppe erklärt.

Die meisten Tiefseekuppen sind durch Lotungen entdeckt worden. Einige hat man auf andere Weise gefunden. Im Südpazifik wurden einige Kuppen dadurch bemerkt, daß sie Geräusche emittierten (KIBBLEWHITE, DENHAM 1967). Sie konnten geortet und durch Echolotungen nachgewiesen werden. Offenbar waren die intermittierend ausgesandten Geräusche ein Anzeichen von vulkanischer Aktivität. Die nahe bei den Bermuda-Inseln gelegene Toro-Kuppe ist auf eine andere, sehr interessante Weise aufgefunden worden. Bei Beobachtungen von Wellenausbreitungen im ozeanischen Schallkanal zeigten sich Einsätze, die nur durch Reflexionen von einem Hindernis erklärt werden konnten. Das Hindernis konnte lokalisiert werden, und spätere Echolotungen bestimmten die Toro-Kuppe ziemlich dicht an der vorausgesagten Stelle (WORZEL, SHURBET 1955). Es gibt auch Fälle, wo Kuppen durch Fehlinterpretation von Echolotungen fälschlicherweise angenommen wurden (GILG, MCCONNELL 1966).

Im vorhergehenden ist bereits berichtet worden, daß manche Guyots Korallenbänke tragen. Das legt den Gedanken nahe, sie mit den Atollen zu vergleichen. In der Tat ist nicht nur der runde Grundriß, sondern auch die kegelartige Form in beiden

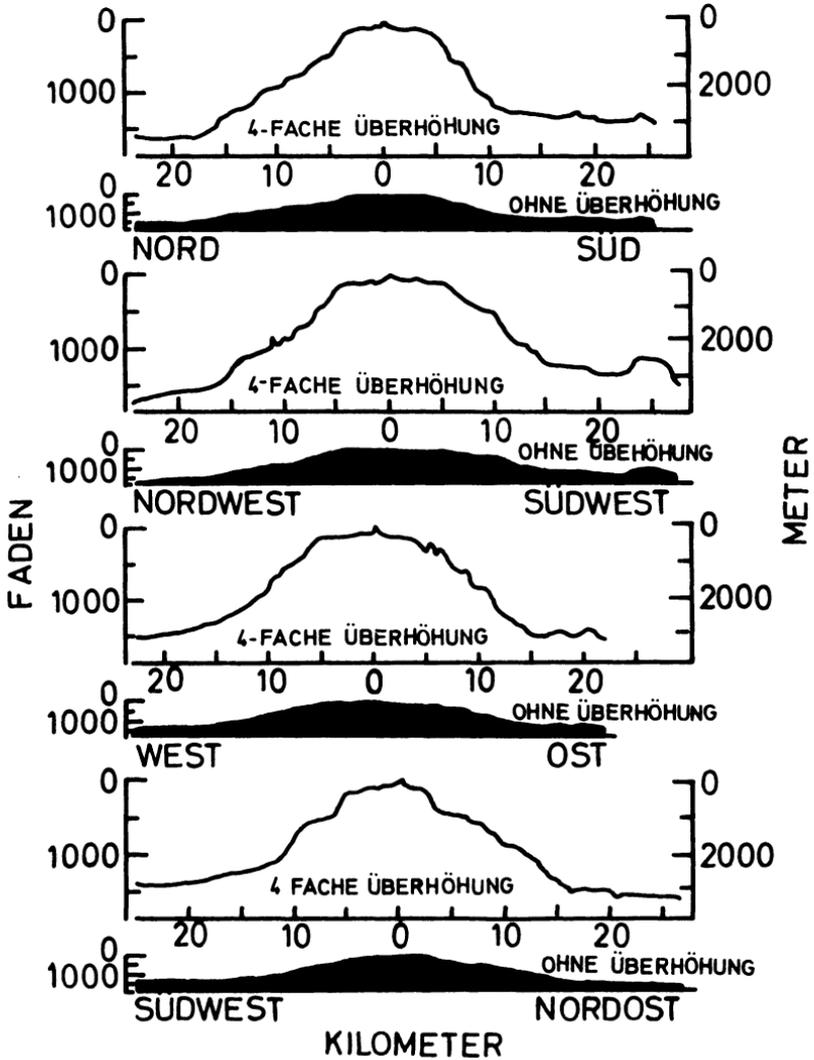


Abb. 3: Profile der Cobb-Kuppe,  $46,8^{\circ}\text{N}$   $130,8^{\circ}\text{W}$ , in natürlichem Maßstab und bei vierfacher vertikaler Überhöhung. Bei den überhöhten Profilen sind deutlich Terrassen zu erkennen (BUDINGER 1967)

Profiles of Cobb Seamount unexaggerated and exaggerated 4 times. Terraces become visible in the exaggerated profiles

Bildungen sehr ähnlich (Abb. 4). Auch die petrographische Zusammensetzung der Atolle ist weitgehend die gleiche wie die der Guyots. Wenn man durch die Korallenbildungen hindurchbohrt, so findet man darunter basaltisches Material wie bei vielen Guyots. So nimmt man an, daß die meisten Guyots und die Atolle auf die gleiche Weise entstanden sind und daß die letzteren stets auf einem Guyot als Träger sitzen. Von diesen Guyots kann man mit großer Sicherheit annehmen, daß sie durch vulkanische Eruptionen entstanden sind. Damit gehören viele Guyots wie die Atolle in die größere Gruppe der vulkanischen Inseln.

### Die Zahl der Tiefseekuppen und ihre geographische Verteilung

Die Zahl der zur Zeit bekannten Tiefseekuppen übersteigt 1200. Mehr als 200 von ihnen sind durch Echolotungen genauer untersucht worden. Darüber hinaus konnten von etwa 50 Kuppen Proben genommen werden, die fast stets basaltisches Material enthielten. Bei allen näher untersuchten Kuppen wurden aber auch Gesteine nicht-vulkanischen Ursprungs gefunden. Leider konnten bisher noch verhältnismäßig selten geophysikalische Messungen an Tiefseekuppen angestellt werden. Insbesondere liegen seismische Meßergebnisse für größere Tiefen unterhalb des Meeresbodens nur außerordentlich spärlich vor. Das ist sehr bedauerlich, weil eine fundierte Interpretation gravimetrischer und magnetischer Meßergebnisse ohne Einsicht in die tiefere Struktur

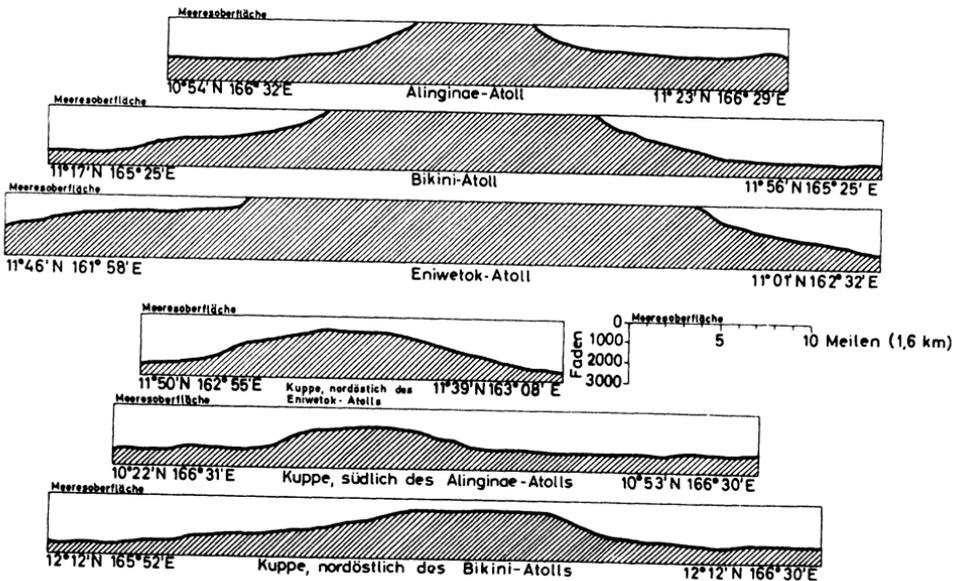


Abb. 4: Querschnitte durch Atolle und Guyots (MENARD et al. 1963)

Cross-sections of atolls and guyots

auf erhebliche Schwierigkeiten stößt und weil die Kenntnis seismisch erschlossener Strukturen nicht nur die Möglichkeiten der Interpretation einschränkt, sondern auch die Gefahr vorschneller Verallgemeinerungen vermindert.

Die Gesamtzahl aller Kuppen ist sicher sehr viel größer als 1200. Menard und Ladd (1963) haben eine Abschätzung versucht. In einer  $1,4 \cdot 10^6$  km<sup>2</sup> großen Testfläche des Pazifik, welche durch viele Lotungslinien mit einer Gesamtlänge von  $7,4 \cdot 10^3$  km durchkreuzt wurde, zählten sie etwa 1000 Kuppen, die eine Mindesthöhe von 1000 m hatten. Durch Extrapolation dieses Wertes unter Annahme einer gleichmäßigen Verteilung erhielten sie für den ganzen Pazifik etwa 10000 Kuppen und die doppelte Anzahl für alle Weltmeere zusammen. Natürlich sind diese Zahlen äußerst problematisch. Im Vergleich zu diesen Zahlen ist es interessant, daß auf Inseln und Kontinenten etwa 500 tätige und 10000 erloschene Vulkane angegeben werden.

Die Abbildungen 5 und 6 stellen die geographische Verteilung der Tiefseekuppen dar. Diese Bilder erwecken den Eindruck, daß die Verteilungsdichte der Kuppen im Pazifik größer ist als im Atlantik und im Indischen Ozean. In der Tat sind diese beiden Darstellungen nicht ohne weiteres miteinander vergleichbar. Bei Abbildung 5 sind nur publizierte Lotungsergebnisse benutzt worden, während bei Abbildung 6 auch unpubliziertes Material von Schiffsjournalen mit verwendet worden ist. Bei unseren Kenntnissen von Tiefseekuppen spielt der Zufall noch eine merkliche Rolle. Dadurch wird nicht nur die Abschätzung ihrer Anzahl recht unsicher. Auch ihre Zuordnung zu charakteristischen tektonischen Elementen der marinen Kruste kann noch nicht mit der wünschenswerten Sicherheit vorgenommen werden.

Immerhin sind einige wichtige Feststellungen möglich. Zunächst fällt es auf, daß es im Pazifik westlich der Andesitlinie praktisch keine Kuppen, Atolle, tätige oder erloschene Vulkane gibt. Diese Beobachtung ist dann von besonderem Interesse, wenn man sich mit der stofflichen Zusammensetzung der Kuppen beschäftigt; denn alle Laven östlich der Andesitlinie bestehen aus basaltischem Material.

Ferner bemerkt man, daß die Tiefseekuppen nicht nur isoliert auftreten, sondern daß sie manchmal in Haufen angeordnet sind, sehr oft aber wie Perlen auf einer Schnur aneinandergereiht vorkommen. Auch bogenförmige Anordnungen findet man, ganz in Analogie zu den bekannten Inselbögen.

Über die Beziehung der Lage von Tiefseekuppen zu größeren tektonischen Gebilden kann man einige, mit Vorsicht zu betrachtende Aussagen wagen. In Abbildung 5 scheint eine Beziehung zum System der mittelozeanischen Rücken zu bestehen. Auch am östlichen indischen Rücken finden sich Anhäufungen von Kuppen. Das gleiche gilt für den Sandwich-Graben im Südatlantik. Dagegen zeigt der andere in diese Karte eingetragene Tiefseeegraben, der Puerto-Rico-Graben, keine so auffallende Beziehung zu den Kuppen. Die Kette der Neu-England-Kuppen im nordwestlichen Atlantik sowie die in Haufen auftretenden Kuppen westlich von Nordafrika weisen keine Beziehung zu einem ozeanischen Rücken oder einem Tiefseeegraben auf.

Im Pazifik wird der Ostpazifische Rücken, der zum System der mittelozeanischen Rücken hinzugerechnet wird, nicht so deutlich durch Tiefseekuppen markiert. Sehr

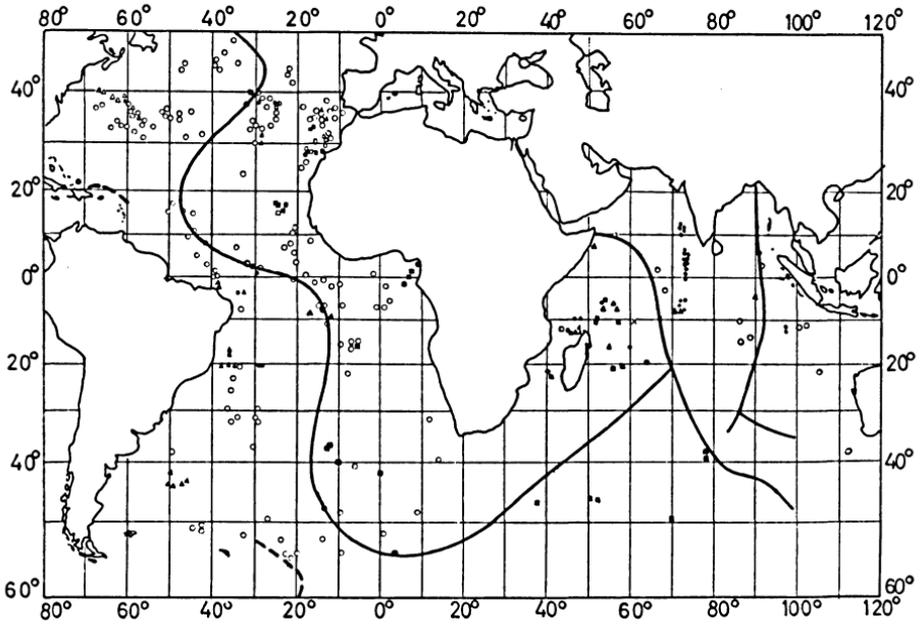


Abb. 5: Kuppen, Atolle und Vulkane im Atlantischen und im Indischen Ozean (MENARD et al. 1963). Die ausgezogene Linie gibt einen Teil des mittelozeanischen Rücken-systems und den östlichen Indischen Rücken an. Die gestrichelten Linien bezeichnen Tiefseegräben

- Kuppen
- ▲ Inseln und Bänke
- Vulkanische Inseln
- Aktive Vulkane
- Atolle
- × Versunkene Atolle

Seamounts, atolls and volcanos in the Atlantic and Indian Ocean. The solid line indicates part of the mid-oceanic ridge system and the Eastern Indian ridge. The broken lines indicate trenches

- Seamounts
- ▲ Low islands and submarine Banks
- Volcanic islands
- Active volcanos
- Atolls
- × Drowned atolls

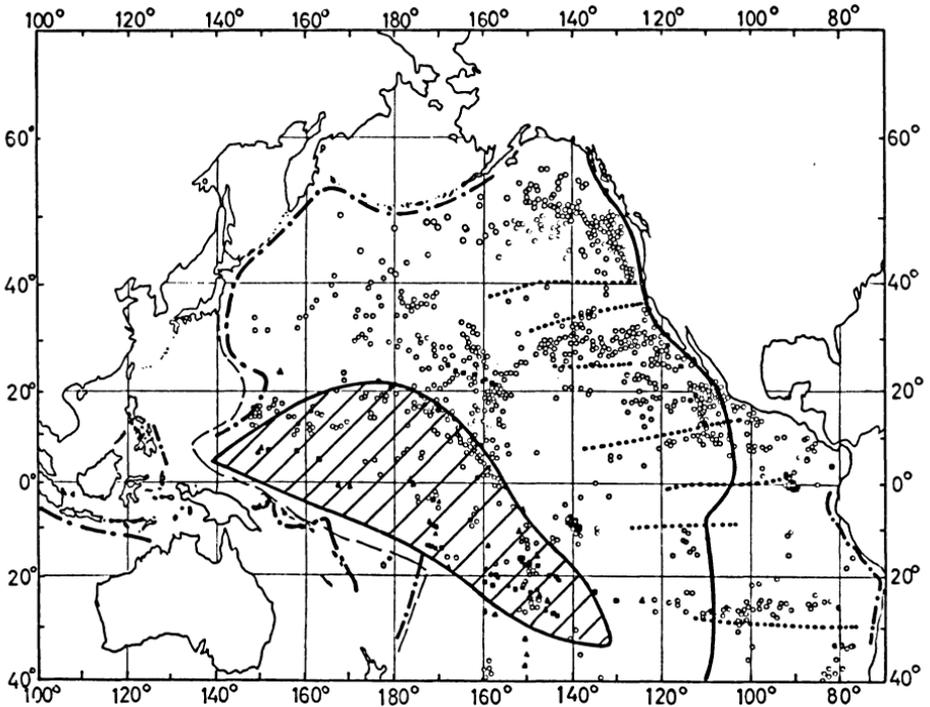


Abb. 6: Kuppen, Atolle und Vulkane im Pazifik (MENARD et al. 1963). Die ausgezogene Linie gibt den Verlauf des Ostpazifischen Rückens an. Die gestrichelten Linien bezeichnen Tiefseegräben. Die punktierten Linien stellen Bruchzonen dar. Das schraffierte Gebiet ist der Darwin-Rücken, der jetzt versunken ist

- Kuppen
- ▲ Inseln und Bänke
- Vulkanische Inseln
- Aktive Vulkane

Seamounts, atolls and volcanos in the Pacific. The solid line indicates the East-Pacific rise. The broken lines indicate trenches. The dotted lines represent fault systems. The dashed area is the Darwin rise, a former now subsided ridge

- Seamounts
- ▲ Low islands and submarine Banks
- Volcanic islands
- Active volcanos

auffallend ist aber eine Beziehung zwischen der Lage der Tiefseekuppen und den bekannten Bruchsystemen, die im östlichen Pazifik im allgemeinen mit ost-westlichen Streichen auftreten, nämlich dem Mendocino-Bruchsystem, den Murray-Brüchen, den Molokai-Brüchen, den Clarion-Brüchen, den Clipperton-Brüchen, den Galapagos-Brüchen, den Marquesa-Brüchen und dem Sala y Gomez-Rücken. Ebenfalls in Verlängerung dieses Rückens in den Tuamotu-Rücken, den Fanning-Rücken bis hin zu dem Hawaii-Rücken findet man Kuppen in linienartiger Anordnung, welche diese tektonischen Gebilde begleiten und bezeichnen. Auch der Marcus-Necker-Rücken wird durch ihn begleitende Kuppen markiert, und das gleiche gilt im Norden für den Emperor-Rücken.

Die auffallende Häufung der Kuppen westlich der kanadischen Küste und südlich des Golfes von Alaska konnte bisher mit solchen bekannten großen Bruchzonen nicht in Verbindung gebracht werden. Eine detailliertere Betrachtung zeigt aber auch dort eine Reihe von geologischen Störungen. Das gilt auch für den Bereich des Darwin-Rückens.

Zusammenfassend kann man also feststellen, daß der Ostpazifische Rücken und die Tiefseegräben des Pazifik in keiner sehr auffallenden Beziehung zu der Verteilung der Tiefseekuppen stehen. Dagegen häufen sich die Kuppen in der Nähe geologischer Störungszonen. Da auch am Mittelatlantischen Rücken viele Brüche quer zum Rücken bekannt sind, so ist der Schluß wohl nicht zu gewagt, daß auch dort die Tiefseekuppen jenen Bruchzonen und weniger der Zentralspalte des Rückens zuzuordnen sind. Sie enthüllen sich damit als eine Erscheinung, die ganz eng mit dem Vulkanismus des Tiefseebodens verbunden ist, aber nicht mit den mittelozeanischen Rücken oder den Tiefseegräben in Verbindung gebracht werden müssen.

### **Entstehung und Formung vulkanischer Kuppen**

Der vulkanische Charakter vieler Kuppen wird auch dadurch belegt, daß man durch Dredschen fast stets auch basaltisches Material gefördert hat. Besonders stark für die vulkanische Natur von Tiefseekuppen und für die Annahme, daß sie durch vulkanische Vorgänge entstanden sind, spricht schließlich die Tatsache, daß sie meistens der Sitz einer kräftigen magnetischen Anomalie sind. Es dürfte dabei primär kein Unterschied zwischen einem Seamount und einem Guyot bestehen.

Natürlich muß man für die ebene Oberfläche des letzteren eine Erklärung suchen. Eine mögliche Erklärung zeigt Abbildung 7, in der verschiedene Stadien der Entstehung eines Guyots schematisch wiedergegeben werden. Im obersten Teile (a) der Figur ist das früheste Stadium dargestellt worden. Ein submariner Vulkan bildet sich am Meeresboden. Durch Ausfluß von Laven und Auswurf von Asche wächst der Vulkankegel und durchstößt schließlich die Meeresoberfläche, damit eine vulkanische Insel bildend (Teil b der Abbildung). Diese Insel ist nun dem Angriff der Wellen und Strömungen ausgesetzt, welche durch Abrasion die Oberfläche einebnen, oder aber, wenn das Wachstum sehr rasch erfolgt, doch eine flache Strandterrasse in den Vulkankegel

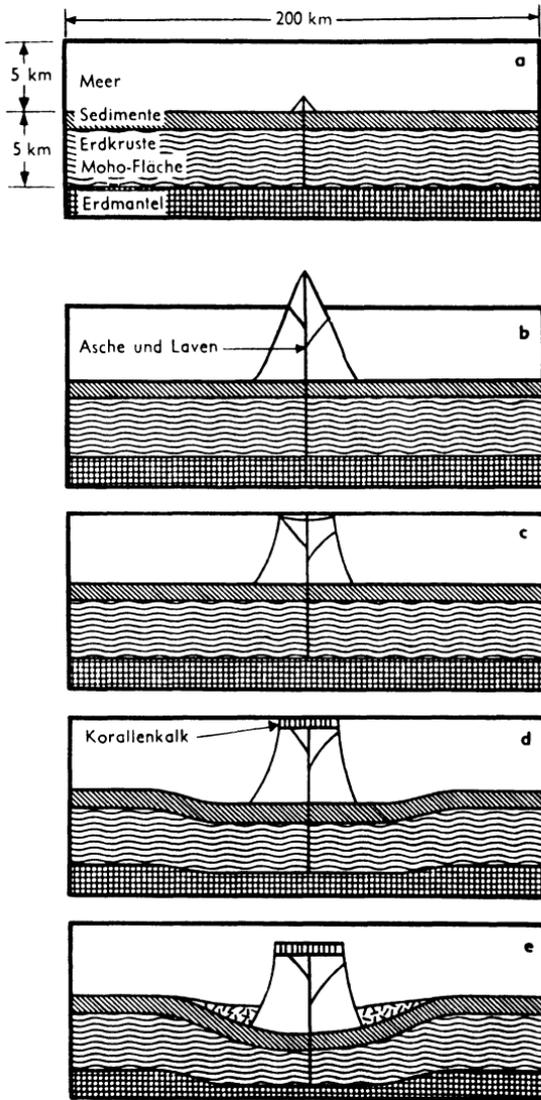


Abb. 7: Die Entstehung eines Guyots (ULRICH 1964)  
 Genesis of a guyot

einfräsen (Teil c der Abbildung). Der Vulkan sinkt später ab. Diese Sinkbewegung muß nicht auf lokaler Isostasie beruhen. Sie kann ein großräumiger Vorgang sein, der eine größere Region der marinen Kruste erfaßt. Die vulkanische Insel taucht endlich sogar unter. Eine Bank ist entstanden, die im warmen Klima von Korallen besiedelt werden kann (Teil d der Abbildung). Falls die Sinkgeschwindigkeit der Bank größer ist als die Geschwindigkeit, mit welcher der Korallenstock wächst, so sterben die Korallen ab. Ein Guyot hat sich gebildet (s. Teil e der Abbildung). In diesem Vorgang läßt sich auch leicht das Entstehen mehrerer Terrassen einordnen.

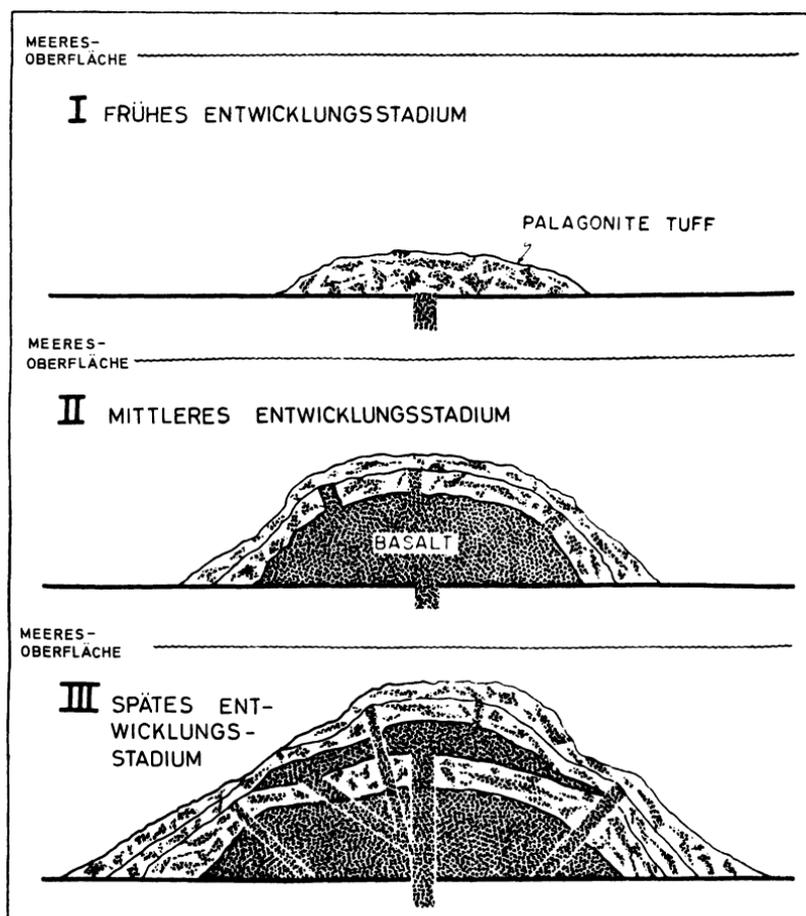


Abb. 8: Die Entstehung eines Guyots (NAYUDU 1962)

Genesis of a guyot

Es gibt allerdings noch eine andere Auffassung vom Entstehen eines Guyots, die auf Nayudu zurückgeht (NAYUDU 1962). In Abbildung 8 ist sie schematisch dargestellt worden. Abgeflachte Formen und Flanken mit Terrassen werden nach dieser Auffassung nicht nur durch Abrasion erzeugt, sondern sie werden primär durch Förderung vulkanischen Materials in das Wasser des Meeres hervorgerufen. Im ersten Stadium fließt Magma aus einem Vulkanschlot oder aus Spalten aus und erstarrt körnig bei Kontakt mit Meerwasser wie abgeschreckte Schlacke. Dabei bildet sich ein submariner Hügel mit Tuffen und Breckzien. In diesen Tuffhügel dringt im zweiten Stadium weiteres Magma ein wie ein Lakolith. Der Tuff schützt vor rascher Abkühlung, und in ihm entstehen zahlreiche Gänge. Durch die Gänge gelangen gelegentlich weitere Magmaströme zum Meeresboden und vergrößern den Tuffhügel. Dabei kann vulkanisches Lockermaterial hangabwärts gleiten, sich dem Hügel vorlagern und so Terrassen bilden. Das dritte Stadium kann in einer Wiederholung dieser Vorgänge bestehen. Die nach diesen Vorstellungen entstehenden Böschungswinkel der Guyots sollen mit denen submariner Vulkane in Übereinstimmung sein. Ferner haben seismische Messungen am Bikini-Atoll gezeigt, daß dort über dem durch hohe seismische Geschwindigkeiten ausgezeichneten basaltischen Material domartig ein anderes liegt, dessen niedrige seismische Geschwindigkeiten vulkanischen Lockermassen zugeordnet werden können.

Durch die Untersuchung eines erloschenen Vulkanes in der kalifornischen Wüste, der submarin entstanden ist (CHRISTENSEN und GILBERT 1963), und eines ebensolchen in der Afar-Senke von Äthiopien (BONATTI und TAZIEFF 1970) wird diese Ansicht von Nayudu gestützt. Auch bei diesen beiden Arbeiten wurden Argumente aus der Petrologie zur Beweisführung benutzt. Man wird schwerlich die Auffassung von Nayudu als unmöglich erklären können. Wenn sie richtig ist, müssen die Guyots keine Abwärtsbewegung durchgemacht haben. Andererseits wird auch bei der anderen Ansicht vulkanisches Lockermaterial der gleichen Art entstehen; denn das erste Stadium ist dabei auch ein submariner Vulkan. Es dürfte schwierig sein, Brandungseinwirkungen bei Kuppen nachzuweisen. Dagegen ist das Auftreten von abgestorbenen Korallen stets ein Indiz von Sinkbewegung des Meeresspiegels, wenn entsprechende Anstiege des Wasserspiegels ausgeschlossen werden können.

Im Südwestpazifik treten Atolle sehr gehäuft auf. Daraus hat schon Charles Darwin den Schluß gezogen, daß dieser Teil des Pazifischen Ozeans eine regionale Abwärtsbewegung erfahren hat, früher also ein Hochgebiet gewesen ist. Diese Ansicht wird heute allgemein anerkannt und ist durch neuere Beobachtungen gestützt worden. Man nennt dieses frühere, heute versunkene topographische Hoch den Darwin-Rücken.

Durch Beobachtungen von Atollen und Guyots hat man sogar die Form dieses Rückens zu bestimmen versucht. Nimmt man an, daß die Oberfläche der Guyots und die Oberfläche der Vulkankuppen, auf der sich die Korallen angesiedelt haben, etwa zur gleichen Zeit Inseln gewesen sind und zur gleichen Zeit zu sinken begannen, so ist die jetzige Höhe dieser Niveaus über dem Meeresspiegel die Meerestiefe bei Beginn der Sinkbewegung gewesen. Auf diese Weise hat Menard (1964) eine paläobathymetrische Karte des Darwin-Rückens zeichnen können. Aus der Form dieses Rückens glaubt

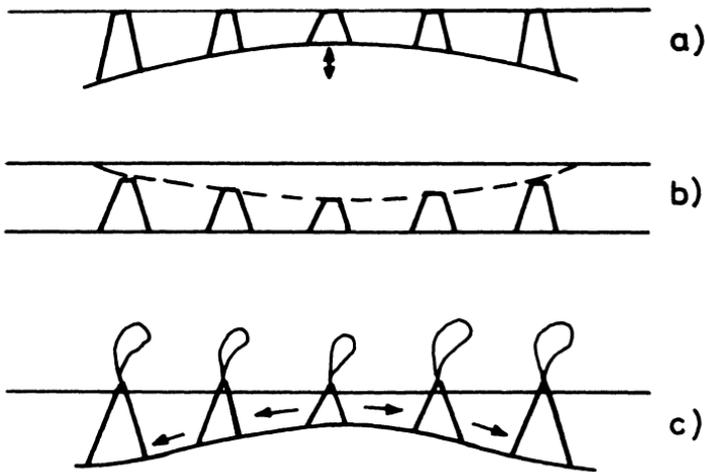


Abb. 9: Die Entstehung von Guyots in der Region eines Rückens  
 a) und b) Reine Vertikalbewegung (nach MENARD 1965)  
 c) Sea floor spreading (nach MENARD 1969)

- Genesis of guyots in a ridge region  
 a) and b) Purely vertical movement  
 c) Sea floor spreading

Menard schließen zu können, daß er einst der mittelozeanische Rücken des Pazifiks gewesen ist. Dieser nun versunkene Rücken soll also mit Bezug auf die modernen Hypothesen von „sea-floor-spreading“ und „globaler Tektonik“ die gleiche Rolle gespielt haben, die heute der Ostpazifische Rücken haben soll. Im Tertiär soll also der Darwin-Rücken die Quelle für das Material des pazifischen Meeresbodens und die Trennfuge großer gegeneinander bewegter Platten gewesen sein.

Hier taucht aber eine spezifische Schwierigkeit auf. Die Vorstellung, welche zu der Zeichnung einer paläobathymetrischen Karte des Darwin-Rückens führte, besteht darin, daß vulkanische Inseln überall in der Region des Rückens entstehen, so daß sie um so höher sind, je weiter sie vom Kamm des Rückens entfernt sind (s. Abb. 9). Nach Versinken des Rückens müßten die Guyots dann mit ihrer Oberfläche das in Abb. 9b gezeichnete Relief haben. Dies wird in der Tat auch beobachtet. Indessen steht diese Ansicht in entschiedenem Gegensatz zur Hypothese vom „sea-floor-spreading“, nach der die vulkanischen Inseln in der Kammregion des Rückens entstehen und nach ihrer Bildung eine laterale Verschiebung vom Kamm weg erleiden. Nach dieser Auffassung müßten die Guyots alle dieselbe Höhe über dem Meeresboden haben, wenn man noch weiter annimmt, daß während der Epoche von Bildung und Verschiebung keine wesentliche Änderung der Wassertiefe über dem Kamm des Rückens auftritt.

Eine Horizontalbewegung von Vulkanen und Guyots senkrecht zum Kamm eines Rückens ist nicht unwahrscheinlich, weil die Guyots oft in einer Geraden, die senkrecht zum Kamm liegt, angeordnet sind. Wenn man im übrigen die manchmal zu beobachtenden magnetischen Lineamente mit wechselnder Magnetisierungsrichtung als ein Zeichen für das Ausbreiten von basaltischem Material ansieht, welches aus dem Kammgraben des Rückens gefördert wird, so ist ein weiteres Argument zugunsten des Driftens der Guyots darin zu finden, daß diese magnetischen Lineamente durch die Guyots nicht gestört werden, daß diese Guyots also offenbar mit jenem Material mitgedriftet sind.

Um nun die Vorstellung von horizontalen Driften der Guyots, so unentbehrlich für die sea-floor-spreading-Hypothese, mit ihren beobachteten Höhen in Einklang zu bringen, hat Menard (1969) einen Mechanismus ersonnen, der den zeitlichen Ablauf der Ereignisse in geeigneter Weise bestimmt. Er nimmt an, daß die submarinen Vulkane aktiv geblieben sind, solange Material aus dem Rücken gefördert worden ist. Da sie aktiv bleiben, wachsen sie während ihrer Aufwärtsdrift bis zum Meeresspiegel, wenn nur ihr Wachstum, verglichen mit der Geschwindigkeit der Driftbewegung, rasch genug erfolgt. Nach ihrem Erlöschen, dem Inaktivwerden des Rückens und seinem schließlichen Absinken, werden sie Guyots, gelegentlich auch Atolle, deren Höhe die frühere Wassertiefe abbildet (Abb. 9c). Diese Vorstellung erlaubt es dann auch, die Geschwindigkeit des Anwachsens der Vulkane zu der Geschwindigkeit des „sea-floor-spreading“ in Beziehung zu setzen. Wegen der großen Unsicherheit aller Zahlenangaben kann der Vorgang, so wie er von Menard angenommen wird, nicht als bewiesen gelten. Er ist spekulativ, aber nicht unmöglich.

### **Nicht-vulkanische Kuppen**

Nicht alle Tiefseekuppen müssen vulkanischen Ursprungs sein. Bei einigen von ihnen ist die nicht-vulkanische Entstehung sicher, bei anderen wahrscheinlich oder doch möglich. Black und Mitarbeiter (BLACK, HILL, LAUGHTON und MATTHEWS 1964) berichten über Untersuchungen an drei Kuppen im Atlantik, nahe der iberischen Küste, die praktisch keine Magnetisierung aufweisen. Da vulkanisches Material stets merklich magnetisierbar ist, so können die Befunde von Black und seinen Mitarbeitern nur so gedeutet werden, daß jene Kuppen nicht-vulkanischen Ursprungs sind. Die genannten Autoren geben auch einen Mechanismus an, nach dem man sich die Entstehung einer nicht vulkanischen Kuppe verständlich machen kann. Doch das soll später behandelt werden. Zunächst soll diskutiert werden, wie der nicht-vulkanische Ursprung einer Kuppe nachgewiesen werden kann. Es ist klar, daß Lotungen zum Problem der Entstehung einer Kuppe nichts Entscheidendes beitragen können. Sie zeigen nur die Morphologie, und im allgemeinen kann die Form auf verschiedene Weise zustande kommen. Auch Dredschen oder sonstige Probenentnahmen können nicht immer, ja selten, zu einer Entscheidung führen. Man findet fast stets vulkanisches Material an Kuppen, man findet sehr oft daneben auch nicht-vulkanisches Gestein. Dieser Befund

sagt verhältnismäßig wenig aus. Wenn eine Kuppe vulkanisch ist, wenn also ihre Hauptmasse vollständig aus vulkanischem Gestein, etwa aus Basalt, besteht, so schließt das natürlich nicht aus, daß an ihrer Oberfläche oder an ihren Flanken auch Sedimente oder z. B. Korallenkalke gefunden werden. Wenn eine Kuppe andererseits nicht vulkanisch ist, sondern etwa einen Kontinentsplitter darstellt, so schließt das nicht aus, daß beim Dredschen Basalt gefunden wird. Das Abtrennen eines Kontinentsplitters vom Hauptkontinent oder das Entstehen eines Mikrokontinents ist gewiß mit Bruchvor-

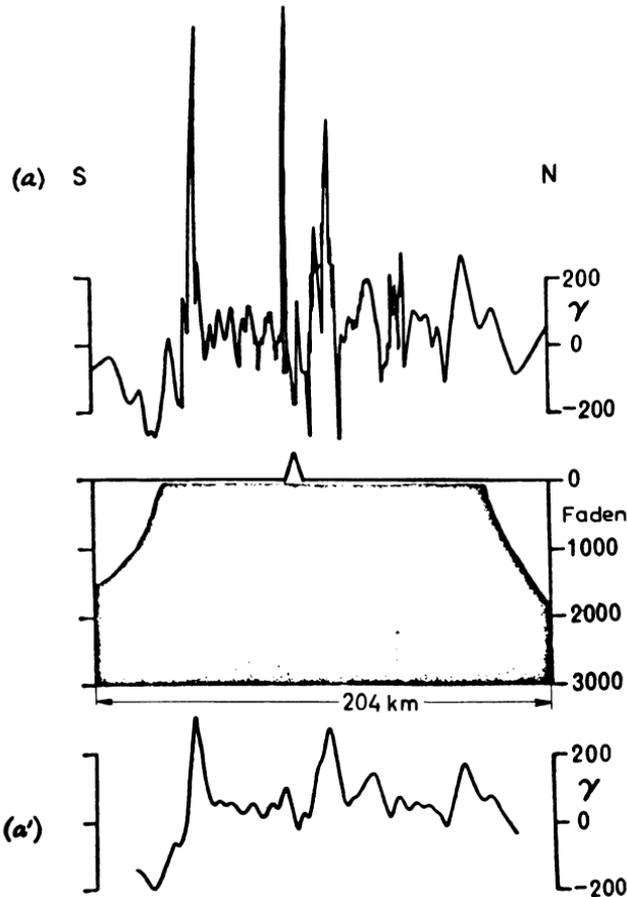


Abb. 10: Magnetische Anomalien über der Seychellen-Bank. Die Kurve (a) gibt die gemessenen Werte der Totalintensität. In (a') sind die Effekte der wechselnden Wassertiefe wegreduziert worden

Magnetic anomalies across the Seychelles-Bank

(a) Observed values of anomaly in F

(a') Reduced on equal depth of water

gängen in der Kruste verbunden, so daß die Förderung von vulkanischem Material in Brüchen oder in einzelnen Schloten durchaus verständlich ist. Entscheidend können bei der Lösung dieses Problemes nur geophysikalische Messungen sein. Dabei ist es aber wichtig, daß diese geophysikalischen Beobachtungsmethoden eine nicht zu geringe Eindringtiefe haben.

Air-gun-Messungen, die auf See immer stärker zur Anwendung kommen, sind sicher ein hervorragendes Mittel der Forschung. Sie sind verhältnismäßig billig und gestatten es, rasch ein nicht zu großes Gebiet flächenhaft zu vermessen. Leider ist ihre Eindringtiefe begrenzt, und über die Struktur einer Kuppe in großer Tiefe vermögen sie nichts auszusagen. Dagegen sind sie hervorragend dazu geeignet, die Struktur der obersten Schichten einer Kuppe zu erforschen. Selbst die ungleich tiefer reichenden refraktionsseismischen Arbeiten an der Galicia-Bank (BLACK et al. 1964), die mit Verwendung von Sprengstoff durchgeführt wurden, konnten allein noch nicht eine Entscheidung zwischen vulkanischer oder nicht-vulkanischer Entstehung dieser Kuppe herbeiführen. Dazu bedurfte es magnetischer Messungen, die dann auch ein ganz eindeutiges Ergebnis lieferten. Die von diesen Autoren untersuchten Kuppen waren praktisch unmagnetisch. Daher konnten sie nur nicht-vulkanischen Ursprunges sein, denn eine aus vorwiegend vulkanischem Material bestehende Kuppe müßte eine kräftige Anomalie des erdmagnetischen Feldes verursachen.

Ein weiteres Beispiel für eine unmagnetische Kuppe wird von Matthews und Davies (1966) beschrieben. Es handelt sich um die Seychellenbank zwischen der afrikanischen Küste und dem Carlsberg-Rücken. Refraktionsseismische Messungen zeigten, daß die Moho an dieser Kuppe mehr als 30 km tief liegt. Das spricht zunächst dafür, daß die Struktur der Seychellenbank der des kontinentalen Schelfes ähnelt. Sie könnte eben doch ein erloschener Vulkan sein, wenn das auch sehr zweifelhaft ist. Ganz entscheidend ist es aber, daß die beobachteten gravimetrischen Anomalien nicht so stark sind, wie das über einer großen vulkanischen Masse zu erwarten wäre. Interessant sind die magnetischen Anomalien (s. Abb. 10). In der obersten Kurve dieser Abbildung werden die gemessenen Anomalien der Totalintensität wiedergegeben, während in der untersten Kurve die Effekte der wechselnden Wassertiefe wegreduziert worden sind. Die Autoren schließen aus dieser Kurve, daß die Kuppe kein Vulkan ist und daß die eng begrenzten magnetischen Anomalien durch basaltische Intrusion im granitischen Material der Kruste verursacht werden.

Der hier kurz behandelte Fall der Seychellenbank ist ein besonders günstiger, weil sowohl tiefenseismische wie auch gravimetrische und magnetische Messungen angestellt werden konnten. Sehr oft ist das nicht möglich. Dann sind die Interpretationen nicht zwingend und haben die Natur eines Indizienbeweises, so charakteristisch für viele Beweisführungen in der Geophysik.

### **Gravimetrische Messungen an Tiefseekuppen**

Sind außer den bathymetrischen Daten einer Tiefseekuppe nur noch gravimetrische Anomalien bekannt, so ist die Interpretation außerordentlich schwierig und kaum ein-

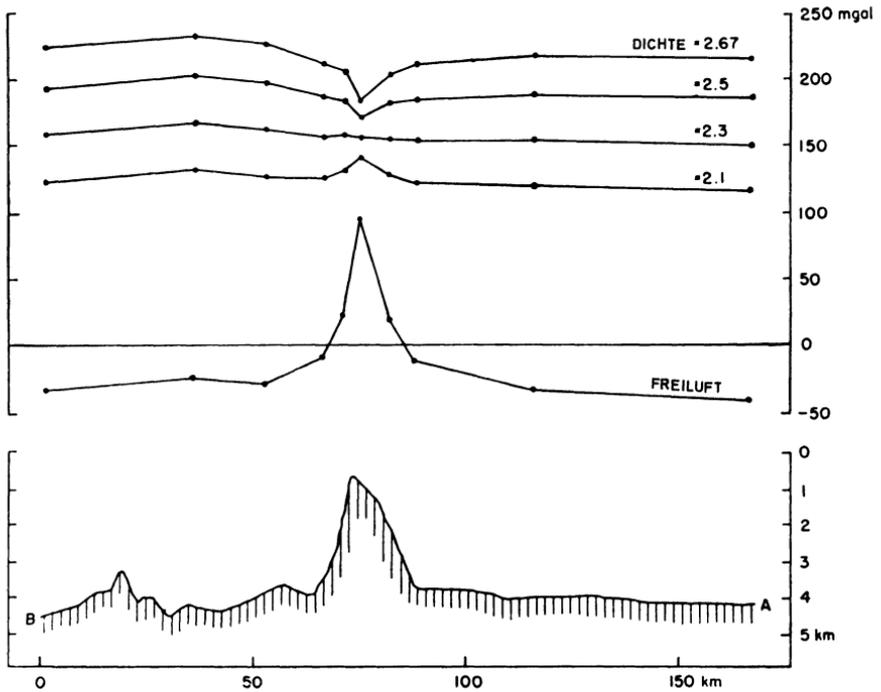


Abb. 11: Gravimetrische Anomalien über der Jasper-Kuppe,  $31,5^{\circ}\text{N}$   $122,8^{\circ}\text{W}$  (HARRISON und BRISBIN 1959)

Gravity anomaly profiles across seamount Jasper

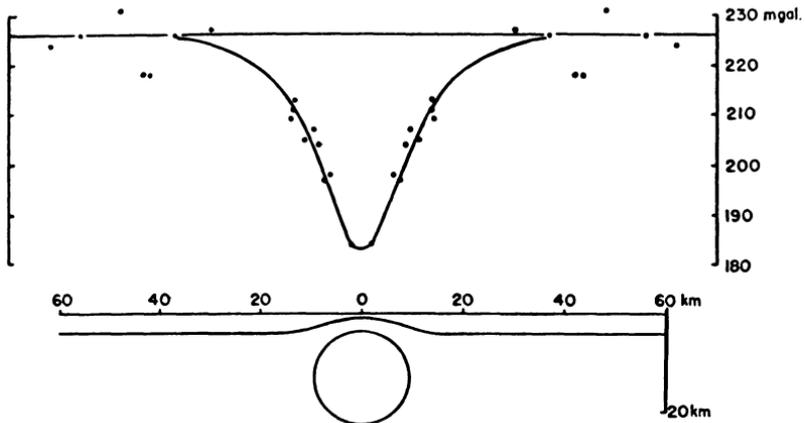


Abb. 12: Bouguer-anomalie und ihre Interpretation über der Jasper-Kuppe. Reduktionsdichte  $2,67 \text{ g/cm}^3$

Bouguer anomaly and its interpretation across seamount Jasper. Density  $2,67 \text{ g/cm}^3$

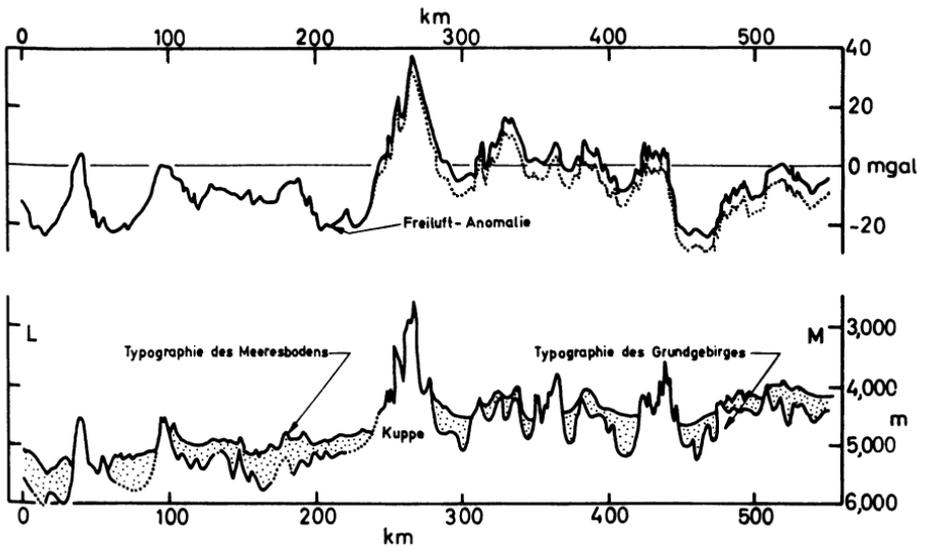


Abb. 13: Freiluftanomalie und topographisches Profil über eine Tiefseekuppe im Nordatlantik (LE PICHON et al. (1964)

Free air anomaly and topography across a seamount in the Atlantic

mal eindeutig. Zwar ist die Freiluftanomalie in den meisten Fällen praktisch ohne Rechnung zu finden, da der Höhenunterschied zwischen Meeresoberfläche und Gravimetermeßpunkt gewöhnlich vernachlässigbar klein ist. Dagegen ist die Berechnung der Bougueranomalie sehr problematisch, da es schwierig ist, eine richtige Reduktionsdichte zu finden. Die physikalische Bedeutung der Bouguerreduktion auf See besteht darin, die Wasserschicht durch eine Gesteinsschicht zu ersetzen. Wenn man nun die Gesteinsdichte, mit der man reduziert, so wählt, daß die Anomalie verschwindet, so bedeutet dies die höchst unwahrscheinliche Annahme, daß die Tiefseekuppe dem Meeresboden einfach aufgesetzt ist. Daher ist die Dichte  $2,3 \text{ g/cm}^3$ , die man nach Art eines NETTLETON-Verfahrens der Abb. 11 entnimmt, ziemlich unrealistisch. Andererseits führt die Benutzung der konventionellen Reduktionsdichte  $2,67 \text{ g/cm}^3$  zu einem Massendefizit im Untergrunde, welches von der Größenordnung der über dem Meeresboden liegenden Masse ist (Abb. 12). Selbst Dichten bis zu  $2,9 \text{ g/cm}^3$  führen nicht zu unmöglichen Massenverteilungen.

Ein weiteres sehr instruktives Beispiel stammt von LE PICHON und TALWANI (1964). Die im Nordatlantik bei  $35^\circ\text{N } 46^\circ\text{W}$  liegende Kuppe hat zwei Gipfel. Die Freiluftanomalie über dem einen Gipfel wird durch Abb. 13 wiedergegeben. Sie zeigt ein Maximum direkt über dem Gipfel. Auch über dem anderen Gipfel findet man ein Maximum der Freiluftanomalie von gleicher Größenordnung. In Gegensatz zu dem, was man erwarten müßte, wenn die Schwerestörung allein durch die topographischen Mas-

sen hervorgerufen werden würde, ist aber der horizontale Gradient der Schwere von den Gipfeln nach außen kleiner als zum Sattel hin. Das spricht deutlich für eine negative Massenstörung im Untergrunde. Aus den bekannten Dichtewerten für kompakten Basalt und für basaltisches Lockermaterial und aus seismischen Geschwindigkeiten in der Umgebung der Kuppe bestimmten die Autoren eine Reduktionsdichte von  $2,6 \text{ g/cm}^3$ . Die damit gewonnene Bougueranomalie über beiden Gipfeln wird durch Abb. 14 dargestellt. Man erkennt ein Minimum über dem Sattel, welches durch einen Magmenherd im Untergrunde gedeutet wird.

Dichteinhomogenitäten muß man bei Tiefseekuppen immer vermuten. Ihre Bestimmung ist allerdings stets unsicher, wenn nur bathymetrische und gravimetrische Messungen vorliegen. Gelegentlich kann man aber doch zu recht plausiblen Resultaten gelangen. Abb. 15 zeigt das Ergebnis einer gravimetrischen Untersuchung am Derwent-

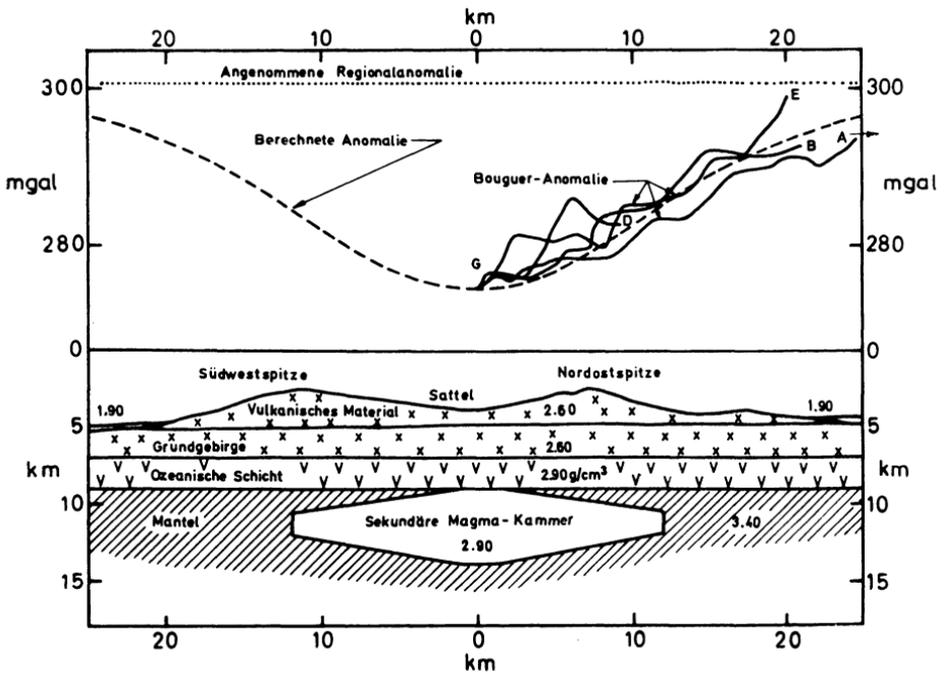
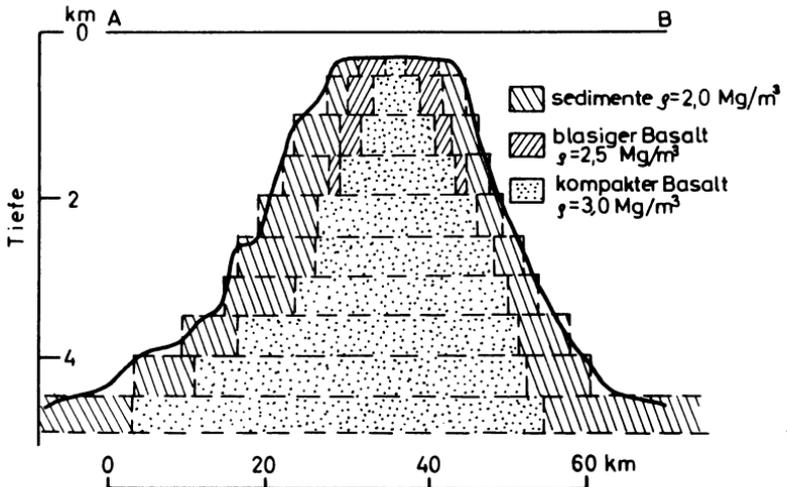
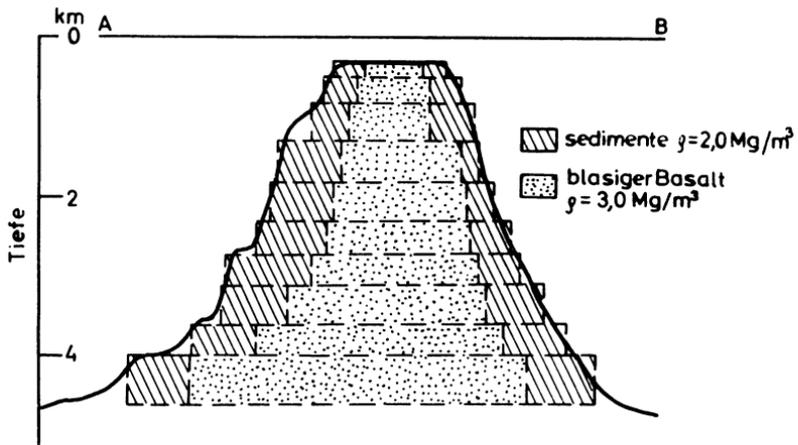


Abb. 14: Bougueranomalie und Interpretation über der Kuppe von Abb. 13  
 Bouguer anomaly across the seamount of fig. 13. Interpretation

Abb. 15: Interpretation von Schweremessungen am Derwent-Hunter-Guyot,  $30,7^{\circ}\text{S } 156,2^{\circ}\text{E}$   
 (WOODWARD 1970)

Interpretation of gravity profile across the Derwent-Hunter-guyot



Hunter-Guyot. Im oberen Teile der Abbildung wird angenommen, daß der Kern der Kuppe aus kompaktem Basalt besteht und daß dieser Kern von einer Sedimentschicht bedeckt ist. Im verfeinerten Modell wird zwischen Kern und Sedimentdecke noch eine Schicht aus vulkanischem Lockermaterial angenommen. Diese Annahme erlaubt eine bessere Annäherung der berechneten Bougueranomalie an die gemessene. Es ist von Interesse zu erwähnen, daß die an dieser Kuppe vorgenommenen magnetischen Messungen nicht mit einer homogenen Magnetisierung erklärt werden konnten.

Die Annahme, daß die Kuppe dem Meeresboden aufgesetzt sei, erscheint bedenklich. Bei vielen Kuppen, an denen tiefenseismische Experimente angestellt werden konnten, zeigte es sich, daß die Kuppen als Massenstörungen tief in den Untergrund hineinreichen. Hier sollen zwei Beispiele gegeben werden. Im ersten werden Messungen an der Cruiser-Bank vorgelegt (s. Abb. 16). Diese Kuppe liegt etwa in 32° nördlicher Breite, ostwärts des mittelatlantischen Rückens. An der Kuppe und in ihrer Umgebung waren seismische Messungen ausgeführt worden, die einige Angaben über die Schichtung ermöglichten. Auch war es möglich, mittels der von Drake und Nafe (1957)

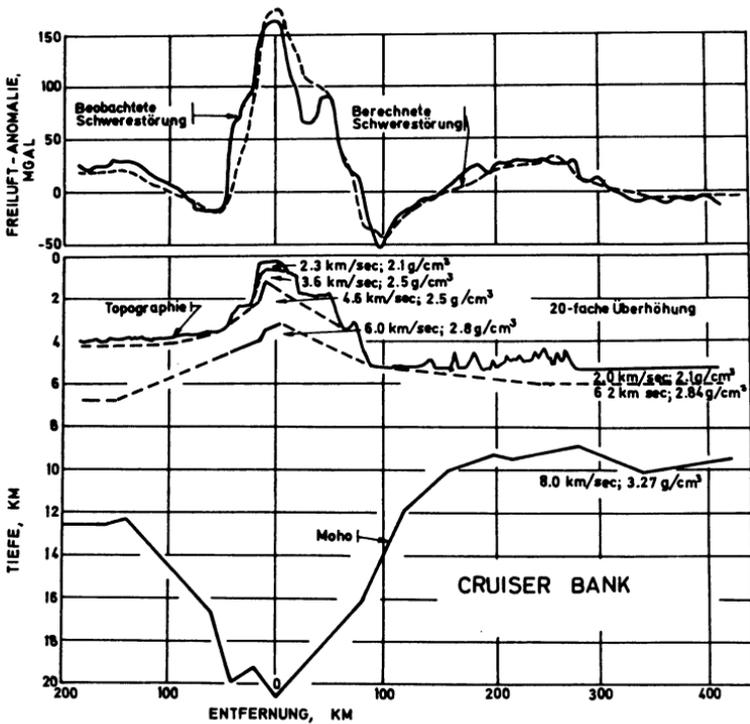


Abb. 16: Krustenschnitt durch die Cruiser-Bank (WORZEL und HARRISON 1963)

Crustal section of Cruiser Bank

empirisch abgeleiteten Beziehung zwischen Dichte und Kompressionswellengeschwindigkeit Werte für die Gesteinsdichte zu gewinnen. Dadurch gelang es, die beobachtete Schwereanomalie durch ein Modell zu erklären, in welchem die Moho tief in die marine Kruste eintaucht. Die Struktur ähnelt der des kontinentalen Schelfes, und es ist die Frage, ob man für diese Kuppe eine vulkanische Entstehung annehmen kann. Parallelitäten zu den unmagnetischen Kuppen an der iberischen Küste (BLACK et al. 1964) und der Seychellenbank (MATTHEWS et al. 1966) sind nicht ganz von der Hand zu weisen. Das gleiche gilt von der Großen Meteor-Bank, etwas südlicher als die Cruiser-Bank. Seismische Messungen (ARIÇ, HIRSCHLEBER, MENZEL, WEIGEL 1970) zeigen ein Abtauchen der Moho unter der Kuppe. In diesem Falle sprechen neben den seismischen auch gravimetrische und magnetische Messungen (FLEISCHER, MEYER, SCHAAF 1970) gegen eine vulkanische Entstehung der Kuppe.

Bei den zuletzt behandelten Kuppen ist eine vulkanische Struktur mindestens zweifelhaft. Ob bei einwandfrei vulkanischen Kuppen die Massenstörung auch so tief in den Untergrund hineinreicht, ist fraglich.

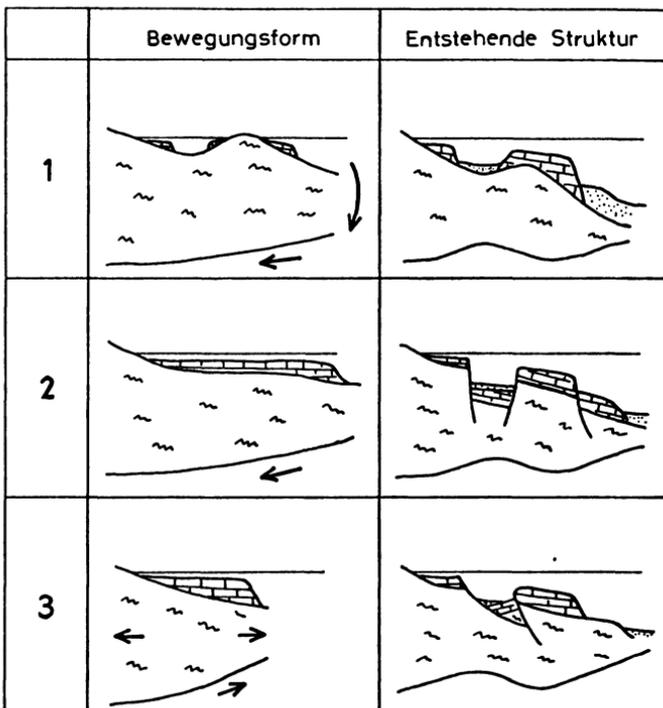


Abb. 17: Entstehungsmechanismen unmagnetischer Kuppen (BLACK et al. 1964)

Alternative origins of non-magnetic seamounts

Es soll nun noch kurz auf die Frage eingegangen werden, wie eine Kuppe entstehen kann, deren Struktur nicht vulkanisch ist. Black und Mitarbeiter geben drei Mechanismen an (BLACK et al. 1964) (s. Abb. 17). Im ersten Falle wird angenommen, daß die Kuppen bereits als kontinentale Berge bestanden, mit einer ganzen Küstenregion absanken und so unter Wasser gerieten. Nach der zweiten Hypothese können die Kuppen durch tektonische Bruchvorgänge im kontinentalen Schelf entstanden sein. In diesem Falle müßte man eigentlich beträchtliche gravimetrische Anomalien erwarten. Nach der dritten Hypothese herrschen horizontale Bewegungen vor. Diese sollen primär Strömungen im oberen Mantel, etwa Konvektionsströme sein, die in der Kruste Zerrspannungen erzeugen und schließlich zu Zerrungsbrüchen und Verdriften von Krustenteilen in den Ozean führen.

### **Magnetische Untersuchungen an Tiefseekuppen**

Magnetische Untersuchungen an Tiefseekuppen werden relativ häufig angestellt. Meistens werden die Beobachtungen von Schiffen, gelegentlich auch von Flugzeugen aus durchgeführt. Dabei werden Anomalien der magnetischen Totalintensität gemessen. Aus der Anomalie soll zunächst die Magnetisierung einer Tiefseekuppe erschlossen werden. Dazu nimmt man zunächst an, daß die Kuppe homogen magnetisiert sei. Wenn man nun noch die Form des Körpers kennt, so kann man das von dem magnetisierten Körper erzeugte Feld berechnen. Es gibt mehrere Verfahren, bei deren Entwicklung auf eine möglichst schnelle und bequeme Rechnung Wert gelegt wurde (VAQUIER 1962, BOTT 1963, TALWANI 1965). Man verändert dann eine angenommene homogene Magnetisierung des Körpers so lange, bis berechnete und gemessene Anomalie möglichst gut übereinstimmen. Ein Iterationsverfahren zur Berücksichtigung des Entmagnetisierungsfaktors ist von Vogel (1963) angegeben worden. Anscheinend ist dessen Benutzung aber nicht erforderlich. Die Form des Körpers wird durch die bathymetrischen Messungen geliefert. Wenn keine seismischen Messungen vorliegen, die über die unter dem Meeresboden liegende Gestalt Auskunft geben, so wird als untere Begrenzung entweder der Meeresboden selbst oder eine darunterliegende ebene Fläche angenommen. Im letzteren Falle kann die Variation der Tiefenlage der unteren Begrenzung dazu dienen, die Anpassung von berechneter und gemessener Anomalie zu verbessern.

Hat man auf diese Weise die Magnetisierungsrichtung der Kuppe ausgerechnet, so versucht man, die Lage der geomagnetischen Pole zur Zeit der Entstehung des Guyots festzustellen. Dazu macht man folgende Annahmen: 1. Die Kuppe ist durch Lavaausfluß so rasch entstanden, daß sich das magnetische Erdfeld während dieser Zeit nicht merklich geändert hat. 2. Die Kuppe ist bei Abkühlung unter die Curie-Temperatur thermoremanent homogen magnetisiert worden. 3. Die Magnetisierung der Kuppe hat sich dann nicht mehr geändert. 4. Die induzierte Magnetisierung kann vernachlässigt werden. 5. Das magnetisierende Erdfeld kann mit ausreichender Präzision als ein Dipolfeld angesehen werden, dessen Achse etwa mit der Rotationsachse koinzidiert. Sind

alle diese Annahmen einigermaßen erfüllt, so kann man, falls die Kuppe sich datieren läßt, die Lage der Magnetpole und damit auch die der Rotationsachse relativ zur Kuppe für ihre Entstehungszeit ermitteln. Geben gleich alte Kuppen verschiedene, „paläomagnetische Pole“, so bedeutet dies, daß die Kuppen sich gegeneinander verschoben haben, vorausgesetzt, daß die Differenz der Pollagen statistisch gesichert ist.

Die Annahme einer homogenen Magnetisierung der Kuppe kann natürlich nur annähernd erfüllt sein. Der mit dieser Annahme in Kauf genommene Fehler scheint meistens gering zu sein. Es gibt aber eine Reihe von Kuppen, bei denen eine homogene Magnetisierung ausgeschlossen werden muß. Bei der Vema-Kuppe im Südatlantik können die gemessenen Anomalien nicht auf eine homogene Magnetisierung zurückgeführt werden (HEIRTZLER und HADLEY 1966). Die Autoren führen dies auf eine besondere mechanische Beanspruchung der Flanken dieser Kuppe während ihrer Abkühlung zurück. Die Chautauqua-Kuppe im Pazifik, nahe des Hawai-Rückens, trägt im Kern anscheinend eine inverse Magnetisierung, während die oberen Teile normal magnetisiert sind (SCHIMKE und BUFE 1968). Zwar ist die Analyse dieser Autoren angezweifelt worden (FRANCHETEAU, SCLATER, RICHARDS und HARRISON 1968), an der Tatsache der inhomogenen Magnetisierung dieser Kuppe scheint aber kein Zweifel zu bestehen. Am Dervent-Hunter-Guyot, dessen Massenaufbau, wie auf Seite 616 ausgeführt worden ist, durch gravimetrische Messungen als inhomogen erkannt worden ist (WOODWARD 1970), wird ebenfalls von inhomogener Magnetisierung berichtet, die augenscheinlich auf Suszeptibilitätsunterschiede im Kern und im Flankenbereich der Kuppe zurückzuführen ist. Ähnliches gilt für die Große Meteorbank (FLEISCHER et al. 1970). Alle diese Beobachtungen, deren Reihe sich noch vermehren ließe, mahnen zur Vorsicht; denn man kann wohl nie sicher sein, daß Übereinstimmung von berechneter und gemessener Anomalie ein Beweis für homogene Magnetisierung ist.

Sehr wichtig sind natürlich Altersbestimmungen, bei denen man im allgemeinen auf Drehschen angewiesen ist. Die Ergebnisse sind leider nicht immer widerspruchsfrei. Außer den radiometrischen Altersbestimmungen gibt es noch die Möglichkeiten geomagnetischer Datierung, welche über die Richtung der remanenten Magnetisierung und der daraus ableitbaren Lage des paläomagnetischen Poles mit Hilfe der Polwanderungskurve durchgeführt wird. Sie ist wegen der nicht auszuschließenden Eigenbewegungen der Kuppe problematisch. Wo sie vorgenommen worden ist, sind die Ergebnisse auch nicht immer befriedigend ausgefallen.

Zum Schluß soll eine zusammenfassende Untersuchung an 56 Kuppen des Pazifik behandelt werden (FRANCHETEAU et al. 1970). Es handelt sich dabei um vier Gruppen von Kuppen. Sie sind in Abb. 18 dargestellt worden. In der ersten Gruppe befinden sich 13 Kuppen in der Nähe der Japanischen Inseln (J). Die zweite Gruppe enthält 17 Kuppen in der Nähe des Hawai-Rückens (H). Eingeschlossen ist hier der Dixon-Guyot (D), der südwestlich davon liegt. Die dritte Gruppe besteht aus 10 Kuppen, westlich der kalifornischen Küste (C); dazu die Moonless-Kuppe (M), und die vierte Gruppe wird aus den Tripod-seamounts (T) gebildet, die südlich von der kalifornischen Gruppe liegen. Ferner wird noch das Midway-Atoll (MA) und die große magnetische Bucht in

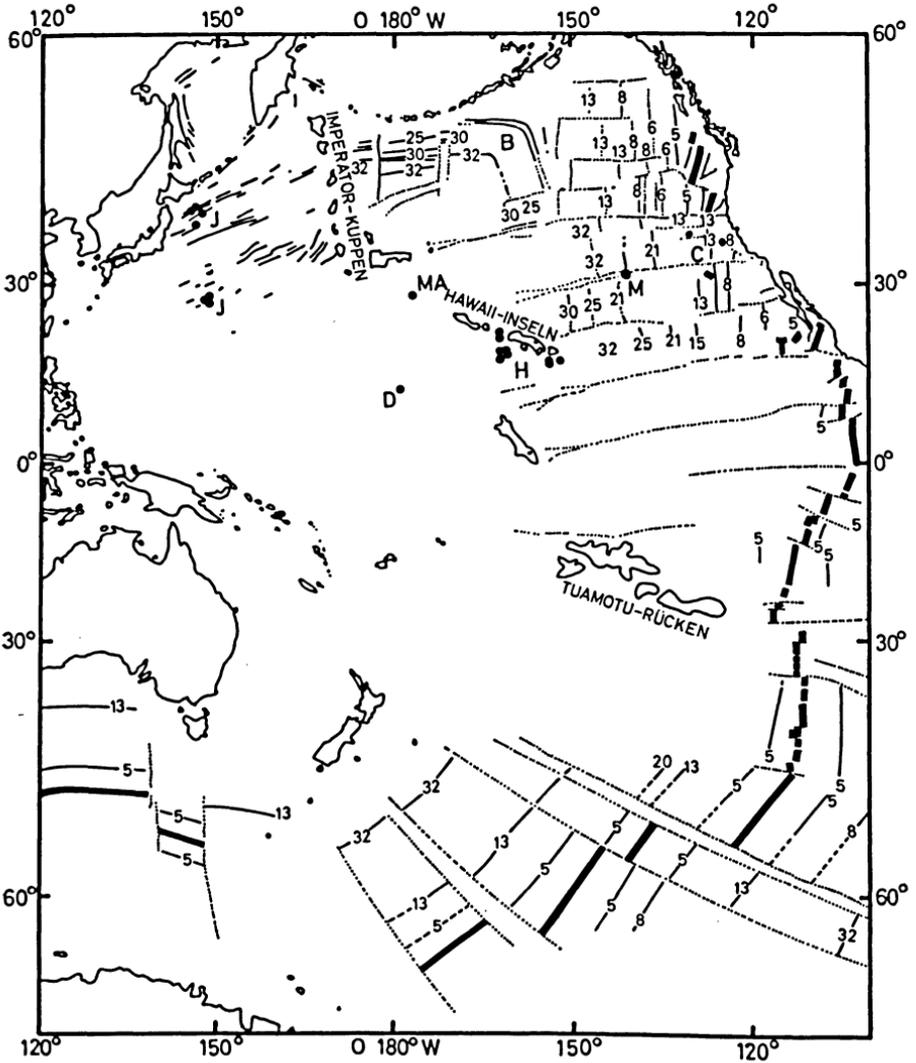


Abb. 18: Lage der von FRANCHETEAU et al. (1970) untersuchten Kuppen im Nordpazifik

Position of groups of seamounts, investigated by FRANCHETEAU and collaborators (1970)

die Untersuchung mit einbezogen. Die große magnetische Bucht ist eine weiträumige, buchtförmige Anomalie des erdmagnetischen Feldes im Nordostpazifik. Vine (1968) hat den Versuch gemacht, die Inklination des Magnetisierungsvektors für diese Anomalie zu berechnen.

Die an den angeführten Kuppen gewonnenen magnetischen Daten wurden einer Kritik unterzogen, die zur Aussonderung einiger von ihnen führte. Insbesondere wurden die Kuppen nicht weiterbehandelt, bei denen die Annahme einer homogenen Magnetisierung zu Widersprüchen mit den Meßergebnissen führten. Auch jene Kuppen wurden aus der ferneren Untersuchung ausgeschlossen, bei denen die Magnetisierungsrichtung nicht präzise genug bestimmt werden konnte. Schließlich wurden auch die Ergebnisse von den Kuppen nicht weiterbenutzt, die für etwa gleich alt angenommen werden konnten, von denen man glaubte, daß sie stets auf derselben festen Platte gelegen haben, die aber paläomagnetische Pollagen ergaben, welche nicht übereinstimmten. Der letzte Auswahl Gesichtspunkt ist wohl problematisch, da er eine Neigung zu dogmatischer Betrachtungsweise verrät.

Für den Rest der Kuppen, das Midway-Atoll und die große magnetische Bucht, wurden nun die paläomagnetischen Pole berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 19 dargestellt worden. Die in diesem Bilde dargestellten paläomagnetischen Pole können, mit einigen Unsicherheiten allerdings, datiert werden. So werden die Kuppen bei den Hawaii-Inseln und bei den Japanischen Inseln der Oberkreide zugeordnet, dem älteren Tertiär die große magnetische Bucht, dem mittleren Tertiär das Midway-Atoll und die kalifornischen Kuppen, die Tripod-Kuppen schließlich dem jüngeren Tertiär.

Das erste Ergebnis dieser Datierung ist die Feststellung, daß die Hawaii-Kuppen und die Japanischen Kuppen sich gegeneinander bewegt haben müssen, also nicht auf derselben Platte gelegen haben können. Anderenfalls müßten die Japanischen Kuppen älter sein als die Hawaii-Kuppen.

Wenn man die Ergebnisse für die Kalifornischen Kuppen außer acht läßt, weil ihre Datierung besonders unsicher ist, so kann die Bahn des Poles relativ zur nordpazifischen Platte abgeleitet werden, und zwar von der Oberkreide bis zum Tertiär. Das Ergebnis ist in Abb. 20 durch die Linie H-MA-NP dargestellt worden.

Nach Meinung der Autoren hat in der Oberkreide im Nordostpazifik eine Platte gelegen, die im Osten durch den Ostpazifischen Rücken und im Westen durch den Japanischen Tiefsee-graben begrenzt gewesen ist. Sie mag später mit anderen Teilen der Pazifischen Platte zusammengeschweißt worden sein.

Gewiß sind diese Ausführungen spekulativ und vielleicht sogar dogmatisch. Sie haben aber doch Wert, weil durch diese große Synopsis der Detailforschung Richtungen für gezielte Untersuchungen gewiesen werden können.

Den Angehörigen des Institutes für die Physik des Erdkörpers, die mir bei der Herstellung des Manuskriptes und besonders der Abbildungen sehr erheblich geholfen haben, bin ich zu größtem Dank verpflichtet. Auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft spreche ich meinen besten Dank aus. Sie hat schon lange meine marin-geophysi-

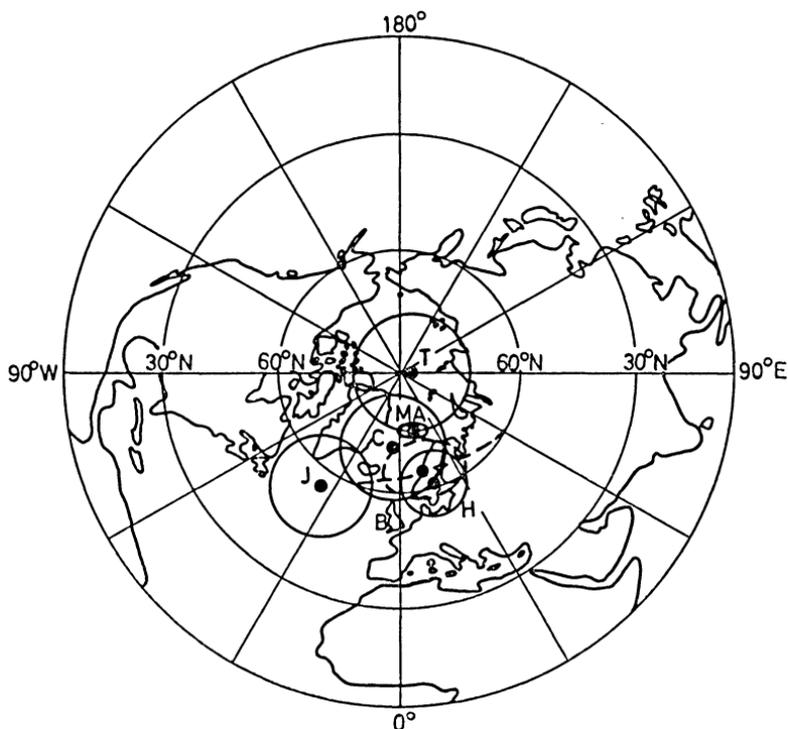


Abb. 19: Paläomagnetische Pollagen für den Pazifik

Paleomagnetic pole positions for the Pacific

kalischen Arbeiten unterstützt und mir in diesem Falle bei der Materialsammlung wertvolle Hilfe geleistet.

Schließlich gebührt mein Dank dem mir unbekanntem Gutachter des Herausgebers, der mein Manuskript offenbar sehr gründlich durchgesehen und zahlreiche, sehr wertvolle, kritische Anmerkungen dazu gemacht hat.

### Literatur

- ARİÇ, K., H. HIRSCHLEBER, H. MENZEL, W. WEIGEL: Über die Struktur der Großen Meteor-Bank nach seismischen Ergebnissen. „Meteor“-Forschungsergebnisse, Reihe C, 48–64, 1970
- BLACK, M., M.N. HILL, A.S. LAUGHTON, D.H. MATTHEWS: Three non-magnetic seamounts off the Iberian coast. *Quart. J. Geol. Soc.*, London 120, 477–517, 1964
- BONATTI, E., H. TAZIEFF: Exposed Guyot from the Afar Rift, Ethiopia. *Science* 168, 1087 bis 1089, 1970

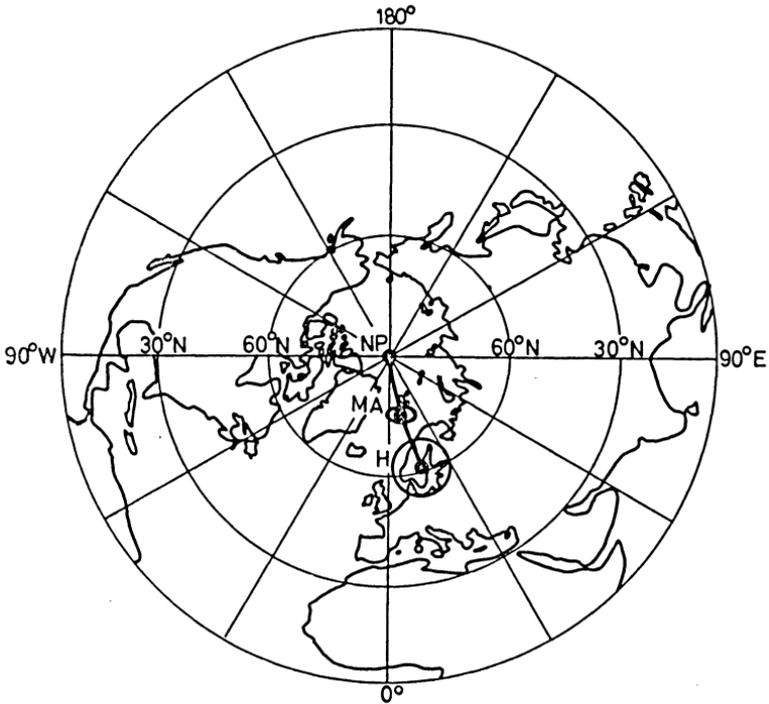


Abb. 20: Polbahn relativ zum Nordpazifik

Polar curve relative to the North-Pacific Ocean

- BOTT, M. H. P.: Two methods applicable to computers for evaluating magnetic anomalies due to finite three dimensional bodies. *Geophys. Prospect.* 11, 292–299, 1963
- BOYCE, R.E., E.L. SMITH: Geomorphology of Erben Guyot. *Marine Geology* 6, 179–183, 1968
- BRODIE, J.W.: Aotea seamount, eastern Tasman Sea. *N.Z. f. Geol. and Geoph.* 8, 510–517, 1965
- BUDINGER, T.F.: Cobb Seamount. *Deep-Sea Res.* 14, 191–201, 1967.
- CHRISTENSEN, M.N., C.M. GILBERT: Basaltic cone suggests constructional origins of some guyots. *Science* 143, 240–242, 1963.
- DIETRICH, G., J. ULRICH: Zur Topographie der Anton-Dohrn-Kuppe, Kieler Meeresforschung 17, 3–7, 1961
- DYMOND, J.R., N.D. WATKINS, Y.R. NAYUDU: Age of the Cobb Seamount. *J. Geophys. Res.* 73, No. 12, 1968

- EMERY, K. O., E. UCHUPI: Structure of Georges Bank. *Marine Geology* 3, 349–358, 1965
- FEDEN, R. H.: Volcanic Rock from Caryn Seamount. *J. Geophys. Res.* 71, No. 6, 1761–1763, 1966
- FLEISCHER, U., O. MEYER, H. SCHAAF: Über den Aufbau der untermeerischen Tafelberge südlich der Azoren anhand eines gravimetrisch-magnetischen Nord-Süd-Profiles über die Große Meteor-Bank. „Meteor“-Forschungsberichte, Reihe C, 37–47, 1970
- FORBES, R. B., Ch. M. HOSKIN: Dredged Trachyte and Basalt from Kodiak Seamount and the Adjacent Aleutian Trench, Alaska. *Science* 166, 502–504, 1969
- FRANCHETEAU, J., J. G. SCLATER, M. L. RICHARDS, C. G. A. HARRISON: Comments on Paper by G. R. Schimke and C. G. Bufo, Geophysical Description of a Pacific Ocean Seamount. *J. Geophys. Res.* 73, No. 24, 7713–7717, 1968
- FRANCHETEAU, J., C. G. A. HARRISON, J. G. SCLATER, M. L. RICHARDS: Magnetization of Pacific Seamounts: A Preliminary Polar Curve for the Northeastern Pacific. *J. Geophys. Res.* 75, No. 11, 2035–2061, 1970
- FRANCHETEAU, J., J. G. SCLATER, H. CRAIG: Magnetization of a recently discovered seamount in the Central Pacific. *Geophysics* 34, 645–651, 1969
- GILG, J. G., J. J. McCONNELL: Non-existent seamounts. Inform. Manuser. U.S. nav. oceanogr. Off. IM No. 66–28, 1966 II
- HALL, G. P. D.: Seamounts in the Gulf of Guinea. *Nature* 212, 1443–1444, 1966
- HALL, G. P. D.: Hall Bank. A new tablemount in Mozambique Channel. *Int. hydrogr. Rev.* 44, 31–33, 1967
- HAMILTON, E. L., R. E. VON HUENE: Kodiak Seamount not flat-topped. *Science* 154, 1323–1325, 1966
- HARRISON, J. C., W. C. BRISBIN: Gravity anomalies off the West Coast of North America. Seamount Jasper. *Bull. Geol. Soc. Am.* 70, 929–934, 1959
- HEIRTZLER, J. R., M. L. HADLEY: Magnetic anomaly over Vema seamount. *Nature* 212, 912–913, 1966
- HINZ, K.: The Great Meteor Seamount — Results of seismic reflection measurements with a pneumatic sound source, and their geological interpretation. *Meteor Forschungsergebnisse, Reihe C, Heft 2*, 63–77, 1969
- HOSHINO, M., K. ICHIKORWA, H. NIINO: Some geological problems on the Western Pacific region: Problems about guyots in the Western Pacific. *Mer, Tokyo*, 7, 42–43, 1969, Nr. 3
- KARIG, D. E., M. N. A. PETERSON, G. G. SHOR: Sediment-capped guyots in the Mid-Pacific Mountains. *Deep-Sea Res.* 17, 373–378, 1970
- KIBBLEWHITE, A. C., R. N. DENHAM: The Bathymetry and Total Magnetic Field of the South Kermadec Ridge Seamounts. *New. Zeal. J. Sci.*, 10, 52–67, 1967
- KIBBLEWHITE, A. C.: Note on another Active Seamount in the South Kermadec Ridge Group. *New Zeal. J. Sci.*, 10, 68–69, 1967
- LECHNER, G., K. H. KEUNECKE: Seismische Profilaufnahmen im Gebiet der Azoren. *Umschau* 68, 562–563, 1968

- LE PICHON, X., M. TALWANI: Gravity Survey of a Seamount Near 35°N 46°W in the North Atlantic. *Marine Geology* 2, 262–277, 1964
- MALLORY, J.K.: Exploration of the Vema seamount. *Int. Hydrogr. Rev. Monaco* 43, 17–23, 1966
- MATTHEWS, D.H., D. DAVIES: Geophysical studies of the Seychelles Bank. *Phil. Trans. Roy. Soc., London* 259, 227–239, 1966
- MCMANUS, D.A., D.R. MORRISON: Quinn Guyot (GA-3) not Tilted toward Aleutian Trench. *Marine Geology* 7, 365–368, 1969
- MENARD, H.W.: Sea floor relief and mantle convection. *Physics and Chemistry of the Earth*, 315–364, 1965
- MENARD, H.W.: Growth of drifting volcanoes. *J. Geophys. Res.* 74, 4827–4837, 1969
- MENARD, H.W.: *Marine Geology of the Pacific*. McGraw-Hill Book Company, pp. 138, 1964
- MENARD, H.W., S.M. SMITH, T.E. CHASE: Guyots in the Southwestern Pacific Basin. *Geological Society of America Bulletin* 75, 145–148, 1964
- MENARD, H.W., H.S. LADD: *Oceanic Islands, Seamounts, Guyots, and Atolls. The Sea*, Bd. III, 1963
- MILLER, E.T., M. EWING: Geomagnetic Measurements in the Gulf of Mexico and in the Vicinity of Caryn Peak. *Geophysics*, XXX, No. 2, 406–432, 1956
- NAFE, J.E., C.L. DRAKE: Variation with Depth in Shallow and Deep Water Marine Sediments of Porosity, Density and the Velocities of Compressional and Shear Waves. *Geophysics* 22, 523–552, 1957
- NAYUDU, Y.R.: A new hypothesis for origin of guyots and seamount terraces. *Geophysical monograph Nr. 6*, 171–180, 1962
- NORTHROP, J., R.A. FROSCHE, R. FRASSETTO: Bermuda–New England Seamount Arc. *Geological Society of America Bulletin*, 73, 587–594, 1962
- RICHARDS, M.L., V. VACQUIER, G.D. van VOORHIS: Calculation of the magnetisation of uplifts from combining topographic and magnetic surveys. *Geophysics* XXXII, 678–707, 1967
- SATO, T., A. MOGI: Guyots found from the Marshall and East Caroline Ridges. *The Journal of the Oceanographical Society of Japan*, 21, No. 4, 139–147, 1965
- SCHIMKE, G.R., C.G. BUFE: Geophysical Description of a Pacific Ocean Seamount. *J. Geophys. Res.* 73, No. 2, 559–569, 1968
- SCHIMKE, G.R., C.G. BUFE: Relationship of Chautauqua Seamount to seafloor spreading in the North Pacific. *Nature* 219, 1351–1352, 1968
- SEGRE, A.G., C. STOCCHINO: *Nuove Osservazioni sulla Geologia e Morfologia delle Montagne Submarine del Mar Tirreno. Geologia e morfologia del Mar Tirreno*, Genova 1969
- SHAFFER, J.D.: Survey of the Gibbs Seamount. *Int. Hydrogr. Rev. Monaco* 42, 37–40, 1965
- SHURBET, G.L., J.L. WORZEL: Gravity Anomalies Associated with Seamounts. *Bull. Geol. Soc. Am.* 66, 777–782, 1955

- SIMPSON, E. S. W., A. E. F. HEYDORN: Vema seamount. *Nature* 207, 249–251, 1965
- STEWART, H. B., A. D. RAFF, E. L. JONES: Explorer Bank – A New Discovery in the Caribbean. *Bull. Geol. Am.* 72, 1271–1274, 1961
- TALWANI, M.: Computation with the help of a digital computer of magnetic anomalies caused by bodies of arbitrary shape. *Geophysics* 30, 797–817, 1965
- ULRICH, J.: Tiefseekuppen in den Weltmeeren. *Umschau* 11, 334–338, 1964
- UYEDA, S., M. RICHARDS: Magnetization of four Pacific Seamounts near the Japanese Islands. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 44, 179–213, 1966
- VACQUIER, V.: A machine method for computing the magnitude and the direction of magnetization of a uniformly magnetized body from its shape and a magnetic survey: Proceedings, Benedum Earth Magnetism. Symposium 123–137, 1962
- VACQUIER, V., S. UYEDA: Palaeomagnetism of nine seamounts in the western Pacific and of three volcanoes in Japan. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 45, 815–848, 1967
- VINE, F. J.: Paleomagnetic evidence for the northward movement of the North Pacific basin during the past 100 m. y. *Trans. Amer. Geophys. Union* 49, 156, 1968
- VOGEL, A.: The application of electronic computers to the calculation of effective magnetisation. *Geophys. Prospect.* 11, No. 1, 51–58, 1963
- WALCZAK, J. E., T. CARTER: A bathymetric and geomagnetic survey of the New England seamount chain. *Int. Hydrogr. Rev. Monaco* 41, 59–67, 1964
- WALCZAK, J. E.: A marine magnetic survey of the New England seamount chain. *Techn. Rep. U.S. Naval Oceanogr. Off* TR–159, 1963
- WOODWARD, D. J.: Gravity and Magnetic anomalies over the Derwent Hunter Guyot, Tasman Sea. *N.Z. Journ. Geoph.* 13, 117–125, 1970
- WOOLARD, G. P., W. E. STRANGE: Gravity anomalies and the crust of the Earth in the Pacific Basin. *Geophys. Monograph* Nr. 6, AGU, 60–80, 1962
- WORZEL, J. L., G. L. SHURBET: Toro Seamount. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 66, 485–488, 1955
- WORZEL, J. L., J. C. HARRISON: Gravity at Sea. *The Sea* III, 1963
- WORZEL, J. L.: Survey of Continental Margins. *Geology of Shelf Seas*, 117–152, 1968

# **Die Ablage der Orientierungsrichtung des Satelliten Azur von der Richtung des erdmagnetischen Feldes**

## **The Malignment of the Magnetically Oriented Earth's Satellite Azur**

J. MÜNCH und W. DEMPEWOLF, Lindau<sup>1)</sup>

Eingegangen am 25. Mai 1971

*Zusammenfassung:* Für den passiv magnetisch orientierten Satelliten AZUR wird die Ablage  $\alpha$  der Satellitenlängsachse von der Richtung des erdmagnetischen Feldvektors untersucht. Der Winkel  $\alpha$  erreicht im Mittel über die gesamte Missionsdauer seine größten Werte über dem Äquator. Außerdem zeigen die Werte von  $\alpha$  eine Korrelation mit der erdmagnetischen Aktivität. Abgesehen von den ersten fünf Wochen werden während der gesamten Missionsdauer des Satelliten keine Ablagewinkel über  $12^\circ$  erreicht. Damit werden die directionalen Teilchenmessungen des Experimentes EI 95 an Bord des Satelliten AZUR nicht wesentlich durch die Bewegung der Satellitenachse relativ zum Magnetfeldvektor beeinflusst.

*Abstract:* The satellite AZUR is a passively magnetically orientated spacecraft. The misalignment angle  $\alpha$  between the satellite's orientation axis and the geomagnetic fieldvector is examined. The average misalignment angle during the whole mission reaches its greatest values at the equator. A correlation between  $\alpha$  and the geomagnetic activity can be seen. Apart from the first five weeks the misalignment angle does not exceed values greater than  $12^\circ$  during the whole mission. Therefore the directional particle measurements of the experiment EI 95 on board the satellite AZUR is not seriously influenced by the movements of the spacecraft's axis relatively to the geomagnetic fieldvector.

### **1. Einleitung**

Der deutsche Forschungssatellit AZUR war magnetisch stabilisiert, d. h. er richtete sich in jeder Flugphase mit seiner Längsachse nahezu parallel zur Richtung des erdmagnetischen Feldes aus. Diese Ausrichtung zu den Feldlinien war erwünscht, um z. B. mit dem Experiment EI 95 kontinuierlich Elektronenflüsse parallel, antiparallel und senkrecht zur Magnetfeldrichtung messen zu können. Besonderes Interesse gilt den Messungen derjenigen in Richtung Erde einfallenden Elektronen, deren Bahn mit den Magnetfeldlinien einen Winkel (Pitchwinkel) einschließt, der so klein ist, daß diese Elektronen unter dem Einfluß des Erdmagnetfeldes nicht mehr reflektiert werden, sondern in die Atmosphäre eindringen. Der maximale Pitchwinkel  $\gamma_{LC}$ , bis zu dem eine derartige Ausfällung der Elektronen stattfindet, bestimmt den „loss cone“. Der

<sup>1)</sup> Dr. J. MÜNCH und W. DEMPEWOLF, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphärenphysik, 3411 Lindau, Germany.

Öffnungswinkel  $\gamma_{LC}$  des „loss cone“ errechnet sich längs einer Feldlinie nach

$$\sin^2 \gamma_{LC} = \frac{B}{B_{100}} \quad (1)$$

Dabei ist  $B_{100}$  die Magnetfeldstärke in 100 km Höhe,  $B$  die Magnetfeldstärke am Meßort.

Der Pitchwinkelbereich  $0 \leq \gamma \leq \gamma_{LC}$ , welcher in den „loss cone“ fällt, ist nach (1) für eine bestimmte Feldlinie mit  $B$  höhenabhängig. Ist der Detektoröffnungswinkel  $\beta$  des Meßinstrumentes, das an der Stelle  $B$  mißt, größer als  $\gamma_{LC}$ , so werden neben Teilchen aus dem „loss cone“ auch andere Teilchen gemessen, die die gewünschte Aussage verfälschen können. Das gleiche Ergebnis erhält man auch, falls  $\beta$  zwar nicht größer als  $\gamma$  ist, aber die Detektorachse nicht parallel zu den Feldlinien ausgerichtet ist, wenn also die Ablage  $\alpha > 0$  ist.

Der Detektor II des Experimentes EI 95, welcher einfallende (auf die Erde zufliegende) Teilchen messen sollte und in Richtung der Satellitenlängsachse montiert war, hatte einen vollen Öffnungswinkel  $\beta$  von  $50^\circ$ . Damit dieser Detektor nur Teilchen aus dem „loss cone“ mißt, muß bei genauer Ausrichtung des Satelliten längs der Feldlinien für jeden Bahnpunkt gelten:

$$\frac{\beta}{2} \leq \gamma_{LC} \quad (2)$$

Zur Vereinfachung wurden für eine näherungsweise Berechnung von  $\gamma_{LC}$  die Symmetrieeigenschaften eines zentrischen erdmagnetischen Dipolfeldes benutzt. Bezeichnet man darin mit  $\lambda$  die geomagnetische Breite und mit  $r$  den Abstand eines Punktes  $P$  der Feldlinie vom Erdmittelpunkt, so gilt:

$$r = C \cos^2 \lambda \quad (3)$$

$C$  = Konstante, abhängig von der betrachteten Feldlinie

Für die Feldstärke  $B$  im gleichen Punkt gilt:

$$B = \frac{M}{r^3} (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{\frac{1}{2}}; \quad (4)$$

$M$  = Magn. Moment der Erde

Aus den Gleichungen (1), (3) und (4) kann man für jeden Punkt  $P(r, \lambda)$  den Winkel  $\gamma_{LC}$  berechnen:

$$\sin^2 \gamma_{LC} \leq \left[ \frac{(1 + 3 \sin^2 \lambda)}{(1 + 3 \sin^2 \lambda_{100})} \right]^{\frac{1}{2}} \left( \frac{r_{100}}{r} \right)^3 \quad (5)$$

wobei

$$\lambda_{100} = \arccos \left[ \frac{r_{100}}{r} \cos^2 \lambda \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

ist. Der Index 100 bezeichnet die Höhe 100 km.

Figur 1 zeigt den Winkel  $\gamma_{LC}$  in Abhängigkeit von  $\lambda$  für verschiedene Flughöhen des Satelliten. Die Apogäumshöhe des Satelliten AZUR betrug 3145 km; die Perigäumshöhe 384 km. Aus Figur 1 ersieht man, daß für den Detektor II der Winkel  $\gamma_{LC}$  immer größer als  $\beta/2$  ist (siehe Gleichung (2)).

Die Rechnungen für Figur 1 wurden durchgeführt unter der Annahme, daß Satellitenlängsachse und Magnetfeldrichtung zusammenfallen. Die Winkelabweichungen von dieser idealen Ausrichtung des Satelliten bezeichnet man als Ablage. Sollte die Ablage  $\alpha > 0$  sein, so werden Teilchen mit Pitchwinkeln bis zu

$$\frac{\beta'}{2} = \frac{\beta}{2} + \alpha \quad (7)$$

gemessen und  $\beta'/2$  kann dann größer als  $\gamma_{LC}$  sein.

Im folgenden wird die Größe der Ablage der Satellitenachse von der Magnetfeldrichtung während der gesamten Missionsdauer untersucht.

## 2. Bestimmung der Lage des Satelliten Azur

Der Satellit AZUR wurde durch zwei Stabilisierungsmagnete mit seiner Z-Achse in Richtung des Erdmagnetfeldes ausgerichtet. Die Lagemessung wurde durch ein Zwei-

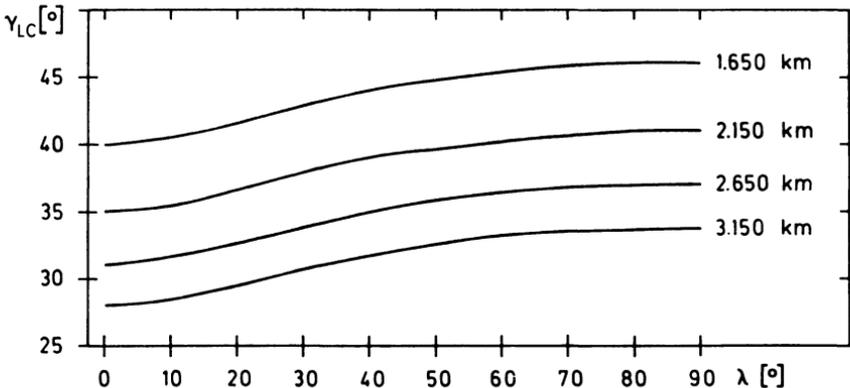


Abb. 1: Abhängigkeit des Öffnungswinkels des „loss cone“ von der geomagnetischen Breite für verschiedene Flughöhen

The dependence of the loss cone opening angle on the geomagnetic latitude for different altitudes

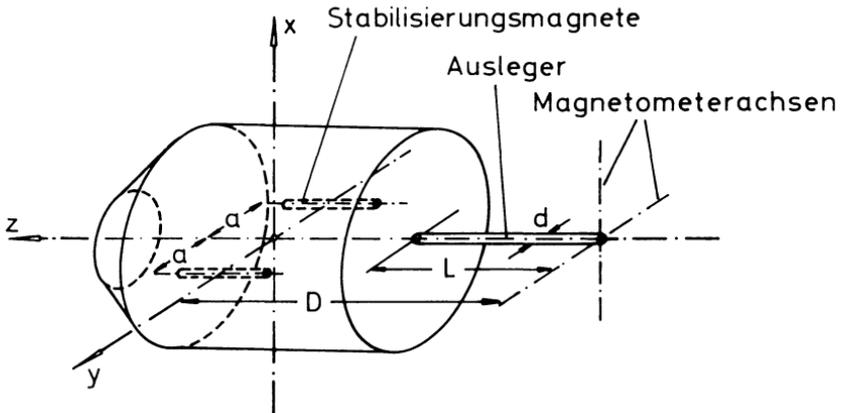


Abb. 2: Anordnung der Stabilisierungsmagnete im satellitenfesten Koordinatensystem (entnommen aus OCKERT, 1968)

The magnetic orientation system in the satellite-fixed coordinate system

achsen-Magnetometer vorgenommen, dessen Ausrichtung im satellitenfesten Koordinatensystem in Figur 2 (entnommen aus OCKERT, 1968) dargestellt ist.

Zur Bestimmung der Winkel zwischen satellitenfestem Koordinatensystem und erdmagnetischem Feldvektor werden drei Größen benötigt. Da das Bordmagnetometer nur zwei Größen – nämlich die Komponenten des Erdfeldes bezüglich der  $x$ - und  $y$ -Achse des Satelliten – mißt, muß als dritte Größe der Betrag des Feldes hinzugenommen werden. Dieser wird berechnet aus einer Entwicklung des Erdmagnetfeldes nach Kugelfunktionen. Über die Genauigkeit der Lagemessung gibt die Arbeit von OCKERT [1968] Auskunft.

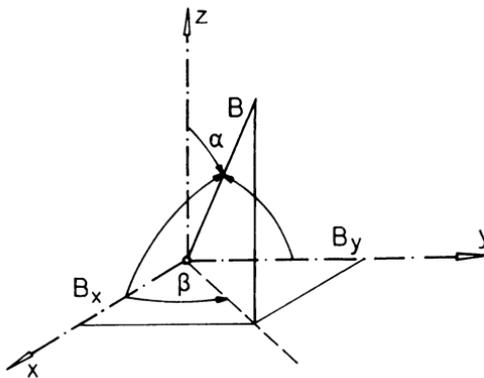


Abb. 3: Definition des Ablagewinkels  $\alpha$  im satellitenfesten Koordinatensystem

The definition of the misalignment angle  $\alpha$  in the satellite-fixed coordinate system

Der hier interessierende Ablagewinkel  $\alpha$  (siehe Fig. 3) läßt sich aus den gemessenen Feldkomponenten  $B_x$ ,  $B_y$  und dem Betrag des Feldes  $B$  bestimmen:

$$\alpha = \arcsin \frac{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}}{B} \quad (8)$$

Änderungen des so berechneten Winkels  $\alpha$  können auf Änderungen der Feldkomponenten  $B_x$  und  $B_y$  zurückzuführen sein; es kann aber auch der Betrag des Feldes  $B$  an dieser Stelle von dem aus der Kugelfunktionsentwicklung des Magnetfeldes abgeleiteten Wert abweichen. Da im folgenden Winkeländerungen von mehr als 100% betrachtet werden und es unwahrscheinlich ist, daß sich der Betrag der Feldstärke  $B$  so stark in relativ kurzen Zeitabschnitten ändert, werden alle Änderungen von  $\alpha$  als Änderungen des Winkels zwischen  $B$ -Vektor und satellitenfestem Koordinatensystem angesehen.

Vom Bordmagnetometer wurden die Feldkomponenten senkrecht zur Satellitenlängsachse gemessen und die Ablage  $\alpha$  wurde unter Berücksichtigung der Kalibrierung des Magnetometers nach Gleichung (8) berechnet [SCHMIDT, 1969]. Für jeweils 10 s. Meßzeit wurde ein  $\alpha$ -Wert berechnet. Die infolge von Telemetriefehlern in den Magnetometerdaten falsch berechneten Werte von  $\alpha$  wurden eliminiert. Auch die redundanten Daten, welche durch Überlappung von Empfangsbereichen der Telemetriestationen gewonnen wurden, sind für das folgende beseitigt worden.

### 3. Periodische Bewegungen der Satellitenachse relativ zum Magnetfeld

Von den Daten werden zunächst zwei typische Fälle besprochen, daran anschließend wird das gesamte Material auf das periodische Verhalten von  $\alpha$  untersucht.

#### 3.1. Beispiele

Die Figur 4 zeigt im oberen Teil ein Beispiel für die zeitlichen Änderungen der Ablage  $\alpha$ , im unteren Teil den Betrag der Feldstärke  $B$  am Ort des Satelliten und die geomagnetische Breite  $\lambda$  des Subsatellitenpunktes. Das Apogäum – gekennzeichnet durch kleinere Werte von  $B$  – befindet sich nahe dem Äquator. Die annähernd periodischen Änderungen von  $\alpha$  und das mittlere Ansteigen der Funktion  $\alpha = f(\lambda)$  sind typisch für diese Bahnabschnitte.

Figur 5 zeigt die Bahn, welche die Projektion des Endpunktes des Feldvektors in der  $x$ - $y$ -Ebene des satellitenfesten Koordinatensystems beschreibt (vergl. Fig. 3). Diese nahezu kreisförmige Bewegung ist typisch für Bahnpunkte mit niedriger Feldstärke, d. h. in größeren Höhen.

Figur 6 zeigt einen ganz anderen typischen Verlauf der Funktion  $\alpha = f(\lambda)$ . Hier handelt es sich auch um eine Passage in der Nähe des Äquators, aber in wesentlich geringerer Flughöhe bzw. bei größerem  $B$  als in Figur 4. Die zugehörige Projektion des Endpunktes des Feldvektors in der  $x$ - $y$ -Ebene des satellitenfesten Koordinatensystems zeigt Figur 7. Er beschreibt hier eine langgestreckte Ellipse.

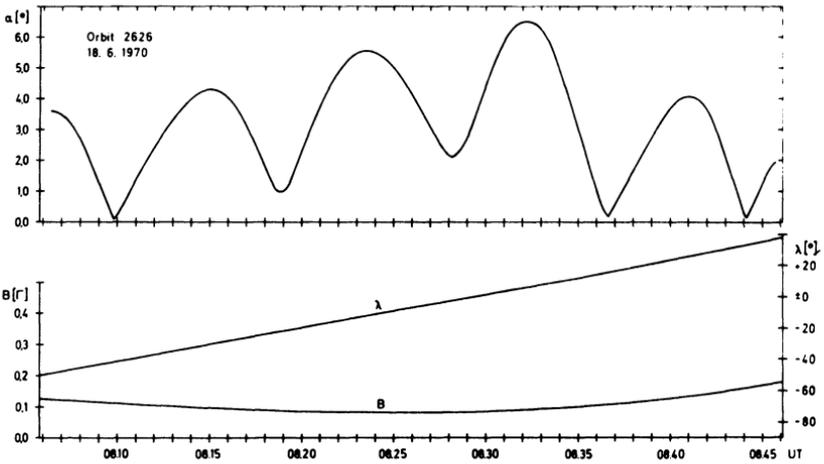


Abb. 4: Im oberen Teil der Abbildung ist der Winkel  $\alpha$ , im unteren Teil sind die geomagnetische Breite  $\lambda$  und die Feldstärke  $B$  über der Zeit aufgetragen

The upper part of the figure shows the angle  $\alpha$ , the lower part the geomagnetic latitude  $\lambda$  and the magnetic field strength  $B$  versus time

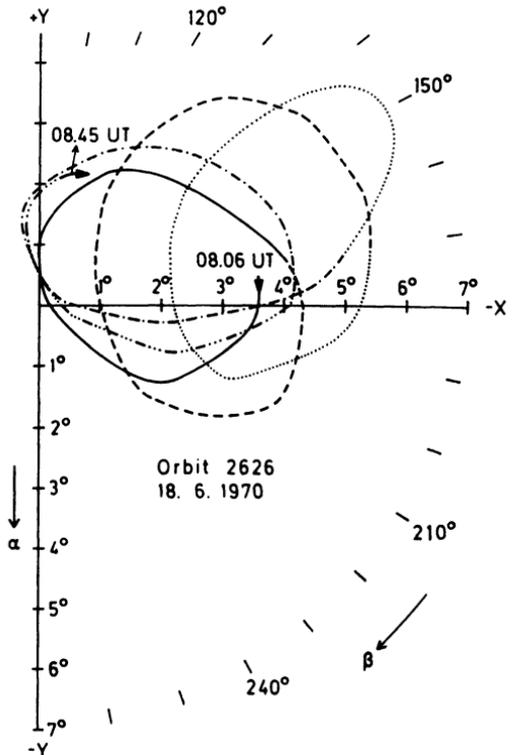


Abb. 5: Die Bewegung des Endpunktes des erdmagnetischen Feldvektors im satellitenfesten Koordinatensystem

The movements of the endpoint of the geomagnetic field vector in the satellite-fixed coordinate system

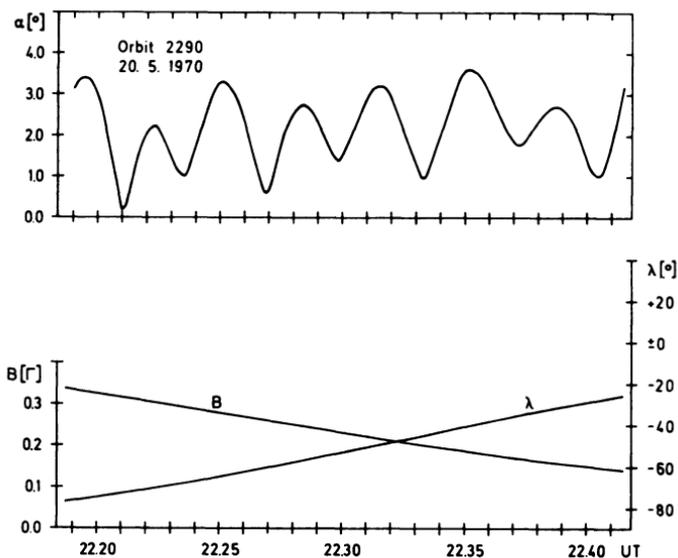


Abb. 6: Im oberen Teil der Abbildung ist der Winkel  $\alpha$ , im unteren Teil sind die geomagnetische Breite  $\lambda$  und die Feldstärke  $B$  über der Zeit UT aufgetragen

The upper part of the figure shows the angle  $\alpha$ , the lower part the geomagnetic latitude  $\lambda$  and the magnetic field strength  $B$  versus line

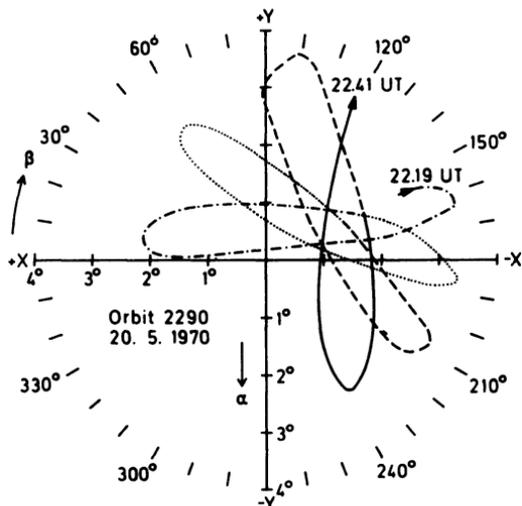


Abb. 7: Die Bewegung des Endpunktes des erdmagnetischen Feldvektors im satellitenfesten Koordinatensystem

The movements of the endpoint of the geomagnetic field vector in the satellite-fixed coordinate system

### 3.2. Periodische Bewegungen

Für die Zeit vom 16. Mai 1970 bis 25. Juni 1970 wurden die Periodizitäten im Verhalten des Ablagewinkels  $\alpha$  untersucht. Es wurden dazu solche Ereignisse ausgewählt, bei denen sich  $\alpha$  annähernd sinusförmig mit der Zeit änderte.

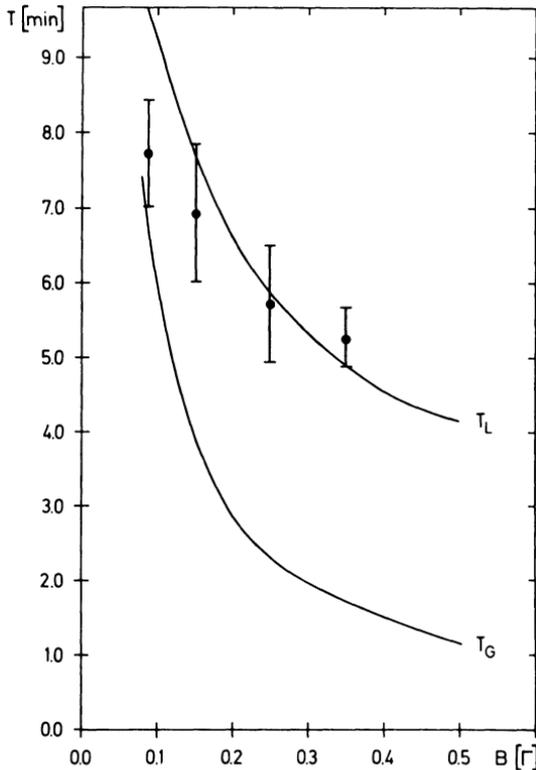


Abb. 8: Die gemessenen Schwingungsdauern der Satellitenlängsachse im erdmagnetischen Feld in Abhängigkeit von der Feldstärke  $B$  am Ort des Satelliten

The observed oscillation periods of the satellite axis in the geomagnetic field with respect to the field strength  $B$  at the location of the satellite

Zur Ermittlung der Schwingungsdauern wurde das Intervall  $0,0 \leq B \leq 0,5$  ( $I'$ ) in fünf Klassen der Klassenbreite  $0,1$  ( $I'$ ) eingeteilt und die Perioden bestimmt, mit denen sich die Satelliten- $Z$ -Achse relativ zu  $B$  bewegte. Ausgewertet wurden 225 Schwingungen. Die gefundenen mittleren Schwingungsdauern sind in Figur 8 zusammen mit der mittleren quadratischen Abweichung eingezeichnet.

### 3.3. Vergleich mit Modellen

Die Bewegung der Satellitenlängsachse relativ zur Richtung des Magnetfeldvektors lassen sich für die beiden in Figur 5 und Figur 7 angegebenen Fälle grob annähern, durch die Modelle der linearen Schwingungen (Fig. 7) oder durch die Präzessionsbewegung eines Kreisels (Fig. 5).

Im ersten Fall gilt Gleichung (9), eine sehr grobe Näherung für die Schwingungsdauer  $T$  der Satellitenachse im Magnetfeld:

$$T_L = 2\pi \sqrt{\frac{I}{MB}} \quad (9)$$

wobei  $I$  das Trägheitsmoment um eine Querachse und  $M$  das magnetische Moment des Satelliten ist. Das magnetische Moment vom AZUR wurde durch Addition der Momente der beiden Stabilisierungsmagneten zu je  $50 \text{ Am}^2$  [OCKERT, 1968] berechnet. Das Trägheitsmoment um die  $x$ -Achse war gleich demjenigen um die  $y$ -Achse und betrug  $7,9 \text{ kgm}^2$ . In Figur 8 ist die Funktion  $T_L = f(B)$  nach Gleichung (9) dargestellt. Gleichung (9) gilt nur für ungedämpfte lineare Schwingungen in einem konstanten Kraftfeld. Diese Voraussetzungen sind für die Satellitenbewegung nur angenähert erfüllt. Außerdem können bei Störungen des Erdmagnetfeldes Komponenten des Fourierspektrums von  $B(t)$  die Satellitenbewegung ändern.

Da AZUR einen Restspin von  $0,065 \text{ RPM}$  hatte, kann man seine Bewegung auch als Präzessionsbewegung eines Kreisels auffassen (Fig. 5). Die Dauer einer Präzessionsperiode ist:

$$T_G = \frac{4\pi^2 I v}{MB} \quad (10)$$

Die Funktion  $T_G = f(B)$  nach Gleichung (10) ist in Figur 8 dargestellt.

Vergleicht man  $T_L$  und  $T_G$  mit den Messungen, so zeigt sich, falls man aus der groben Näherung Schlüsse ziehen kann, daß die Satellitenachse bei höheren  $B$ -Werten und damit niedrigen Flughöhen Bewegungen beschreibt, die durch die Gleichung für lineare Schwingungen angenähert werden können. Das würde bedeuten, daß dann der Restspin auf die Bewegung keinen Einfluß hatte.

## 4. Die mittlere Ablage $\bar{\alpha}$

Aus den Figuren 4 und 6 kann man erkennen, daß die Ablage  $\alpha$  zum Äquator hin zunimmt.

Für die Zeit vom 14. 12. 69 bis 28. 6. 70 wurde die mittlere Ablage  $\bar{\alpha}$  in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite  $\lambda$  (berechnet für einen zentrischen Dipol), von der Feldstärke  $B$  und der erdmagnetischen Aktivität  $K_p$  untersucht. Dazu wurde das gesamte Datenmaterial in die in Tabelle 1 aufgeführten Klassen eingeteilt.

Tabelle 1. Merkmale der Klasseneinteilung

$0.00 \leq B_1 \leq 0.15$	$0_0 \leq Kp1 \leq 10$
$0.15 < B_2 \leq 0.25$	$1_0 < Kp2 \leq 4-$
$0.25 < B_3 \leq 0.31$	$4- < Kp3$
$0.31 < B_4 \leq 0.38$	
$0.38 < B_5$	
$\lambda_i \leq \lambda_{i+1} \leq \lambda_{i+2}$	
$\lambda_i = (-90^\circ + i \cdot \Delta\lambda); i = 1, 2 \dots 12;$	
$\Delta\lambda = 15^\circ$	

Als Beginn des Zeitabschnittes wurde der 14. 12. 69 gewählt, weil zu diesem Zeitpunkt der mittlere Ablagewinkel  $\bar{\alpha}$  auf  $3^\circ$  abgenommen hatte [MAAG und STOPFKUCHEN, 1970].

Insgesamt wurden  $5 \cdot 10^5$  Zehnsekunden-Intervalle ausgewertet. Die Tabelle 2 gibt die absolute Klassenhäufigkeit an.

Tabelle 2. Absolute Klassenhäufigkeit (angegebene Zahl  $\cdot 100$ )

<i>Kp</i>	<i>B</i> / $\lambda_i$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$	$\lambda_4$	$\lambda_5$	$\lambda_6$	$\lambda_7$	$\lambda_8$	$\lambda_9$	$\lambda_{10}$	$\lambda_{11}$	$\lambda_{12}$
<i>Kp1</i>	<i>B</i> <sub>1</sub>	—	2.9	23.3	44.8	70.4	70.2	76.0	86.4	53.8	8.0	—	—
	<i>B</i> <sub>2</sub>	7.7	44.2	59.3	52.8	30.9	16.4	13.6	34.3	86.1	144.4	152.4	65.9
	<i>B</i> <sub>3</sub>	0.8	6.9	8.0	4.8	1.8	0.2	—	3.3	17.6	29.7	41.5	22.2
	<i>B</i> <sub>4</sub>	—	3.7	4.6	3.3	0.6	—	—	—	10.0	22.2	29.8	17.6
	<i>B</i> <sub>5</sub>	—	0.9	1.6	0.3	—	—	—	—	0.3	12.7	33.8	10.6
<i>Kp2</i>	<i>B</i> <sub>1</sub>	—	1.7	33.8	85.6	134.4	139.9	134.4	144.7	96.7	11.8	—	—
	<i>B</i> <sub>2</sub>	12.4	70.6	115.4	92.6	49.0	25.2	23.1	62.5	166.7	262.5	284.5	111.5
	<i>B</i> <sub>3</sub>	1.9	13.3	14.5	7.4	2.4	0.4	—	9.0	28.2	54.2	72.8	35.7
	<i>B</i> <sub>4</sub>	0.4	5.9	8.1	4.9	0.7	—	—	0.4	16.8	37.2	58.8	33.3
	<i>B</i> <sub>5</sub>	—	1.8	1.9	—	—	—	—	—	1.4	18.8	61.3	27.2
<i>Kp3</i>	<i>B</i> <sub>1</sub>	—	—	4.7	8.5	13.4	16.7	20.7	22.9	15.2	2.6	—	—
	<i>B</i> <sub>2</sub>	0.3	3.6	7.7	9.4	6.2	4.4	4.0	9.4	24.7	40.4	49.5	21.9
	<i>B</i> <sub>3</sub>	0.4	0.9	1.4	0.8	0.3	—	—	0.8	2.5	5.0	7.1	3.2
	<i>B</i> <sub>4</sub>	—	0.9	0.3	0.4	—	—	—	—	1.5	3.0	4.5	3.1
	<i>B</i> <sub>5</sub>	—	0.2	0.5	—	—	—	—	—	—	1.4	3.8	1.5

Die Figuren 9, 10 und 11 zeigen die Ergebnisse der statistischen Untersuchung aus diesem Material:

Die mittlere Ablage  $\bar{\alpha}$  der Satellitenachse hat für alle *Kp*-Intervalle und für alle *B*-Intervalle — soweit genügend Messungen vorhanden waren — ihren Maximalwert am erdmagnetischen Äquator. Man findet für  $\bar{\alpha}$  eine leichte Abhängigkeit vom Betrag von *B* bzw. von der Flughöhe des Satelliten. Außerdem nimmt  $\bar{\alpha}$  bei höherem erdmagnetischen Störungsgrad (*Kp3*) zu.

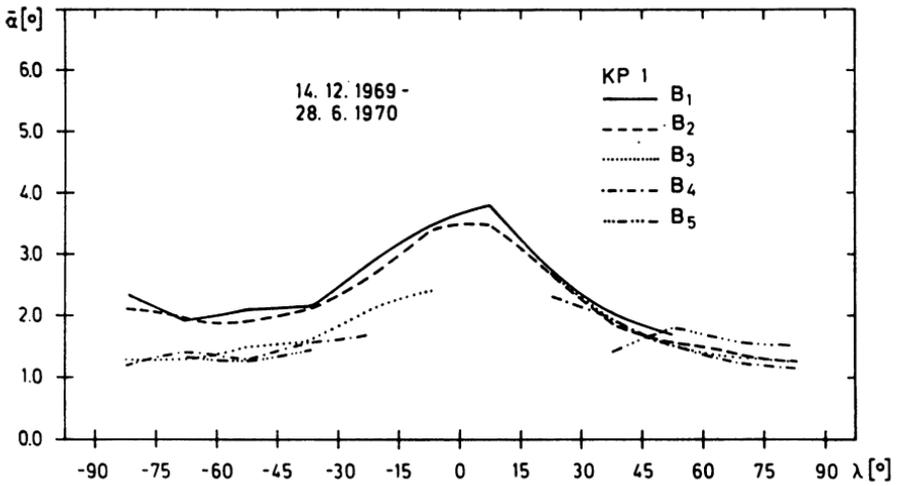


Abb. 9: Die Abhängigkeit des Ablagewinkels  $\alpha$  von der geomagnetischen Breite  $\lambda$ , der Feldstärke  $B$  und dem erdmagnetischen Störungsgrad  $Kp$

The dependence of the misalignment angle  $\alpha$  on the geomagnetic latitude  $\lambda$ , the field strength  $B$  and the geomagnetic activity index  $Kp$

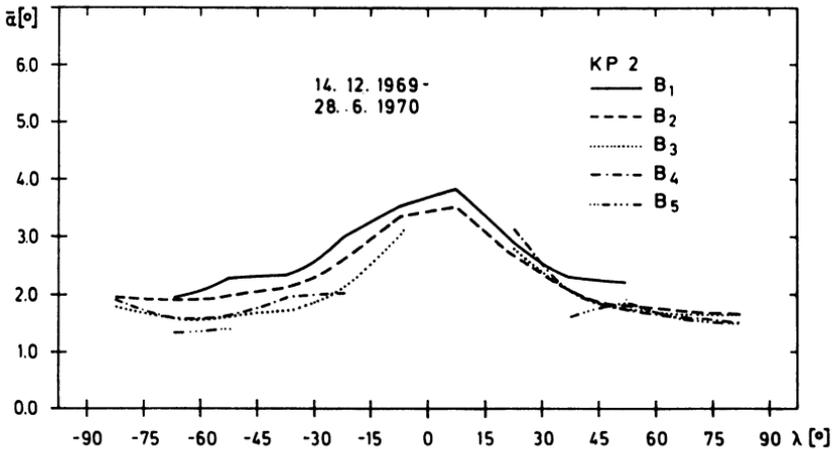


Abb. 10: Die Abhängigkeit des Ablagewinkels  $\alpha$  von der geomagnetischen Breite  $\lambda$ , der Feldstärke  $B$  und dem erdmagnetischen Störungsgrad  $Kp$

The dependence of the misalignment angle  $\alpha$  on the geomagnetic latitude  $\lambda$ , the field strength  $B$  and the geomagnetic activity index  $Kp$

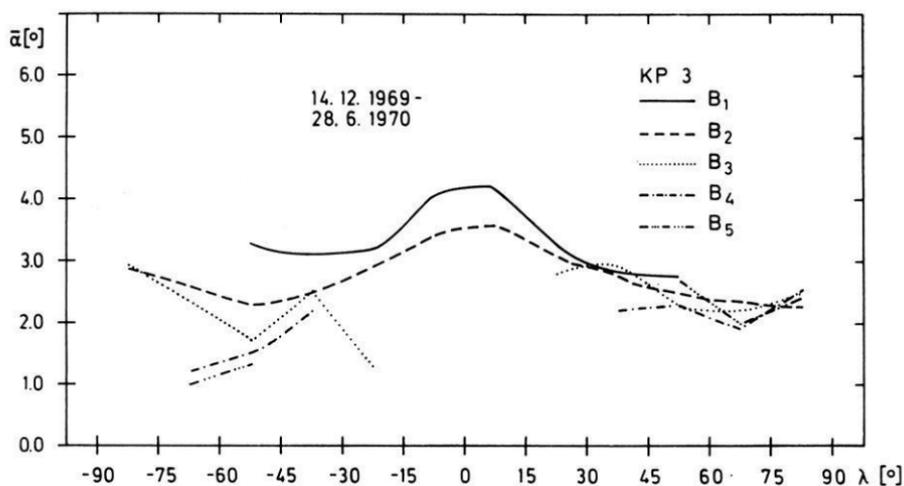


Abb. 11: Die Abhängigkeit des Ablagewinkels  $\alpha$  von der geomagnetischen Breite  $\lambda$ , der Feldstärke  $B$  und dem erdmagnetischen Störungsgrad  $Kp$

The dependence of the misalignment angle  $\alpha$  on the geomagnetic latitude  $\lambda$ , the field strength  $B$  and the geomagnetic activity index  $Kp$

## 5. Diskussion der mittleren Ablage

Auffallend ist das Maximum von  $\bar{\alpha}$  am Äquator. In einem stark vereinfachtem Modell kann man sich dieses Maximum folgendermaßen erklären:

Man betrachte einen Satelliten mit kreisförmiger Umlaufbahn, die in der Meridianebene eines Dipols verläuft. Die Achse des Dipols sei relativ zu einem Inertialsystem in Ruhe und im Mittelpunkt der Umlaufbahn. Der Satellit selbst rotiere gleichförmig um eine Achse senkrecht zur Bahnebene, mit einer Periode, die halb so groß ist wie seine Umlaufperiode. Man kann die Phase zwischen der Satellitenlängsachse und der Dipolfeldrichtung so wählen, daß der Satellit am Äquator und an den Polen parallel zur Dipolfeldrichtung ausgerichtet ist.

Unter diesen Voraussetzungen dreht sich der Satellit, wenn er vom Äquator zur Breite  $\lambda$  fliegt um den Winkel  $2\lambda$ . Damit ist seine Ablage  $\alpha$  von der Bahntangente an jedem Punkt gleich  $\lambda$ .

Für die Inklination  $i$  des erdmagnetischen Feldes (Modell eines zentrischen Dipols) gilt

$$\operatorname{tg} i = 2 \operatorname{tg} \lambda \quad (11)$$

Der Inklinationswinkel  $i$  ist hierbei in einem topozentrischen Koordinatensystem gemessen.

In einem Inertialsystem würde der Inklinationswinkel relativ zur Dipolachse betragen:

$$j = i + \lambda \quad (12)$$

und mit (10) folgt

$$j = \arctg(2 \operatorname{tg} \lambda) + \lambda \quad (13)$$

$$\frac{dj}{d\lambda} = \frac{1}{1 + 4 \operatorname{tg}^2 \lambda} + 1 \quad (14)$$

$$\left. \frac{dj}{d\lambda} \right|_{\lambda=0^\circ} = 2,0 \quad (15)$$

$$\left. \frac{dj}{d\lambda} \right|_{\lambda=90^\circ} = 1,0 \quad (16)$$

Die Gleichungen (15) und (16) zeigen, daß sich die Richtung von  $B$  für den Ort des Satelliten am Äquator doppelt so schnell ändert wie an den Polen.

Demnach müßte der AZUR am Äquator seine Richtung schneller ändern als an den Polen. Das Maximum der Ablage am Äquator könnte darauf zurückzuführen sein, daß der Satellit dieser schnellen Richtungsänderung des magnetischen Feldvektors im Äquatorbereich nicht exakt folgt. Die Achse eines gleichförmig rotierenden Satelliten ist beim Flug vom Äquator zum Pol mehr dem Bahnmittelpunkt zugeneigt als die Richtungstangente an den Feldvektor, während beim Flug vom Pol zum Äquator die letztere stärker geneigt ist.

## 6. Störungen der mittleren Ablage

Schon Figur 11 zeigte für den mittleren Ablagewinkel eine Abhängigkeit von der Störung des erdmagnetischen Feldes, ausgedrückt in  $Kp$ . Deutlicher wird diese Abhängigkeit, wenn man die täglichen maximalen Werte von  $\alpha$  mit den  $Ap$ -Werten der erdmagnetischen Aktivität während der Mission des AZUR vergleicht.

In Figur 12 ist im oberen Teil der tägliche maximale Wert von  $\alpha$  und im unteren Teil der  $Ap$ -Wert aufgetragen. Man sieht eine deutliche Korrelation zwischen den  $Ap$ - und  $\alpha$ -Werten. Bei starken magnetischen Stürmen kann jedoch auch der Betrag des Feldes  $B$  am Ort des Satelliten von dem des hier verwendeten Modells stark abweichen, und dadurch können die berechneten Ablagewinkel verfälscht sein.

Eine ähnliche Korrelation zwischen  $\alpha$  und dem Störungsgrad zeigen Figur 6 bis 9 in der Arbeit von FRITZ [1965]. Obwohl dort nicht auf diesen Zusammenhang eingegangen ist, scheint doch in der Zeitreihe des maximalen 14tägigen Ablagewinkels die halbjährliche Welle der erdmagnetischen Aktivität zum Ausdruck zu kommen. Ein weiteres Beispiel über einen Zeitabschnitt von 40 Tagen findet man bei CASELEY [1970].

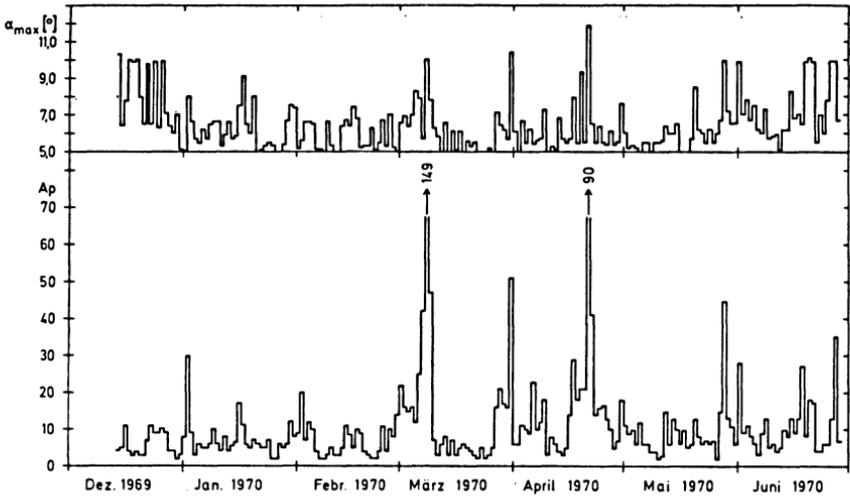


Abb. 12: Im oberen Teil der Abbildung ist der tägliche maximale Ablagewinkel  $\alpha_{\max}$  und im unteren Teil der tägliche erdmagnetische Störungsgrad  $A_p$  über der Zeit vom 14.12.1969 bis 28.6.1970 aufgetragen

The upper part of the figure shows the daily maximum of the misalignment angle  $\alpha_{\max}$ , the lower part the daily geomagnetic activity index  $A_p$  for the time interval from Dec. 14th, 1969 to June 28th, 1970

## 7. Schluß

Der in Figur 12 dargestellte tägliche maximale Ablagewinkel  $\alpha$  des AZUR erreichte nur einmal während der Meßdauer vom 14. 12. 69 bis 29. 6. 70 einen Maximalwert von  $12^\circ$ . Im allgemeinen wurden selbst bei magnetischen Stürmen keine Werte über  $10^\circ$  beobachtet. Daraus folgt, daß die „loss cone“-Messungen über der Polarlichtzone mit dem Experiment EI 95 in Flughöhen unter 2700 km auch in magnetisch gestörten Zeiten nicht verfälscht wurden.

## Literaturverzeichnis

- CASELEY, P.J.: Aurorae status report after six months in orbit, ESRO TN-100 (ESTEC), 1970  
 FRITZ, T.A.: The passive magnetic orientation of satellit INJUN 3, University of Iowa; Report No. 65-21, 1965  
 MAAG, B. und K. STOPFKUCHEN: In flight performance of the AZUR-attitude control system, Report, Dorniersystem, 1970  
 OCKERT, R.: Genauigkeit der Lagemessung mit dem Zweiachsen-Magnetometer des Satelliten AZUR, Dorniersystem DS-279/68, 1968  
 SCHMIDT, E.: Lagebestimmung AZUR bei der Datenverarbeitung DFVLR, TN 66/69, 1969

## Studies on Total Ozone over Cologne

A. GHAZI, J. J. BECKER and I. K. KAUL\*, Köln<sup>1)</sup>

Eingegangen am 24. Dez. 1970

*Summary:* Ozone observational results at Cologne (Lat.  $50^{\circ}56' N$ ; Long.  $0.6^{\circ}56.1' E$ ) for four years are discussed. Compared to stations of the similar latitudes in the northern hemisphere the seasonal variation was found to be considerably regular and the interdiurnal variation smaller. Longitudinal variations of ozone for monthly means are apparent. No indication of a bi-annual variation was found.

Some improvements in observational procedure are mentioned.

*Zusammenfassung:* Die Ergebnisse 4jähriger Ozonbeobachtungen in Köln ( $50^{\circ}56' N$ ;  $0.6^{\circ}56.1' E$ ) werden besprochen. Vergleiche mit Stationen ähnlicher Breite auf der Nordhalbkugel zeigen, daß die jahreszeitliche Variationen regelmäßiger und die täglichen Änderungen kleiner sind. Deutlich zeigen sich die längenabhängigen Variationen der Monatsmittel der Ozonwerte. Es wurde kein Hinweis auf eine zweijährige Variation gefunden.

Einige Verbesserungen der Beobachtungsverfahren werden dargestellt.

### Introduction

After the studies on atmospheric movements by EBDON [1960, 1961], VERYARD and EBDON [1961] and REED et al. [1961], FUNK and GARNHAM [1962] and RAMANATHAN [1963] have shown a bi-annual variation of ozone over equatorial, subtropical and lower middle latitudes, a year of high ozone being followed by one of low ozone. The cause of this cycle was suggested to be the change in the stratospheric subsidence pattern rather than the synoptic scale advection. This ozone cycle does not seem to have been observed in the northern hemisphere. As suggested by FUNK and GARNHAM [1962] it might, however, have been obscured there by the greater variability of ozone. The marked longitudinal variation in total ozone in the northern hemisphere is well known. Ozone ridges seem to be well developed over eastern North America, eastern Asia, and central Europe [LONDON, 1963]. Studies of LONDON [1963] have shown that the large scale features of the horizontal distribution of total ozone in the northern hemisphere are closely related to the large pressure systems aloft. Pressure troughs are associated with ozone ridges; pressure ridges are associated with ozone troughs. More-

---

\* On study leave from Department of Geology and Geophysics, Indian Institute of Technology, Kharagpur, INDIA.

<sup>1)</sup> Dr. ANVER GHAZI, Dr. JOHANN JOSEF BECKER, Dr. IQBAL KRISHAN KAUL, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln, 5 Köln 41, Albertus-Magnus-Platz.



For the determination of the Solar zenith angle  $Z$  a handy instrument was constructed. This works on the principle as explained in figure 1. Thus  $Z$  can be read directly over a scale at each measurement.

After DOBSON the valid equation for the direct sunlight observation for the reduced atmospheric ozone-layer thickness is,

$$\Omega = \frac{N_A - N_D}{1.388 \mu} - 0.009 \text{ (atm-cm O}_3\text{)} \dots \quad (1)$$

where  $\mu = f(\cos Z)$  and  $N_{A,D} = f_{\text{calib}}(R_{A,D})$ .

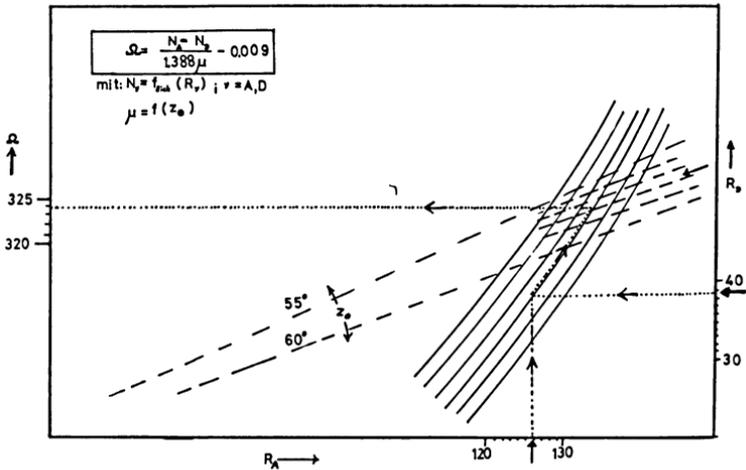


Fig. 2: DOBSON-Spectrophotometer No. 44: Graphical evaluation Chart (Schematic)

Applying the calibration values of DOBSON-spectrophotometer No. 44, the following graphical evaluation chart was made (fig. 2). From this graphical chart, at first, the point of intersection of  $R_A$  and  $R_D$  values is determined. Thereafter, following the set of curves up to that certain curve corresponding to the zenith angle, the  $O_3$  value is read on the left side of the graphical chart. A series of comparison between the calculated (Eqn. 1) and graphically read ozone values showed that the deviation amounts to a maximum of 0.001 atm-cm  $O_3$ . Taking into account the evaluation of a large number of observations this error could further be minimized. For evaluating the monthly values, the measurements have been weighted statistically corresponding to the density of measurements.

## Observational Results

### a) Diurnal variation

Figure 3 shows typical daily ozone values over Cologne during the spring maximum and autumn minimum. In this figure the ozone values from Uccle, the nearest ozone measuring station to Cologne, have been compared. This is done for the fact that the geographical position of Uccle (Lat.  $50^{\circ}48'N$ ; Long.  $0.4^{\circ}21'E$ ) is nearly the same as that of Cologne (Lat.  $50^{\circ}56'N$ ; Long.  $0.6^{\circ}56.1'E$ ). It can be seen that Cologne shows less interdiurnal variation than Uccle.

### b) Seasonal variation

Figure 4 gives a graphical representation of monthly mean values of total ozone at Cologne compared with the values from stations of comparable latitudes in the northern hemisphere (Lat.  $50^{\circ}N$  to Lat.  $53^{\circ}N$ ). One can note the homogeneous rise and fall of total ozone at Cologne compared to other stations even though the frequency spectrum seems similar. It can also be noted that the amount of ozone at Cologne does not show much variation as compared to other stations in the northern hemisphere. Furthermore, the least regular, yearly cycle compared to similar latitudes in the southern hemisphere [see e. g., FUNK and GARNHAM, 1962] is apparent.

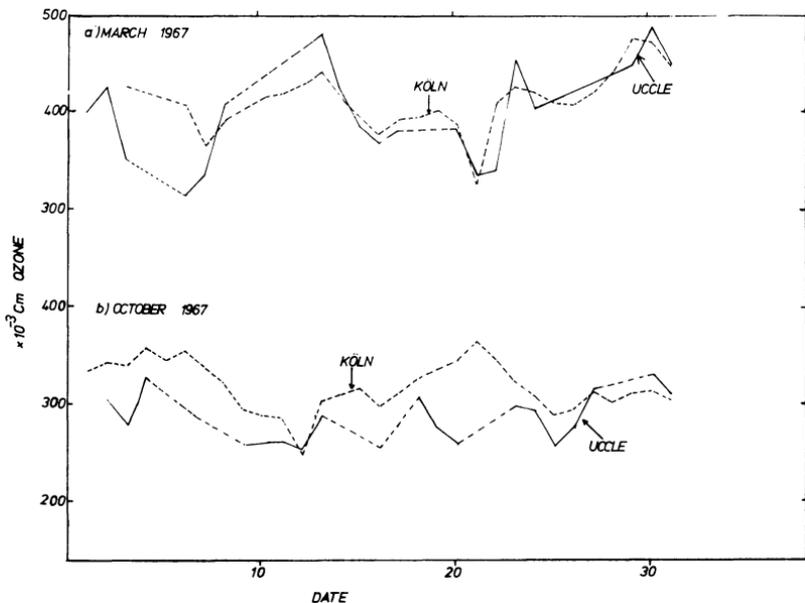


Fig. 3: Typical daily ozone values over Cologne und Uccle. (a) Spring maximum; (b) Autumn minimum. Uccle — — — interpolated values

For overall comparison with the total ozone values at other latitudes in the northern hemisphere figure 5 is presented. One can note the increase of total ozone with the increasing latitudes, which has been by now well established [DÜTSCH, 1969; PAETZOLD, 1956]. Apart from the latitudinal variation figures 4 and 5 bring out the longitudinal variation to a fair degree. This seems quite in accordance with the studies made by LONDON [1963] and clearly indicate the areas of high and low ozone.

### Discussion

The more regular ozone pattern as regards daily and seasonal variation at Cologne compared to a nearest station in the northern hemisphere may be borne out due to the typical weather conditions prevailing at Cologne. Cologne has a peculiar geographical site. The creek of Cologne is approximately 35 Km long and 18 Km wide situated on both sides of the river Rhein. This creek is limited towards the west by foothills and towards the east by foreland. The weather is thus affected to be damp with high frequency of thunderstorms and mild winter.

It is now well established that the meridional transport of ozone in the lower stratosphere is accomplished by meridional cells or by quasi-horizontal eddy processes. The relative strength of these processes in the lower stratosphere essentially determines the amount of ozone at any place, depending on the leakage of ozone into

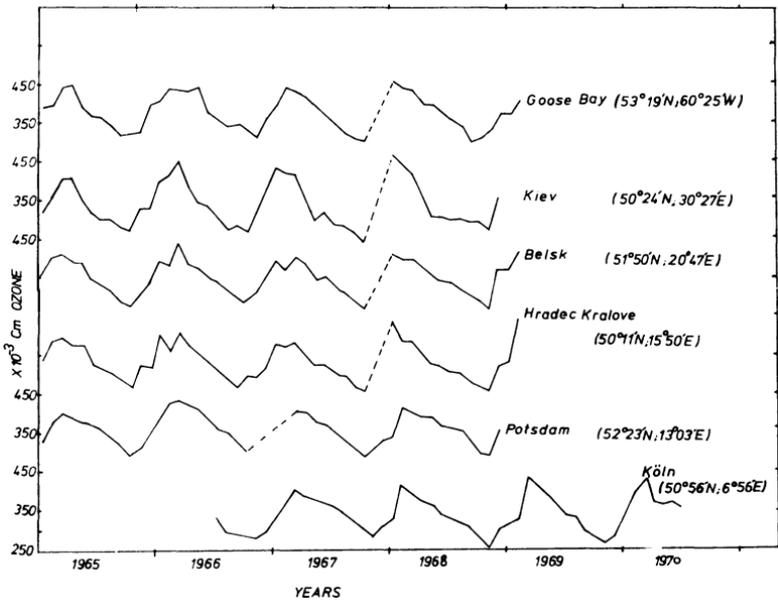


Fig. 4: Ozone monthly means for Cologne as compared to other stations of northern hemisphere with nearly same latitudes. — interpolated values

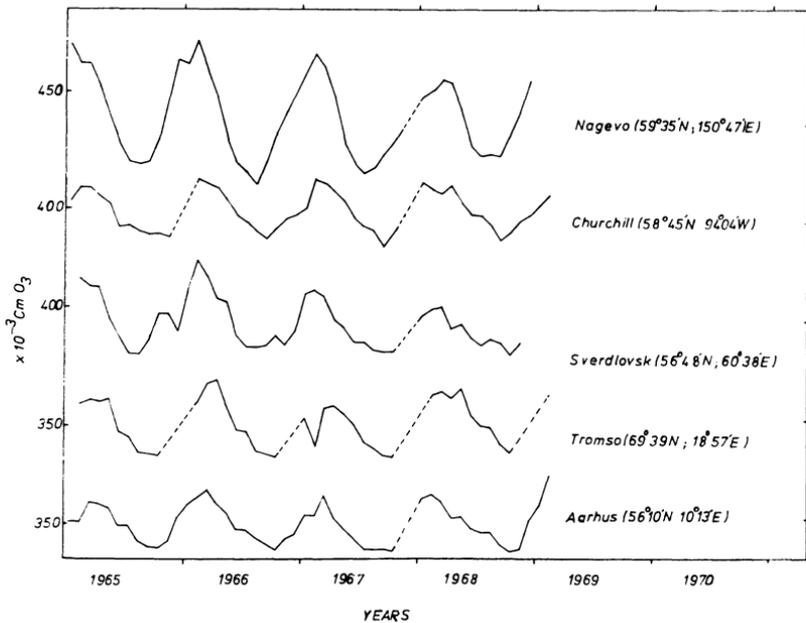


Fig. 5: Ozone monthly means for stations from northern hemisphere with different latitudes illustrating longitudinal variation — — interpolated values

the troposphere, where ozone is destroyed. The fact that a more regular pattern of ozone is observed over Cologne indicates the least subsidence in the lower stratosphere over Cologne. It can be inferred that due to symmetrical distribution of heat and cold over the creek of Cologne the ozone variations are more symmetrical. Furthermore, figures 5 and 6 clearly bring out the fact that regular 24 month cycle as noted for the southern hemisphere [FUNK and GARNHAM, 1962; RAMANATHAN, 1963] does not seem to extend to the northern hemisphere.

#### Acknowledgments

The last author wishes to acknowledge the financial support from ALEXANDER VON HUMBOLDT FOUNDATION.

The ozone values for other stations were taken from 'Ozone Data for the World', published by Meteorological Branch, Dept. of Transport, Canada.

### References

- Annals of the IGY, v. 5, Part I, 1—114, Pergamon Press, New York, 1957
- BECKER, J. J. and A. GHAZI: Experimental and theoretical investigations on the measurement of total ozone, Mitt. d. Inst. of Geophysics and Meteorology, University of Cologne, 14, 1—17, 1970
- DOBSON, G.M.B. and C. NORMAND: Determination of constants etc. used in the calculation of the amount of ozone from spectrophotometer measurements and an analysis of the accuracy of the results, 45, I.A.M.A.P., Oct. 1958
- DÜTSCH, H. U.: Atmospheric ozone and ultraviolet radiation, World Survey of Climatology, v. 4, Elsevier Publ. Co., London, 1969
- EBDON, R. A.: Some notes on the stratospheric winds at Canton Island and Christmas Island, Quart. J. R. Met. Soc., 87, 322, 1961
- FUNK, J. P. and GARNHAM, G. L.: Australian ozone observations and suggested 24 month cycle, Tellus, 14, 378, 1962
- GHAZI, A.: Über ein einfaches Spektralphotometer für die Messung des Integralbetrages des atmosphärischen Ozons, Ph. D. Thesis, University of Cologne, 1968
- GHAZI, A. and J. J. BECKER: Measurement of total atmospheric ozone using sky radiation, Journ. App. Meteorol. 10, 545—554, 1971
- LONDON, J.: The distribution of total ozone in the northern hemisphere, Beistr. Phys. Atm. 36, 254—263, 1963
- PAETZOLD, H. K.: New experimental and theoretical investigations on the atmospheric ozone layer, Sci. Proc. Int. Assoc. Met., I.U.G. G., Rome, 201, 1956
- RAMANATHAN, K. R.: Bi-annual variation of atmospheric ozone over tropics, Quart. J. R. Met. Soc., 89, 540, 1963
- REED, R. J., W. J. CAMPBELL, L. A. RASMUSSES and D. G. ROGERS: Evidence of a downward-propogating, annual wind reversal in the equatorial stratosphere, J. Geophys. Res. 66, 813, 1961
- VERYARD, R. G. and R. A. EBDON: Fluctuations in tropical stratospheric winds, Meteorol. Mag. 90, 125, 1961



# The Electromagnetic Induction in Two Thin Half-Sheets

P. WEIDELT, Göttingen<sup>1)</sup>

Eingegangen am 23. März 1971

*Summary:* For the study of the effect of horizontal conductivity changes on geomagnetic variations (e. g. coast-line effect) the electromagnetic induction in two adjacent half-sheets with different uniform conductivities is investigated within the thin-sheet approximation of PRICE. The electromagnetic coupling with the deep strata of the earth is taken into account by including a perfectly conducting substratum. The application of a boundary condition in terms of the magnetic vector potential reduces the problem to a pair of dual integral equations, for which an integral representation of the solution is obtained by a simple device due to CLEMMOW. It is deduced from this representation that near the discontinuity in the conductivity the vertical magnetic field has a logarithmic infinity, whereas the horizontal component is finite and changes discontinuously. The field is evaluated numerically for special choices of the parameters. The perfect conductor symmetrizes the anomalous field, reduces its amplitude and causes a phase lead.

*Zusammenfassung:* Zum besseren Verständnis der Wirkung horizontaler Leitfähigkeitsgradienten auf erdmagnetische Variationen (z. B. Küsteneffekt) wird die elektromagnetische Induktion in zwei dünnen Halbplatten mit unterschiedlicher Leitfähigkeit behandelt. Die elektromagnetische Kopplung mit den gut leitenden Schichten des Erdmantels wird durch eine tiefer liegende, ideal leitende Platte berücksichtigt. Durch Anwendung einer Grenzbedingung für das magnetische Vektorpotential wird die Aufgabe auf ein Paar dualer Integralgleichungen zurückgeführt. Für dies Gleichungspaar läßt sich nach einer Methode von CLEMMOW leicht eine Integraldarstellung der Lösung angeben. Aus dieser Darstellung folgt, daß in der Umgebung der Diskontinuität die magnetische Vertikalkomponente logarithmisch unendlich wird und die Horizontalkomponente endlich ist und springt. Die Integrale werden für spezielle Werte der Modellparameter numerisch ausgewertet. Der ideale Leiter läßt das anomale Feld symmetrischer werden, reduziert die Amplitude und läßt die Phase voreilen.

## 1. Introduction

Lateral changes in electrical conductivity may give rise to pronounced induction anomalies, from which the coastal effect of geomagnetic variations is the best known [e.g. SCHMUCKER 1964; 1970, p. 93]. However, the theoretical study of the effects of horizontal conductivity gradients still presents considerable difficulties. For instance, the induction in simple two-dimensional structures like the conducting half-space divided into two quarter-spaces with different conductivities could, in the case of

---

<sup>1)</sup> Dr. PETER WEIDELT, Institut für Geophysik der Universität Göttingen, 34 Göttingen, Herzberger Landstr. 180.

E-polarization, not yet be solved exactly, and recourse either to simplifying assumptions [WEAVER 1963] or to purely numerical methods [JONES and PRICE 1970] has become necessary.

Induction problems are greatly simplified when the non-uniform solid conductor is replaced by a non-uniform thin sheet [PRICE 1949]. The limitations of this approximation are discussed by SCHMUCKER [1970, p. 69]. Next to the uniform sheet two half-sheets with different integrated conductivities are the geometrically simplest structure. For this configuration a formal solution of the induction problem is given in the present paper. The complete model under investigation is shown in Fig. 1. It consists of two semi-infinite conducting thin sheets in the plane  $z = 0$  ( $z$  positive downwards) with integrated conductivity  $\tau_1$  for  $x < 0$  and  $\tau_2$  for  $x > 0$ , and of a perfect conductor at the depth  $z = h$  to allow for the damping of the anomalous field by the highly conducting strata of the earth. The special case of an inducing magnetic field lying in the  $x, z$ -plane is considered (E-polarization). Apart from the coastal effect the chosen model is relevant for the edge effect of a sedimentary layer covering partially a poorly conducting basement.

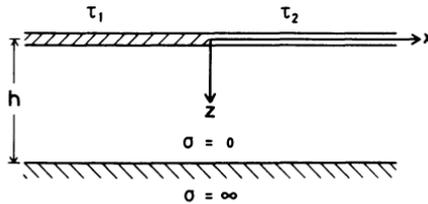


Fig. 1: The model under consideration

Similar models have been studied by RODEN [1964] and PARKER [1968]. RODEN has given a numerical treatment of the induction in a conducting thin strip with an underlying perfect conductor, whereas PARKER has obtained a rather explicit solution of the induction problem in a thin strip alone. An approximate solution of the induction in a hemispherical perfectly conducting sheet representing a vast ocean has been given by RIKITAKE and YOKOYAMA [1955]. In the sequence this work has been extended and corrected by ASHOUR [1965], who could obtain an exact solution of the problem.

## 2. Boundary condition

A general boundary condition for thin sheets in terms of the scalar magnetic potential is well known since the paper of PRICE [1949]. However, this boundary condition involves the gradient of the sheet conductivity and is not suitable for application when the conductivity changes discontinuously. Here a boundary condition in terms of the tangential component of either the vector potential or the electric field is found to be more appropriate [SMYTHE 1968, p. 380; WEIDELT 1966, p. 23; ASHOUR 1971].

Assuming a harmonic time factor  $e^{+i\omega t}$  throughout the complex amplitudes  $A_y, E_y, j_y$  of the only non-vanishing components of the vector potential, the electric field, and the sheet-current density, respectively, and the complex components  $H_x$  and  $H_z$  of the magnetic field vector are interrelated by

$$H_x = -\frac{\partial A_y}{\partial z} = \frac{1}{i\omega} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (2.1 a)$$

$$H_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} = -\frac{1}{i\omega} \frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad (2.1 b)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad (\text{outside the conductors}), \quad (2.2)$$

$$j_y(x) = \frac{1}{4\pi} (H_x(x, +0) - H_x(x, -0)) \equiv \frac{1}{4\pi} H_x(x, z) \Big|_{z=-0}^{z=+0}, \quad (2.3)$$

$$j_y(x) = \tau(x) E_y(x, 0). \quad (2.4)$$

All quantities are measured in e.m.u. and the quasi-stationary approximation for sufficiently slow time variations is used.  $\tau(x)$  is the variable integrated conductivity of the sheet.

From (2.3), (2.4), and (2.1a) the boundary condition

$$A_y(x, 0) = \frac{1}{4\pi i\omega \tau(x)} \frac{\partial A_y(x, z)}{\partial z} \Big|_{z=-0}^{z=+0} \quad (2.5)$$

is easily deduced. Because of  $E_y = -i\omega A_y$ , the vector potential may be replaced by the electric field. The continuity of  $E_y$  across the sheet — the basic assumption in the theory of thin sheets — implies the continuity of  $A_y$  at  $z = 0$ . The boundary condition of PRICE corresponding to (2.5) can be derived from (2.5) by differentiation with respect to  $x$ .

### 3. Reduction to a pair of dual integral equations

We first consider the case of two half-sheets without underlying perfect conductor, whose introduction is deferred until Sec. 7. Due to (2.1a, b) and (2.2)  $A_y$  satisfies outside conductors and sources Laplace's equation

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = 0. \quad (3.1)$$

The field below the sources is constructed as a superposition of the particular solutions  $e^{isx \pm |s|z}$  of (3.1):

$$A_y(x, z) = \begin{cases} \int_{-\infty}^{+\infty} (c_e(s) e^{-|s|z} + c_i(s) e^{+|s|z}) e^{isx} ds, & z \leq 0 \\ \int_{-\infty}^{+\infty} (c_e(s) + c_i(s)) e^{-|s|z + isx} ds, & z \geq 0 \end{cases} \quad (3.2 \text{ a})$$

$$(3.2 \text{ b})$$

The functions  $c_e(s)$  and  $c_i(s)$  are the Fourier transforms of the external and internal parts of  $A_y$ , respectively, taken in the plane  $z = 0$ . In the present problem  $c_e$  is given, and  $c_i$  must be determined in terms of  $c_e$ . Eq. (3.2) already takes account of the continuity of  $A_y$  at  $z = 0$ , and of the fact that the internal part has to vanish at  $z \rightarrow \pm \infty$ . It remains to satisfy (2.5). Taking  $\tau = \tau_1$  for  $x < 0$  and  $\tau = \tau_2$  for  $x > 0$  the insertion of (3.2) into (2.5) yields

$$-\int_{-\infty}^{+\infty} c_e(s) e^{isx} ds = \int_{-\infty}^{+\infty} m_v(s) c_i(s) e^{isx} ds \quad \text{with} \quad \begin{cases} v=1 & \text{for } x < 0 \\ v=2 & \text{for } x > 0 \end{cases} \quad (3.3)$$

and

$$m_v(s) = 1 - i\lambda_v |s| \quad (3.4)$$

$$\lambda_v = \frac{1}{2\pi\omega\tau_v} \quad \left. \vphantom{\lambda_v} \right\} v=1,2. \quad (3.5)$$

The parameter  $\lambda_v$  serves as an electromagnetically defined scale length in correspondence to the penetration depth  $(2\pi\omega\sigma)^{-\frac{1}{2}}$  in induction problems for solid conductors (e.g.  $\lambda = 57$  km for a 4000 m deep ocean and a period of one hour). Note, however, that  $\lambda$  depends more sensitively on frequency and conductivity than the penetration depth.

For a uniform sheet,  $m_1 = m_2 \equiv m$ , the solution of (3.3) is, clearly,

$$c_i(s) = -\frac{1}{m(s)} c_e(s). \quad (3.6)$$

For  $m_1 \neq m_2$  Eqs. (3.3) are dual integral equations for  $c_i(s)$ , which can be solved by the Wiener-Hopf technique (cf. NOBLE 1958). Closely related to that technique, but much more lucid in the present case is a method of solution by contour integration due to CLEMMOW [1951, 1953]. Our way of solving (3.3) is a slightly modified version of CLEMMOW's method.

#### 4. Solution of the dual integral equations

Let  $\tilde{s}$  be a point in the complex  $\tilde{s}$ -plane, and denote it for clarity by  $s$  when it lies on the real axis. Further let  $K(\tilde{s})$  be a function, which is analytic in the upper and lower

$\tilde{s}$ -plane but tends to different boundary values  $K_+(s)$  and  $K_-(s)$  when  $\tilde{s}$  approaches the real axis from above and below, respectively. The boundary values  $K_{\pm}(s)$  are subject to the condition

$$\frac{K_+(s)}{K_-(s)} = \frac{m_1(s)}{m_2(s)}. \tag{4.1}$$

This function  $K(\tilde{s})$  is given by

$$K(\tilde{s}) = \exp\left(\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \log \frac{m_1(t)}{m_2(t)} \frac{dt}{t-\tilde{s}}\right)$$

(cf. MUSKHELISHVILI 1953, p. 86). Obviously  $K(\tilde{s})$  possesses the required analytic properties, and for  $\tilde{s} = s + i\varepsilon$ ,  $\varepsilon \rightarrow +0$ , we have ( $\pm$  denotes the Cauchy principal

$$\begin{aligned} \log K_{\pm}(s) &\equiv \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \log K(s \pm i\varepsilon) = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \log \frac{m_1(t)}{m_2(t)} \frac{(t-s) \pm i\varepsilon}{(t-s)^2 + \varepsilon^2} dt = \\ &= \pm \frac{1}{2} \log \frac{m_1(s)}{m_2(s)} + \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \log \frac{m_1(t)}{m_2(t)} \frac{dt}{t-s} \end{aligned} \tag{4.2}$$

value), and therefore (4.1) is satisfied. Since  $m_1(s)$  and  $m_2(s)$  are even functions in  $s$ , Eq. (4.2) implies

$$\log K_+(s) + \log K_-(-s) = 0 \text{ or } K_+(s) K_-(-s) = 1. \tag{4.3}$$

The functions  $K_{\pm}(s)$ , defined by (4.2), are determined explicitly at the end of this section. Now the formal solution of (3.3) can be given as

$$c_i(s) = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \frac{1}{2\pi i m_2(s) K_+(s)} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{K_+(t)}{t-s+i\varepsilon} - \frac{K_-(t)}{t-s-i\varepsilon} \right) c_e(t) dt, \tag{4.4}$$

where, as a consequence of (4.1),  $m_2 K_+$  may be replaced by  $m_1 K_-$  or symmetrically by  $m_1 m_2 K_+ K_-$ . It can be seen by mere substitution that (4.4) is actually a solution of 3.3). First let  $x > 0$ . Then the right-hand side of (3.3) is

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} m_2(s) c_i(s) e^{isx} ds = \\ &= \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} dt c_e(t) \left( -K_+(t) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{isx} ds}{K_+(s)(s-t-i\varepsilon)} + K_-(t) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{isx} ds}{K_+(s)(s-t+i\varepsilon)} \right), \end{aligned} \tag{4.5}$$

where the order of integration has been changed. This is justified due to the continuity of the integrand and the existence of the corresponding integrals since

$$K_{\pm}(s) = O(1) \text{ and } c_e(s) = O(e^{-|s|H}) \text{ for } |s| \rightarrow \infty, \tag{4.6}$$

where  $H > 0$  is the height of the lowest external source point. As  $K_+(s)$  is the boundary value of  $K(\tilde{s})$ , analytic in the upper  $\tilde{s}$ -plane, and since  $e^{isx}$  vanishes exponentially (for  $x > 0$ ) when continued in the upper  $\tilde{s}$ -plane, the path of integration in both  $s$ -integrals of (4.5), originally restricted to the real axis, may be closed by a large semicircle in the upper  $\tilde{s}$ -plane without affecting the values of the integrals. Then the second integral of (4.5) vanishes because its pole  $\tilde{s} = t - i\varepsilon$  is not encircled by the contour, whereas the pole  $\tilde{s} = t + i\varepsilon$  of the first integral gives a contribution, which is easily evaluated by the calculus of residues. Noting that

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow +0} K(t + i\varepsilon) = K_+(t)$$

we have

$$\int_{-\infty}^{+\infty} m_2(s) c_i(s) e^{isx} ds = - \int_{-\infty}^{+\infty} c_e(t) e^{itx} dt, \quad x > 0.$$

Therefore (4.4) solves (3.3) for  $x > 0$ . When (4.4) is inserted in (3.3) for  $x < 0$  the only difference to (4.5) is the replacement of  $K_+(s)$  by  $K_-(s)$ . The contour is then closed in the lower  $\tilde{s}$ -plane where only the pole  $\tilde{s} = t - i\varepsilon$  contributes. Thus it is proved that (4.4) is also a solution of (3.3) for  $x < 0$ .

The solution (4.4) can be brought into a more convenient form by taking the limit  $\varepsilon \rightarrow +0$ . When (4.3), (4.1), and (3.4) is applied the result is

$$c_i(s) = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{m_1(s)} + \frac{1}{m_2(s)} \right) c_e(s) + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2\pi} \cdot F(s) \int_{-\infty}^{+\infty} F(-t) c_e(t) |t| \frac{dt}{t-s} \tag{4.7}$$

with

$$F(s) = \frac{1}{m_2(s) K_+(s)} = \frac{1}{m_1(s) K_-(s)}. \tag{4.8}$$

With reference to (3.6) the first term of (4.7) is identified as the arithmetic mean of the two internal parts arising from uniform sheets with sheet-conductivities  $\tau_1$  and  $\tau_2$ , respectively. The second term of (4.7) vanishing for  $\tau_1 = \tau_2$  represents essentially the effect of the discontinuity in the conductivity.

To complete the formal solution  $K_+(s)$  (or  $F(s)$ ) is calculated by (4.2) and (3.4). The integral in (4.2) yields

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \log \frac{1-i\lambda_1|t|}{1-i\lambda_2|t|} \frac{dt}{t-s} &= -\frac{1}{2\pi} \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} d\lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|t| dt}{(1-i\lambda|t|)(t-s)} = \\ &= \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \left( \frac{1}{2i} + \frac{1}{\pi} \log \lambda |s| \right) \frac{s d\lambda}{1+s^2\lambda^2} = \frac{1}{2i} (\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{1}{\pi} \int_{\varphi_2}^{\varphi_1} \log |\tan \varphi| d\varphi \end{aligned} \tag{4.9}$$

with

$$\varphi_v(s) = \tan^{-1} \lambda_v s, \quad v = 1, 2. \tag{4.10}$$

The remaining integral can be expressed in terms of the Clausen integral

$$Cl(\psi) = -\int_0^\psi \log \left| \sin \frac{\varphi}{2} \right| d\varphi = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\psi}{n^2},$$

which has been extensively tabulated by ASHOUR and SABRI [1956] (cf. also ABRA-MOWITZ and STEGUN 1965, p. 1006). Combining (4.8), (4.2), (3.4), (4.9), and (4.10) the expression of  $F(s)$  in terms of the auxiliary angles  $\varphi_v(s)$  is

$$F(s) = \sqrt{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2} \cdot \exp \left( \frac{1}{\pi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \log |\tan \varphi| d\varphi \right) \cdot \begin{cases} e^{i|\varphi_2|}, & s < 0 \\ e^{i\varphi_1}, & s > 0 \end{cases} \tag{4.11}$$

Special values are

$$F(0) = 1, \quad \lim_{|s| \rightarrow \infty} |s| F(s) = \frac{i}{\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}}. \tag{4.12}$$

### 5. The magnetic field near the discontinuity

Due to (2.1) and (3.2) the internal magnetic field components just above the sheet ( $z = -0$ ) are given by

$$H_{xi}(x, 0) = - \int_{-\infty}^{+\infty} |s| c_i(s) e^{isx} ds, \tag{5.1 a}$$

$$H_{zi}(x, 0) = i \int_{-\infty}^{+\infty} s c_i(s) e^{isx} ds. \tag{5.1 b}$$

Their behaviour near the discontinuity  $x = 0$  is determined by the behaviour of  $c_i(s)$  for large  $|s|$ . For the present both conductivities are assumed to be finite. By means of

(4.6) and (4.12) it is deduced from (4.7) that

$$c_i(s) = \frac{M}{|s|s} + O(s^{-3}), \quad |s| \rightarrow \infty, \quad (5.2)$$

where

$$M = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2\pi i \sqrt{\lambda_1 \lambda_2}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(-t) |t| c_e(t) dt. \quad (5.3)$$

From (5.2) it can be seen that the integrals (5.1a,b) converge non-uniformly near  $x = 0$ . With a large positive constant  $L$  we have

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow \pm 0} H_{xi}(x, 0) &= - \int_{-L}^{+L} |s| c_i(s) ds - 2iM \lim_{x \rightarrow \pm 0} \int_L^{\infty} \frac{\sin sx}{s} ds + O(L^{-1}), \\ \lim_{x \rightarrow \pm 0} H_{zi}(x, 0) &= i \int_{-L}^{+L} s c_i(s) ds + 2iM \lim_{x \rightarrow \pm 0} \int_L^{\infty} \frac{\cos sx}{s} ds + O(L^{-1}). \end{aligned}$$

Applying the results

$$\lim_{x \rightarrow \pm 0} \int_L^{\infty} \frac{\sin sx}{s} ds = \frac{\pi}{2} \operatorname{sgn} x, \quad \lim_{x \rightarrow \pm 0} \int_L^{\infty} \frac{\cos sx}{s} ds = -\log(L|x|) - \gamma \quad (5.4 a, b)$$

( $\gamma$  is Euler's constant) we obtain

$$\lim_{x \rightarrow \pm 0} H_{xi}(x, 0) = C_1 - i\pi M \operatorname{sgn} x, \quad \lim_{x \rightarrow \pm 0} H_{zi}(x, 0) = C_2 + C_3 \log|x|,$$

where  $C_1, C_2, C_3$  are constants. Thus the horizontal component has at the origin a discontinuity

$$H_{xi}(x, 0) \Big|_{x=-0}^{x=+0} = -2\pi i M = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(-t) |t| c_e(t) dt, \quad (5.5)$$

whereas the vertical magnetic field  $H_{zi}$  has a logarithmic infinity when  $x \rightarrow \pm 0$ . This kind of singularity has been already detected by PARKER [1968]. In contrast to the magnetic field the vector potential  $A_y$  and hence the electric field  $E_y$  is found to be continuous across  $x = 0$ , in accordance with the general boundary condition for tangential components of these vectors.

The singular behaviour of the magnetic field could have been inferred by elementary arguments: Since  $E_y$  is continuous across  $x = 0$ , the sheet-current density and hence the horizontal magnetic field are discontinuous (by (2.3) and (2.4)). Then by means of

the discontinuity representation (5.4a) the asymptotic behaviour of  $c_t(s)$  given by (5.2) is revealed (without specification of  $M$ ), and the logarithmic singularity of  $H_z$  is detected using (5.4b).

In the presence of zero or infinite conductivity the anomalous behaviour can be investigated by careful examination of (4.7) and (4.11). The results are only summarized here: If one half-sheet is an insulator and the other half-sheet has finite conductivity the same singularities occur, but the model is undefined for an external field, which is uniform at infinity. For a perfectly conducting half-sheet the well-known edge conditions apply [e.g. JONES 1964, p. 566]: sheet-current density and horizontal magnetic field tend like  $|x|^{-\frac{1}{2}}$  to infinity when the edge is approached from the perfectly conducting side. On the other side, where the conductivity may be zero or finite,  $H_z$  also gets infinite like  $|x|^{-\frac{1}{2}}$  and  $H_x$  is finite.

### 6. Results for a uniform external field

For simplicity only a uniform external field  $H_0$  in  $x$ -direction is considered here. Then

$$|s| c_e(s) = H_0 \delta(s)$$

and for  $z \leq 0$

$$A_y(x, z)/H_0 = -E_y(x, z)/i\omega H_0 = -\frac{i}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) + \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(s) e^{isx + |s|z} \frac{ds}{s}, \tag{6.1 a}$$

$$H_{xi}(x, z)/H_0 = 1 + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(s) e^{isx + |s|z} \operatorname{sgn} s \, ds, \tag{6.1 b}$$

$$H_{zi}(x, z)/H_0 = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} F(s) e^{isx + |s|z} \, ds. \tag{6.1 c}$$

Even in this simple case it does not appear possible to express the integrals in terms of tabulated functions and numerical evaluation is necessary. Only  $H_{xi}(\pm 0, 0)$  and  $A_y(0, 0)$  resp.  $E_y(0, 0)$  can be given exactly. Using the relations

$$H_{xi}(+0, 0)/H_{xi}(-0, 0) = \tau_2/\tau_1 \quad \text{and} \quad H_{xi}(x, 0) \Big|_{x=-0}^{x=+0} = H_0 \frac{\tau_2 - \tau_1}{\sqrt{\tau_1 \tau_2}}$$

derived from (2.3), (2.4), (5.5), and (3.5) it is found that

$$H_{xi}(\pm 0, 0) = (\tau_2/\tau_1)^{\pm \frac{1}{2}} H_0 = (\lambda_1/\lambda_2)^{\pm \frac{1}{2}} H_0, \\ A_y(0, 0) = -i\sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \cdot H_0, \quad E_y(0, 0) = -\frac{1}{2\pi\sqrt{\tau_1 \tau_2}} H_0.$$

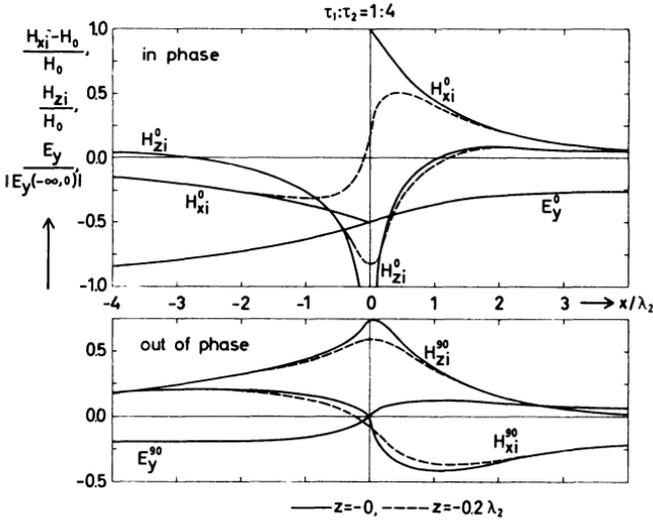


Fig. 2: The field due to a sheet-conductivity ratio  $\tau_1 : \tau_2 = 1 : 4$ .  $H_0$  is the amplitude of the uniform external magnetic field (in  $x$ -direction); the scale length  $\lambda_2$  is defined by (3.5)

In this particular model only the in-phase part of  $H_{xi}$  has a discontinuity, whereas the out-of-phase part vanishes (but has an infinite horizontal gradient). Applying the result

$$\lim_{x \rightarrow \pm \infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(s) e^{isx} \frac{ds}{s} = i\pi g(0) \operatorname{sgn} x \tag{6.2}$$

(e.g. TRANTER 1966, p. 61) the field components at infinity are

$$A_y(-\infty, 0) = -i\lambda_1 H_0, \quad A_y(+\infty, 0) = -i\lambda_2 H_0, \quad H_{xi}(\pm \infty, 0) = H_0, \\ H_{zi}(\pm \infty, 0) = 0,$$

in accordance with those for a uniform sheet.

For  $\tau_1 : \tau_2 = 1 : 4$  in-phase and out-of-phase part (denoted by the subscripts 0 and 90, respectively) of the internal magnetic field in the plane itself ( $z = -0$ ) and a small distance above it ( $z = -0.2\lambda_2$ ) and the normalized electric field in the sheet are given in Fig. 2. Similar data for a sheet-conductivity ratio 1 : 10 are included in Figs. 3–5.

### 7. The effect of an underlying perfect conductor

The model consisting of two half-sheets with an additional perfect conductor at the depth  $z = h$  (Fig. 1) can be treated in a similar way as the previous model. It is only

necessary to satisfy the supplementary boundary condition  $A_y(x, h) = 0$ . This is easily achieved by including in (3.2b) the “reflected” field through a term  $\sim e^{s/z}$  and matching the conditions at  $z = 0$  ( $A_y$  continuous) and  $z = h$ :

$$A_y(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-|s|z} - e^{-|s|(2h-z)}}{1 - e^{-2|s|h}} (c_e(s) + c_i(s)) e^{isx} ds, \quad 0 \leq z \leq h.$$

When the boundary condition (2.5) is satisfied the dual integral equations for  $c_i(s)$  take the form

$$-\int_{-\infty}^{+\infty} n_v(s) c_e(s) e^{isx} ds = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{m}_v(s) c_i(s) e^{isx} ds \quad \text{with} \quad \begin{cases} v=1, x < 0 \\ v=2, x > 0 \end{cases}, \quad (7.1)$$

where

$$\left. \begin{aligned} \tilde{m}_v(s) &= 1 - \frac{i\lambda_v |s|}{1 - e^{-2|s|h}} \\ n_v(s) &= 1 - \frac{i\lambda_v |s|}{e^{2|s|h} - 1} \end{aligned} \right\} \quad v=1, 2 \quad (7.2)$$

and  $\lambda_v$  is given by (3.5). With reference to Sec. 4 the solution of (7.1) is

$$\begin{aligned} c_i(s) &= \lim_{\epsilon \rightarrow +0} \frac{1}{2\pi i \tilde{m}_2(s) \tilde{K}_+(s)} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{n_2(t) \tilde{K}_+(t)}{t-s+i\epsilon} - \frac{n_1(t) \tilde{K}_-(t)}{t-s-i\epsilon} \right) c_e(t) dt = \\ &= -\frac{1}{2} \left( \frac{n_1(s)}{\tilde{m}_1(s)} + \frac{n_2(s)}{\tilde{m}_2(s)} \right) c_e(s) + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2\pi} \tilde{F}(s) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}(-t) |t| c_e(t) \frac{dt}{t-s}, \end{aligned} \quad (7.3)$$

where

$$\log \tilde{K}_\pm(s) = \pm \frac{1}{2} \log \frac{\tilde{m}_1(s)}{\tilde{m}_2(s)} + \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \log \frac{\tilde{m}_1(t)}{\tilde{m}_2(t)} \frac{dt}{t-s} \quad (7.4)$$

and

$$\tilde{F}(s) = \frac{1}{\tilde{m}_2(s) \tilde{K}_+(s)}. \quad (7.5)$$

An expression of  $\tilde{F}(s)$  in terms of simple functions similar to (4.11) is not possible. However, the limiting values

$$\tilde{F}(0) = \frac{2h}{\sqrt{(2h - i\lambda_1)(2h - i\lambda_2)}}, \quad \lim_{|s| \rightarrow \infty} |s| \tilde{F}(s) = \frac{i}{\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}} \quad (7.6)$$

can easily be deduced from (7.2), (7.4) and (7.5). For large  $|s|$  the function  $\tilde{F}(s)$  has the same asymptotic behaviour as  $F(s)$  in the previous model. Hence the discussion of the anomalous field near the origin (Sec. 5) applies as well to the extended model.

The modifications due to the introduction of the perfect conductor will be discussed briefly when the external field is uniform. In this case the vector potential and the internal magnetic field above the sheet ( $z \leq 0$ ) are given by

$$\begin{aligned} A_y(x, z)/H_0 &= -E_y(x, z)/i\omega H_0 = \\ &= -ih \left( \frac{\lambda_1}{2h - i\lambda_1} + \frac{\lambda_2}{2h - i\lambda_2} \right) + \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\pi} \tilde{F}(0) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}(s) e^{isx + |s|z} \frac{ds}{s}, \end{aligned} \quad (7.7a)$$

$$H_{xi}(x, z)/H_0 = 1 + \tilde{F}(0) \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}(s) e^{isx + |s|z} \operatorname{sgn} s ds \quad (7.7b)$$

$$H_{zi}(x, z)/H_0 = \tilde{F}(0) \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}(s) e^{isx + |s|z} ds. \quad (7.7c)$$

The discontinuity of  $H_{xi}$  and  $H_x$  at the origin is

$$H_{xi}(x, 0) \Big|_{x=-0}^{x=+0} = H_x(x, -0) \Big|_{x=-0}^{x=+0} = \tilde{F}(0) \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}} H_0. \quad (7.8)$$

Using the relations

$$\begin{aligned} (\lambda_2 H_x(+0, z) - \lambda_1 H_x(-0, z)) \Big|_{z=-0}^{z=+0} &= 0, \\ (H_x(x, +0) - H_x(x, -0)) \Big|_{x=-0}^{x=+0} &= 0, \end{aligned}$$

which are a consequence of (2.5) and of the fact that the jumps in  $H_x$  above and beneath the sheet are equal in magnitude but different in sign, it is found that

$$H_x(\pm 0, z) \Big|_{z=-0}^{z=+0} = -2H_0 (\lambda_1/\lambda_2)^{\pm\frac{1}{2}} \cdot \tilde{F}(0) = -2H_0 (\tau_2/\tau_1)^{\pm\frac{1}{2}} \tilde{F}(0). \quad (7.9)$$

The absolute value of  $H_x$  at the origin, however, cannot be given exactly. Applying (6.2), (7.9), (7.7a), and (2.5) the values of  $A_y(x, 0)/H_0$  at  $x = -\infty, 0, +\infty$ , respectively, turn out to be

$$-2ih \frac{\lambda_1}{2h - i\lambda_1}, \quad -2ih \sqrt{\frac{\lambda_1 \lambda_2}{(2h - i\lambda_1)(2h - i\lambda_2)}}, \quad -2ih \frac{\lambda_2}{2h - i\lambda_2}$$

(i.e.  $A_y(0, 0)$  is the geometric mean between  $A_y(-\infty, 0)$  and  $A_y(+\infty, 0)$ ).

Since  $\tilde{F}(s)$  and  $F(s)$  are asymptotically equal for large  $|s|$ , a comparison of (7.7) and (6.1) shows that the influence of the perfect conductor on the anomalous field near the origin can adequately be characterized by the factor

$$\tilde{F}(0) = Re^{i\psi}, \quad R \leq 1, \quad 0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}$$

(cf. (7.6)), which reduces the amplitude and causes a phase lead.

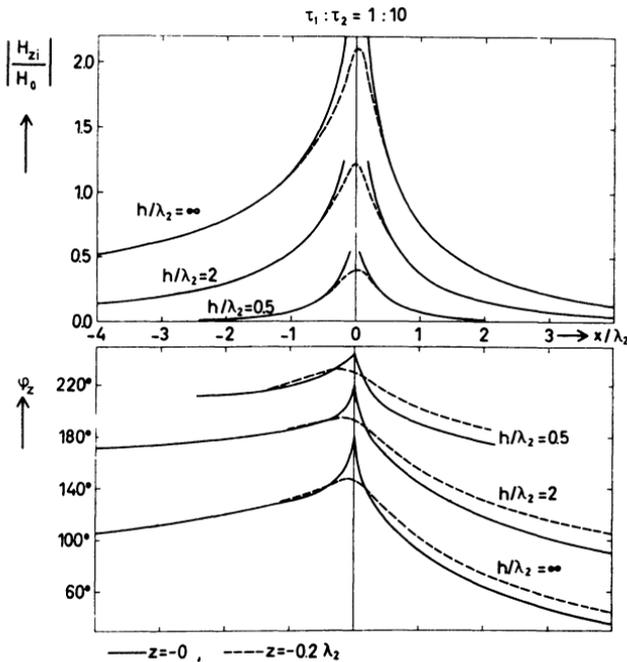


Fig. 3: Modulus and phase of the vertical magnetic field due to a uniform external field  $H_0$  (in  $x$ -direction), a sheet-conductivity ratio  $\tau_1 : \tau_2 = 1 : 10$ , and a perfectly conducting substratum in variable depth  $h$ . Plotted is the field directly on the sheet ( $z = -0$ ) and at a small distance above it ( $z = -0,2\lambda_2$ )

Some distance away from the discontinuity the anomalous field is symmetrized by the levelling influence of the perfect conductor affecting the field above the poorly conducting half-sheet more sensitively than above the other half of the sheet. The dependence on  $h$  is best illustrated by amplitude and phase of the internal vertical magnetic field, which is given in Fig. 3 for  $\tau_1 : \tau_2 = 1 : 10$  and three ratios of  $h/\lambda_2$ .

In addition amplitude and phase of the *total* horizontal magnetic field and of the electric field in the sheet are shown in Fig. 4 and 5.

It is seen from the formulae of this section that the strength of the electromagnetic coupling between surface sheet and perfect conducting substratum is determined by the dimensionless parameters  $\eta_\nu \equiv 2h/\lambda_\nu = 4\pi\omega\tau_\nu h$ ,  $\nu = 1, 2$ . If both  $\eta_1$  and  $\eta_2$  are large compared with unity the coupling is weak. If, however, one parameter is small, the coupling is strong.

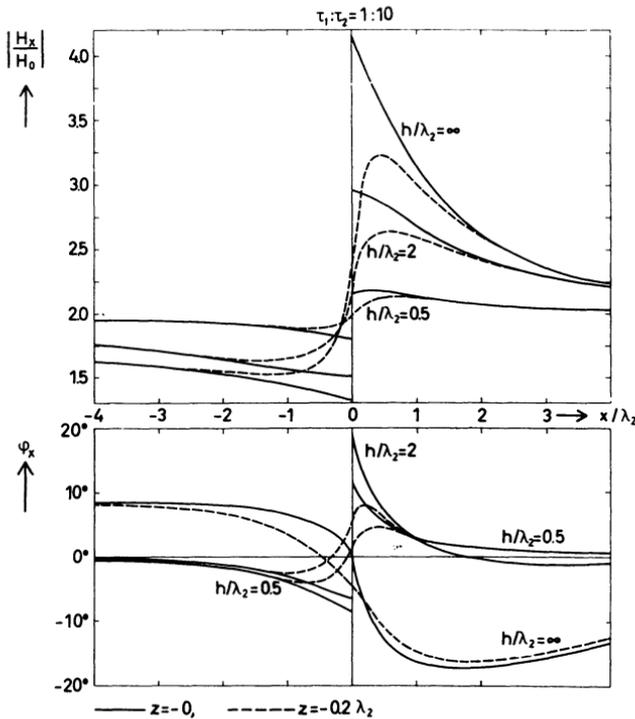


Fig. 4: Modulus and phase of the total horizontal magnetic field of the model described in the caption of Fig. 3

Reasonable estimates of the mean total conductivity of the surface layer on land and at sea are  $\tau_1 = 0.4 \cdot 10^{-6}$  e.m.u.  $\cong 400 \Omega^{-1}$  and  $\tau_2 = 16 \cdot 10^{-6}$  e.m.u.  $\cong 16000 \Omega^{-1}$ , respectively [SCHMUCKER 1970, p. 93]. Assuming a geomagnetic variation of period 1 hr and  $h = 200$  km this corresponds to  $\lambda_1 = 2280$  km,  $\lambda_2 = 57$  km and  $\eta_1 = 0.175$ ,  $\eta_2 = 7$ . Therefore the coastal effect of geomagnetic variations is controlled by strong coupling between surface layer and substratum. The anomalous magnetic field corresponding to the above-mentioned choice of parameters is illustrated in

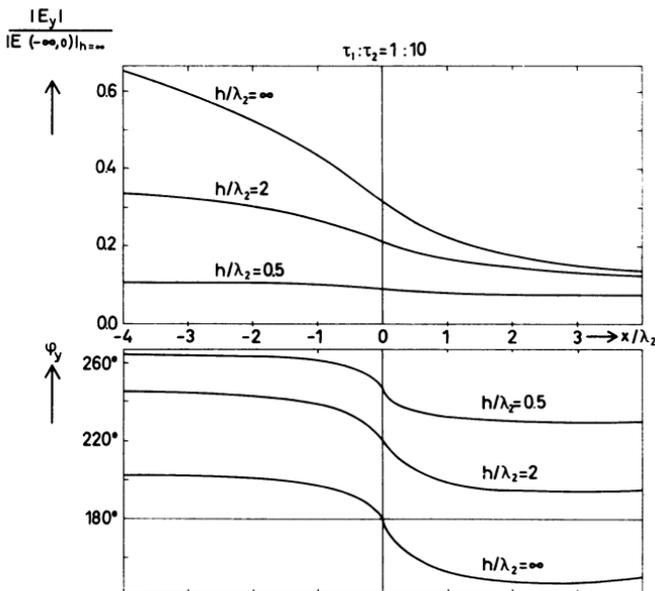


Fig. 5: Modulus and phase of the electric field in the sheet due to the external field and conductivity distribution described in the caption of Fig. 3. The reference field is the modulus of the limiting value of  $E_y$  for  $x \rightarrow -\infty$  when there is no perfect conductor ( $h = \infty$ ), i. e.  $H_0/2\pi\tau_1$

Fig. 6, where it is compared with the extreme model consisting of an insulating and a perfectly conducting half-sheet (i.e.  $\eta_1 = 0, \eta_2 = \infty$ ). This limiting case can be treated by conformal mapping (e.g. SCHMUCKER 1970, p. 88).

### 8. Conclusion

Because of the simplifications involved, the model investigated can give only a crude description of the coast-line effect. In particular the anomalous field is overestimated by the present approach. Actually the vertical magnetic field component gets infinite at the edge and the horizontal component is discontinuous, whereas for sheets with finite thickness the singularities occur only in the horizontal field gradients:  $\partial H_z/\partial x$  is discontinuous and  $\partial H_x/\partial x$  is infinite across the edge [TREUMANN 1968, 1970; WEIDELT 1966, p. 78]. The anomalous field is further exaggerated by the assumption of a discontinuous conductivity change in contrast to a gradual one in the real geophysical situation.

The model considered, however, is one of the rare examples, where analytic treatment can proceed rather far and some explicit results (e.g. the jump relations (5.5) and

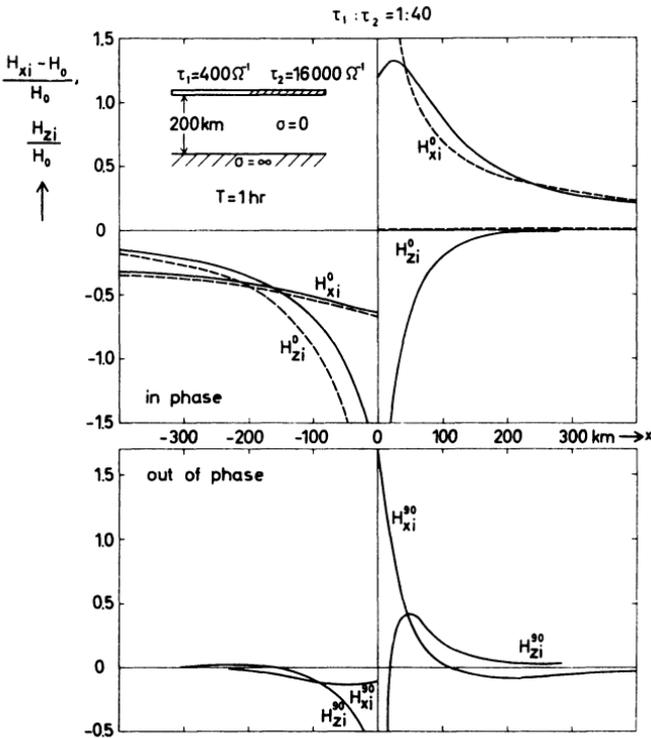


Fig. 6: The magnetic field of a "realistic" coast-line model (measured in the plane  $z = -0$ ). For comparison the field corresponding to the limiting case of an insulating half-sheet in  $x < 0$  and a perfectly conducting half-sheet in  $x > 0$  is also given (broken lines)

7.8)) can be obtained. These results may serve to check numerical computing procedures for the modelling of arbitrary sheet-conductivity distributions.

### Acknowledgment

The author wishes to express his thanks to Prof. A. ASHOUR, Dr. U. SCHMUCKER, and Prof. M. SIEBERT for valuable advice.

### References

- ABRAMOWITZ, M. and I. A. STEGUN: Handbook of mathematical functions. Dover Publ., New York 1965
- ASHOUR, A. A.: The coast-line effect on rapid geomagnetic variations. Geophys. J. 10, 147 - 161, 1965

- : Electromagnetic induction in thin finite sheets having conductivity decreasing to zero at the edge, with geomagnetic applications. *Geophys. J.* 1971 22, 417–443, 1971
- ASHOUR, A. A. and A. SABRI: Tabulation of the function  $\sum_{n=1}^{\infty} n^{-2} \sin n \Theta$ . *Math. Tables Aids Comp.* 10, 57–65, 1956
- CLEMMOW, P. C.: A method for the exact solution of a class of two-dimensional diffraction problems. *Proc. Roy. Soc. London A* 205, 286–308, 1951
- : Radio propagation over a flat earth across a boundary separating two different media. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 246, 1–55, 1953
- JONES, D. S.: The theory of electromagnetism. Ser. Monogr. Pure Appl. Math. 47, 1964
- JONES, F. W. and A. T. PRICE: The perturbations of alternating geomagnetic fields by conductivity anomalies. *Geophys. J.* 20, 317–334, 1970
- MUSKHELISHVILI, N. I.: Singular integral equations. Nordhoff, Groningen 1953
- NOBLE, B.: Methods based on the Wiener-Hopf technique for the solution of partial differential equations. Intern. Ser. Monogr. Pure Appl. Math. 7, 1958
- PARKER, R. L.: Electromagnetic induction in a thin strip. *Geophys. J.* 14, 487–495, 1968
- PRICE, A. T.: The induction of electric currents in non-uniform thin sheets and shells. *Quart. J. Mech. Appl. Math.* 2, 283–310, 1949
- RIKITAKE, T. and I. YOKOYAMA: The anomalous behaviour of geomagnetic variations of short period in Japan and its relation to the subterranean structure. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 33, 297–329, 1955
- RODEN, R. B.: The effect of an ocean on magnetic diurnal variations. *Geophys. J.* 8, 375–388, 1964
- SCHMUCKER, U.: Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States. *J. Geomagn. Geoelectr.* 15, 193–221, 1964
- : Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States. *Bull. Scripps Inst. Oceanogr. Univ. Calif.* 13, 1970
- SMYTHE, W. R.: Static and dynamic electricity. McGraw-Hill, New York [etc.] 1968
- TRANter, C. J.: Integral transforms in mathematical physics. Methuen, London 1966
- TREUMANN, R.: Magnetic field behaviour near conductivity discontinuities and possible inferences from geomagnetic local gradients. *Phys. Earth Planet. Interiors* 1, 148–150, 1968
- : Electromagnetic induction in inhomogeneous media (E-polarization). *Acta Geodaet. Geophys. Montanist. Acad. Sci. Hung.* 5, 61–67, 1970
- WEAVER, J. T.: The electromagnetic field within a discontinuous conductor with reference to geomagnetic micropulsations near a coast-line. *Canad. J. Phys.* 41, 484–495, 1963
- WEIDELT, P.: Modellrechnungen zur Deutung der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie als oberflächennahe Leitfähigkeitsänderung. Diplomarbeit, Math.-Naturw. Fak. Univ. Göttingen, 1966



## **Geoelektrische und magnetische Messungen im Nördlinger Ries**

### **Geoelectric and Magnetic Measurements in the Nördlinger Ries**

L. ENGELHARD, Braunschweig<sup>1)</sup>

Eingegangen am 1. Juli 1971

*Zusammenfassung:* Auf einem das Ries vom Nordrand bei Ehingen zum Südrand bei Mönchsdeggingen durchquerenden Profil wurde an 20 Punkten, auf einem Profil vom Westrand bei Trochtelfingen bis zur Riesmitte an 9 Punkten geoelektrisch sondiert. Eine Schichtgrenze, die vermutlich die Untergrenze der tertiären Seesedimente ist, zeigt vom Norden her eine gleichmäßige Zunahme der Tiefe zur Riesmitte hin, im Westen und Süden dagegen wird der entsprechende Abfall dieser Schichtgrenze durch eine Emporwölbung unterbrochen, die dem inneren kristallinen Wall zuzuordnen ist. Im Westen scheint der eigentliche Riesrand vom Meßprofil gekreuzt worden zu sein, wohingegen dieser Kraterand im Norden und Süden noch außerhalb der Profilenden anzunehmen ist. Neben magnetischen Messungen längs beider Profile, wobei das zweite zum Ostrand hin verlängert wurde, wurde die Vertikalkomponente des Magnetfeldes im Bereich einer relativ starken magnetischen Anomalie bei Enkingen (Ries) gemessen.

*Summary:* Twenty geoelectric soundings on a profile, crossing the Ries crater from the North near Ehingen to the South near Mönchsdeggingen and nine on another, which runs from the West near Trochtelfingen to the Ries centre were carried out. In the North, the bottom interface of the tertiary sediments is found to slope down smoothly towards the centre whereas on the West and South there is a bulge on the slope, corresponding to the inner crystalline rim. On the West the true periphery of the crater seems to have been covered, unlike the northern and southern edges that lie beyond the North-South profile. The measurements of the vertical component of the magnetic field were carried out along both profiles (the 2nd was extended to the Eastern edge) and in the area of a quite strong anomaly near Enkingen (Ries).

#### **1. Einleitung**

Vom 18. 5. bis 24. 5. 1970 veranstaltete das Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig eine Exkursion in das Nördlinger Ries, um dort geoelektrische und magnetische Messungen durchzuführen. Zwar ist das Ries von Geophysikern so gründlich wie kaum eine andere Region dieser Größe untersucht

---

<sup>1)</sup> Dr. LUDWIG ENGELHARD, Inst. f. Geophysik u. Meteorol. d. Technischen Universität Braunschweig.



worden, deutlich dokumentiert etwa durch den Übersichtsaufsatz von ANGENHEISTER und POHL [1967] oder besonders durch die umfassende Monographie über das Ries [PREUSS, SCHMIDT-KALER, (Redaktion), 1969], geoelektrische Sondierungen aber waren bis dahin noch nicht durchgeführt worden [VIDAL, 1969].

Im Vordergrund der wissenschaftlichen Zielsetzung dieser Meßfahrt des Institutes standen daher die geoelektrischen Messungen. Da Messungen des Magnetfeldes im Ries schon in größerer Zahl vorliegen [HAUSSMANN, 1904; REICH, HORRIX, 1955; ANGENHEISTER, 1965; ANGENHEISTER, POHL, 1966; HAHN, 1966; POHL, ANGENHEISTER, 1969], sollten die Messungen des einen der beiden Magnetfeld-Meßtrupps lediglich zur Ergänzung der wissenschaftlichen Information längs der geoelektrischen Sondierungsprofile dienen, während der andere die genauere Vermessung einer bereits von ANGENHEISTER und POHL [1966] gefundenen Anomalie in der Nähe von Enkingen zur Aufgabe hatte.

## 2. Ergebnisse der geoelektrischen und magnetischen Messungen auf zwei, das Ries durchquerenden Profilen

Die an insgesamt 30 Punkten im Ries vorgenommenen geoelektrischen Sondierungen wurden mit Hilfe zweier Apparaturen durchgeführt. Abb. 1 zeigt die Lage der einzelnen Messungen im Ries, dessen morphologischer Rand durch den Verlauf der Höhenlinien 450 m, 475 m, 500 m zu erkennen ist\*). An den 9 Punkten des im Westen bei Trocheltfingen beginnenden (Meßpunkt 53) zur Mitte bei Deinungen (Meßpunkt 70) reichenden Profils, sowie an einem Punkt (Meßpunkt 81) in der Nähe von Wemding („W-O-Profil“) wurde mit einer für Praktikumszwecke gebauten Anlage [MUSMANN, 1964] mit Auslagen bis zu  $L/2 = 300$  m gearbeitet.

An den 20 Punkten des im Norden bei Ehingen (Meßpunkt 4) beginnenden und bei Mönchsdeggingen (Meßpunkt 33) im Süden endenden Profils („N-S-Profil“) wurde mit einer Apparatur, die von der Bundesanstalt für Bodenforschung in Hannover leihweise zur Verfügung gestellt wurde, gearbeitet. Der höhere Bedienungskomfort in den peripheren Anlagen erlaubte ein vergleichsweise schnelleres Messen; außerdem waren ohne besondere Schwierigkeiten Auslagen bis zu  $L/2 = 600$  m möglich. Während auch auf diesem Profil die größte Auslage im allgemeinen  $L/2 = 300$  m betrug, wurden doch an den Punkten 27, 29, 30, 31, 32 und 33 größere Auslagen ( $L/2 \leq 600$  m) gewählt, um etwa vorhandene tieferliegende Strukturen wenigstens in diesen Randzonen des Rieses erfassen zu können.

Die Messungen selbst erfolgten in der Anordnung nach Schlumberger (z. B. FLATHE [1961], S. 801). Da der Verlauf der gemessenen Sondierungskurven zeigt, daß meist mehr als drei Schichten verschiedener elektrischer Leitfähigkeit erfaßt werden, wurde

---

\*) An Punkten, deren Bezifferung in runde Klammern gesetzt ist, wurden keine elektrischen Messungen vorgenommen. Sie sind zur Kennzeichnung des Profilverlaufs, längs dessen ja auch magnetisch gemessen wurde, angegeben.

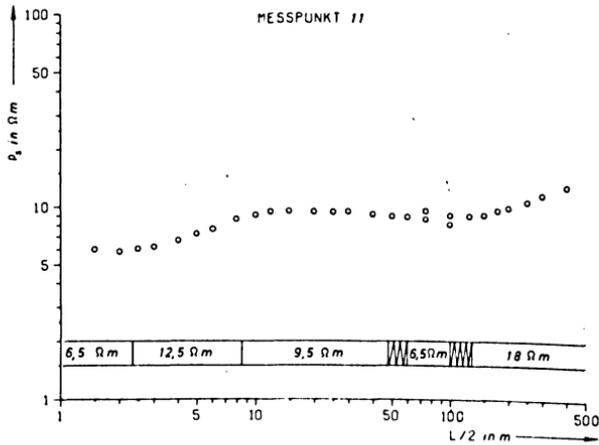
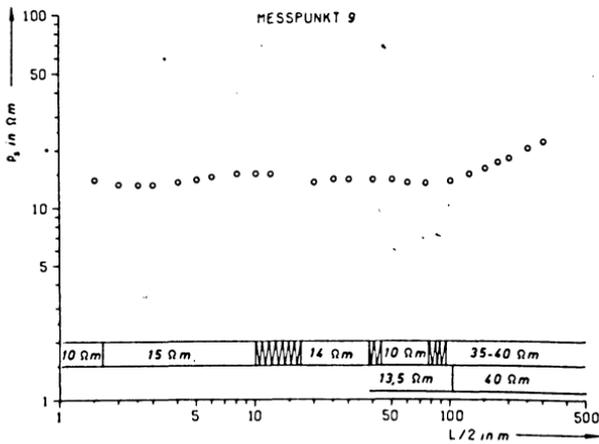
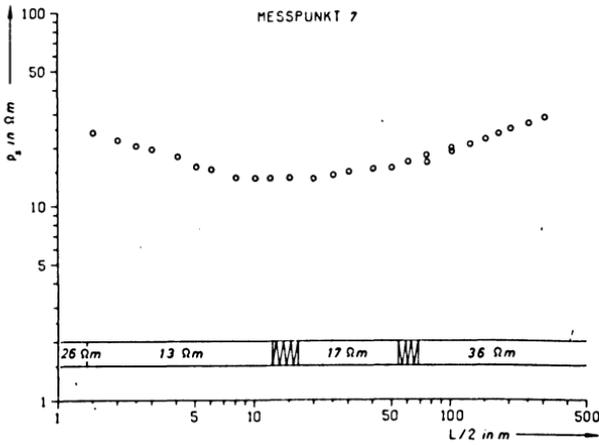


Abb. 2:  
 Drei Sondierungskurven  
 benachbarter Meßpunkte  
 aus dem Nordteil des Rieses  
 Three sounding graphs  
 of neighbouring points in  
 the northern part of the Ries

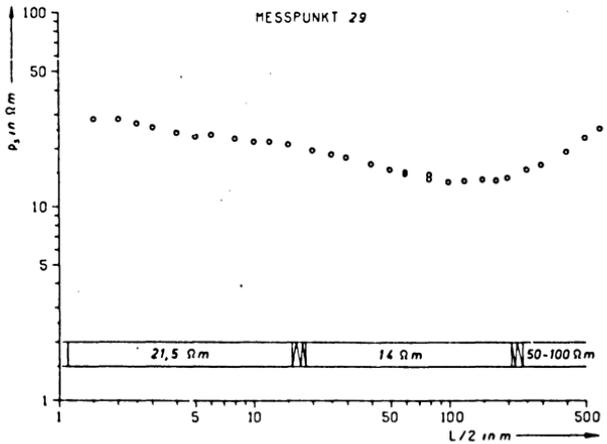
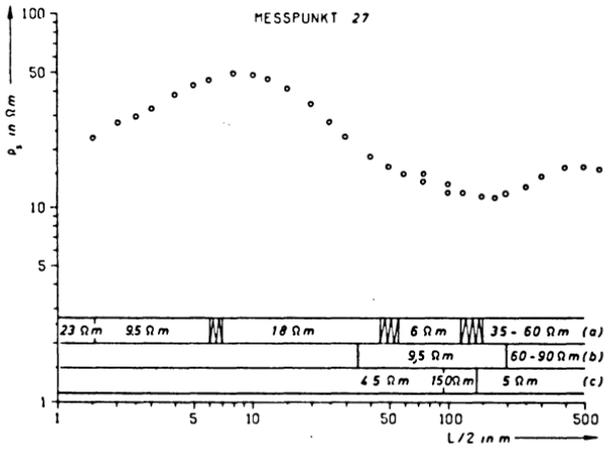
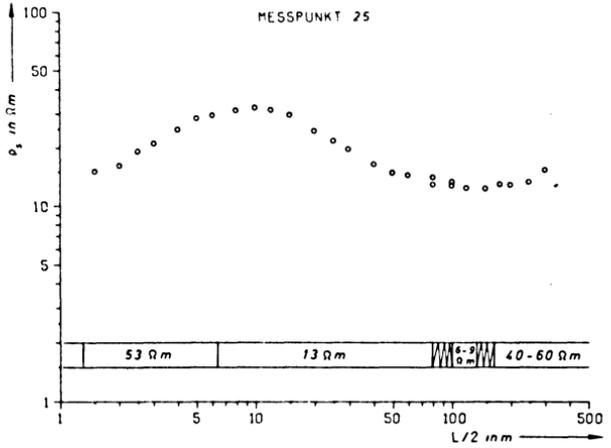


Abb. 3:  
Drei Sondierungskurven  
benachbarter Meßpunkte  
aus dem Südteil des Rieses  
  
Three sounding graphs  
of neighbouring points in  
the southern part of the Ries

zur Auswertung die Methode der Hilfspunktverfahren [DEPPERMAN, FLATHE, HOMILIUS, 1961] in Verbindung mit einem Atlas von Modellkurven für Drei-Schichtfälle angewandt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ist die Lage von Schichtgrenzen und der spezifische Widerstand der Schichten noch mit Unsicherheiten behaftet. In den folgenden Darstellungen wurden für die spezifischen Widerstände der Schichten im allgemeinen ein Mittelwert, für die Schichtgrenzen Fehlerbalken angegeben, deren Länge aus der Variation der noch mit der Meßkurve in Einklang zu bringenden Modelle folgt.

Beispiele gemessener Sondierungskurven, zusammen mit dem Ergebnis deren Auswertung (im auf der Abszisse angegebenen Maßstab) für jeweils drei benachbarte Meßpunkte zeigen Abb. 2 und Abb. 3. \*) Wie aus den Kurven zu ersehen, treten beim Umsetzen der Sonden häufig kleine Versetzungen im Kurvenverlauf auf, die aber für die Auswertung wegen der überlappenden Messung leicht zu reduzieren sind.

Abb. 4 zeigt die Ergebnisse der geoelektrischen Messungen auf dem W-O-Profil, Abb. 5 die für das N-S-Profil, in einem überhöhten Maßstab zusammengestellt. (Die Zahlenangaben in den Abbildungen sind die Werte des spezifischen Widerstands in  $\Omega\text{m}$ .) \*\*)

Auf beiden Profilen hebt sich deutlich eine Schichtgrenze hervor, die als Untergrenze der tertiären Sedimente und möglicherweise Suevit anzusprechen ist. Vom Nordrand her fällt diese Schichtgrenze gleichmäßig zur Mitte hin ab, um von Meßpunkt 14 an bis einschließlich Meßpunkt 23 in größere als für die hier mit Auslagen  $L/2 \leq 300$  m durchgeführten Sondierungen erfaßbare Tiefe abzusinken. Im Gegensatz zu den Verhältnissen am Nordrand zeigt die entsprechende Schicht im Westen und im Süden Strukturen, die dem aus seismischen Untersuchungen erschlossenen inneren kristallinen Wall [REICH, HORRIS, 1955; ANGENHEISTER und POHL, 1969] zuzuordnen sind. Dieser Wall sollte hufeisenförmig ausgebildet und nach Norden geöffnet sein.

Nach Vergleich mit den seismisch gewonnenen Kenntnissen über die Lage der Oberfläche des Kristallins [REICH, HORRIS, 1955, S. 49, Abb. 22] liegt es nahe, diese geoelektrisch erfaßte Wallstruktur im Süden (Meßpunkte 25, 27, 29?) aus kristallinem Material bestehend anzunehmen. Weiter südlich sinkt nach diesen Angaben die Kristallinoberfläche wieder ab. Außerhalb des Walls, also südlich von Meßpunkt 29, liegen unter den Seesedimenten demnach wohl Riestrümmernmassen.

Aufgrund der geoelektrischen Sondierungen findet man den inneren Wall allerdings gegenüber den Annahmen von Reich und Horrix um 2 bis 2,5 km weiter südlich vor.

\*) Sämtliche Sondierungskurven samt Interpretation sind in dem vom Institut herausgegebenen Bericht zu finden [ENGELHARD, 1971].

\*\*) Bei Meßpunkt 27 wurde die Interpretation (a) verwendet (Abb. 3), bei der wie bei Interpretation (b) die letzten beiden gemessenen Punkte unberücksichtigt bleiben. Bei (b) wurde lediglich der spezifische Widerstand der niederohmigen Schicht auf  $9,5 \Omega\text{m}$  gesetzt, während bei (c) die letzten beiden Meßwerte berücksichtigt sind. Die Anpassung an Modellkurven ist bei (c) recht schwierig, der Abfall der Kurve bei  $L/2 = 500$  m und  $600$  m (!) scheint eher durch Randeffekte zu deuten zu sein.

Dies mag durch die von den Autoren selbst angegebene Schwierigkeit der Interpretation der seismischen Messungen in diesem Bereich zu erklären sein.

Interessant ist schließlich, daß der spezifische Widerstand des Kristallin der Wallstruktur mit 40–60  $\Omega\text{m}$ , wohl infolge der Zertrümmerung beim Riesereignis, überraschend niedrige Werte aufweist, die sich von dem der vermutlichen Trümmerschicht (um 60  $\Omega\text{m}$ ) nicht wesentlich unterscheiden. Im Norden zeigt die unter den Seesedimenten liegende Trümmerschicht (das Kristallin müßte hier nach REICH und HORRIX [1955] weit tiefer liegen, als daß es hier erfaßt sein könnte) etwas niedrigere Werte des spezifischen Widerstandes ( $\approx 35 \Omega\text{m}$  im Randbereich, abnehmend zur Mitte hin auf  $\approx 15 \Omega\text{m}$ ). Die zur Riesmitte hin aufgebogene Schichtgrenze an den Meßpunkten 4 und 6 ist fraglich.

Im Westen dürften die Verhältnisse ähnlich wie im Süden sein. Zwar zeigt die Tiefenlage des Kristallins nach REICH und HORRIX [1955] für den Wall im Westen, daß hier geoelektrisch eine dem eigentlichen kristallinen Wall aufgesetzte Struktur erfaßt sein müßte. Im Gegensatz dazu aber ergeben neuere seismische Untersuchungen [ANGENHEISTER, POHL, 1969] wenig nördlich unseres W-O-Profiles bei Wallerstein einen bis nahe an die Oberfläche dringenden Refraktionshorizont, der geoelektrisch gefundenen Struktur entsprechend, den die Autoren als wahrscheinlich aus Kristallin bestehend ansehen, der jedoch stark zertrümmert sein müßte. Diese starke Zertrümmerung würde wiederum durch den niedrigen spezifischen Widerstand (hier um 30  $\Omega\text{m}$ ) bestätigt. Schließlich wurde auch hier, wie im Süden, der innere Wall, übereinstimmend mit den oben erwähnten neueren Ergebnissen der Seismik, weiter vom Rieszentrum entfernt gefunden, als von REICH und HORRIX angenommen.

Besonders interessant ist die offensichtliche Kreuzung des eigentlichen Riesrandes im Westen zwischen den Meßpunkten 55 und 56. Die Sondierungskurven der Meßpunkte 53 und 55 zeigen ähnliches Aussehen, völlig verschieden jedoch von dem Verlauf der Kurve bei Meßpunkt 56 und den weiter östlich liegenden Sondierungen [ENGELHARD, 1971].

Bemerkenswert ist schließlich der außerordentlich niedrige spezifische Widerstand der Seesedimente; zum Rand hin treten größere Werte auf als in der Mitte (dort um 3  $\Omega\text{m}$ )\*). Neben oberflächennahen Strukturen findet man noch eine Zwischenschicht, die sich aber, besonders im Norden wegen geringen Widerstandskontrastes nur schwach abzeichnet. Die im W-O-Profil aus den Messungen in der Riesmitte noch als fraglich interpretierbare Schichtgrenze (gepunktet) zeigt sich im N-S-Profil nicht. Die geoelektrisch ermittelte Basis der Sedimente kommt insbesondere im Norden tiefer zu liegen als die seismisch ermittelte [REICH, HORRIX, 1955, S. 48, Abb. 21]. Anisotropie [DEPPERMANN et al., 1961] der Seesedimente könnte die Ursache dieser Diskrepanz sein.

Nach dem Stand heutiger Kenntnis dürfen wir annehmen, daß die magnetischen Anomalien im Ries durch invers magnetisierten Suevit verursacht werden [POHL,

\*) Die Sondierung am Meßpunkt 20 zeigt ab  $L/2 = 200 \text{ m}$  „übersteilen“ Anstieg, wohl eine Störung durch eine in der Nähe liegende Gas- oder Wasserleitung.



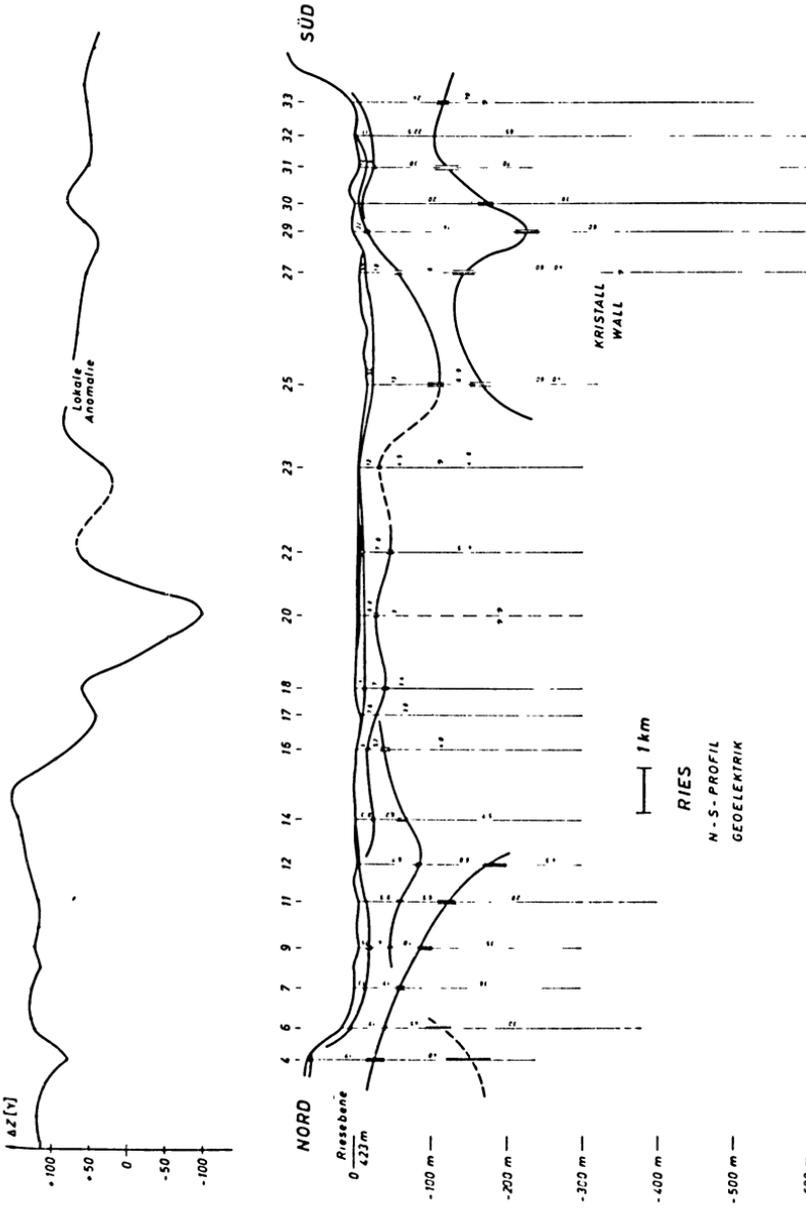


Abb. 5:

Unterer Teil: Gemeinsame Darstellung aller Ergebnisse der geoelektrischen Sondierungen auf dem N-S-Profil. Oberer Teil: Verlauf der Vertikalintensität des Magnetfeldes längs des Profils

Lower Part: Presentation of all results of the geoelectric soundings on the North-South-Profile. Upper Part: Course of the vertical intensity of the magnetic field along the profile

ANGENHEISTER, 1969]. Der Suevit ist im inneren Riesessel unterhalb  $\approx 300$  m anzunehmen [ANGENHEISTER, POHL, 1969] und konnte deshalb mit den hier angewandten Auslagen von  $L/2 \leq 300$  m (im inneren Krater) nicht erfaßt werden. So sind hier auch keine Korrelationen der längs beider Profile ebenfalls gemessenen und im oberen Teil der Abbildungen 4 und 5 dargestellten Vertikalintensität des Magnetfeldes\*) mit einem geoelektrisch erfaßten Schichtverlauf zu erwarten. Spätere Messungen mit größeren Auslagen im inneren Kraterbereich könnten wohl auch diese Lücke schließen. Lediglich im Bereich des inneren Walles im Westen (Meßpunkte 60, 62, 63) sowie im Süden beim Beginn der Auflage der Trümmerschicht auf dem nach Süden hin absinkenden Kristallin (Meßpunkte 29, 30) scheint sich eine geoelektrisch gefundene Struktur magnetisch abzuzeichnen.

Am Rand des inneren Riesessels ist der Suevit, zumindest im Bereich der lokalen Anomalien, weniger tief anzunehmen. So wurde er bei Wörnitzostheim zwischen etwa 25 m und 90 m Tiefe erbohrt [POHL, ANGENHEISTER, 1969]. Bei Meßpunkt 25 wurde nun am Rand einer der magnetischen Anomalie bei Wörnitzostheim in Stärke und räumlicher Ausdehnung sehr ähnlichen Anomalie (Abb. 6) geoelektrisch sondiert\*\*). Ob allerdings die hier zwischen  $\approx 10$  m und 90 m Tiefe gefundene Schicht ( $13 \Omega\text{m}$ ) überhaupt dem Suevit zuzuschreiben ist (Messung am Rande der Anomalie!), ob das Suevitvorkommen so lokal wie die Anomalie selbst ist, oder nur in diesem Bereich eine Magnetisierung zeigt, kann erst durch kleinräumiger vorgenommene geoelektrische Untersuchungen an solchen Anomalien geklärt werden.

### 3. Die magnetische Anomalie im Bereich Enkingen

Neben zusammenhängenden, großräumigeren magnetischen Anomalien im inneren Riesessel, für die der Verlauf der Vertikalintensität in Abb. 4 und Abb. 5 typische Beispiele sind, gibt es an dessen Rand, also am inneren Wall, einige kleinräumige magnetische Anomalien, von denen die bei Wörnitzostheim mit  $\Delta Z \approx -600 \gamma$ \*\*\*) [HAHN, 1966] die bekannteste ist.

Die Messungen von ANGENHEISTER und POHL [1966], (Abb. 7, „Nö. 6“, Stat. Nr. 667 und Abb. 12, Abb. 13), sowie die Isanomalenkarte der Totalintensität bei POHL und ANGENHEISTER [1969] zeigen eine derartige Anomalie in der Nähe von Enkingen, deren östlicher Teil nun genauer vermessen wurde (ASKANIA-Torsionsmagnetometer Gfz).

Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. 6 dargestellt. Die Isanomalen wurden in  $50 \gamma$ -Schritten gezeichnet, zusätzlich jedoch noch die  $+25 \gamma$ ,  $-25 \gamma$  und die  $-75 \gamma$ -Isanomale eingetragen. Der Basis, auf die diese Messungen bezogen wurden, wurde der Wert  $+50 \gamma$  gegeben, da sich dann die Meßergebnisse am nördlichen und östlichen

\*) Es wurde ein ASKANIA-Torsionsmagnetometer Gfz verwendet. Die Basis lag in der Nähe von Deiningen (Meßpunkt 68).

\*\*) Der Mittelpunkt der Auslage lag in der Nähe des  $-1 \gamma$ -Meßpunktes, etwa zwischen den Punkten mit  $+50 \gamma$  und  $-50 \gamma$ .

\*\*\*)  $1\gamma = 10^{-5}$  Oe.

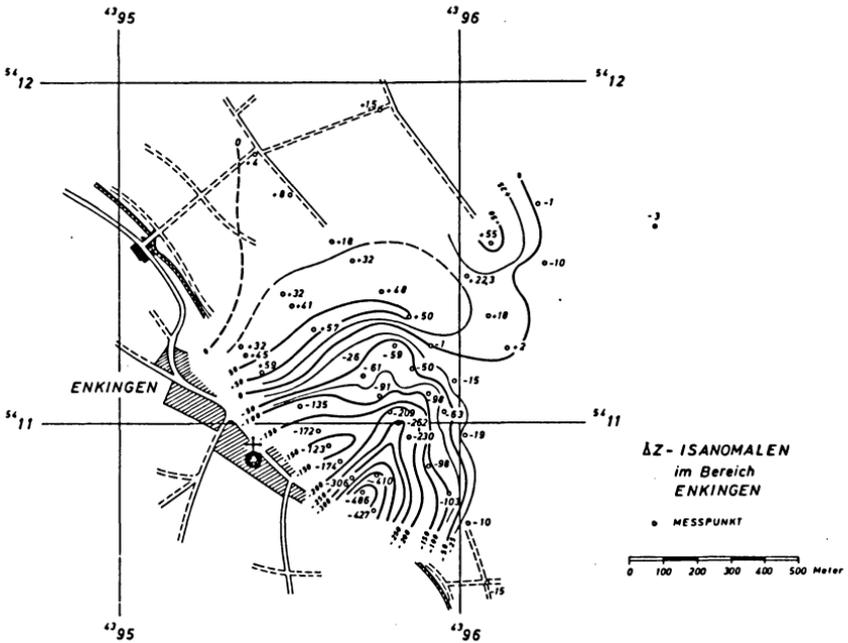


Abb. 6: Ergebnis der magnetischen Messungen bei Enkingen (in  $\gamma$ -Einheiten)  
 Result of the magnetic measurements near Enkingen (units are gammas)

Rand der Anomalie um den Wert Null bewegen. Soweit gemessen, ist die Anomalie nach Ausdehnung und Stärke ( $\Delta Z \approx 540 \gamma$  zwischen zwei nur 500 m entfernten Punkten) derjenigen von Wörnitzostheim sehr ähnlich.

#### 4. Danksagung

Den 13 weiteren Teilnehmern an dieser Meßfahrt des Instituts, sowie Herrn H. Henning aus Hannover sei gedankt, daß sie durch unermüdlichen Einsatz beim Messen im Gelände trotz zum Teil widriger äußerer Umstände dazu beigetragen haben, das gesteckte Ziel der Exkursion voll zu erfüllen. Die Durchführung der geoelektrischen Messungen wäre in diesem Rahmen ohne die großzügige Unterstützung der Bundesanstalt für Bodenforschung in Hannover durch leihweises Überlassen einer modernen Geoelektrikapparatur für die Zeit der Messungen nicht möglich gewesen. Eines der beiden Torsionsmagnetometer wurde uns freundlicherweise vom Institut für Geophysik der Universität Göttingen für die Exkursion geliehen.

Insbesondere gilt mein Dank auch den Herren Professoren H. FLATHE und K. DEPERMANN (Bundesanstalt für Bodenforschung, Hannover), die mir bei der Planung der

Messungen und deren Auswertung mit Rat geholfen haben. Herrn Professor G. ANGENHEISTER und Herrn Dr. J. POHL (Institut für angewandte Geophysik, München) bin ich für Hinweise bei der Diskussion der Ergebnisse dankbar.

### Literatur

- ANGENHEISTER, G.: Bemerkungen zu den Vermessungen des erdmagnetischen Feldes im Ries und seiner Umgebung (1902–1965), N. Jb. Miner. Mh., 9–11, 250–267, 1965
- ANGENHEISTER, G. und J. POHL: Vermessung der Totalintensität (T) des erdmagnetischen Feldes im Ries und seiner Umgebung 1962–1965, Veröff. Geophys. Observ. Fürstenfeldbruck, Serie B, Nr. 4, 1966
- ANGENHEISTER, G. und J. POHL: Beiträge der Geophysik zur Erforschung des Rieses von Nördlingen, Naturwiss. 54 (9), 209, 1967
- ANGENHEISTER, G. und J. POHL: Die seismischen Messungen im Ries von 1948–1969, Geol. Bavar. 61, 304–326, 1969
- DEPPERMANN, K., H. FLATHE und J. HOMILIUS: Die geoelektrischen Verfahren der angewandten Geophysik – Die Widerstandsmethode, in: Lehrbuch der angewandten Geologie, Hrsg. A. Bentz, Bd. I, Allgemeine Methoden, S. 725–770, Enke-Verlag, Stuttgart 1961
- ENGELHARD, L.: Geoelektrische und magnetische Messungen im Rahmen einer Exkursion ins Nördlinger Ries, GAMMA 18, Inst. f. Geophys. u. Meteorol. d. Techn. Univers. Braunschweig 1971
- FLATHE, H.: Die geoelektrischen Verfahren der angewandten Geophysik, Anhang, in: Lehrbuch der angewandten Geologie, Hrsg. A. Bentz, S. 801–804, Enke-Verlag, Stuttgart 1961
- HAUSSMANN, K.: Magnetische Messungen im Ries und dessen Umgebung, Abh. preuß. Akad. Wiss., Berlin, 1904
- HAHN, A.: Vermessung einer erdmagnetischen Anomalie  $\Delta Z$  bei Wörnitzostheim, Veröff. Geophys. Observ. Fürstenfeldbruck, Serie B, Nr. 4, 1966
- MUSMANN, G.: Das Widerstandsverfahren der Geoelektrik – Entwicklung eines Meßgerätes, Diplomarbeit Inst. Geophys. Meteorol. Techn. Universität Braunschweig, 1964
- POHL, J. und G. ANGENHEISTER: Anomalien des Erdmagnetfeldes und Magnetisierung der Gesteine im Nördlinger Ries, Geol. Bavar. 61, 327–336, 1969
- PREUSS, E. und H. SCHMIDT-KALER (Redaktion): Das Ries – Geologie, Geophysik und Genese eines Kraters, Bericht der Arbeitsgemeinschaft Ries. Herausg. vom Geologischen Landesamt München, in: Geol. Bavar. 61, 1969
- REICH, H. und W. HORRIG: Geophysikalische Untersuchungen im Ries und Vorries und deren geologische Deutung, Beih. Geol. Jb., No. 19, 1955
- VIDAL, H.: Warum Riesforschung, Geol. Bavar. 61, 9–11, 1969

# Investigations of Secular Gravity Variations in Iceland<sup>1)</sup>

## Contributions to the Geodetic and Geophysical Research in Iceland

A. SCHLEUSENER and W. TORGE, Hannover<sup>2)</sup>

Eingegangen am 1. Juli 1971

*Summary:* In 1938, 1965 and 1970 gravity measurements across the young volcanic zone of northern Iceland have been carried out along a west-east-profile of about 100 km length, including also the zone of the western adjoining tertiary plateau basalts. One aim of the survey was to detect whether there exist any variations of gravity with time or not in the mobile zone of recent volcanism and open fissures.

About 30 stations have been established in 1938 by using a Thyssen-Schleusener gravity meter with accuracy of some 0,1 mgal. These stations have been reconstructed and completed by about 50 stations in 1965, when the points were monumented, too. The observations in 1965 and 1970 were performed with La Coste-Romberg gravity meters, the standard deviations being less than 0,02 mgal.

The comparison of the gravity values obtained in the different periods indicates, that the gravity in the young volcanic zone might have more increased with time as in the tertiary plateau basalts, the time rate over the total profile being about 0,005 ... 0,01 mgal/year. This amount is derived from the 1965/1970 comparison, whereas the variations between 1938 and 1965 are not significant.

*Zusammenfassung:* In den Jahren 1938, 1965 und 1970 wurden Schweremessungen in der jungvulkanischen Zone Nordislands entlang eines West-Ost-Profiles von etwa 100 km Länge durchgeführt. Das Profil erstreckt sich auch über die Zone der westlich angrenzenden tertiären Plateaubasalte. Ein Ziel der Arbeiten war, etwaige zeitliche Schwereänderungen in der mobilen Zone rezenten Vulkanismus und offener Spaltensysteme festzustellen.

1938 wurden etwa 30 Stationen mit einem Thyssen-Schleusener-Gravimeter mit einer Genauigkeit von einigen 0,1 mgal beobachtet. Diese Punkte wurden 1965 wiederhergestellt und durch etwa 50 weitere Stationen ergänzt, die Stationen wurden dauerhaft vermarktet. Für die Beobachtungen in den Jahren 1965 und 1970 wurden LaCoste-Romberg-Gravimeter eingesetzt, die mittleren Fehler der Schwerewerte liegen unter 0,02 mgal.

Aus dem Vergleich der in den verschiedenen Perioden beobachteten Schwerewerte ergibt sich, daß die Schwere in der jungvulkanischen Zone stärker mit der Zeit zuzunehmen scheint als in den tertiären Basalten; die zeitliche Änderung über die gesamte Profillänge beträgt etwa 0,005 ... 0,01 mgal/Jahr. Dieser Betrag wurde aus dem Vergleich 1965/1970 hergeleitet, die zeitlichen Veränderungen zwischen 1938 und 1965 sind dagegen nicht signifikant.

<sup>1)</sup> This paper has been presented at the XV. General Assembly, International Union of Geodesy and Geophysics, Intern. Assoc. of Geodesy, Moscow 1971.

<sup>2)</sup> Professor Dr. ALFRED SCHLEUSENER, 3 Hannover, Ludwig-Brunns-Str. 17 — Professor Dr. WOLFGANG TORGE, Institut für Theoretische Geodäsie der Technischen Universität Hannover, 3 Hannover, Nienburger Str. 6.

## 1. Introduction

Iceland is situated at the junction of the Mid-Atlantic ridge and the Scotland-Greenland ridge. It is built up by tertiary plateau basalts in the west and the east, separated by the graben-like young volcanic zone, where volcanic activity has taken place since the upper Tertiary. The zone is characterized by the Móberg- or Palagonite-Formation, containing basalts and the palagonite tuffs and breccias, which probably are of subglacial origin. In the central part of the young volcanic zone postglacial volcanism is to be found (THORARINSSON, EINARSSON and KJARTANSSON 1959).

The young volcanic zone enters the island in the south-west as continuation of the Reykjanes Ridge, strikes SW-NE until the center of the island and then turns to a SN-direction. It is supposed to be a supramarine part of the Mid-Atlantic rift. The recent volcanism and the numerous systems of open fissures indicate that recent crustal movements may occur here. BÖDVARSSON and WALKER (1964) suppose a crustal extension since the Tertiary, caused by dike injection in the present main zone of active volcanism, and leading to a separation of the extrem west and east of the island since the beginning of the Tertiary by 400 km or more. One explanation of such a process is delivered by the theory of thermal convection in the mantle (KNOPOFF 1967) with the assumption of rising convection currents under the ridge zone. EINARSSON (1965) and PÁLMASSON (1967) find no support for a crustal drift since early Tertiary in the gravity picture and in the seismic results, but a recent drift connected with the young volcanic activity cannot be excluded.

If there are crustal movements still occurring in the present time, there is some chance to prove them directly by repeated high precision geodetic measurements. The same is valid for the detection of gravity variations caused for instance by mass shifting in the upper mantle and the crust. These ideas were the reason for the first geodetic and geophysical expedition to northern Iceland (NIEMCZYK 1943).

As far as the authors know, intensive experimental studies about secular changes of gravity due to geological type motions in the earth's crust and upper mantle, are carried out in the Soviet Union (BOULANGER 1965, BOULANGER and SCHEGLOW 1970) and in Fennoscandia (HONKASALO 1967). The main result of the investigations in the Soviet Union is, that the gravity field as observed over the range of about  $135^\circ$  in longitude remained constant within the accuracy of the measurements between 1955 and 1967. Any variations of gravity, assuming linear change only, do not exceed 0,01 mgal/year. In Fennoscandia an investigation of the secular gravity variations caused by land uplift has been started. As the gravity changes occurring there will amount only a few  $\mu$ gal/year, a very high observation accuracy is demanded.

The gravity variations which are supposed to occur in Iceland, will probably also not exceed the order of 0,01 mgal/year. So it was clear that they could be detected only by very accurate measurements, the time interval between the repetitions being sufficiently large.

## 2. Situation of the Gravity Profile, Position and Elevation Determination

An investigation of the problems mentioned above by geodetic and geophysical measurements, started as already mentioned, in 1938 in the young volcanic zone of northern Iceland. One aim of the gravity measurements carried out as part of the expedition work by SCHLEUSENER (1943) was to establish a number of gravity control points, so that the repetition of the measurements after a sufficient large time interval could give some information about regional long periodic and secular changes of gravity with time. Repetitions and extensions of the gravity measurements have been carried out in 1965 by SCHLEUSENER and in 1970 by SCHLEUSENER and TORGE, these projects being supported by the "Deutsche Forschungsgemeinschaft" (DFG).

The gravity stations established in 1938 form approximately a west-east profile in  $65^{\circ}40'$  North latitude. The profile starts in the tertiary plateau basalts north of Akureyri (fig. 1), runs east and enters the young volcanic zone, which here is about 100 km wide, at the Bardardalur, where vertical displacements of 600 m are to be found. Passing the Myvatn area it ends at Grimsstadir few kilometers east of the river Jökulsá á Fjöllum. Due to the nearly inaccessible country east of Grimsstadir the measurements were not extended into the eastern adjoining plateau basalts. The basalt zone, which here has only weakly marked limits, starts about 30 km east of Grimsstadir (THORARINSSON et al. 1959). The total length of the profile is about 100 km, following in large parts the present road Akureyri – Grimsstadir.

In 1938 about 30 stations have been measured, the point distance being 3 ... 4 km. The stations were marked by iron tubes and stone resp. grass pyramids. The station coordinates were determined by IV. order triangulation carried out in connection with the geodetic measurements (NIEMCZYK and EMSCHERMANN 1943). The average mean point error amounts to  $\pm 0,9$  m (maximum  $\pm 2,3$  m). The elevations determined by vertical angles possess an average standard deviation of  $\pm 0,2$  m (maximum  $\pm 0,6$  m).

The first repetition of the measurements started in 1964/1965 with the reconnaissance of the profile stations. About one third of the 1938-stations could be found by their marks, while the rest had to be reconstructed by intersection methods from the trigonometrical network, which at the same time was restored, reobserved and expanded by GERKE (1967). The identification error made at the restoration should always be less than  $\pm 10$  m. The gravity profile was completed 1965 by about 45 stations, reducing the point distances to 0,8 ... 1,5 km. At about 10 stations with endangered situations excenters have been established. The stations were monumented by surface concrete disks of 30 cm in diameter with central iron bars of 0,5 ... 0,6 m length. The elevations were determined by spirit levelling (Zeiss Ni 2), which was connected with the high precision levelling carried out simultaneously along the road Akureyri – Grimsstadir by SPICKERNAGEL (1966). The elevation accuracy of the gravity stations should be better than  $\pm 0,05$  m.

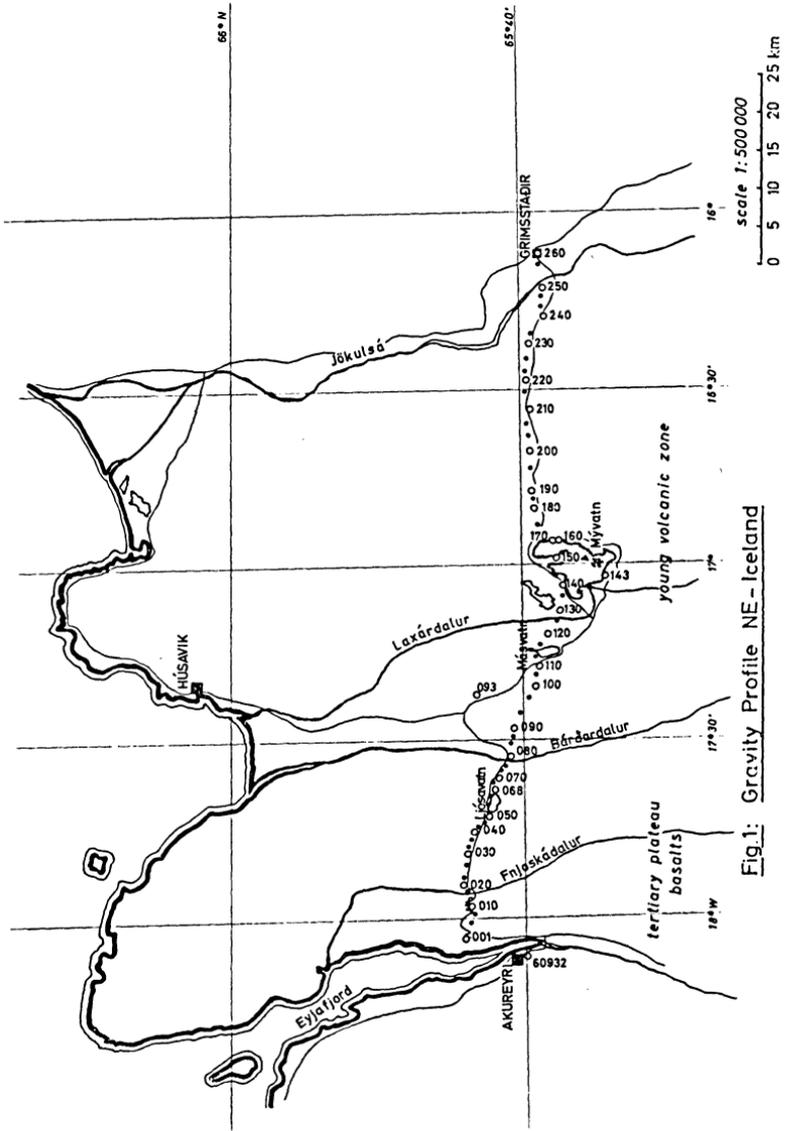


Fig.1: Gravity Profile NE-Iceland

In 1970 a second repetition of the measurements took place. As nearly all the station marks were found, there is generally no identification error. In order to separate eventual gravity variations from changes of the elevation, a spirit levelling (Zeiss Ni 2) along the profile has been carried out, the staff readings being controlled by the use of two staff plates. If possible without to much time delay, connections to the bench marks of the 1965-high precision levelling have been measured. A comparison with the elevations of about 80 bench marks showed that the 1970-elevations are influenced by a systematic effect of + 2,4 cm per 100 m difference in height. This is probably due to staff calibration errors and non-verticalities of the staff produced by strong wind. After correction of this effect the elevation accuracy is estimated to be about  $\pm 0,03$  m, the bench mark closure at the end of the profile amounts to - 2 cm.

### 3. Gravity Measurements

In 1938 the gravity measurements were carried out using the astatic THYSSEN-SCHLEUSENER gravity meter Th 34 (Seismos GmbH, Hannover). Generally the gravity differences have been observed twice, an air pressure correction was taken into account (SCHLEUSENER 1943). The base network established is to be seen in fig. 2; because of the difficulties in transportation only two overlapping connections could be measured. The stations not shown in the figure have been directly connected to the base stations. Altogether 64 gravity differences were observed for the determination of the  $g$ -values of the profile stations. The instrument was transported by motor car, truck, horse, porter or boat. From the repeated measurements we obtain the following standard deviations  $s_0$  for a single gravity difference ( $f$  = degrees of freedom):

Table 1: Accuracy of the 1938-measurements

Transportation	$s_0$ [mgal]	$f$
Motor car	$\pm 0,58$	22
Truck	$\pm 0,83$	7
Horse	$\pm 0,81$	4
Porter, boat	$\pm 0,19$	4
Mean	$\pm 0,64$	37

According to the Bartlett-Test (CROW, DAVIS and MAXFIELD 1960) there is no significant difference on the 5% level between the  $k = 4$  different standard deviations:

$$M = 7,8 < M_{0,05, 4} = 8,2.$$

So the mean s.d. given above may be introduced. The maximum residual is - 1,6 mgal.

The gravity meter has been calibrated on the Bad Harzburg-Torfhaus calibration line. Comparing the pendulum value given by WEIKEN (1950):  $\Delta g = 85,6 \pm 0,28$  mgal with the value obtained by MARZAHN (1964) and KNEISL (1956):  $\Delta g = 85,48$  mgal, we see that the error of the pendulum difference  $s_P$  is less than 0,2 mgal. Assuming a gravity meter error  $s_G$  at the calibration of 0,1 mgal, we obtain for the error of the calibration factor  $Y$

$$s_Y = \pm \frac{1}{\Delta g} \sqrt{s_P^2 + s_G^2} = \pm 2,6 \cdot 10^{-3}.$$

As the maximum gravity difference (Akureyri–Grimstadir) in the profile is 72 mgal, the error due to calibration amounts to  $72 \cdot 2,6 \cdot 10^{-3} = 0,19$  mgal which may be neglected as compared with  $s_0$ . The change of the calibration factor during the measuring period, as checked by measurements on a local calibration line, is only  $-1,4 \cdot 10^{-3}$  and is not significant.

The connection to the Potsdam gravity system has been performed by relative pendulum measurements using a four-pendulum apparatus. Observations were carried out in Freiburg i. Br. and in Akureyri, the gravity of Akureyri, menntaskóli (elevation = 47 m) was obtained as  $g = 982341,9 \pm 0,6$  mgal (ANSEL 1943). From a comparison of five pendulum gravity differences between profile stations and the corresponding gravity meter differences, we obtain a standard deviation of the pendulum measurement of  $\pm 12$  mgal. So the pendulum observations seem to be influenced by large systematic errors, the gravity value of Akureyri mentioned above is to be suspected.

In 1965 the LaCoste-Romberg gravity meter No. 79 has been used for measuring the gravity. As the road conditions had significantly improved since 1938, most of the transportation could be done by car. In order to obtain a very stable system, a base network was observed with high accuracy (fig. 2). The gravity differences were obtained by loop measurements, by direct there and back measurements or – in a few cases – by measurement in only one direction. All the other stations were tied to the base stations by loop measurements, generally each point has been observed twice. For the adjustment the following weights  $p$  have been introduced:

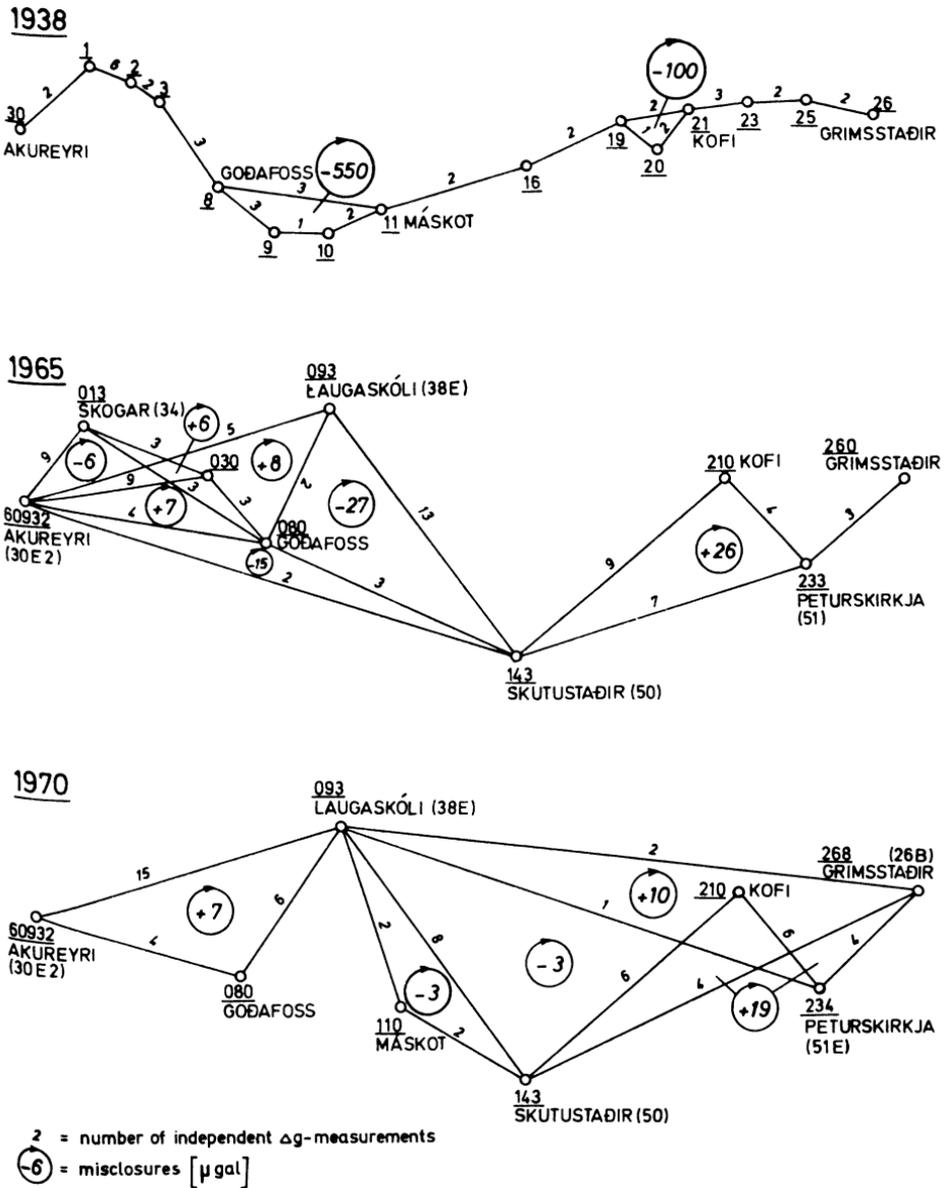
$p=1$ : AB- loop measurement, linear drift correction applied

$p=2$ : direct ABA-measurement, linear drift correction applied

$p=0,5$ : AB-measurement, drift correction obtained by extrapolation or without drift correction.

The adjustment of the 247 gravity differences resulted in the standard deviation for the weight unit

$$s_0 = \pm 0,018 \text{ mgal}, \quad f=172.$$



**Fig.2: Gravity Base Networks 1938, 1965, 1970.**

The linear calibration factor of the LCR 79 for the period 1964/65 has been derived by an adjustment of the long-range gravity measurements carried out with LCR 79 and LCR 85 between 1964 and 1970 (TORGE 1971). The mgal-scale has been obtained by the introduction of the pendulum values given in TORGE (1966). The calibration factor  $Y$  resulted in

$$Y = 1,000442 \pm 4,9 \cdot 10^{-5}.$$

In 1970 the observations were carried out using the LaCoste-Romberg gravity meters No. 79 and No. 85 (Geodetic Institute, Technical University, Berlin – Prof. Dr. Marzahn). The base network established is given in fig. 2, the other stations were connected in the loop method to the base network, each station being observed with LCR 79 and LCR 85.

In order to check whether there exists a difference in the accuracy of the two instruments involved, separate adjustments of the base networks formed by the measurements with LCR 79 and LCR 85 have been carried out. The result is

$$\text{LCR 79: } s_0 = \pm 0,014 \text{ mgal, } f = 24$$

$$\text{LCR 85: } s_0 = \pm 0,012 \text{ mgal, } f = 18.$$

As the Fisher-test shows, the difference between the standard deviations is not significant (5%-level):

$$F = 0,014^2 : 0,012^2 = 1,5 < F_{0,05, 24, 18} = 2,1.$$

So the same weight has been assigned to the two instruments when performing the adjustment of the 1970 network (189 gravity differences). The calibration factors derived in TORGE (1971) are:

$$\text{LCR 79: } Y = 1,000472 \pm 5,9 \cdot 10^{-5}$$

$$\text{LCR 85: } Y = 0,999990 \pm 5,6 \cdot 10^{-5}.$$

The standard deviation for the weight unit is

$$s_0 = \pm 0,016 \text{ mgal, } f = 114.$$

For connecting the gravity profile with the Potsdam gravity system and for the determination of the calibration factors, numerous gravity measurements between Hannover and Reykjavik (intermediate stations Hamburg, Copenhagen, Oslo, Edinburgh, London, Paris, Frankfurt a. M., Amsterdam) have been carried out between 1964 and 1970 (TORGE 1971). Separate adjustments for the periods 1964/65, 1967 and 1970 were performed in the scale of LCR 85, resulting in the  $g$ -value of Reykjavik A

(University; IAG-Spec. St. Gr. 5-Catalogue No. 21941 A):

$$1964/65: g = 982279,89 \pm 0,04 \text{ mgal}$$

$$1967: g = 982279,91 \pm 0,03 \text{ mgal}$$

$$1970: g = 982279,95 \pm 0,02 \text{ mgal.}$$

Taking the calibration factors of LCR 85 in the different periods into account, we obtain

$$1964/65: g = 982279,94 \pm 0,06 \text{ mgal}$$

$$1967: g = 982279,92 \pm 0,07 \text{ mgal}$$

$$1970: g = 982279,94 \pm 0,06 \text{ mgal.}$$

The variations in  $g$  are not significant, so we may introduce the value resulting from the adjustment of all the longrange measurements in 1964 – 1970:

$$g = 982279,93 \pm 0,05 \text{ mgal,}$$

which is in good agreement with the value derived by WHALEN (1966) in the measurement of the Euroafrican Secondary Calibration Line:  $g = \pm 982279,86 \pm 0,03 \text{ mgal}$ . All these values refer to the conventional Bad Harzburg (station no. 21510 A) gravity value  $g = 981\,180,40 \text{ mgal}$ .

The gravity difference between Reykjavik and Akureyri has been observed numerous times in 1964/65 (LCR 79) and in 1970 (LCR 79, LCR 85). From the investigations in TORGE (1971) it is known that in the long-range measurements using these instruments there is a weight difference

$$p_{79} : p_{85} = 1 : 2.$$

This has been taken into account, considering furthermore a weight difference 1 : 2 between measurements in the AB-manner without and with (linear) drift-correction. The  $\Delta g$  were corrected for calibration differences applying the scale factors given above. The  $\Delta g$ -values thus obtained were grouped according to transportation (car resp. aircraft). The gravity differences between Reykjavik A and Akureyri 60932 (menntaskóli) are:

$$\text{car transport: } \Delta g = g_A - g_R = +68,47 \pm 0,03 \text{ mgal, } f = 8$$

aircraft

$$\text{transport: } \Delta g = g_A - g_R = +68,46 \pm 0,01 \text{ mgal, } f = 7.$$

The Fisher-test shows that the two s.d.'s of the weight unit are different with high significance (1 %-level):

$$F = 0,101^2 : 0,031^2 = 10,6 > F_{0,01, 8, 7} = 6,8.$$

Considering the weight proportion

$$p_{\text{ear}} : p_{\text{aircraft}} = 1 : 10,$$

we finally obtain

$$\Delta g = +68,46_2 \pm 0,00_7 \text{ mgal}, f = 16.$$

The mean values in 1964/65 and in 1970 do not differ significantly:

$$1964/65: \Delta g = +68,45_5 \pm 0,01_1 \text{ mgal}, f = 9$$

$$1970 : \Delta g = +68,46_7 \pm 0,00_8 \text{ mgal}, f = 6,$$

so no prove of gravity variations with time is given. The gravity of Akureyri is therefore calculated by:

$$\begin{array}{l} \text{Reykjavik A:} \quad g = 982279,93 \pm 0,05 \text{ mgal} \\ \quad \quad \quad \Delta g = + 68,46 \pm 0,01 \text{ mgal} \\ \text{Akureyri 60932:} \quad g = 982348,39 \pm 0,05 \text{ mgal.} \end{array}$$

As the observations in Reykjavik and Akureyri were carried out not only in the points A resp. 60932 but in numerous other points, the small local gravity differences between the measuring points had to be observed and adjusted. The local networks Reykjavik and Akureyri are given in annex 1 and 2. The s.d.'s of the adjusted gravity differences in these local networks, referring to the center A resp. 60932, are generally  $\pm 0,01$  mgal and always  $< \pm 0,02$  mgal.

#### 4. Comparison of the Gravity Values

The adjustments of the gravity differences  $\Delta g'$  observed in 1938, 1965 and 1970, were performed according to the method of indirect observations (e.g. GROSSMANN 1969), the system of observation equations showing the simple form ( $v$  = residual)

$$v = A g - \Delta g'.$$

The elements of  $A$  are  $+1$ ,  $-1$  or  $0$ . The weight matrix  $P$  of the  $\Delta g'$  is diagonal, as it was supposed that the  $\Delta g'$  are uncorrelated; the a priori weight assumptions have been explained in chapter 3. As result of the adjustments we get for each period the

gravity values  $g$  and the corresponding matrix of cofactors  $Q$  resp. the variance-covariance matrix  $V$ :

$$g = \begin{pmatrix} g_1 \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix}; \quad Q_{gg} = \begin{pmatrix} q_{11}, q_{12}, \dots \\ q_{21}, q_{22}, \dots \\ \dots \end{pmatrix}; \quad V_{gg} = s_0^2 Q_{gg} = \begin{pmatrix} s_1^2, s_{12}, \dots \\ s_{21}, s_2^2, \dots \\ \dots \end{pmatrix}$$

The  $g$ -values and the standard deviations  $s_i$  referring to the station Akureyri 60932 are given in annex 3. In 1938 the maximum s.d. amounts to  $\pm 1,4$  mgal (at the eastern end of the profile), while in 1965 and 1970 the s.d.'s are always less than  $\pm 0,02$  mgal, being only  $\pm 0,015$  mgal at the eastern profile end. Due to the structure of the 1938 base network, the correlation, as given by the correlation coefficient

$$r_{ik} = \frac{s_{ik}}{s_i \cdot s_k},$$

between the  $g$ -values of this period is very high. Between neighbouring stations we find  $r = 0,8 \dots 0,9$ , while between stations in the west and in the east of the profile  $r \approx 0,4$ . In 1965 and 1970 the correlation is far less, as is to be supposed from the more favourable form of the base network. It amounts to  $r \approx 0,2$  between adjacent stations and to  $r = 0,1 \dots 0,2$  between west and east stations. Annex 3 contains also the station elevations  $H$  obtained in the different periods.

From the values of annex 3, the gravity differences  $\Delta g$  ( $g_{1938} - g_{1965}$ ,  $g_{1965} - g_{1970}$ ) between the three periods have been calculated (annex 4). The changes in elevation  $\Delta H$  result in gravity variations

$$\delta g_H = - \left( \frac{\partial g}{\partial H} + 2 \pi G \rho \right) \Delta H.$$

Introducing the numerical values for the vertical gravity gradient

$$\frac{\partial g}{\partial H} = -0,3086 \text{ mgal/m},$$

the gravitational constant  $G$  and the rock density  $\rho = 2,6$ , we obtain the elevation correction

$$\delta g_{H [\text{mgal}]} = 0,20 \cdot \Delta H_{[\text{m}]}.$$

Between 1938 and 1965 there occur elevation changes up to a few meters, probably caused by identification errors in 1965, while between 1965 and 1970 13 stations

changed in elevation  $> 0,03$  m (maximum 0,11 m), for which the gravity has been corrected. These small variations are due to local depressions or frostinfluenced lifting.

The variance-covariance matrix of the  $\Delta g$  has been calculated according to the well-known theory of correlated observations (e.g. GROSSMANN 1969). The additional terms caused in the comparison 1938–1965 by the elevation error  $\pm 0,5$  m  $\cong 0,1$  mgal and the estimated identification error  $\pm 10$  m  $\cong \pm 0,1$  mgal (assuming a horizontal gravity gradient of 0,01 mgal/m) were taken into account. The s.d.'s of the  $\Delta g$  are also given in annex 4.

The  $\Delta g$  vary between +1,5 and -1,75 mgal for 1938/1965 and between +0,05 and -0,04 mgal for 1965/1970. The variation along the profile is to be seen from fig. 3. A slight slope from the tertiary basalts in the west towards the young volcanic zone is indicated at both comparisons. As the s.d.'s of the single differences are rather high (varying between  $\pm 0,5$  and  $\pm 1,4$  mgal in 1938/1965 and between  $\pm 0,01$  and  $\pm 0,02$  mgal in 1965/1970), groups of adjacent  $\Delta g$  have been meaned for a first comparison, assuming that over a distance of about 10 km there is no significant change in the  $\Delta g$ . The mean values  $\overline{\Delta g}$  (1938–1965 resp. 1965–1970) and the differences between the west and the east mean values as well as the corresponding s.d.'s have been calculated regarding the variance-covariance matrix of the  $\Delta g$ . The results are given in table 2.

Table 2: Gravity variations with time in the western and in the eastern part of the profile

period	group	station no.	dist.	$\overline{\Delta g}$ [mgal]
1938–1965	1 west	001, 010, 020		+0,68
	1 east	240, 250, 260	85 km	-0,95
			diff.	+1,63 $\pm$ 1,15
	2 west	030, 040, 050		+ 0,68
	2 east	210, 220, 230	65 km	-0,71
			diff.	+1,39 $\pm$ 0,92
1965–1970	1 west	002, 003, 010, 018, 011, 012, 020, 021		+0,019
	1 east	233, 234, 240, 248, 241, 242, 250, 252, 260	85 km	-0,013
			diff.	+0,032 $\pm$ 0,012
	2 west	023, 030, 031, 032, 040, 041, 042, 050		+0,031
	2 east	203, 210, 211, 220, 221, 222, 230, 231	65 km	-0,014
			diff.	+0,045 $\pm$ 0,012

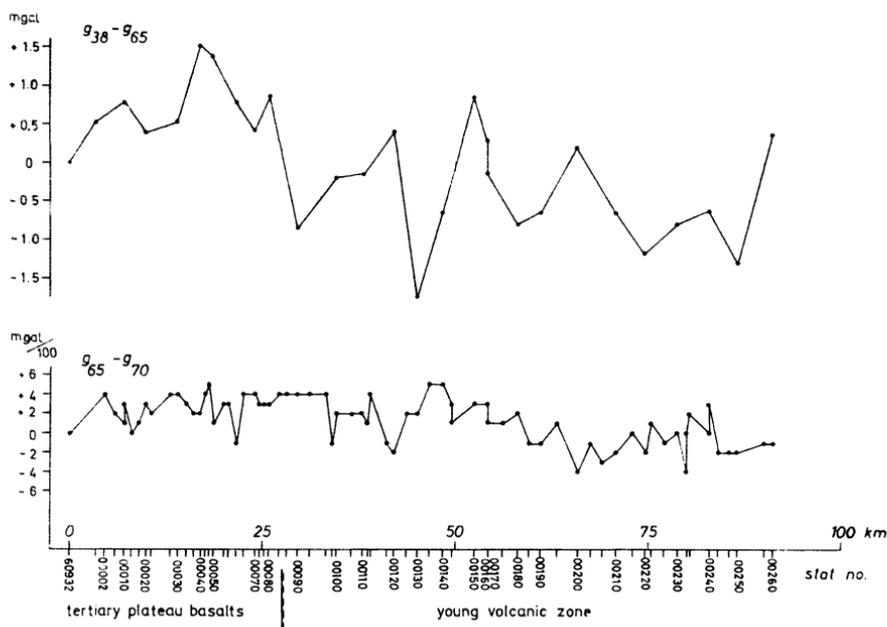


Fig.3: Gravity variations with time in NE-Iceland 1938-1965-1970.

The s.d.'s in table 2 were calculated on the basis of  $s_0 = \pm 0,64$  resp.  $\pm 0,017$  mgal. The t-test gives:

$$1938/65: t = 1,63 : 1,15 = 1,4; t_{0.10} = 1,3 < t < t_{0.05} = 1,7$$

$$t = 1,39 : 0,92 = 1,5; t_{0.10} = 1,3 < t < t_{0.05} = 1,7$$

$$1965/70: t = 0,032 : 0,012 = 2,7; t > t_{0.01} = 2,3$$

$$t = 0,045 : 0,012 = 3,8; t > t_{0.01} = 2,3.$$

With an error probability between 5% and 10% resp. less than 1% (1965/70), we may conclude that the gravity increased more in the eastern part of the profile than in the western part. Converting the differences in variations per year and assuming linear changes, we obtain

$$1938/65: 0,04 \dots 0,06 \text{ mgal/year}$$

$$1965/70: 0,006 \dots 0,009 \text{ mgal/year.}$$

The functional dependence between the  $\Delta g$  and the point situation in the profile, indicated in fig. 3, does not follow a very simple form, as the rather strong scattering of

the  $\Delta g$ -values shows. Attaching this noise to local surface near effects, it seems best to describe the regional dependence along the profile by a simple curve, as a straight line or a polynomial curve of low degree. Curves of this type have been drawn, but because of the strong correlation between the  $\Delta g$ , especially in the 1938/65-comparison, they have to be observed with great caution. Especially no error considerations can be drawn from these graphical adjustments. Rigorous adjustments taking the correlations into account, have been carried out, too. The result is that there exists no significant linear regional dependence for the 1938/65-values, while for 1965/70 the linear dependence shows a weak significance (error probability between 5% and 10%). This agrees with the results of the group mean comparison. Inspecting the graphs, the possibility is indicated, that gravity has not changed in the tertiary basalts and in the western part of the young volcanic zone, so that the observed differences between east and west are mainly due to the different behaviour of the central part of the young volcanic zone. All these statements have to be checked by further investigations.

## 5. Conclusion

From the gravity measurements carried out across the young volcanic zone in 1938, 1965 and 1970, it is indicated that the gravity in the young volcanic zone may increase with time against the western block of tertiary plateau basalts. The time rate over the total profile length of about 100 km is less than 0,01 mgal/year.

One explanation of this increasing gravity might be a change of density caused by mass shifting in the upper mantle or the lower crust connected with convection currents. Mass transports in the upper crust due to ocean spreading could cause the same effect, as well as density variations at rather high levels due to crystallisation of intruded layers of magma. Such intrusions are to be expected even in depths  $< 1000$  m.

To produce the observed gravity effect of about 0,005 ... 0,01 mgal/year, one needs an additional mass which may be expressed as a sheet of large extension and 5 ... 10 cm thickness (density c. 2,0). Assuming that this mass is, for instance, distributed in one or several layers of a total thickness of 100 m, then mean density has to increase there 0,001 ... 0,002 g cm<sup>-3</sup>/year (e.g. from 2,800 to 2,801 ... 2,802). Several intruded sheets of magma may produce this effect during crystallisation, although mineralogists may expect the sum of these effects to be smaller.

An effect of the wanted amount may be caused also by a rise of the groundwater level. An annual addition of a groundwater layer of 10 ... 20 cm thickness, as well as just the addition of a 50 ... 100 cm layer in 1970 against 1965 could produce this. In order to keep this influence as low as possible the repetitions have been made in about the same month. Filling of the pores of the palagonite by sedimentation from the mud-loaded underground streams of glacial origin should no more occur in the zone under consideration, as the glaciers are situated about 100 km southwards.

According to the irregular distribution of the porous layers (vertical and horizontal, densities varying between 1,8 and 2,8), gravity changes with origin between the surface

and a few km depth should be rather irregular. On the other hand, deep seated lower crust and upper mantle effects must express themselves — if at all — in a smooth curve, e.g. a straight line. With the existing gravity data, a functional dependence of this type shows only weak significance.

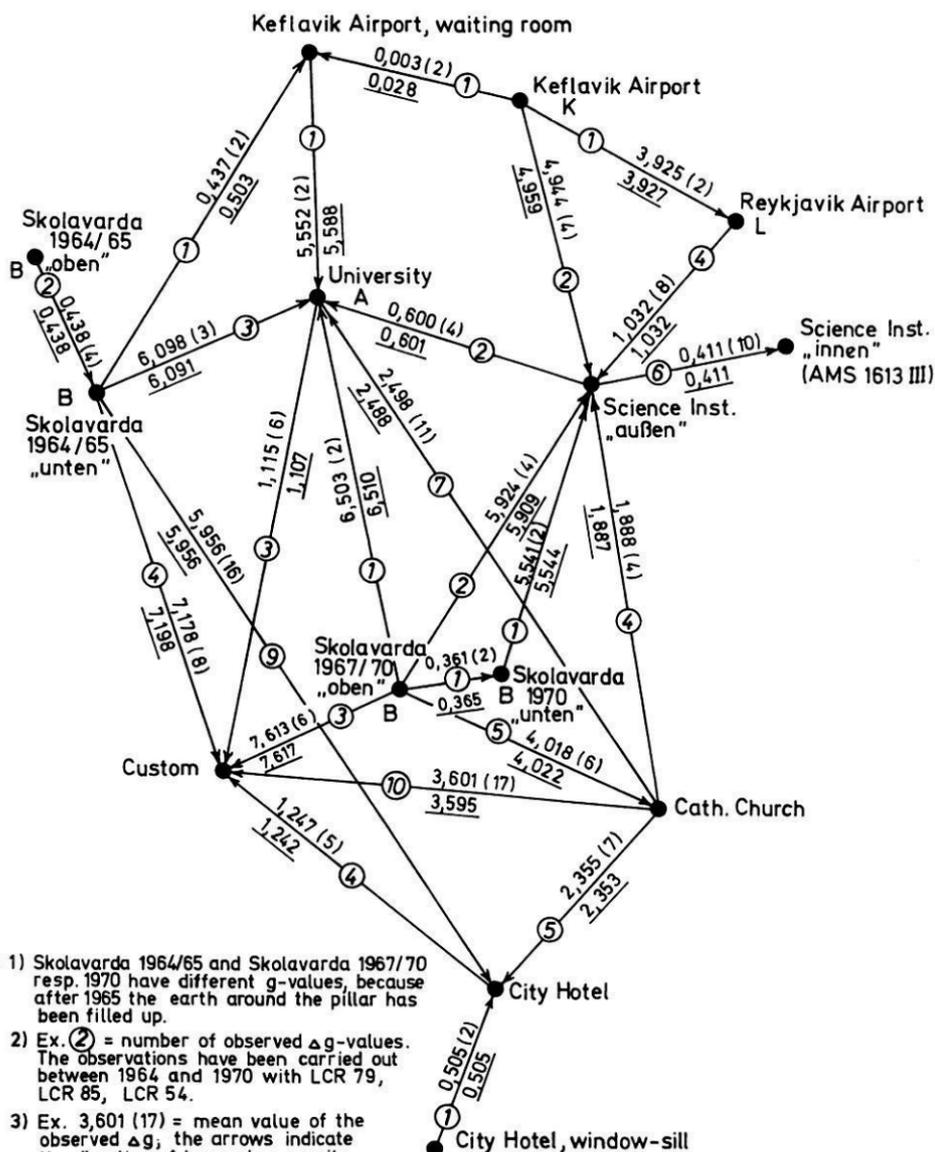
In order to obtain more significant statements, it is the intention of the authors to repeat the measurements after periods of about 5 years. Furthermore the west-east gravity profile of high precision shall be extended to the east into the zone of plateau basalts (Vopnafjörður region), establishing solidly marked stations also there.

The authors have to thank Dipl.-Ing. H. DREWES, Hannover, for carrying out the extensive calculations with the computer LGP 30 (Photogrammetric Institute T. U. Hannover) and CDC 1604 A (Computing Centre T. U. Hannover).



## Local measurements Reykjavik

(IAG - SSG 5 - Cat.No.21941)



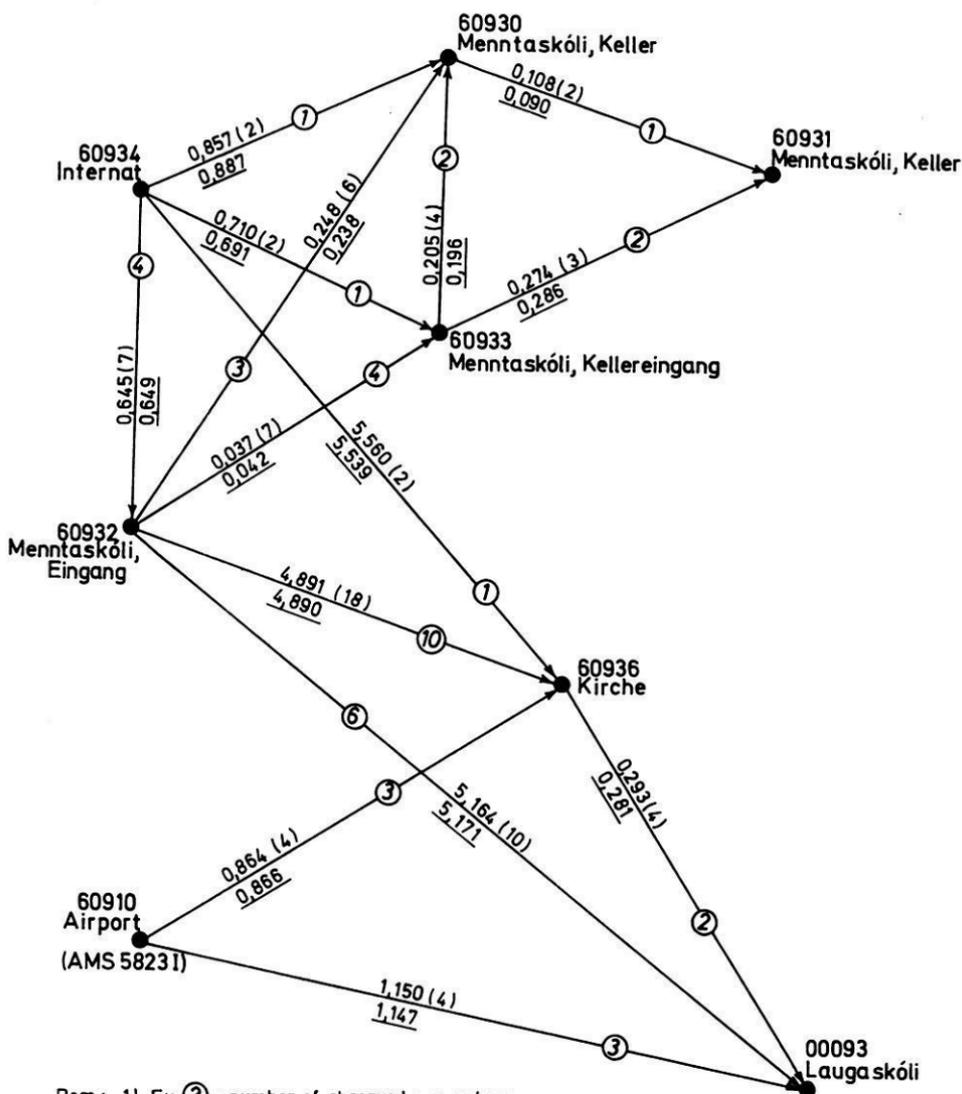
Rem.: 1) Skolavarda 1964/65 and Skolavarda 1967/70 resp. 1970 have different  $g$ -values, because after 1965 the earth around the pillar has been filled up.

2) Ex. ② = number of observed  $\Delta g$ -values. The observations have been carried out between 1964 and 1970 with LCR 79, LCR 85, LCR 54.

3) Ex. 3,601 (17) = mean value of the observed  $\Delta g$ ; the arrows indicate the direction of increasing gravity. (17) = weight

4) Ex. 3,595 = adjusted gravity difference.

## Local measurements Akureyri



- Rem.: 1) Ex. ② = number of observed  $\Delta g$ -values. The observations have been carried out between 1964 and 1970 with LCR 79 and LCR 85.
- 2) Ex. 0,857 (2) = mean value of the observed  $\Delta g$ ; the arrow indicates the direction of increasing gravity. (2) = weight
- 3) Ex. 0,887 = adjusted gravity difference.

*Gravity Values and Elevations 1938–1965–1970*  
Potsdam Gravity System, Bad Harzburg A:  $g = 981\,180.40$  mgal

Station No.	1938		1965		1970	
	$g$ [mgal]	$H$ [m]	$g$ [mgal]	$H$ [m]	$g$ [mgal]	$H$ [m]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
	982		982		982	
60932	348.39	49.1	348.390	49.11	348.390	
00001	$297.73 \pm 0.78$	348.8	$296.900 \pm 0.010$	350.38		
002			$247.644 \pm 0.012$	594.28	$247.603 \pm 0.012$	594.28
003			$263.914 \pm 0.012$	520.04	$263.898 \pm 0.012$	520.01
010	$290.53 \pm 0.45$	384.7	$290.223 \pm 0.010$	382.38	$290.213 \pm 0.012$	382.35
018			$289.900 \pm 0.017$	384.62	$289.893 \pm 0.012$	384.51
011			$316.694 \pm 0.012$	247.26	$316.693 \pm 0.012$	247.24
012			$341.520 \pm 0.012$	121.50	$341.513 \pm 0.012$	121.53
020	$332.43 \pm 0.52$	173.1	$332.886 \pm 0.010$	168.84	$332.856 \pm 0.014$	168.87
021			$329.135 \pm 0.012$	173.19	$329.111 \pm 0.014$	173.22
023			$332.625 \pm 0.012$	126.12	$332.581 \pm 0.014$	126.14
030	$332.58 \pm 0.69$	123.8	$332.968 \pm 0.004$	119.25	$332.928 \pm 0.012$	119.26
031			$331.283 \pm 0.013$	*)	$331.253 \pm 0.012$	128.41
032			$332.243 \pm 0.013$	126.65	$332.223 \pm 0.012$	126.64
040	$330.83 \pm 0.78$	136.6	$329.299 \pm 0.009$	136.68	$329.278 \pm 0.012$	136.68
041			$329.518 \pm 0.011$	132.45	$329.483 \pm 0.012$	132.43
042			$333.203 \pm 0.013$	113.87	$333.173 \pm 0.012$	113.79
050	$332.93 \pm 0.83$	121.2	$331.609 \pm 0.010$	120.90	$331.598 \pm 0.012$	120.88
051			$329.478 \pm 0.013$	121.30	$329.456 \pm 0.014$	121.26
052			$331.438 \pm 0.013$	112.39	$331.406 \pm 0.014$	112.37
068	$332.63 \pm 0.91$	111.2	$331.512 \pm 0.010$	112.89	$331.531 \pm 0.014$	112.83
061			$331.958 \pm 0.013$	115.99	$331.921 \pm 0.014$	116.00
070	$335.78 \pm 0.91$	109.0	$335.216 \pm 0.010$	109.72	$335.171 \pm 0.014$	109.70
071			$335.888 \pm 0.013$	110.71	$335.856 \pm 0.014$	110.71
072			$335.128 \pm 0.013$	116.84	$335.096 \pm 0.014$	116.82
080	$336.23 \pm 0.78$	117.9	$335.399 \pm 0.004$	117.76	$335.366 \pm 0.008$	117.75
081			$319.956 \pm 0.011$	205.06	$319.916 \pm 0.014$	205.06
082			$310.532 \pm 0.011$	253.40	$310.496 \pm 0.014$	253.43
090	$305.78 \pm 0.85$	279.6	$306.544 \pm 0.013$	280.10	$306.506 \pm 0.014$	280.07
091			$313.830 \pm 0.014$	243.51	$313.786 \pm 0.014$	243.48
092			$306.700 \pm 0.014$	269.15	$306.661 \pm 0.014$	269.12
093			$353.555 \pm 0.006$	55.20	$353.563 \pm 0.005$	**)
100	$297.53 \pm 0.91$	312.4	$297.668 \pm 0.012$	312.65	$297.661 \pm 0.014$	312.61
102			$317.938 \pm 0.014$	206.86	$317.928 \pm 0.017$	206.82
110	$308.98 \pm 0.85$	251.4	$308.810 \pm 0.014$	253.02	$308.788 \pm 0.012$	253.00
119			$301.317 \pm 0.009$	*)	$301.303 \pm 0.017$	291.83
111			$302.544 \pm 0.012$	280.88	$302.503 \pm 0.017$	280.91
112			$292.621 \pm 0.014$	325.85	$292.608 \pm 0.012$	325.94

Station No.	1938		1965		1970	
	$g$ [mgal]	$H$ [m]	$g$ [mgal]	$H$ [m]	$g$ [mgal]	$H_{\epsilon}$ [m]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
	982		982		982	
00 120	290.68 ± 0.97	333.5	290.223 ± 0.011	333.78	290.238 ± 0.012	333.82
122			293.046 ± 0.014	311.20	293.023 ± 0.012	311.17
130	290.48 ± 1.07	307.2	292.006 ± 0.011	308.23	291.988 ± 0.012	308.20
131			297.061 ± 0.014	279.87	297.013 ± 0.012	279.89
140	295.38 ± 1.07	279.0	295.828 ± 0.012	279.99	295.778 ± 0.012	279.98
141			295.746 ± 0.014	279.27	295.718 ± 0.012	279.27
143			285.601 ± 0.006	287.55	285.587 ± 0.007	**)
150	297.03 ± 1.07	279.8	295.951 ± 0.014	280.92	295.922 ± 0.014	**)
160	293.28 ± 0.97	280.0	292.776 ± 0.009	281.10	292.755 ± 0.011	281.03
170	292.48 ± 1.07	295.0	292.478 ± 0.012	295.69	292.467 ± 0.014	295.69
171			289.243 ± 0.010	321.16	289.233 ± 0.012	321.15
180	279.23 ± 1.07	363.8	279.918 ± 0.012	364.33	279.903 ± 0.012	364.30
181			282.081 ± 0.013	359.18	282.093 ± 0.012	359.16
190	281.03 ± 1.07	359.1	281.669 ± 0.009	359.09	281.678 ± 0.012	359.08
191			280.041 ± 0.014	364.95	280.028 ± 0.012	364.93
200	271.73 ± 1.16	403.9	271.617 ± 0.014	403.52	271.655 ± 0.015	403.49
202			272.562 ± 0.014	391.47	272.575 ± 0.015	391.47
203			274.887 ± 0.014	374.48	274.915 ± 0.015	374.45
210	273.68 ± 1.14	375.8	274.032 ± 0.007	377.10	274.105 ± 0.009	377.07
211			273.428 ± 0.012	387.59	273.435 ± 0.015	387.55
220	272.58 ± 1.28	382.8	273.552 ± 0.014	383.87	273.575 ± 0.015	383.84
221			276.195 ± 0.012	371.01	276.205 ± 0.015	370.93
222			277.272 ± 0.012	369.01	277.280 ± 0.015	368.98
230	278.48 ± 1.20	354.0	279.172 ± 0.014	354.49	279.175 ± 0.015	354.48
231			276.712 ± 0.012	*)	276.691 ± 0.014	363.40
233			275.283 ± 0.008	366.64	275.326 ± 0.012	**)
234			276.829 ± 0.013	**)	276.831 ± 0.008	**)
240	274.18 ± 1.28	375.5	274.769 ± 0.013	375.70	274.766 ± 0.014	375.68
248			274.313 ± 0.015	377.57	274.286 ± 0.014	377.54
241			277.128 ± 0.015	362.45	277.161 ± 0.014	362.40
242			274.803 ± 0.015	368.10	274.831 ± 0.014	368.05
250	274.03 ± 1.28	365.7	275.218 ± 0.012	366.32	275.241 ± 0.014	366.31
252			277.293 ± 0.015	376.66	277.306 ± 0.014	376.65
260	276.43 ± 1.36	384.3	276.277 ± 0.011	383.22	276.288 ± 0.008	383.20

\*) blunders in determination of elevation

\*\*\*) elevations not determined

## Gravity Variations 1938—1965—1970

annex 4

Station No.	1938—1965				1965—1970			
	$g_{38} - g_{65}$ [mgal]	$H_{38} - H_{65}$ [m]	$\delta g_H$ = 0.2 · (3) [mgal]	$\Delta g^*$ = (2) + (4) [mgal]	$g_{65} - g_{70}$ [mgal]	$H_{65} - H_{70}$ [m]	$\delta g_H$ = 0.2 · (7) [mgal]	$\Delta g^*$ = (6) + (8) [mgal]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
60932	0.00	0.0	0.00	0.0	0.00	0.00		0.00
00001	0.83	-1.6	-0.32	$0.5 \pm 0.8$	identification error			
002					0.04	0.00		$0.04 \pm 0.02$
003					0.02	0.03		$0.02 \pm 0.02$
010	0.31	2.3	+0.46	$0.8 \pm 0.5$	0.01	0.03		$0.01 \pm 0.02$
018					0.01	0.11	+0.02	$0.03 \pm 0.02$
011					0.00	0.02		$0.00 \pm 0.02$
012					0.01	-0.03		$0.01 \pm 0.02$
020	-0.46	4.25	+0.85	$0.4 \pm 0.5$	0.03	-0.03		$0.03 \pm 0.02$
021					0.02	-0.03		$0.02 \pm 0.02$
023					0.04	-0.02		$0.04 \pm 0.02$
030	-0.39	4.55	+0.91	$0.5 \pm 0.7$	0.04	-0.01		$0.04 \pm 0.01$
031					0.03			$0.03 \pm 0.02$
032					0.02	0.01		$0.02 \pm 0.02$
040	1.53	-0.1	-0.02	$1.5 \pm 0.8$	0.02	0.00		$0.02 \pm 0.02$
041					0.04	0.02		$0.04 \pm 0.02$
042					0.03	0.08	+0.02	$0.05 \pm 0.02$
050	1.32	0.3	+0.06	$1.4 \pm 0.8$	0.01	0.02		$0.01 \pm 0.02$
051					0.02	0.04	+0.01	$0.03 \pm 0.02$
052					0.03	0.02		$0.03 \pm 0.02$
068	1.12	-1.7	-0.34	$0.8 \pm 0.9$	-0.02	0.06	+0.01	$-0.01 \pm 0.02$
061					0.04	-0.01		$0.04 \pm 0.02$
070	0.56	-0.7	-0.14	$0.4 \pm 0.9$	0.04	0.02		$0.04 \pm 0.02$
071					0.03	0.00		$0.03 \pm 0.02$
072					0.03	0.02		$0.03 \pm 0.02$
080	0.83	0.15	+0.03	$0.9 \pm 0.8$	0.03	0.01		$0.03 \pm 0.01$
081					0.04	0.00		$0.04 \pm 0.02$
082					0.04	-0.03		$0.04 \pm 0.02$
090	-0.76	-0.5	-0.10	$-0.9 \pm 0.8$	0.04	0.03		$0.04 \pm 0.02$
091					0.04	0.03		$0.04 \pm 0.02$
092					0.04	0.03		$0.04 \pm 0.02$
093					-0.01			$-0.01 \pm 0.01$
100	-0.14	-0.25	-0.05	$-0.2 \pm 0.9$	0.01	0.04	+0.01	$0.02 \pm 0.02$
102					0.01	0.04	+0.01	$0.02 \pm 0.02$
110	0.17	-1.6	-0.32	$-0.2 \pm 0.8$	0.02	0.02		$0.02 \pm 0.02$
119					0.01			$0.01 \pm 0.02$
111					0.04	-0.03		$0.04 \pm 0.02$
112					0.01	-0.09	-0.02	$-0.01 \pm 0.02$

Station No.	1938 - 1965				1965 - 1970			
	$g_{38} - g_{65}$ [mgal]	$H_{38} - H_{65}$ [m]	$\delta g_H$ = 0.2 · (3) [mgal]	$\Delta g^*$ = (2) + (4) [mgal]	$g_{65} - g_{70}$ [mgal]	$H_{65} - H_{70}$ [m]	$\delta g_H$ = 0.2 · (7) [mgal]	$\Delta g$ = (6) + (8) [mgal]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
00120	0.46	-0.3	-0.06	0.4 ± 1.0	-0.01	-0.04	-0.01	-0.02 ± 0.02
122					0.02	0.03		0.02 ± 0.02
130	-1.53	-1.05	-0.21	-1.7 ± 1.1	0.02	0.03		0.02 ± 0.02
131					0.05	-0.02		0.05 ± 0.02
140	-0.45	-1.0	-0.20	-0.6 ± 1.1	0.05	0.01		0.05 ± 0.02
141					0.03	0.00		0.03 ± 0.02
143					0.01			0.01 ± 0.01
150	1.08	-1.1	-0.22	0.9 ± 1.1	0.03			0.03 ± 0.02
160	0.50	-1.1	-0.22	0.3 ± 1.0	0.02	0.07	+0.01	0.03 ± 0.01
170	0.00	-0.7	-0.14	-0.1 ± 1.1	0.01	0.00		0.01 ± 0.02
171					0.01	0.01		0.01 ± 0.02
180	-0.69	-0.55	-0.11	-0.8 ± 1.1	0.02	0.03		0.02 ± 0.02
181					-0.01	0.02		-0.01 ± 0.02
190	-0.64	0.0	0.00	-0.6 ± 1.1	-0.01	0.01		-0.01 ± 0.02
191					0.01	0.02		0.01 ± 0.02
200	0.11	0.4	+0.08	0.2 ± 1.2	-0.04	0.03		-0.04 ± 0.02
202					-0.01	0.00		-0.01 ± 0.02
203					-0.03	0.03		-0.03 ± 0.02
210	-0.40	-1.3	-0.26	-0.7 ± 1.1	-0.02	0.03		-0.02 ± 0.01
211					-0.01	0.04	+0.01	0.00 ± 0.02
220	-0.97	-1.05	-0.21	-1.2 ± 1.3	-0.02	0.03		-0.02 ± 0.02
221					-0.01	0.08	+0.02	0.01 ± 0.02
222					-0.01	0.03		-0.01 ± 0.02
230	-0.69	-0.5	-0.10	-0.8 ± 1.2	0.00	0.01		0.00 ± 0.02
231					0.02			0.02 ± 0.02
233					-0.04			-0.04 ± 0.01
234					0.00			0.00 ± 0.01
240	-0.59	-0.2	-0.04	-0.6 ± 1.3	0.00	0.02		0.00 ± 0.02
248					0.03	0.03		0.03 ± 0.02
241					-0.03	0.05	+0.01	-0.02 ± 0.02
242					-0.03	0.05	+0.01	-0.02 ± 0.02
250	-1.19	-0.6	-0.12	-1.3 ± 1.3	-0.02	0.01		-0.02 ± 0.02
252					-0.01	0.01		-0.01 ± 0.02
260	0.15	1.1	+0.22	0.4 ± 1.4	-0.01	0.02		-0.01 ± 0.01

\*) values rounded to 0.1 resp. 0.01 mgal

## References

- ANSEL, E.: Pendelmessungen. In NIEMCZYK (1943)
- BÖDVARSSON, G., G.P.L. WALKER: Crustal Drift in Iceland. *Geophys. J.R. Astr. Soc.*, 8, 285–300, 1964
- BOULANGER, Y.D.: Does Gravity Change in Time? *The Earth and the Universe*, 1, 7–13, 1965. Joint Publ. Research Service, U.S. Dep. of Commerce, Washington D.C.
- BOULANGER, Y.D., S.N. SCHEGLOW: On Secular Changes of Gravity. Presented at the Meeting of the Internat. Gravity Commission in Paris 1970
- CROW, E.L., F.A. DAVIS, M.W. MAXFIELD: *Statistics Manual*. Dover Publ., New York, 1960
- EINARSSON, T.: Remarks on Crustal Structure in Iceland. *Geophys. J.R. Astr. Soc.*, 10, 283–288, 1965
- GERKE, K.: Ein Beitrag zur Bestimmung rezenter Erdkrustenbewegungen. Genauigkeit der Bestimmung horizontaler Lageveränderungen auf Island von 1938 bis 1965. In „Festschrift zum 70. Geburtstag von Professor Walter Großmann“, Verlag Wittwer, Stuttgart, 1967
- GROSSMANN, W.: *Grundzüge der Ausgleichsrechnung*. Springer-Verlag, Berlin – Heidelberg – New York, 1969
- HONKASALO, T.: Variation of Gravity Caused by Land Uplift in Fennoscandia. Presented at the XIV. General Assembly of the IUGG in Lucerne 1967
- KNEISSL, M.: Der deutsche Anteil an der Europäischen Gravimeter-Eichlinie Hammerfest – Rom. *Bayer. Akad. d. Wiss., Math.-Naturw. Kl., Abh. NF, Heft 78*, München, 1956
- KNOPOFF, L.: Thermal Convections in the Earth's Mantle. In T.F. GASKELL: *The Earth's Mantle*. Academic Press, London and New York, 1967
- MARZAHN, K.: Schwerewerte im europäischen Gravimetereichsystem 1962 für die Linie Kopenhagen – Catania. *Bayer. Akad. d. Wiss., Math.-Naturw. Kl., Abh. NF, Heft 115*, München, 1964
- NIEMCZYK, O.: *Spalten auf Island*. Verlag Wittwer, Stuttgart, 1943
- NIEMCZYK, O., und E. EMSCHERMANN: Sonderdreiecksmessung auf Island zur Feststellung feinsten Erdkrustenbewegungen. In NIEMCZYK (1943)
- PÁLMASSON, G.: Upper Crustal Structure in Iceland. In S. BJÖRNSSON (editor): *Iceland and Mid-Ocean Ridges*. *Soc. Scient. Isl. XXXVIII*, Reykjavik, 1967
- SCHLEUSENER, A.: *Die Gravimetermessungen*. In NIEMCZYK (1943)
- SPICKERNAGEL, H.: Höhenmessungen in Nord-Island. *Mitt. aus dem Markschesen*, 73. Jhr., 139–152, 1966
- THORARINSSON, S., T. EINARSSON, G. KJARTANSSON: On the Geology and Geomorphology of Iceland. *Geografiska Annaler XLI*, 135–169, 1959

- TORGE, W.: Untersuchungen zur Genauigkeit moderner Langstreckengravimetermessungen. Wiss. Arb. d. Lehrst. f. Geodäsie, Photogrammetrie und Kartographie an der TH Hannover, Nr. 29, Hannover, 1966
- TORGE, W.: Großräumige Schweremessungen mit La Coste-Romberg-Gravimetern 1964 bis 1970. Deutsche Geod. Komm., Reihe B, Heft 183, München, 1971
- WEGENER, A.: Die Entstehung der Kontinente und Ozeane. 4., umgearb. Aufl. Vieweg u. Sohn, Braunschweig, 1962
- WEIKEN, K.: Ergebnisse der Pendelmessungen der Jahre 1934 bis 1943. Veröff. des Geodät. Inst. Potsdam, Nr. 3, Berlin, 1950
- WHALEN, C. T.: The Euro-African Secondary Calibration Line Survey, 1965. Phase Rep. No. 4, APCS OPLAN 503. F. E. Warren A. F. B., Wyoming, 1966



# Vorbemerkungen zum Artikel von G. Borm über den Schwimmzustand bei sehr großen Massen

Ein Beitrag zur Isostasiefrage

## Introductory Note to G. Borm's Paper on the Hydrostatic Equilibrium of Very Large Masses

A Contribution to the Isostatic Theory

R. J. JELITTO, Kiel<sup>1)</sup>

Eingegangen am 15. August 1971

*Zusammenfassung:* In der Arbeit werden methodische Vorbemerkungen zu dem Artikel von G. BORM „Über den Schwimmzustand bei sehr großen Massen“ gemacht.

*Summary:* In this paper a methodical introduction is given to G. BORM's article "On the Hydrostatic Equilibrium of Very Large Masses".

Vor einiger Zeit wurde von geophysikalischer Seite die Frage an uns herangetragen, welche Gestalt die Isobarenflächen unter einem schwimmenden Körper besitzen, wenn die von dem Körper und der Flüssigkeit ausgehenden Schwerewirkungen mit in Betracht gezogen werden. Aus den Diskussionen dieses Gegenstandes gingen in der Folge die von BORM vorgelegten Modellrechnungen hervor, zu denen eine methodische Vorbemerkung zu schreiben ich nunmehr gebeten wurde.

Ein Körper  $S$  der Dichte  $\rho_S$  schwimmt (bzw. schwebt) in einer Flüssigkeit der Dichte  $\rho_w$ , wenn die Kraft  $\mathbf{K}_\downarrow$

$$\mathbf{K}_\downarrow = \int_S \mathbf{k} dV = - \int_S \rho_S \nabla U dV \quad (1)$$

die ihn in ein Schwerfeld mit dem Potential  $U(\mathbf{r})$  hineinziehen will, durch den Auftrieb  $\mathbf{K}_\uparrow$  gerade kompensiert wird. Dieser Auftrieb rührt daher, daß der Druck  $p$  in der Flüssigkeit unter der Wirkung von  $U$  an unterschiedlichen Orten der Körperoberfläche  $O(S)$  unterschiedliche Werte annimmt, und ist durch

$$\mathbf{K}_\uparrow = - \int_{O(S)} p d\mathbf{F} \quad (2)$$

gegeben.

---

<sup>1)</sup> Dr. RAINER J. JELITTO, Institut für Theoretische Physik der Universität Kiel, 2300 Kiel 1, Olshausenstr. 40–60.

Der Zusammenhang von  $p$  und  $U$  wird durch die hydrostatische Grundgleichung

$$\nabla p + \rho_w \nabla U = 0 \tag{3}$$

beschrieben, die sich für homogene ( $\nabla \rho_w = 0$ ) und inkompressible ( $\partial \rho_w / \partial p = 0$ ) Flüssigkeiten mit dem Ergebnis

$$p + \rho_w U = \text{const} = p_0 + \rho_w U_0 \tag{4}$$

integrieren läßt. Die freie Oberfläche der Flüssigkeit ist dabei eine Isobaren- und somit auch Äquipotentialfläche und die Konstante in (4) wird dadurch bestimmt, daß der Druck an dieser Oberfläche gleich dem konstanten Außendruck  $p_0$  wird, wobei  $U_0$  gerade das Potential an der Oberfläche ist.

Diese Verhältnisse sind klar und übersichtlich, solange das Kraftfeld von Körpern geliefert wird, die von dem Schwimmer und der Flüssigkeit wohlunterschieden sind: nimmt man für  $U$  etwa das homogene Gravitationspotential der idealen ebenen Erde  $U_e = gz + c$ , so ist die Flüssigkeitsoberfläche horizontal und eben, die Kraft  $\mathbf{K}_1$  ist

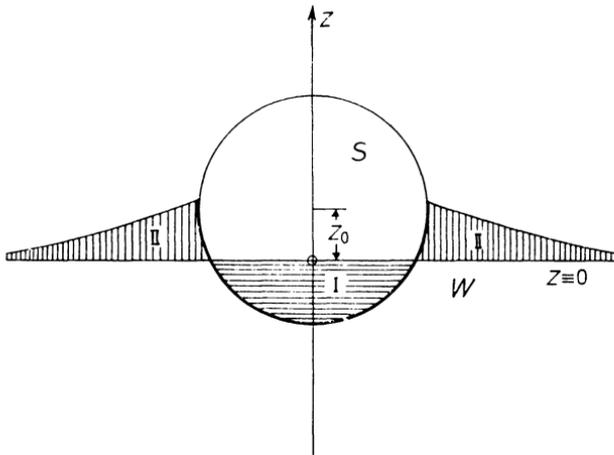


Abb. 1: Schematische Darstellung zur Berechnung des Potentials  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ . Der Schwimmer  $S$  mit dem Schwerpunkt  $\mathbf{r}_0 = (0, 0, z_0)$  taucht in die Flüssigkeit  $W$  ein und verdrängt dabei die Wassermenge (I); die Verwerfung (II) rührt von der Anziehung der Flüssigkeit durch den Schwimmer  $S$  her. Die benetzte Oberfläche  $O'$  ( $S$ ) ist stark ausgezogen

Schematic picture for the calculation of the potential  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ . When the float  $S$  with the center of mass  $\mathbf{r}_0 = (0, 0, z_0)$  is afloat in the fluid  $W$  it displaces the fluid out of the volume (I); the dislocation of the surface of the liquid (II) is brought about by the attraction of the fluid by the float. The suffused part of the surface of the float  $O'$  ( $S$ ) is plotted in a strong line

durch das Gewicht  $m_s g$  des Schwimmers gegeben und für das Schwimmgleichgewicht folgt unmittelbar das Archimedische Prinzip in seiner bekannten Form.

Weitaus komplizierter wird das Problem sowohl in begrifflicher als auch mathematischer Hinsicht, wenn man die vom Schwimmer und der Flüssigkeit ausgehenden Gravitationswirkungen mit in Betracht ziehen muß. Dann bleiben zwar die Grundgleichungen (1) bis (4) weiterhin richtig, doch erhält das Potential  $U(\mathbf{r})$  nun eine sehr komplizierte Gestalt, die von der Lage des Schwimmkörpers explizit abhängt.

Legen wir wie in Abbildung 1 die Ebene  $z \equiv 0$  auf das Niveau der Wasseroberfläche in Abwesenheit des Schwimmers und geben wir dem Schwerpunkt des Schwimmkörpers die Koordinate  $\mathbf{r}_0 = (O, O, z_0)$ , so setzt sich  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  zunächst aus den Anteilen

$$U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = U_e(z) + U_w(z) + U_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) + \Delta U_w(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \quad (5)$$

zusammen. Dabei ist  $U_e$  wieder das homogene Erdpotential,  $U_w$  das Potential der ungestörten Wassermenge<sup>1)</sup>,  $U_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$  das Schwerepotential des formstabilen beweglichen Schwimmers in der Schwerpunktslage  $\mathbf{r}_0$ , und  $\Delta U_w$  beinhaltet schließlich alle diejenigen Beiträge zum Potential, die daher rühren, daß sich die Gestalt des von der Flüssigkeit erfüllten Volumens in Anwesenheit des Schwimmers ändert. Wie aus Abb. 1 hervorgeht, setzt sich diese Änderung abermals aus zwei Anteilen zusammen, nämlich *erstens* der Wasserverdrängung durch den Schwimmer (I) und *zweitens* der Verwerfung der Wasseroberfläche (II), die durch die Wirkung des Potentials  $U$  auftritt; dementsprechend ist  $\Delta U_w$  durch

$$\Delta U_w(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = -U_I(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) + U_{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \quad (6)$$

gegeben, wobei  $U_I$  das Potential der verdrängten Wassermenge darstellt und demzufolge mit negativem Vorzeichen auftritt.

Würde man nun das Potential  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  in seiner Abhängigkeit von dem Parameter  $\mathbf{r}_0$  kennen, so könnte man daraus unter Benützung der Gleichungen (1) bis (4) die stabile Tauchtiefe unmittelbar bestimmen: diese würde sich als Lösung der Gleichung

$$\mathbf{K}_\downarrow(z_0) = - \int_S \varrho_s \nabla(U - U_s) dV = - \varrho_w \int_{O'(S)} (U_0 - U) d\mathbf{F} = \mathbf{K}_\uparrow(z_0) \quad (7)$$

für  $z_0$  ergeben, wobei  $O'(S)$  der Teil der Oberfläche von  $S$  ist, der von der Flüssigkeit benetzt wird<sup>2)</sup>.

Doch besteht das eigentliche mathematische Problem nicht in der Lösung dieser Gleichung, sondern vielmehr in der Berechnung des Potentials  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  und hier speziell des von der Verwerfung der Oberfläche herrührenden Beitrages  $U_{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ . Wie

<sup>1)</sup> Numerische Rechnungen von BORM zeigen, daß die Wirkung von  $U_w$  im Rahmen der Rechengenauigkeit in einer reinen Verschiebung der Schwimmlage besteht, so daß er in seiner Arbeit diesen Term außer acht läßt.

<sup>2)</sup> Im Integral für das „Gewicht“  $\mathbf{K}_\downarrow$  kann man das Potential  $U_s$  von  $U$  wieder abziehen, da das Potential eines starren Körpers auf diesen keine Kraft ausübt.

wir gesehen haben, wird dieses Potential verursacht durch die Masse der Flüssigkeit in dem durch die Oberflächenverwerfung entstehenden Volumen  $V_{II}(\mathbf{r}_0)$ , und ist nach der Poissonschen Formel durch

$$U_{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \sim \rho_w \int_{V_{II}(\mathbf{r}_0)} \frac{dV'_{II}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (8)$$

gegeben. Dabei ist das Volumen  $V_{II}$  nach unten durch die Ebene  $z \equiv 0$ , nach oben jedoch durch jene Äquipotentialfläche  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \equiv U_0$  begrenzt, die sich für großes  $|\mathbf{r}|$  asymptotisch der Ebene  $z \equiv 0$  anschmiegt. Die Gestalt dieser Oberfläche und mit ihr auch das Volumen  $V_{II}$  hängt somit von dem Gesamtpotential  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  und damit auch von  $U_{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  selbst ab, wodurch Gl. (8) zu einer Integralgleichung für diesen Beitrag wird, deren strenge Lösung im allgemeinen hoffnungslos kompliziert ist.

Doch kann man für die approximative Lösung des Problems bequem ein iteratives Verfahren benutzen, das darauf beruht, daß  $U_{II}$  gemessen an  $U_e$  auf alle Fälle außerordentlich klein sein wird, und das in folgenden Schritten abläuft:

1. Man nimmt eine ebene Wasseroberfläche an, setzt demzufolge  $U_{II} \equiv 0$  und berechnet das Potential  $U^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \equiv U^0(\mathbf{r}, z_0)$  dieser Anordnung für beliebiges  $z_0$ .
2. Mit Hilfe der Gl. (7) bestimmt man daraus die „nullte Schwimmtiefe“  $z^0_0$ .
3. Durch Aufsuchen der Äquipotentialfläche  $U^0(\mathbf{r}, z^0_0) \equiv U_0$  bestimmt man die Gestalt der Wasseroberfläche unter Wirkung dieses Potentials.
4. Sodann berechnet man aus (8) die Korrektur  $U^0_{II}(\mathbf{r}, z^0_0)$  und bildet  $U^1(\mathbf{r}, z_0) = U^0(\mathbf{r}, z_0) + U^0_{II}(\mathbf{r}, z^0_0)^3$ .
5. Mittels  $U^1$  und Gl. (7) readjustiert man die Schwimmtiefe und erhält  $z^1_0 = z^0_0 + \delta^1 z$ .
6. Nun berechnet man die Korrekturen an der Flüssigkeitsoberfläche, die durch die Schritte (4) und (5) auftreten und errechnet mittels (8)  $U^1_{II}(\mathbf{r}, z^1_0)$ ; die letzten beiden Schritte führt man so lange durch, bis man die gewünschte Genauigkeit erreicht hat.

Die von BORM ausgeführten Modellrechnungen ergeben nun, daß es für alle praktischen Zwecke völlig ausreicht, die ersten drei Schritte dieses Schemas wirklich auszuführen; wie die Ergebnisse seiner Arbeit zeigen, ist die in (3) errechnete Verwerfung der Wasseroberfläche so gering, daß die Korrektur  $U^0_{II}$  und damit auch alle weiteren Näherungsschritte vernachlässigt werden können. Das Potential, aus dem er die Isobarenflächen unter dem Schwimmer berechnet, ist also durch die Näherung  $U^0(\mathbf{r}, z^0_0)$  gegeben.

### Literatur

BORM, G.: Über den Schwimmzustand bei sehr großen Massen (Ein Beitrag zur Isostasiefrage) Z. Geophys. 37, 707–717, 1971

<sup>3)</sup> Die näherliegende Methode, die Integralgleichung (8) iterativ dadurch zu lösen, daß man anstelle von  $U^0_{II}(\mathbf{r}, z^0_0)$  die Größe  $U^0_{II}(\mathbf{r}, z_0)$  bestimmt, führt zu großen numerischen Schwierigkeiten, da man dabei die freie Oberfläche für beliebiges  $z_0$  bestimmen muß.

# Über den Schwimmzustand bei sehr großen Massen

Ein Beitrag zur Isostasiefrage

## On the Hydrostatic Equilibrium of Very Large Masses

A Contribution of the Isostatic Theory

G. BORM, Bochum<sup>1)</sup>

Mit einer Einleitung von K. JUNG, Kiel<sup>2)</sup>

Eingegangen am 15. August 1971

*Zusammenfassung:* Anhand eines zylinderförmigen Schwimmkörpermodelles wird die Hypothese, daß bei Schwimmgleichgewicht sehr großer Massen auch Gleichheit der Schwerepotentiale von Schwimmermasse und verdrängter Flüssigkeit in irgendeiner tiefer gelegenen Ausgleichsfläche herrschen muß, zum Widerspruch geführt. Damit soll gezeigt werden, daß sich die Äquipotential- und Druckflächen auch in weiter Entfernung von den Schwimmermassen unter dem Einfluß der veränderten Schwerkraftverhältnisse erheblich verbiegen können.

*Summary:* It can be shown theoretically using a cylindrical floating model and considering the basic equation of hydrostatic equilibrium that the gravitational potential of a large body floating in a fluid is not constant at any point. Thus, a depth of gravity compensation does not exist.

### Einleitung

Die üblichen Vorstellungen vom isostatischen Ausgleich enthalten prinzipielle Ungenauigkeiten, da die gebräuchlichen Beziehungen zwischen Oberflächenrelief und Dichte bzw. Oberflächenrelief und Erdkrustendicke auf die Konvergenz der Erdradien und die Schwereunterschiede im Erdinneren keine Rücksicht nehmen. Im Hinblick auf geodätische Anwendungen, bei denen es darauf ankommt, die topographischen Massen rechnerisch in das Innere des Geoids zu verlegen, geologische Vorstellungen aber nicht unbedingt beachtet werden müssen, habe ich seit 1932 vorgeschlagen, der isostatischen Reduktion einen Zustand des Potentialausgleichs zugrunde zu legen, bei dem das Schwerepotential der topographischen Massen auf einer nicht zu tief unter der Erdkruste gelegenen Niveaulfläche den gleichen Betrag hat wie das Schwerepoten-

---

<sup>1)</sup> Dr. GÜNTER BORM, Institut für Geophysik der Ruhr-Universität Bochum, 463 Bochum, Buscheystraße, Postfach 2148. Früher: Institut für Geophysik der Neuen Universität, 23 Kiel, Olshausenstraße 40–60.

<sup>2)</sup> Prof. Dr. Dr. E. h. KARL JUNG, 23 Kiel, Bremerstraße 19.

tial der Kompensationsmassen. Läßt man zu, daß sich die Potentialbeträge auf der Ausgleichs-Niveaufläche um eine Konstante unterscheiden, so kann man die Massengleichheit erfüllen. Man kann das Prinzip des Potentialausgleichs sowohl der Isostasie nach PRATT wie auch die Isostasie nach AIRY anpassen. Vorteilhaft ist, daß die mit den isostatischen Reduktionen verbundenen Massenverschiebungen unter der Potential-Ausgleichsfläche keine Änderungen von Potentialunterschieden hervorbringen, und man sich daher bei den Reduktionen um das tiefe Erdinnere nicht zu kümmern braucht.

Doch liegen die Kompensationsmassen nicht unmittelbar unter ihren topographischen Massen. Die Kompensationsmassen sind über die ganze Erde verteilt, wenn auch mit starker Dichtekonzentration unter der zugehörigen Topographie. Vom geotektonischen Standpunkt aus ist dies wenig einleuchtend.

Ich habe die Schwerereduktion mit Potentialausgleich in den dreißiger Jahren mehrmals empfohlen. Doch ist es nie zu Anwendungen gekommen: Die notwendigen Rechnungen bei der Anlage von Reduktionstabellen erwiesen sich als so umfangreich, daß sie mit den damals vorhandenen Rechenhilfsmitteln und dem in der Zeit der geophysikalischen Reichsaufnahme und des zweiten Weltkrieges hierfür freien Personal nicht zu bewältigen waren.

In den letzten Monaten wurde im Institut für Geophysik der Universität Kiel in anderem Zusammenhang über die Frage des isostatischen Potentialausgleichs diskutiert, wobei grundlegende Zweifel auftraten, hauptsächlich darüber, ob sich der Potentialausgleich im Bereich zwischen der Erdkruste und der Potential-Ausgleichsfläche mit der hydrostatischen Grundgleichung verträgt. G. BORM – damals noch am Kieler Institut – hat in dankenswerter Weise ein einfaches Beispiel durchgerechnet. Nach seinen Ergebnissen darf man den Potentialausgleich nicht ansetzen, wenn die hydrostatische Grundgleichung nicht verletzt werden darf, d. h. bei allen Fragen geotektonischer Art.

So ist die Suche nach einem Isostasieprinzip, das physikalisch einwandfrei, rechnerisch nicht zu schwierig zu behandeln ist und geotektonisch einleuchtend gedeutet werden kann, noch nicht zu Ende. K. JUNG

## 1. Modell, Bezeichnungen, Zahlenwerte

Anhand eines zylinderförmigen Schwimmkörpermodelles soll im folgenden die Annahme von der Existenz einer Ausgleichsfläche für das Schwerepotential zum Widerspruch geführt werden um zu zeigen, daß sich die Äquipotential- und Druckflächen auch in sehr weiter Entfernung von großen, isostatisch ausgeglichenen Massen unter dem Einfluß der veränderten Schwerkraftverhältnisse erheblich verbiegen können.

Aus Symmetriegründen wird als Modell ein aufrecht schwimmender Kreiszyylinder  $S$  gewählt, dessen Seitenhöhe  $h_s$  klein im Vergleich zum Bodendurchmesser  $2R$  sei. Für die numerische Abschätzung führen wir die folgenden Bezeichnungen und Zahlenwerte ein, wobei die Rolle des Wassers natürlich von jeder anderen Flüssigkeit eingenommen werden kann, in der ein starrer Körper mit geringerer Dichte schwimmt.

Bezeichnungen:

- $S$  Schwimmkörpermodell  
 $W$  verdrängte Wassersäule  
 $R$  Radius  
 $h_s$  Höhe des Schwimmkörpers  $S$   
 $h_w$  Höhe der verdrängten Wassersäule  $W$   
 $\rho_s$  Dichte des Schwimmkörpers  $S$   
 $\rho_w$  Dichte des verdrängten Wassers  $W$   
 $z$  Tiefe unter der ebenen Wasseroberfläche  
 $z' = z - h_w$  Tiefe unter dem Zylinderboden  
 $x$  horizontaler Abstand von der Symmetrieachse  
 $U, U_s, U_{\sigma}, U_w$  Schwerepotentiale  
 $g$  Schwerebeschleunigung der homogenen Erde  $\sigma$   
 $\delta g_s, \delta g_w$  Schwereanomalien des Schwimmkörpers  $S$   
 bzw. seiner Wasserverdrängung  $W$   
 $p$  Wasserdruck  
 $\bar{p}$  mittlerer Wasserdruck

Zahlenwerte für das Modell:

- $R = 100 \text{ km}$   
 $h_s = 10 \text{ km}$   
 $\rho_s = 0,7 \text{ g cm}^{-3}$   
 $\rho_w = 1 \text{ g cm}^{-3}$   
 $g = 981 \text{ cm s}^{-2}$

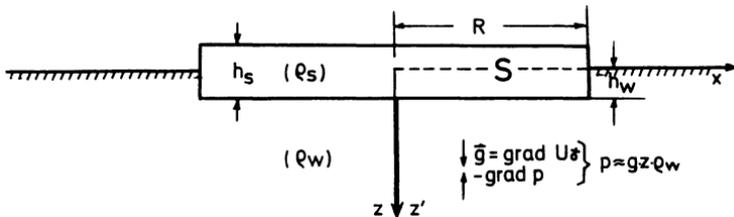


Abb. 1: Modell und Bezeichnungen

Model and notation

## 2. Berechnung der Eintauchtiefe nach der hydrostatischen Grundgleichung

AIRYSche Isostasie bedeutet Schwimmgleichgewicht der homogenen Erdkruste im homogenen subkrustalen Material. Dann herrscht unter der Erdkruste der hydrostatische Ausgleichszustand, so daß in jedem Punkt im flüssigen Erdmantel die hydro-

statische Grundgleichung

$$\text{grad } p - \varrho_w \text{ grad } U = 0 \quad (1)$$

erfüllt ist, wenn wie bei unserer Modellbetrachtung nur potentielle Energien  $U$  auftreten.\*)

Diese Gleichung läßt sich integrieren, wenn die Dichte  $\varrho_w$  des Wassers nur von  $p$  abhängt oder wie im hier angenommenen Fall konstant ist.

$$p - \varrho_w U = \text{const.} \quad (2)$$

Bei sehr großen Massen wirken im hydrostatisch ausgeglichenen Zustand neben dem Schwerepotential  $U_g$  der Erde nun auch noch das Gravitationspotential des Schwimmkörpers selbst und das seiner Wasserverdrängung. Dann hat die hydrostatische Grundgleichung die Form

$$p - \varrho_w (U_g - U_w + U_s) = \text{const.} \quad (3)$$

Zur Lösung dieser Gleichung betrachtet man zunächst die Wasseroberfläche in der Umgebung des Schwimmkörpers als eben und nimmt an, daß sich die Schwerepotentiale  $U_s$  und  $U_w$  auf dieser Fläche ( $z=0$ ) gegenseitig aufheben. Dann wird der Druck in der Tiefe  $z$  nur durch die Potentialdifferenz  $gz$  bestimmt, so daß sich Gl. (3) umschreiben läßt in

$$p - \varrho_w (U_s - U_w) = \varrho_w gz \quad (4)$$

Durch Integration über die gesamte Bodenfläche des zylindrischen Schwimmkörpers und nachfolgende Division durch  $\pi R^2$  erhält man daraus den mittleren Bodendruck  $\bar{p}$  zu

$$\bar{p} = \frac{\varrho_w}{\pi R^2} \int_0^R \int_0^\pi (U_s - U_w) \Big|_{z=h_w} x dx d\varphi + \varrho_w g h_w \quad (5)$$

und das ist wegen der Symmetrie des Modelles gleich

$$\bar{p} = 2 \varrho_w / R^2 \int_0^R (U_s - U_w) \Big|_{z=h_w} x dx + \varrho_w g h_w \quad (6)$$

---

\*) Das Minuszeichen in der hydrostatischen Grundgleichung entspricht der Wahl des Koordinatensystems in Abb. 1.

Andererseits wird der mittlere Druck  $\bar{p}$  im hydrostatischen Zustand durch das Gewicht des Zylinders auf seine Grundfläche bestimmt und hat den Wert

$$\bar{p} = (g - \delta g_w) \rho_s h_s \quad (7)$$

Durch Vergleich mit Gl. (6) ergibt sich für den Ruhezustand auf der Ebene  $z=0$  die Schwimmbedingung

$$g(\rho_s h_s - \rho_w h_w) = \delta g_w \rho_s h_s + 2 \rho_w / R^2 \int_0^R (U_s - U_w) \Big|_{z=h_w} dx \quad (8)$$

Man erkennt daraus unmittelbar, daß Gl. (8) das übliche Archimedische Prinzip darstellt, wenn man die Ausdrücke auf der rechten Seite vernachlässigt. Als einzige unabhängige Variable enthält diese Gleichung nur noch den gesuchten Tiefgang  $h_w$ . Die Lösung gewinnt man graphisch, indem man beide Seiten der Gleichung getrennt voneinander als Funktionen über  $h_w$  aufträgt und ihren gemeinsamen Schnittpunkt bestimmt.

Während sich die linke Seite in Gl. (8) elementar ausrechnen läßt, erfordert die rechte Seite einen erheblichen Aufwand selbst dann, wenn ein Elektronenrechner zur Verfügung steht.

Durch Anwendung der Schwereformel von NABIGHIAN [1962] für zylinderförmige Massen, die die vollständigen, elliptischen Integrale erster und zweiter Art und die NEUMANNsche Lambda-Funktion enthält, ergeben sich nach zweimaliger numerischer Integration mit den Zahlenwerten von S. 709 die folgenden Werte für „links“ und „rechts“:

$h_w$ [m]	„links“ [cgs]	„rechts“ [cgs]
7001.5	-147150	46537
7001.0	-98100	46716
7000.5	-49050	46895
7000.0	0	47074
6999.5	49050	47253
6999.0	98100	47432
6998.5	147150	47611

Der Schnittpunkt von „links“ und „rechts“ liegt bei  $h_w = 6999,5$  m, also ziemlich genau bei dem Wert 7000 m, den das übliche Archimedische Prinzip  $\rho_s h_s = \rho_w h_w$  geliefert hätte.

Dabei wurde die Erdbeschleunigung unterhalb der Wasseroberfläche als konstant angenommen; die Rechnung zeigt nämlich, daß bei Berücksichtigung einer Schwerezunahme mit der Tiefe  $z$  sich das Ergebnis nur unwesentlich verändert.

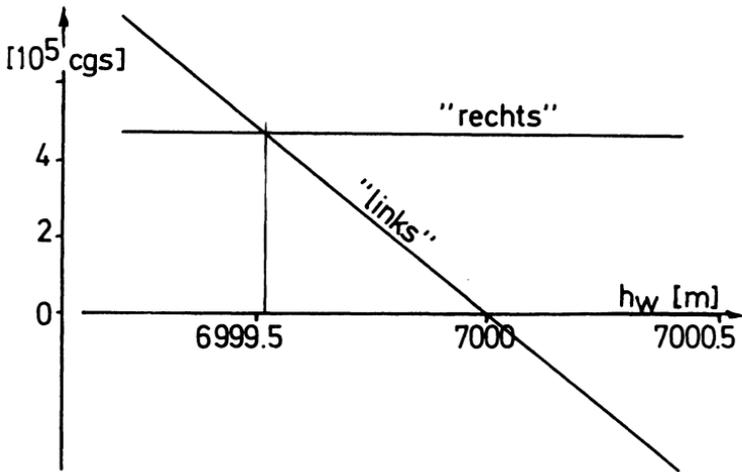


Abb. 2: Graphische Lösung der Gl. (8)

Graphical solution of Eq. (8)

So bleibt jetzt noch zu zeigen, daß die Ausgangsbedingungen für die abschätzende Modellrechnung richtig angesetzt waren, daß also die Verbiegung der Wasseroberfläche durch das Gravitationsfeld des Schwimmkörpers wirklich vernachlässigbar klein ist.

### 3. Verformung der Wasseroberfläche

Die Oberfläche einer Flüssigkeit ist im Ruhezustand eine Äquifläche der wirkenden Schwerepotentiale. Durch das Heranführen einer großen Schwimmermasse verändert sich die Potentialverteilung und hat eine Verbiegung der ebenen Wasseroberfläche zur Folge. Diese Verbiegung soll im folgenden abgeschätzt werden.

Dazu wird für das Zylindermodell die Potentialdifferenz  $U_s - U_w$  in der Ebene  $z=0$  berechnet; die Werte sind bei einem Körper mit homogener Dichteverteilung für alle Punkte  $x$  an der Wasseroberfläche positiv.

Überlagert man diese Potentialdifferenz  $U_s - U_w$  dem Erdpotential  $U_{\mathcal{E}}$  und beachtet dabei, daß  $U_{\mathcal{E}}$  mit zunehmender Höhe  $-z$  über dem Meeresspiegel um den Betrag  $gz$  abnimmt, so findet man nach dem Eintauchen der Masse  $S$  ein Ansteigen der sonst ebenen Wasseroberfläche um wenige Zentimeter (Abb. 3).

Die Verbiegung der Wasseroberfläche kann in der Umgebung einer großen Masse aber auch negativ sein. Das tritt dann auf, wenn der Schwerpunkt des Schwimmkörpers nicht über sondern unter dem Schwerpunkt des verdrängten Wassers liegt.

Um das zu zeigen, braucht man beispielsweise nur die gesamte Masse von  $S$  in die untere Hälfte des Zylinders zu legen. Subtrahiert man nun das Potential der verdräng-

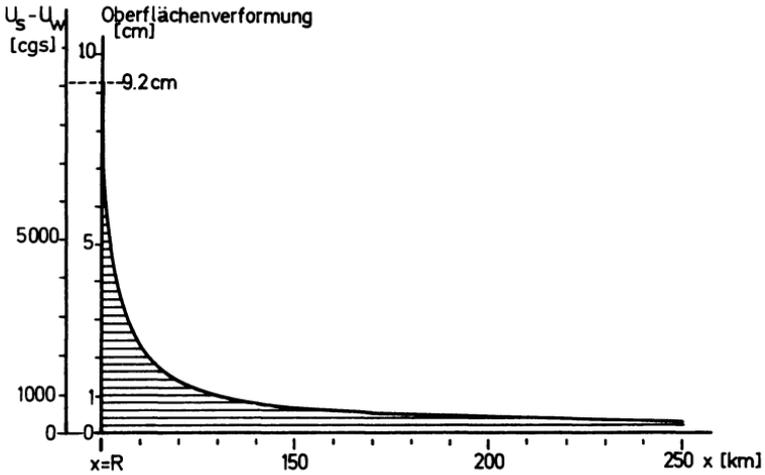


Abb. 3: Potentialanstieg in der Nähe des Schwimmkörpers und Wasserspiegelverformung  
Potential rise near the floating model and deformation of the surface of the water

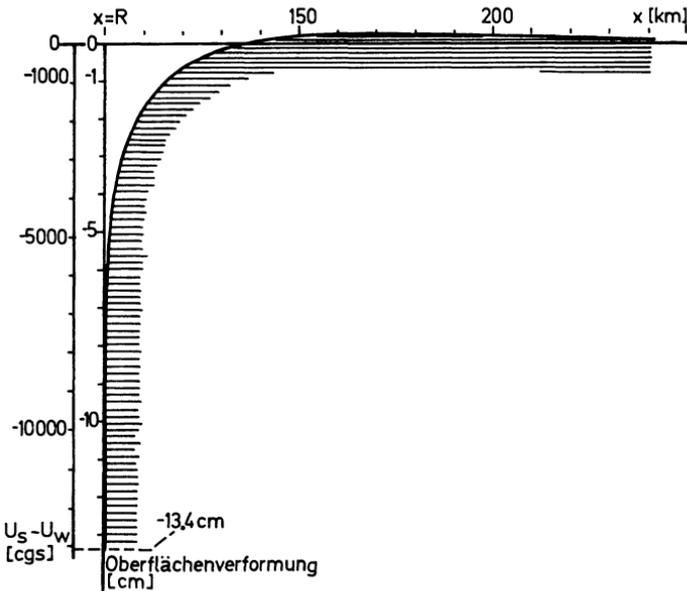


Abb. 4: Potentialabfall in der Nähe des Schwimmkörpers  $S$  und Wasserspiegelverformung, wenn der Massenschwerpunkt von  $S$  (entgegen Bild 3) unter dem Auftriebspunkt liegt  
Potential decrease in the vicinity of the floating model where the centre of mass is situated below the centre of buoyancy

ten Wassersäule von dem Potential der neuen Schwimmermassenverteilung, so ist die Differenz in der Nähe der Seitenwand auf der Ebene  $z=0$  negativ. Die resultierende Äquipotentialfläche, die in unendlicher Entfernung mit der ebenen Wasseroberfläche zusammenfallen soll, ist an der Wand von  $S$  leicht nach unten gebogen (Bild 4).

Die kleine Verbiegung der Wasseroberfläche, deren Schwerkraftwirkung auf die Masse  $S$  man mit der Wirkung von Kreisringen leicht abschätzen kann, hat keinerlei Einfluß auf die endgültige Schwimmlage der großen Masse und braucht nicht berücksichtigt zu werden. Das ist ein großes Glück, weil im anderen Falle die Modellrechnung nur noch iterativ und mit sehr viel größerem Aufwand durchgeführt werden könnte.

#### 4. Schwerepotential und Schwere unter dem Schwimmkörpermodell

Berechnet man das Schwerepotential  $U_s$  des Zylinders und subtrahiert davon das Fehlpotential  $U_w$  der verdrängten Wassersäule, so bleibt ein erhebliches Restfeld übrig, das eine recht genaue Analogie zu dem Feld eines vertikalen elektrischen Dipoles darstellt (Abb. 5).

Der dazugehörige Schwereverlauf ist für einige Aufpunktsebenen  $z'$  in Abb. 6 aufgezeichnet. Das Schwerefeld hat auch in sehr großer Entfernung  $z'$  noch beträchtliche Werte. Abb. 7 läßt erkennen, daß bei dem hier gewählten Modell noch in 700 km Tiefe die Schwereanomalie über der Genauigkeit der gebräuchlichen Feldgravimeter liegt.

#### 5. Folgerungen für die Isostasie der Erdkruste

Wir haben herausgefunden, daß die Schwimmlage sehr großer Massen in guter Näherung durch das Archimedische Prinzip bestimmt wird, wenn nur potentielle Energien

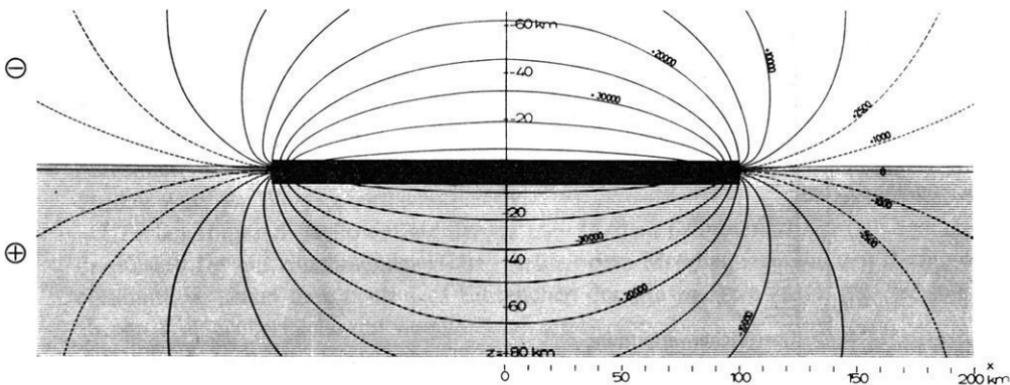


Abb. 5: Äquipotentialflächen der Schwerkraft in der Umgebung des Schwimmkörpers in csg-Einheiten

Equipotential surfaces of gravity in the vicinity of the floating model in cgs-units

vorliegen. Dann ist die Schwereverteilung in naher und weiterer Umgebung der schwimmenden Körper wegen der veränderten Schwerkraftverhältnisse anders als bei einer völlig homogenen Erde.

Große geophysikalische Bedeutung hat die Umkehr dieses Sachverhaltes, erlaubt sie doch Rückschlüsse auf die Abweichungen vom isostatisch ausgeglichenen Zustand einer großen Masse, wenn gemessene Schwerewerte vorliegen.

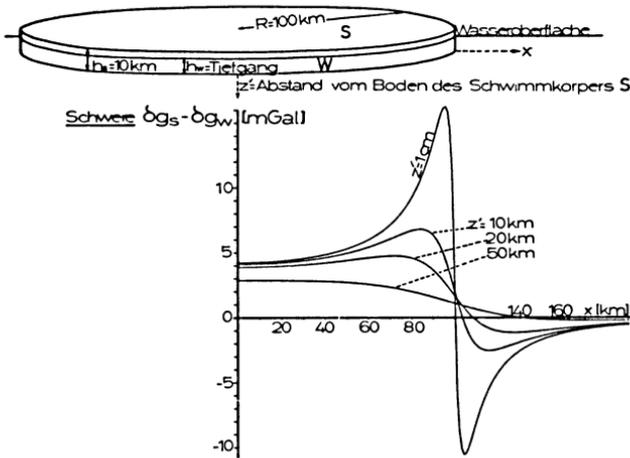


Abb. 6: Schwereanomalien in verschiedene  $z'$ -Ebenen unter dem Schwimmkörper  
Gravity anomalies in different  $z'$ -levels below the floating model

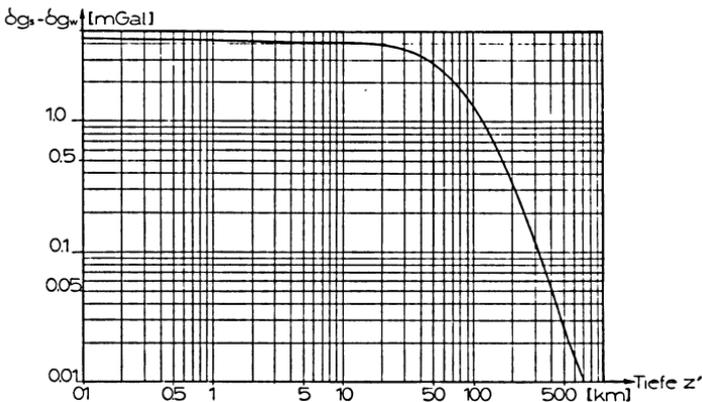


Abb. 7: Schwereanomalien auf der Symmetrieachse ( $z'$ ) unter dem schwimmenden Modell  
Gravity anomalies on the axis of symmetry ( $z'$ ) below the floating model

So ist das hier gewählte Modell, dessen Geometrie bekannt ist, genau dann im hydrostatischen Gleichgewicht, wenn auf seiner Deckfläche derselbe Schwereverlauf gemessen wird, wie ihn die Abb. 8 vorschreibt.

Abweichungen von dieser Kurve deuten auf zusätzliche Kräfte hin, die neben der Schwerkraft die Schwimmelage der großen Massen beeinflussen; ihre Aufspürung stellt eine der wichtigsten Aufgaben der angewandten Geophysik dar.

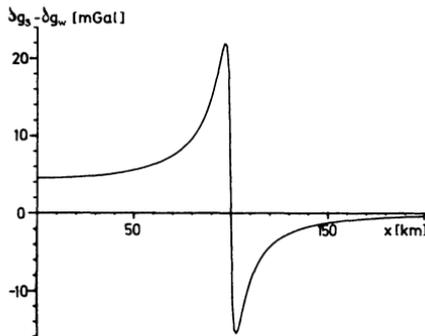


Abb. 8: Schwereanomalien auf der Deckflächenebene des Modelles ( $z' = -h_s$ )

Gravity anomalies on the surface level of the model ( $z' = -h_s$ )

*Aus den Modelluntersuchungen folgt, daß bei einem Schwimmgleichgewicht großer Massen nicht Gleichheit der Schwerepotentiale von Schwimmermasse und Wasserverdrängung in irgendeiner Ausgleichsfläche herrschen kann.*

*Legt man nämlich die Ausgleichsfläche, wie es in der Literatur gelegentlich zu finden ist, in den Wirkungsbereich des Schwimmkörpers und verlangt, daß sich darauf das Schwerepotential nicht oder nur um einen konstanten Betrag ändert, dann fordert die Rechnung so starke, kompensierende Verformungen der Wasseroberfläche, daß die hydrostatische Grundgleichung verletzt wird.*

Wenn die AIRYSche Theorie stimmt, darf man die Begriffe hydrostatisch und isostatisch gleichwertig behandeln und die Erkenntnisse über den ausgeglichenen Schwimmzustand unmittelbar auf die Erdkruste übertragen. *Dann kommt man zu dem Schluß, daß es streng genommen eigentlich keine Ausgleichsfläche für das Schwerepotential der schwimmenden Erdkrustenteile geben kann.*

Ich möchte den Herren Prof. Dr. Dr. E. h. K. JUNG, Kiel, und Dr. G. SCHULZ, Bonn, für die Anregung zu dieser Untersuchung und den Herren Dr. R. J. JELITTO vom Institut für Theoretische Physik und Dr. H. P. TIEDEMANN vom Institut für Geophysik der Universität Kiel für viele klärende Diskussionen danken.

Dem Rechenzentrum der Universität Kiel danke ich für die Bereitstellung seiner Anlagen und der Fraunhofer-Gesellschaft e. V. für die Förderung der Untersuchung.

### Literatur

- BULIRSCH, R.: Numerical Calculations of Elliptic Integrals and Elliptic Functions I, II. Num. Math. 7, 78–90, 353–354, 1965
- JUNG, K.: Figur, Schwere und Masseverteilung der Erde. Handb. Exp. Phys. 25/II, 243–308, 1931. Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig
- JUNG, K.: Schwere und Geoid bei Isostasie. Z. Geophys. 8, 40–52, 1932
- JUNG, K.: Über vollständig isostatische Reduktion. Z. Geophys. 14, 27–44, 1938
- JUNG, K.: Zur Isostasiefrage. Z. Geophys. 15, 47–49, 1939
- JUNG, K.: Die rechnerische Behandlung der AIRYSchen Isostasie mit einer Entwicklung des Quadrats der Meereshöhen nach Kugelfunktionen. Gerlands Beiträge Geophys. 62, 39–56, 1952
- NABIGHIAN, M.N.: The Gravitational Attraction of a Right Vertical Circular Cylinder at Points External to it. Pure and Appl. Geophys. 53, 45–51, 1962



## **Isotropietests von Lotabweichungsverteilungen in Westdeutschland I**

### **Tests of Isotropy for Vertical Deflections in Western Germany I**

E. GRAFAREND, Bonn<sup>1)</sup>

Eingegangen am 6. Februar 1971

*Zusammenfassung:* Der Aufbau der Erdkruste prägt sich außer in der vertikalen Komponente der Schwerkraft, der Schwereanomalie, auch in ihrer horizontalen Komponente, der Lotabweichung, aus. Eine Analyse des Lotabweichungsfeldes auf statistischer Basis verfolgt hier den Zweck, einen globalen isotropen Effekt von einem anisotropen zu trennen, der den wesentlichen Strukturen der Kruste zuzuordnen ist. Als erster Schritt dazu wird ein Isotropietest von Lotabweichungsverteilungen auf der Basis der TAYLOR-KARMAN-Zerlegung begründet und anhand von Beobachtungen auf 160 Stationen des westdeutschen Dreiecksnetzes erster Ordnung durchgeführt. Die charakteristischen Funktionen der TAYLOR-KARMAN-Zerlegung, Längs- und Querkorrelationen, werden für sechs sich jeweils um  $30^\circ$  unterscheidende Richtungen aus 15000 Produktsummen von Lotabweichungen Westdeutschlands berechnet. In Näherung erster Ordnung erweist sich das untersuchte Lotabweichungsfeld als statistisch isotrop, im Einklang mit dem Ergebnis einer Hochrechnung von Lotabweichungsverteilungen aus solchen anomaler, isotrop verteilter Schwerewerte. Für isotrope Verhältnisse gelingt insbesondere der Nachweis der Identität der mittleren Lotabweichungskorrelation als Spur des Korrelationstensors zweiter Stufe und der Korrelation von Schwereanomalien. Hauptachsenwerte des zweistufigen Korrelationstensors von Lotabweichungen werden getrennt in Korrelationsellipsen und -hyperbeln angegeben.

*Summary:* The structure of the earth crust is represented either in the vertical component of gravity, the gravity anomaly, either in the horizontal component of gravity, the vertical deflection. An analysis of the vertical deflection field from statistics here has the purpose to separate a global isotropic effect and an anisotropic one which correlates to the main structures of the crust. As a first step an isotropic test of vertical deflection statistics, based on TAYLOR-KARMAN separation, is established and performed by observations of 160 stations within West European triangle network of first order. The characteristic functions of TAYLOR-KARMAN, longitudinal and lateral correlations, are calculated for 6, each  $30^\circ$  different directions of vertical deflections of all Western German vertical deflections. In first order approximation, the analyzed vertical deflection field is proved as an isotropic one, in agreement with the field calculated from isotropically distributed gravity anomalies. Especially the identity of mean vertical deflections correlation as the trace of the second rank correlation tensor and the correlation of gravity anomalies is proved. Eigenvalues of the correlation tensor of vertical deflections are discussed in correlation elliptic and hyperbolic graphs.

<sup>1)</sup> Prof. Dr. ERIK GRAFAREND, Institut für Theoretische Geodäsie der Universität Bonn, 53 Bonn, Nußallee 17.

## 1. Einleitung

Schwerstörungen und Lotabweichungen informieren als vertikale und horizontale Komponenten des Schwerevektors über den Aufbau des Erdkörpers. Während sich ihre klassische Analyse auf die Signaltypen periodisch und aperiodisch beschränkt, baut die moderne Auswertetechnik auf dem Typ des Zufallssignals auf. Ein derartiges Signal kann in rein deterministische und in rein stochastische Bestandteile zerlegt werden, bei den klassischen Signaltypen fehlt ein stochastischer Anteil völlig. Die Korrelationsfunktion bildet die neuartige Auswertegröße. Sie ist die geeignete Größe, da sich für alle drei Signaltypen ein charakteristisches Spektrum ergibt, während sich für das rein stochastische Signal selbst keine konkrete Abhängigkeit mehr angeben läßt. Für die vertikale Komponente der Schwerkraft, die Schwerestörung  $\delta g$ , wurde die skizzierte verallgemeinerte Auswertetechnik bereits von MUNDT [1969] weitgehend vollständig ausgearbeitet. Globale und regionale Homogenitäts- und Isotropietests liegen für  $\delta g$  numerisch vor.

Demgegenüber fehlt eine verallgemeinerte Analyse der horizontalen Komponente der Schwerkraft, der Lotabweichungen  $\xi$  und  $\eta$ . Im Unterschied zum skalaren Feld  $\delta g$  stellt das Feld der Lotabweichungen  $\xi$  und  $\eta$  ein vektorielles Feld dar, wodurch die Analyse komplizierter, aber auch bezüglich Details aussagekräftiger wird. Die Grundlage einer verallgemeinerten Interpretation von Lotabweichungssignalen bildet die zweistufig tensorielle Korrelationsfunktion der  $\xi$ - und  $\eta$ -Komponenten. Um in ihr die Anteile global, regional und lokal trennen zu können, muß zunächst ihr globales statistisches Verhalten bekannt sein. Ein diesem Zweck dienender globaler Isotropietest von Lotabweichungsverteilungen scheiterte bisher an einem geeigneten Konzept für isotrope Vektorfelder und ihrer statistischen Struktur [HEITZ 1969, OBENSON 1970]. Eine solche Struktur ist aber nach Ergebnissen der Strömungsmechanik, der Turbulenztheorie und der Plasmaphysik in Form der TAYLOR-KARMAN-Zerlegung des zweistufigen Korrelationstensors in Längs- und Querkorrelation gegeben.

Die nachfolgenden Rechnungen haben zum Ziel, die Anwendbarkeit der TAYLOR-KARMAN-Zerlegung im Lotabweichungsfeld zu testen und insbesondere herauszufinden, ob sich geophysikalisch interessante Vorzugsrichtungen im Lotabweichungsfeld ausprägen. Zunächst wird dazu die Korrelationsfunktion der Lotabweichungen aus der Korrelationsfunktion der Schwereanomalien hochgerechnet. Wir gewinnen das Ergebnis, daß sich die Korrelationsfunktion der Lotabweichungen nach TAYLOR-KARMAN zerlegen läßt, falls sich die Korrelationsfunktion der Schwereanomalien statistisch isotrop verhält. Ein derartiges statistisches Verhalten der Schwereanomalien ist aber bei KAULA [1959, 1966] belegt. Der theoretische Befund wird hier experimentell durch eine Richtungsanalyse von 15000 Lotabweichungsprodukten anhand von Beobachtungen auf 160 Stationen des westdeutschen Hauptdreiecksnetzes erster Ordnung geprüft und bestätigt. Ein globales Lotabweichungsfeld besitzt demnach TAYLOR-KARMAN-Struktur. Für diese statistisch isotropen Verhältnisse werden abschließend Invariante als mittlere Korrelationen, Korrelationsellipsen und -hyperbeln berechnet.

Sie machen eine statistische Analyse von Vektorfeldern erst vollständig. Anhang 1 referiert die grundlegende theoretische Hochrechnung von Schwerekorrelationen auf Lotabweichungskorrelationen; Anhang 2 bringt eine kurze Herleitung der entscheidend wichtigen TAYLOR-KARMAN-Formel.

Teil II dieser Arbeit wird die Abweichungen vom isotropen Verhalten astrogeodätisch bestimmter Lotabweichungen Westdeutschlands analysieren und sie als Effekte zweiter Ordnung den hauptsächlichlichen Bruchzonen der Kruste zuordnen.

## 2. Gravimetrische und astrogeodätische Korrelationsanalyse von Lotabweichungen

Grundlage einer gravimetrischen Berechnung von Lotabweichungen  $s_i(\mathbf{r}) = \{\xi(\mathbf{r}), \eta(\mathbf{r})\}$  aus Schwereanomalien  $\Delta g(\mathbf{r})$  ist die VENING-MEINESZ-Formel.

$$s_i(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\pi g_0} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\mathbf{r}' \frac{x_i - x'_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \Delta g(\mathbf{r}') \quad (2.1)$$

In ihrer ebenen Form 2(1) bedeutet  $g_0$  die mittlere Schwere,  $x_1$  ist wie  $\xi$  nördlich,  $x_2$  wie  $\eta$  östlich orientiert. Wie im Anhang 1 gezeigt wird, läßt sich aus diesem Signalzusammenhang  $s_i[\Delta g(\mathbf{r})]$  der Tensor zweiter Stufe der Lotabweichungskorrelationen  $\tilde{\Phi}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = E\{s_i(\mathbf{r})s_j(\mathbf{r}')\}$  aus der Korrelationsfunktion  $\Phi_{gg}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = E\{\Delta g(\mathbf{r})\Delta g(\mathbf{r}')\}$  der Schwereanomalien bestimmen. Der Zweipunktensor  $\tilde{\Phi}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  besteht aus den Komponenten  $\tilde{\Phi}_{\xi\xi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ ,  $\tilde{\Phi}_{\eta\eta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  der Autokorrelationen und  $\tilde{\Phi}_{\xi\eta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  und  $\tilde{\Phi}_{\eta\xi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  der Kreuzkorrelationen und ist im allgemeinen unsymmetrisch.

$$\tilde{\Phi}_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{1}{g_0^2} \frac{k_i k_j}{k^2} \tilde{\Phi}_{gg}(\mathbf{k}) \quad (2.2)$$

$\tilde{\Phi}_{ij}(\mathbf{k})$  bzw.  $\tilde{\Phi}_{gg}(\mathbf{k})$  ist die FOURIERDARSTELLUNG von  $\tilde{\Phi}_{ij}(\mathbf{r})$  bzw.  $\Phi_{gg}(\mathbf{r})$  im Raum der Wellenvektoren  $\mathbf{k}$ . An 2(2) läßt sich unmittelbar ablesen, daß im Falle einer statistisch isotropen Korrelationsfunktion der Schwereanomalien ein statistisch isotropes Vektorfeld von Lotabweichungen resultiert. Das wesentliche Ergebnis folgt direkt aus der TAYLOR-KARMAN-Zerlegung von Korrelationstensoren für statistisch isotrop verteilte Vektoren, die in Anhang 2 skizziert ist. Legen wir insbesondere die Korrelationsfunktion anomaler Schwerewerte in Form eines zweidimensionalen homogenen MARKOV-Prozesses zugrunde, so lassen sich die für ein statistisch isotropes Vektorfeld typischen Längs- und Querkorrelationen  $\Omega(r)$  und  $\psi(r)$  und der Zweipunktensor  $\Phi_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  analytisch exakt angeben.

$$\Phi_{gg}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sigma_g^2 \frac{r}{d} K_1\left(\frac{r}{d}\right) \quad (2.3)$$

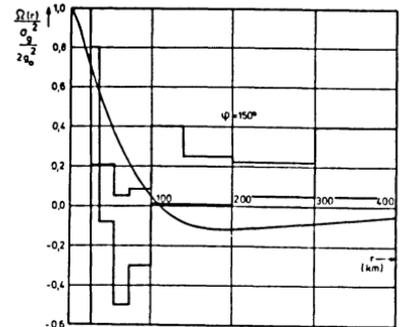
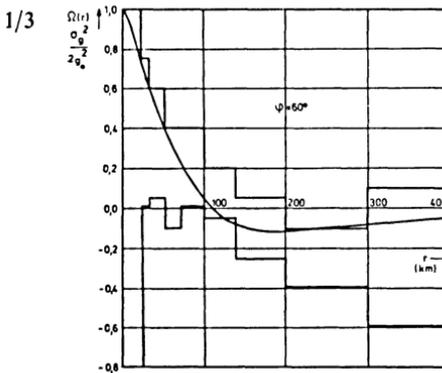
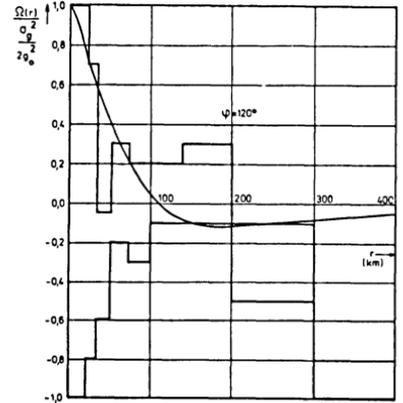
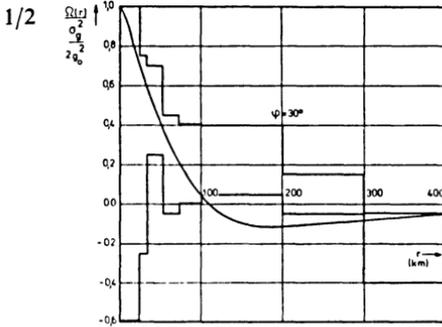
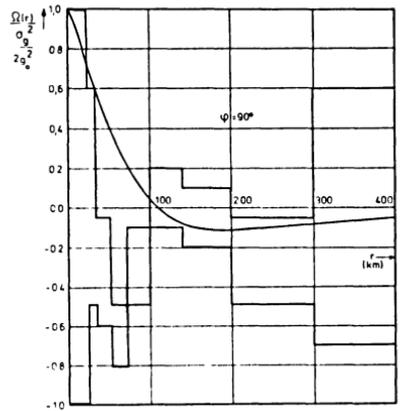
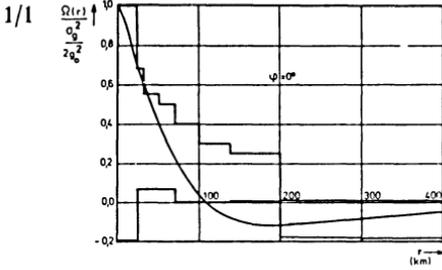
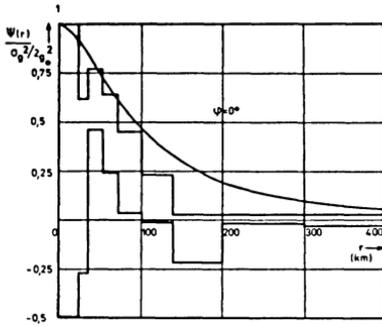
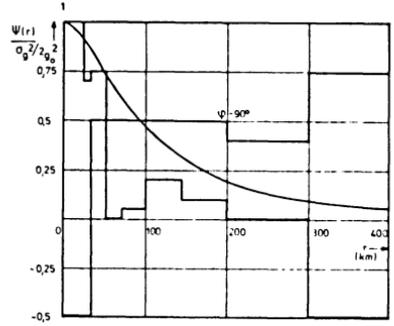


Abb. 1: Astrogeodätische Längskorrelation von Lotabweichungen in Konfidenzintervallen für 6 Winkellagen im Vergleich zur gravimetrischen Längskorrelation (stetige Kurve)  
Astrogeodetic longitudinal correlations of vertical deflections in confidence intervals for 6 different directions compared with gravimetric longitudinal correlations (closed curve)

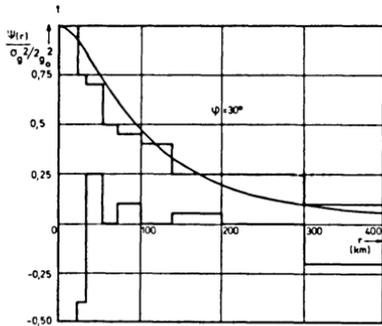
2/1



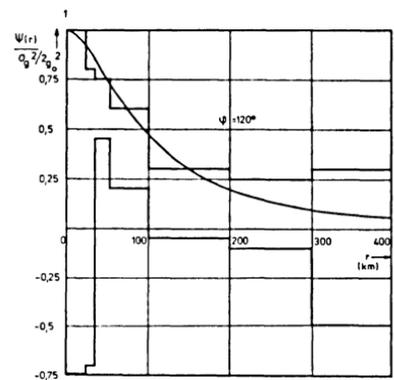
2/4



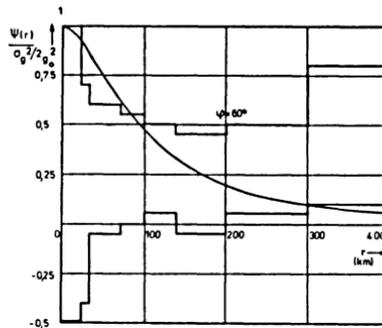
2/2



2/5



2/3



2/6

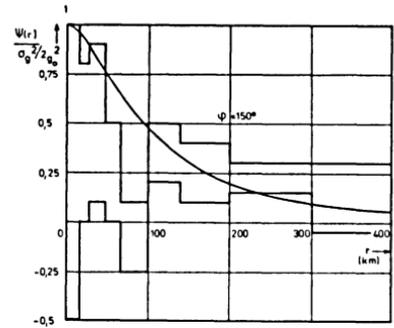


Abb. 2: Astrogeodätische Querkorrelation von Lotabweichungen in Konfidenzintervallen für 6 Winkellagen im Vergleich zur gravimetrischen Querkorrelation (stetige Kurve)  
 Astrogeodetic lateral correlations of vertical deflections in confidence intervals for 6 different directions compared with gravimetric lateral correlations (closed curve)

Die Korrelationsfunktion anomaler Schwerewerte ist mit  $r=|r-r'|$ , der Varianz  $\sigma_g^2$  der Schwerewerte, der modifizierten BESSEL-Funktion zweiter Art und erster Ordnung  $K_1$  und der charakteristischen Länge  $d$  eindeutig festgelegt. Die charakteristische Länge muß aus einer experimentellen Analyse der Korrelationsfunktion von Schwerewerten, nach KAULA [1959] zu etwa  $d=48$  km, bestimmt werden. Die Korrelationsfunktion  $\Phi_{gg}(r)$  in der topologischen Struktur 2(3) paßt sich so dem Meßbefund auszeichnet an.

Innerhalb der Theorie stochastischer Prozesse wurde eine Korrelationsfunktion skalarer, zweidimensional verteilter Signale in der Form 2(3) erstmals von WHITTLE [1954] hergeleitet. Bemerkenswert ist die gegenüber einem eindimensionalen MARKOV-Prozeß mit einer Korrelationsfunktion  $\sigma_g^2 \exp(-r/d)$  stark veränderte Struktur.

$$\left. \begin{aligned} \Omega(r) &= -\frac{4d^2}{r^2} + 2K_0\left(\frac{r}{d}\right) + \frac{4d}{r}K_1\left(\frac{r}{d}\right) + 2\frac{r}{d}K_1\left(\frac{r}{d}\right) \\ \psi(r) &= \frac{4d^2}{r^2} - 2K_0\left(\frac{r}{d}\right) - \frac{4d}{r}K_1\left(\frac{r}{d}\right) \\ \Phi_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \frac{\sigma_g^2}{2g_0^2} \left\{ \left[ \frac{4d^2}{r^2} - 2K_0\left(\frac{r}{d}\right) - \frac{4d}{r}K_1\left(\frac{r}{d}\right) \right] \delta_{ij} - \right. \\ &\quad \left. - 2 \left[ \frac{4d^2}{r^2} - 2K_0\left(\frac{r}{d}\right) - \left(\frac{4d}{r} + \frac{r}{d}\right)K_1\left(\frac{r}{d}\right) \right] \frac{\Delta x_i \Delta x_j}{r^2} \right\} \end{aligned} \right| \quad (2.4)$$

Längs- und Querkorrelationen – nach 2(4) Funktionen der modifizierten BESSEL-Funktion zweiter Art nullter und erster Ordnung  $K_0(r)$  und  $K_1(r)$  – sind in Abb. 1 und Abb. 2 als stetige Kurven dargestellt. Folgend ist zu prüfen, ob tatsächlich Lotabweichungen ein statistisch isotropes Vektorfeld darstellen, auf das die TAYLOR-KARMAN-Zerlegung angewendet werden darf. Ein derartiges Ergebnis legt die gravimetrische Analyse nahe.

Grundlage eines Testes bildeten auf 159 Stationen des westdeutschen Hauptdreiecksnetzes astrogeodätisch im „Europäischen Datum 1950“ bestimmte Lotabweichungen, die beispielsweise bei HEITZ [1969] tabelliert sind. Für Winkellagen von  $\varphi=0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  und  $150^\circ$  wurden jeweils Längs- und Querkorrelationen der Lotabweichungskomponenten berechnet und insgesamt 15000 Produktsummen in den Entfernungsklassen 0–30 km, 30–50 km, 50–70 km, 70–100 km, 100–140 km, 140 bis 200 km, 200–300 km und 300–400 km ausgewertet. Für den hier vorgelegten pauschalen Überblick wurde der Test  $\Phi_{12}(r)=\Phi_{21}(r)=0$  in Profilrichtung zunächst nicht verwandt. Die Ergebnisse der einzelnen Korrelationskoeffizienten sind je nach Winkellage in Abb. 3 und Abb. 4 skizziert. Alle Werte wurden auf die Korrelation Eins für Lag Null über die Varianz normiert. Die mittleren Fehler der Lotabweichungskomponenten schwanken je nach Stichprobenumfang zwischen rund 3'' und 4''. Von einer Trendanalyse wurde bewußt abgesehen, eine Mittelwertzentrierung homogenisierte das Meßmaterial.

Eine detaillierte Aussage ermöglichen die in Abb. 1 und Abb. 2 skizzierten Konfidenzintervalle zu den jeweiligen Korrelationskoeffizienten, die für eine Irrtumswahrscheinlichkeit von 5% nach üblichen Testmethoden berechnet wurden. Der Vergleich mit der stetigen „hochgerechneten“ Längs- und Querkorrelation aus gravimetrischen Messungen und astrogeodätisch fixierten Korrelationen fällt außerordentlich übereinstimmend aus. Der signifikante Nulldurchgang der Längskorrelation läßt sich experimentell bestätigen. Von einzelnen, an anderer Stelle analysierten Abweichungen zwischen theoretischen und experimentellem Ergebnis abgesehen, passen alle Halbwertsbreiten sehr genau zueinander. Lotabweichungen sind demnach global isotrop verteilt, die TAYLOR-KARMAN-Zerlegung kann ohne Einschränkung angewandt werden.

### 3. Mittlere Korrelationen

Im allgemeinen besteht der Korrelationstensor der Lotabweichungen aus vier Komponenten. Eine Frage der Praxis ist dagegen die Repräsentation einer derartigen Korrelation in einer einzigen Zahl. So reicht für Aufgaben der Trägheitsnavigation eine *mittlere* Korrelation völlig aus. Dazu muß über die Winkelabhängigkeit des zweistufigen Tensors der Lotabweichungskorrelation, wie bei GRAFAREND [1970a, b, c] dargestellt, gemittelt werden. Als Ergebnis findet man einmal die durch zwei geteilte Spur des Korrelationstensors, zum anderen seine Determinante. Gleichzeitig sind diese Mittel Fundamentalvarianten in einem HILBERTSchen System, die ihren Wert bei einer Drehung des Koordinatensystems nicht verändern.

$$I_1 = \frac{tr \Phi_{ij}}{2}, \quad I_2 = \det \Phi_{ij} \quad (3.1)$$

Für einen Korrelationstensor in TAYLOR-KARMAN-Form entsprechen mittlere Korrelationen gerade dem arithmetischen und dem geometrischen oder logarithmischen Mittel von Längs- und Querkorrelation.

$$\left. \begin{aligned} I_1(r) &= \frac{\psi(r) + \Omega(r)}{2} = \frac{r}{d} K_1 \left( \frac{r}{d} \right) \\ I_2(r) &= \psi(r) \Omega(r) = 2 \frac{r}{d} K_1 \left( \frac{r}{d} \right) \left[ \frac{4d^2}{r^2} - 2K_0 \left( \frac{r}{d} \right) - \right. \\ &\quad \left. \frac{4d}{r} K_1 \left( \frac{r}{d} \right) \right] - \left[ \frac{4d^2}{r^2} - 2K_0 \left( \frac{r}{d} \right) - \frac{4d}{r} K_1 \left( \frac{r}{d} \right) \right]^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

Die Invarianten  $I_1$  und  $I_2$  sind jeweils normiert auf  $(2g_0^2)^{-1}$  und  $\sigma_0^4(2g_0^2)^{-2}$ . Wie ersichtlich, entspricht die normierte mittlere Korrelation  $I_1(r)$  genau der normierten Korrelationsfunktion der Schwereanomalien. Für eine pauschale Analyse der Korrelation von Lotabweichungen reicht also eine entsprechende Auswertung von Schwere-

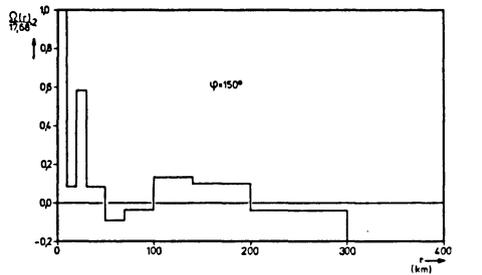
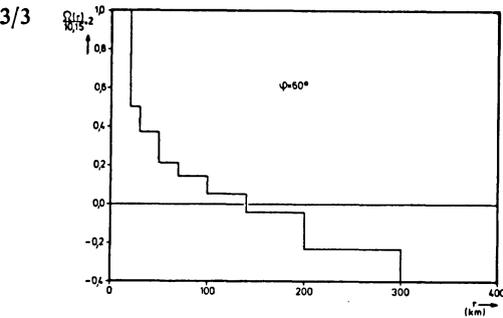
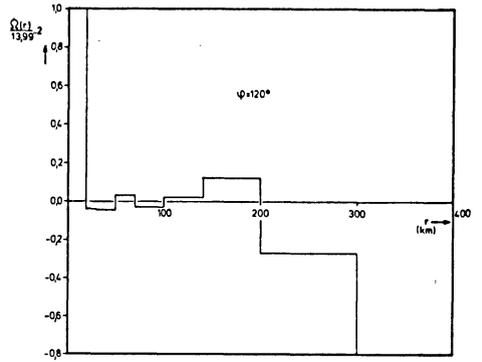
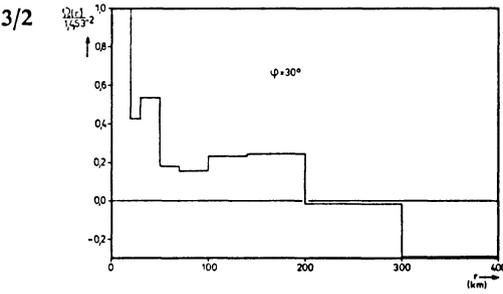
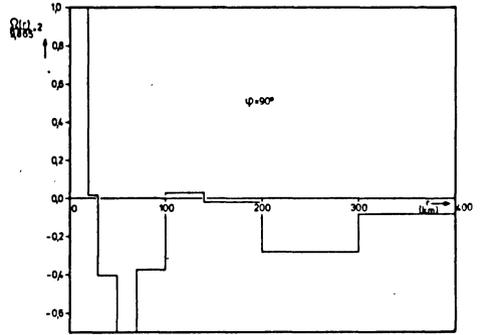
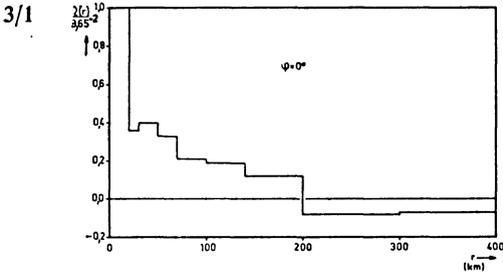
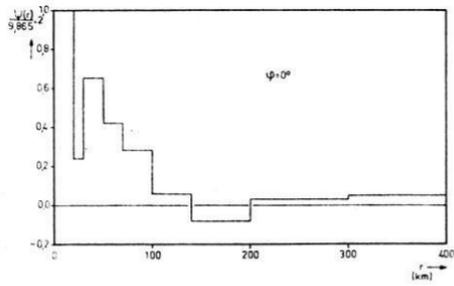
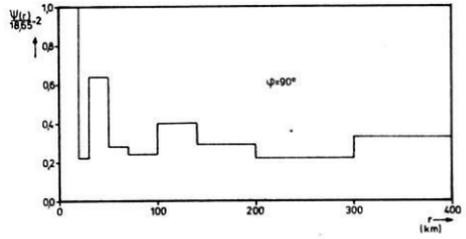


Abb. 3: Längskorrelationen für Winkellagen  
 $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$

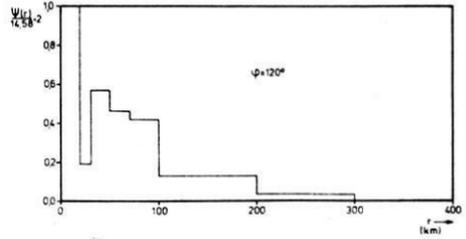
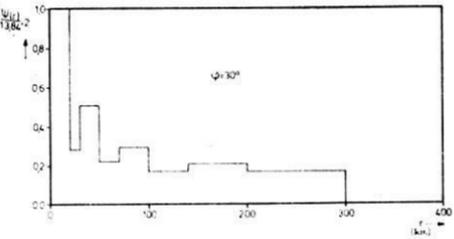
Longitudinal correlations for directions  
 $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$



4/4



4/5



4/6

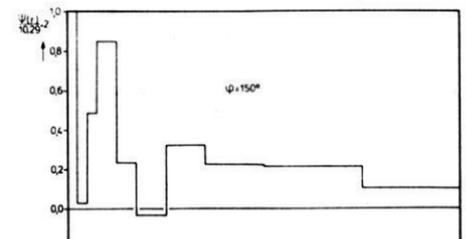
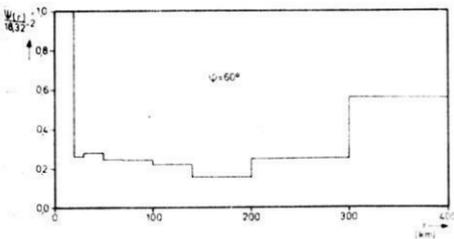


Abb. 4: Querkorrelationen für Winkellagen  $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$

Lateral correlations for directions  $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$

korrelationen völlig aus. Eine derartige Relation ist insbesondere für eine geophysikalische Interpretation von Lotabweichungskorrelationen bedeutsam.

$$I_1(r) = \frac{1}{2} tr \langle \Phi_{ij}(r, r') \rangle = -\frac{\Phi_{gg}\left(\frac{r}{d}\right)}{2g^2} \tag{3.3}$$

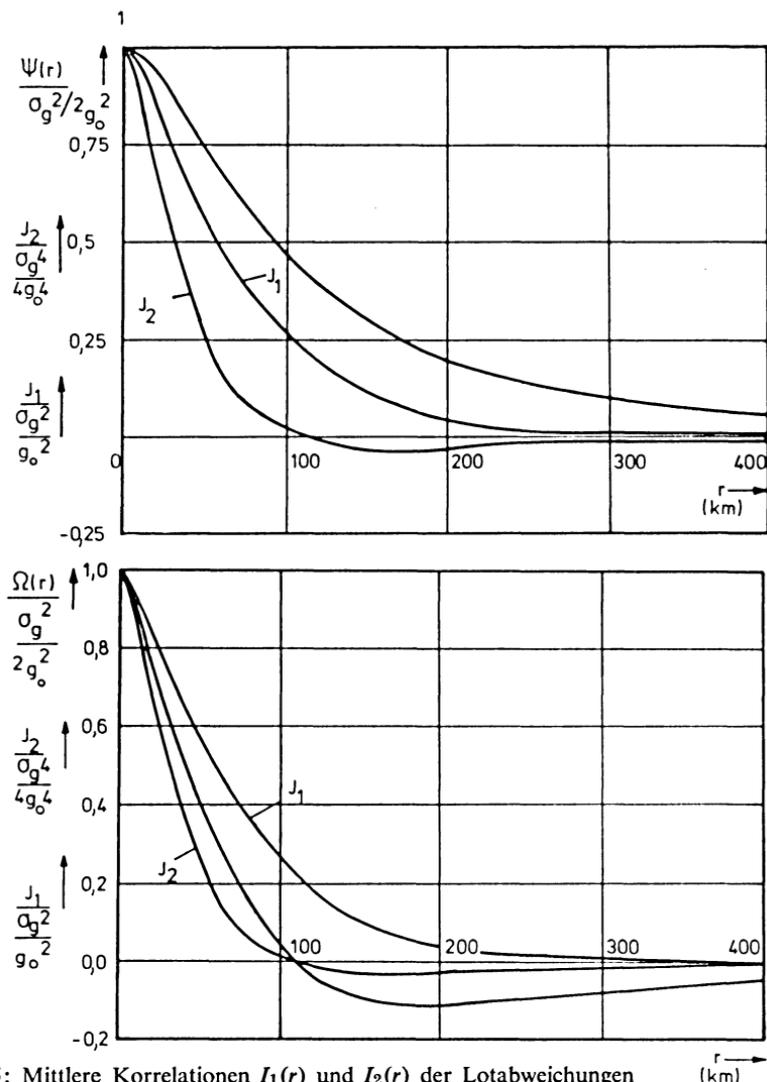


Abb. 5: Mittlere Korrelationen  $I_1(r)$  und  $I_2(r)$  der Lotabweichungen  
 Mean correlations  $I_1(r)$  and  $I_2(r)$  of vertical deflections

Abb. 5 vermittelt ein Bild der mittleren Korrelationen  $I_1(r)$  und  $I_2(r)$  im Vergleich zur Längs- und Querkorrelation  $\Omega(r)$  und  $\psi(r)$ .

**4. Korrelationsellipsen und -hyperbeln**

Führt man für den Korrelationstensor  $\Phi_{ij}(r, r')$  in TAYLOR-KARMAN-FORM eine Hauptachsentransformation durch, so findet man die Hauptachsenwerte  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  identisch der Quer- und der Längskorrelation. Der Hauptachsenwinkel beträgt direkt  $\varphi$ . Wie die vorherigen Rechnungen zeigen, verläuft die Querkorrelation stets im Positiven, dagegen schneidet die Längskorrelation die Abszisse im Punkt  $r_{krit}$ .

$$\lambda_1 = \psi(r), \quad \lambda_2 = \Omega(r) \tag{4.1}$$

Es ist deshalb sinnvoll,  $\lambda_2$  wie folgt zu zerlegen.

$$\lambda_2(r) = \begin{cases} > 0 \text{ für } 0 \leq r \leq r_{krit} \\ < 0 \text{ für } r_{krit} < r < \infty \end{cases} \tag{4.2}$$

$$\frac{x^2}{\lambda_1} + \frac{y^2}{\lambda_2} = 1 \tag{4.3}$$

Die charakteristische Fläche 4(3) ist deshalb für  $r \leq r_{krit}$  eine Korrelationsellipse, für  $r > r_{krit}$  eine Korrelationshyperbel. Abb. 6 stellt dazu die Korrelationsverhältnisse zwischen zwei Punkten  $r$  und  $r'$  graphisch dar.

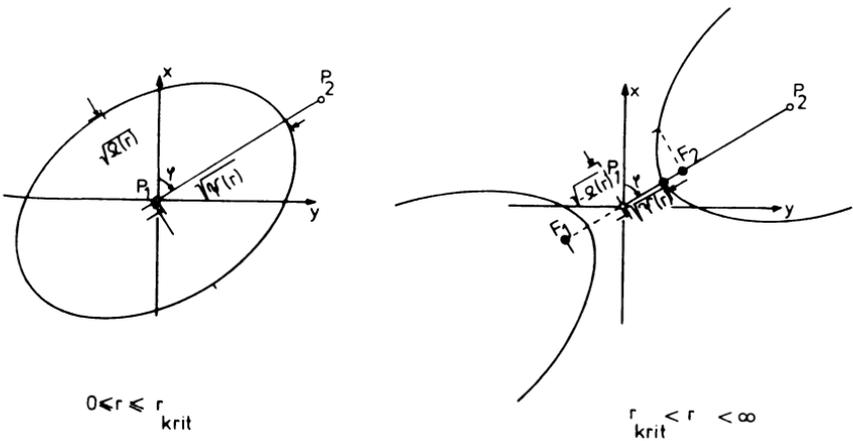


Abb. 6: Korrelationsflächen für  $r \leq r_{krit}$  und  $r > r_{krit}$   
 Correlation diagrams for  $r \leq r_{krit}$  and  $r > r_{krit}$

## Anhang 1

Wir skizzieren, wie sich aus der ebenen VENING-MEINESZ-Formel der Korrelations-tensor der Lotabweichungen aus der Korrelationsfunktion der Schwereanomalien be-rechnen läßt. Derartige Rechnungen führten erstmals SHAW, PAUL und HENRIKSON [1969] explizit durch.

Für ein Funktional der Form

$$s_i(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^n \mathbf{r}' f_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}') g(\mathbf{r}') \quad (\text{A } 1.1)$$

lautet die FOURIERtransformierte, statistisch homogene Korrelationsfunktion

$$\tilde{\Phi}_{ij}(\mathbf{k}) = \tilde{f}_i(\mathbf{k}) f_j^*(\mathbf{k}) \tilde{\Phi}_{gg}(\mathbf{k}) \quad (\text{A } 1.2)$$

Der Beweis von A1(2) gelingt nach FOURIER-Transformation von A1(1) und zwei-maliger Faltung. Angewandt auf unser Problem lautet die Kernfunktion des Funktio-nals  $f_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = -(2\pi g_0^{-1} |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-3} (x_i - x_i'))$ . Mit der Tafel [GROEBNER/HOFREITER 1950, Seite 144 und 196] lassen sich die erforderlichen Integrationen analytisch exakt aus-werten. [GRAFAREND 1971]

$$\tilde{f}_i(\mathbf{k}) = -\frac{1}{2\pi g_0} \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy \frac{x_i}{|\mathbf{r}|^3} \exp[-i(k_x x + k_y y)] \quad (\text{A } 1.3)$$

$$\tilde{f}_x(\mathbf{k}) = -\frac{1}{2\pi g_0} \int_0^{\infty} dr \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\cos \varphi}{r} \exp[-ir(k_x \cos \varphi + k_y \sin \varphi)] \quad (\text{A } 1.4)$$

$$\tilde{f}_y(\mathbf{k}) = -\frac{1}{2\pi g_0} \int_0^{\infty} dr \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\sin \varphi}{r} \exp[-ir(k_x \cos \varphi + k_y \sin \varphi)]$$

$$\tilde{f}_i(\mathbf{k}) = -\frac{i}{g_0} \frac{k_i}{k}, \quad \tilde{f}_j^*(\mathbf{k}) = +\frac{i}{g_0} \frac{k_j}{k} \quad (\text{A } 1.5)$$

## Anhang 2 (Taylor-Karman-Zerlegung)

Die statistischen Begriffe Homogenität und Isotropie im weiteren Sinne werden auf Grund von Invarianzeigenschaften der Verteilungsfunktion von Lotabweichungen  $f\{s_i(\mathbf{r})\}$  und  $f\{s_i(\mathbf{r})s_j(\mathbf{r}')\}$  definiert. Sind die Wahrscheinlichkeitsdichten  $f\{s_i(\mathbf{r})\}$  und  $f\{s_i(\mathbf{r})s_j(\mathbf{r}')\}$  translationsinvariant, so spricht man von Homogenität, im Falle der In-varianz gegenüber der vollständigen Rotationsgruppe (Rotationen und Spiegelungen) von Isotropie. Eine Folge einer angenommenen statistischen Homogenität sind Kon-stanz des Mittelwertvektors  $E\{s_i(\mathbf{r})\}$  und Abhängigkeit der Kovarianzfunktion  $E\{s_i(\mathbf{r})s_j(\mathbf{r}')\} = \Phi_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \Phi_{ij}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  von  $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ . Um zu analysieren, welche Konse-

quenzen die Annahme von Homogenität und Isotropie auf die Kovarianzfunktion hat, bilden wir als Skalar die quadratische binäre Form  $\Phi(e_i, e_j', \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ .

$$\Phi = e_i e_j, E \{s_i(\mathbf{r}) s_j(\mathbf{r}')\} \quad (\text{A 2.1})$$

Sie entsteht durch Multiplikation des Signalterms  $s_i(\mathbf{r})$  am Ort  $\mathbf{r}$  mit dem Einheitsvektor  $e_i$  und des Signalterms  $s_j(\mathbf{r}')$  mit dem Einheitsvektor  $e_j'$  am Ort  $\mathbf{r}'$ . In der Folge behalten wir Striche an den Indices bei, um jeweils zu betonen, an welchem Punkt der Einheitsvektor angreift.  $\Phi()$  soll nun gegenüber linearen Transformationen invariant sein. Diese Voraussetzung wird erfüllt, wenn  $\Phi()$  nur von den Fundamentalinvarianten der vorkommenden Vektoren abhängt. Wie in der Invariantentheorie gezeigt wird, sind dies folgende Fundamentalinvarianten:

$$e \cdot e', e \cdot \mathbf{r}, e' \cdot \mathbf{r}', \mathbf{r} \cdot \mathbf{r}', r^2, r'^2 \quad (\text{A 2.2})$$

speziell für statistisch homogene Verhältnisse

$$e \cdot e', e \cdot \Delta x, e' \cdot \Delta x, \Delta x^2 \quad (\text{A 2.3})$$

Der Invarianzbedingung läßt sich mit einer homogenen bilinearen Funktion der Basisinvarianten Rechnung tragen.

$$\Phi(e_i, e_j', x_i - x_j') = A(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)(\Delta x_i e_i)(\Delta x_j e_j') + B(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) e_i e_j' \delta_{ij} \quad (\text{A 2.4})$$

A2(4) in A2(1) ergibt für  $E\{s_i(\mathbf{r}) s_j(\mathbf{r}')\} = \Phi_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  für das Postulat von Homogenität und Isotropie die Struktur von [TAYLOR 1935] und [KARMAN und HOWARTH 1938].

$$\Phi_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \Phi_{ij}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = A(r) \Delta x_i \Delta x_j + B(r) \delta_{ij} \quad (\text{A 2.5})$$

Die Koeffizienten  $A(r)$  und  $B(r)$  lassen sich durch die Begriffe Längs- und Querkorrelation ausdrücken. Wir orientieren dazu das Koordinatensystem entsprechend Abb. 7 so, daß  $\Delta x_1 = r, \Delta x_2 = 0$ . Die Korrelation der bezüglich  $\Delta x_1$  parallelen Komponenten nennen wir Längskorrelation  $E\{\xi_p \xi_p\} = \Phi_{pp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \Phi_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \Omega(r)$  und der bezüglich  $\Delta x_1$  normalen Komponenten Querkorrelation  $E\{\xi_n \xi_n\} = \Phi_{nn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \Phi_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \psi(r)$ . Die gemischte Komponente  $\Phi_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \Phi_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  ergibt sich zu Null.

$$\left. \begin{aligned} \Phi_{11}(r) &= \Omega(r) = r^2 A(r) + B(r) \\ \Phi_{22}(r) &= \psi(r) = B(r) \\ \Phi_{12}(r) &= \Phi_{21}(r) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A 2.6})$$

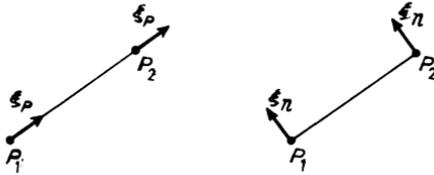


Abb. 7: Zur Definition von Längs- und Querkorrelation  
Longitudinal and lateral correlation

A2(6) in A2(5) ergibt die gewöhnlich als TAYLOR-KARMAN-Relation bezeichnete Formel.

$$\Phi_{ij}(r, r') = \psi(r) \delta_{ij} + [\Omega(r) - \psi(r)] \frac{\Delta x_i \Delta x_j}{r^2} \quad (\text{A } 2.7)$$

Um die für isotrope Situationen zunächst erstaunliche Winkelabhängigkeit deutlicher hervortreten zu lassen, stellen wir die TAYLOR-KARMAN-Formel im Polarkoordinatensystem  $r, \varphi$  dar.

$$\left. \begin{aligned} \Phi_{\xi\xi}(r, \varphi) &= \psi(r) + [\Omega(r) - \psi(r)] \cos^2 \varphi \\ \Phi_{\xi\eta}(r, \varphi) &= \Phi_{\eta\xi}(r, \varphi) = [\Omega(r) - \psi(r)] \sin \varphi \cos \varphi \\ \Phi_{\eta\eta}(r, \varphi) &= \psi(r) + [\Omega(r) - \psi(r)] \sin^2 \varphi \end{aligned} \right\} \quad (\text{A } 2.8)$$

### Literatur

- GRAFAREND, E.: Die Genauigkeit eines Punktes im mehrdimensionalen Euklidischen Raum, Deutsche Geodätische Kommission bei der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, Heft C 153, München 1970a
- GRAFAREND, E.: Zur Wahrscheinlichkeitstheorie des Helmertschen Punktfehlers, Öster. Z. Vermessungswesen 58, 33, 1970b
- GRAFAREND, E.: Statistische Modelle zur Prädiktion von Lotabweichungen, Tagungsheft „Physik der Erde“, Potsdam 1970c und Vermessungstechnik 19, 66, 1971
- GRAFAREND, E.: Comments to the article of L. Shaw, I. Paul and P. Henrikson, J. Geophys. Res. 76, 627, 1971
- GRÖBNER, W. und N. HOFREITER: Integraltafel, Wien 1950
- HEITZ, S.: Eine astronomisch-geodätische Geoidbestimmung für Westdeutschland, Deutsche Geodätische Kommission bei der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, Heft B 167, München 1969
- KARMAN, T. und L. HOWARTH: On the statistical theory of isotropic turbulence, Proc. Roy. Soc. A164, 917, 1938

- KAULA, W.M.: Statistical and harmonic analysis of gravity, *J. Geophys. Res.* 64, 2401, 1959
- KAULA, W.M.: Global harmonic and statistical analysis of gravimetry, *Am. Geophys. Union, Geophys. Monograph* 9 (1966) 58
- MUNDT, W.: Statistische Analyse geophysikalischer Potentialfelder hinsichtlich Aufbau und Struktur der tieferen Erdkruste, *Deutsche Akademie der Wissenschaften*, Berlin 1969
- OBENSON, G.F.: The covariance matrix for deflections of the vertical and undulations based on actual gravity data, report no. 9, *Ohio State University*, Columbus 1970
- SHAW, L., I. PAUL and P. HENRIKSON: Statistical models for the vertical deflection from gravity-anomaly models, *J. Geophys. Res.* 74, 4259, 1969
- TAYLOR, G.I.: Statistical theory of turbulence, *Proc. Roy. Soc. A* 151, 1935
- WHITTLE, P.: On stationary processes in the plane, *Biometrika* 41, 434, 1954



## Vertical Gradients of Gravity for Areal Density Contrast Exploration

S. THYSSEN-BORNEMISZA, New York<sup>1)</sup> and W.R. JACOBY, Ottawa<sup>2)</sup>

Eingegangen am 22. Oktober 1970

*Summary:* Making use of an improved technique to measure vertical gradients of gravity in the field the obtained results are analyzed for a possible reliable interpretation. The striking feature of observed gradients is their erratic behaviour caused by strong and short-wavelength surface density variation. Exact interpretation of results is difficult but in special cases additional vertical gradient measurements could provide important information in connection with gravity surveys or even other prospecting methods.

*Zusammenfassung:* Es wird eine verbesserte Methode benutzt, um vertikale Schweregradienten im Felde zu bestimmen. Die erhaltenen Messergebnisse wurden analysiert, um eine zuverlässige Interpretation zu ermöglichen. Häufig waren die beobachteten Vertikalgradienten durch enge oberflächennahe Dichteschwankungen zu stark gestört, um mit den vorhandenen relativen Schwerewerten kombiniert zu werden. Deshalb ist eine zuverlässige Interpretation kaum möglich, es sei denn in besonderen Fällen, wenn der individuelle Stationsabstand eng genug ist oder starke lokale Dichteanomalien nahe der Oberfläche vorliegen.

Density variations of the surficial lithology, e.g. of the weathered zone, can be discovered with the aid of the vertical gravity gradient, observed with the two-level gravimeter technique. The technique was tested as early as 1944 and has recently been improved considerably (THYSSEN-BORNEMISZA 1944, 1970). A hydraulically operated up-down system is mounted on a light truck. A La Coste & Romberg microgal gravimeter is read at two levels with vertical separation of  $H \approx 1.5$  m. Single observations are generally accomplished within three minutes. A protective arrangement against environmental effects minimizes the influence of instability which previously caused difficulties (THYSSEN-BORNEMISZA and STACKLER 1956). More details of this improved twolevel gravimeter technique are to be presented elsewhere.

With this method the vertical gradient can be obtained at any point of an area accessible by a light truck, while previously gradient measurements were often restricted to

<sup>1)</sup> Dr. S. THYSSEN-BORNEMISZA, Independent Geoscientist, Mayflower Hotel, New York, N. Y. 10023, U.S.A.

<sup>2)</sup> Dr. W.K. JACOBY, Seismology Division, Earth Physics Br., Dept. of Energy, Mines & Recources, Ottawa 3, Canada.

large vertical intervals in high buildings, mine shafts, boreholes or from correlated aerial, sea surface and/or sea bottom gravity surveys (THYSSEN-BORNEMISZA 1966a, b, 1965). Thus corrections for the effects of the buildings or surrounding rock mass are avoided. Moreover, the short observation distance close to the ground renders the effects of relatively flat terrain negligible, if the immediate station surroundings ( $\leq 3$  m) are flat. On the other hand, the accuracy or resolution is restricted by the short interval to  $\pm 3 \mu\text{gal/m}$ , as determined from repeated observations. The station spacing should usually be relatively small and adapted to the particular geological problem (GOTTSCHALK 1970; HAMMER 1970).

It is well known that gravity gradients, caused by shallow "local" sources are relatively enhanced against those caused by "regional" sources. This may facilitate the separation of "local" and "regional" fields (ROMBERG 1956/57). For a given station-source configuration the gradients are independent of the scale, gravity is proportional to the scale. Hence, under certain assumptions about the station-source configuration and an idealized shape of the source, the gravity gradient is a direct measure of the causative density contrast and the gravity effect itself could then give the source dimensions. These points are theoretically true for gravity gradients in any direction. However, the present technique with a station pair along the vertical appears to have practical advantages; the distance between both stations is exactly and quickly repro-

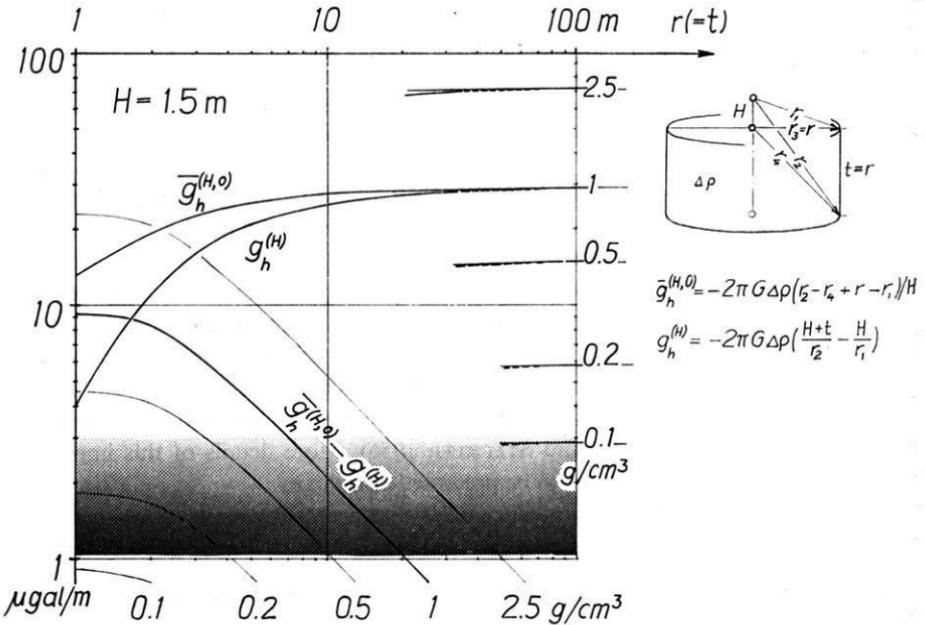


Fig. 1: Mean and true vertical gradient above the plotted cylinder model in relation to model dimensions

duceable. The average horizontal gradient could not be established with less than three stations (instead of two) and would require a more tedious observational procedure (THYSSEN-BORNEMISZA and STACKLER 1962).

The present method gives the average gradient anomaly

$$\bar{g}_h^{(H, 0)} = \Delta g^{(H, 0)} / H - g_h(\text{normal})$$

between the stations at height  $H \approx 1.5$  m and 0;  $\bar{g}_h^{(H, 0)}$  approaches the true gradient anomaly  $g_h^{(H)}$  (same location, height  $H$ ) if the typical source dimension  $r \gg H$ . For the special case of Figure 1,  $\bar{g}_h^{(H, 0)} \approx g_h^{(H)}$  if  $r = t \gtrsim 20$  m for  $\Delta p = 2.5/\text{cm}^3$ ; a density contrast  $\Delta p \approx 0.1$  g/cm<sup>3</sup> would be the threshold of detectibility for this particular station-source configuration. Table 1 shows that the variation of  $\bar{g}_h^{(H, 0)}$  with various idealized shapes is only moderate; in all cases considered the difference  $\bar{g}_h^{(H, 0)} - g_h^{(H)}$  falls below the instrument resolution if  $r \gtrsim 30$  m for  $\Delta p = 1$  g/cm<sup>3</sup>. A two-dimensional step (directly below the surface,  $t \gg H$ ) would have an effect approaching  $\pm \pi G \cdot \Delta p \approx \pm 21$   $\mu\text{gal}/\text{m}$  for  $\Delta p = 1$  g/cm<sup>3</sup> over the step close to its edge; at a distance  $x \gg t$  and directly over the edge the effect is zero, and off the step it is antisymmetric to the part above the step.

This behaviour of the vertical gradient, typical for shallow and broad masses, demonstrates the restrictions of density determinations with the aid of the vertical gradient. To obtain  $\Delta p$  from  $\bar{g}_h^{(H, 0)}$  with confidence, one has to know the location of the disturbing mass or at least has to map the anomaly of  $\bar{g}_h^{(H, 0)}$  with a number of stations. Otherwise there is a risk of a large error, possibly even of the wrong sign. However, since the expressions of Table 1, row 2, represent absolute extreme values of the vertical gradient anywhere at the plane surface above the assumed masses, and since smaller gradients would also be observed if the masses (with the same  $\Delta p$ ) were buried deeper or if their thicknesses  $t$  were smaller than assumed in Table 1, it is likely that

$$|\Delta \rho| \gtrsim \frac{\bar{g}_h^{(H, 0)}(\text{observed})}{g_h^{(H)} / \Delta \rho} \quad (1)$$

with the denominator taken from the second row of Table 1 for an appropriate model.

We can obtain an idea of the dimension  $r$  of the disturbing mass by considering the gravity anomaly  $g^{(0)}$  itself beside the vertical gradient, since  $g^{(0)}$  is proportional to  $r$ . The last row of Table 1 is intended to facilitate the estimate of  $r$ :

$$r_{[\text{m}]} \lesssim \frac{g^{(0)}(\text{observed})}{g_h^{(H, 0)}(\text{observed})} \cdot Q \quad (2)$$

where  $g$  is in  $\mu\text{gal}$  and  $g_h$  in  $\mu\text{gal}/\text{m}$ ;  $g^{(0)}(\text{observed})$  and  $g_h^{(H, 0)}(\text{observed})$  have the opposite sign except off the edge of most types of disturbing masses; a negative result for  $r$

VERTICAL GRADIENT ABOVE VARIOUS SHAPES OF DISTURBING MASSES  
 ( $H=1.5 \text{ m}$ ,  $\Delta\rho=1 \text{ g/cm}^3$ )

Shape	Vertical cylinder	Sphere	Rectangular cross-section	Horizontal cylinder
$\vec{g}_h^{(H,0)}$	$-2\pi G$	$-\frac{8}{3}\pi G$	$-\pi G$	$-2\pi G$
$\mu\text{gal/m}$	-29.6	-55.9	-21.0	-41.9
relative to column 1	1	1.9	0.7	1.4
for $r_{[m]} \geq$	10	30	5	10
Detectability threshold for $\Delta\rho$ [ $\text{g/cm}^3$ ]	0.1	0.05	0.14	0.07
Peak gravity effect $g^{(0)}/\Delta\rho$ $\mu\text{gal}/(\text{g/cm}^3)\text{m}$	$2(2-R)\pi G$	$\frac{4}{3}\pi G$	$4(\frac{1}{4}+1m^2)G$	$2\pi G$
	24.5	27.9	30.2	41.9
$\frac{g_h^{(H)}}{g^{(0)}}/\Delta\rho = a$	$\rightarrow -1.2$	-2	-0.7	0
	$\rightarrow$			$\rightarrow -1$

would indicate that the disturbing mass is located laterally to the station. If the surface exposure is known, the depth  $t$  can be obtained from the gradient and gravity effects (HAMMER 1970; JACOBY 1970). In many practical cases, however,  $r$  or  $t$  will be determined very poorly, since mostly either the gradient anomaly or the gravity anomaly will be illdefined.

The striking feature of vertical gradients, actually observed in the field, is their "erratic" behaviour as compared to the "smooth" gravity field (Figure 2, see caption). The computation of the vertical gradient from the surrounding gravity field with a templet (JUNG 1961, p. 119) is based on the assumption that the gravity field in the inner circle (of 100 m radius) has no non-linear components (with the areal coordina-

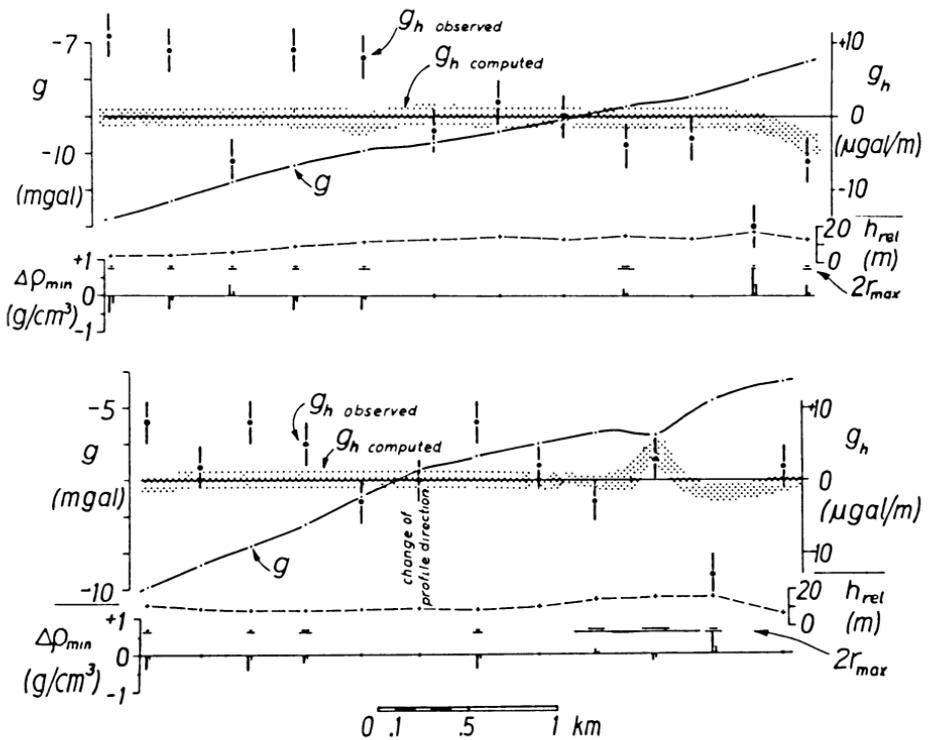


Fig. 2: Two profiles over Quarternary deposits, sand and Permian (Leonardian) rocks from West Texas; data provided by courtesy of Hunt Oil Co., Dallas, Texas. Observed: Bouguer anomaly (with arbitrary reference), vertical gradients and topography. Terrain effects are negligible. Vertical gradients also computed with templet from gravity field (width of band represents uncertainty of contributions to the gradient from beyond 100 m only).  $\Delta\rho_{min}$  and  $2r_{max}$  computed from expressions (1) and (2) for two-dimensional rectangular cross-section ( $t=r$ ) and for sphere. These values do not indicate actual models but only the likely minimum density contrast and maximum characteristic horizontal dimensions of disturbances near the stations

tes) and therefore does not contribute to the gradient anomaly. This is obviously wrong. Figure 2 is a clear demonstration that short-wavelength density variations of considerable amplitude are common. They are evident in many single gradient observations although they remain undefined and even undetected in the gravity values at 300 to 400 m intervals. Of about 1000 observations  $\sim 70\%$  exceeded  $5 \mu\text{gal/m}$ ,  $\sim 15\%$  exceeded  $10 \mu\text{gal/m}$  deviation from the normal value. A least-squares analysis of detailed gravity measurements on the island of Helgoland (JACOBY 1966) also indicated a large scatter; a similar result was reported by GOTTSCHALK (1970).

To give an idea of the order of magnitude of  $\Delta p$  and  $r$  of the causing bodies,  $\Delta p_{\min}$  and  $r_{\max}$  were computed with relations (1) and (2) from observed gradients of greater (or equal) amounts than  $3 \mu\text{gal/m}$  and from the  $g$ -anomalies which, however, were undefined for most stations but seem to be not much greater than  $\pm 0.1 \text{ mgal}$ . The results are shown in Figure 2 with horizontal bars ( $2r_{\max}$ ) in the scale of the profile and vertical bars ( $\Delta p_{\min}$ ) and are not intended to model the actual disturbing masses. The upper (lower)  $2r_{\max}$  and the left (right)  $\Delta p_{\min}$  belong to the rectangular cross-section with  $t=r$  (to the sphere) covering the whole range of possible results contained in Table 1.

This demonstrates that accuracies of gravity values better than  $\pm 0.2$  or  $\pm 0.2 \text{ mgal}$  could provide irrelevant information, unless station spacing is of the order of decimeters to meters (THYSSEN-BORNEMISZA and STACKLER 1962). On this scale gravity and vertical gradient data should yield more reliable information than gravity alone and could be valuable in connection with other prospecting methods (magnetic, electric, induction, hammer seismic, etc.). The following example from Ireland illustrates this statement: geochemical and several geophysical measurements were unsuccessful in distinguishing filled-in exsolution holes and the wanted mineralization in a limestone terrain (personal communication by R. P. RIDDHOUGH). However, strongly positive vertical gradients could have characterized the filled-in holes rendering other expensive investigation as unnecessary.

### Acknowledgements

Thanks are expressed to Prof. Dr. Ing. H. WOLF, Director of the Institute for Theoretical Geodesy, Bonn University, to Prof. Dr. D. J. GENDZWILL, Department of Geological Sciences, University of Saskatchewan, Saskatoon, and Dr. J. POPELAR, Earth Physics Branch, Department of Energy, Mines and Resources, Ottawa, for their comments and valuable information.

## References

- GOTTSCHALK, H.J.: Das lokale Verhalten des vertikalen Schweregradienten. From: Geburtstagsausgabe (60th birthday of Prof. Helmut Wolf) presented by Institut für Kartographie und Topographie, Universität Bonn, 32–39, 1970
- HAMMER, S.: The anomalous vertical gradient of gravity. *Geophysics* 35, 153–157, 1970
- JACOBY, W.R.: Die Schwereverteilung auf Helgoland und ihre Auswertung mit Ausgleichsverfahren. Unpublished Ph. D. Thesis, Kiel, 1966
- JACOBY, W.R.: Gravity diagrams for thickness determination of exposed rock bodies. *Geophysics* 35, 471–475, 1970
- JUNG, K.: Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Porting K.G., Leipzig 1961
- ROMBERG, F.: A comparative study of the vertical gradient of gravity. *Proc. Geophys. Soc. Tulsa* 4, 54–59, 1956/57
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Discussion on "Variation of vertical gravity gradient in New York City and Alpine New Jersey". *Geophysics* 35, 521–522, 1970
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Possible application of the anomalous free-air vertical gradient to marine exploration. *Geophysics* 31, 260–263, 1966 a)
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Correlating sea-surface and aerial gravity measurements. *Geophysics* 31, 264–266, 1966 b)
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: The anomalous free-air vertical gradient in borehole exploration. *Geophysics* 30, 441–443, 1965
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Über die Möglichkeit, den vertikalen Schweregradienten mit Gravimeter zu messen. *Beitr. angew. Geophysik* 11, 36–43, 1944
- THYSSEN-BORNEMISZA, S. and W.F. STACKLER: Observation of the vertical gradient of gravity in the field. *Geophysics* 21, 771–779, 1956
- THYSSEN-BORNEMISZA, S. and W.F. STACKLER: The average horizontal gravity gradient. *Geophysics* 27, 714–715, 1962
- THYSSEN-BORNEMISZA, S. and W.F. STACKLER: Microgravimetric measurements over a known geologic structure. *J. Alberta Soc. of Petrol. Geologists* 10, 57–61, 1962



Briefe an den Herausgeber

## An Alignment Chart for Gravity Elevation Correction

R. K. MAJUMDAR and S. H. RAO, Kharagpur<sup>1)</sup>

Eingegangen am 5. Mai 1971

In the processing of gravity data, the effects at an observation point arising due to the elevation of the point (free-air correction) and due to the presence of materials lying between the point and a prescribed datum (Bouguer correction), which are both proportional to the height of the station above the datum are usually combined under the name "Elevation Correction", given by the expression

$$\Delta g_e = (0.3086 - 0.0421 \delta) H \text{ mgal}$$

where  $\delta$  is the density in  $\text{gm/cm}^3$  and  $H$  is the height in meters.

For routine purposes the elevation may easily be evaluated by using an alignment chart constructed using the principles of Nomography, details regarding which may be found in a number of standard text books [for example, DOUGLAS and ADAMS 1947, LEVENS 1959]. The working principles of such a chart may be understood easily from the following outline.

In Figure 1, the functions  $f(u)$  and  $g(v)$  are plotted on the two parallel lines AB and CD using the scale factors  $S_u$  and  $S_v$  respectively. The diagonal line joins the zero points on the  $u$  and  $v$  scales and it represents another function  $q(w)$  plotted according to the formula

$$d_w = \frac{R}{1 + \frac{S_v}{S_u} \cdot \frac{1}{q(w)}}$$

If a straight line is drawn cutting the three lines at  $u$ ,  $v$  and  $w$  respectively, it can be shown that  $u = v \cdot w$ . This chart therefore solves the equation  $f(u) = g(v) \cdot q(w)$ . We can identify

$$\begin{aligned} f(u) &= f(\Delta g_e), \\ g(v) &= g(\delta), \\ q(w) &= q(H). \end{aligned}$$

---

<sup>1)</sup> Department of Geology & Geophysics Indian Institute of Technology, Kharagpur, West Bengal, India.



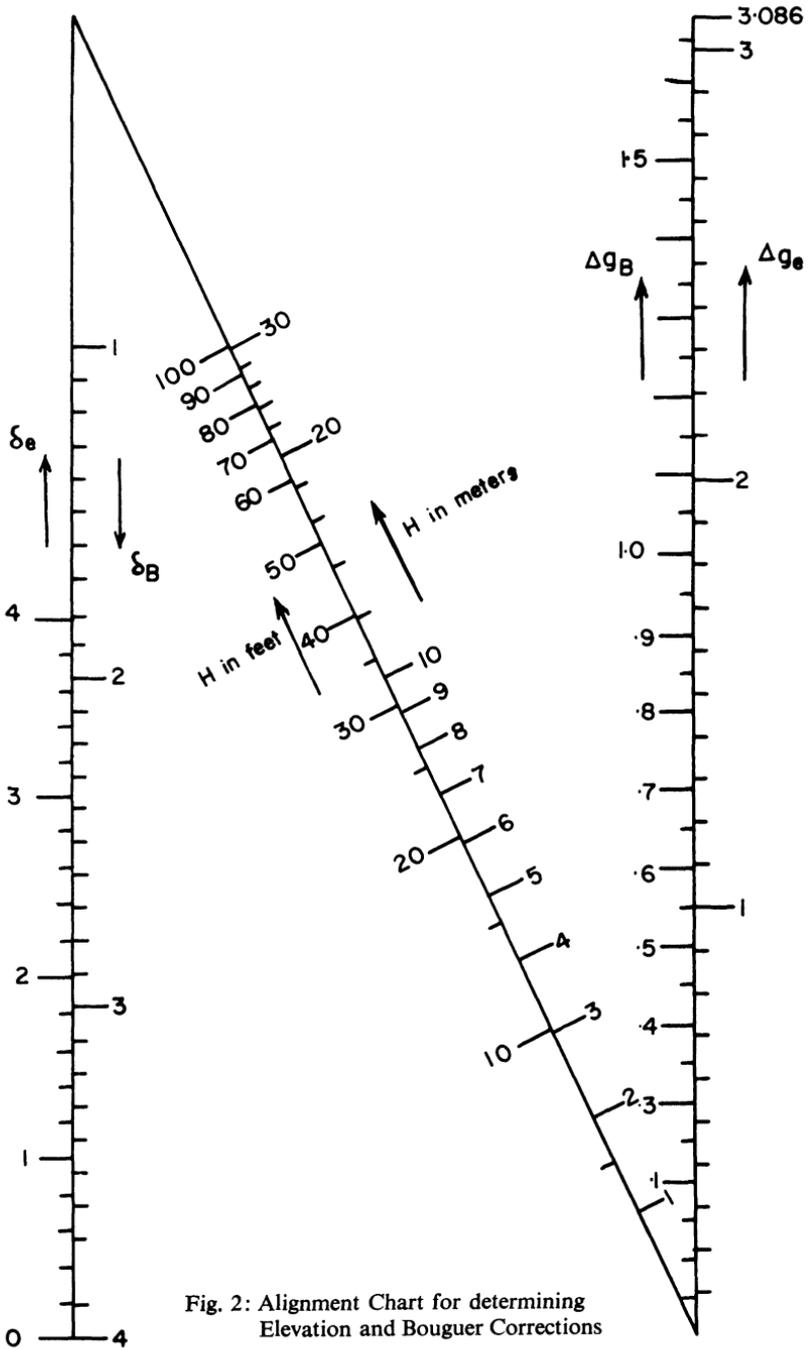


Fig. 2: Alignment Chart for determining Elevation and Bouguer Corrections



Briefe an den Herausgeber

## Principle of an Absolute Gravity Meter and Gradiometer System

S. THYSSEN-BORNEMISZA, New York<sup>1)</sup>, and E. GROTEN, Darmstadt<sup>2)</sup>

Eingegangen am 5. Februar 1971

The operational principle is based on a new approach to measure absolute gravity values with gradients (THYSSEN-BORNEMISZA 1970) making use of equation

$$\Delta F = g(\Delta m) \quad (1)$$

where gradient force  $\Delta F$  balances the gravitational force acting on additional mass  $\Delta m$  when placed on the beam of a gradiometer system. Rearranged formula (1) results in

$$g_{\text{absolute}} = \Delta F / \Delta m, \quad (2)$$

where  $\Delta F$  is replaced by  $m(\Delta g_z)$  indicating gravity differences observed by the two-level technique for instance in a high building (KUO et al. 1969). However, to provide the accuracy of about  $\pm 1$  mgal for the value of “ $g$ ”, and assuming a vertical gradient observational precision of  $\pm 0.001$  mgal per meter at its best, a total gradient effect of 1000 mgal is required. Therefore, for any practical application another way must be found to generate these large effects for  $\Delta F$ , but also to circumvent or control unwanted after-effects from spring hysteresis when the “direct” measuring range of the gravity meter is extended to the range of  $\sim 10^6$ .

First, we consider the restoring force  $F$  of a weighted spring as expressed by  $F_1 = mg$  which is changed into

$$F_2 = g(m + \Delta m) \quad (3)$$

if an additional mass of  $\Delta m$  is placed on the beam. The difference of readings without

---

<sup>1)</sup> Dr. S. THYSSEN-BORNEMISZA, Independent Geoscientist, Mayflower Hotel, New York, N. Y. 10023, U.S.A.

<sup>2)</sup> Prof. Dr.-Ing. ERWIN GROTEN, Technische Hochschule, 61 Darmstadt.

and with the additional mass, as shown by the relations to follow

$$F_2 - F_1 = \Delta F = g(m + \Delta m) - mg = g(\Delta m), \quad (4)$$

provides the wanted formula (1). This approach is similar to calibration using a heavy mass (GROTEN 1969). Second, for controlling spring hysteresis and resulting after-effects the loading by  $\Delta m$  must take place very gradually so readings are predictable over a larger range than is linear.

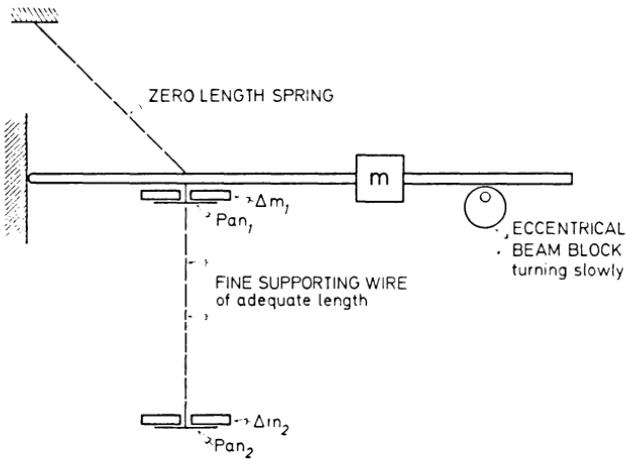


Fig. 1: Schematic presentation of the (basic) operating principle of an absolute gravity meter making use of  $pan_1$  and  $\Delta m_1$ ; the gradiometer system would require additional  $pan_2$  and  $\Delta m_2$ , whereby  $\Delta m_1 \approx \Delta m_2$

Figure 1 presents the operating principle of the total field gravity meter where a disk shaped mass  $\Delta m$  is added to the pan suspended by a fine wire from the beam's center of gravity. This arrangement was previously proposed by Dr. LUCIEN LACOSTE for his Earth-Moon Gravity Meter<sup>1)</sup>. A gradual loading of the spring is realized in placing  $\Delta m$  on the pan which procedure would lower the beam to the shown eccentric beam block. This device is turned slowly by a clockwork thus releasing or lowering the beam very gradually until the spring is fully weighted by the additional mass  $\Delta m$  in about 15 to 20 minutes time. The meter should be equipped with an electric output for a chart drive for the recording of all readings to reduce errors from various sources (GROTEN 1970). Calibration is required to exactly determine  $\Delta m = \Delta F/g$  at a place where "g" is known.

<sup>1)</sup> Information by Dr. L. LACOSTE, Austin, Texas, U.S.A.

The modified LACOSTE & ROMBERG geodetic meter model G of  $\pm 0.01$  mgal accuracy over the range  $\sim 7000$  mgal provides the absolute "g" accuracy better than  $\pm 3$  mgal representing a first step since the objective is  $\pm 1$  mgal or even better. Sea-floor and extraterrestrial measurements are projected for a future application of the absolute gravity meter. On the lunar surface accuracy is increased about six times.

Equation (2) could be used in measuring directly vertical gravity gradients  $\delta g/\delta h \rightarrow dg/dh$ . Let us consider the gravimeter shown by Figure 1 having two pans vertically above each other; one at the center of gravity of the meter. In a first order approximation we generally get the equations

$$mg_1 + \Delta m g_1 = kz_1 \quad (5)$$

(mass  $\Delta m$  on pan 1 at gravity center)

$$mg_1 + \Delta m g_2 = kz_2$$

(mass  $\Delta m$  on pan 2 below pan 1)

which yield

$$\delta g = k \delta z / \Delta m \quad (6)$$

where  $\delta z$  is the difference of readings  $z_i$ ;  $k$  = spring constant,  $\delta g$  = difference of gravity  $g_i$  corresponding to vertical separation of pans,  $\delta h$ . Analogously, equation (2) is written as

$$\Delta m g_1 = k \Delta z = k(z_1 - z_3) \quad (7)$$

whenever there is no mass on the pans when  $z_3$  is read. Thus, on eliminating  $k/\Delta m$ ,

$$\delta g = \delta z g_1 / \Delta z. \quad (8)$$

On differentiating the latter equation it is seen that whenever  $g_1$ ,  $\Delta z$ , and  $\delta z$  is obtained with relative accuracy  $\pm 10^{-4}$  then  $dg/dh$  is found accurately enough. On taking, e.g.,  $\delta g = 0.1$  mgal this could, f.i., be achieved with a two dial gravity meter. Non-linearities do not necessarily affect the observations directly. Using special precautions and/or a high degree of astatization an accuracy of  $\pm$  a few Eötvös should be feasible on this way. This is one possibility. Equ. (6) can, of course, also be directly applied if  $\Delta m$  and  $k$  is determined with sufficient accuracy where, however,  $k$  can change with time. — On inspecting equation (8) it is seen that for  $\delta g = 0.1$  mgal we get  $\delta z/\Delta z \doteq 10^{-7}$ ; therefore, the two dial approach seems to be convenient in order to achieve the desired accuracy.

If the second equation in (5) is replaced by

$$mg_1 + \Delta m g_1 + \Delta m g_2 = kz'_2$$

then, instead of (8), we get

$$\delta g = g_1 \left( \frac{\delta z'}{\Delta z} - 1 \right) = \frac{g_1}{\Delta z} (\delta z' - \Delta z)$$

where  $\delta z' = (z'_2 - z_1)$ . This could allow for a simpler device but since  $\delta z'$  is close to  $\Delta z$  where  $\Delta z$  is large the above mentioned accuracy of  $\pm 10^{-4}$  is no longer sufficient.

Relevant calibration problems for a hinged beam meter are solved in analogy to proposals for a hinged beam moon-gravimeter by LACOSTE (Proposed Method of Measuring Gravity Difference Between Earth and Moon; private Communication by L. LACOSTE).

#### Acknowledgments

Thanks are expressed for valuable information and comment to: Prof. Dr. D. J. GENDZWILL, Dep. of Geological Sciences, University of Saskatchewan, Saskatoon, Canada; Dr. R. G. HENDERSON, United States Dep. of the Interior, Geological Survey, Washington, D. C., USA; Prof. Dr. H. MORITZ, Technische Universität Berlin, Berlin, Germany; Prof. Dr. Ing. H. WOLF, Direktor, Institut f. Theoretische Geodäsie der Universität Bonn, Bonn, Germany.

#### References

- GROTEN, E.: Measurements of vertical gravity gradient. Meeting of International Gravity Commission, Paris, Sept. 1970
- GROTEN, E.: Calibration of a gravity meter using a heavy mass. Symposium on Earth Tides, Strasbourg 1969
- KUO, J. T., OTTAVIANI, M. and K. SINGH SHRI: Variation of vertical gradient in New York and Alpine, New Jersey. *Geophysics* 34, 235 - 249, 1969
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Instrumental arrangement to measure gravity with gradients. *Geophysics* 35, 713 - 715, 1970
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Gradiometer system for absolute gravity determination. *Trans. American Geophysical Union* 51, 219, 1970
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Relative gravity detection in orbiting vehicle. *Trans. Amer. Geophysical Union* 51, 737, 1970

*In memoriam*

ALFRED EHMERT



Am 13. Februar 1971 verschied Prof. Dr.-Ing. ALFRED EHMERT, Wissenschaftliches Mitglied und Direktor am Max-Planck-Institut für Aeronomie.

Er wurde am 6. März 1910 in Crailsheim geboren. Dort besuchte er auch die Realschule und anschließend in Aalen die Oberrealschule.

1929 begann er das Studium der Technischen Physik an der Technischen Hochschule Stuttgart, ursprünglich in der Absicht, Hochfrequenzingenieur zu werden. Im Bannkreis von ERICH REGENER, der von dem Phänomen der Kosmischen Strahlung fasziniert war, fand er jedoch ein Arbeitsgebiet, das ihm sowohl von der Problematik her als auch hinsichtlich der damals sich schnell entwickelnden Nachweistechnik mit Zählrohren und der mit ihnen möglichen logischen Schaltungen fesselte. So kam er zur Physik und Phänomenologie der Kosmischen Strahlung, die bis zuletzt sein Hauptanliegen war.

1936, nach seiner Promotion zum Doktor-Ingenieur, betraute ihn REGENER als Stipendiaten der Deutschen Forschungsgemeinschaft mit der Leitung des „Bodenseelaboratoriums“, das in der alten Drachenstation des Wetterdienstes in Friedrichshafen untergebracht war. Dieses diente als Stützpunkt für die Messungen der Kosmischen Strahlung mit versenkbaren Geräten in verschiedenen Tiefen des Bodensees.

Bald stand er vor einer schwerwiegenden Entscheidung. Sein Mentor und Doktorvater REGENER, 1938 aufgrund des damaligen Beamtengesetzes in den Wartestand verwiesen, riskierte die Gründung einer privaten Forschungsstelle in Friedrichshafen, um seine wissenschaftliche Arbeit fortsetzen zu können. Trotz der zunächst wenig hoffnungsvollen Situation schlossen sich ihm ALFRED EHMERT und zwei weitere Stipendiaten an.

Zum Glück für alle Beteiligten wurde die Forschungsstelle bald in die damalige Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft eingegliedert, und schließlich entwickelte sich aus ihr das heutige Institut für Stratosphärenphysik am Max-Planck-Institut für Aeronomie.

Die Verlagerung der vor Bombenangriffen geretteten Reste der Forschungsstelle nach Weißenau bei Ravensburg, der Wiederbeginn, die Eingliederung als Institut in die Max-Planck-Gesellschaft und schließlich 1955, nach dem Tod REGENERs, die Verlegung des Instituts nach Lindau am Harz sind Etappen, die auch das persönliche Schicksal und den wissenschaftlichen Werdegang von ALFRED EHMERT entscheidend beeinflusst haben. Von Weißenau aus habilitierte er sich für das Fach Physik an der Technischen Hochschule Stuttgart, 1951 wurde er zum Wissenschaftlichen Mitglied des Max-Planck-Instituts für Physik der Stratosphäre berufen, 1954 zum apl. Professor für Physik an der Technischen Hochschule Stuttgart und 1959 zum apl. Professor für das Fach Geophysik an der Universität Göttingen ernannt. 1965 wurde er in die kollegiale Leitung des Instituts für Stratosphärenphysik berufen und zum Direktor am Max-Planck-Institut für Aeronomie ernannt.

ALFRED EHMERT hat vor allem mit seinen Arbeiten über Kosmische Strahlung internationale Anerkennung gefunden. Er hat sich jedoch später auch sehr eingehend mit Untersuchungen des atmosphärischen Ozons und der Ausbreitung elektromagnetischer Längstwellen im Wellenleiter Erde-Ionosphäre und mit Problemen der Magnetosphäre befaßt. Da es nicht möglich ist, auf alles einzugehen, was in den mehr als 120 Veröffentlichungen, die von ihm allein oder gemeinsam mit einem Team von Autoren gezeichnet sind, kondensiert ist, sollen nur einige Akzente gesetzt werden.

Hervorzuheben sind aus der Friedrichshafener Zeit seine Messungen der Strahlungsabsorption vom Gipfel der Atmosphäre bis zu 250 m Tiefe im Bodensee, ihre damals neuartige Interpretation als Ausdruck des primären Energiespektrums, ferner die quantitative Erfassung einer Anomalie, die mit dem Mesonenzerfall zusammenhängt. Mit den schon während des Krieges begonnenen Dauerregistrierungen der Kosmischen Strahlung konnte er die erstmalig gemessenen Ausbrüche solarer Protonen miterfassen, Ereignisse, die er nach dem Kriege sehr eingehend analysierte und interpretierte.

In späteren Arbeiten behandelt er die von der Sonnenaktivität verursachte Modulation der Kosmischen Strahlung, die er schließlich formal in Abhängigkeit von einem einzigen Parameter mit dem Charakter einer Bremsspannung darstellen konnte. Erwähnt muß noch werden, daß das heute wohl genaueste Bodengerät zur elektrochemischen Ozonbestimmung von ihm und seinen Mitarbeitern entwickelt wurde.

ALFRED EHMERT war unverkennbar von seiner schwäbischen Heimat geprägt. Das äußerte sich in der den Schwaben manchmal nachgesagten eigentümlichen Polarität:

Einem immer wachen Interesse an dem, was um ihn herum vorging, in der Bereitschaft zu helfen, sich persönlich einzuschalten und zu steuern, auf der anderen Seite in einer gewissen Introvertiertheit bei der Verfolgung eines in grüblerischem Nachdenken sich entwickelnden Gedankenganges.

Der Mitarbeit in nationalen und internationalen Gremien als Mitglied, Koordinator oder Vorsitzender hat er sich nie versagt und auch so zur Förderung der Wissenschaft mit Rat und Tat wesentlich beigetragen. Er war Gründungsmitglied der Internationalen Astronautischen Akademie und Mitglied der Deutschen Akademie der Naturforscher in Halle.

Wir werden seiner stets gedenken als liebenswerten Menschen und hochgeachteten Kollegen.

G. PFOTZER

## Buchbesprechungen

### *Johannes Kepler (1571–1630)*

Am 27. Dezember 1971 jährt sich zum 400sten Male der Tag, an dem Johannes Kepler in Weil der Stadt geboren wurde. Aus diesem Anlaß erschienen bevorzugt 1971 Aufsätze und auch Bücher, in denen des berühmten Mannes gedacht wird, dem es gelang, aufgrund der damals genauesten Bestimmung der Daten der Planeten-, insbesondere der Marsbewegung durch Tycho Brahe und unter Anwendung des kopernikanischen Standpunktes drei Gesetze zu formulieren, die heute, nach ihm benannt, jedem gebildeten Menschen bekannt sind. Damit war ein Meilenstein in der Geschichte der Wissenschaften gesetzt. Das Studium dieser Geschichte, heute allerdings insbesondere von den Naturwissenschaftlern nur wenig betrieben, kann den Menschen zu einer der eindrucksvollsten Einsichten führen, nämlich dazu, gewahr zu werden, wie Menschheitsentwicklung primär *Bewußtseinsentwicklung* ist, und wie in hervorragenden Persönlichkeiten Schritte dieser Entwicklung gewissermaßen symptomatisch zum Ausdruck kommen. Zu diesen Persönlichkeiten gehören beispielsweise Aristoteles, Ptolemäus, Augustinus, Thomas von Aquino, Kopernikus und eben Johannes Kepler. Deshalb seien im folgenden zwei neue Bücher über Johannes Kepler besprochen, die in unterschiedlicher Weise sein Lebenswerk beleuchten. Ferner wird hingewiesen auf zwei schon früher erschienene Werke, die in engem Zusammenhang mit den Neuerscheinungen stehen.

MAX CASPAR: *Johannes Kepler*. W. Kohlhammer Verlag. Stuttgart 1959, 3. Aufl., 21 Abb., Sonderausgabe Ln. DM 12,80.

Um die Persönlichkeit eines Menschen wahrhaft darstellen zu können, bedarf es nicht nur eines langjährigen Studiums ihres Lebens und Werkes, sondern großer Unbefangenheit und Selbstlosigkeit. Beide Voraussetzungen treffen für Max Caspar zu. Jahrzehntelang beschäftigte er sich mit Kepler; außerdem wirkte er als Herausgeber der neuen Gesamtausgabe von dessen Werken. Und es war sein Bestreben, den vielfältigen Äußerungen Keplers stets jene Bedeutung zukommen zu lassen, die sie für Kepler hatten. Dazu gehört nicht nur das Verhältnis Keplers zu seiner Zeit, zu den religiösen und politischen Gegebenheiten, sondern auch seine umfangreiche Gedankenwelt, nicht zu vergessen seine vielfältige astrologische Betätigung. Kurzum, wer sich umfassend in Keplers Wesen und dessen grandiose Weltauffassung einleben will, studiere diese unübertroffene Biographie. — Es sei erwähnt, daß Martha List Max Caspar bei der Abfassung des Textes auf das beste unterstützt hat.

WALTHER GERLACH, MARTHA LIST: *Johannes Kepler — Leben und Werk*. Piper Verlag, München 1966, 11 × 18 cm<sup>2</sup>, 168 S., 5 Abb., Ln. 9,80 DM.

Den beiden Autoren war von der Kepler-Gesellschaft die Aufgabe gestellt worden, „weiten Kreisen das Denken und Wirken Keplers zugänglich zu machen“. Sie schreiben im Vorwort: „So hält unsere Darstellung die Mitte zwischen mehreren kurzgefaßten Schriften und Vorträgen über Kepler und der umfangreichen Biographie von Max Caspar; sie verzichtet auf die Behandlung seiner wissenschaftlichen Methoden, ohne deren Probleme, ihre Lösung und ihre Bedeutung damals und später zu übersehen“. Der Leser erhält in der Tat eine kurze, aber ein-

drucksvolle und gut geschriebene Darstellung von Keplers Persönlichkeit, seinem Lebenswerk, den damaligen Zeitverhältnissen. Eine Skizze des Schicksals seiner Schriften und eine Bibliographie erleichtern es, sich — angeregt durch dieses verdienstvolle Büchlein — näher mit Kepler und seiner Zeit zu beschäftigen.

WALTHER GERLACH, MARTHA LIST: *Johannes Kepler; Dokumente zu Lebenszeit und Lebenswerk*. Ehrenwirt Verlag. München 1971. Format 21 × 25 cm<sup>2</sup>, 244 S., mit 266 Dokumenten, Faksimiles und Abbildungen, 7 davon farbig, Leinen DM 38,—.

Leben und Werk Keplers, deren Verbindung mit dem Geschehen und den Gestaltern seiner Zeit und deren Stellung in der abendländischen Geistesgeschichte will die vorliegende Sammlung von Reproduktionen originaler Dokumente lebendig machen. Die Kepler-Kommission der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, die Kepler-Gesellschaft Weil der Stadt und Dr. Ernst von Siemens ermöglichten diese wahrlich reichhaltige Sammlung von Dokumenten, von denen manche neu gefunden, andere erstmals wiedergegeben wurden. Die Art der Abbildungen ist vielseitig; Schriftproben, Inschriften, Siegel, Urkunden, Unterschriften, Briefe, Titelblätter (alle Handschriften mit Übertragungen in Drucktext, wenn lateinisch, mit Übersetzungen ins Deutsche), Städteansichten, Keplerhäuser, Bildnisse, Wappen, Landkarten, Zeichnungen und Figuren Keplers, Instrumente; es handelt sich dennoch nicht um einen reinen Bildband. Eine längere Einleitung führt unter verschiedenen Gesichtspunkten in Keplers Werk ein, eine Biographie verbindet die Bilder. So kann dieses hervorragende Werk durchaus für sich bestehen; zusammen mit der Biographie Max Caspars wird es dem Kepler-Freund jedoch am meisten dienen können.

ERNST BINDEL: *Johannes Kepler. Beiträge zu seinem Lebensbild*. Verlag Freies Geistesleben. Stuttgart 1971; 133 S., 16 Phototafeln, Pappband DM 15,—.

„Wenn man Keplers Lebensgeschichte mit demjenigen, was er geworden und geleistet, zusammenhält, so gerät man in ein frohes Erstaunen, in dem man sich überzeugt, daß der wahre Genius alle Hindernisse überwindet.“ Dieser Ausspruch Goethes (in den Materialien zur Geschichte der Farbenlehre) gewinnt einen konkreten Hintergrund, wenn man Keplers Lebensgang in der fesselnden Darstellung Ernst Bindels verfolgt. Bindel wählte die Form einer biographischen Skizze, indem er in chronologischer Folge wesentliche Ausschnitte aus dem umfangreichen Lebenswerk auswählte, aus dem überall Keplers Hauptanliegen herauszuspüren ist, den Bauplan zu ergründen, nach dem die Welt erschaffen worden ist. Bindel fußt hauptsächlich auf der umfangreichen und vielseitigen Biographie Max Caspars; auch wurde seine Arbeit von Martha List, der Mitarbeiterin und Nachfolgerin Caspars brieflich gefördert.

Das Besondere an Bindels Darstellung ist ihre Lebendigkeit, ihre Bildhaftigkeit. Die Beschränkung auf Wesentliches und die leichte Lesbarkeit empfehlen dieses Buch auch jugendlichen Lesern, denen gerade die Biographie Keplers zeigen kann, wie sich ein Mensch gegen eine Umwelt voller äußerer Hindernisse und Plagen durchsetzt. Im letzten Abschnitt tastet Ernst Bindel sich in Neuland vor. Gegründet auf Einsichten in die Entwicklungsschritte der Individualität versucht er, ein wenig Licht in die geistigen Hintergründe zu bringen, aus denen Kepler schöpfte.

Überschaut man die vier hier besprochenen Bücher über Kepler, so gilt für alle, was Max Caspar schrieb, daß er sich wohl bewußt sei, daß in jede Lebensbeschreibung immer etwas vom Geiste des Autors eingeht; bei dem einen mehr, bei dem andern weniger, dürfen wir hinzufügen. Andererseits tritt jeder Leser natürlich nicht völlig unbefangen, sondern mit seinen persönlichen Interessen, Fähigkeiten und Vorurteilen an die Darstellungen eines großen Menschen heran. So möchten wir denn empfehlen, sich Keplers Bedeutung für die abend-

ländische Wissenschaft entsprechend, von den zwei kurzen Biographien ausgehend in da Werk Max Caspars zu vertiefen, wobei der Band mit den zahlreichen zeitgenössischen Bildern und Dokumenten eine sehr willkommene Bereicherung ist.

Es bleibt vielleicht die Frage: Ist Kepler noch aktuell? Unsere Antwort: Ja. Also zurück zu Kepler? Nein, sondern über ihn hinaus, aber nicht nur im rein mechanistischen Sinne auf der Linie über Newton zur Himmelsmechanik, wie sie einseitig von vielen Biographen betont wird. Was den heutigen Naturforscher nachdenklich stimmen müßte, ist vielmehr Keplers tiefgründiges Anliegen, sind seine wahrhaft großen Absichten, die mehr denn je, wenn auch auf moderne Weise, verfolgt werden sollten; nämlich zu begreifen, daß „mundus est imago Dei corporea“, daß „Animus est imago Dei incorporea“, in deutsch, daß die Welt körperliches (sinnenfälliges) Bild Gottes ist, und der (wirklichkeitsgemäße menschliche) Gedanke Gottes unkörperlicher Ausdruck.

H. SCHWENCK

*Physik der festen Erde* von LÁSZLÓ EGYED, Professor der Geophysik an der Eötvös-Lorand Universität Budapest. Akadémiai Kiadó (Akademie Verlag), Budapest 1969.

Aus neuester Zeit gibt es kein zusammenfassendes Werk über die Physik des festen Erdkörpers in deutscher Sprache. Der darzustellende Stoff hat sich gewaltig vermehrt, er ist in einem steten und stürmischen Fortschritt begriffen. Für den Einzelnen ist er kaum überblickbar und damit fehlt oft die gebotene kritische Zurückhaltung. Erfolgsaussichten bestehen bei dieser Sachlage für einen Autor nur dann, wenn aus der Fülle des vorhandenen Materials eine Auswahl mit bestimmter Zielsetzung getroffen wird. Es ist durchaus möglich, ein brauchbares Lehrbuch, das sich auf die Darstellung von Grundtatsachen und Grundbegriffen beschränkt und die labilen Randbereiche nur streift, zu schreiben oder aber, wie es bei dem vorliegenden Werk der Fall ist, einen zusammenfassenden Überblick über einen bestimmten Problemkreis geophysikalischer Forschung zu geben.

Der Verfasser gibt in der Einleitung das Ziel, das er bei der Abfassung seines Buches verfolgte, „eine möglichst widerspruchsfreie Synthese des Aufbaues und der Entstehung der Erde zu geben“, ganz klar an. Eine solche Synthese aber erfordert bei unserer lückenhaften und nicht immer befriedigenden Kenntnis der physikalischen Zustände und Vorgänge im Innern der Erde, daß eine einheitliche Leittheorie verwendet wird. Nur mit ihr können dann alle Tatsachen geordnet und Erfahrungslücken in einheitlicher Weise ergänzt werden, ohne daß damit auch Eindeutigkeit verbunden sein muß.

Der einheitliche Gesichtspunkt, unter dem der Autor das von ihm darzustellende geophysikalische Geschehen beschreibt, ist die Expansionstheorie, als deren konsequentester Vertreter wohl zu gelten hat. Natürlich beschäftigt sich nicht das ganze Buch mit der Expansionstheorie, sie wird erst in den letzten beiden Abschnitten immanentes Thema seiner Ausführungen.

Aber EGYED war auch geophysikalischer Autodidakt und dabei hat er oft einen neuen Zugang zu Altbekanntem gefunden, weil er eben führerlos sich selbst den Zugang zu den geophysikalischen Problemen bahnen mußte. Die einleitenden und deskriptiven Kapitel des vorliegenden Buches enthalten viel von dieser Originalität. Sie sind gleichzeitig ein Querschnitt durch seine eigene wissenschaftliche Tätigkeit; das nach seiner Meinung Wertvollste aus über hundert eigenen Abhandlungen ist in diesen Kapiteln zusammengefaßt und noch einmal kurz dargestellt. Das Buch ist auch eine Synthese seines eigenen Schaffens.

Das Buch ist in neun Abschnitte gegliedert, von denen einem jeden ein eigenes Literaturverzeichnis beigelegt ist. Hier kann nur ein kurzer Überblick gegeben und das Wesentliche hervorgehoben werden.

Im Abschnitt, der einleitend sich mit dem elastischen und plastischen Verhalten der Materie bei Beanspruchungen beschäftigt, ist schon die große Ökonomie der Darstellung, nur das geophysikalisch Wichtige einzubeziehen, erkennbar. Bei der Behandlung des Schwerfeldes wird

natürlich auf Möglichkeit, daß die Gravitationskonstante zeitlich veränderlich sein könnte, hingewiesen. Sehr ausführlich werden die Schwerstörungen und die isostatische Reduktion behandelt. Im Anhang sind auch Tabellen für die isostatische Reduktion beigelegt, die man in diesem Buch eigentlich nicht vermuten würde; es ist aber kein orthodoxes Buch.

Im dritten Abschnitt wird die Gezeitenwirkung sehr ausführlich dargestellt und ebenso auch die durch die Breitenschwankung bewirkte Beanspruchung des Erdkörpers und die daraus folgenden Schlüsse besprochen. Hingegen fehlt eine Besprechung der Präzession, die freilich mehr den Astronomen interessiert.

Am umfangreichsten ist das Kapitel Seismik; es umfaßt 86 Seiten. In ihm ist auch wieder möglichst konzis Makro- und Mikroseismik soweit dargestellt, als sie wichtige Hinweise und Aufschlüsse für den Aufbau des Erdinnern und der Erdkruste geben.

Sehr kurz ist die Behandlung des erdmagnetischen Feldes. Nach der mathematischen Darstellung des Feldes durch Kugelfunktionen gibt es oft nur eine bloße Aufzählung ohne nähere Erläuterung. Kurz wird über den Paläomagnetismus und Leitfähigkeit im Bereich des Mantels berichtet. Der Anhang bringt eine ausführliche Einführung in die Theorie der Kugelfunktionen, soweit sie der Geophysiker benötigt.

Im Abschnitt über die thermischen Vorgänge wird nur die Wärmeleitung im obersten Krustenbereich (tägliche und jährliche Temperaturschwankung) behandelt. Es folgen noch Angaben über die Wärmeproduktion der Krustengesteine durch den radioaktiven Zerfall. Für die Temperaturen im Erdinnern verwendet der Autor die Ergebnisse von VERHOOGEN, die einen Schluß von der Krustentemperatur auf die Temperatur an der Kerngrenze zulassen. Für den Erdmittelpunkt ergeben sich schließlich unter der Annahme eines Eisenkerns Temperaturen zwischen 2700 und 3200°C.

Die Methoden der Altersbestimmung werden im nächsten Abschnitt besprochen. Auf einige numerische Beispiele sei hingewiesen, sie erläutern die Theorie.

Die bedeutendsten Abschnitte des Buches sind die beiden letzten; in ihnen wird die innere Struktur der Erde und ihre Entwicklung behandelt. Die hier gegebenen Beobachtungstatsachen und Überlegungen zur Tektonik sind sehr übersichtlich zusammengestellt und durchaus beachtenswert. Und doch sind sie keine überzeugenden Argumente für eine Expansions-theorie, sofern man die Expansion als einzigen Motor des Geschehens betrachtet.

Daß im Laufe der Erdgeschichte Expansion stattgefunden hat, ist wahrscheinlich, weil auch heute noch vermutlich in der inneren Wärmebilanz der Erde ein Plussaldo besteht. Es ist aber nicht bekannt, in welcher Form Energiezunahmen verbraucht werden. Ebenso hat zwar eine Abnahme der Gravitationskonstante eine Vergrößerung des Erdradius zur Folge, doch muß dies keine wesentlichen tektonischen Wirkungen zur Folge haben, weil die Schwerkraft eine Volumenskraft ist und jedes einzelne Teilchen in gleicher Weise beansprucht.

Der Autor hat es leider unterlassen, sich kritisch mit den Gegenargumenten auseinander zu setzen, hat dies auch wohl nicht beabsichtigt. Wohl aber hat er angedeutet, daß auch durch die Theorie innerer Konvektionsströme das tektonische Geschehen erklärt werden könnte. Weniger wahrscheinlich erscheint ihm die Schrumpfungstheorie.

Das vorliegende Werk ist als Lehrbuch nicht geeignet. Es fehlen alle Angaben über Meßmethoden, vieles ist in den einzelnen Abschnitten nur skizzenhaft angedeutet und setzt die Kenntnis des eigentlichen Tatbestandes schon voraus. Dem fortgeschrittenen Studenten, dem wissenschaftlich arbeitenden Geophysiker kann aber seine Lektüre sehr empfohlen werden, weil es so manches Problem unter neuem Gesichtswinkel zeigt. EGYED hat aber sein Streben nach einer möglichst widerspruchsfreien Synthese weitgehend erreicht.

Leider hat LÁSZLÓ EGYED sein Buch nur kurz überlebt. Am 11. Juli 1970 ist er, noch nicht 57 Jahre alt, plötzlich gestorben. Die Geophysik hat in ihm einen unermüdlich tätigen und erfolgreichen Mitarbeiter verloren. Als Geophysiker war er Autodidakt. Sein Studiengebiet war Mathematik und nach seinem Doktorat im Jahre 1938 hielt er bis 1942 mathematische Vorlesungen an der Budapester Universität. Im Jahre 1940 wurde er auch Mitarbeiter bei der

EUROGASCO, die sich mit der Erdgas- und Erdölsuche im mitteleuropäischen Raum beschäftigte, und kam so in eine zunächst praktische Berührung mit seinem späteren Hauptarbeitsgebiet. Seit dem Jahr 1947 hatte er einen Lehrauftrag für Geophysik, wurde 1956 zum Professor ernannt und mit der Leitung des hauptsächlich durch ihn aufgebauten geophysikalischen Institutes beauftragt.

Mit der Expansionstheorie beschäftigte er sich seit 1953 und war bestrebt, stets neue Belege für seine Theorie zu finden. Die neuen Beobachtungsergebnisse über tektonische Vorgänge, über die Kontinentaldrift und die Struktur der Tiefseeböden sowie auch Ergebnisse der paläomagnetischen Forschung deutete er im Sinne einer Erdexpansion. Er hat auch auf vielen internationalen Kongressen und wissenschaftlichen Vorträgen seine Anschauungen vertreten. Seine wissenschaftliche Arbeit brachte ihm auch öffentliche Anerkennung, vor allem in seinem Vaterland. Er erhielt 1963 — um nur ein Beispiel zu nennen — die Eötvös-Gedenkmedaille, die vor ihm nur zwei Mitarbeitern von Eötvös verliehen worden war. Die meisten heute tätigen geophysikalischen Einrichtungen in Ungarn wurden durch ihn geschaffen oder neu organisiert.

Seine umfangreiche Tätigkeit auf wissenschaftlichem und organisatorischem Gebiet in Verbindung mit seiner Lehrtätigkeit hat wohl zu seinem frühen Tod beigetragen. Es war ihm aber beschieden, in dem vorliegenden Werk die Zusammenfassung seines wissenschaftlichen Lebenswerkes zu geben. Und dieses Buch wird das Andenken an ihn wohl durch einige Zeit noch wachhalten.

M. TOPERCZER, Wien

Anzeige

Bei der **TECHNISCHEN UNIVERSITÄT BERLIN**  
— Körperschaft des öffentlichen Rechts mit Dienstherrnfähigkeit —

ist im Fachbereich 16 — Bergbau und Geowissenschaften — für das Fachgebiet  
„Angewandte Geophysik“ ab sofort die Stelle eines

## ordentlichen Professors, BesGr. AH 6,

zu besetzen.

**Kennziffer:** 16 — 128

**Aufgabengebiet:** Wahrnehmung von Forschung und Lehre.

**Anforderungen:** Erfüllung der Berufsvoraussetzungen nach § 13a HSchLG (Merkblatt wird auf Wunsch zugesandt).

Erwünscht sind Bewerber, die neben wissenschaftlicher Qualifikation auch über praktische Erfahrung verfügen.

Außer der Fähigkeit, die Angewandte Geophysik umfassend in der Lehre vertreten zu können, sollte der Bewerber mindestens in einem der Hauptgebiete der Angewandten Geophysik Spezialkenntnisse (z. B. angewandte Seismik, Geoelektrik, Geomagnetik) haben.

Die Bereitschaft zur Zusammenarbeit mit den bestehenden wissenschaftlichen Einrichtungen und in den Forschungsschwerpunkten wird vorausgesetzt.

Bewerbungen sind innerhalb von vier Wochen nach Veröffentlichung, unter Angabe der Kennziffer, mit den üblichen Unterlagen an den

**Präsidenten der Technischen Universität Berlin**  
**1 Berlin 12, Straße des 17. Juni 135** zu richten.

# SEISMISCHE MESSUNGEN UNTER TAGE



VORFELDAUFKLÄRUNG IM KOHLEBERGBAU

SALZRAND-BESTIMMUNGEN

ERKUNDUNG VON  
ERZLAGERSTÄTTEN



PRAKLA-SEISMOS GMBH · 3000 HANNOVER · HAARSTRASSE 5  
POSTFACH 4767 · RUF: 80721 · TELEX: 922847 · TELEGR.: PRAKLA

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Lima · London  
Madrid · Mailand · Rangun · Rio de Janeiro · Teheran · Tripolis · Wien

