

KLEINE
NATURWISSENSCHAFTLICHE
BIBLIOTHEK

PHYSIK

SHARKOW

*Der innere Aufbau
von Erde, Mond und Planeten*

KLEINE NATURWISSENSCHAFTLICHE BIBLIOTHEK

Reihe Physik · Band 35

DER INNERE AUFBAU VON ERDE, MOND UND PLANETEN

Von

W. N. SHARKOW

Mit 21 Abbildungen



VERLAG MIR, MOSKAU

BSB B. G. TEUBNER VERLAGSGESELLSCHAFT



**LEIPZIG
1976**

Titel der Originalausgabe:

В. Н. ЖАРКОВ,

Внутреннее строение Земли, Луны и планет

Verlag Snanije, Moskau 1973,

mit Ergänzungen vom Autor, 1975

Deutsche Übersetzung: Dr. G. Feller, Leipzig

Gemeinschaftsausgabe des Verlages MIR, Moskau, und des
BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig

© 1976 Verlag MIR, Moskau, und BSB B. G. Teubner
Verlagsgesellschaft, Leipzig

1. Auflage

VLN 294 — 375/86/77 · LSV 1409

Lektor: Dipl.-Met. Christine Dietrich

Satz und Druck: UdSSR

Bestell-Nr. 665 771 0

DDR 7, — M

Inhalt

1. Einführung	5
2. Geophysikalische Methoden zur Untersuchung des Erdinnern	7
2.1. Seismologie. Das seismische Modell der Erde	7
2.2. Gravimetrie	14
2.3. Gravitationsfeld und Form der Erde. Das Trägheitsmoment der Erde	17
2.4. Das äußere Gravitationsfeld der Erde nach Angaben künstlicher Erdsatelliten	20
2.5. Die Abweichung der Erde vom Zustand des hydrostatischen Gleichgewichts	23
2.6. Isostasie	25
2.7. Die Eigenschwingungen der Erde. Die Schicht niedriger Geschwindigkeiten. Dissipative Eigenschaften der Erde	28
2.8. Der Geomagnetismus. Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit	34
2.9. Geothermik. Die Temperaturverteilung. Der Wärmestrom aus dem Erdinnern	46
3. Untersuchung geophysikalischer Materialien bei hohen Drücken	53
3.1. Geophysikalische Materialien	53
3.2. Statische Untersuchungsmethoden	54
3.3. Dynamische Untersuchungsmethoden	60
4. Das Modell des inneren Aufbaus der Erde	63
4.1. Das homogene Modell	63
4.2. Reale Modelle (Dichte-, Schwerebeschleunigungs- und Druckverteilung)	65
5. Der innere Aufbau der erdähnlichen Planeten	73
5.1. Das Modell des inneren Aufbaus des Merkurs	77
5.2. Das Modell des inneren Aufbaus der Venus	78
5.3. Das Modell des inneren Aufbaus des Mars	78
6. Der innere Aufbau der jupiterähnlichen Planeten	81
6.1. Einführung	81
6.2. Die Entstehung der Wasserstoffkonzeption des Jupiters und Saturns	83
6.3. Figurentheorie	86
6.4. Das adiabatische Modell	88
6.5. Beobachtungsdaten	90
6.6. Die Verbreitung der Elemente; kosmochemische Stoffgruppen	91

6.7. Die Zustandsgleichung	93
6.8. Die Modelle des Jupiters und Saturns	96
6.9. Die Modelle des Uranus und Neptuns	102
7. Der Planet Pluto — ein früherer Mond des Neptuns?	104
8. Der innere Aufbau des Mondes	106
8.1. Seismische Angaben	106
8.2. Figur und Gravitationsfeld	112
8.3. Der Magnetismus des Mondes	116
8.4. Elektromagnetische Untersuchungen	118
8.5. Der Wärmestrom	119
8.6. Die Mondchronologie	121
9. Schlußwort	124

Wissenschaften, die nicht aus einem Experiment, der Grundlage aller Erkenntnisse, entstanden sind, sind nutzlos und voll Irrtümer ...

Leonardo da Vinci

1. Einführung

Die Untersuchung des inneren Aufbaus der Erde, der Planeten und ihrer Entwicklungsgeschichte ist eine wichtige Aufgabe der modernen Wissenschaft. Die Wasser- und Luft-hüllen unseres Planeten und die feste Erdkruste sind Sekundärprodukte der Erdentwicklung, die im Verlaufe der geologischen Entwicklung aus dem Inneren unseres Planeten hervorgegangen sind. Um besser zu verstehen, wie diese drei äußeren Erdhüllen entstanden sind, wird von den Wissenschaftlern der Aufbau des Erdinneren studiert. Dabei ergeben sich im wesentlichen zwei Aufgaben: Die erste — einfachere — beinhaltet die Untersuchung des gegenwärtigen Aufbaus der Erde. Die zweite — schwierigere — besteht in der Aufklärung des früheren Aufbaus der Erde und der Art der Änderungen seit ihrer Entstehung vor ungefähr 4,5 Milliarden Jahren.

Das unmittelbare Eindringen in das tiefe Erdinnere ist nicht möglich. Neben der Anwendung physikalischer Meßmethoden ist deshalb ein großer Arbeitsaufwand in theoretischer Hinsicht ein Charakteristikum für die Geophysik.

Man darf natürlich nicht denken, die Geophysik sei eine rein theoretische Wissenschaft. Die Geophysik baut vielmehr als Zweig der Naturwissenschaft auf experimentellen geophysikalischen Angaben auf, doch sind diese Angaben immer indirekter Natur. Nur eine theoretische Analyse der geophysikalischen Daten erlaubt uns, auf gewisse Eigenschaften des Erdinneren zu schließen.

Geophysikalische Untersuchungen sind um vieles schwieriger als rein physikalische, denn der Physiker im Laboratorium wählt die Versuchsbedingungen so aus, daß er bequem die interessierende Erscheinung untersuchen kann. Dem Geophysiker steht dieser „Luxus“ nicht zur Verfügung. In der Geophysik sind die meisten Experimente von der Natur selbst bestimmt. Seismische Wellen entstehen z. B. bei Erdbeben, und Ausbreitungsstörungen elektromagnetischer Wel-

len sind mit magnetischen Stürmen in der oberen Atmosphäre verbunden. Der Geophysiker muß also die Ereignisse abwarten (Erdbeben oder elektromagnetische Stürme), die bei den zu betrachtenden Vorgängen entstehenden Signale registrieren und Veränderungen dieser Signale nach Durchgang durch den Planeten untersuchen. Erst dann kann er die nötigen Schlußfolgerungen ziehen. Diese Umstände machen die Schwierigkeiten eines geophysikalischen Experiments deutlich.

Es bleibt die Frage bestehen, ob man in der Geophysik nicht genau so planmäßig experimentieren kann wie in der Physik. Als Quelle seismischer Wellen könnte eine künstliche Explosion in einem entsprechend von uns ausgewählten Gebiet dienen, und Registriergeräte könnten in geeigneter Weise aufgestellt werden. So verfährt man tatsächlich bei der seismischen Erkundung von Bodenschätzen, beispielsweise bei der Suche nach Erdöl.

Die bei einem Erdbeben freiwerdende Energie ist jedoch ungefähr zehntausendmal so groß wie die bei einer künstlichen Explosion. Nur diese erlaubt es, die Erde als Ganzes zu untersuchen. Wir sehen hier von atomaren Explosionen ab, die außerdem auch nicht mit Erdbeben vergleichbar sind.

Die Geowissenschaften sind also bemüht, *alle Möglichkeiten* zum Sammeln von Informationen über das Erdinnere auszuschöpfen. Eine geophysikalische Untersuchung ist immer komplex, d. h., sie wird mit verschiedenen Methoden durchgeführt. In diesem Büchlein wird der Versuch unternommen, über die verschiedenen Aspekte der umfangreichen geophysikalischen Forschung zu berichten.

2. Geophysikalische Methoden zur Untersuchung des Erdinnern

2.1. Seismologie. Das seismische Modell der Erde

Lange Zeit war die Seismologie ausschließlich eine Wissenschaft von den Erdbeben und den dabei ausgelösten seismischen Wellen. Gegenwärtig beschäftigt sich die Seismologie mit der Messung und Analyse *aller* durch Seismographen auf der festen Erdoberfläche registrierbaren Bewegungen. Tag und Nacht registrieren ungefähr tausend an mehreren Punkten der Erdkugel aufgestellte Seismographen die auf verschiedene Weise verursachten Schwingungen des Erdbodens. Dabei stellt man zu jeder Zeit geringfügige Schwingungen des Erdbodens fest, die man als mikroseismische Bodenunruhe bezeichnet. Deren Ursachen sind Bodenerschütterungen durch Industrie und Transport sowie durch Stürme und die dauernde Wellenbewegung der Ozeane (letztere nennt man nach *B. Golizyn* Bodenunruhe 1. Art). Auf dem Untergrund dieses Rauschens werden die von Erdbeben und großen Explosionen herrührenden Wellen beobachtet. Diese werden zur wissenschaftlichen Analyse des Erdinneren herangezogen.

Im Vergleich mit der Erde ist der Mond ein Objekt für seismische Untersuchungen, bei dem durch das Fehlen von Atmosphäre, Ozeanen und Industrie keine entsprechenden seismischen Störungen auftreten. Dadurch kann man auf dem Mond Seismometer außerordentlich hoher Empfindlichkeit aufstellen, die der theoretischen Grenze von 10 bis 50 Ängström (= 1 bis 5 nm) Bodenbewegung nahekommen.

Bei Erdbeben werden aus dem örtlich begrenzten Zentrum des Bebens elastische Wellen — die seismischen Wellen — ausgestrahlt. Das Gebiet, aus dem diese Wellen kommen, nennt man Erdbebenherd oder Hypozentrum. Der Erdbebenherd liegt unter der Erdoberfläche und hat eine Ausdehnung von einigen Kilometern.

Seismische Wellen kann man als niederfrequente Schallwellen im festen elastischen Material der Erde auffassen. Man unterscheidet Raumwellen und Oberflächenwellen. Bei den Raumwellen gibt es sowohl longitudinale als auch transversale. Die longitudinalen Wellen sind elastische Kompressionswellen, die transversalen elastische Scherungswellen. Die Ausbreitung der Raumwellen in der elastischen Erde ähnelt der Lichtausbreitung in einem optischen Medium, da sie strahlenartig verläuft.

Diese seismischen Transversal- und Longitudinalwellen durchdringen im Gegensatz zu den längs der Erdoberfläche verlaufenden Oberflächenwellen das gesamte Innere unseres Planeten. Deshalb werden sie Raumwellen genannt. Sie durchleuchten in gewissem Sinne unseren Planeten und gestatten ähnlich einer Röntgenanalyse die Aufklärung des inneren Aufbaus der Erde ohne unmittelbares Eindringen in das Erdinnere.

Die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen ist ungefähr das 1,7fache der Geschwindigkeit der Transversalwellen. Dementsprechend werden die Longitudinalwellen, die von einem Beben ausgehen, auf dem Seismogramm früher registriert als die Transversalwellen. Man nennt sie Primärwellen oder kurz P-Wellen. Transversalwellen bezeichnet man dann als Sekundärwellen (S-Wellen). Die Geschwindigkeiten der Raumwellen lassen sich aus den Elastizitätsmoduln (K — Kompressionsmodul, μ — Scherungsmodul) und der Dichte ρ der Erde im jeweiligen Punkt durch einfache, aus der Elastizitätstheorie bekannte Formeln ausdrücken:

$$v_P = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \quad \text{für Longitudinalwellen, (1)}$$

$$v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad \text{für Transversalwellen. (2)}$$

Wären die Ausbreitungsgeschwindigkeiten v_P bzw. v_S der seismischen P- bzw. S-Wellen unabhängig von der Tiefe, dann wären die seismischen Strahlen geradlinig. In Wirklichkeit wachsen v_P und v_S allmählich mit zunehmender Tiefe außer innerhalb einer schmalen Zone zwischen 50 und 250 km Tiefe. Die tatsächlich vorkommenden seismischen Strahlen sind demzufolge gekrümmt, d. h., die Erde ist bezüglich der seismischen Strahlen mit einer brechenden Linse vergleichbar (Abb. 1).

Aus den von der Seismologie ermittelten Daten folgt, daß man die Erde in drei grundlegende Schalen einteilen kann: Kruste, Mantel und Kern. Die Erdkruste ist vom Mantel durch eine scharfe seismische Grenze getrennt, an der sich die Stoffeigenschaften unstetig ändern (sprunghaftes

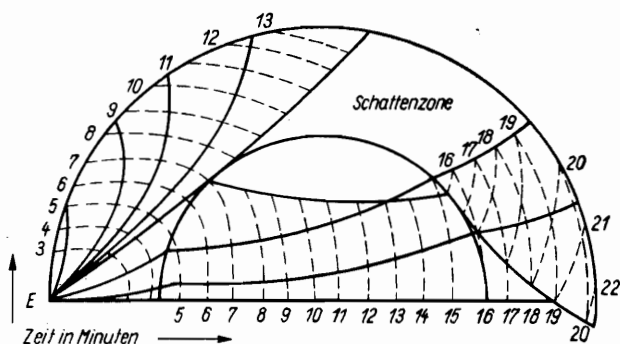


Abb. 1. Verlauf der P-Wellen und Laufzeit im Erdinneren.

Der Verlauf der vom unmittelbar unter dem Epizentrum E gelegenen Hypozentrum des Erdbebens ausgesandten seismischen P-Wellen ist im Querschnitt der Erde dargestellt. Die gestrichelten Linien, die Isochronen, kennzeichnen auf der Erdoberfläche die Punkte gleicher Ankunftszeit der P-Wellen in Minuten. In der ausgedehnten Schattenzone können infolge der Brechung an der Mantel-Kern-Grenze keine P-Wellen registriert werden

Anwachsen der Geschwindigkeiten v_p und v_s sowie der Dichte ρ). Diese Grenzschicht wurde 1909 von dem jugoslawischen Seismologen *Mohorovičić* entdeckt. Diese Grenze zwischen Kruste und Mantel wird *Mohorovičić-Diskontinuität* oder kurz *M-Grenze* genannt. Durch diese Entdeckung wurde eine genaue Definition der Erdkruste möglich: Die Erdkruste ist die oberhalb der M-Grenze gelegene Schicht.

Die Dicke der Erdkruste schwankt von ungefähr 10 km in Ozeangebieten (einschließlich der Wassertiefe) bis auf ein Vielfaches dieses Wertes in bergigen Kontinentalgebieten. Der Beitrag der Kruste zur Gesamtmasse der Erde ist klein. Deshalb wird die Erdkruste in einem Modell der Erde als

Ganzes gewöhnlich als homogene Schicht von ungefähr 35 km Dicke aufgefaßt.

Unterhalb der Kruste liegt im Tiefenbereich zwischen 35 und 2900 km der Mantel der Erde, der auch als Silikatschale bezeichnet wird.¹⁾

Der innerste Teil der Erde ist der im Tiefenbereich von 2900 bis 6371 km gelegene Erdkern. Daß die Erde einen Kern besitzen muß, dessen Dichte die Dichte der äußeren Silikatschale deutlich übersteigt, erkannten schon die Wissenschaftler im vergangenen Jahrhundert. Die Dichte der Gesteine der äußeren Kruste beträgt etwa $2,8 \text{ g/cm}^3$ bei Graniten und $3,0 \text{ g/cm}^3$ bei Basalten, während die mittlere Dichte der Erde etwa $5,5 \text{ g/cm}^3$ beträgt und damit wesentlich größer ist. Folglich muß die Erde im Inneren dichter sein. Gleichzeitig waren Eisenmeteorite aus dem Weltraum bekannt. Die Dichte des Eisens beträgt dabei $7,85 \text{ g/cm}^3$. Das führte zu der Hypothese vom Eisenkern der Erde.

Die in der Tiefe von 2900 km gelegene seismische Grenze zwischen Mantel und Kern wurde 1914 von dem deutschen Seismologen *Gutenberg* entdeckt. Diese Grenze besitzt keine spezielle Bezeichnung, obwohl man sie mit voller Berechtigung Gutenberg-Grenze nennen könnte. Die Grenze zwischen Mantel und Kern ist die schärfste Grenze im Inneren der Erde. Die Dichte steigt von $5,6 \text{ g/cm}^3$ auf 10 g/cm^3 . An dieser Grenze werden P- und S-Wellen stark reflektiert, und P-Wellen, die in den Kern eindringen, werden außerdem gebrochen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der P-Wellen fällt sprunghaft von $13,6 \text{ km/s}$ im Mantel auf $8,1 \text{ km/s}$ im Kern ab. Die Geschwindigkeit der Transversalwellen dagegen fällt von $7,3 \text{ km/s}$ auf 0, d. h., der Erdkern läßt keine transversalen S-Wellen hindurch. Aus Formel (2) folgt, daß auch der Scherungsmodul μ Null sein muß. Das bedeutet aber, daß der Erdkern flüssig ist. Diese fundamentale Erkenntnis der Seismologie wird auch durch alle anderen geophysikalischen Erscheinungen bezüglich des Erdkerns bestätigt.

Die Daten der Seismologie weisen auf eine bestimmte „Feinstruktur“ von Mantel und Kern hin. Diese Struktur ist aus Abb. 2 ersichtlich, in der das seismische Modell der Erde, d. h. die Geschwindigkeitsabhängigkeit der P- und S-Wellen von der Tiefe, dargestellt ist. Entsprechend dieser

¹⁾ Die Termini „Schale“ und „Mantel“ sind Synonyme. In der Geophysik wird öfter der Terminus „Schale“, in der Geologie der Terminus „Mantel“ gebraucht.

seismologischen Daten kann man das Erdinnere in acht charakteristische Gebiete oder Zonen einteilen. Diese Zonen werden mit Großbuchstaben des lateinischen Alphabets bezeichnet: A, B, C, D (D', D''), E, F, G. Die A-Zone (0—35 km) ist die Erdkruste. Die B-Zone (35—350 km) ist der äußere Erdmantel, eine Schicht mit niedrigeren Geschwindigkeiten. Die C-Zone (350—1000 km) ist die Übergangszone, ein Gebiet des anormal schnellen Anwachsens

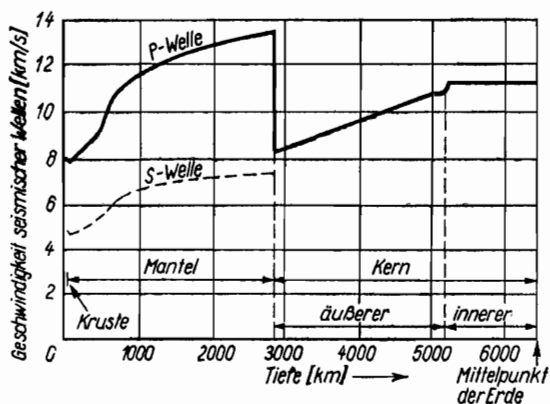


Abb. 2. Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen im Inneren der Erde. Das seismische Modell der Erde

der Ausbreitungsgeschwindigkeiten von P- und S-Wellen. Die D'-Zone (1000—2700 km) zeigt einen normalen Zuwachs der Geschwindigkeiten auf Grund des Druckes der darüberliegenden Schichten, die D''-Zone (2700—2900 km) die schmale Mantel-Kern-Grenze, die durch die Konstanz der Ausbreitungsgeschwindigkeiten der P- und S-Wellen charakterisiert ist. Die E-Zone (2900—4980 km) ist der flüssige äußere Kern, und die F-Zone (4980—5120 km) ist eine Übergangszone im Kern mit kompliziertem Geschwindigkeitsprofil. Die G-Zone (5120—6371 km) schließlich ist der feste innere Erdkern.

In allerletzter Zeit konnte die Genauigkeit seismischer Beobachtungen merklich erhöht werden, da man von Beobachtungen an einzelnen Stationen zu Beobachtungen von seismischen Profilen übergehen konnte, die Hunderte in

einer bestimmten Richtung gelegene seismische Stationen enthalten. Als Resultat dieser Experimente wurden Hinweise auf die Existenz von Sprüngen in der Geschwindigkeitsverteilung der P- und S-Wellen im Mantel der Erde erhalten. Mit der größten Sicherheit konnten zwei Grenzen festgestellt werden, die eine im Tiefenintervall von 300 bis 400 km und die andere in einer Tiefe von 600 bis 700 km. Die große Unsicherheit in den Zahlenwerten ist durch die außerordentlich schwierige und verwickelte Seismologie in diesen Tiefen verständlich. Ein letzter Erfolg der Seismologie ist schließlich die Beobachtung schwacher, von den Grenzen des inneren Kernes reflektierter Wellen. Dies war der erste experimentelle Hinweis darauf, daß sich der innere Kern, im Gegensatz zum äußeren flüssigen Kern, im festen Zustand befindet.

Die Einzelheiten in der Geschwindigkeitsverteilung seismischer Wellen im Inneren der Erde können folgendermaßen interpretiert werden: Beim Übergang von der Kruste (Granite, Basalte) zum Mantel (ultrabasisches Gestein) wachsen die Geschwindigkeiten sprunghaft an. In der krusten-nahen Zone befindet sich eine Schicht mit niedrigeren Geschwindigkeiten. Das hängt damit zusammen, daß die Temperatur des Erdinneren in dieser Schicht in der Nähe des Schmelzpunktes der Stoffe liegt. In der C-Zone wächst die Geschwindigkeit stark an. Das ist durch Phasenübergänge der Mineralien in dichtere, mechanisch festere Modifikationen bedingt. Danach folgt die homogene D-Schicht, in der die Geschwindigkeiten nur infolge des Druckes der darüberliegenden Schichten wachsen. An der Grenze zum Kern existiert ein kleineres Geschwindigkeitsplateau, dessen Ursache noch nicht völlig verstanden wird. Das Sinken der Geschwindigkeit der P-Wellen beim Übergang vom Mantel zum Kern ist durch die höhere Dichte der Stoffe im flüssigen Kern zu erklären. Wie sich erwiesen hat, sind die Kompressionsmoduln K für Mantel und Kern in der Nähe der Mantel-Kern-Grenze ungefähr gleich, währenddessen die Dichte der Schale mit $\rho_{S,2900\text{ km}} = 5,6\text{ g/cm}^3$ wesentlich kleiner als die Dichte des Kernes mit $\rho_{K,2900\text{ km}} = 10\text{ g/cm}^3$ ist.

Der Erdkern besteht im wesentlichen aus Eisen und einer geringen Beimengung leichter Elemente. Wahrscheinlich enthält der Erdkern als Beimengung Silizium und eventuell Schwefel, doch ist dies noch umstritten. Das Anwachsen der Geschwindigkeit der P-Wellen im äußeren Kern hat

den durch die Druckerhöhung zum Zentrum der Erde hin bedingten normalen Verlauf. Die genaue Änderung der Geschwindigkeit in der F-Übergangszone des Kernes bleibt noch ungeklärt. Sicher ist nur, daß die Geschwindigkeit in dieser Zone steigt und der Anstieg durch den Übergang des Stoffes vom geschmolzenen zum festen kristallinen Zustand bedingt ist. Die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen ändert sich im inneren Kern fast nicht, da der Druck in diesem Gebiet der Erde nur noch schwach zunimmt.

Bis jetzt haben wir unsere Aufmerksamkeit den seismischen Raumwellen gewidmet. Wenden wir uns nun den Oberflächenwellen zu. Wie bei den Raumwellen gibt es auch von den Oberflächenwellen zwei Arten. Sie werden Rayleigh-(bzw. M-)Wellen und Love-(bzw. L-)Wellen genannt. Diese Wellen wurden von den Gelehrten *Rayleigh* 1885 und *Love* 1911 aus theoretischen Arbeiten gefunden. Auf den Seismogrammen konnten am Ende des vorigen Jahrhunderts alle seismischen Wellen beobachtet werden, wobei die Love-Wellen bis zur Veröffentlichung der Arbeit von *Love* im Jahre 1911 unerklärt blieben.

Bei den Rayleigh-Wellen liegt die Verschiebung der Gesteinsteilchen in der senkrechten Ebene. Sie beschreiben eine Ellipse in der dem Uhrzeigersinn gegenläufigen Richtung. Die Bewegung der Teilchen in der Welle erfolgt so, als würden sie sich auf die Quelle der Welle aufwickeln (vgl. Abb. 3). Im Gegensatz zu den Rayleigh-Wellen liegt bei den

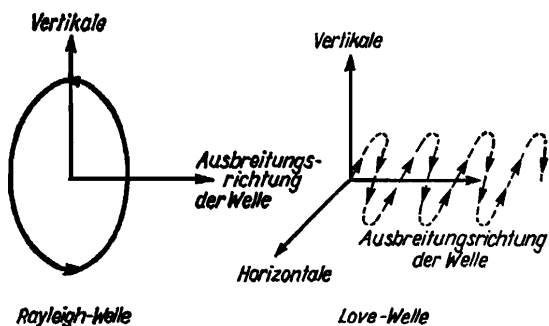


Abb. 3. Verschiebungen in den Rayleigh- und Love-Oberflächenwellen

Love-Wellen die Teilchenverschiebung in der horizontalen Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Wellen.

Bei Oberflächenwellen ist die Größe der Verschiebung an der Oberfläche maximal und sinkt (exponentiell) mit zunehmender Tiefe. Darum kann man mit Hilfe von Oberflächenwellen die Erde effektiv bis zu Tiefen von ungefähr einem Drittel ihrer Wellenlänge untersuchen (sondieren). Die Wellenlänge der bei Erdbeben angeregten Oberflächenwellen liegt zwischen mehreren Dutzend bis einigen hundert Kilometern. Darum kann man mittels Oberflächenwellen die äußere Schicht der Erde bis zu einigen hundert Kilometern untersuchen.

Die Oberflächenwellen von besonders starken Erdbeben sind so intensiv, daß sie mehrmals um die Erdkugel laufen. Solche intensive Wellen enthalten viele Informationen über das Innere unseres Planeten, wobei man außerdem ohne eine große Zahl von Geräten auskommt. Auch auf dem Mond konnte man solche Wellen mit dort aufgestellten Seismometern registrieren.

Mit Hilfe der Oberflächenwellen wurden viele interessante Resultate erhalten. Sie ermöglichen beispielsweise ein recht genaues Studium des Verlaufes der Schicht mit niedrigeren Geschwindigkeiten innerhalb des oberen Erdmantels, des Aufbaus der kontinentalen und ozeanischen Erdkruste und einer Reihe anderer regionaler Details der äußeren Erdschichten. In diesem Bändchen interessiert uns jedoch die Frage nach dem globalen Aufbau der Erde und der Planeten. Deshalb werden wir uns nicht bei einer ausführlichen Beschreibung der entsprechenden Resultate aufhalten.

2.2. Gravimetrie

Die Gravimetrie ist ein weiteres großes und grundlegendes Gebiet der Geophysik. Das Gravitationsfeld spiegelt die Art der Masseverteilung im Inneren unseres Planeten wider und ist eng mit der Form der Erde verbunden. Die Gravimetrie findet eine breite Anwendung. Da die Gravimetrie Aussagen über die Form der Erde macht, ist sie mit der Geodäsie und letztlich auch mit der Topographie verbunden. Ebenso bestimmt das Gravitationsfeld der Erde die Flugbahnen von Satelliten, deren Bedeutung im kosmischen Zeitalter offensichtlich ist. Die Gravimetrie, als die Wissen-

schaft vom Gravitationsfeld und der Figur der Erde aufgefaßt, ist die älteste geophysikalische Disziplin.

Über die Gestalt der Erde machte man sich schon im frühen Altertum Gedanken. Die erste experimentelle Bestimmung des Erdradius erfolgte ungefähr im Jahre 235 v. u. Z. durch *Eratosthenes* aus Alexandria. Doch kann man natürlich von Gravimetrie noch nicht sprechen, solange das universelle Gravitationsgesetz unentdeckt bleibt.

Newton legte im dritten Teil der „*Philosophiae naturalis principia mathematica*“ eine auf das Gravitationsgesetz gegründete Theorie von der Figur der Erde vor. Er erkannte als erster, daß wegen der Eigendrehung der Erde ihre Form ein Rotationsellipsoid sein muß und keine Kugel. Folglich ist die Erde an den Polen abgeflacht und in der Äquatorzone aufgebaucht. *Newton* berechnete als erster die Abplattung der Erde:

$$\alpha = \frac{a - b}{a}, \quad (3)$$

worin a der Äquatorradius und b der Polradius des Planeten ist. Die von ihm erhaltene Zahl $\alpha = 1/230$ war jedoch noch sehr ungenau. Der gegenwärtige, mit hoher Genauigkeit bestimmte Wert der Abplattung der Erde beträgt $\alpha = 1/298,25$.

Interessanterweise wurde *Newtons* Annahme der Abplattung der Erde von anderen Wissenschaftlern bestritten, unter anderem von dem bekannten französischen Astronomen *G. D. Cassini*. Deswegen wurden in der Mitte des 18. Jahrhunderts von der Französischen Akademie der Wissenschaften Expeditionen für Gradmessungen auf verschiedenen Breiten organisiert. Als Resultat der durchgeführten Messungen erwies sich die Erde als abgeplattetes Sphäroid, dessen Polradius ungefähr 20 km kürzer als der Äquatorradius ist. *Newtons* Annahme von der Ellipsoidgestalt der Erde erhielt somit einen experimentellen Beweis und setzte sich damit durch.

Die moderne Gravimetrie findet ihren Anfang in der 1743 veröffentlichten Arbeit des französischen Mathematikers *Clairaut* mit dem Titel „*Figure de la terre*“. Auf der Basis des Gravitationsgesetzes bewies *Clairaut* streng, daß die Schwerebeschleunigung auf der Erdoberfläche als Funktion der geographischen Breite dem einfachen Gesetz

$$g = g_a (1 + \beta \sin^2 \varphi) \quad (4)$$

folgt, wobei φ die geographische Breite des Ortes und $g_{\text{ä}}$ die Erdbeschleunigung am Äquator ist. Der Parameter β ergibt sich zu $\beta = \frac{5}{2}q - \alpha$, wobei α die Abplattung und q das Verhältnis von Zentripetalkraft zu Schwerkraft am Äquator ist. Ist ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation und a der Äquatorradius der Erde, so erhält man

$$q = \frac{\omega^2 a}{g_{\text{ä}}}.$$

Wir sehen, daß das in Formel (4) enthaltene Clairautsche Theorem zu einer völlig neuen Lage bezüglich der Form der Erde führt. Es erlaubt die Bestimmung der Abplattung α unabhängig von der Bestimmung geometrischer Elemente mittels Gradmessungen. Entsprechend der Clairautschen Theorie genügt zur Ermittlung der Abplattung α eines Planeten die Bestimmung des Gravitationsfeldes an seiner Oberfläche. Folglich untersucht die Gravimetrie als geophysikalische Disziplin die Schwerkraft und ihre Verteilung an der Erdoberfläche und bestimmt die Form der Erde aus der bekannten Schwerkraftverteilung.

Die weitere Entwicklung der Gravimetrie (oder der Theorie von der Gestalt der Erde, wie man sie öfter nennt) war mit den Arbeiten des englischen Physikers *Stokes* und des sowjetischen Geophysikers *M. S. Molodenski* verbunden.

Die Bedeutung der Gravimetrie für die Untersuchung des inneren Aufbaus der Planeten ist sehr groß. Von den Planeten fehlen z. Z. seismische Angaben. Doch besitzen viele Planeten natürliche Trabanten (Monde). Die Beobachtungen der Planetenmonde ermöglichen Schlußfolgerungen über das Gravitationsfeld des jeweiligen Planeten und führen somit zu Aussagen über die Masseverteilung im Inneren der Planeten und über ihre Abplattung. Die Angaben über das Gravitationsfeld der Planeten sind zusammen mit den Werten ihrer mittleren Dichte die einzigen meßbaren Daten von Planeten, die zum Aufstellen eines Modells ihres inneren Aufbaus benutzt werden können.

In diesem Abschnitt müssen noch einige Formeln aufgeführt werden. Diese sind jedoch nicht sehr kompliziert. So schön eine Darlegung ohne Benutzung von mathematischen Ausdrücken auch sein mag, ruft sie doch im besten Falle nur Illusionen über das Verständnis der Sache hervor.

2.3. Gravitationsfeld und Form der Erde. Das Trägheitsmoment der Erde

Wäre die Erde eine exakte Kugel mit einer nur vom Radius abhängigen Dichteverteilung $\rho = \rho(r)$, d. h. einer kugelsymmetrischen Verteilung, so erhielte man für das äußere Gravitationspotential der Erde folgende sehr einfache Formel:

$$V = -\frac{GM}{r}. \quad (5)$$

Hierin ist r die Entfernung vom Mittelpunkt der Kugel, G die Gravitationskonstante und M die Masse des Planeten. Die Begriffe Gravitationspotential und potentielle Gravitationsenergie sind gleichbedeutend und beschreiben das Gravitationsfeld mathematisch.

Die reale Erde ist einer Kugel ähnlich. Sie weicht nur um ein Dreihundertstel von der Kugelform ab. Deshalb wird der Hauptteil des äußeren Gravitationsfeldes der Erde durch (5) gegeben. Die Abweichung des äußeren Gravitationsfeldes der Erde vom Newtonschen Potential (5) liegt ebenfalls in der Größe eines Dreihundertstels. Obwohl diese Abweichung klein ist, verdient sie Beachtung, weil sie wichtige Informationen über geringe Dichtefluktuationsen im Erdinneren und Änderungen des Trägheitsmoments der Erde bezüglich ihrer Hauptachsen sowie über Abweichungen vom hydrostatischen Gleichgewicht im Erdinneren enthält.

Das erste Korrekturglied J_2 zum Newtonschen Erdpotential (5) konnte schon vor dem Start der ersten künstlichen Satelliten aus Messungen auf der Erde bestimmt werden. Dies führte zu folgender Darstellung für das Gravitationsfeld der Erde:

$$V = -\frac{GM}{r} \left[1 - \left(\frac{a}{r} \right)^2 J_2 P_2 (\cos \Theta) \right], \quad (6)$$

worin a den Äquatorradius bedeutet,

$$J_2 = \frac{C-A}{Ma^2} \quad (7)$$

das Gravitationsmoment und

$$P_2 = \frac{3}{2} \cos^2 \Theta - \frac{1}{2} \quad (8)$$

das zweite Legendresche Polynom.

Es ist C das Trägheitsmoment bezüglich der Polarachse, A das Trägheitsmoment bezüglich der Äquatorialachse und Θ der Polwinkel, der gleich dem Ergänzungswinkel der geographischen Breite zu $\frac{\pi}{2}$, also $\Theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$ ist.

Der heutige Wert von J_2 beträgt $J_2 = 1082,65 \cdot 10^{-6}$. Die die Abweichung des Gravitationsfeldes der realen Erde vom kugelsymmetrischen Ausdruck (5) charakterisierende Größe J_2 erweist sich damit, wie erwartet, gleich einem Dreihundertstel.

Die Abplattung α des Erdsphäroids ist mit J_2 , der Winkelgeschwindigkeit ω der Erde, ihrer Gesamtmasse M und dem Äquatorradius a durch folgende Gleichung verbunden:

$$\alpha = \frac{3}{2} J_2 + \frac{1}{2} \frac{\omega^2 a^3}{G \cdot M}.$$

Wäre die Erde mit einem Weltozean ohne Wellen bedeckt, dann nähme sie die Form des Erdsphäroids an.

Zum Studium des inneren Aufbaus der Erde ist die Größe des mittleren Trägheitsmoments

$$I = \frac{C + 2A}{3} \quad (9)$$

interessant, die zusammen mit dem Wert der mittleren Dichte

$$\rho_0 = \frac{3M}{4\pi a^2 b}$$

und seismologischen Daten eine Bestimmung der Dichteverteilung im Erdinneren erlaubt.

Zur Bestimmung von I müssen neben J_2 (7) noch andere mit den Trägheitsmomenten C und A verbundene Größen bekannt sein. Eine weitere Beziehung zwischen den Trägheitsmomenten C und A kann aus rein gravimetrischen Messungen nicht bestimmt werden. Doch hier kommt die Astronomie der Gravimetrie zu Hilfe, deren Methoden die Bestimmung der dynamischen Abplattung aus der Präzessionsbewegung der Erdachse ermöglichen. Man erhielt

$$H = \frac{C - A}{C} = 0,0032732.$$

Die Dichteverteilung im Inneren des Planeten hat wesentlichen Einfluß auf das mittlere Trägheitsmoment I (9). Umgekehrt läßt sich mit dem experimentell gewonnenen

Wert I die Dichteverteilung bei Modellrechnungen kontrollieren. Betrachten wir den homogenen Fall, d. h. einen Planeten mit konstanter Dichte. Die Berechnung des Trägheitsmomentes einer homogenen Kugel ist einfach. Wir erhalten

$$I^* = \frac{I}{MR^2} = 0,4. \quad (10)$$

Damit kommen wir zu der einfachen, aber wichtigen Feststellung, daß im Falle eines Planeten mit konstanter Dichte sein dimensionsloses Trägheitsmoment I^* den Wert 0,4 annimmt. Mit unmittelbarer Zahlenrechnung kann man sich leicht davon überzeugen, daß bei Dichtezunahme im Erdinneren von der Peripherie zum Zentrum hin $I^* < 0,4$ sein wird. Wenn sich umgekehrt die Dichte im Planeten mit zunehmender Tiefe verringert, wird $I^* > 0,4$ sein. Nach entsprechenden Beobachtungen ist für die Erde $I^* = 0,3309$. Dies entspricht einer überaus großen Massekonzentration in den inneren Gebieten des Planeten.

Im Inneren des Planeten wirken beachtliche Gravitationskräfte. Während der Evolution des Planeten können wegen dieser oder jener Ursachen Gebiete geringer Dichte unter Gebiete höherer Dichte gelangen (Dichte-Umkehr). Dies führt zu gewaltigen Auftriebskräften, die diese Gebiete zu verschieben suchen. Man sagt, daß in solch einem Fall der mechanische Gleichgewichtszustand im Planeten gestört ist. Im ungestörten Fall ist die Dichte eine mit der Tiefe zunehmende Funktion. Ihr Zuwachs entsteht durch Kompression des Materials infolge des von höher gelegenen Schichten erzeugten Druckes, durch Zunahme des Anteils schwerer Komponenten mit zunehmender Tiefe und auch durch Bildung neuer dichter Phasen infolge der hohen Drücke.

Im tiefen Inneren laufen aber auch Prozesse ab, die eine Abnahme der Dichte bewirken. Die wichtigsten davon sind: Wärmeausdehnung durch Temperaturerhöhung, Schmelzen, teilweises oder fraktioniertes Schmelzen unter Entstehung einer Komponente mit geringerer Dichte (z. B. das Ausschmelzen der Basaltmagmen im Inneren der Erde und vermutlich auch des Mondes). In der Regel sind jedoch die Prozesse, die zu einer Verringerung der Dichte führen, weniger effektiv als die, die ein Anwachsen der Dichte mit zunehmender Tiefe verursachen. Das äußere Anzeichen für die Zunahme der Dichte mit zunehmender Tiefe bzw. für

ihre annähernde Konstanz im Inneren kleiner Objekte ist die Bedingung $I^* \leq 0,4$.

Die Untersuchung des Gravitationsfeldes des Mondes mit Hilfe von künstlichen Satelliten erlaubte die Bestimmung seines dimensionslosen Trägheitsmomentes zu $I^* = 0,402 \pm 0,02$. Dieses grundlegende Resultat zeigt, daß die Dichte des Mondes annähernd konstant sein wird. Vom physikalischen Standpunkt aus ist diese Annahme einleuchtend. Der Druck im Zentrum ist kleiner als 50 000 atm, und die Zunahme der Dichte auf Grund des Druckes erreicht dementsprechend nur einige Prozent ($1 \text{ atm} = 1,013\,25 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$).

Es ist interessant, sich an Versuche der Bestimmung von I^* des Mondes vor dem Start künstlicher Satelliten zu erinnern. Ungefähr vor 15 Jahren unternahm der bekannte amerikanische Astronom *Eckhardt* den Versuch, I^* für den Mond aus einer detaillierten Analyse der Librationserscheinungen des Mondes bei seiner Bahnbewegung um die Erde zu bestimmen. Er erhielt einen Wert von I^* , der den Grenzwert von 0,4 beträchtlich überstieg. *Eckhardts* Arbeit gab Anlaß zu der Vorstellung einer anormalen Dichteverteilung im Inneren des Mondes, und zwar sollte die Dichte mit der Tiefe merklich abfallen. Dieses sonderbare und überraschende Resultat widersprach den Erwartungen und wurde angezweifelt. Wie wir wissen, waren diese Zweifel berechtigt, und heute ruft der gemessene Wert von I^* für den Mond keine Probleme hervor.

2.4. Das äußere Gravitationsfeld der Erde nach Angaben künstlicher Erdsatelliten

Vor dem Start von Satelliten wurde das äußere Gravitationsfeld der Erde durch die einfache aus zwei Gliedern bestehende Formel (6) beschrieben. Es wäre aber falsch anzunehmen, daß das Gravitationsfeld unseres Planeten tatsächlich so einfach ist. In Wahrheit ist die einfache Formel für das Gravitationsfeld dadurch verständlich, daß es nicht gelang, die Erde mit einem ausgedehnten Netz gravimetrischer Meßgeräte zu bedecken, das die Ermittlung weiterer Korrekturen zum kugelsymmetrischen (Newtonschen) Grundterm des Feldes (5) gestattet hätte.

Im Falle eines beliebigen Himmelskörpers (Planet, Mond oder Stern) kann das Gravitationsfeld nach Kugelfunktionen

zerlegt werden. Kugelfunktionen spielen stets bei der Lösung einer Aufgabe für kugelförmige oder kugelähnliche Körper eine Rolle. Sie werden durch eine in bestimmter Weise geordnete Summe von Sinus- und Kosinusfunktionen der Winkelkoordinaten (Länge und Breite) definiert. Die Kugelfunktionen sind die sogenannten Eigenfunktionen der Kugel. Ihre Bedeutung für die Geophysik ist sehr groß. Bei der Lösung bestimmter Aufgaben führt die Verwendung dieser Funktionen zu bequem handhabbaren Ausdrücken. Die Eigenfunktionen einer gestellten Aufgabe sind oft die sinnvollsten und auch einfachsten Lösungen.

Da die Erde fast eine Kugel ist, hat man es in der Geophysik bei vielen Problemen mit Kugelfunktionen zu tun.

Wie oben mit angedeutet, läßt sich das Gravitationsfeld der Erde nach Kugelfunktionen zerlegen oder entwickeln, wie man sagt.

Das Magnetfeld der Erde wurde schon von dem großen deutschen Mathematiker *Carl Friedrich Gauß* nach Kugelfunktionen entwickelt. Auch die Eigenschwingungen der Erde können nach Kugelfunktionen entwickelt werden. Gegenwärtig befaßt man sich mit der sphärischen Analyse des Reliefs der Erd- und Mondoberfläche, des Wärmestromes aus dem Erdinnern und anderer geophysikalischer Felder.

Wir sind in dieser Broschüre übrigens schon den ersten Kugelfunktionen begegnet. Wie wir wissen, gibt der Ausdruck (6) die ersten Glieder einer Reihenentwicklung des Gravitationspotentials wieder. Es ist der Anfang der Reihenentwicklung des Gravitationspotentials nach Kugelfunktionen. Tatsächlich ist die einfachste Kugelfunktion $= 1$ die Kugelfunktion nullter Ordnung. Die Kugelfunktion erster Ordnung besteht aus drei Komponenten: $\cos \Theta$, $\sin \Theta \cos \lambda$ und $\sin \Theta \sin \lambda$ (Θ ist der Polarwinkel, λ die geographische Länge). Die Entwicklung des Gravitationspotentials enthält keine Komponente mit einer Kugelfunktion erster Ordnung. Das ist mit der Wahl des Koordinatenursprungs im Massezentrum der Erde verbunden. Die Kugelfunktion zweiter Ordnung besteht aus fünf Komponenten. Eine dieser Komponenten ist gerade P_2 (6), (8) geht in den zweiten Summanden der Potentialentwicklung (6) ein. Wie oben treten in (6) die restlichen Komponenten nicht auf, und durch die günstige Wahl der Koordinatenachsen haben wir einen einfacheren, bequemeren Ausdruck für das Potential erhalten

(die Koordinatenachsen sind die Hauptträgheitsachsen des Planeten).

Im allgemeinen Falle enthält die Kugelfunktion n -ter Ordnung $(2n+1)$ Komponenten, und die Entwicklung des Gravitationsfeldes der Erde lautet

$$V = \frac{GM}{r} \left\{ 1 - \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{a}{r} \right)^n J_n P_n(t) + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left(\frac{a}{r} \right)^n P_n^m(t) \times (A_{nm} \cos m\lambda + B_{nm} \sin m\lambda) \right\}. \quad (11)$$

Hierin sind r, Θ, λ die Kugelkoordinaten des Beobachtungspunktes; $t = \cos \Theta$; P_n ist das Legendresche Polynom n -ter Ordnung in $\cos \Theta$; P_n^m sind die zugeordneten Legendreschen Polynome n -ter Ordnung in $\cos \Theta$ und $\sin \Theta$. J_n, A_{nm}, B_{nm} sind die experimentell aus den Bahnen künstlicher Satelliten gewonnenen Gravitationsmomente. Die in (11) eingehenden Komponenten der Kugelfunktionen n -ter Ordnung haben das Aussehen:

$$P_n(\cos \Theta); P_n^m(\cos \Theta) \cos m\lambda; P_n^m(\cos \Theta) \sin m\lambda; \\ m = 1, 2, 3, \dots, n-1, n.$$

Die restlichen Größen in (11) sind die gleichen wie in (5) und (6).

Vor dem Start von Satelliten war in der Entwicklung (11) nur der eine Koeffizient J_2 bekannt, wobei seine Ermittlung die aufwendige Arbeit erforderte, die Erde mit einem Netz von geodätischen und gravimetrischen Empfängern zu bedecken.

Noch vor sehr kurzer Zeit wurde die Frage der Bestimmung weiterer Entwicklungskoeffizienten des Erdpotentials sehr skeptisch beurteilt. So schrieb der bekannte Geophysiker der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts *H. Jeffreys* in seiner klassischen Monographie „The Earth, its Origin, History and Physical Constitution“ im Jahre 1959, daß möglicherweise der Koeffizient J_4 in 20 Jahren bestimmt wird, wenn sich das Tempo der astronomisch-geodätischen Arbeit nicht verlangsamt. *Jeffreys* nahm an, daß der Koeffizient J_3 wesentlich kleiner als J_4 sei und somit der Summand mit J_4 das nächste Korrekturglied zum aus zwei Gliedern

bestehenden Potential (6) sein wird. Das war ein Irrtum, über den wir noch sprechen werden.

Die breite Anwendung künstlicher Satelliten für geodätische Zwecke änderte die Lage grundlegend. Die Beobachtung von Satelliten (darunter speziell geodätischer) mit modernen optischen und radioastronomischen Instrumenten sowie die Verwendung von elektronischen Rechenmaschinen bei der Auswertung gestattete schon in den 60er Jahren die Bestimmung von zehn zonalen Momenten J_n und einigen Dutzend tesseralen Momenten A_{nm} und B_{nm} . Die zonalen Momente J_n der Entwicklung des Potentials (11) rufen die säkularen Störungen der Umlaufbahnen der Sputniks hervor. Deshalb werden zur Bestimmung der J_n verhältnismäßig lange Beobachtungsreihen herangezogen. Sie sind genauer als die tesseralen Momente A_{nm} und B_{nm} bestimmt, die die kurzperiodischen Änderungen der Bahnelemente verursachen.

Die Bestimmung von Gravitationsmomenten mit Hilfe von künstlichen Satelliten gehört zu den herausragenden Erfolgen in der Geschichte der Geophysik, ja vielleicht auch der Naturwissenschaft. Dieses Resultat kann man ohne weiteres in eine Reihe mit solchen Errungenschaften wie die Entdeckung der Strahlungsgürtel und der Magnetosphäre der Erde stellen. Welche wichtigen Schlußfolgerungen aus der eingehenden Untersuchung des Gravitationsfeldes der Erde mit Hilfe künstlicher Satelliten zu ziehen sind, wird unten besprochen werden.

2.5. Die Abweichung der Erde vom Zustand des hydrostatischen Gleichgewichts

Ein so bedeutender Geophysiker wie *Jeffreys* hatte schwerwiegende Gründe für die Annahme, daß das Gravitationsmoment J_3 wesentlich kleiner als J_4 sei. Sinngemäß stellte er folgende Überlegung an: Alles spricht dafür, daß sich die Erde in einem Zustand nahe dem hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Eine quantitative Abschätzung der Abweichung der Erde vom Zustand des hydrostatischen Gleichgewichts kann über das Studium der Entwicklung des Erdfeldes nach Kugelfunktionen gewonnen werden (11). Wir setzen zunächst voraus, daß sich die Erde genau im hydrostatischen Gleichgewichtszustand befinde, und fragen nach

dem Aussehen des Gravitationspotentials (11) unter dieser Voraussetzung. Die entsprechende Form des Potentials im hydrostatischen Gleichgewicht erhält man zu

$$V = \frac{GM}{r} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{r} \right)^2 J_2 P_2(t) - \left(\frac{a}{r} \right)^4 J_4 P_4(t) - \left(\frac{a}{r} \right)^6 J_6 P_6(t) - \dots \right\},$$

d. h., es sind nur die zonalen Momente J_{2n} mit geraden Indizes enthalten. Die zonalen Momente J_{2n+1} mit ungeraden Indizes und alle tesseralen Momente A_{nm} und B_{nm} sind Null. Doch ist dies noch nicht alles. Im hydrostatischen Gleichgewicht müssen mit wachsendem n die Beträge der zonalen Momente mit geradem Index nach folgendem Gesetz sehr schnell abfallen:

$$J_2 \approx \frac{1}{300}, J_4 \approx \left(\frac{1}{300} \right)^2, J_6 \approx \left(\frac{1}{300} \right)^3, \dots, J_{2n} \approx \left(\frac{1}{300} \right)^n.$$

Die Geophysiker wußten, daß sich die Erde in einem Zustand nahe dem hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Dann war es aber völlig natürlich anzunehmen, daß das Korrekturglied zu den ersten beiden Summanden des Gravitationspotentials (6) mit J_4 verbunden ist. So dachte die Mehrheit der Forscher vor Beginn der Satellitenmessungen. Doch was zeigten diese Satellitenmessungen? Sie lieferten ein zutiefst sensationelles Resultat, nämlich: Alle Gravitationsmomente haben, von J_3 angefangen, die gleiche Größenordnung von einigen 10^{-6} , d. h., alle Momente außer J_2 erwiesen sich als Größen von der Größenordnung des Quadrates der Abplattung. Auch ist das Kleinerwerden der Momente mit wachsendem n bedeutend schwächer als erwartet.

Damit ergibt sich aus den Satellitenmessungen die wichtige Folgerung, daß die Abweichung der Erde vom hydrostatischen Gleichgewicht von der Größenordnung des Quadrates der Abplattung ist. Erklären wir diese Folgerung physikalisch anschaulicher. Eine Abweichung des Zustandes der Erde vom hydrostatischen Gleichgewicht bedeutet, daß in ihr neben den hydrostatischen Drücken noch tangentialen Spannungen wirken. Diese tangentialen Spannungen können ihrer Größe nach folgendermaßen abgeschätzt werden: Die Abweichung der Erde vom Gleichgewicht um ungefähr die Größe des Quadrates der Abplattung ergibt, daß auch die Form der Erde von der des Gleichgewichts um einen un-

gefähr gleich kleinen Betrag abweicht. Zur Bestimmung der Dicke der Nichtgleichgewichts-Schicht muß das Quadrat der Abplattung α^2 mit dem mittleren Erdradius multipliziert werden. Daraus erhält man eine Schichtdicke von 70 m. Man kann errechnen, daß die von einer Schicht im Erdinneren hervorgerufenen tangentialen Spannungen einige Dutzend Kilopond pro Quadratcentimeter betragen. Die genaue Spannungsverteilung im Erdinneren zu ermitteln, gelang nicht, da dies sehr schwierig ist.

2.6. Isostasie

Aus der genauen Kenntnis der mit Satellitenmessungen erhaltenen Struktur des Gravitationsfeldes der Erde kann ein ebenso genaues Bild der Abweichungen der Figur der Erde von der Gleichgewichtsfigur gewonnen werden. Wir wissen schon, daß diese Abweichungen von der Größenordnung des Quadrates der Abplattung des Erdsphäroids sind und in linearer Ausdehnung einige Dutzend Meter betragen.

Es scheint angebracht, die in der Geophysik gebräuchliche Terminologie etwas ausführlicher zu erläutern.

Die topographische Oberfläche der Erde ist äußerst irregulär. Deshalb versteht man in der Geophysik unter der Figur der Erde eine gewisse vereinbarte, der realen Erdoberfläche nahekommende Fläche.

Wäre die Erde ein flüssiger, sich drehender Planet, dann würde die Kenntnis des äußeren Gravitationspotentials zur Bestimmung ihrer Form reichen. Zu diesem Gravitationspotential V [vgl. Formel (11)] käme dann noch das durch die Erddrehung verursachte Zentrifugalspotential. Diese Summe ist die Potentialfunktion W . Die Erdoberfläche wäre dann eine Äquipotentialfläche und durch die Gleichung $W = K_0 = \text{const}$ bestimmt, wobei K_0 der Wert des Potentials W an der Planetenoberfläche ist. Zu diesem Modell wird die Figur des Planeten mit physikalischen Parametern wie der Masseverteilung im Inneren des Planeten und seiner Drehgeschwindigkeit verbunden. Obwohl sich die Erde nicht im hydrostatischen Gleichgewicht befindet, kann in der Geophysik die Figur der Erde aus der Gleichung $W = K_0$ in guter Näherung bestimmt werden. Man nennt die so definierte Figur Geoid.

Drei Viertel der Erdoberfläche sind mit Ozeanen bedeckt, und die von Winden ungestörte Ozeanoberfläche stimmt genau mit der Geoid-Oberfläche überein. Auf dem Festland jedoch liegt das Geoid unterhalb der Kontinentoberfläche. Wie oben ausführlich besprochen, setzen sich das Gravitationsfeld und entsprechend auch das Geopotential aus in ihrer Größe deutlich verschiedenen Summanden zusammen. In entsprechender Weise teilt man das Geopotential in zwei Teile: einen Haupt- und einen Korrekturteil. Der Hauptteil enthält das Newtonsche Potential. Das erste Korrekturglied ist proportional zu J_2 (6). Zusammen mit dem Zentrifugalpotential erhält man insgesamt das Normalfeld W_0 . Der Korrekturteil des Geopotentials, der noch dazukommt, enthält alle restlichen dem Quadrat der Abplattung proportionalen Glieder und wird Störterm T genannt.

Analog der Teilung des äußeren Feldes W in das Normalfeld W_0 und den Störterm T wird das Geoid in zwei Etappen aufgebaut. Anfangs bestimmt man die Grundfigur durch Rechnung (Normalfigur). Anschließend ermittelt man die (ihrer Größe nach kleinen) Höhen des Geoids, d. h. die Abweichungen des Geoids von der Normalfigur. Wählt man die Newtonsche Kugel (mittlerer Radius R , mittlere Dichte $\bar{\rho}$) als Normalfigur, hat man schon eine gute Näherung zur Verfügung, da die Abweichung des Potentials W vom Newtonschen Potential von der Größenordnung der Abplattung abhängig ist. Die mittleren Höhen des Geoids über der Kugel sind von der Größenordnung $\alpha R \approx \frac{6,4 \cdot 10^9}{300} \approx 21 \text{ km}$. Diese

Größe ist klein gegenüber den Abmessungen der Erde, aber groß gegenüber den typischen Höhenschwankungen des Reliefs der Erde (etwa in Gebirgen). Deshalb wählt man als Normalfigur das die Äquipotentialfläche des Normalpotentials W_0 darstellende Rotationsellipsoid. Diese Figur wird auch Sphäroid genannt, zuweilen auch Referenz-Ellipsoid.

Das Sphäroid ist eine sehr gute Näherung für das Geoid. Tatsächlich weicht das äußere Potential vom Normalpotential um einen Wert der Größenordnung α^2 ab. Folglich beträgt die Abweichung des Geoids vom Normalellipsoid (die Höhen des Geoids) ungefähr $\alpha^2 R \approx 70 \text{ m}$.

Mit Hilfe von Satellitenmessungen können die Höhenkarten des Geoids leicht konstruiert werden. Derartige Karten liegen vor.

Die Höhen des Geoids geben quantitativ die Abweichun-

gen des Gravitationsfeldes der Erde vom Normalfeld an. Man könnte auf den Gedanken kommen, daß die Abweichungen des Erdfeldes vom Normalfeld durch das Relief der tatsächlichen Erdoberfläche bedingt sind. Dann wäre in bergigen Gegenden infolge der zusätzlichen Anziehung der Berge das Gravitationsfeld stärker, und in Talsenken wäre es infolge des Massedefizits schwächer. In Wirklichkeit zeigt die Höhenkarte des Geoids jedoch, daß diese Abweichungen nicht mit den topographischen Besonderheiten der Erde (Ozeane und Kontinente) verbunden sind.

Hieraus ziehen wir den äußerst wichtigen Schluß, daß die Kontinentalgebiete isostatisch kompensiert sind, d. h., die Erdteile schwimmen auf dem Substrat, das sich unterhalb der Kruste befindet, ähnlich wie gigantische Eisberge in den Polarmeeren schwimmen. Die geringen Abweichungen des Gravitationsfeldes der Erde vom Normalen sind durch Dichteschwankungen innerhalb der Kruste und des Mantels der Erde zu erklären.

Diese Idee der Isostasie wurde in der Mitte des vergangenen Jahrhunderts erstmals in die Geophysik eingeführt. Sie wurde zur Erklärung des erstaunlichen Umstandes heran-

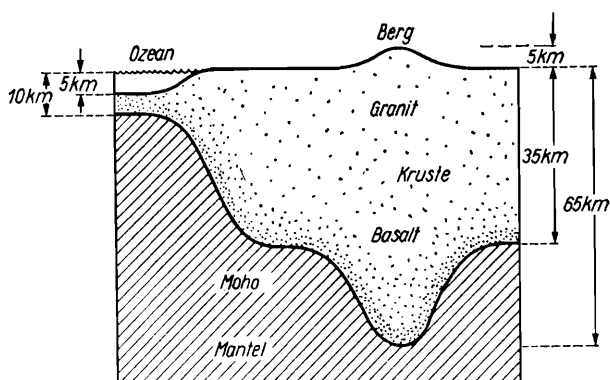


Abb. 4. Isostatisches Gleichgewicht zwischen Kruste und Mantel.
Moho: Mohorovičić-Diskontinuität

gezogen, daß das Vorhandensein von Bergen fast keinen Einfluß auf die gravimetrischen Daten hat. Entsprechend des Prinzips der Isostasie ist die leichte, aus Graniten und Basalten bestehende Kruste mit dem schwereren Mantel im

isostatischen Gleichgewicht (s. Abb. 4). Es zeigt sich, daß die Masse pro Flächeneinheit, an einer gewissen Grenzfläche in der Tiefe gerechnet, auf der gesamten Erdoberfläche ungefähr gleich ist. Wir sehen, daß in Gebirgen die leichte Kruste tiefer in das schwere Mantelgestein hineinragt. Zur bildlichen Beschreibung dieses Sachverhaltes sagt man, daß die Berge in die Tiefe ragende „Wurzeln“ haben.

Die Isostasie erklärt wesentliche Einzelheiten des Aufbaus der äußeren Erdschichten. Das in Abb. 4 dargestellte Verhalten könnte auch durch eingehende seismische Untersuchungen bestätigt werden.

Nach dem Studium des Gravitationsfeldes der Erde mit Hilfe von Satelliten konnte die isostatische Kompensation der Erdkruste für den gesamten Planeten bedeutend genauer untersucht werden als vorher.

Wie wir oben sagten, „schwimmt“ die Kruste auf dem darunter liegenden Mantelmaterial. Doch wird der Mantel von seismischen Transversalwellen (S-Wellen) durchdrungen, d. h., er befindet sich im festen Zustand. Wie sollen wir diesen Widerspruch verstehen? Die Antwort lautet folgendermaßen: Für periodische Schwingungen mit Perioden in der Größenordnung von Sekunden, Stunden oder auch Tagen, d. h. für seismische Raum- und Oberflächenwellen und für Eigenschwingungen der Erde bzw. die Gezeiten der festen Erde, verhält sich der Mantel wie ein elastischer Festkörper. Für Bewegungen mit Perioden von 10 000 Jahren jedoch verhält sich das obere Mantelmaterial wie eine Flüssigkeit. Eine Flüssigkeit mit Relaxationszeiten in der Größenordnung von 10 000 Jahren und mit den mechanischen Parametern des oberen Mantels muß eine Zähigkeit der Größenordnung 10^{21} Poise haben. Ein Stoff mit solchen Eigenschaften wird bei 10 000 Jahre langer Belastung fließen und bei periodischen Prozessen im Bereich von seismischen Wellen bis zu Gezeitenperioden wie ein elastischer Festkörper reagieren.

2.7. Die Eigenschwingungen der Erde.

Die Schicht niedriger Geschwindigkeiten.

Dissipative Eigenschaften der Erde

Die Analyse der Eigenschwingungen der Erde ist ein neues und vielleicht das erfolgversprechendste Gebiet der

Geophysik. Die experimentelle Beobachtung der Eigenschwingungen ist eine der interessantesten und wichtigsten Entdeckungen der Geophysik und der modernen Naturwissenschaft überhaupt. In experimenteller Hinsicht verbinden die Eigenschwingungen seismologische und gravimetrische Meßverfahren.

Die Eigenschwingungen sind mechanische Schwingungen des Erdkörpers, die von den Seismologen mittels Seismographen, die extrem langperiodische Schwingungen registrieren, ermittelt werden können. Diese mechanischen Schwingungen des gesamten elastischen Erdkörpers werden von einem „Vibrieren“ des Gravitationsfeldes begleitet, das mit Gravimetern hoher Empfindlichkeit registriert werden kann. In diesem Sinne sind die Eigenschwingungen als eine Verbunderscheinung der elastischen Wellen mit dem Gravitationsfeld anzusehen. Das Spektrum dieser Schwingungen ist diskret, d. h., es zerfällt in einzelne getrennte Frequenzen, die Eigenfrequenzen der Erde.

Wie die Masse M und das durch die Dichteverteilung im Erdinnern bestimmte Trägheitsmoment I sind auch die Eigenfrequenzen integrale Parameter der Erde. Doch sind die Eigenfrequenzen kompliziertere Größen als die Masse M und das Trägheitsmoment I , weil sie außer von der Dichteverteilung in der Erde noch von der Verteilung der elastischen Parameter (Kompressionsmodul K und Scherungsmodul μ) abhängen.

Bis heute wurden ungefähr tausend Eigenfrequenzen der Erde gemessen. Auf diese Weise sind zu den zwei integralen Parametern der Erde M und I im letzten Jahrzehnt also noch an die tausend andere hinzugekommen. Allein schon diese Tatsachen scheinen äußerst bemerkenswert.

Bis jetzt haben wir nur die praktische Feststellung der Eigenschwingungen der Erde in den Vordergrund gestellt. Doch hat die theoretische Untersuchung der Eigenschwingungen keine geringere Bedeutung. Das kommt daher, daß die Eigenschwingungen der Erde ihre Elementaranregungen, ihre elastischen Gravitationsquanten, sind. Jede kompliziertere Anregung der Erde läßt sich durch eine entsprechende theoretische Analyse in Eigenschwingungen zerlegen, d. h., man kann ermitteln, welchen Anteil die verschiedenen Eigenschwingungen an dem beobachteten Signal haben. Natürlich müssen vor einer Zerlegung komplizierter Signale die Eigenschwingungen der Erde selbst untersucht werden.

Der Beitrag sowjetischer Wissenschaftler zu dieser Arbeit ist groß.

Als wir oben vom Gravitationsfeld der Erde sprachen, sagten wir, daß die Kugelfunktionen die Eigenfunktionen der Erde sind, da die Form der Erde kugelförmig ist. Die Eigentöne, d. h. die bei einer gegebenen Eigenschwingung entstehenden Verschiebungsbilder, sind die konkrete Erscheinungsform der entsprechenden Eigenfunktionen im Körper der Erde. Der Winkelanteil der Funktion des betrachteten Eigentones ist eine bestimmte Kugelfunktion. So werden mit Untersuchung der Eigenschwingungen gleichzeitig die Eigenfunktionen der Erde ermittelt.

Der Anfang der modernen Untersuchungen der Eigenschwingungen der Erdkugel kann auf das Jahr 1954 datiert werden, als der führende amerikanische Seismologe *Benioff* bei der Analyse der Seismogramme des Erdbebens auf Kamtschatka von 1952 eine Phase mit der Periode von 57 Minuten als sphäroidale Grundschwingung der Erde identifizierte.

Die Geschichte dieser Entdeckung ist weiter mit den Namen der bekannten englischen Wissenschaftler *Lamb*, *Jeans*, *Rayleigh* und *Love* verbunden, die die Eigenschwingungen elastischer Kugeln klassifizierten und anschließend die Gleichungen der Elastizitätstheorie für gravitierende Körper aufstellten, was zur Untersuchung von Schwingungen so großer Körper wie Planeten nötig ist. Zum Abschluß dieser frühen Periode berechnete *Love* 1911 die Periodendauer einiger Eigenschwingungen gravitierender Kugeln vom Ausmaß der Erde für den Fall konstanter Moduln und Dichte. Die Periodendauern lagen im Bereich von einigen Minuten bis zu einer Stunde.

Drei Umstände verzögerten die weitere Entwicklung:

- das Fehlen von Registriergeräten zur Aufzeichnung der Eigenschwingungen;
- das Fehlen eines ausreichend zuverlässigen Bildes des inneren Aufbaus der Erde;
- das Fehlen schneller Rechenmaschinen zur Berechnung der Eigenfrequenzen des realen Erdmodells.

Um 1954 herum war bezüglich all dieser Punkte die Lage stark verändert. Die Geophysiker begannen, seismometrische und gravimetrische Apparaturen für die Registrierung von Eigenschwingungen vorzubereiten. Andererseits beschäftigten sich die Theoretiker nach dem Vorschlag *Benioffs* mit der theoretischen Seite der Frage.

Die Eigenschwingungen der Erde teilt man in zwei Klassen ein:

- a) toroidale Schwingungen, bei denen der Verschiebungsvektor senkrecht zum Radius der in guter Näherung kugelig angenommenen Erde steht;
- b) sphäroidale Schwingungen, bei denen der Verschiebungsvektor auch radiale Komponenten besitzt.

Die Verschiebung bei jeder sphäroidalen Eigenschwingung ist einer Kugelfunktion n -ter Ordnung proportional. Der Grundschiwingung entspricht $n = 2$. Sie beschreibt die Bewegung, bei der die Kugel zum Sphäroid deformiert wird. Durch sie ist auch die Bezeichnung der ganzen Klasse bedingt, wobei aber Schwingungen mit $n \geq 3$ zu komplizierten Figuren führen. Für $n = 0$ entarten die sphäroidalen Schwingungen in radiale Verschiebungen.

Im Unterschied zu den sphäroidalen Schwingungen sind die toroidalen nicht mit einer Volumen- und Formänderung des Planeten verbunden. Deshalb beeinflussen sie auch nicht das Gravitationsfeld der Erde und können mit Gravimetern nicht nachgewiesen werden. Seismographen können Schwingungen beider Typen aufzeichnen. Durch den Vergleich der von Seismographen und Gravimetern aufgenommenen Frequenzspektren können deshalb die beiden Frequenzklassen getrennt werden.

Da der Erdkern flüssig ist und toroidale Schwingungen Transversalwellen sind, können sie nur mit den festen Gebieten der Erde in Zusammenhang stehen und von der Verteilung von Dichte ρ und Scherungsmodul μ in Mantel und Kruste abhängen.

Der Vergleich des theoretischen Frequenzspektrums verschiedener Erdmodelle mit dem experimentell beobachteten gibt uns die Möglichkeit der Verbesserung der Erdmodelle. Durch solche Vergleiche konnte man von den zwei konkurrierenden Modellen, nämlich dem Gutenberg-Modell mit einer Schicht niedriger Geschwindigkeiten für seismische Wellen in einer Tiefe zwischen 50 und 250 km und dem Jeffreys-Modell, das diese Schicht nicht enthält, dem Gutenberg-Modell den Vorzug geben. Vor den Messungen der Eigenfrequenzen war das Jeffreys-Modell verbreiteter.

Sphäroidale Schwingungen erfassen die gesamte Erde, und neben Kruste und Mantel kann auch der Erdkern untersucht werden. Eine wichtige Eigenschaft der Eigenschwingungen ist nun, daß sie mit zunehmender Frequenz aus dem

Erdinneren hinausgedrängt werden, d. h., je niedriger die Ordnung n der Schwingung ist, um so stärker ist das tiefe Erdinnere an der Schwingung beteiligt. Die Frequenzen der Eigenschwingungen wachsen mit n an. Auf diese Weise können die tiefen Töne zur Sondierung des tiefen Erdinnern benutzt werden, die hohen dagegen zur Untersuchung der äußeren Schichten. Die Frequenzen der verschiedenen Frequenzbereiche hängen somit von den Eigenschaften der verschiedenen Erdschalen ab. Deshalb können mit den Eigenschwingungen nicht nur integrale Eigenschaften der Erde wie die Gezeiten der festen Erde untersucht werden, sondern auch differentielle.

Das Gesamtspektrum der Eigenschwingungen konnte erstmals während des starken Erdbebens in Chile im Mai 1960 registriert werden. Die experimentell bestimmten Frequenzen stimmen bestens überein mit den aus dem Gutenberg-Modell berechneten.

Die Schicht niedriger Geschwindigkeiten ist eine wesentliche seismische Besonderheit der Erde. Da die Seismologie der äußeren Erdschichten recht verwickelt ist, wurde in der Geophysik über die Existenz einer solchen Schicht jahrelang diskutiert. Die aus den Eigenschwingungen abgeleiteten Ergebnisse beendeten diesen Streit.

Mit Hilfe der Eigenschwingungen konnten auch erstmals Züge einer neuen Kenngröße des Erdinnern gefunden werden. Wir denken dabei an die sogenannte Dissipationsfunktion Q , die ein Maß für die Umwandlung mechanischer Energie in Wärmeenergie in den verschiedenen Erdschichten ist.

In der Elektrotechnik ist Q die sogenannte Güte eines Schwingkreises. Auch in der Mechanik kann mit Q eine Güte bezeichnet werden, die gleich dem Verhältnis der von einem System aufgenommenen Energie zu der während einer Periode vom System gestreuten Energie ist. Q wird mittels der Breite der Spektrallinie oder der zeitlichen Verlingerung der Eigenschwingungsamplitude bestimmt.

Q kann als ein Maß dafür angesehen werden, inwieweit ein Körper ideal elastisch ist. Je größer der Wert von Q ist, desto geringer ist der bei der Schwingung gestreute, in Wärme umgewandelte Anteil der mechanischen Energie und um so mehr ist das Medium ideal elastisch.

Wie sich herausstellte, hat die Funktion Q im Mantel zwei tiefe Minima, bei denen $Q \approx 100$ ist. Das erste Minimum liegt in der Schicht niedriger Geschwindigkeiten für seis-

mische Wellen in einer Tiefe von 50 bis 300 km. Die zweite Zone niedriger Q -Werte liegt zwischen 2600 und 2900 km Tiefe, d. h. am Rande des an den Erdkern angrenzenden Mantels. Beide Gebiete sind durch eine Mantelschicht (bei 1000 bis 2200 km Tiefe) getrennt, in der Q um etwa eine Größenordnung größer ist ($Q \approx 1000$). Das bedeutet, daß das Medium dieser Mantelschicht fast ideal elastisch ist. In der Übergangszone des Mantels (C-Zone) der Tiefe 300 bis 1000 km wächst Q von 100 auf 1000 an, und im unteren Mantel bei 2200 bis 2600 km sinkt Q wieder von 1000 auf 100.

Die genaue Bestimmung von Q im Erdkern gelang bisher nicht. Man kann aber sagen, daß Q im äußeren Kern bedeutend größer als im Mantel ist ($Q \gg 1000$). Für den inneren Kern (bei 5100 bis 6371 km Tiefe) liegt Q zwischen 100 und 300.

Der genaue physikalische Vorgang der Energiedissipation im Erdinnern wird noch nicht vollständig verstanden. Es können nur folgende drei allgemeine Ursachen für eine Erniedrigung von Q genannt werden: 1. Temperatur in der Nähe der Schmelztemperatur. 2. Vorhandensein einer merklichen Menge von Verunreinigungen im Material; z. B. können in den Silikaten des unteren Mantels (in 2600 bis 2900 km Tiefe) kosmochemische Schlacken flüchtigen Wassers, Kohlendioxids und anderer Stoffe enthalten sein, die als Schmelzprodukte bei der Entstehung und Entwicklung des Erdkerns entstanden. 3. Teilweises Schmelzen, dessen Ursache auch im Vorhandensein oben genannter flüchtiger Bestandteile liegen kann. Natürlich können alle drei Ursachen gleichzeitig wirken, auch sind andere z. Z. nicht erkennbare Ursachen nicht ausgeschlossen.

Interessant ist die Hypothese, daß beide Grenzgebiete des Erdmantels Reservate kosmochemischer Schlacken und damit im Prinzip potentielle Quellen tektonischer Bewegungen sind.

Berücksichtigt man den Zusammenhang zwischen niedrigen Q -Werten und hohen Temperaturen einerseits und den Zusammenhang zwischen hohen Temperaturen und niedrigen Zähigkeiten andererseits, so kann man das Vorhandensein zweier asthenosphärer Schichten annehmen. Die erste asthenosphäre Schicht liegt in einer Tiefe zwischen 70 und 270 km in der Zone niedriger Geschwindigkeiten des oberen Mantels. Die zweite Schicht befindet sich in der Nähe der Mantelsohle. Hinweise auf ihre Existenz erhielt man erst in allerletzter Zeit.

Wir wissen, daß die Temperatur der äußeren Erdschichten, über die wir weiter unten ausführlicher sprechen werden, schnell ansteigt und sich in der Zone niedriger Geschwindigkeiten der Schmelztemperatur nähert. Damit ist die Existenz eines Minimums von Q in 50 bis 300 km Tiefe ein weiterer Hinweis auf die Nähe der Temperatur zur Schmelztemperatur in dieser Zone.

Die Temperaturen im tiefen Erdinnern, in der Nähe der Mantelsohle, sind noch unzureichend bestimmt. Die niedrigen Q -Werte in diesen Gebieten weisen aber offensichtlich darauf hin, daß hier die Temperaturen entsprechend hoch sind.

In diesem Abschnitt war von einer neuen geophysikalischen Methode, der Analyse der Eigenschwingungen, die Rede. Es versteht sich von selbst, daß wir diese nicht umfassend darstellen konnten. Es geht über die Grenzen des Bändchens hinaus, so interessante Dinge wie die Aufspaltung der Eigenfrequenzen in Multipletts infolge der Erddrehung zu behandeln. Diese Erscheinung ist der Multiplett-Aufspaltung optischer Linien im Magnetfeld (dem sogenannten Zeeman-Effekt) analog.

Es besteht überhaupt eine starke Ähnlichkeit zwischen optischen Spektren und dem Spektrum der Eigenfrequenzen der Erde. Die Untersuchung der Eigenschwingungen der Erde wird deshalb mitunter als Erdspektroskopie bezeichnet.

Wie die Analyse der Atomspektren zur Quantenmechanik führte, die die vollständige theoretische Erklärung der optischen Spektren ermöglichte, so konnten in ähnlicher Weise auch die Arbeiten zur Erdspektroskopie in naher Zukunft zu einem so detaillierten Bild vom inneren Aufbau der Erde führen, daß die gesamte Geophysik auf ein höheres Niveau gehoben wird.

2.8. Der Geomagnetismus.

Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit

Der Geomagnetismus ist eine der ältesten geophysikalischen Disziplinen. Lange Zeit sind jedoch beispielsweise in Vorlesungen über den inneren Aufbau der Erde die Ursachen des Geomagnetismus nicht behandelt worden. Der Geomagnetismus gab keine neue, über den Rahmen des bekann-

ten inneren Aufbau des Planeten hinausgehende Erkenntnisse, und die Theorie des Magnetfeldes der Erde war beschreibender Art. Sie sagte nichts über die physikalischen Ursachen von Entstehung und Aufrechterhaltung des Magnetismus über kosmische Zeiträume aus.

Magnetfelder kommen im Weltall überall vor. Sie existieren in Sternen und im interstellaren Raum. Sonne und Jupiter haben Magnetfelder. Es ist nicht ausgeschlossen, daß im Laufe der Zeit auch Magnetfelder vom Saturn, Uranus und Neptun entdeckt werden. Die in bezug auf die Untersuchung des inneren Aufbaus der Erde bemerkenswerteste Besonderheit des Magnetfeldes der Erde ist seine schnelle Veränderlichkeit. Die Bedeutung der Magnetfeldvariationen für die Geophysik liegt darin, daß sie einerseits die schnellsten bekannten und der Untersuchung zugänglichen geophysikalischen Prozesse sind und daß sie andererseits die schwer zu erfassenden hydromagnetischen Strömungen und Schwingungen im Erdkern widerspiegeln, in dem die Quellen des magnetischen Eigenfeldes liegen. Sie ermöglichen uns Rückschlüsse auf die Werte einer Reihe geophysikalischer Parameter, die mit anderen geophysikalischen Methoden nicht abgeschätzt werden können. Ferner ermöglicht die Untersuchung der Dämpfung der durch die Sonnenaktivität in der oberen Atmosphäre induzierten elektromagnetischen Signale in der Erde in groben Zügen die Bestimmung einer so wichtigen Eigenschaft des Erdinnern wie der elektrischen Leitfähigkeit.

Geomagnetische Untersuchungen werden heute außerdem häufig zur Untersuchung von Verschiebungen der Erdkruste in Ozeanen in historischen und geologischen Zeiträumen angewandt. Das wurde durch Anwendung der vor kurzem ausgearbeiteten archäomagnetischen und paläomagnetischen Methoden möglich, die das geomagnetische Feld in ferner Vergangenheit bestimmen helfen. So nimmt z. B. der aus einem Vulkan stammende Lavastrom während seiner Abkühlung im Magnetfeld der Erde eine Magnetisierung parallel zu diesem Feld an. Das Gesteinsalter kann aber aus Messungen der Radioaktivität oder durch geologische Meßverfahren bestimmt werden. Somit gestattet uns dieser fossile Magnetismus, Aussagen über das Magnetfeld der Erde zur Zeit der Lavaerstarrung zu machen. Die durchgeführten Messungen zeigen, daß die Erde seit wenigstens einigen 100 Millionen Jahren, möglicherweise auch länger, ein Magnetfeld

besitzt und daß sich dessen Polarität im Verlaufe der geologischen Entwicklung umgekehrt hat.

Daß die Erde ein Magnetfeld besitzt, war schon den Chinesen im Altertum bekannt. Sie kannten bereits vor mehr als tausend Jahren einen Magnetnadel-Kompaß. Die Anfänge der geomagnetischen Forschung als wissenschaftliche Disziplin wurden jedoch wesentlich später, nämlich im Jahre 1600 gemacht, als der Leibarzt der Königin Elisabeth I., *William Gilbert*, sein Werk „De Magnete“ über den Erdmagnetismus veröffentlichte. *Gilbert* zeigte, daß das Magnetfeld der Erde dem eines magnetischen Dipols gleicht, d. h., daß man sich die Erde als eine gigantische kugelförmige Magnet„nadel“ vorstellen muß.

Später entdeckten die Geophysiker, daß das Erdfeld mit dem Feld eines Dipols übereinstimmt, dessen Achse um 11° gegenüber der Rotationsachse der Erde geneigt ist.

Im Jahre 1580 begann man mit systematischen Beobachtungen des Magnetfeldes, und bereits 1622 konnten merkliche Änderungen der Magnetfeldrichtung während dieser 40 Jahre im Gebiet von London festgestellt werden. Im Jahre 1839 erschien *Gauß*' fundamentale Arbeit „Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus“. *Gauß* führte darin als erster eine sphärische Analyse des Erdfeldes aus, d. h., er entwickelte das Magnetfeld der Erde nach Kugelfunktionen. Wir haben im Abschnitt über Gravimetrie bereits ausführlich darüber gesprochen, daß infolge der kugelähnlichen Gestalt der Erde alle Felder nach Kugelfunktionen entwickelt werden können. *Gauß* erhielt richtungweisende Resultate. Er teilte ebenfalls das Magnetfeld der Erde in ein inneres und ein äußeres ein, d. h. in Felder, deren Quellen sich unter bzw. über der Erdoberfläche befinden. Wie wir jetzt wissen, befinden sich die Quellen des inneren Feldes im Erdkern, wenn man von einem geringen Anteil absieht, der vom Magnetismus von Gesteinen herrührt. Es zeigte sich, daß fast alle Quellen des Magnetfeldes der Erde in ihrem Inneren liegen.

Die sphärische Analyse entspricht gleichzeitig einer Zerlegung des Magnetfeldes der Erde in verschiedene Multipolfelder, nämlich in Dipolfelder, Quadrupolfelder und in Felder höherer Multipole. *Gauß* zeigte, daß im Magnetfeld der Erde die Dipolkomponente die größte Komponente, jedoch nicht die einzige ist. Die Erde besitzt auch ein magnetisches Quadrupolfeld und Felder höherer Multipole. Mit der Entwicklung des Feldes nach Kugelfunktionen konnte *Gauß* als

erster den Wert des magnetischen Dipolmomentes bestimmen, der in der damaligen Epoche bei $8,5 \cdot 10^{25}$ cgs-Einheiten lag. Es stellte sich heraus, daß der Wert des Dipolfeldes der Erde eine Größenordnung größer als der anderer Multipolfelder ist.

Nach *Gauß* wurde die sphärische Analyse des Magnetfeldes der Erde mehrfach wiederholt. Die Elemente des Magnetfeldes wurden durch Isolinien auf den magnetischen Karten für die verschiedenen Epochen dargestellt. Im Jahre 1950 hat man eine ausführliche Vergleichsanalyse dieser magnetischen Karten durchgeführt. Diese Analyse führte zu einer wichtigen Entdeckung: Man bemerkte, daß sich die Isolinienbilder des Nichtdipol-Anteils des Magnetfeldes der Erde systematisch verschieben; sie driften in westlicher Richtung. Der Wert des Driftens ist groß und beträgt ungefähr 0,2 Längengrade pro Jahr.

Da sich die Quellen des Magnetfeldes im flüssigen Erdkern befinden, bedeutet das, daß im Erdkern ein Strömen der Flüssigkeit parallel zu den Breitengraden mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 0,1 cm/s erfolgt. Diese Geschwindigkeit ist 1millionmal so groß wie die Geschwindigkeiten tektonischer Bewegungen, die die Gebirgsbildung hervorrufen und die sich aus der gegenwärtigen Bewegung der Erdoberfläche bestimmen lassen. Letztere Geschwindigkeiten betragen nur 0,1 bis 1 cm/Jahr und weniger.

Zur Veranschaulichung der Geschwindigkeit tektonischer Bewegungen stellen wir uns ein Teilchen des Mantels der Erde vor, das sich mit einer Geschwindigkeit von 1 cm/Jahr radial von der Mantel-Kern-Grenze aus in Richtung zur Oberfläche bewegt. Dann wird der gesamte Weg von 2900 km in einem Zeitraum von 290 Mill. Jahren zurückgelegt. Ist die Geschwindigkeit kleiner als 0,1 cm/Jahr, dann beträgt die Zeitdauer bis zum Erreichen der Erdoberfläche mehr als 3 Mrd. Jahre und liegt damit in der Größenordnung des Zeitraumes, während dem die Erde als Planet existiert. Um wieviel schneller die Bewegungen im Erdkern vor sich gehen, wird daraus ersichtlich, daß das sich in westlicher Richtung bewegendes Feld der Säkularvariation innerhalb von rund 2000 Jahren eine Umdrehung um die Erdachse ausführt.

Auch die Stärke des Magnetfeldes der Erde ist nicht konstant. Sie verringert sich systematisch seit *Gauß'* Zeiten. Bei der jetzigen Abnahmegeschwindigkeit muß in 2000 Jah-

ren das Dipolfeld der Erde verschwunden sein, doch sind derartige Extrapolationen in der Geophysik problematisch, denn niemand kann mit Sicherheit vorhersagen, ob nicht Epochen der Verringerung des Magnetfeldes von Epochen seines Anwachsens abgelöst werden. Das gleiche trifft beispielsweise auch für vertikale Bewegungen der Erdoberfläche zu. Wir wissen, daß Epochen der Hebung der Erdoberfläche von Epochen ihrer Senkung oft abgelöst werden, die Bewegung selbst hat also schwankenden Charakter.

Archäomagnetische und paläomagnetische Untersuchungen zeigten, daß der Wert des magnetischen Dipolmomentes um einen mittleren Wert nahe des gegenwärtigen schwankt. Bis jetzt konnte eine etwa 8000 Jahre dauernde Schwankungsperiode des magnetischen Dipolmomentes rekonstruiert werden. Die minimale Intensität des Dipolfeldes ist ungefähr ein Drittel seines maximalen Wertes.

In einem noch größeren Zeitraum geschieht die Umpolung des geomagnetischen Feldes. Im jüngsten geologischen Zeitalter betrug die Epoche einer Polarität im Mittel $2 \cdot 10^5$ Jahre. In älteren geologischen Formationen war diese Periodendauer länger und erreichte 10^6 und sogar 10^7 Jahre.

Die Erscheinung des Polaritäten-Wechsels des magnetischen Dipolmomentes der Erde konnte zur Festlegung einer geomagnetischen Zeitskala herangezogen werden. Diese Skala gibt die Polarität und die entsprechende Periodendauer des magnetischen Dipolmomentes an. Gegenwärtig verwendet man eine vorläufige geomagnetische Skala für die letzten 160 Millionen Jahre der geologischen Entwicklung.

Die Verbesserung dieser Skala und ihre zeitliche Ausdehnung ist eine wichtige Aufgabe der gegenwärtigen Geophysik. Das wird klar, wenn man weiß, daß die streifenförmige Struktur der symmetrisch zu den mittelozeanischen Gebirgsketten gelegenen magnetischen Anomalien des Ozeanbodens es gemeinsam mit der geomagnetischen Skala gestatten würde, die Geschwindigkeit der Bewegung des Ozeanbodens von den Gebirgsketten weg abzuschätzen.

Die Frage nach den Ursachen des Magnetismus kosmischer Körper und speziell der Erde hat die Aufmerksamkeit vieler Wissenschaftler gefunden. In den letzten Jahrzehnten dürften die Wissenschaftler den richtigen Weg zur prinzipiellen Erklärung des Geomagnetismus gefunden haben, doch gibt es noch keine endgültige Theorie. Die Schaffung einer sol-

chen Theorie des Geomagnetismus ist nach wie vor eines der zentralen ungelösten Probleme der Geophysik.

Die moderne Erklärung des Geomagnetismus geht davon aus, daß das Magnetfeld der Erde infolge des sogenannten Dynamoprinzips entsteht. Im wesentlichen wird angenommen, daß die Entstehung des Magnetfeldes im Kern in gleicher Weise wie in einer Dynamomaschine, nämlich durch Selbsterregung, entsteht.

Das Arbeitsprinzip des Dynamos ist folgendes: Bei Drehung einer Spule in einem äußeren Magnetfeld entsteht infolge der elektromagnetischen Induktion ein elektrischer Strom in der Spule. Dieser Strom baut seinerseits ein Magnetfeld auf, das das äußere Feld verstärkt und somit zu einer Verstärkung des Stromes in der Spule führt usw.

Der flüssige Erdkern gleicht nicht in allen Einzelheiten einem Dynamo. Doch wenn im flüssigen leitenden Kern infolge irgendwelcher Ursachen Wärme- oder Gravitationskonvektion entsteht, dann wird im Prinzip ein System hydrodynamischer Strömungen erzeugt. Damit haben wir ein System von Strömungen leitender Flüssigkeiten vor uns. Die Strömung einer leitenden Flüssigkeit ist in unserem Fall der Bewegung einer Spule analog. Falls nun im Kern irgendwelche Restfelder vorhanden sind, entsteht in der leitenden Strömung bei der Überquerung der Feldlinien ein elektrischer Strom. Der elektrische Strom baut ein Magnetfeld auf, das bei entsprechender Geometrie der Strömungen das äußere Restfeld verstärkt, was wiederum den Strom verstärkt usw. Der Prozeß dauert so lange an, bis ein stationäres Magnetfeld entsteht und die verschiedenen dynamischen Prozesse miteinander im Gleichgewicht stehen.

Die auf obigem Prinzip aufbauende Theorie vom Magnetfeld der Erde wird als magnetohydrodynamische Dynamothorie (MHD-Dynamothorie) bezeichnet. Diese Theorie wurde erstmals 1919 in England von *Larmor* zur Erklärung des Magnetismus der Sonne vorgeschlagen. In der Geophysik fand diese Idee bis Mitte der vierziger Jahre keine Anwendung. Zu dieser Zeit äußerten *Jakow Iljitsch Frenkel* in der UdSSR und *Walter Elsasser* in den USA die Idee, daß die Wärmekonvektion im Erdkern die Ursache für den magnetohydrodynamischen Dynamo sein könnte. Seit dieser Zeit wurde die MHD-Dynamothorie weiter ausgebaut, und man nimmt z. Z. an, daß die MHD-Dynamothorie

zur Erklärung vieler mit dem Geomagnetismus verbundener Erscheinungen geeignet ist.

Einen bedeutenden Beitrag zur Entwicklung der MHD-Dynamotheorie lieferten dabei der englische Geophysiker *E. Bullard*, der sowjetische Physiker *S. I. Braginski* und viele andere.

Mathematisch ist die MHD-Dynamotheorie ausgesprochen kompliziert. Der erste notwendige Schritt in dieser Theorie ist, die Möglichkeit der Selbsterregung des Magnetfeldes bei Bewegung einer homogenen leitenden Flüssigkeit in einem kugelförmigen Gebiet (Kern) nachzuweisen. Es zeigte sich, daß zur Erleichterung der Aufgabe bei Vorgabe einer bestimmten Feldart der hydrodynamischen Strömungen eine Lösung gefunden werden kann. Damit wurde die prinzipielle Möglichkeit des MHD-Dynamos nachgewiesen.

Theoretische Modelle, in denen die Geschwindigkeit der Flüssigkeitsströmung vorgegeben ist und das Magnetfeld bestimmt wird, nennt man kinematische Modelle des Erd-dynamos. Nur unter dieser Voraussetzung wird die MHD-Dynamotheorie z. Z. entwickelt.

In Wirklichkeit stellt diese Theorie eine komplexe Aufgabe, bei der die mit den Magnetfeldgleichungen verketteten hydrodynamischen Gleichungen gleichzeitig gelöst werden müssen. Als Lösung dieser Aufgabe müssen sich sowohl das Magnetfeld als auch das Feld der hydrodynamischen Geschwindigkeiten ergeben. In solch einem umfassenderen Rahmen kann infolge mathematischer Schwierigkeiten heute noch keine Theorie aufgestellt werden. Deshalb muß man sich in der Praxis auf die Betrachtung des kinematischen MHD-Modells beschränken, bei dem das Feld der hydrodynamischen Geschwindigkeitsverteilung a priori vorgegeben wird.

Aber bereits in dieser vereinfachten Betrachtungsweise liefert die MHD-Dynamotheorie wertvolle Aussagen über den Geomagnetismus. Sie erlaubt es, im einzelnen eine Reihe physikalischer Parameter des Erdkerns zahlenmäßig abzuschätzen.

Wie wir oben bemerkten, verlaufen die hydrodynamischen Strömungen in Breitengradrichtung (von Osten nach Westen) mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 0,1 cm/s. Die Geschwindigkeitskomponenten in den Meridianebenen sind ungefähr 100mal kleiner.

In der MHD-Theorie gibt es für die Größe der Zähigkeit

des Erdkerns eine obere Grenze. Im Mittel muß die Zähigkeit kleiner als 10^9 Poise sein.

Die magnetische Feldstärke beträgt auf der Erdoberfläche weniger als 1 Oe. Bei Extrapolation dieses Feldes auf die Bedingungen des Erdkerns erhält man den etwas größeren Wert von 3 Oe. Es wäre allerdings falsch anzunehmen, daß im gesamten Kern das Feld so schwach ist.

Aus der MHD-Dynamotheorie folgt, daß, falls im Kern in meridionaler Ebene ein Feld vorhanden ist, dieses infolge der differentiellen Rotation des Erdkerns ein beträchtlich größeres azimuthales Feld erzeugt, dessen azimuthale Komponente nicht zur Erdoberfläche durchdringt. Dieses Feld ist ungefähr 100mal größer als das meridionale Feld, das bis zur Erdoberfläche durchdringt, und beträgt also einige hundert Oe.

Entsprechend der MHD-Dynamotheorie wird das Magnetfeld von den im leitenden Kern fließenden elektrischen Strömen erzeugt. In der MHD-Dynamotheorie sind die von den Strömen hervorgerufenen Ohmschen Verluste die Hauptursachen der Energiedissipation. Diese Verluste betragen für den gesamten Kern ungefähr 10^{11} cal/s ($1 \text{ cal/s} = 4,187 \text{ W}$). Ein den MHD-Dynamo antreibender Motor müßte eine Energiequelle mit 100mal größerer Leistung, d. h. $\approx 10^{13}$ cal/s sein, da der Wirkungsgrad im Kern klein ist und ungefähr 1% beträgt. Die Größe des Wärmestromes durch die Erdoberfläche, der Grundenergiewert in der Erde, beträgt etwa $3 \cdot 10^{14}$ cal/s. Vergleicht man die Leistung des MHD-Antriebs mit der Größe des aus dem Erdinneren pro Zeiteinheit nach außen dringenden Wärmestroms, dann erweist sich diese Quelle für den Antrieb als zu klein.

Auch radioaktive Wärmequellen im Erdkern, die wir entsprechend der Radioaktivität von Eisenmeteoriten abschätzen können, sind überaus klein. Deshalb ist die Frage nach dem MHD-Antrieb noch ungeklärt. Die Meinungen der Fachleute gehen hier auseinander. Die einen sind der Ansicht, daß es doch genügend Wärmequellen gibt. Andere meinen, daß zur Aufrechterhaltung des MHD-Dynamos Gravitationskonvektion nötig ist. Es werden zwei Varianten der Gravitationskonvektion diskutiert. In der ersten, auf den amerikanischen Geochemiker *Urey* zurückgehenden Variante wird angenommen, daß sich die Bildung des Erdkerns durch Gravitationsdifferentiation des Eisens weiter fortsetzt. Dabei wird die Hypothese aufgestellt, daß das Fließen des Eisens

aus der Hülle in den Kern die Energiequelle für die Aufrechterhaltung des MHD-Dynamos bildet. Eine andere Variante der Gravitationsdifferentiation schlug *Braginski* vor. Er nimmt an, daß sich gegenwärtig das Wachstum des inneren Kerns fortsetzt, der im Gegensatz zum äußeren flüssigen Kern fest ist. Bei der Kristallisation werden aus dem Eisen leichte Komponenten, beispielsweise Silizium, ausgeschieden. Das Aufsteigen des Siliziums bildet dabei den Antrieb des MHD-Dynamos.

Auch wurden Vorstellungen geäußert, daß bestimmte geophysikalische Erscheinungen wie die Gezeiten der festen Erde oder die Präzession der Erdachse Quellen für Konvektion im Kern sein könnten. Diese Fragen sind jedoch noch offen.

Der MHD-Dynamo der Erde ist ein kompliziertes selbstschwingendes System, das ein bestimmtes Schwingungsspektrum besitzt. Untersuchungen geomagnetischer Variationen lieferten, daß sich das sogenannte „konstante Feld“ auf sehr komplizierte Art und Weise ändert und schematisch durch ein Spektrum charakterisiert werden kann (Abb. 5). Sowohl Experiment als auch Theorie besagen, daß im Spektrum dieser Schwingungen Frequenzen dreier verschiedener Größenordnungen enthalten sind:

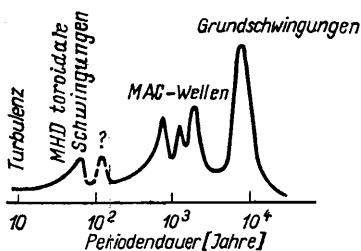


Abb. 5. Das Spektrum magnetohydrodynamischer Schwingungen im Erdkern

1. die Grundfrequenz mit einer Periodendauer von 7500 Jahren;
2. eine Reihe von Schwingungen mittlerer Frequenzen, entsprechend Periodendauern um die 1000 Jahre (Periodendauer der Westdrift);
3. Schwingungen höherer Frequenzen mit Periodendauern von 100 Jahren und weniger.

Neben dem diskreten Frequenzspektrum enthält das Spektrum des MHD-Dynamos zufällige rauschartige Komponenten. Der Vergleich des experimentellen Spektrums mit dem theoretischen gestattet die Bestimmung einiger Parameter des Erdkernes.

Es ist verwunderlich, daß sich sogar das mittlere geomagnetische Feld (Axialdipol) ändert, und zwar mit einer Periodendauer von ≈ 7500 Jahren (entsprechend der Grundfrequenz im Spektrum), obwohl alle äußeren Bedingungen an der Grenze des Kernes infolge der großen thermischen Trägheit des Erdinneren über mindestens Hunderttausende von Jahren erhalten bleiben. Die Feldstärke schwankt um einen bestimmten von Null verschiedenen Wert. Das hat seine Ursache im Vorhandensein einer weiträumigen Konvektion im Kern. Die mittleren Periodendauern betragen nach archäomagnetischen Angaben ≈ 1000 Jahre, im einzelnen 550, 700, 1200, 1800 und 7500 Jahre.

Magnetohydrodynamische Schwingungen, bei denen magnetische, Antriebs- und Coriolis-Kräfte in Wechselwirkung sind, besitzen Periodendauern um die 1000 Jahre. Diese Schwingungen bezeichnet man als MAC-Wellen. In diesen Wellen sind die magnetischen, Antriebs- und Coriolis-Kräfte gegenseitig ausgeglichen.

Die hohen Frequenzen im geomagnetischen Frequenzspektrum besitzen Periodendauern von 100 Jahren und weniger. Diese Schwingungen korrelieren mit Variationen der Rotationsgeschwindigkeit der Erde. Schwankungen der Driftgeschwindigkeit des magnetischen Dipolmomentes und Schwankungen der Tageslänge verlaufen übereinstimmend mit einer allgemeinen Periodendauer von rund 60 Jahren. Diese Erscheinungen haben eine allgemeine Ursache: magnetohydrodynamische toroidale Schwingungen innerhalb des Erdkerns.

Die elektrische Leitfähigkeit des Erdinneren kann durch die Dämpfung geomagnetischer Variationen bestimmt werden, die in den oberen Schichten der Erdatmosphäre durch die Sonnenaktivität angeregt werden. Ein veränderliches elektromagnetisches Signal induziert in der Erde elektrische Wechselströme. Bei der Ausbreitung von Wechselströmen in einem Leiter fließt der Strom in einer dünnen Schicht unterhalb der Oberfläche. Je höher die Frequenz ist, um so stärker ist der Strom an der Oberfläche konzentriert. Man nennt diese Erscheinung Skin-Effekt. Nach der Theorie des

Skin-Effekts ist die Eindringtiefe δ der elektromagnetischen Schwingungen mit der mittleren elektrischen Leitfähigkeit der Schicht $\bar{\sigma}$, der Kreisfrequenz ω und der Lichtgeschwindigkeit c wie folgt verbunden:

$$\delta \approx c(2\pi\bar{\sigma}\omega)^{-1/2}.$$

Die elektromagnetische Erforschung der Erde und die Bestimmung ihrer elektrischen Leitfähigkeit $\sigma(l)$ als Funktion der Tiefe l beruht auf der Theorie des Skin-Effekts. Je geringer die Frequenz ist, um so größer ist die Tiefe der erfaßten Schicht. Praktisch ist die Bestimmung von $\sigma(l)$ mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden, da Ozeane und wasserhaltige Erdschichten die Leitfähigkeit des Felsgesteins der Kruste weit übertreffen. Schwierigkeiten bereiten auch Inhomogenitäten in der Erdkruste und im oberen Mantel. Ungeachtet dessen konnte die $\sigma(l)$ -Abhängigkeit bis zu einer Tiefe von 1000 km ermittelt werden, wobei dies die Bestimmung von Schwingungen einer Periodendauer von einem halben Jahr erforderte.

Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im unteren Mantel konnte mit Methoden der Festkörperphysik und der Physik bei hohen Drücken bestimmt werden. Einige Hinweise auf die elektrische Leitfähigkeit des unteren Mantels

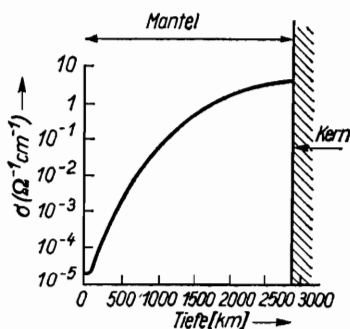


Abb. 6. Die elektrische Leitfähigkeit des Mantels als Funktion der Tiefe

erhielt man bei der Analyse des Durchtritts der Nichtdipol-Anteile des geomagnetischen Feldes vom Kern durch den Mantel an die Erdoberfläche. Unsere Kenntnisse über die elektrische Leitfähigkeit des Mantels sind in Abb. 6 zusammengefaßt.

Die physikalische Interpretation der gemessenen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit geht von folgenden Fakten aus. Entsprechend experimenteller Angaben liegt die elektrische Leitfähigkeit bei mittleren Temperaturen $T < 1000$ bis 1200°C im für Störstellen typischen halbleitenden Bereich, wobei ihre Träger Elektronen und positive Löcher — ihre Antipoden im Halbleiter — sein können. Bei 1000 bis 1200°C wird die Ionenleitfähigkeit wesentlich, die bei noch höheren Temperaturen dominierend wird. Da mit zunehmender Tiefe auch die Temperatur anwächst und damit in Halbleitern und Isolatoren auch die elektrische Leitfähigkeit zunimmt, kann das starke Anwachsen der elektrischen Leitfähigkeit in den äußeren Erdschichten leicht erklärt werden. Mit zunehmender Tiefe gelangen wir schließlich in das Gebiet der leitenden Schicht, in der die Ionenleitfähigkeit die Hauptrolle spielt und Werte um $2 \cdot 10^{-4}$ bis $10^{-3} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ annimmt. Die Tiefe der leitenden Schicht kann als Temperaturfixpunkt verwendet werden ($T \approx 1100$ bis 1200°C). Die elektrische Leitfähigkeit wächst mit steigender Temperatur bis zur Schmelztemperatur des Mantelgesteins weiter an. Da im tiefen Erdinneren auch der Druck merklich ansteigt, wächst auch die Schmelztemperatur des Mantelgesteins mit zunehmender Tiefe. Dabei nimmt mit zunehmender Tiefe die Schmelztemperatur schneller zu als die reale Temperatur im Erdinneren. In dem Maße, wie mit zunehmender Tiefe die Temperatur des Erdinneren von der Schmelztemperatur $T_s(l)$ abweicht, beginnt sich auch die elektrische Leitfähigkeit zu verringern. Die elektrische Ionenleitfähigkeit wird um so größer, je näher die Temperatur zur Schmelztemperatur liegt. Wenn die Temperatur von der Schmelztemperatur „wegzulaufen“ beginnt, verringert sich die elektrische Leitfähigkeit.

Die Verringerung der elektrischen Leitfähigkeit setzt sich bis zur Golizyn-Schicht (C-Schicht) in 300 bis 400 km Tiefe fort und ergreift wahrscheinlich die oberen Lagen dieser Schicht. In der Übergangsschicht steigt die elektrische Leitfähigkeit von neuem stark an, da sie zur Halbleitung übergeht. Physikalisch ist dies durch eine Reihe von Phasenübergängen mit zunehmender Tiefe in der C-Schicht bedingt. Das Material im unteren Mantel besitzt halbleitende Eigenschaften. Untersuchungen zeigen, daß im unteren Mantel (D-Schicht) die Abhängigkeit vom Druck bedeutend größer ist als von der Temperatur. Dadurch steigt die elektri-

sche Leitfähigkeit innerhalb des unteren Mantels auf ihren hundertfachen Wert an. Im Erdkern herrscht metallische Leitfähigkeit. Die Leitfähigkeit beträgt hier schätzungsweise $3 \cdot 10^5 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$.

2.9. Geothermik. Die Temperaturverteilung. Der Wärmestrom aus dem Erdinneren

Die Geothermik untersucht den thermischen Zustand der Erde und die Temperaturverteilung in ihrem Inneren. Die Frage nach der Temperaturverteilung ist eng mit der Verteilung von Wärmequellen in der Erde verbunden. Beide Fragen sind von grundlegendem Interesse für jede Hypothese über den Aufbau und die Entwicklung der Erde.

Die Temperatur T ist gemeinsam mit dem Druck p einer der wichtigsten Parameter des Erdinneren, da beide den Zustand des Materials bestimmen. Viele Stoffeigenschaften des Erdinneren (Wärmeleitfähigkeit, elektrische Leitfähigkeit, Zähigkeit, die Dissipationsfunktion Q , die Fließgrenze des Gesteins u. a. Parameter) hängen in starkem Maße von der in der jeweiligen Tiefe herrschenden Temperatur ab.

Die Kenntnis der Temperaturverteilung in der Erde ermöglicht auch Aussagen, welche der Hypothesen von der Entstehung der Erde zutreffen könnte und welche nicht. So führt z. B. die Hypothese der Entstehung der Erde aus einer Gas- und Staubwolke zu einem verhältnismäßig kalten Anfangszustand der Erde und die Hypothese vom anfänglichen Loslösen der Planetenmaterie aus der Sonne (Hypothese der heißen Entstehung) zu verhältnismäßig hohen Temperaturen. Infolge der hohen thermischen Trägheit der Erde können diese verschiedenen Anfangstemperaturen während der Erdentwicklung nicht unberücksichtigt bleiben.

Schließlich ist vom energetischen Standpunkt aus der Wärmestrom durch die Erdoberfläche von allen geophysikalischen und geologischen Vorgängen der intensivste Prozeß, da die dadurch bedingte Energieabgabe für die ganze Erde $6,5 \cdot 10^{27}$ erg/Jahr beträgt und damit 10- bis 100mal so groß wie die durch vulkanische Tätigkeit und Erdbeben umgesetzte Energie ist. Man kann sagen, daß der Wärmestrom aus dem Erdinneren den Maßstab für den Wärmehaushalt des Planeten setzt. Alle anderen im Erdinneren ablaufenden Prozesse spielen vom energetischen Standpunkt aus

eine untergeordnete, die thermische Entwicklung des Planeten nur begleitende Rolle.

Die Entwicklung der Geothermik als wissenschaftliche Disziplin konnte nicht vor Entdeckung der wichtigsten Wärmequellen im Erdinneren einsetzen. Erst die Entdeckung der Radioaktivität Ende des vergangenen Jahrhunderts führte zu einem Aufschwung gleich in zwei geophysikalischen Disziplinen, der Geochronologie und der Geothermik. *Lord Rayleigh* erkannte schon im Jahre 1906 die große Bedeutung der Radioaktivität für den Energiehaushalt unseres Planeten. Mit entsprechenden Abschätzungen wies er nach, daß schon so geringe Beimengungen von radioaktiven Elementen wie Uran, Thorium (und, wie wir heute wissen, auch Kalium), die im Gestein enthalten sind, als wesentlichste Wärmequelle des Wärmehaushaltes der Erde ausreichend sind.

Daß die Temperatur im Erdinneren hoch ist, war seit langem bekannt. Davon zeugten Vulkanausbrüche und die Temperaturzunahme in Bergwerken. Der Temperaturanstieg mit zunehmender Tiefe wird in der Geophysik als geothermischer Gradient ∇T bezeichnet.

In nichtvulkanischen Gebieten beträgt der geothermische Gradient ungefähr 30 grd/km Tiefe. Der Wert des geothermischen Gradienten ist von Ort zu Ort verschieden und nimmt Werte von weniger als 10 grd/km bis zu mehr als 50 grd/km an. Im Mittel beträgt der geothermische Gradient in der Nähe der Erdoberfläche 20 grd/km.

Die zweite experimentell bestimmbare Größe ist der Wärmestrom aus dem Erdinneren. Dieser wird mit q bezeichnet und ist gleich dem Produkt aus Wärmeleitfähigkeit κ und Temperaturgradient ∇T :

$$q = \kappa \nabla T. \quad (12)$$

∇T und κ werden für das Gestein durch Messungen in Bergwerken und Bohrlöchern experimentell bestimmt. Damit kann man nach (12) q ausrechnen. Messungen des Wärmestroms erfordern viel Sorgfalt, da der thermische Zustand der äußeren Schicht bis zu einer Dicke von einigen Dutzend Metern auch von meteorologischen Faktoren beeinflusst wird. Aber auch andere Ursachen können den tatsächlichen, die Wärmeleitung charakterisierenden Wert von q verfälschen.

Infolge der angeführten Schwierigkeiten konnten präzise Messungen auf Kontinenten erst vor nicht allzu langer Zeit,

1939, von *Bullard* in Südafrika und *Benfield* in England ausgeführt werden.

Erste Messungen des Wärmestroms auf Ozeanen (im Atlantik) wurden 1956 von *Bullard* und Mitarbeitern durchgeführt. Die Messung des Wärmestroms auf Ozeanen ist für die Geophysik überaus wichtig, da die Wasserhülle $\frac{3}{4}$ der gesamten Erdoberfläche bedeckt. Die in Ozeangebieten ausgeführten Messungen ergaben für q ungefähr den gleichen Wert wie auf Kontinenten. Diese Ergebnisse waren überraschend, und wir werden darauf noch unten näher eingehen.

Das Sammeln experimenteller Angaben über den Wärmestrom ging anfangs langsam voran. Im Jahre 1960 waren nur wenig mehr als 100 Messungen bekannt. Mit Vervollkommen der Meßtechnik auf dem Wasser stieg Anfang der sechziger Jahre die Anzahl der Wärmestrommessungen stark an. So wurden bis 1965 insgesamt 1040 q -Bestimmungen ausgeführt; 1969 betrug die Anzahl 3560 und Anfang 1975 sogar 5000.

Die über die gesamte Erde gemittelte Wärmeabstrahlung der Erdoberfläche beträgt $1,48 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{s}$. Der mittlere Wert für Kontinente ist $1,41 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{s}$, der der Ozeane $1,51 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{s}$.

Der Wärmestrom ist ein integrales Maß für den thermischen Zustand der oberen Zonen bis zu einer Tiefe von einigen hundert Kilometern. Wie sich herausstellte, korrelieren die unterschiedlichen Werte der Wärmeströme mit den verschiedenen geologischen Strukturen. Geothermische Angaben werden deshalb immer häufiger zur physikalischen Interpretation geologischer Strukturen herangezogen.

Im Unterschied zur hinreichend genau bekannten Dichte-, Druck- und Schwerkraftverteilung sind die Angaben über die Temperaturverteilung im Erdinneren noch sehr ungenau.

Eine Abschätzung der Temperatur im Erdinneren kann durch folgende Überlegung vorgenommen werden: Der mittlere geothermische Gradient beträgt in der Nähe der Erdoberfläche 20 grad/km . Da dieser Gradient mit zunehmender Tiefe nicht ansteigt, kann die Temperatur in 100 km Tiefe nicht größer als 2000 $^{\circ}\text{C}$ sein. Genauere „Thermometer“ für diese Tiefen sind die flüssigen Primärherde der Vulkane. Die Schmelztemperatur der Lava beträgt rund 1200 $^{\circ}\text{C}$.

Bezüglich mechanischer Schwingungen (seismischer Wellen) verhält sich der Mantel der Erde wie ein Festkörper. Deshalb kann für den Mantel die Schmelztemperatur als

obere Grenze für die Temperatur gelten. Nach Labormessungen können 1500 °C (oder 1800 K) als Schmelztemperatur in 100 km Tiefe angenommen werden. Mit diesen Werten kann unter Verwendung empirischer geophysikalischer Angaben und halbempirischer Formeln für die Schmelztemperatur deren Verteilung im Mantel der Erde bestimmt werden. Insbesondere kann die Schmelztemperatur des Mantels an der Grenze zum Erdkern mit 5000 bis 6500 K geschätzt werden.

Der Erdkern befindet sich im geschmolzenen Zustand. Dementsprechend kann die Schmelztemperatur als untere Grenztemperatur im Kern angesehen werden. Falls der Kern aus Eisen besteht, kann nach Laborangaben die Schmelztemperatur des Eisens bei $p \approx 1,4 \cdot 10^6$ bar (Druck an der Grenze Mantel—Kern) nicht mehr als 4600 K betragen. Wahrscheinlich besteht der Kern aber nicht aus reinem Eisen, sondern enthält Beimengungen leichter Elemente, was zu einer geringen Schmelzpunktniedrigung führt. Entsprechend dieses Umstandes wird die Temperatur an der Mantel-Kern-Grenze auf 4000 bis 5000 K geschätzt.

Im flüssigen Kern können die Temperaturen die sogenannten adiabatischen Temperaturen nicht übersteigen. Die Begriffe der adiabatischen Temperatur und des adiabatischen Temperaturgradienten spielen in der Geophysik eine wichtige Rolle. Das liegt daran, daß die Kurve der adiabatischen Temperaturen die Wirkungsbereiche der molekularen und konvektiven Temperaturübertragungsmechanismen trennt. Liegen die Temperaturen unter den adiabatischen (genauer: ist der Temperaturgradient kleiner als der adiabatische), dann ist eine Wärmeübertragung im Medium nur über den molekularen Mechanismus möglich. Das ist ein sehr schwacher Wärmetransportprozeß. Sind die Temperaturen größer als die adiabatischen, dann setzt Konvektion ein — eine hydrodynamische Umwälzung der Flüssigkeit. Der Konvektionsprozeß ist ein sehr starker Wärmetransportprozeß. Wäre deshalb die Temperatur im Erdkern wesentlich größer als die adiabatische, dann würde infolge der Konvektion alle überschüssige Wärme schnell an die obere Grenze des Kerns transportiert, so daß die Temperatur auf ihren adiabatischen Wert sinken würde.

Nun ist zur Aufrechterhaltung des Magnetfeldes eine schwache Konvektion im Kern nötig. Deshalb muß die Temperatur im Kern in der Nähe der adiabatischen liegen. Die

adiabatischen Temperaturen des Erdkerns können berechnet werden, sobald die Temperatur am Anfang des adiabatischen Bereichs (an der Grenze Mantel—Kern) bekannt ist. Wie wir oben bemerkten, liegt diese bei 4000 bis 5000 K, was zu einer Temperatur von etwa 6000 K im Erdmittelpunkt führt. Dieser Wert dürfte bis auf 1000 K genau sein. Die oben dargelegte Methode zur Abschätzung der Temperaturen im Erdinnern kann als Fixpunkt-Methode bezeichnet werden. Die Fixpunkte sind der Lavaschmelzpunkt in 100 km Tiefe und die Temperatur an der Grenze Mantel—Kern. In Abb. 7 ist die Temperaturverteilung innerhalb der Erde dargestellt. Die Striche kennzeichnen den möglichen Fehler.

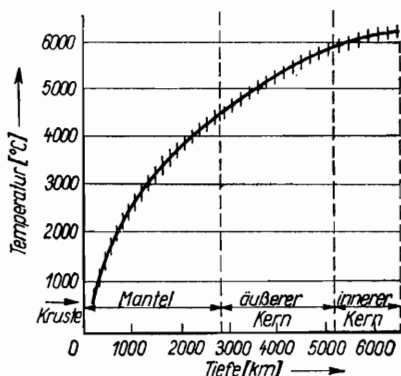


Abb. 7. Die Temperaturen innerhalb der Erde

Im Gegensatz zum sich schnell ändernden geomagnetischen Feld ist das Temperaturfeld der Erde zeitlich konstant. Das hat seine Ursache in der geringen Wärmeleitfähigkeit im Erdinnern, der sehr geringen Erwärmungsgeschwindigkeit infolge radioaktiven Zerfalls und in der großen vom Kern bis zur Erdoberfläche zurückzulegenden Entfernung bei der Wärmeübertragung.

Qualitativ kann man über die Temperaturverteilung im Innern großer kosmischer Körper mit der Relation

$$\Delta t \approx \frac{(\Delta l)^2}{\chi} \quad (12a)$$

einiges aussagen, worin $\chi = \frac{\kappa}{c_p \cdot \rho}$ die Temperaturleitfähigkeit, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, ρ

die Dichte und Δt das Zeitintervall für einen Temperaturausgleich zweier um Δl entfernter Punkte bedeutet. Gleichung (12a) muß folgendermaßen verstanden werden: An einem bestimmten Ort des Stoffes werde eine Wärmemenge freigesetzt, die im Vergleich zu einem um Δl entfernten Punkt zu einem Temperaturanstieg von ΔT führt. Dann gibt (12a) die Zeit Δt an, in der ein Temperaturausgleich zwischen Wärmequelle und Beobachtungspunkt vonstatten geht. Bei Anwendung von (12a) auf die Erde mit $\Delta l \approx 6400$ km, $\chi \approx 0,005$ cm²/s (für Gesteine charakteristisch) erhalten wir eine „Ausführzeit der Erde“ von rund 10^{12} Jahren, die das Erdalter von $4,5 \cdot 10^9$ Jahren beträchtlich übersteigt. Selbst wenn die Erde nicht durch innere Wärmequellen erwärmt würde, wäre der anfängliche Wärmehalt der Erde erst nach 10^{12} Jahren abgestrahlt. Wir stellen jetzt die Frage anders: „Wie dick muß die äußere Erdhülle sein, damit der Wärmehalt in etwa $4,5 \cdot 10^9$ Jahren zur Erdoberfläche gelangt?“ Mit $\Delta t = 4,5 \cdot 10^9$ Jahren, $\chi = 0,005$ cm²/s erhalten wir über (12a) $\Delta l = 300$ km. Genauere Untersuchungen ergeben eine Ausführ-Schichtdicke von 600 bis 900 km. Nach entsprechenden Analysen ist also der Temperaturabfall in der äußeren 600 bis 900 km starken Schicht durch Wärmeleitung und -abstrahlung bedingt, während die Temperaturverteilung im tiefen Erdinnern nur schwach durch Wärmeabfluß nach außen „deformiert“ wird.

Zum Abschluß betrachten wir den Wärmestrom durch Kontinente und Ozeane. Im Mittel kann die Erdkruste auf Kontinenten als eine auf einer 15 km dicken Basaltschicht liegende 15 km dicke Granitschicht angesehen werden.

Die Konzentration radiologischer Wärmequellen in Graniten und Basalten ist genau bekannt. Daraus ermittelt man die Werte für die Wärmeentwicklung von $1,74 \cdot 10^{-5}$ cal/cm³ · Jahr für Granite und von $0,35 \cdot 10^{-5}$ cal/cm³ · Jahr für Basalte. Der Beitrag beider Schichten zum Wärmestrom beträgt rund 31 cal/cm² · Jahr. Vergleicht man die erhaltene Zahl mit dem mittleren, jährlich von der Erdoberfläche abgegebenen Wärmestrom von 30 bis 40 cal/cm² · Jahr, so sieht man, daß dieser fast ausschließlich durch die Wärmeentwicklung in den Granit- und Basaltschichten hervorgerufen wird.

Wir betrachten jetzt den Wärmestrom durch Ozeangebiete, unter denen die Kruste nur eine 5 bis 6 km dicke Basaltschicht aufweist. Der Beitrag dieser dünnen Basalt-

schicht beträgt nur etwa $2 \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{Jahr}$. Eine solche Rechnung wurde noch vor der ersten Wärmestrombestimmung auf Ozeanen im Jahre 1956 gemacht. Man erwartete dementsprechend, daß der Wärmestrom auf Ozeanen viel geringer als auf Kontinenten ist. Es war daher unerwartet und für die Geophysiker verwunderlich, als *Bullard* und später auch andere Wissenschaftler Werte für den Wärmestrom in den Ozeangebieten erhielten, die denen der Kontinentalgebiete gleichen.

Die einfachste Erklärung dafür war, daß die Anzahl radiologischer Wärmequellen in Ozean- und Kontinentalgebieten gleich sein müsse. Der einzige Unterschied besteht nur darin, daß auf Kontinenten die Wärmequellen im wesentlichen in den äußeren Granit- und Basaltschichten liegen, während sie in Ozeangebieten in einer Tiefe von einigen hundert Kilometern verstreut sind. Doch ist diese einfachste Annahme nicht die einzige mögliche Erklärung. Die Gleichheit des Wärmestroms aus Kontinental- und Ozeangebieten gehört nach wie vor zu den umstrittenen Fragen der modernen Geophysik.

3. Untersuchung geophysikalischer Materialien bei hohen Drücken

Das unmittelbare Eindringen ins Erdinnere ist schwierig, und es liegt nahe, die Verhältnisse im Erdinneren im Labor nachzuahmen und auf diese Weise zu erforschen. Die Erde ist ein natürliches Labor für hohe Drücke, denn der Druck im Erdmittelpunkt beträgt ungefähr 3,5 Mill. atm¹⁾. Mit diesem Wert für den Druck und einer Temperatur von 6000 K ist der Druck- und Temperaturbereich für Laborexperimente abgesteckt.

Die dynamischen Methoden zur Druckerzeugung mittels Stoßwellen überdecken den gesamten Bereich geophysikalischer Drücke und Temperaturen. Bei dynamischer Druckerzeugung dauert die Drucksteigerung nur Bruchteile einer Mikrosekunde, doch können mit modernen Registrierverfahren alle nötigen Messungen ausgeführt werden. Durch Sammeln experimenteller Aussagen über das Verhalten geophysikalischer Materialien bei hohen Drücken und Temperaturen können physikalischer Zustand und Zusammensetzung des Erdinneren genauer erforscht werden.

Bevor wir über experimentelle Laborversuche sprechen, wollen wir kurz auf geophysikalische Materialien eingehen.

3.1. Geophysikalische Materialien

Gesteine, mit denen wir es unter natürlichen Bedingungen zu tun haben, sind Gemenge von Mineralien. Die Gesteinseigenschaften werden von den gesteinsbildenden Mineralien bestimmt.

Nach genetischen Gesichtspunkten unterscheidet man magmatische oder Erstarrungsgesteine, Sediment- oder Ab-

¹⁾ Wir erinnern an die verschiedenen Maßsysteme zur Druckmessung. $1 \text{ bar} = 10^6 \text{ dyn/cm}^2 = 1,01972 \text{ kp/cm}^2 = 0,986324 \text{ atm}$. Bei hohen Drücken in der Physik benutzt man gewöhnlich das Kilobar ($1 \text{ kbar} = 10^3 \text{ bar}$) oder das Megabar ($1 \text{ Mbar} = 10^6 \text{ bar}$).

satzgesteine und metamorphe oder Umwandlungsgesteine. Sedimentgesteine und metamorphe Gesteine sind dabei Gesteine der zweiten Generation. Sedimentgesteine entstehen auf der Erdoberfläche als Folge verschiedener Prozesse. Metamorphe Gesteine bilden sich in den oberen Erdschichten durch Umkristallisation aus anderen Gesteinen.

Bei Erstarrung von aufsteigender Schmelze wird innerhalb der Erdkruste Intrusivgestein gebildet, während die bis zur Erdoberfläche dringende Schmelze zu Effusivgestein wird. Letztere haben nur eine schwach ausgeprägte Kristallstruktur oder sind amorph.

Nach dem SiO_2 -Gehalt werden magmatische Gesteine in vier Gruppen eingeteilt: saures Gestein mit einem SiO_2 -Gehalt von 65 bis 75 %, mittleres Gestein mit 52 bis 65 %, basisches Gestein mit 52 bis 40 % und ultrabasisches Gestein mit 40 bis 35 %.

Auch die weitere chemische Zusammensetzung ändert sich gesetzmäßig vom sauren bis zum ultrabasischen Gestein. Am Übergang zum ultrabasischen Gestein fällt z. B. der Gehalt von Oxiden leichter Metalle stark ab, während der Anteil der schweren Eisen-Magnesium-Oxide ansteigt. Die Dichte und die Elastizitätsmoduln der Gesteinsarten nehmen entsprechend obiger Reihenfolge zu.

Die wichtigsten Silikate und ihre mechanischen Parameter unter Normalbedingungen sind in Tab. 1 zusammengestellt.

3.2. Statische Untersuchungsmethoden

Die Erdkruste setzt sich aus Graniten und Basalten und damit sowohl aus sauren als auch basischen Gesteinen zusammen. Das zum ultrabasischen Gestein gehörende Hauptmineral ist das Olivin ($\text{Mg, Fe}_2\text{SiO}_4$).

Die Olivinhypothese von der Zusammensetzung des Mantels der Erde war vor dem zweiten Weltkrieg schon weit verbreitet. Auf der Grundlage dieser Hypothese entstanden neue wichtige Vorstellungen. So vermutete 1936 der englische Physiker *J. D. Bernal*, daß die gewöhnlichen Olivine mit wachsendem Druck einen strukturellen Phasenübergang erleiden und Spinellstruktur annehmen. Sowohl in der Spinellstruktur als auch in der Olivinstruktur liegen die O^{2-} -Ionen in der der Struktur entsprechenden dichtesten Packung.

Tabelle 1. Physikalische Eigenschaften der wichtigsten Silikate

Gruppe	Bezeichnung des Minerals	Formel	Dichte [g/cm ³]	Härte [10 ¹¹ dyn/cm ²]	Kompres- sionsmodul [10 ¹² dyn/cm ²]	vp Geschwin- digkeit [km/s]	vs Geschwin- digkeit [km/s]	$\Phi = K/\rho$ [km ² /s ²]
Quarz	Quarz	SiO ₂	2,648	0,443	0,377	6,05	4,09	14,2
	Coesit		2,92	0,513	0,972	7,53	4,19	33,3
	Stishovit		4,28	1,32	3,43	11,0	5,55	80
Ortho- Silikate	Olivin	(Mg, Fe) ₂ SiO ₄	3,3...3,5					
	Forsterit	Mg ₂ SiO ₄	3,214	0,811	1,286	8,569	5,015	40
	Olivin	Mg _{1,8} Fe _{0,2} SiO ₄	3,34	0,838	1,27	8,45	5,01	38
	Olivin	Mg _{1,0} Fe _{1,0} SiO ₄	3,82	0,726	1,27	7,66	4,36	33
	Olivin	Mg _{0,4} Fe _{1,6} SiO ₄	4,17	0,524	1,37	7,26	3,66	33
	Fayalit	Fe ₂ SiO ₄	4,39	0,510	1,32	6,75	3,41	30
	Spinell	Fe ₃ SiO ₄	4,85	0,814	2,05	8,05	4,10	42
	Granat	(Ca, Mg, Fe ²⁺ , Mn) ₃ (Al, Fe ³⁺ , Cr) ₂ (SiO ₄) ₃	3,2...4,3	0,936	1,5...1,8	8,7	4,8	40...45
	Diopsid	CaMg(SiO ₃) ₂	3,2...3,4	0,623	0,91...1,11	7,73	4,40	28
	Augit	Ca(Mg, Fe, Al) [(Si, Al)O ₃] ₂	3,2...3,6	0,556	0,93	7,33	4,28	29
Pyroxene	Jadait	NaAl(SiO ₃) ₂	3,3...3,5	1,28	1,28	8,36	4,99	39
	Enstatit	MgSiO ₃	3,2	0,797	1,212	8,36	4,99	38
	Hypersthen (Bronzit)	Mg _{0,85} Fe _{0,15} SiO ₃	3,34	0,757	1,049	7,85	4,76	31,5
	Hypersthen	Mg _{0,7} Fe _{0,3} SiO ₃	3,44	0,725	1,073	7,70	4,59	31
	Hypersthen	FeSiO ₃	3,98	0,551	1,161	6,90	3,72	29
	Ferrosilit							

Sie bilden jedoch statt einer hexagonalen Struktur bei Olivin eine kubisch flächenzentrierte bei der Spinellstruktur. Für die Spinellstruktur ist die Dichte rund 11 % größer als für die Olivinstruktur.

Die Hypothese vom Olivin-Spinell-Übergang wurde von vielen Geophysikern zur Erklärung der hohen Geschwindigkeitsgradienten seismischer Wellen in der C-Übergangszone in 350 bis 1000 km Tiefe herangezogen (vgl. Abb. 2). Doch gelang es lange Zeit nicht, den Olivin-Spinell-Übergang im Laboratorium nachzuweisen. Der australische Geochemiker und Geophysiker *A. E. Ringwood* konnte 1957 erstmals diesen Übergang erzeugen, als er für das äußere Glied der Olivinreihe, das Fayalit Fe_2SiO_4 , die polymorphe Spinell-Modifikation erhielt.

Im realen ultrabasischen Gestein der Erde jedoch beträgt die Konzentration der Mg^{2+} -Komponente in Olivin 80 bis 90 % und die der Fe^{2+} -Komponente 20 bis 40 %. Doch gelang es lange Zeit nicht, einen Olivin-Spinell-Übergang am Magnesium-Ende der Olivinreihe Mg_2SiO_4 zu beobachten. Zur Lösung dieser Aufgabe waren zehn Jahre intensiver Arbeit nötig.

Zu dieser Zeit wurden mit statischen Apparaturen, die sehr hohe Drücke erzeugten, Entdeckungen bei der Untersuchung der SiO_2 -Phasen gemacht. Im Jahre 1953 synthetisierte der amerikanische Physiker *L. Coes* erstmals die hochdichte SiO_2 -Modifikation Coesit bei Drücken um 30 kbar und Temperaturen um 1000 °C. Die Dichte des metastabilen Coesits beträgt unter Normalbedingungen 2,92 g/cm³ und ist damit um 0,28 g/cm³ größer als die Dichte von Quarz unter Normalbedingungen.

Im Coesit, wie auch im gewöhnlichen Quarz, befinden sich die Si^{4+} -Ionen in vierfacher Sauerstoffkoordination. Der einzige Unterschied ist die enge Anordnung der Ionen des Silikationen-Tetraeders.

Im Jahre 1961 synthetisierten die jungen sowjetischen Wissenschaftler *S. M. Stishow* und *S. W. Popowa* im Wernersbach-Institut eine zweite hochdichte Quarzmodifikation. Die Dichte dieser Modifikation beträgt unter Normalbedingungen im metastabilen Zustand 4,28 g/cm³. Die Modifikation erhielt die Bezeichnung Stishovit. Stishovit war erstmals bei einem Druck von $1,5 \cdot 10^5$ bar und einer Temperatur von 1200 bis 1400 °C synthetisiert worden. In der Stishovit-Struktur (TiO_2 -Rutil-Struktur) befinden sich

die Siliziumionen in den Zwischenräumen der dichten Sauerstoffionen-Packung. Jedes Sauerstoffion ist von drei Siliziumionen umgeben, die ungefähr in den Spitzen eines gleichseitigen Dreieckes liegen.

Die Synthese des Stishovits war ein wesentlicher Fortschritt für die Geophysik Anfang der sechziger Jahre. Sie zeigte, daß das strukturelle Grundprinzip der Silikatchemie, die Vierfachkoordination der Siliziumatome bezüglich des Sauerstoffs, bei hohen Drücken nicht mehr gilt. Bei hohen Drücken befinden sich die Si^{4+} -Ionen in sechsfacher Koordination bezüglich der O^{2-} -Ionen.

In dieser Zeit wurde die Untersuchung des Mg_2SiO_4 — Fe_2SiO_4 -Systems durch scharfe Konkurrenz zwischen den Australiern *Ringwood* und *Major* und den japanischen Hochdruckexperten unter der Leitung von *Akimoto* schnell vorangebracht. In diesem Wettstreit waren die Australier stets nur um Monate früher am Ziel, doch erhielten die Japaner genauere und wertvollere Ergebnisse.

Im Januar 1969 stellten *Ringwood* und *Major* auf einem Symposium in Canberra (Australien) erstmals das vollständige Phasendiagramm des Mg_2SiO_4 — Fe_2SiO_4 -Systems vor. Abbildung 8 zeigt dieses Diagramm nach den Angaben von *Akimoto* und Mitarbeitern. Die ausführliche Bildunterschrift zu Abb. 8 erläutert die Bedeutung des Diagramms für die Untersuchung des inneren Aufbaus der Erde.

Proben von γ -Spinell und modifiziertem β -Spinell können unter Normalbedingungen im metastabilen Zustand gehalten werden. Das ermöglicht, den Dichtezuwachs bei strukturellen $\alpha \rightarrow \beta$ - und $\alpha \rightarrow \gamma$ -Phasenübergängen zu bestimmen. Es ergab sich, daß die Dichte beim ($\alpha \text{Mg}_2\text{SiO}_4 \rightarrow \beta \text{Mg}_2\text{SiO}_4$)-Übergang um 7,9 % und beim ($\alpha \text{Mg}_2\text{SiO}_4 \rightarrow \gamma \text{Mg}_2\text{SiO}_4$)-Übergang um 10,8 % zunimmt. Die letzte Angabe ist extrapoliert, da an der Magnesium-Grenze des Phasendiagramms (vgl. Abb. 8) keine γ -Phase existiert.

Die Kenntnisse über das mit Hochdruckkammern untersuchte Mg_2SiO_4 — Fe_2SiO_4 -System und die Analyse der Feinstruktur der C-Übergangsschicht mit seismischen Methoden ermöglichen den Aufbau erster detaillierter physikalischer Modelle der oberen Hälfte dieser Schicht.

Nach Angaben verschiedener Autoren vollzieht sich der erste Sprung der Geschwindigkeit seismischer Raumwellen in einer Tiefe von 350 bis 400 km oder von 380 bis 430 km. Der Einfachheit halber wurde angenommen, daß der obere

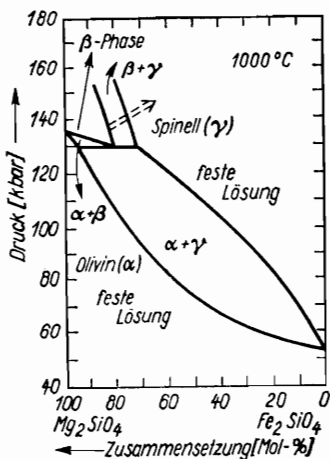


Abb. 8. Das Phasendiagramm des Mg_2SiO_4 — Fe_2SiO_4 -Systems.

Es ist der isotherme Verlauf bei $T=1000^\circ\text{C}$ dargestellt. Auf der Abszisse ist die Zusammensetzung in Molprozent aufgetragen, auf der Ordinate der Druck in Kilobar. α : Olivinphase; γ : Spinellphase; β : modifizierte Spinellphase.

Das Auftreten einer β -Phase im gezeigten Diagramm war sensationell. Eine interessante Besonderheit des Mg_2SiO_4 — Fe_2SiO_4 -Systems ist die Tatsache, daß sich das Stabilitätsprinzipgebiet der β -Phase mit zunehmender Temperatur schnell ausdehnt. Dies ist im Diagramm schematisch durch einen Pfeil gekennzeichnet. Der zentrale Teil des Diagramms wird vom Gebiet der festen Olivin-Spinell-Lösung ($\alpha+\gamma$) eingenommen. Dieses Gebiet hat zigarrenförmiges Aussehen. Würde die β -Phase nicht existieren, dann würde sich dieses Gebiet von rechts nach links bis zum Schnitt mit der Druckachse fortsetzen. Die Magnesiumkonzentration beträgt in den realen Olivinen der Erdhülle 80 % und mehr. Die Temperaturen in 400 km Tiefe betragen 1500 bis 1600 $^\circ\text{C}$. Deshalb vollzieht sich in diesen Tiefen der Phasenübergang Olivin — modifiziertes Spinell ($\alpha \rightarrow \beta$) und nicht der von Bernal vermutete Olivin-Spinell-Übergang ($\alpha \rightarrow \gamma$). Dies führt zur modifizierten Bernalschen Hypothese

Mantel zu 89 Molprozent aus Mg_2SiO_4 und zu 11 Molprozent aus Fe_2SiO_4 besteht. Dann erhält man entsprechend des in Abb. 8 dargestellten Diagramms im oberen Teil der C-Schicht folgende Reihenfolge für die Phasenübergänge: $(\alpha) \rightarrow (\alpha + \gamma) \rightarrow (\alpha + \beta) \rightarrow (\beta) \rightarrow (\beta + \gamma) \rightarrow (\gamma)$. Nach diesen Angaben beträgt die Temperatur, bei der in 350 km Tiefe der erste Phasenübergang auftritt, ungefähr 1500°C .

Der erste Übergang $(\alpha) \rightarrow (\alpha + \gamma)$ nimmt einen schmalen Streifen von ungefähr 10 km Dicke ein (die Druckänderung ist kleiner als 5 kbar). Beim zweiten $(\alpha + \gamma) \rightarrow (\alpha + \beta)$ - und dritten $(\alpha + \beta) \rightarrow (\beta)$ -Übergang vollzieht sich die Umwandlung vom Olivin (α) in modifiziertes Spinell (β). Beim Übergang $(\alpha) \rightarrow (\beta)$ ändert sich der Druck um etwa 10 kbar (entsprechend eines Tiefenintervalls von 25 km). Die gesamte Dichtezunahme beträgt rund 8 %.

Dem vollständigen $(\alpha) \rightarrow (\gamma)$ -Übergang entspricht eine Druckänderung um etwa 75 bis 90 kbar (entsprechender Tiefenzuwachs ca. 200 bis 250 km) bei einem geothermischen Gradienten von 1 bis 2 grd/km . Die restlichen Übergänge $(\beta) \rightarrow (\beta + \gamma)$ und $(\beta + \gamma) \rightarrow (\gamma)$ vollziehen sich in einer Tiefe von etwa 580 km. Dabei nimmt die Dichte nochmal um rund 3 % zu.

Entsprechend der genannten Werte ist die β -Phase des $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$ im Tiefenbereich zwischen 400 und 580 km der Hauptbestandteil. Die γ -Spinellphase nimmt den verhältnismäßig geringen Tiefenbereich zwischen 580 und 650 km ein. Die Frage nach Modifikationen, die sich in einer Tiefe unterhalb ca. 650 km an die γ -Spinell-Struktur $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$ anschließen, wird gegenwärtig untersucht.

Ein neueres bedeutendes Mineralsystem sind die Pyroxene $(\text{Mg}, \text{Fe})\text{SiO}_3$. Bei tiefen Temperaturen sind unter Normalbedingungen die Orthopyroxene stabil, die bei Temperaturerhöhung in die Klinopyroxene übergehen. Klinopyroxene sind bei 1000°C Fe-reich, bei 1150°C Mg-reich.

Ringwood und Major beobachteten 1966 experimentell, daß bei Drücken um 100 kbar und Temperaturen um 1000°C das Klinoferrosilit (FeSiO_3) in Fe_2SiO_4 (Spinell) und SiO_2 (Stishovit) zerfällt. Akimoto und Mitarbeiter zeigten, daß die Klinoferrosilit-Phasenkurve von der Phasenkurve des Coesit-Stishovit-Übergangs bestimmt wird. Die Phasenkurve des Coesit-Stishovit-Übergangs ist im Druck-Temperatur-Diagramm durch die Gerade

$$p \text{ (kbar)} = 67 + 0,028 T \text{ (}^\circ\text{C)} \quad (13)$$

darzustellen. Die Gerade (13) trennt in der p - T -Ebene das Stabilitätsgebiet des Coesits vom Stabilitätsgebiet des Stishovits. Es ist interessant, daß die 1969 von *Akimoto* und *Siono* erhaltene Gleichung für die Phasenkurve (13) der zuerst von *S. M. Stishow* (1963) und *I. A. Ostrowski* (1965) in der UdSSR erhaltenen sehr ähnlich ist.

Der Olivin-Spinell-Übergang in Fe_2SiO_4 geschieht im Druckbereich von 45 bis 55 kbar und bei Temperaturen von 800 bis 1200 °C. Diese Übergangsdrücke sind im gleichen Temperaturbereich wesentlich kleiner als die des Coesit-Stishovit-Übergangs. Hieraus kann die wichtige Schlußfolgerung gezogen werden, daß die Stishovit-Bildung die entscheidende Rolle beim Zustandekommen der Reaktion FeSiO_3 (Pyroxen) $\rightarrow$ Fe_2SiO_4 (Spinell) + SiO_2 (Stishovit) spielt.

In letzter Zeit ist bekannt geworden, daß der japanische Physiker *Kawai* über eine mehrstufige Apparatur zur Herstellung von Drücken um $2 \cdot 10^6$ bar bei Temperaturen um 2000 °C unter statischen Bedingungen verfügt. Die Arbeiten *Kawais* sind zur Zeit noch im Versuchsstadium, doch werden sie bei erfolgreicher Ausführung zweifellos eine sehr große Bedeutung für die Geophysik haben.

3.3. Dynamische Untersuchungsmethoden

Der Fortschritt der dynamischen Erzeugung hoher Drücke nach dem zweiten Weltkrieg ist insbesondere auf zwei Umstände zurückzuführen. Erstens konnten bei der Technologie der Herstellung großer Sprengstoffladungen bemerkenswerte Erfolge verzeichnet werden. So verfügen die Experimentatoren gegenwärtig über Sprengsätze verschiedener Geometrie von Größenordnungen bis zu einigen 10 cm, wobei die Maße bis zu einigen Mikrometern genau eingehalten werden können. Zweitens sind hinreichend genaue experimentelle (elektrische und optische) Registriermethoden für schnell ablaufende Prozesse entwickelt worden, deren Zeitauflösungen 0,1 bis 1 μs ($1\mu\text{s} = 10^{-6}$ s) betragen.

Die bei heftigen Explosionen hervorgerufenen Stoßwellen erzeugen bei Durchgang durch einen Festkörper in ihm Drücke, die einige Millionen Bar erreichen können. Dies erweiterte den experimentell zugänglichen Druckbereich bei der Untersuchung von Festkörpern erheblich. Das wichtigste Ziel dieser Arbeiten ist die Bestimmung der Zustandsgleichungen

vieler Metalle, Ionenkristalle, Flüssigkeiten und Gesteine bis zu Drücken von einigen Millionen Bar. Die durch die Abhängigkeit des Druckes von Volumen und Temperatur, d. h. durch die Funktion $p = p(V, T)$, bestimmte Zustandsgleichung eines Stoffes ist eine der wichtigsten Abhängigkeiten im Gebiet hoher Drücke. Sie bestimmt die Gesetzmäßigkeit, nach der sich der gegebene Stoff zusammendrücken läßt.

Die Bedeutung des experimentellen Weges zur Aufklärung dieses Problems ist hier besonders groß, da es gegenwärtig unmöglich ist, obige Abhängigkeit theoretisch zu bestimmen. Für die Geophysik sind diese Untersuchungen von großem Interesse, denn der Druck im Erdinneren beträgt ungefähr $3,5 \cdot 10^6$ bar, und es schien noch vor kurzer Zeit unmöglich zu sein, derartige Drücke im Labor erzeugen zu können. Jetzt können in diesem Druckbereich quantitative Untersuchungen vorgenommen werden.

Das ermöglicht auch, die fundamentalen geophysikalischen Hypothesen vom Aufbau, Zustand und von der Zusammensetzung des am wenigsten untersuchten Gebietes unseres Planeten, seines Kerns, zu überprüfen.

So konnte aus dynamischen Untersuchungen die Zustandsgleichung $p = p(V, T)$ für das Eisen aufgestellt werden. Sie gestattete schon 1960 einen Vergleich der Gesetzmäßigkeiten, nach denen sich Eisen und das Material des Erdkerns komprimieren lassen. Es stellte sich heraus, daß die Eigenschaften des Erdkern-Materials bis auf 5 bis 10 % mit den auf dynamischem Wege erhaltenen Eigenschaften des Eisens übereinstimmen. Deshalb wird die Hypothese vom Eisenkern der Erde heute allgemein anerkannt.

Bis dahin nahm man vielfach an, daß der Kern aus metallisierten Silikaten besteht. Diese Ansicht vertraten erstmals *W. N. Lodotschnikow* 1939 und nach dem zweiten Weltkrieg *Ramsey* (Lodotschnikow-Ramsey-Hypothese). Der wesentliche Inhalt der Hypothese ist folgender: Es ist bekannt, daß mit wachsendem Druck fast alle Stoffe Phasenübergänge mit sprunghaftem Dichtezuwachs erleiden. Deshalb konnte man annehmen, daß die Grenze zwischen Mantel und Kern in 2900 km Tiefe keine chemische, wie im Falle des Eisenkerns der Erde, sondern eine Phasengrenze ist, d. h., die Silikate des unteren Mantels erleiden an der Grenze zum Kern einen Phasenübergang mit Verdopplung der Dichte.

Außerdem fordert die oben besprochene Theorie des magnetohydrodynamischen Dynamos die metallische Leitfähig-

keit des Erdkerns. Deshalb nahm *Ramsey* an, daß die Silikate beim Phasenübergang metallisiert werden, d. h. in den metallischen Zustand übergehen. So entstand die Vorstellung von einem Kern aus metallisierten Silikaten.

In den vierziger Jahren und Anfang der fünfziger Jahre schien die Hypothese der metallisierten Silikate gegenüber einer experimentellen Prüfung als unanfechtbar. Doch existierte die Lodotschnikow-Ramsey-Hypothese nur bis Anfang der sechziger Jahre.

Die Hypothese wurde in der UdSSR von *L. W. Altschuler* und Mitarbeitern experimentell überprüft. In diesen Versuchen konnten Stoßdrücke bis zu $5 \cdot 10^6$ bar erzielt werden, die den Druck von $1,35 \cdot 10^6$ bar an der Grenze Mantel—Kern mehrfach übersteigen. Ungeachtet dieses Überdruckes konnte an keine Olivinprobe ein Übergang in die metallische Phase beobachtet werden. Obwohl ein Stoßwellen-Experiment nur Bruchteile von Mikrosekunden dauert, besteht doch die begründete Aussicht, daß der gesuchte Übergang nachgewiesen werden kann, wenn er existiert. Die Überprüfung der Hypothese eines Kerns aus metallisierten Silikaten demonstriert die Aussagekraft physikalischer Methoden in der Geophysik.

Die Anwendung dynamischer Methoden ermöglichte das Studium der Eigenschaften der wichtigsten Mineralien und Gesteine bei für die D-Schicht (unterer Mantel) typischen Drücken und Temperaturen. Diese Untersuchungen ermöglichten es, mit der Bestimmung der detaillierten Zusammensetzung der D-Schicht zu beginnen. Diese Aufgabe ist schwierig, da im Druckbereich zwischen 100 und 300 kbar alle Silikate Phasenübergänge erleiden. Diese Phasenübergänge geschehen auch während der Stoßwelle und verringern wesentlich die Genauigkeit der Angaben über Phasenübergänge bei hohen Drücken. Gegenwärtig ist die dynamische Untersuchung geophysikalischer Materialien bei hohen Drücken eine der wichtigsten geophysikalischen Forschungsrichtungen.

4. Das Modell des inneren Aufbaus der Erde

In der Wissenschaft haben wir es bei der Untersuchung komplizierter Objekte überall mit Modellen zu tun. Es gibt Modelle von Elementarteilchen, vom inneren Aufbau der Sterne und Planeten. Ein Modell ist ein gewisses übersichtliches Bild vom Aufbau des betrachteten Objektes. Im Laufe der Entwicklung der Wissenschaft werden die Modelle immer weiter verfeinert. Die gegenwärtigen Modelle vom inneren Aufbau der Erde gründen sich auf das überaus umfangreiche Material, das die Geophysik bis heute angesammelt hat.

Unter dem Modell der Erde versteht man in der Geophysik eine Art Querschnitt unseres Planeten, in dem die Tiefenabhängigkeiten seiner wichtigsten Parameter, wie Dichte, Druck, Schwerkraft, Geschwindigkeit seismischer Wellen, Temperatur, elektrische Leitfähigkeit u. a., enthalten sind.

Einige dieser Parameter wurden schon besprochen. Hier wird die Rede von der Dichte-, Druck- und Schwerkraftverteilung im Erdinneren sein. Zum besseren Verständnis beginnen wir mit einem sehr einfachen Modell.

4.1. Das homogene Modell

Das einfachste Modell unseres Planeten ist das homogene mit $\rho = \rho(r) = \bar{\rho} = 5,52 \text{ g/cm}^3$. Der Wert $\bar{\rho} = 5,52 \text{ g/cm}^3$ ist die mittlere Dichte der Erde. Für das homogene Modell können Schwerebeschleunigungs- und Druckverteilung berechnet werden. Der mathematische Ausdruck für die Erdbeschleunigung ist, wie allgemein bekannt ist,

$$g = \frac{G \cdot m}{r^2}. \quad (14)$$

Hier ist $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{g s}^2$ die Gravitationskonstante und m die in einer Kugel vom Radius r enthaltene Masse. Für das homogene Modell errechnet sich die Masse m aus

dem Produkt der mittleren Dichte $\bar{\rho}$ mit dem Volumen der Kugel vom Radius r :

$$m = \frac{4\pi}{3} r^3 \bar{\rho}.$$

Nach Einsetzen in (14) erhält man

$$g = g_0 x, \quad g_0 = \frac{4\pi}{3} GR\bar{\rho}, \quad x = \frac{r}{R},$$

$$g_0 \approx 1000 \text{ cm/s}^2 = 10 \text{ m/s}^2, \quad (15)$$

wobei x der sich von Null im Erdmittelpunkt auf 1 an der Oberfläche ändernde dimensionslose Radius ist. Die Erdbeschleunigung nimmt also im homogenen Modell linear von ihrem Maximalwert an der Erdoberfläche auf Null im Erdmittelpunkt ab.

Der Druck in der Tiefe $l = R - r$ ist dem Gewicht der darüberliegenden Gesteinsschichten proportional. Wäre außer der Dichte auch die Erdbeschleunigung konstant, dann erhielte man für den Druck in der Tiefe l den einfachen Ausdruck $\bar{\rho}gl$. Im allgemeinen Fall, wenn Dichte und Erdbeschleunigung von der Tiefe abhängen (oder, was dasselbe ist, vom Radius), verfährt man folgendermaßen. Der Planet wird in sehr kleine konzentrische kugelförmige Schalen der Dicke Δl zerlegt, in denen die Werte für ρ und g als konstant angenommen werden. Nach der Bestimmung des Gesteinsgewichtes pro Flächeneinheit in jeder Schale i ($\rho_i g_i \Delta l_i$) kann durch Summierung über alle darüberliegenden Schalen der Druck p_k in der k -ten Schale, von oben aus gerechnet,

bestimmt werden: $p_k = \sum_{i=1}^k \rho_i g_i \Delta l_i$. Hieraus erhält man für

das homogene Modell eine quadratische Abhängigkeit des Druckes vom dimensionslosen Radius x :

$$p = p(0)[1 - x^2],$$

$$p(0) = \frac{1}{2} g_0 \bar{\rho} R = 1,73 \cdot 10^6 \text{ bar}.$$

Im homogenen Modell wächst der Druck quadratisch von Null auf der Erdoberfläche ($x = 1$) auf $1,73 \cdot 10^6$ bar im Erdmittelpunkt ($x = 0$) an.

In der realen Erde ist die Masse aber in relativ hohem Maße im Zentrum konzentriert. (Die Erde hat einen Eisenkern.) Deshalb fällt die Schwerkraft in der realen Erde mit

zunehmender Tiefe wesentlich langsamer ab als im homogenen Modell. Dementsprechend wächst der Druck stärker an und erreicht im Erdmittelpunkt den etwa doppelten Wert von $3,6 \cdot 10^6$ bar.

Deshalb ist das homogene Modell keine gute Näherung für die Erde: Dafür kann es zur Beschreibung des Mondes angewendet werden. Wie schon gesagt, ist der Druck im Mondmittelpunkt infolge seiner geringen Ausdehnung gering. Das Mondmaterial ist hier nur um einige Prozent verdichtet. Die Schwerebeschleunigung ist auf der Mondoberfläche 6mal geringer: $g_{\text{om}} = 162 \text{ cm/s}^2$. Der Druck im Mittelpunkt für das homogene Modell mit den mittleren Parametern des Mondes ($\bar{\rho}_m = 3,34 \text{ g/cm}^3$, $R_m = 1738 \text{ km}$) $p(0) = 4,71 \cdot 10^4$ bar ist also der 36,7te Teil des Wertes des homogenen Modells der Erde. Das Modell des inneren Aufbaus des Mondes kann deshalb mit folgenden einfachen Beziehungen beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= 3,34 \text{ g/cm}^3, \quad g = g_0 x, \quad g_0 = 162 \text{ cm/s}^2, \\ p &= p(0)[1 - x^2], \quad p(0) = 4,71 \cdot 10^4 \text{ bar}, \quad R = 1738 \text{ km}. \end{aligned} \quad (16)$$

4.2. Reale Modelle

(Dichte-, Schwerebeschleunigungs- und Druckverteilung)

Es soll hier in groben Zügen dargelegt werden, wie genauere Modelle des inneren Aufbaus der Erde unter Ausnutzung aller vorhandenen geophysikalischen Informationen konstruiert werden. Diese Modelle werden reale Modelle genannt. Den ersten wesentlichen Schritt zur Schaffung realer Modelle des Aufbaus der Erde unternahmen die amerikanischen Geophysiker *Adams* und *Williamson* 1923. Sie schlugen vor, den seismischen Parameter $\Phi = K/\rho$ zur Ermittlung der detaillierten Dichteabhängigkeit im Erdinneren zu verwenden. Der seismische Parameter Φ ist der Quotient aus Kompressionsmodul und Dichte. Er kann leicht aus den Geschwindigkeiten seismischer Wellen $v_p(1)$ und $v_s(2)$ ermittelt werden, über die am Anfang des Bändchens ausführlich gesprochen wurde:

$$\Phi = \frac{K}{\rho} = v_p^2 - \frac{4}{3} v_s^2. \quad (17)$$

Da die Geschwindigkeiten v_p und v_s für die Erde als

Funktionen der Tiefe bekannt sind, so ist es auch Φ . Für den Kompressionsmodul gilt definitionsgemäß

$$K = \rho \frac{\Delta p}{\Delta \rho}. \quad (18)$$

K ist der Quotient aus der auf einen Körper wirkenden Druckänderung Δp und der daraus resultierenden Dichteänderung, multipliziert mit der Dichte ρ . Ist deshalb der seismische Parameter Φ (17) bekannt, so kann die Abhängigkeit der Dichteänderung von kleinen Druckänderungen bestimmt werden:

$$\Delta \rho = \frac{1}{\Phi} \Delta p. \quad (19)$$

Zur Lösung der Aufgabe muß nun die Gesetzmäßigkeit der Druckabhängigkeit im Erdinneren bekannt sein. Die Druckzunahme im Erdinneren gehorcht dem hydrostatischen Gesetz, und zwar ist die Druckzunahme Δp bei um Δl wachsender Tiefe gleich dem Gewicht dieser Schicht pro Flächeneinheit:

$$\Delta p = \rho g \Delta l. \quad (20)$$

Ersetzt man in (19) Δp durch (20), so erhält man die Adams-Williamson-Gleichung:

$$\Delta \rho = \frac{\rho g}{\Phi} \Delta l, \quad (21)$$

die die Bestimmung der Dichteverteilung im Erdinneren gestattet und damit auch den Aufbau des realen Modells der Erde.

Auf den ersten Blick könnte man annehmen, daß mit (21) der Dichtezuwachs nicht bestimmt werden kann, da auch die unbekannte Abhängigkeit der Schwerebeschleunigung von der Tiefe $g(l)$ eingeht. In Wirklichkeit wird $g(l)$ durch die Dichteverteilung im Planeten bestimmt. Das hat aber keinen Einfluß auf die Lösbarkeit von (21), da mit der $\rho(l)$ -Abhängigkeit gleichzeitig die $g(l)$ -Abhängigkeit bestimmt wird.

Wenn man vom Modell der Erde spricht, meint man gewöhnlich in erster Linie die Dichte- und Druckverteilung. Das kommt daher, daß $\rho(l)$ und $p(l)$ Ausgangsfunktionen zur Bestimmung vieler anderer Parameter der Erde sind. So kann beispielsweise mit bekanntem $\rho(l)$ die Abhängigkeit

der Elastizitätsmoduln der Erde — des Kompressionsmoduls $K(l)$ und des Scherungsmoduls $\mu(l)$ — aus den Geschwindigkeiten seismischer Wellen v_P (1) und v_S (2) bestimmt werden. Sind $\rho(l)$ und $p(l)$ bekannt, ist auch die Zustandsgleichung des Erdmaterials $p = p(\rho)$ gegeben.

Durch Vergleich der so erhaltenen Abhängigkeit $p(\rho)$ mit der experimentell im Labor bestimmten Zustandsgleichung verschiedener Gesteine und Mineralien ergibt sich die Möglichkeit einer genauen stofflichen und quantitativen Analyse des Erdinneren.

Anfang der sechziger Jahre wurde die Funktion $p(\rho)$ für den Erdkern mit der im Labor bestimmten $p(\rho)$ -Abhängigkeit des Eisens verglichen. Die Übereinstimmung dieser Funktionen für den im Kern herrschenden Druck zwischen $1,35 \cdot 10^6$ und $3,6 \cdot 10^6$ bar war der wichtigste Hinweis darauf, daß der zentrale Teil unseres Planeten im wesentlichen aus Eisen besteht.

Die Dichte der realen Erde ist keine stetige Funktion der Tiefe. Aus der Seismologie ist bekannt, daß sich die stofflichen Eigenschaften des Erdinneren an den Grenzen zwischen Kruste und Mantel (M-Grenze) und zwischen Mantel und Kern sprunghaft ändern. Weiterhin existieren schwächere Unstetigkeiten. Außerdem vollzieht sich in der Übergangsschicht der Erde (C-Schicht) ein Anwachsen der Dichte sowohl infolge des von oberen Schichten hervorgerufenen Druckes als auch infolge der Verdichtung der Silikate bei Phasenübergängen und der Umwandlung in dichtere Modifikationen.

Der letzte Effekt ist in der Adams-Williamson-Gleichung nicht berücksichtigt, und man darf sie nicht auf die C-Schicht anwenden. Zur Bestimmung der Dichtesprünge an den Grenzen und des Dichteverlaufes in der C-Schicht müssen zusätzliche Annahmen gemacht werden. Folgende zwei Annahmen sind die wichtigsten: Die Dichteverteilung muß die Werte für die Gesamtmasse M der Erde und ihres mittleren Trägheitsmomentes I ergeben. Beide Größen werden gravimetrisch bestimmt. Neben diesen Bedingungen werden noch einige andere herangezogen, so daß die Dichteverteilung der Erde heute mit einer Genauigkeit von 1 bis 2 % bekannt ist.

Als Anfang der zwanziger Jahre *Adams* und *Williamson* die Verwendung der $\Phi(l)$ -Abhängigkeit zur Dichtebestimmung vorschlugen, war die Seismologie noch im Frühstadium ihrer Entstehung. Die Laufzeiten seismischer P- und S-Wellen in der Erde und damit auch die Funktionen $v_P(l)$

und $v_s(l)$ selbst enthielten damals noch große Ungenauigkeiten. Dieser Umstand veranlaßte seinerzeit die beiden bekannten Geophysiker *Jeffreys* und *Gutenberg*, die Laufzeiten und $v_p(l)$ - und $v_s(l)$ -Abhängigkeiten zu überprüfen. Die Arbeit dauerte ungefähr 10 Jahre und konnte Ende der dreißiger Jahre mit der neuen verbesserten Geschwindigkeitsverteilung der seismischen Wellen nach *Jeffreys* und *Gutenberg* abgeschlossen werden. Beide Geschwindigkeitsverteilungen waren bis auf geringe Ausnahmen in Übereinstimmung.

Die Geschwindigkeitsverteilungen nach *Jeffreys* und *Gutenberg* waren derart genau, daß sich die Seismologie nach dem Kriege im wesentlichen nur mit der weiteren Verfeinerung dieser Verteilungen beschäftigte. Solche Verbesserungen sind wichtig für die Bestimmung des detaillierten Aufbaus von Hülle und Kern. Bezüglich des mechanischen Modells der Erde, d. h. ihrer Parameter $\rho(l)$ und $p(l)$, waren diese Anfang der vierziger Jahre von dem australischen Geophysiker *Bullen* mit einer Genauigkeit von einigen Prozent berechnet worden. *Bullen* arbeitete in Cambridge (England) bei *Jeffreys* und half ihm bei der überaus arbeitsintensiven Überarbeitung der Laufzeittabellen und der Konstruktion neuer $v_p(l)$ - und $v_s(l)$ -Abhängigkeiten. Als sich 1936 die Arbeit dem Ende näherte, begann *Bullen* mit der Konstruktion neuer Modelle der Erde, indem er die Jeffreys'sche Geschwindigkeitsverteilungen zur Bestimmung des seismischen Parameters Φ in der Adams-Williamson-Gleichung heranzog (21). Hierbei spielte der damals bereits bekannte Wert des Trägheitsmomentes I eine wichtige Rolle.

Oben war ausführlich darauf hingewiesen worden, wie stark der Wert von I die Dichteverteilung im Innern eines Planeten bestimmt. Tatsächlich stellte *Bullen* nach einer Reihe von Berechnungsversuchen für die Dichteverteilung der Erde fest, daß zur Erfüllung des richtigen Wertes des Trägheitsmomentes I die C-Zone im Tiefenbereich zwischen 400 und 1000 km Tiefe eine anormale Dichtezunahme aufweisen muß. Damit konnte die Konzeption von einer Übergangsschicht im Mantel der Erde endgültig formuliert werden. Diese Arbeiten stärkten die Bernalsche Hypothese der Olivin-Spinell-Phasenübergänge, die ihrerseits Ausgangspunkt der Ringwoodschen Arbeiten nach dem Kriege war.

Bei Konstruktion des ersten modernen Modells der Erde, dem Bullen-A'-Modell, führte *Bullen* die Einteilung der Erde in Zonen ein. Die $\rho(l)$ -, $p(l)$ - und $g(l)$ -Abhängigkeiten für das

Bullen-A'-Modell sind in Abb. 9 dargestellt. Das hier dargestellte Modell der Erde schließt eine klassische Periode der Geophysik ab — die Periode der Raumwellen-Seismologie. In diesem Zeitraum war die Geophysik im wesentlichen Geomechanik, da sie sich hauptsächlich auf Methoden stützte, die in der Kontinuumsmechanik entwickelt worden waren. Das Ende dieser klassischen Periode kann auf Anfang der fünfziger Jahre datiert werden.

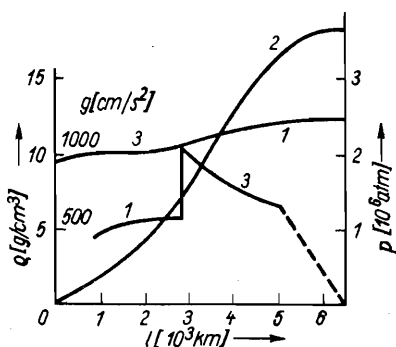


Abb. 9. Der Verlauf von Dichte, Druck und Schwerebeschleunigung im Inneren der Erde.
1 Dichte ρ ; 2 Druck p ; 3 Schwerebeschleunigung g

Die moderne Ära der Geophysik begann mit den Arbeiten von *Birch* in den USA und von *W. A. Magnizki* in der UdSSR, die Versuche unternahmen, Methoden der Festkörperphysik und der Physik bei hohen Drücken für geophysikalische Aufgaben heranzuziehen. Anschließend verwendeten *Press* und *Ewing* in den USA die Analyse der Oberflächenwellen als eine neue wirksame Methode zur Untersuchung der äußeren Erdschichten. Anschließend folgten Arbeiten über die Eigenschwingungen der Erde, über das Studium geophysikalischer Materialien in Labors für hohe Drücke und über das Studium der Raumwellen mit Hilfe seismischer Profile. Unter solchen Profilen versteht man Messungen einer großen Anzahl längs bestimmter Richtungen in vorgegebenen Abständen aufgebauter Seismographen. Ein seismisches Profil hat, verglichen mit einem einzigen seismischen Empfänger, eine wesentlich höhere Empfindlichkeit bezüglich der verwertbaren Signale. Damit wird die Konstruktion eines genaueren Bildes der

Tiefenabhängigkeit der Geschwindigkeiten $v_P(l)$ und $v_S(l)$ möglich.

Als Resultat dieser Neuerungen konnte die genaue Struktur des oberen Mantels der Erde aufgeklärt werden. Abbil-

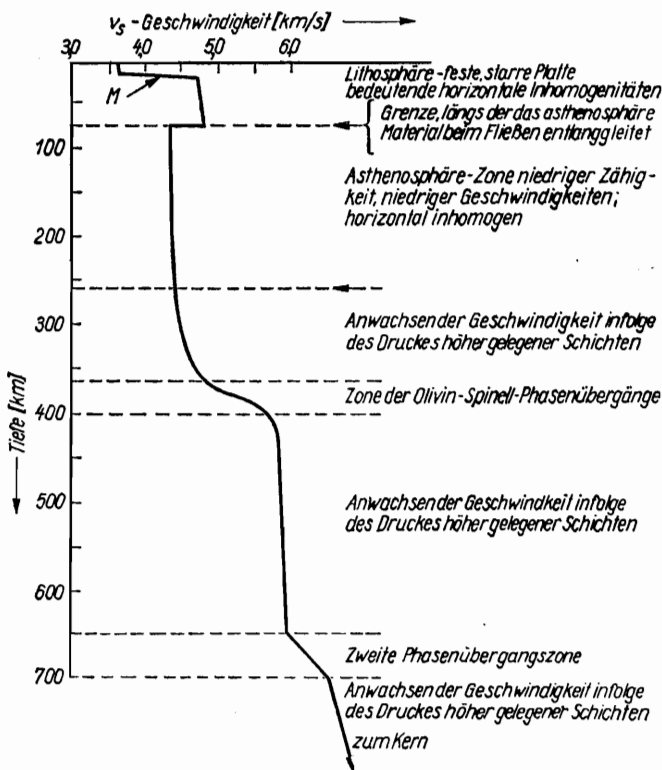


Abb. 10. Das Modell des Mantels der Erde nach neuesten Angaben der Seismologie und Untersuchungsergebnissen von Materialien bei hohen Drücken

dung 10 zeigt die genaue Geschwindigkeitsverteilung der seismischen Transversalwellen $v_s(l)$. Die in Abb. 10 dargestellte Feinstruktur führt zu einer neuen Zoneneinteilung der äußeren Erdschichten. Die Grenze der äußeren Zone — die Lithosphäre oder lithosphärische Platte, wie sie häufig genannt wird — liegt in einer Tiefe von 70 km. Sie umfaßt sowohl die Kruste als auch den äußeren Mantel der Erde. Diese

Schicht hat einheitliche mechanische Eigenschaften. Die feste lithosphärische Platte ist in ungefähr 10 große Platten zerteilt, an deren Grenzen die überwiegende Anzahl der Erdbebenherde liegt.

Unter der festen Lithosphäre liegt im Tiefenintervall zwischen 70 und 250 km eine Schicht erhöhter Fluidität. Das ist die Asthenosphäre der Erde. Die Zähigkeit der Asthenosphäre beträgt etwa 10^{20} bis 10^{21} Poise, was aus geophysikalischer Sicht eine geringe Zähigkeit ist. Oben wurde bereits bemerkt, daß sich die festen äußeren Platten infolge der geringen Zähigkeit der Asthenosphäre im isostatischen Gleichgewicht befinden; sie schwimmen wie riesige Eisberge auf dem „asthenosphärischen Ozean“ der Erde.

Vermutlich bestimmen in der Asthenosphäre ablaufende Prozesse den geologischen Aufbau der Erdkruste. Neben in der Asthenosphäre ablaufenden stofflichen Umwälzungen liegen in ihr auch die Magmaherde der Vulkane. In der Asthenosphäre laufen die Schmelz- und Bildungsprozesse des Basaltmagmas ab, das sich dann durch vulkanische Kanäle und Risse der Erdkruste auf die Erdoberfläche ergießt.

In ihrer Lage fällt die Asthenosphäre mit der Schicht niedriger Geschwindigkeiten für seismische Wellen im oberen Mantel zusammen. Das ist nicht zufällig, sondern hat eine Ursache, denn in der Asthenosphäre liegen die Temperaturen des Mantelmaterials in der Nähe der Schmelztemperatur.

Von etwa 250 km Tiefe an beginnen die Geschwindigkeiten der seismischen Wellen allmählich anzuwachsen. Das beweist, daß der Einfluß des Druckes auf v_s (und v_p) in 250 bis 300 km Tiefe stärker ist als der der Temperatur. (Aus Versuchen ist bekannt, daß eine Druckzunahme zu einer Vergrößerung, eine Temperaturzunahme aber zu einer Verringerung der Geschwindigkeiten v_s und v_p führt.)

In 350 bis 400 km Tiefe ist infolge der Olivin-Spinell-Phasenübergänge das Anwachsen der Geschwindigkeiten anormal groß (vgl. Abb. 10). Dies ist die erste Zone der Phasenübergänge im Mantel der Erde.

In 400 bis 650 km Tiefe wachsen die Geschwindigkeiten seismischer Wellen infolge des Druckes darüberliegender Schichten allmählich an.

Im Tiefenbereich zwischen 650 und 700 km wird ein erneutes starkes Anwachsen der Geschwindigkeiten beobachtet, was einer zweiten Zone der Phasenübergänge im Mantel der Erde entspricht.

- Die Frage nach den konkreten, für die anormale Zunahme der Geschwindigkeiten in 650 bis 700 km Tiefe verantwortlichen Phasenübergängen ist gegenwärtig noch offen. Manche Wissenschaftler vertreten die schon in den fünfziger Jahren ausgesprochene Birch-Magnizki-Hypothese vom Zerfall der Silikate in Oxide bei hohen Drücken: MgO , FeO , SiO_2 (Stishovit)¹⁾, Al_2O_3 . Andere schließen sich den Meinungen von *Ringwood* und *Green* an und nehmen an, daß die wichtigsten gesteinsbildenden Mineralien des Erdmantels in diesen Tiefen in dichtere Strukturen übergehen. Von 700 km Tiefe an bis zur Grenze zum Kern der Erde wachsen die Geschwindigkeiten allmählich infolge des Druckes darüber gelegener Schichten

¹⁾ In der Zeit, als die Oxidhypothese zur Erklärung des anormalen Geschwindigkeitsanstiegs diente, waren die hochdichten Quarzmodifikationen Coesit und Stishovit noch nicht entdeckt.

5. Der innere Aufbau der erdähnlichen Planeten

Zu den erdähnlichen Planeten gehören Merkur, Venus und Mars. Alle diese Planeten einschließlich der Erde sind verhältnismäßig klein. Sie konnten deshalb im Verlaufe ihrer Entstehung die im Kosmos weitverbreiteten Elemente Wasserstoff und Helium nicht festhalten. Außerdem haben diese Planeten ein Defizit an den tiefsiedenden und im Kosmos weitverbreiteten Stoffen Wasser, Methan und Ammoniak. Grundbestandteile der erdähnlichen Planeten sind Silikate und Eisen.

Die Überlegungen bezüglich des inneren Aufbaus der erdähnlichen Planeten stützen sich auf geophysikalische Daten, Angaben über Massen, Radien und Trägheitsmomente der Planeten und auf Angaben der Physik bei hohen Drücken. Grundlegende Ideen hängen mit den modernen Vorstellungen der Kosmogonie zusammen. Trotz des Mangels an Informationen, die diese Planeten betreffen, werden Modelle in einer Reihe von Artikeln und Büchern diskutiert, die in letzter Zeit veröffentlicht wurden.¹⁾

Die gegenwärtigen Werte für Masse und Radius des Merkurs ($M_{\text{Me}} = 0,05526 M_{\text{E}}$, $R_{\text{Me}} = 2437 \text{ km}$) stützen sich auf optische und Radarbeobachtungen. Daraus ergibt sich eine mittlere Dichte von $\bar{\rho}_{\text{Me}} = (5,45 \pm 0,05) \text{ g/cm}^3$. Der Merkur besitzt keine natürlichen Trabanten, und folglich gibt es keine Angaben über sein Trägheitsmoment.

Die letzten Radarmessungen ergaben für den festen Körper der Venus einen Radius von $(6050 \pm 5) \text{ km}$. Die entsprechende mittlere Dichte der Venus beträgt $\bar{\rho}_{\text{V}} = 5,25 \text{ g/cm}^3$.

Die Maße des Mars sind relativ genau bekannt: $R_{\text{Ma}} = 3380 \text{ km}$; seine mittlere Dichte beträgt $\bar{\rho}_{\text{Ma}} = 3,95 \text{ g/cm}^3$. Der Mars besitzt zwei Monde. Deshalb kann sein dimensionsloses Trägheitsmoment bestimmt werden: $I^* = 0,375$.

¹⁾Unsere Ausführungen fußen auf von S. W. Koslowskaja im O. I. Schmidt-Institut für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR durchgeführten Arbeiten.

Tabelle 2 enthält die wichtigsten Parameter der erdähnlichen Planeten.

Es muß hier auf den Unterschied in der Bestimmung von $\rho(l)$ für die Erde und die anderen Planeten hingewiesen werden. Im Falle der Erde ist uns aus der Seismologie die Größe $\Phi = K/\rho$ als Funktion des Radius bekannt, und wir konnten

Tabelle 2. Die wichtigsten Parameter der erdähnlichen Planeten

Planet	$M[g]$	$R[km]$	$\bar{\rho}[g/cm^3]$	I^*
Merkur	$3,304 \cdot 10^{26}$	2437	5,45	—
Venus	$4,862 \cdot 10^{27}$	6050	5,25	—
Mars	$6,389 \cdot 10^{26}$	3380	3,95	0,375

für die Erde $\rho(l)$ ohne Benutzung von Zustandsgleichungen bestimmen. Außerdem war es über die Adams-Williamson-Gleichung möglich, das reale Modell der Erde zu berechnen (vgl. Abb. 9) und daraus nur unter Verwendung geophysikalischer Angaben die Zustandsgleichung des Erdmaterials zu bestimmen. Für die anderen Planeten ist Φ unbekannt. Deshalb wird eine Zustandsgleichung $\rho(p)$ benötigt, die das Gesetz liefert, nach dem das Material der Planeten unter dem Druck höhergelegener Schichten komprimiert wird. Bei Berechnungen der Modelle von Merkur, Venus und Mars benutzt man Zustandsgleichungen des Erdmaterials, aber auch experimentell auf statischem und dynamischem Wege gewonnene Zustandsgleichungen des Fe, MgO, FeO, Al_2O_3 u.a.

Gegenwärtig können große Fortschritte bei der Untersuchung der Gravitationsfelder von Mars und Venus verzeichnet werden. Für beide Planeten konnten die Werte des ersten Gravitationsmoments in ihrem äußeren Gravitationspotential bestimmt werden [vgl. Gl. (11)]. Diese Koeffizienten sind in Tab. 3 zusammengestellt.

Die großräumige Struktur des Gravitationsfeldes des Mars ist damit besser bekannt als das der Erde vor Beginn der Satellitenmessungen. Die Venus besitzt keine Monde, und die Bestimmung von J_2 wäre ohne kosmische Sonden unmöglich. Die Bedeutung solcher Resultate für die Physik der Planeten wurde oben im Abschnitt über Gravimetrie hervor-

Tabelle 3. Die Gravitationsmomente für den Mars und die Venus

Gravitationsmomente in Gl. (11)	Mars (nach Angaben von „Mariner-9“) Werte $\times 10^8$	Venus (nach Angaben von „Mariner-5“) Werte $\times 10^8$
J_2	$196,5 \pm 0,6$	$2,7 \pm 0,9$
A_{22}	$-5,5 \pm 0,1$	$-0,1 \pm 0,6$
B_{22}	$3,1 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,7$
J_3	$3,6 \pm 2,0$	
A_{31}	$0,5 \pm 0,4$	
B_{31}	$2,6 \pm 0,5$	
A_{32}	$-0,6 \pm 0,2$	
B_{32}	$0,3 \pm 0,2$	
A_{33}	$0,48 \pm 0,03$	
B_{33}	$0,35 \pm 0,03$	

gehoben. Die dynamische Abplattung für den Mars (bzgl. der Definition von α vgl. S. 18) beträgt

$$\alpha_{\sigma} = (5,24 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}.$$

Befände sich der Planet im hydrostatischen Gleichgewicht, dann wären geometrische und dynamische Abplattung gleich [vgl. Gl. (3)]. Da dies für die erdähnlichen Planeten nicht zutrifft, unterscheiden sich geometrische und dynamische Abplattung ein wenig. Für die Erde ist $\alpha_{\oplus} \approx \frac{1}{300}$, und der die Abweichung des Gravitationsfeldes der Erde vom hydrostatischen Gleichgewicht des Planeten bestimmende erste Koeffizient ist von der Größenordnung $\alpha_{\oplus}^2$, d. h.

$$(J_3, A_{22}, B_{22}) \approx \alpha_{\oplus} J_2.$$

Der Mars weicht vom hydrostatischen Gleichgewicht bedeutend stärker ab, da entsprechend den in Tab. 3 enthaltenen Angaben

$$(J_3, A_{22}, B_{22}) \approx 10\alpha_{\sigma} J_2$$

ist. Die mechanischen Spannungen im Planeten sind dem Produkt der Koeffizienten (A_{nm} , B_{nm} , J_{2n+1}) mit der Schwerebeschleunigung g des Planeten proportional. Die Schwerebeschleunigung des Mars beträgt ungefähr 40% der Erdbeschleunigung: $g_{\sigma} = 0,4 g_{\oplus}$. Folglich sind die Spannungen im Marsinneren ungefähr 5mal größer als im Erdinneren. Das kann seine Ursache nur darin haben, daß die äußeren

Marsschichten bedeutend kälter und entsprechend fester sind als die äußeren Erdschichten. Da das Marsinnere stark vom Zustand des hydrostatischen Gleichgewichts abweicht, ist die Differenz seiner Hauptträgheitsmomente in der Äquatorialebene von Null verschieden:

$$\frac{B-A}{MR^2} = 4(A_{22}^2 + B_{22}^2)^{1/2} = (25,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}.$$

Mit den in Tab. 3 zusammengestellten Angaben kann unter Verwendung des auf S. 18 angeführten Ausdrucks die dynamische Abplattung der Venus berechnet werden:

$$\alpha_2 = (4,0 \pm 1,4) \cdot 10^{-5},$$

die bedeutend kleiner als die von Erde und Mars ist. Dieses Ergebnis ist leicht erklärbar, denn je langsamer sich ein Planet dreht, um so kugelähnlicher ist seine Gleichgewichtsform. Für die Venus konnte aus Funkortungsmessungen eine gegenläufige Drehung mit einer Periodendauer von 243,16 Tagen festgestellt werden.

Das Trägheitsmoment der Venus kann im Prinzip aus der Formel

$$I^* = \frac{I}{MR^2} = \frac{2}{3} \left\{ 1 - \frac{2}{5} \left[5 \left(1 - \frac{3}{2} \frac{J_2}{\alpha} \right) - 1 \right]^{1/2} \right\} \quad (22)$$

bestimmt werden, die die Bezeichnung Radau-Darwin-Beziehung trägt. Doch sind J_2 und α für die Venus noch zu ungenau bekannt, so daß (22) noch kein vernünftiges Ergebnis liefert. Der Vorbeiflug der Sonde „Mariner-10“ an Venus und Merkur gibt Anlaß zur Hoffnung, daß in Kürze genauere Angaben über das Gravitationsfeld der Venus und erste Werte für das Gravitationsfeld des Merkurs zur Verfügung stehen.

Im Januar 1972 konnte die sowjetische Station „Mars-3“ bei Magnetfeldmessungen auf einer Umlaufbahn um den Mars ein schwaches Dipolfeld des Mars registrieren. Die Achse des Dipols ist gegen die Rotationsachse des Planeten um 15 bis 20° geneigt, die Polarität des Magnetfeldes auf dem Mars ist der des Erdmagnetfeldes entgegengesetzt. Die Feldstärke auf dem magnetischen Äquator des Dipols beträgt ungefähr $H_{0\sigma} = 64 \gamma$ ($1\gamma = 10^{-5}$ Oe = $0,795 \cdot 10^{-3}$ A/m), das magnetische Dipolmoment des Mars beträgt $M_\sigma = H_{0\sigma} \cdot R_\sigma^3 = 2,5 \cdot 10^{22}$ G cm³ = $2,5 \cdot 10^{12}$ V s m. Die Frage nach der Entstehung des Magnetfeldes des Mars und danach, ob dies durch einen flüssigen Kern verursacht wird, bleibt offen.

In der Umgebung der Venus sind Magnetfeldmessungen von den sowjetischen und amerikanischen kosmischen Sonden „Venus-4“, „Mariner-5“ und „Mariner-10“ ausgeführt worden. Das Ergebnis dieser Messungen besagt, daß die Venus kein magnetisches Dipolfeld besitzt.

„Mariner-10“, der im März 1974 am Merkur vorbeiflog, stellte für den Planeten ein magnetisches Dipolfeld mit $H_0 = 380 \gamma$ fest. Die Erklärung der Natur dieses Feldes erfordert, wie auch im Falle des Mars, weitere Untersuchungen.

5.1. Das Modell des inneren Aufbaus des Merkurs

Die wesentlichsten Parameter des Modells des inneren Aufbaus des Merkurs sind in Tab. 4 zusammengestellt. Der Merkur muß einen massiven Eisenkern mit 60% der Mer-

Tabelle 4. Modell des Merkurs

Parameter des Modells	Modell mit Eisenkern [g/cm ³]
ρ_0 an der Oberfläche	3,29
ρ_+ an der Grenze zum Kern	3,54...8,30
ρ [atm] an der Grenze zum Kern	94 580
ρ für $r/R = 0,9$	3,40
ρ für $r/R = 0,8$	3,47
ρ für $r/R = 0,6$	9,07
ρ für $r/R = 0,4$	9,49
ρ für $r/R = 0,2$	9,74
ρ im Zentrum	9,8
ρ [atm] im Zentrum	460 000
M_K [%]	59,8
I^*	0,324
Anteil an metallischem Eisen [%]	59,8

kurmasse besitzen. Dies ist ein allgemeingültiges Resultat, da das Material im Inneren des Planeten entsprechend eines Druckes von $(2 \text{ bis } 3) \cdot 10^5 \text{ bar}$ verhältnismäßig gering komprimiert ist und der Eisengehalt durch den hohen Wert der mittleren Dichte festgelegt ist. Die Frage nach den Temperaturen im Innern des Merkurs ist noch nicht entschieden. Es gibt gewichtige Gründe anzunehmen, daß die Temperatu-

ren im Inneren des Planeten hoch sind und etwa 2500 bis 3000 K betragen. Die Erwärmung muß in den ersten Abschnitten der Planetenentwicklung bei der gravitativen Trennung des Primärmaterials in den Eisenkern und die Silikathülle vonstatten gegangen sein. Der Merkur konnte aus gleichen Gründen wie die Erde während seiner Existenzzeit von rund $4,5 \cdot 10^9$ Jahren nicht auskühlen. Die Wärmeleitfähigkeit seiner Silikathülle ist zu gering, als daß innerhalb kosmischer Zeiträume die innere Wärme hätte nach außen abgeführt werden können.

Es wird heute allgemein angenommen, daß die Zeit nicht mehr fern ist, wo Sonden geophysikalische Meßgeräte auf die Merkuroberfläche bringen werden. Dies wird es gestatten, neue Angaben über den Planeten zu sammeln, die eine Verbesserung unserer Vorstellungen vom inneren Aufbau des Planeten bewirken.

5.2. Das Modell des inneren Aufbaus der Venus

Die Angaben über die Venus, die zur Bestimmung ihres inneren Aufbaus herangezogen werden könnten, sind ebenso spärlich wie die Angaben über Merkur. Doch ist die Venus der Zwillingplanet der Erde. Der mittlere Radius R und die mittlere Dichte $\bar{\rho}$ der Venus sind nur um 5% kleiner als die entsprechenden Werte der Erde. Es scheint daher die Annahme vernünftig, daß die Modelle des inneren Aufbaus der Venus und der Erde einander ähnlich sind.

5.3. Das Modell des inneren Aufbaus des Mars

Für den Mars ist der Wert des Trägheitsmomentes I^* bekannt. Das ist wesentlich für die Konstruktion seines Modells. *Kosłowskaja* berechnete zwei Marsmodelle, die sich in der Dicke der Kruste unterscheiden: 1. Mars-1 mit einer minimalen Krustendicke von 20 km und einem Anteil ihrer Masse an der Gesamtmasse von 1,3 %. Eine solche Kruste des Mars ist der Erdkruste von 18 km äquivalent, wenn man annimmt, daß die Erdkruste aus der äußeren 1000 km dicken Mantelschicht entstand und die Marskruste aus der gesamten Dicke des Mantels. 2. Mars-2 mit einer maximalen Krustendicke von 216 km und einem entsprechenden Masseanteil

der Kruste von 13% der Gesamtmasse. Eine solche Kruste entspricht der Vorstellung, daß ein Ausschmelzen aller Sial-Stoffe aus der gesamten Marsmasse vonstatten gegangen ist.

Tabelle 5. Dichteverteilung für die Marsmodelle

Mars-1			Mars-2		
Ausgangsmodell Erde-1 $\rho_{\text{verdichtet}} = 1,061 \rho_{\text{Ausg.}}$			Ausgangsmodell Erde-1 $\rho_{\text{verdichtet}} = 1,137 \rho_{\text{Ausg.}}$		
$\frac{r}{R}$	$\frac{M(r)}{M}$	$\rho[\text{g/cm}^3]$	$\frac{r}{R}$	$\frac{M(r)}{M}$	$\rho[\text{g/cm}^3]$
Kruste			Kruste		
1,000	1,000	2,8	1,000	1,000	2,78
0,994	0,987	2,8	0,936	0,873	2,85
Mantel			Mantel		
0,994	0,987	3,515	0,936	0,873	3,841
0,977	0,943	3,526	0,864	0,701	3,921
0,909	0,778	3,618	0,792	0,551	4,014
0,854	0,661	3,674	0,740	0,458	4,074
0,765	0,494	3,765	0,673	0,353	4,140
0,661	0,341	3,858	0,585	0,240	4,397
0,565	0,232	4,105	0,465	0,126	4,658
0,442	0,131	4,355	0,335	0,0500	4,843
0,369	0,0902	4,476	0,243	0,0212	4,928
0,330	0,0738	4,529	0,206	0,0142	4,957
0,297	0,0627	4,575	0,141	0,00698	4,997
Eisenkern			Eisenkern		
0,297	0,0627	9,326	0,141	0,00698	9,397
0,276	0,0506	9,371	0,125	0,00504	9,410
0,253	0,0391	9,417	0,113	0,00385	9,422
0,226	0,0282	9,467	0,100	0,00281	9,434
0,194	0,0181	9,518	0,0863	0,00193	9,446
0,176	0,0135	9,549	0,0712	0,00125	9,459
0,155	0,00927	9,580	0,0634	0,00100	9,465
0,130	0,00559	9,611	0,0558	0,000806	9,471
0,0992	0,00263	9,642	0,0364	0,000505	9,489
0,0593	0,000755	9,673	0,0278	0,000441	9,502
0	0	9,692	0	0	9,540
Dicke der Kruste = 20 km Kernradius $R_K = 1000$ km $p[\text{atm}] \begin{cases} \text{Sohle der Kruste } 2470 \\ \text{Grenze zum Kern } 2,73 \cdot 10^5 \\ \text{Mittelpunkt } 4,05 \cdot 10^5 \end{cases}$			Dicke der Kruste = 216 km Kernradius $R_K = 475$ km $p[\text{atm}] \begin{cases} \text{Sohle der Kruste } 22 \cdot 176 \\ \text{Grenze zum Kern } 3,00 \cdot 10^5 \\ \text{Mittelpunkt } 3,89 \cdot 10^5 \end{cases}$		

Die Rechnungen wurden auf der Grundlage von Zustandsgleichungen für das Erdmaterial ausgeführt. Um dem für den Mars bekannten Wert für $I^* = 0,375$ zu genügen, muß das Ausgangsmaterial des Mantels der Erde um 6 % verdichtet werden und der Masseanteil des Eisenkerns 6,3% betragen.

Für das Modell Mars-2 macht sich eine Verdichtung des als Ausgangsmaterial angenommenen Silikatmaterials des Mantels der Erde um 13,7% erforderlich. Der metallische Eisenkern ist in diesem Modell sehr klein, sein Masseanteil ist kleiner als 1% ($M_K < 0,01 M$). Unter einer Verdichtung des als Ausgangsmaterial angenommenen Silikatmaterials der Erde ist eine Vergrößerung des Fe/Mg-Verhältnisses in den Mars-Silikaten gegenüber der Erde zu verstehen. Die Modelle Mars-1 und Mars-2 müssen als Grenzmodelle des Planeten betrachtet werden. Ihre Parameter sind in Tab. 5 aufgeführt. Das reale Marsmodell wird zwischen Mars-1 und Mars-2 liegen. Zur weiteren Klärung dieser Frage sind seismische Angaben über das Marsinnere nötig. Möglicherweise werden solche Angaben in den siebziger Jahren zur Verfügung stehen.

6. Der innere Aufbau der jupiterähnlichen Planeten¹⁾

6.1. Einführung

Die kosmische Ära hat gegenwärtig auch die äußeren Riesenplaneten „berührt“. Am 4. Dezember 1973 flog die Sonde „Pioneer-10“ am Jupiter vorbei und übermittelte die Meßwerte verschiedener physikalischer Felder des Jupiters und photographische Aufnahmen zur Erde. Genau nach einem Jahr (am 2.12.74) passierte die zweite Sonde „Pioneer-11“ den Jupiter in noch geringerer Entfernung vom Planeten, führte eine Reihe von Messungen aus und flog nach Verlassen des starken Gravitationsfeldes des Jupiters in Richtung Saturn weiter. Die Flugbahn von „Pioneer-11“ ist so, daß die Sonde auf dem Weg zum Saturn um eineinhalb astronomische Einheiten²⁾ aus der Ebene der Ekliptik heraustritt. Das gestattet die Untersuchung des kosmischen Raumes in großen Entfernungen von den Planetenbahnen. Im Jahre 1979 wird „Pioneer-11“ das Gebiet zwischen Saturn und seinen Ringen passieren und wissenschaftliche Informationen auf die Erde übertragen. Der Jupiter ist 5,2 AE von der Sonne entfernt, der Saturn 9,5 AE und der dem Saturn folgende Planet Uranus sogar 19,2 AE. Es ist nicht ausgeschlossen, daß sich „Pioneer-11“ nach Passieren des Saturns in Richtung Uranus begibt. Dieser Weg erfordert ein Jahrzehnt, doch werden vermutlich die Energiequellen der Sonde zur Untersuchung und Übertragung der entsprechenden Informationen über den dritten großen Planeten nicht ausreichen. Der letzte

¹⁾ Unsere Ausführungen fußen auf vom Autor gemeinsam mit W. P. Trubizyn, A. B. Makalkin und I. A. Zarewski im O. I. Schmidt-Institut für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR durchgeführten Arbeiten.

²⁾ Eine astronomische Einheit ist eine Länge von der mittleren Entfernung der Erde von der Sonne; 1 AE = 149,5 Mill. km. Die Erdbahn liegt in der Ekliptikebene. Die Bahnen aller anderen Planeten liegen in der Nähe dieser Ebene.

Tabelle 6. Die wichtigsten Parameter der jupiterähnlichen Planeten

Planet Parameter	Jupiter	Saturn	Uranus	Neptun
Masse M [10^{30}g] {Erdmasse = 1 Äquatorradius a [km] J_2	1,90 317,9 71 400 $0,01472 \pm 0,00004$	0,569 95,2 59 600 $0,01667 \pm 0,00002$	0,0872 14,6 25 400 $0,012 \text{ oder } 0,005$ nach Angaben ver- schiedener Autoren	0,103 17,2 25 200 $0,0039 \pm 0,0004$
$-J_4$ τ [Stunden] m dynamische Abplat- tung α mittlere Dichte $\bar{\rho}$ [g/cm ³] Schwerebeschleunigung am Äquator [m/s ²] Zweite kosmische Geschwindigkeit am Äquator [km/s] mittlere Entfernung von der Sonne [AE] Anzahl der Monde	$0,00065 \pm 0,00015$ 9,925 0,084 0,065 1,3 22,9 59,5 5,2 12	$0,00104 \pm 0,00008$ 10,41 0,14 0,098 0,7 9,1 35,6 9,54 10	— 10,8 0,07 0,054 1,3 7,8 21,2 19,2 5	— 15,8 0,026 0,019 1,7 11 23,6 30,1 2

große Planet, der Neptun, ist 30 AE von der Sonne entfernt. Alle äußeren Planeten besitzen mehrere Monde (vgl. Tab. 6). In den jupiterähnlichen Planeten ist fast die gesamte Masse und der überwiegende Teil des Drehmomentes des Sonnensystems konzentriert. Deshalb ist die Erforschung der Riesenplaneten eine Schlüsselfrage zur Untersuchung der Entstehung und Entwicklung von Erde und Planeten des Sonnensystems.

6.2. Die Entstehung der Wasserstoffkonzeption des Jupiters und Saturns

Erste Arbeiten dazu führte *Jeffreys* 1923—1924 aus. Er benutzte zur Abschätzung der Oberflächendichte ρ_s des Planeten die Ungleichung

$$\rho_s \leq \frac{5}{2} \frac{I}{MR^2} \bar{\rho} \quad (23)$$

Hierin bedeutet M die Masse, R den mittleren Radius, ρ die mittlere Dichte und I das Trägheitsmoment des Planeten. Die Größen M und R sind aus Beobachtungen bekannt, I kann über die Radau-Darwin-Beziehung (22) aus J_2 und der dynamischen Abplattung α berechnet werden. Aus Bahnbeobachtungen der nächsten Monde konnten für Jupiter und Saturn die ersten beiden geraden Gravitationsmomente J_2 und J_4 bestimmt werden (vgl. Tab. 6). Das äußere Gravitationspotential nimmt dann die Form an:

$$V(r, \Theta) = \frac{GM}{r} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{r} \right)^2 J_2 P_2(\cos \Theta) - \left(\frac{a}{r} \right)^4 J_4 P_4(\cos \Theta) - \dots \right\} \quad (24)$$

und entspricht dem hydrostatischen Gleichgewicht des Planeten (vgl. S. 21—23). Unter Verwendung von (23) erhielt *Jeffreys* für den Jupiter $\rho_s < 0,8 \text{ g/cm}^3$ und für den Saturn $\rho_s < 0,4 \text{ g/cm}^3$. *Jeffreys* maß diesen Werten keine große Bedeutung bei, da damals die im Kosmos am weitesten verbreiteten Stoffe, die im festen Zustand eine derartig niedrige Dichte haben, noch nicht bekannt waren. Entsprechend war das erste Jupitermodell so aufgebaut, daß die niedrigen Werte der Oberflächendichte umgangen werden. Man vermutete, daß der Jupiter aus einem steinernen Kern, einem Mantel aus Wasser und Kohlendioxid im festen Zustand und einer sehr verdünnten, aber ausgedehnten Atmosphäre besteht. In-

folge dieser Atmosphäre, die zur Masse des Planeten nichts beiträgt, ist der an der Wolkenschicht gemessene Radius wesentlich vergrößert.

Unabhängig davon schloß der sowjetische Astronom *W. G. Fessenkow* 1924 aus den gleichen Voraussetzungen, daß nur die Dichten von Wasserstoff und Helium den äußeren Schichten dieser Planeten entsprechen können. Doch gestatten es die Daten über die Verbreitung der Elemente *Fessenkow* nicht, seine grundlegende Annahme zu bestätigen.

Nach 10 Jahren wies der amerikanische Astrophysiker *Wildt* (1934) nach, daß *Jeffreys* Folgerung wörtlich zu verstehen ist, und schlug folgendes Modell vor: fester Kern ($\rho_1 = 5,5 \text{ g/cm}^3$ — mittlere Dichte der Erde), eine Hülle aus Eis ($\rho_2 = 1,0 \text{ g/cm}^3$), eine äußere Hülle aus festem Wasserstoff und Helium ($\rho_3 = 0,35 \text{ g/cm}^3$). Die unbekannten Radien der beiden Oberflächenschichten konnten über die mittlere Dichte und das Trägheitsmoment bestimmt werden. Die Arbeit *Wildts* bedeutete aber noch nicht die Entstehung der Wasserstoffkonzeption der Riesenplaneten, wie wir sie heute verstehen. Diese geht auf die Arbeiten der amerikanischen Physiker *Wigner* und *Huntington* (1935) über die Metallisierung des Wasserstoffs zurück. Im Grunde genommen wird mit dieser Arbeit erstmals das Problem eines Phasenübergangs Dielektrikum—Metall berührt. Bei normalen Bedingungen und verhältnismäßig niedrigen Drücken ist der molekulare Wasserstoff ein Dielektrikum. Wie *Wigner* und *Huntington* nachwiesen, geht Wasserstoff bei Drücken oberhalb etwa 10^6 bar aus einer molekularen Phase in eine metallische über, d. h., er verwandelt sich in das einfachste monovalente Metall mit einer Dichte von rund 1 g/cm^3 .

Im Jahre 1937 veröffentlichte der norwegische Geochemiker *Goldschmidt* die erste moderne Tabelle der Verbreitung der Elemente im Kosmos, aus der hervorgeht, daß der Wasserstoff das im Weltall am weitesten verbreitete Element ist.

Nach diesen Beiträgen überarbeitet *Wildt* 1938 sein Modell und setzt für $\rho_2 = 1,0 \text{ g/cm}^3$ — die Dichte des metallischen Wasserstoffs — und $\rho_3 = 0,35 \text{ g/cm}^3$ — die Dichte des molekularen Wasserstoffs — ein. Die Entstehung der Wasserstoffkonzeption des Jupiters und Saturns wurde 1951 mit den Arbeiten von *Fessenkow* und *Massewitsch* in der UdSSR, *Ramsey* in England und *de Marcus* in den USA abgeschlossen.

Jupiter und Saturn sind Wasserstoff-Helium-Planeten. Um sich davon zu überzeugen, genügt ein Blick auf Abb. 11, in der die Masse-Radius-Abhängigkeiten für Planeten aus reinem Wasserstoff und reinem Helium dargestellt sind. Wir sehen, daß sowohl der Jupiter als auch der Saturn der

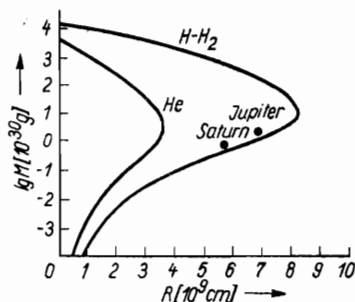


Abb. 11. Das Masse-Radius-Diagramm für aus Wasserstoff und Helium bestehende Planeten

Wasserstoffkurve sehr nahe sind. Dieser Umstand ist natürlich nicht zufällig. Der Wasserstoff ist das verbreitetste Element im Sonnensystem, in Sternen und im interstellaren Raum. Das Gravitationsfeld der jupiterähnlichen Planeten ist so groß, daß es die Wasserstoffatmosphäre seit der Zeit der Entstehung der Planeten festhalten konnte.

Das zweithäufigste Element im Weltraum ist das Helium. Der Heliumreichtum wird aus dem Verhältnis der Teilchenzahlen klar, für das $H/He \approx 10$ gilt. Aus Abb. 11 sehen wir, daß die Planeten Jupiter und Saturn etwas neben der Wasserstoffkurve in Richtung zur Heliumkurve liegen. Es wird deshalb natürlicherweise angenommen, daß beide Planeten Zusätze von Helium enthalten. Die Bestimmung der Heliumkonzentration beider Planeten ist eine der wichtigsten Aufgaben der Planetenphysik und hat große Bedeutung für die Kosmogonie. Das gesuchte Verhältnis ergibt sich bei der Konstruktion der Modelle der Planeten. Der Anteil der anderen Elemente, wie z. B. Sauerstoff, Kohlenstoff, Stickstoff, Silizium, Eisen, im Sonnensystem ist gegen den Helium- und Wasserstoff-Anteil gering. Ihr Vorkommen in Jupiter und Saturn ist heute weniger gesichert als das Vorkommen von Wasserstoff und Helium.

Die modernen Untersuchungen des inneren Aufbaus der äußeren Planeten nehmen mit der 1958 abgeschlossenen Arbeit des amerikanischen Astrophysikers *de Marcus*, einem Schüler *Wildts*, ihren Anfang. *De Marcus* verwendete die experimentellen Werte der Kompressibilität von Wasserstoff und Helium bis zu 20 kbar und bestimmte daraus eine interpolierte Zustandsgleichung für Wasserstoff und Helium, die so gut war, daß sie sich bis heute nur wenig geändert hat. Außerdem zog er zum Aufbau der Jupiter- und Saturnmodelle die zweite Näherung der Theorie flüssiger rotierender Planeten heran. Diese Theorie war in erster Näherung von *Clairaut* (vgl. S. 15—16), in zweiter Näherung von dem englischen Theoretiker *Darwin* Ende des vergangenen Jahrhunderts entwickelt und vom holländischen Astronomen *de Sitter* Anfang unseres Jahrhunderts vervollkommen worden. Die Theorie liefert das Rüstzeug zur Untersuchung großer Planeten; deshalb wird davon unten ausführlicher gesprochen werden.

De Marcus überprüfte die Dichteverteilung des Modells mit drei Werten, nämlich $\bar{\rho}$ und den ersten beiden aus Beobachtungen des Jupiters und Saturns bekannten geraden Gravitationsmomenten J_2 und J_4 . Früher wurden nur zwei Werte verwendet, die mittlere Dichte $\bar{\rho}$ und das mittlere Trägheitsmoment I , das aus J_2 über die Radau-Darwin-Beziehung (22) bestimmt wurde. Gleichung (22) ist jedoch schlecht für Planeten mit großer Massenkonzentration im zentralen Teil geeignet.

De Marcus entwickelte das erste befriedigende Jupitermodell und ein hinreichend gutes Modell der äußeren Saturnschichten. Die Arbeiten von *de Marcus* wurden vom amerikanischen Astrophysiker *Peebles* (1964) ergänzt, der unter Einsatz elektronischer Rechenautomaten eine große Anzahl von Modellen betrachtete.

6.3. Figurentheorie

Die Grundaufgabe der Figurentheorie ist die Bestimmung der Form der Niveaulächen des Planeten. Auf Niveaulächen ist das Gravitationspotential konstant. Bei Planeten im hydrostatischen Gleichgewicht sind auf den Niveaulächen auch Dichte, Temperatur, Druck usw. konstant. Da die Rotationsachse des Planeten seine Symmetrieachse ist, hängt die Gleichung der Niveauläche nicht von der geographischen Länge

λ ab. Es ist außerdem klar, daß der Ausdruck für die Form der Niveauläche nicht davon abhängen kann, in welcher Richtung sich der Planet dreht. Deshalb wird in der Theorie der Gleichgewichtsfiguren die Gleichung für das Standardsphäroid in der Form

$$r(s, \Theta) = s \{ 1 + S_2(s)P_2(t) + S_4(s)P_4(t) + S_6(s)P_6(t) + S_8(s)P_8(t) + S_{10}(s)P_{10}(t) + \dots \}, \quad t = \cos \Theta \quad (25)$$

gesucht, worin Θ der Polwinkel, s der mittlere Radius einer Kugel mit gleichem Volumen und $P_{2i}(t)$ die geraden Legendreschen Polynome sind, die aus geraden Potenzen von t gebildet werden. Die Figurentheorie bedient sich schrittweiser Näherungsverfahren. Ein Parameter der Figurentheorie ist das dimensionslose Quadrat der Winkelgeschwindigkeit des Planeten:

$$m = \frac{\omega^2 R^3}{GM} = \frac{3\omega^2}{4\pi G\bar{\rho}} = \frac{3\pi}{G\bar{\rho}\tau^2}, \quad (26)$$

worin ω die Winkelgeschwindigkeit, τ die Periodendauer, R den mittleren Radius, M die Masse und $\bar{\rho}$ die mittlere Dichte des Planeten bedeutet. Die Größe m hat einen einfachen physikalischen Sinn: Sie ist das Verhältnis der Zentrifugal- und Gravitationskräfte am Äquator des Planeten.

Würde sich der Planet nicht drehen, dann wären die einzelnen Niveaulächen Newtonsche Kugeln. In (25) wären dann alle Funktionen $S_{2i}(s) = 0$ für alle i . Das äußere Gravitationsfeld würde durch das Newtonsche Potential (5) beschrieben. Anders ausgedrückt, sind für einen flüssigen, sich nicht drehenden Planeten alle Gravitationsmomente in (24) $J_{2i} = 0$ für alle i .

In Wirklichkeit besitzen aber alle Planeten eine Eigenrotation, wobei sich die Riesenplaneten relativ schnell drehen. In der ersten Näherung der Figurentheorie werden in (25) alle Funktionen, die auf $S_2(s)$ folgen, Null gesetzt: $S_{2i}(s) = 0$ für $i = 2, 3, 4, \dots$. $S_2(s)$ ist eine kleine Größe der Größenordnung von m . In diesem Fall beschreiben die Gleichungen für die Niveaulächen Rotationsellipsoide. Es ist so, als ob die Zentrifugalkräfte die Kugel in einen Rotationsellipsoid verwandeln. Das äußere Gravitationspotential beginnt in erster Näherung vom Newtonschen Potential um einen zum Gravitations-Quadrupolmoment J_2 in (24) proportionalen Betrag abzuweichen, wobei $J_2 \approx m$ ist.

In der Figurenthorie nach *Darwin—de-Sitter* wird die in (25) folgende Funktion $S_4(s)$ als von Null verschieden zugelassen, die Niveauflächengleichungen weichen in zweiter Näherung von denen für die Rotationsellipsoide ab. Der Ausdruck für das Potential (24) wird länger, da in ihm ein Glied mit $J_4 \approx m^2$ auftritt. Diese Überlegungen können für eine beliebige Näherung verallgemeinert werden. Im allgemeinen Fall haben die Funktionen $S_{2l}(s)$ und die Gravitationsmomente J_{2l} in (24) folgende Größenordnung:

$$S_{2l}(s) \approx m^l, \quad J_{2l} \approx m^l. \quad (27)$$

Die Größen J_{2l} können aus Beobachtungen bestimmt werden und liefern Integralbedingungen für die zulässige Dichteverteilung im Planeten. Sie können durch bestimmte Integrale über die Dichte $\rho(s)$ und die Funktionen $S_{2l}(s)$ ausgedrückt werden. Die Funktionen $S_{2l}(s)$ sind die Lösungen des Gleichungssystems der Figurenthorie. Dabei werden die J_{2l} -Momente über eine Reihenentwicklung nach Potenzen von m näherungsweise berechnet:

$$J_{2l} = \sum_{k=0}^{\infty} J_{2l}(k) m^{l+k}. \quad (28)$$

Zur praktischen Auswertung bricht man die Reihe (28) nach einigen Gliedern ab. Gegenwärtig wird vom Autor und *W. P. Trubizyn* die Figurenthorie in fünfter Näherung entwickelt. Das gestattet in Zukunft die Verwendung der ersten fünf geraden Momente J_2, J_4, J_6, J_8 und J_{10} . Die Momente J_2 und J_4 sind gegenwärtig von den Sonden „Pioneer-10“ und „Pioneer-11“ so genau bestimmt, daß zum Aufbau des Modells die Figurenthorie in vierter Näherung verwendet werden kann.

6.4. Das adiabatische Modell

Es gibt fünf wesentliche Argumente dafür, daß der Jupiter ein aus Gasen und Flüssigkeiten bestehender Körper mit adiabatischer Temperaturverteilung ist. Auch geht aus diesen Argumenten hervor, daß im Jupiter Konvektion herrscht, d. h., daß der Konvektionsmechanismus die Wärmeübertragung aus dem Innern des Planeten bestimmt und sich der Planet in einem Zustand nahe dem hydrostatischen Gleichgewicht befindet.

1. Wenn sich der Jupiter als heißer Körper gebildet hat (es ist schwer vorstellbar, daß sich ein derartig großer Planet bei seiner Bildung nicht aufheizt), dann kann er im Zeitraum seiner Existenz ($t_n \approx 4,5 \cdot 10^9$ Jahre) nicht auskühlen, da für ihn die zur Auskühlung charakteristische Länge

$$l_a \approx (\chi \cdot t_n)^{1/2}$$

von der Größenordnung 500 km ist. ($\chi \approx 10^{-2}$ bis 10^{-3} cm²/s ist der Temperaturleitfähigkeitskoeffizient für molekularen Wasserstoff.)

2. Der Wärmestrom aus dem Inneren des Planeten beträgt nach breitbandigen von „Pioneer-10“ und „Pioneer-11“ ausgeführten Infrarotmessungen rund 10^4 erg cm⁻²s⁻¹ (für den Saturn etwa $3 \cdot 10^3$ erg cm⁻²s⁻¹), was auf Konvektion innerhalb einer tiefen äußeren Zone oder innerhalb des ganzen Planeten hinweist, da ein solcher Wärmestrom den durch molekulare Wärmeleitung möglichen um mehr als vier Größenordnungen übersteigt. (Für den durch Wärmeleitung übertragbaren Wärmestrom erhält man über (12) auf S. 47 für den Jupiter $q_J = 0,2$ erg cm⁻²s⁻¹ = $2 \cdot 10^{-4}$ W m⁻² und für den Saturn $q_S = 0,1$ erg cm⁻²s⁻¹ = 10^{-4} W m⁻².) Es ist interessant, daß der Wärmestrom aus dem Inneren beider Planeten ungefähr 2,5mal so groß ist wie der Wärmestrom, den sie von der Sonne erhalten.

3. Der Jupiter besitzt ein eigenes Magnetfeld, das in seiner inneren metallischen Wasserstoffhülle entsteht, in der wiederum Konvektion herrschen muß.

4. Bei Untersuchung der Änderung der Mondbahnen für Jupiter, Saturn und Uranus schätzen die amerikanischen Astrophysiker *Goldreich* und *Soter* den Wert der spezifischen Dissipationsfunktion Q für diese Planeten ab. (Die Bedeutung der Funktion Q wurde im Abschnitt „Eigenschwingungen der Erde“ erklärt.) Es ergaben sich folgende Werte: $Q_J \geq 10^5$, $Q_S \geq 6 \cdot 10^4$, $Q_U \geq 7 \cdot 10^4$. Diese sind um zwei Größenordnungen größer als die typischen Werte für feste Körper wie z. B. für den Mantel der Erde und für die erdähnlichen Planeten. Diese geschätzten Werte können somit als Hinweise auf den flüssigen Zustand von Jupiter, Saturn und Uranus ausgelegt werden.

5. Bei Messungen des Gravitationsfeldes des Jupiters durch die Sonden „Pioneer-10“ und „Pioneer-11“ konnten mit einer

relativen Genauigkeit von 10^{-6} keine Anzeichen des ersten ungeraden Moments J_3 des Gravitationspotentials beobachtet werden. Das weist darauf hin, daß sich der Jupiter in einem Zustand nahe dem hydrostatischen Gleichgewicht befindet.

Wir erklären jetzt den Sinn des Ausdrucks von dem gasförmig-flüssigen Aufbau der Riesenplaneten. Der kritische Druck und die kritische Temperatur des Wasserstoffs betragen 13 atm bzw. 33 K. Bei Drücken und Temperaturen oberhalb der kritischen Werte gibt es keine Phasengrenze zwischen gasförmigem und flüssigem Aggregatzustand des molekularen Wasserstoffs. Jupiter und Saturn bestehen fast vollständig aus Wasserstoff. Uranus und Neptun sind mit einer Wasserstoffhülle einer Dicke von ungefähr zwei Zehnteln des Planetenradius bedeckt. Auf allen vier Planeten befindet sich der Wasserstoff im überkritischen Bereich. Mit zunehmender Tiefe verdichtet sich deshalb die gasförmige Atmosphäre infolge des Druckes höher gelegener Schichten und geht allmählich in einen flüssigen, verhältnismäßig dichten Zustand über, wobei es aber keine Grenze zwischen der gasförmigen Atmosphäre und dem darunter liegenden flüssigen Planeten gibt. Außerdem ist die Schmelztemperatur des Wasserstoffs einige Mal geringer als die Temperaturen bei adiabatischer Temperaturverteilung für große Planeten. Die Schmelztemperatur des Wassers — der Bedeutung nach zweiten Komponente großer Planeten — ist vermutlich kleiner als die adiabatischen Temperaturen im größten Teil des Uranus und Neptuns. In Anbetracht dieser Argumente spricht man vom gasförmig-flüssigen Zustand des Inneren der jupiterähnlichen Planeten mit Ausnahme möglicher Zentralgebiete. Die Vorstellung vom gasförmig-flüssigen Zustand der Riesenplaneten wurde vom Autor und von W. P. Trubizyn in der UdSSR erarbeitet. Zu den gleichen Vorstellungen bezüglich des Jupiters kam Hubbard in den USA.

6.5. Beobachtungsdaten

Die bei der Berechnung des Modells benutzten Beobachtungsdaten sind in Tab. 6 zusammengestellt. Dort sind auch einige zusätzliche Daten großer Planeten aufgeführt.

Die Atmosphären von Jupiter und Saturn befinden sich im Zustand der differentiellen Rotation, d. h., die Rotationsgeschwindigkeiten der einzelnen Breitenzonen stimmen mit-

einander nicht überein. Es ist deshalb relativ schwierig, den richtigen Wert τ der Periodendauer für eine Umdrehung auszuwählen. Als Periodendauer der Eigenrotation des Jupiters als Planet wird der Zeitraum für eine einmalige Umdrehung seiner Magnetosphäre gewählt, da sich die Quellen seines starken Magnetfeldes im metallischen Mantel des Jupiters befinden, der um 0,2 Jupiterradien von der wolkenförmigen Schicht entfernt ist. Diese Periodendauer fällt praktisch mit den Periodendauern der Rotation der Wolkenschicht in polaren Gebieten und mittleren Breiten zusammen.

Die differentielle Rotation der Saturnatmosphäre ist bis zu 10% stärker. Der Mangel an Angaben über das magnetische Eigenfeld des Saturns gestattet keine eindeutige Aussage über die Periodendauer. In Analogie zum Jupiter nimmt man als Periodendauer für die Saturnrotation den für mittlere Breiten bestimmten Wert an.

Bei der Konstruktion adiabatischer Modelle für Riesenplaneten hat die Wahl der durch Adiabaten verbundenen Werte des Grenzdrucks p_1 und der Grenztemperatur T_1 große Bedeutung. Aus Bequemlichkeitsgründen wählt man als Grenzniveauläche eine solche mit dem Druck von $p_1=1$ bar. Dann ist der Wert von T_1 über das Modell der Planetenatmosphäre festgelegt. Bei $p_1=1$ bar liegt T_1 für den Jupiter nach verschiedenen Abschätzungen zwischen 130 und 230 K und für den Saturn zwischen 90 und 150 K. Für Uranus und Neptun ist die Ungenauigkeit der T_1 -Bestimmung wesentlich größer. Für beide Planeten scheint ein Wert von T_1 zwischen 80 und 100 K vernünftig zu sein. Nach den obigen Abschätzungen für T_1 muß die p_1, T_1 -Grenzfläche bei allen vier Planeten unterhalb der Wolkenschicht liegen, da man für die Wolkenschichten der Riesenplaneten eine tiefere Temperatur als T_1 bestimmt hat.

6.6. Die Verbreitung der Elemente; kosmochemische Stoffgruppen

Die erste moderne Abschätzung der Verbreitung chemischer Elemente im Kosmos spielte bei der Schaffung der Wasserstoff-Konzeption für den Aufbau von Jupiter und Saturn eine wichtige Rolle. Angaben über die Verbreitung der Elemente und der vermuteten chemischen Zusammensetzung des kosmischen Urnebels werden in den nächsten

Jahren eine noch größere Rolle beim Aufbau verfeinerter Modelle für die Riesenplaneten spielen. Umgekehrt erhält man bei der Konstruktion solcher Modelle integrale Beziehungen zwischen den häufigsten Elementen, die den Urnebel und die Ursonne charakterisieren. Die amerikanischen Geochemiker *Suess* und *Urey* (1956) und der Astrophysiker *Aller* (1961) veröffentlichten nach dem zweiten Weltkrieg fundamentale Aufstellungen der Verbreitung chemischer Elemente. Auch in letzter Zeit wurden darüber einige Angaben veröffentlicht. So lauten die Angaben des amerikanischen Geochemikers *Lewis* (1972): H($2,8 \cdot 10^4$), He($1,8 \cdot 10^3$), O(16,6), C(10,0), N(2,4), Ne(2,1), Mg(0,85), Si(1,00), Fe(0,80), S(0,46), Ar(0,15), Al(0,07), Ca(0,06), Na(0,043), Ni(0,05), ... Die Zahlen in Klammern hinter den chemischen Symbolen geben die Anzahl der Atome des jeweiligen Elementes pro Siliziumatom an.

Wären der Heliumanteil und das H/He-Verhältnis für die Sonne bekannt, so könnte man beide Größen zur Berechnung von Modellen großer Planeten heranziehen. Leider ist das H/He-Verhältnis von 12 bis 20 noch immer ungenügend bekannt, obwohl die mittleren Massekonzentrationen X für Wasserstoff und Y für Helium von der Mehrheit der Wissenschaftler übereinstimmend mit $X \approx 70$ bis 80%, $Y \approx 30$ bis 20% angenommen werden.

Nach heutigen Vorstellungen übersteigt die Temperatur im Urnebel in der Entfernung der Riesenplaneten (nach Auskühlung des Nebels) vermutlich den Wert von 150 K nicht, während der Druck im Gebiet um Jupiter und Saturn 10^{-6} bis 10^{-7} atm und im Gebiet um Uranus und Neptun 10^{-7} bis 10^{-9} atm betrug. Unter diesen Bedingungen bildet die Mehrzahl der oben aufgeführten Elemente Hydride und Oxide. Kompliziertere Verbindungen, wie z. B. Silikate, kann man sich mit für die Rechnung hinreichender Genauigkeit als eine bestimmte Kombination von Oxiden vorstellen, so daß eine Konkretisierung komplizierterer Verbindungen für die Schaffung von Modellen unwesentlich ist.

Alle kosmochemischen Verbindungen können ihrer Flüchtigkeit nach in drei Gruppen eingeteilt werden. Zur ersten Gruppe gehören Wasserstoff (H_2), Helium (He) und Neon (Ne). Das ist die sogenannte gasförmige Komponente (G-Komponente), die unter den Bedingungen bei der Bildung der äußeren Planeten nicht in das Kondensat eingeht. Die zweite Gruppe wird von Stoffen mittlerer Flüchtigkeit gebildet

und E-Komponente (Eiskomponente) genannt. Ihre wesentlichsten Bestandteile sind Methan (CH_4), Ammoniak (NH_3) und Wasser (H_2O). Nichtflüchtige Stoffe sind in der dritten Gruppe vereinigt. Dazu gehören Oxide, Eisen und Nickel wie SiO_2 , MgO , FeO , FeS , Fe , Ni . Die dritte Gruppe wird SK (schwere Komponente) genannt. Die Stoffe der SK- und E-Komponente bilden den Bestand des Kondensats (den Staubanteil) des Urnebels (Gas-Staub-Wolke) in dem betrachteten Raum (SKE-Komponente).

Wären die Temperaturen im betrachteten Teil des Urnebels höher als 150 K, so müßte auch eine andere Gruppeneinteilung der Stoffe vorgenommen werden, bei der ein Teil der in der Eiskomponente enthaltenen Stoffe in die Gaskomponente übergehen würde. Dann entstünden folgende Varianten: E: E I ($\text{CH}_4 + \text{NH}_3 + \text{H}_2\text{O}$), E II ($\text{NH}_3 + \text{H}_2\text{O}$), E III (H_2O). Die entsprechenden Varianten der G-Komponente hätten das Aussehen: G I ($\text{H}_2 + \text{He} + \text{Ne}$), G II ($\text{G I} + \text{CH}_4$), G III ($\text{G II} + \text{NH}_3$). Die Variante der G-Komponente für den Fall, daß das Kondensat nur die SK-Komponente enthält, hätte das Aussehen: G IV ($\text{G III} + \text{H}_2\text{O}$). Innerhalb jeder Gruppe sind dabei die kosmischen Proportionen zwischen den Stoffen einzuhalten.

6.7. Die Zustandsgleichung

Die Abhängigkeit des Druckes von Dichte und Temperatur $p = p(\rho, T)$ nennt man Zustandsgleichung. Gewöhnlich schreibt man Zustandsgleichungen in Form einer Summe aus Potentialdruck $p(\rho, 0)$ (Nullisotherme) und aus durch Wärmebewegung hervorgerufenem thermischem Druck:

$$p(\rho, T) = p(\rho, 0) + \frac{3RT}{\mu} \rho \gamma(\rho), \quad (29)$$

worin $R = 8,314 \cdot 10^7 \text{ erg/grd mol} = 8,314 \text{ J/K mol}$ die Gaskonstante, T die absolute Temperatur in Kelvin, μ die mittlere relative Atommasse und $\gamma(\rho)$ der Grüneisen-Parameter, der eine Funktion der Dichte ist, bedeutet. Der Begriff des Grüneisen-Parameters ist schwer zu erklären, und wir können hier nicht ausführlich darauf eingehen. Für uns ist wichtig, daß der Änderungsbereich von $\gamma(\rho)$ sehr klein ist. Unter gewöhnlichen Bedingungen liegt γ zwischen 1 und 3, bei extrem hohen Drücken von 10^8 bar ist $\gamma = 2/3$. Im Inneren großer Planeten betragen die Drücke meist 10^6 .

bis 10^8 bar, die Temperaturen liegen zwischen 10^3 und 10^4 K. Schätzen wir unter diesen Bedingungen den Betrag des thermischen Druckes mit $\rho_H \approx 1 \text{ g/cm}^3$, $\gamma \approx 1$, $\mu = 1$ für metallischen Wasserstoff und mit $\rho_{H_2O} \approx 3,5 \text{ g/cm}^3$, $\gamma \approx 1$, $\mu = 6$ für Wasser ab, so erhalten wir

$$p_T = \frac{3RT}{\mu} \rho \gamma(\rho) \approx \begin{cases} 2,5 & (10^5 \text{ bis } 10^6) \text{ bar für H,} \\ 1,4 & (10^5 \text{ bis } 10^6) \text{ bar für H}_2\text{O.} \end{cases}$$

Anhand der weiter angegebenen Abbildungen 14 bis 17, in denen die Modelle des Jupiters, Saturns, Uranus und Neptuns gezeigt sind, kann man sich leicht davon überzeugen, daß unter den entsprechenden (p, T) -Bedingungen im Innern der Planeten der Beitrag des thermischen Druckes zum Gesamtdruck nicht größer als 10 bis 20 % ist. Deshalb wird das Gesetz, nach dem das Material im Inneren der Planeten komprimiert wird, im wesentlichen durch den ersten Summanden in (29), die Nullisotherme, bestimmt. Die Nullisothermen aller wesentlichen kosmochemischen Elemente und Verbindungen sind heute mit einer Genauigkeit von 5 % bezüglich des Druckes bekannt. Zur Konstruktion von $p(\rho, 0)$ benutzt man die graphische Interpolationsmethode. Für Drücke unter 1 Mbar kann das Gesetz, nach dem sich dieser oder jener Stoff komprimieren läßt, experimentell (auf statischem und dynamischem Wege) ermittelt werden. Bei hohen Drücken $p > 100$ Mbar kann man dieses Gesetz theoretisch erhalten. Zur Bestimmung der Nullisotherme eines konkreten kosmochemischen Stoffes im gesamten interessierenden Druckbereich werden dann die für hohe Drücke berechneten Werte an die experimentell bei niederen Drücken erhaltenen angeschlossen. Damit der Leser eine Vorstellung über die Funktion $p(\rho, 0)$ für verschiedene Stoffe bekommt, sind diese in Tab. 7 aufgeführt. Die Zahlen in dieser Tabelle sind auf viele Stellen genau angegeben, um die Genauigkeit der Bestimmung des Tempos des Dichtezuwachses nicht zu beeinträchtigen. Die erste Spalte enthält Angaben über den metallischen Wasserstoff, die zweite Spalte über den molekularen Wasserstoff. Der Übergang des molekularen Wasserstoffes in metallischen kann theoretisch nicht berechnet werden. Der Übergangsdruck hängt nur schwach von der Temperatur ab und wird auf $3 \cdot 10^6$ bar geschätzt. Beim Übergang in der festen Phase vergrößert sich die Dichte sprunghaft um 10 %. Im geschmolzenen Zustand (in der flüssigen Phase) geht der Übergang allmählich vonstatten. Tabelle 7 enthält Angaben über

Tabelle 7. Die Dichte [g/cm³] kosmochemischer Elemente und Verbindungen in Abhängigkeit vom Druck [bar]

p [bar]	H	H ₂	CH ₄	NH ₃	H ₂ O	He	Ne	Ar	MgO	SiO ₂ Stisho- vit	Al ₂ O ₃	FeO	FeS ¹⁾	Fe
1	0,58	0,089	0,51	0,83	1,516		1,506	1,771	3,585	4,287	3,988	5,907	6,250	8,311
1 · 10 ³	0,617	0,112	0,544	0,861	1,552	0,32	1,603	1,871	3,5878	4,2884	3,9896	5,911	6,254	8,317
1 · 10 ⁴	0,635	0,170	0,660	0,933	1,622	0,52	1,918	2,275	3,608	4,291	4,004	5,947	6,288	8,369
1 · 10 ⁵	0,657	0,320	0,977	1,288	1,997	0,94	2,911	3,396	3,811	4,390	4,128	6,240	6,582	8,797
1 · 10 ⁶	0,860	0,694	1,803	2,213	3,126	1,90	5,129	6,026	4,915	5,300	5,070	7,962	8,367	11,041
1 · 10 ⁷	1,93	1,83	4,246	5,105	6,607	4,60	10,715	12,677	9,572	9,795	9,638	13,996	14,588	17,620
1 · 10 ⁸	5,90	5,79	12,078	14,061	17,418	13,1	25,586	30,761	23,335	23,769	23,497	32,600	33,963	38,637

¹⁾ Hypothetische Zustandsgleichung

Phasen bei hohen Drücken. Eine derartige oberhalb 22,5 kbar stabile Phase des Wassers ist das Eis VII. Für Eisen ist eine solche Phase oberhalb 130 kbar stabil. Die Zustandsgleichungen für FeS bei hohen Drücken sind hypothetischer Natur, da für diese Phasen im Druckbereich $p < 1$ Mbar zuverlässige experimentelle Werte fehlen. Im großen und ganzen gibt Tab. 7 eine klare Vorstellung von den Dichten der betrachteten Stoffe bei hohen Drücken.

Die Annahme der adiabatischen Temperaturänderung im Inneren der Riesenplaneten erlaubt die Bestimmung der Adiabatengleichung der Form $T_{ad} = T(p)$, die die adiabatische Temperatur mit der Dichte koppelt. Durch Einsetzen von $T_{ad} = T(p)$ in (29) erhalten wir die Adiabatengleichung $p_{ad} = p(\rho)$ mit den Veränderlichen (p, ρ) , die zur Berechnung der Planetenmodelle herangezogen werden kann. Gegenwärtig sind Zweischicht-Modelle der äußeren Planeten bekannt. Die Mäntel der Planeten bestehen im wesentlichen aus der Wasserstoff-Helium-Komponente und der Kern aus dieser oder jener Variante der SKE-Komponente. Bei Konvektion im Planeten wird die chemische Zusammensetzung jeder Schicht (Mantel und Kern) natürlicherweise konstant sein, da die Konvektion eine Vermischung bewirkt und die Entstehung des geringsten Konzentrationsgradienten zum „Verbot“ der Konvektion führen würde. Die Zustandsgleichungen der Stoffgemische im Mantel und Kern können für weitere Rechnungen näherungsweise über die Additivität der Partialvolumina gewonnen werden:

$$\frac{1}{\rho(p)} = \sum_i \frac{X_i}{\rho_i(p)},$$

worin X_i der Masseanteil eines Stoffes ist, $\sum_i X_i = 1$. Der

Aufbau der Hülle jedes Planeten wird im wesentlichen durch die Kompressibilität des Wasserstoffes (vgl. Abb. 12) bestimmt, der Aufbau des Kerns durch die Nullisothermen des SKE-Materials (vgl. Abb. 13).

6.8. Die Modelle des Jupiters und Saturns

Gegenwärtig existieren Zweischicht-Modelle des inneren Aufbaus beider Planeten. Der Kern der Planeten besteht aus dem SK-Kondensat und aus Eisarten. (Die Menge jedes Ele-

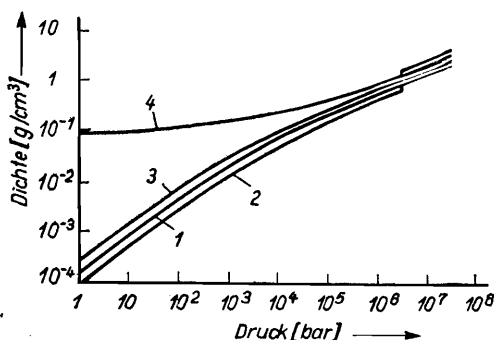


Abb. 12. Die Zustandsgleichung des Wasserstoffs. 1 bis 3 Adiabaten des Wasserstoffs mit Grenztemperaturen (bei $p_1 = 1$ atm) von $T_1 = 140$ K (Kurve 1), $T_1 = 250$ K (Kurve 2), $T_1 = 90$ K (Kurve 3); 4 Nullisotherme

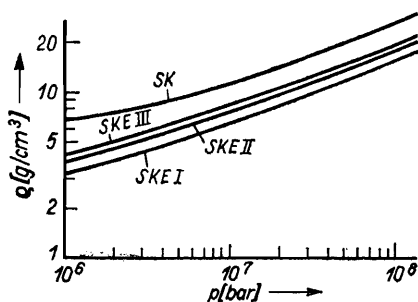


Abb. 13. Die Nullisothermen der schweren Komponente (SK) und der Gemische aus SK und den verschiedenen Eis-Varianten SKE I, SKE II und SKE III

menten entspricht den Proportionen für die Sonne.) Es wurden bisher vier Varianten für die chemische Zusammensetzung des Kerns untersucht: SKE I (SK+E I), SKE II, SKE III und SK. Die Hüllen der Modelle des ersten Typs bestehen nur aus einer Gaskomponente G I (oder G II, G III). In ihnen haben die Massekonzentrationen von Wasserstoff, Helium und anderen Gasen die Werte X , Y und Z_1 ; $X + Y + Z_1 = 1$. Bei Modellen des zweiten Typs geht außer der gas-

förmigen Komponente auch Material des Kernes mit einer Konzentration von Z_2 in die Zusammensetzung des Mantels mit ein; $X + Y + Z_1 + Z_2 = 1$. Der Wert von Z_1 im Verhältnis zu $X + Y$ wurde immer in für die Sonne typischen Proportionen angenommen. Um den bekannten Parametern der Planeten, Masse, Radius, Periodendauer einer Umdrehung und den Gravitationsmomenten J_2 und J_4 , zu genügen (vgl. Tab. 6), wurde für die Modelle des ersten Typs das Verhältnis Y/X (im Mantel) und für die des zweiten Typs das Verhältnis $Z_2/(X + Y + Z_1)$ bei konstantem $Y/X = 0,26$ (entsprechend der Sonne) bestimmt.

Das adiabatische Modell der Planeten hängt auch von den Grenzwerten für den Druck p_1 und die Temperatur T_1 in der Wolkenschicht ab. Für p_1 wurde immer $p_1 = 1$ atm angenommen, T_1 wurde variiert. So ist für typische Modelle des ersten Typs für beide Planeten (vgl. Abb. 14 und 15) $T_1 = 140$ K und $X = 0,68$ (im Mantel). In diesem Modell besteht der Kern beider Planeten aus SKE II. Tabelle 8 enthält

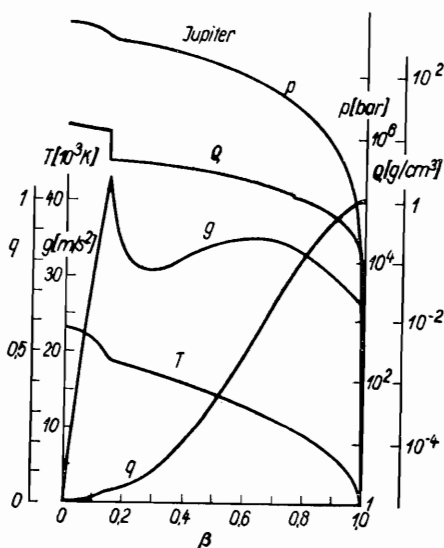


Abb. 14. Das Modell des Jupiters.

ρ Dichte, p Druck, T Temperatur, g Schwerkraftbeschleunigung, q relative Masse in einer Kugel vom Radius β als Funktion des relativen Radius β

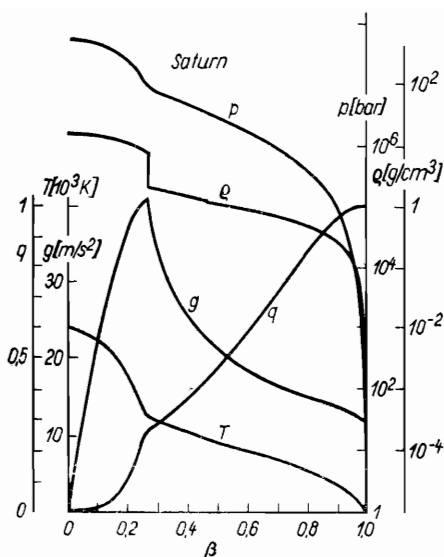


Abb. 15. Das Modell des Saturns.
Zeichenerklärung siehe Abb. 14

Angaben über die chemische Zusammensetzung beider Modelle. Die gesamte Massekonzentration des SKE-Materials im Planeten ist mit Z_{SKE} bezeichnet. Bei Modellen des ersten Typs wird aus dem Kondensat zuerst der Kern gebildet, anschließend erfolgt der Einfang der Gase durch den so ent-

Tabelle 8. Die chemische Zusammensetzung von Jupiter und Saturn

Planet	T_1 [K]	Typ des Modells	Zusammensetzung der Hülle ¹⁾			Zusammensetzung des ganzen Planeten			$\frac{\Delta M}{M}$
			X	Y	Z_2	X	Y	Z_{SKE}	
Jupiter	140	I	0,68	0,31	0	0,66	0,30	0,04	2
		II	0,71	0,18	0,10	0,69	0,18	0,12	8
	250	I	0,51	0,47	0,01	0,51	0,47	0,01	0
		II	0,60	0,16	0,23	0,60	0,16	0,23	17
Saturn	140	I	0,68	0,31	0	0,50	0,23	0,26	19
		II	0,71	0,18	0,10	0,53	0,14	0,33	24
	90	I	0,99	0	0	0,68	0	0,31	24

¹⁾ $Z_1 = 0,01$ in allen Modellen

standenen Kern. Das ist natürlich ein äußerst idealisiertes Schema, deshalb wird das wahre Modell des Planeten zwischen den Modellen beider Typen liegen. Für den Saturn ist das Modell des ersten Typs mit $T_1 = 90$ K das Grenzmodell, da in diesem Modell die Heliumkonzentration $Y = 0$ ist. Dies ist vom kosmochemischen Standpunkt aus gesehen nicht möglich. Auch für den Jupiter ist Modell I mit $T_1 = 250$ K das Grenzmodell, da bei dieser Temperatur der aus SKE-Material bestehende Kern verschwindet und bei noch größerem T_1 zur Erhaltung der Gesamtmasse eine physikalisch keinen Sinn ergebende Verdünnung des Materials im Zentrum in das Modell eingeführt werden müßte. Das ist das einzige Jupitermodell, das eine ähnliche Zusammensetzung wie die Sonne besitzt. In allen anderen Modellen ist die SKE-Komponente gegenüber den mittleren Proportionen für die Sonne angereichert. Ganz allgemein ergibt eine Untersuchung der Jupiter- und Saturnmodelle, daß beide Planetenkerne aus SKE-Stoffen bestehen müssen. Der Masseanteil des Jupiterkerns an der jeweiligen Gesamtmasse beträgt 3 bis 4 %, der des Saturns 26 bis 28%. Der in Tab. 8 aufgeführte Z_{SKE} -Wert gestattet die Abschätzung der minimalen Masse des Urnebels in den Entstehungsgebieten dieser Planeten. Die Masse des Materials in dieser Zone ist im Verhältnis zur Masse des Planeten $M_Z/M = Z_{\text{SKE}}/Z^0_{\text{SKE}}$, worin Z^0_{SKE} (0,012 bis 0,018) der angenommene Anteil der SKE-Komponente im Urnebel ist, der den Verhältnissen auf der Sonne entspricht. Dann ist die Masse des dieser Zone verlorengegangenen Materials $\Delta M/M = M_Z/M - 1$. Diese Größe ist in der letzten Spalte von Tab. 8 für die verschiedenen Modelle angegeben. Nach diesen Abschätzungen unterscheidet sich die aus der Zone des Jupiters abgewanderte Gasmasse für die verschiedenen untersuchten Modelle ziemlich stark. Für den Jupiter ist $(\Delta M/M)_J$, grob geschätzt, 5 bis 10. Für den Saturn liegt diese Größe zwischen 15 und 24 unter der Annahme, daß der Kern aus SKE I—SKE III besteht.

Das Vorhandensein von Konvektion in beiden Planeten, d. h. der adiabatischen Bedingungen, gestattete die zuverlässige Berechnung der Temperaturverteilung in Jupiter und Saturn (vgl. Abb. 14 und 15) unter der Voraussetzung konstanter Entropie.¹⁾ Wie oben schon bemerkt, erfolgt die Um-

¹⁾ Die Entropie ist eine thermodynamische Größe, die bei einem adiabatischen Prozeß konstant bleibt, d.h., wenn kein Wärmeaustausch

wandlung des molekularen Wasserstoffs in die metallische Phase bei $p \approx 3$ Mbar. Im in Abb. 14 gezeigten Jupitermodell entspricht dieser Wert dem relativen Radius $\beta_M = r/R = 0,765$ (R ist der mittlere Radius des Planeten). Der metallische Mantel erstreckt sich im Jupiter bis zur Grenze zum SKE-Kern bei $\beta_K = 0,15$. Hier beträgt der Druck 42,3 Mbar. Im Zentrum des Planeten ist $p_0 = 78$ Mbar.

Beim Saturnmodell (Abb. 15) liegt der metallische Mantel im Bereich $0,465 \geq \beta \geq 0,267$. Der Druck ist an der Grenze zum SKE-Kern bei $\beta_K = 0,267$ relativ gering: $p_K = 8,12$ Mbar. Der Druck im Mittelpunkt des Saturns beträgt $p_0 = 48$ Mbar. Die Temperaturen im Zentrum beider Planeten betragen etwa $2,5 \cdot 10^4$ K. Es ist möglich, daß in Wirklichkeit die Stoffe, aus denen die SKE-Kerne des Jupiters und Saturns bestehen, nach ihren Dichten differenziert vorliegen. Doch sind die z. Z. bekannten Angaben für eine quantitative Analyse dieser Frage viel zu unzureichend.

Der Jupiter besitzt ein starkes Magnetfeld. Die Polarität dieses Feldes ist der des Magnetfeldes der Erde entgegengesetzt. Die Achse des magnetischen Dipols ist nach den Angaben von „Pioneer-10“ gegenüber der Rotationsachse um 15° geneigt. Es handelt sich hier um ein exzentrisches Dipolfeld, da der Mittelpunkt des Dipols um $0,2 R$ von der Drehachse entfernt und um $0,1 R$ nach Norden verschoben ist. Das magnetische Moment des Jupiters beträgt $M_J = 4 \cdot R_J^3 = 1,3 \cdot 10^{30} \text{ G cm}^3 = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ Vs m}$. In Höhe der Wolkenschicht ändert sich das Feld infolge der Exzentrizität in Abhängigkeit von Länge und Breite von 2,7 G bis 11,7 G ($1 \text{ Gauß} = 10^{-4} \text{ Vs m}^{-2}$). Die Quellen des Magnetfeldes des Jupiters liegen in seinem ausgedehnten metallischen Mantel.

Wie oben bemerkt, ist der Wärmestrom aus dem Innern beider Planeten sehr groß und ungefähr zweimal so groß wie der Wert des Wärmestroms, der von der Sonne die Planeten erreicht. Diese anormale Erscheinung konnte noch nicht eindeutig geklärt werden, obwohl die Energien der Gravitationsdifferentiation und Kompression bei seiner Auskühlung für eine Erklärung ausreichen würden.

mit den verschiedensten Elementen der Umgebung vonstatten geht. Sie hat keine solch anschauliche Bedeutung wie Temperatur oder Druck, ist jedoch keine minder wichtige thermodynamische Veränderliche.

6.9. Die Modelle des Uranus und Neptuns

Die adiabatischen Zweischicht-Modelle beider Planeten sind in Abb. 16 und 17 dargestellt. Das Y/X -Verhältnis des Wasserstoff-Helium-Mantels (aus G I) ist entsprechend der Sonnen-Proportionen gewählt ($Y/X = 0,26$). Für den Kern

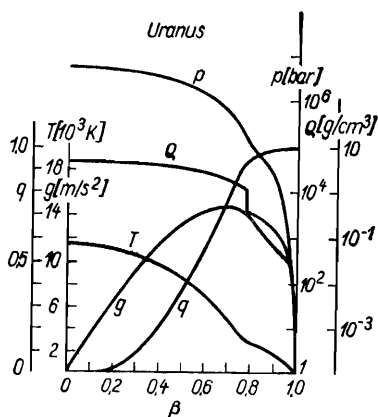


Abb. 16. Das Modell des Uranus.
Zeichenerklärung siehe Abb. 14

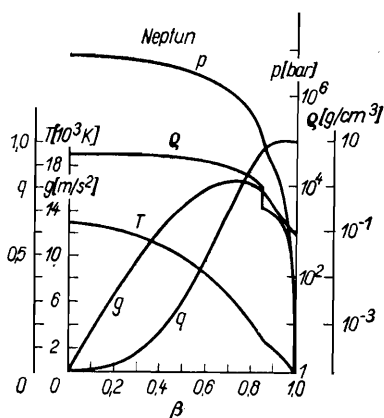


Abb. 17. Das Modell des Neptuns.
Zeichenerklärung siehe Abb. 14

wird eine SKE I-Zusammensetzung ($\text{CH}_4 + \text{NH}_3 + \text{H}_2\text{O} + \text{SK}$) vorausgesetzt, da die Anfangstemperaturen im Bildungsgebiet von Uranus und Neptun tief sind.

Die Uranus- und Neptunmodelle gehören zu den Modellen des Typs II, da dünner Wasserstoff-Helium-Mantel eine 10-%ige Beimengung der SKE I-Komponente enthält. Die Grundparameter der Modelle sind folgende: Die relativen Radien und Massen der SKE I-Kerne betragen 0,78 bzw. 0,94 für den Uranus und 0,85 bzw. 0,97 für den Neptun. Die Drücke an der Grenze der Kerne betragen $p_K = 117$ kbar für den Uranus und $p_K = 74,6$ kbar für den Neptun, die Drücke in den Mittelpunkten des Uranus $p_0 = 5,83$ Mbar und des Neptuns $p_0 = 7,4$ Mbar. Die Temperaturen erreichen im Mittelpunkt des Uranus 11 000 K und im Mittelpunkt des Neptuns 12 000 K (bei einer Grenztemperatur von $T_1 = 100$ K).

Beide Planeten haben ähnliche chemische Zusammensetzungen: H_2O — 0,39 bis 0,4; CH_4 — 0,22 bis 0,23; NH_3 — 0,08; SK — 0,24 bis 0,25; $\text{H}_2 + \text{He}$ — 0,03 bis 0,06 (auf die Masse bezogen). Die Werte der J_2 -Momente der Modelle betragen für den Uranus 0,01 und für den Neptun 0,004; sie kommen den beobachteten Werten sehr nahe (s. Tab. 6). Es existieren noch viel zu wenig Angaben über Uranus und Neptun; deshalb tragen beide Modelle vorläufigen Charakter. Insbesondere ist es aus physikalischen Vorstellungen heraus klar, daß die Kerne der Planeten der Dichte nach differenziert sein müssen.

7. Der Planet Pluto — ein früherer Mond des Neptuns?

Der Pluto ist der am weitesten entfernte Planet des Sonnensystems. Seine mittlere Entfernung von der Sonne beträgt 39,5 AE. Die Exzentrizität der Bahn ist groß, ihre Neigung gegen die Ebene der Ekliptik beträgt 18° . Von Pluto existieren nur sehr unsichere Angaben. Seine Masse beträgt schätzungsweise 0,11 Erdmassen, sein Radius ist nur halb so groß wie der der Erde. Daraus erhält man eine mittlere Dichte von $4,9 \text{ g/cm}^3$. Seine Periodendauer der Eigendrehung beträgt 6,4 Tage und ist für einen so weit von der Sonne entfernten Planeten sehr groß. Seine Rotation kann seit seiner Existenz auf keine Weise durch Gezeiten-Reibungsprozesse verlangsamt worden sein. Der Pluto ist eine Ausnahmeerscheinung unter den Planeten, sowohl bezüglich seiner Bahncharakteristika als auch seiner stofflichen Eigenschaften. Tatsächlich liegt seine — wenn auch nur sehr unsicher bekannte — mittlere Dichte in der Nähe der Dichten der inneren Planeten, obwohl sich der Planet in der Nähe der Riesenplaneten befindet. Es ist natürlich verfrüht, Modelle des inneren Aufbaus des Plutos zu konstruieren.

Die 1936 von dem englischen Theoretiker *Lyttleton* aufgestellte Hypothese, daß der Pluto ein Mond des Neptuns war, stieß in wissenschaftlichen Kreisen auf großes Interesse. Nach dieser Hypothese haben Pluto und der große Neptunmond Triton den Neptun synchron umkreist, d. h., ihre Rotationszeit stimmte mit der Umlaufzeit um den Planeten überein. Heute befinden sich fast alle Monde des Sonnensystems im Zustand synchroner Rotation (z. B. auch der Mond der Erde). Die synchrone Drehung der Monde entstand in der Frühepoche des Planetensystems. Sie wurde infolge der Bremsung der Rotation der Monde durch Gezeiten auf ihren zugehörigen Planeten hervorgerufen. So hat der Pluto seine Umlaufzeit von 6,4 Tagen beim Umkreisen des Neptuns auf seiner synchronen Bahn erhalten. Er verließ den Planeten nach Annäherung an den Triton („Zusammen-

stoß“). Wenn das so war, dann müssen Periodendauer der Eigendrehung des Plutos und die Bahn-Umlaufzeit des Tritons annähernd gleich sein. Letztere beträgt 5,9 Tage. Wie wir sehen, ist die Übereinstimmung beider Periodendauern gut. Infolge des Zusammenstoßes wurde der Pluto auf seine stark exzentrische und geneigte Bahn geschleudert. Doch erlitt auch die Bahn des Tritons eine wesentliche Änderung. Aus der Äquatorialbahn wurde eine stark geneigte und umgekehrte Bahn. *Lyttletons* Hypothese setzt voraus, daß die physikalischen Eigenschaften des Plutos und Tritons einander ähnlich sind, da beide in der Nähe ein und derselben Planeten entstanden. Dieser Umstand kann nur mittels kosmischer Untersuchungen bestätigt werden, wenn detaillierte Angaben über den Planeten vorliegen. Zur Zeit bleibt dies eine interessante Hypothese.

8. Der innere Aufbau des Mondes

Wir sprachen bereits oben davon, daß das homogene Modell für den Mond eine gute Näherung ist. Die Druckverteilung im Inneren des Mondes wird deshalb durch Formel (16) beschrieben. Gegenwärtig sind erste Untersuchungen des Mondes mit geophysikalischen Methoden abgeschlossen worden. Es soll im folgenden ein kurzer Überblick über die Ergebnisse dieser Arbeiten gegeben werden.

8.1. Seismische Angaben

Die ersten seismischen Experimente sind auf dem Mond 1969 ausgeführt worden. Gegenwärtig ist auf dem Mond ein Netz von vier gleichartigen automatischen seismischen Stationen in Betrieb. Diese Stationen werden ungefähr noch fünf Jahre arbeiten. Sie sind mit Kernenergiequellen ausgerüstet. Die seismischen Stationen auf dem Mond registrieren natürliche Ereignisse: Mondbeben und Meteoriteneinschläge. Das sind passive seismische Experimente.

Auf dem Mond wurden aber auch zwei Arten aktiver seismischer Experimente ausgeführt. Bei aktiven Experimenten der ersten Art werden seismische Wellen durch den Aufprall verbrauchter Stufen des Apollo-Raumschiffs erregt. Nach entsprechendem Kommando von der Erde aus wurde die dritte Stufe der Rakete über einem vorgegebenen Punkt der Mondoberfläche abgeworfen. Ihre Masse betrug 14 t, ihre Aufschlaggeschwindigkeit auf der Mondoberfläche 2,5 km/s, ihre kinetische Energie $5 \cdot 10^{17}$ erg = $5 \cdot 10^{10}$ J und ihre seismische Energie $5 \cdot 10^{12}$ erg. Ein derartiger seismischer Effekt ist mit der Explosion einer Ladung von 10 t TNT (Trotyl = 2,4,6-Trinitrotoluol) zu vergleichen (man sagt: das TNT-Äquivalent des Aufschlags ist 10 t). Auch die Mondfähre, mit der die Astronauten vom Mond gestartet sind, wurde nach Kopplung mit der Kommandokapsel von der Mondumlaufbahn aus auf den Mond geschossen. Ihre Masse betrug 2,4 t, ihre Aufschlaggeschwindigkeit 1,7 km/s, ihre

kinetische Energie beim Aufprall $3 \cdot 10^{16}$ erg = $3 \cdot 10^9$ J, die entstandene seismische Energie $(1,5 \text{ bis } 3) \cdot 10^{10}$ erg = $1500 - 3000$ J, ihr TNT-Äquivalent 800 kg. Ein solches Experiment kann als kosmische Variante der seismischen Tiefenerkundung angesehen werden. Auf der Erde wird die seismische Tiefenerkundung häufig zu detaillierteren Untersuchungen der Erdkruste mittels Explosionen großer Ladungen angewandt.

Die zweite Variante aktiver Experimente auf dem Mond ist den seismischen Untersuchungen auf der Erde ähnlich. Die Kosmonauten bauten auf einem seismischen Profil einer Länge von einigen hundert Metern einige Geophone auf, die ungefähr zehn künstliche Explosionen mit Ladungen von 100 g bis 2,7 kg aus Entfernungen von 100 m bis 2,7 km registrierten. Diese aktiven Experimente gestatteten die Aufklärung der Struktur der äußeren Mondschichten in den Landegebieten von „Apollo-14“ (A-14), A-15, A-16 und A-17.

In Abb. 18 ist das Geschwindigkeitsprofil der äußeren Mondschichten im Kontinentalgebiet bei Littrow (an der

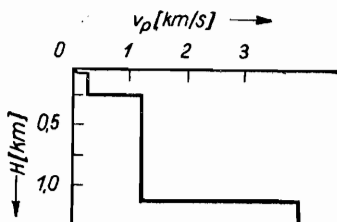


Abb. 18. v_p Geschwindigkeitsprofil der äußeren Mondschichten, H Tiefe

südöstlichen Grenze des Mare Serenitatis) dargestellt. Dieses Profil wurde von einer Gruppe amerikanischer Seismologen unter Leitung von R. Kovach erarbeitet. Die Mondoberfläche ist von kleinen untereinander nur schwach verbundenen Bruchstücken, Mondregolit genannt, bedeckt. Die Stärke der Regolitdecke schwankt zwischen Werten von weniger als 10 m bis etwas mehr als 10 m. Die Geschwindigkeiten der seismischen Wellen betragen im Regolit $v_p \approx 104$ m/s und $v_s \approx 62$ m/s. Die Stärke der zweiten Schicht schwankt stark und liegt zwischen zehn und hundert Meter; für sie ist $v_p \approx 250$ bis 300 m/s. Diese Schicht besteht aus gesprun-

genem Basaltmaterial mit Einschlüssen, in denen die Geschwindigkeiten niedrig sind. Eine scharfe Grenze liegt bei 248 m Tiefe, wo v_p auf 1,2 km/s anwächst. Die darunterliegende Schicht von 1 km Stärke besteht vermutlich auch aus Basaltmaterial, aber etwas mehr verfestigtem. Weiter unten liegt eine Schicht mit $v_p = 4,0$ km/s. Sie besteht vermutlich aus Gabbro und Anorthosit. Die oberen Schichten des Mondes bestehen im allgemeinen aus Basalten. In Mondbasalten wie auch in denen der Erde sind Pyroxene, Plagioklase, Olivine und Ilmenit (FeTiO_3), der den Basalten der Mondmare die dunkle Farbe verleiht, vorherrschend. Die chemischen Formeln und physikalischen Parameter der Olivine und Pyroxene sind in Tab. 1, S. 55 enthalten. Die Mondplagioklase bestehen im wesentlichen aus einer Mischung von Albit $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$ (Ab) und Anorthit $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$ (An). Der Anorthit-Gehalt beträgt in den Mondplagioklasen etwa An_{60} bis An_{100} , im Mittel An_{90} .

Das helle, die Mondkontinente bildende Gestein Anorthosit besteht im wesentlichen aus anorthitähnlichem Plagioklas mit geringen Olivin- und Pyroxen-Beimengungen. Das die Kontinente bildende Anorthositgestein unterscheidet sich stark von die Mare bedeckenden Mondbasalten. So ist die Dichte der Anorthosite mit $2,9 \text{ g/cm}^3$ wesentlich geringer als die der Mare-Basalte mit $3,3 \text{ g/cm}^3$. Aus in oberflächennahen Schichten erstarrter Magma gebildetes Gestein nennt man Gabbro. Gabbro hat basaltähnliche Zusammensetzung, ist jedoch grobkörniger. Wir haben oben gesagt, daß die Oberflächenschicht mit $v_p = 4,0$ km/s Gabbro-Anorthosit-Struktur aufweist, d. h. aus einer Gesteinsmischung aus Gabbro und Anorthosit besteht. Es ist charakteristisch für das Mondgestein, daß es, verglichen mit dem Erdgestein, ärmer an leichtflüchtigen Elementen (Rb, K, Tl) und dafür reicher an „schwer schmelzbaren“ Elementen (Ba, Zr, Hf, seltene Elemente, Th, U) ist. Es bestehen weitere wichtige Unterschiede zwischen dem Mondgestein und dem Gestein von Erde und Meteoriten. Bis heute konnten einige Basalt-Magmaarten entdeckt werden, die sich in den verschiedenen Etappen der frühen Mondentwicklung entwickelt haben.

In Abb. 19 ist das Geschwindigkeitsprofil der Mondkruste und seines oberen Mantels im Gebiet Fra-Mauro im Oceanum Procellarum, dem Standort der seismischen Stationen A-12 und A-14, dargestellt. Dieses Profil wurde von einer Seismologengruppe unter Leitung von *N. Toksöz* mit der Methode

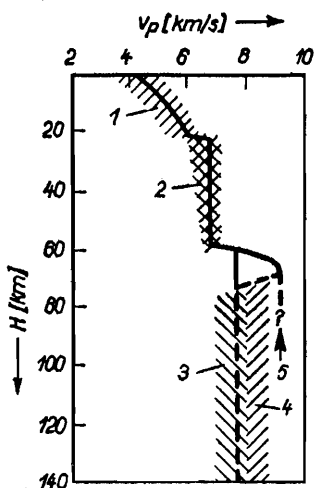


Abb. 19. Untersuchungsergebnisse über die v_p Geschwindigkeitsstruktur der Kruste und des oberen Mantels im südöstlichen Teil des Oceanum Procellarum und der Vergleich mit im Labor erhaltenen Meßwerten.
 1 Mondmare-Basalte, 2 Mond-Gabbro und -Anorthosit, 3 Erdpyroxene, 4 Olivine, 5 Granate

der seismischen Tiefenerkundung aufgestellt. Folgende Einzelheiten sind für das Profil charakteristisch: 1. das schnelle Anwachsen der Geschwindigkeit v_p von 0,1 km/s an der Oberfläche auf 5 km/s in 10 km Tiefe; 2. das starke Anwachsen der Geschwindigkeit in einer Tiefe von 20 km (Trennfläche in der Mondkruste); 3. der fast konstante Wert $v_p \approx 7$ km/s im Tiefenbereich von 20 km bis 60 km; 4. das sprunghafte Anwachsen der Geschwindigkeit im Grenzbereich der Mondkruste (60 km Tiefe); 5. im Gebiet unter der Mondkruste, dem Mondmantel, ist die Geschwindigkeit unzureichend und nicht sicher bestimmt. Der „Zahn“ von 9 km/s im Geschwindigkeitsprofil wird schon seit einigen Jahren in Frage gestellt. Sollte eine Schicht hoher Geschwindigkeiten seismischer Wellen mit $v_p = 9$ km/s existieren, dann könnte diese eine lokale Besonderheit des Fra-Mauro-Gebietes sein. Ihre Dicke dürfte 40 km nicht übersteigen. Die Interpretation des Geschwindigkeitsprofils ist in der Bildunterschrift zu

Abb. 19 gegeben, in der das nach Laborangaben erhaltene Gebiet für die Geschwindigkeiten v_p der Longitudinalwellen schraffiert dargestellt ist. Das schnelle Anwachsen der Geschwindigkeiten in den äußeren Schichten wird durch den Übergang des Stoffes vom nicht verfestigten in einen verfestigten Zustand infolge des Eigengewichts und des Temperaturanstiegs im Mondinneren verursacht. Abb. 20 zeigt das Arbeits-Geschwindigkeitsmodell für den gesamten Mond, aufgestellt nach passiven und aktiven seismischen Experimenten von einer Seismologengruppe unter Leitung von G. Latham. Abb. 20 kann folgendermaßen interpretiert wer-

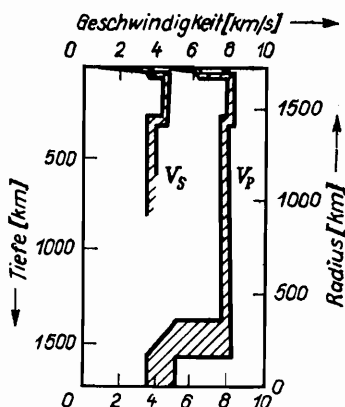


Abb. 20. Vorläufiges Geschwindigkeitsprofil des Mondes für v_p und v_s

den: Die Dicke der Kruste wird für den gesamten Mond mit 60 km angenommen. Dies stützt sich auf die einzigen, doch verhältnismäßig detaillierten Angaben aus dem Gebiet Fra-Mauro. Man kann annehmen, daß die starke Kruste eine Eigenschaft des Mondes ist. Darauf weist auch der große Wert des Wärmestroms aus dem Mondinneren bei verhältnismäßig geringen Temperaturen der äußeren Schichten hin. Folglich müssen sich die radioaktiven Quellen in der Nähe der Oberfläche befinden, was eine allgemeine Differenzierung des Mondinneren erfordert.

Man hat heute festgestellt, daß der Schwerpunkt des Mondes um 2 km außerhalb des geometrischen Mondmittelpunktes in Richtung seiner sichtbaren Halbkugel verschoben ist.

Eine solche Verschiebung des Schwerpunktes kann durch eine bedeutend dickere Mondkruste auf der unsichtbaren Seite erklärt werden. Es ist nicht ausgeschlossen, daß dort die Dicke der Mondkruste mehr als hundert Kilometer beträgt. Wahrscheinlich hat die Mondkruste einen einschichtigen Aufbau — oben Anorthosit, unten mehr Gabbro. Die Wissenschaftler nehmen an, daß sich die Mondkruste in horizontaler Richtung stark ändern kann, anders ausgedrückt, horizontal inhomogen sein kann.

Unter der Kruste liegt der **obere Mantel** des Mondes mit einer Dicke von 250 km. Die Geschwindigkeit v_p nimmt von 8,1 km/s auf 7,8 km/s ab. Die Geschwindigkeitsverteilung $v_p(l)$ ist nicht so genau bekannt (l ist die Tiefe). Wie aus Abb. 20 zu ersehen ist, nimmt auch v_s mit der Tiefe ab, beginnend mit 4,7 km/s. Die Frage nach der mineralogischen Zusammensetzung ist schwierig. Wahrscheinlich sind es Pyroxene und Olivine.

Der **mittlere Mantel** liegt im Tiefenbereich von 300 bis 800 km. Er wird durch einen kleinen Sprung von v_p und v_s vom oberen Mantel getrennt. Die Zusammensetzung des mittleren Mantels ist noch weniger bekannt. Im Gegensatz zum oberen Mantel kann sich das Material des mittleren Mantels in den Anfangsepochen der Mondentwicklung nur teilweise differenziert haben. Sein Zustand ist ähnlich dem des Urmaterials, aus dem der Mond gebildet wurde.

Die Kruste sowie der obere und der mittlere Mantel des Mondes bilden seine feste Lithosphäre, die merklichen Spannungen infolge des Ungleichgewichtszustandes des Mondes ausgesetzt ist. Die Güte Q der Mondlithosphäre liegt bei einigen tausend. Ein solch großer Q -Wert kommt dadurch zustande, daß im Material des Mondinneren praktisch keine flüchtigen Stoffe (H_2O , CO_2 u. a.) enthalten sind. Diese hat es noch vor der Bildung des Mondes verloren; folglich ist das Material der Mondlithosphäre nicht „verunreinigt“, und die Temperaturen der äußeren Hüllen des Mondes sind beträchtlich tiefer als die Schmelztemperaturen.

Der **untere Mantel** des Mondes liegt in einer Tiefe von rund 1000 km. Er zeichnet sich durch starke Absorption seismischer Wellen aus; Q ist bedeutend kleiner als 500. Deshalb nennt man diese Zone Mond-Asthenosphäre. Offensichtlich kommt die Temperatur in dieser Zone der Schmelztemperatur nahe ($\approx 1500^\circ C$), und das Material befindet sich im teilweise geschmolzenen Zustand. Entsprechend der

Geschwindigkeitsverteilung in Abb. 20 besitzt der Mond vermutlich einen kleinen Kern mit einem Radius von einigen hundert Kilometern. Der Kern befindet sich im geschmolzenen oder im halbgeschmolzenen Zustand, da Transversalwellen durch ihn nicht hindurchgehen und er aus einer Fe—FeS-Lösung besteht.

Der gegenwärtige Zustand des Mondinneren ist durch sehr geringe seismische Aktivität gekennzeichnet. Der Gesamtumsatz seismischer Energie beträgt pro Jahr 10^{13} bis 10^{15} erg, das sind 10 bis 12 Größenordnungen weniger als auf der Erde. Alle Mondbeben sind äußerst schwach, und ihre Entstehungszonen liegen in Tiefen von 700 bis 1000 km, d. h. in der Grenzzone zwischen Lithosphäre und Asthenosphäre, wo sich nach Berechnungen die durch den Ungleichgewichtszustand des Mondes verursachten Spannungen konzentrieren. Eine interessante Besonderheit der Mondseismik ist ihre Periodizität, die mit den Mondzeiten gleiche Periodendauern aufweist (13,6 Tage; 27,2 Tage; 27,5 Tage und 206 Tage). Deshalb kommen die Mondzeiten entweder als Startmechanismen für die Mondbeben oder als ihre Energiequelle in Frage.

8.2. Figur und Gravitationsfeld

Die geometrische Figur des Mondes ist einer Kugel vom Radius $R=1738$ km ähnlich. Die mittlere Dichte des Mondes beträgt $\bar{\rho} = (3,344 \pm 0,004) \text{ g/cm}^3$. Das Höhenprofil der uns zugewandten Halbkugel liegt innerhalb der gemittelten Kugel, da sich die meisten der tiefer als die Kontinente gelegenen Mondmeere auf ihr befinden. Das Höhenprofil der uns abgewandten Seite liegt entsprechend außerhalb der gemittelten Kugel (ist also positiv). Wie oben schon gesagt, ist der Schwerpunkt des Mondes um ungefähr 2 km der Erde näher als sein geometrischer Mittelpunkt. Das Gravitationsfeld des Mondes wurde bis heute ausführlich mit Mondsatelliten untersucht. Für Formel (11) des Gravitationspotentials sind die Koeffizienten mit $n \leq 13$ bestimmt. Dies gestattet es, die Frage nach der Abweichung der Figur des Mondes von der des hydrostatischen Gleichgewichts zu untersuchen.

Wäre der Mond genügend warm und plastisch, damit seine Figur die Gleichgewichtsform annehmen könnte, dann

entspräche seiner gegenwärtigen Winkelgeschwindigkeit ein Äquatorradius von $a = R + \Delta a$, $\Delta a = 2,5$ m; sein Polradius b wäre etwas kleiner als der mittlere Radius: $b = R + \Delta b$, $\Delta b = -10$ m. Im Gravitationsfeld der Erde hat die Gleichgewichtsfigur des Mondes drei voneinander verschiedene Hauptachsen. Der Koordinatenursprung befindet sich im Schwerpunkt des Mondes, die x -Achse liegt in der Äquatorialebene und zeigt zur Erde, die y -Achse in Richtung der Bahnbewegung des Mondes und die z -Achse in Richtung der Drehachse. Dann ist $a_x = R + \Delta a_x$, $\Delta a_x = 39$ m; $a_y = R + \Delta a_y$, $\Delta a_y = -11$ m; $a_z = R + \Delta a_z$, $\Delta a_z = -28$ m.

Benutzt man nun die das äußere Gravitationsfeld des Mondes (11) bestimmenden realen Werte der Gravitationsmomente des Mondes, dann erhalten wir folgende Werte für die Achsen der dynamischen Figur des Mondes: $a_x = R + \Delta a_x$, $\Delta a_x \approx 510$ m (der Beitrag der Harmonischen mit $n > 2$ beträgt hierbei ungefähr 20%); $a_y = R + \Delta a_y$, $\Delta a_y = 490$ m (der Beitrag der Harmonischen mit $n > 2$ ist hier mehr als doppelt so groß wie der Beitrag der Harmonischen mit $n = 2$). Die Polachse a_z ist um $\Delta a_z = -520$ m kleiner als der mittlere Radius (wobei der Beitrag der Harmonischen mit $n > 2 \approx 70\%$ beträgt). Diese Resultate führen zu wichtigen Schlußfolgerungen. Auf den Seiten 26—27 war der Begriff der Höhen des Geoids für die Erde eingeführt worden, die rund 70 m betragen und die Abweichung der dynamischen Figur der Erde vom Normal-Rotationsellipsoid und des Gravitationsfeldes der Erde vom Normalfeld charakterisierten. Als Normalfigur für den Mond kann man eine Kugel vom mittleren Radius R annehmen, da die Abweichung der Gleichgewichtsfigur des Mondes von der Kugelform gering ist und nur einige Dutzend Meter beträgt. Die dynamische, durch die Niveaufäche seines äußeren Gravitationspotentials bestimmte Figur des Mondes nennt man Selenoid. Die Höhen des Selenoids betragen, wie wir oben sahen, ungefähr 500 m; das ist eine Größenordnung größer als auf der Erde. Folglich ist die Abweichung des Mondes vom hydrostatischen Gleichgewicht um eine Größenordnung größer als auf der Erde.

Die mechanische Spannung im Körper eines Planeten ist dem Produkt der Schwerebeschleunigung mit der Höhe des Geoids (oder Selenoids) proportional. Da die Schwerebeschleunigung auf dem Mond sechsmal kleiner als auf der Erde ist, sind die mechanischen Spannungen im Mond, ungeachtet seiner verhältnismäßig großen Abweichung vom

Gleichgewichtszustand, ungefähr genauso groß wie auf der Erde.

Das Vorhandensein eines „aufgeweichten“ Zentralgebiets im Mond mit einem Radius von $r_a = 700$ km führt zu einer gewissen Konzentration tangentialer Spannungen in der Nähe der Lithosphärensohle des Mondes, wo sie ungefähr 40 bar betragen.

Wäre die Figur des Mondes keine Gleichgewichtsfigur, die mit Kugelfunktionen zweiter Ordnung beschrieben werden kann, dann beobachteten wir z. Z. die alte erstarrte Gleichgewichtsfigur des Mondes, die er in den Anfangsperioden seiner Entwicklungsgeschichte hatte. Damals war seine Bahn der Erde bedeutend näher, seine Umlaufgeschwindigkeit um die Erde entsprechend größer. (Der Mond mußte infolge der Gezeitenreibung bald nach seiner Entstehung in der Umgebung der Erde in den Zustand der gebundenen Rotation übergehen.)

Die äußeren Schichten des Mondes müssen genügend fest und kalt sein, da Harmonische mit $n > 2$ einen merkbaren Beitrag zur Abweichung der Figur des Mondes von ihrer Gleichgewichtsform liefern und dieser Nichtgleichgewichtszustand über $3,5 \cdot 10^9$ Jahre Mondgeschichte erhalten blieb. Außerdem kann angenommen werden, daß die Bombardierung der Mondoberfläche mit großen Körpern während der Zeit der Bildung der Mare vor $(4,0 \text{ bis } 3,8) \cdot 10^9$ Jahren einen beträchtlichen Beitrag zu diesem Nichtgleichgewichtszustand lieferte.

Im Jahre 1968 entdeckten *Mueller* und *Sjogren* nach Analyse des Gravitationsfeldes des Mondes große positive Anomalien und führten den Begriff der Mascons als Quellen dieser Anomalien ein. Die Mascons wurden auf der sichtbaren Seite des Mondes beobachtet. Dabei waren die größten von ihnen in der Nähe der wichtigsten kreisförmigen Mare gelegen (Mare Imbrium, Mare Serenitatis, Mare Crisium, Mare Orientale, Mare Nectaris, Mare Humorum). Die jetzigen Beobachtungsmethoden gestatten noch keinen Nachweis von Mascons auf der Rückseite des Mondes. Doch führt die Tatsache, daß es auf der Rückseite des Mondes keine großen kreisförmigen Mare gibt, zu der Vermutung, daß dort keine größeren Mascons vorhanden sind. Auf der Erde werden positive gravitative Anomalien auf Kontinenten und in gebirgigen Gebieten beobachtet, negative in tiefen Ozeansenken.

Es ist auch die Besonderheit der Mondmascons, daß sie

mit Senken der Mondoberfläche verbunden sind. Wie Untersuchungen zeigen, werden die in den äußeren Mondsichten gelegenen anormalen Massen, die Mascons hervorrufen, durch das Scheibenmodell gut beschrieben. Dem größten Mascon entspricht eine anormale Masse von $20 \cdot 10^{-6}$ Mondmassen, das sind 10^{21} g. Stellt man sich vor, daß sich die anormalen Massen in der Nähe der Mondoberfläche befinden, dann wäre die spezifische Masse pro Einheitsfläche für die kreisförmigen Mare die gleiche und betrüge 800 bis 900 kg/cm². Eine derartige Größe wäre einer zusätzlichen Basaltschicht von 3 km Dicke mit einer Dichte von 3,0 g/cm³ äquivalent. Bestünden Mascons aus an der Mondoberfläche gelegenen Mondmare-Basalten ($\rho \approx 3,3$ g/cm³) in der Anorthosit-Kruste ($\rho \approx 2,9$ g/cm³, d. h. die Dichtedifferenz $\Delta\rho = 0,4$ g/cm³), dann betrüge die Dichte der Basaltschicht 20 km. Die Mascons liegen in topographischen Senken, die von frühen geologischen Bildungsprozessen herrühren. Da die kreisförmigen Mare genetisch mit dem Aufprall großer Körper auf die Mondoberfläche in Verbindung zu bringen sind, spielen diese Ereignisse bei der Herausbildung der Mascons eine wesentliche Rolle. Der Aufprall dieser Körper und die Auffüllung der kreisförmigen Mare sind zeitlich stark getrennt. Die Variante, daß die Mascons unmittelbar vom auftreffenden Körper gebildet werden, ist gegenwärtig wenig gerechtfertigt. Deshalb ist die Entstehung der Mascons mit dem Fließen des Materials im Mondinneren verbunden und erfordert wahrscheinlich außer der Abhängigkeit vom konkreten Mechanismus der Mascon-Entstehung folgende Ereigniskette:

In der Frühetape seiner Entwicklung sonderte der Mond seine Kruste mit geringerer Dichte als die seines darunterliegenden Mantels ab. Wahrscheinlich waren damals die äußeren Mondsichten ausreichend warm, besaßen hohe Plastizität und befanden sich nahe dem Zustand des hydrostatischen Gleichgewichts. Der Aufprall großer Körper auf die Mondoberfläche hatte die Entstehung großer Krater am Ort der späteren kreisförmigen Mare zur Folge, die sich dann isostatisch ausglich. Anschließend begann auf dem Mond eine verhältnismäßig ruhige Periode, in deren Verlauf sich infolge der Abkühlung der äußeren Schichten die Lithosphäre bildete. Wahrscheinlich nahm der Mond in dieser Epoche seine endgültige Form an. In dieser Epoche gewannen die äußeren Mondsichten eine zur Erhaltung der Nichtgleichgewichtsform und der Mascons ausreichende Festigkeit.

Die Ausfüllung der kreisförmigen Mare mit Basaltlava führte dann zur endgültigen Herausbildung der Mascons.

Die Mascons sind ebenso im Nichtgleichgewichtszustand wie die Figur des Mondes, nur in einem anderen räumlichen Maßstab. Das Vorhandensein der Mascons führt zur Abweichung des Mondinneren vom Zustand des hydrostatischen Gleichgewichts und hat die Entstehung tangentialer Spannungen der Größenordnung von 50 bis 100 bar in den äußeren Mondschichten mit einer Dicke von einigen hundert Kilometern zur Folge.

Es existieren einige Hypothesen, die die Bildung der Mascons durch fließendes Umverteilen des Materials im Mondkörper erklären. Diese mit örtlicher Masseumverteilung verbundenen Hypothesen fordern ein Massedefizit und demnach eine negative Gravitationsanomalie in der Nähe einiger Mascons. Tatsächlich beobachtet man eine Umsäumung der Mascons mit negativen Anomalien. Darüber laufen weitere Untersuchungen.

Die Entdeckung der Mondmascons ist eine der wichtigen unerwarteten Entdeckungen im Kosmos.

8.3. Der Magnetismus des Mondes

Der Magnetismus auf dem Mond wurde von sowjetischen und amerikanischen Wissenschaftlern untersucht. Der Magnetismus des Mondes ist ungewöhnlich. Auf dem Mond konnte kein eigenes magnetisches Dipolmoment von merklicher Größe beobachtet werden. Nach Abschätzungen ist das magnetische Dipolmoment des Mondes $M_M < 10^{20} \text{ G cm}^3 = 10^{10} \text{ Vs m}$. Diese Größe ist 10^6 mal kleiner als das magnetische Moment der Erde und 300mal kleiner als das des Mars. Denkt man sich solch ein Moment in den Mondmittelpunkt versetzt, dann beträgt das Magnetfeld an seiner Oberfläche nur einige Gamma.

Die Tatsache, daß der Mond kein nachweisbares Dipolmoment besitzt, war schon vor Beginn der Apolloflüge bekannt. Deshalb war die Entdeckung des Mondmagnetismus völlig unerwartet. Wie sich herausstellte, war das Magnetfeld des Mondes äußerst unregelmäßig, sowohl bezüglich der Richtung wie auch des Betrages. So beträgt im Landegebiet von „Apollo-15“ (Gebiet der Apenninen und der Hadley-Rille am südöstlichen Rand des Mare Imbrium) das

Magnetfeld 6 Gamma, im Oceanum Procellarum (A-12) 40 Gamma, in der aufgeschütteten Fra-Mauro-Region (A-14) (die sich beim zur Bildung des Mare Imbrium führenden Aufprall als Materialanhäufung im Oceanum Procellarum herausgebildet hat) 100 Gamma, und schließlich ändert sich im Kontinentalgebiet (Descartes-Gebiet: 9° S, $15,5^{\circ}$ O) das Feld um einige hundert Gamma und erreicht eine Größe von 300 Gamma. Die von der Mondumlaufbahn von Apollo-Stationen aus durchgeführten Untersuchungen zeigten, daß die Kruste der Mond-Kontinente stärker magnetisiert ist als die der Mondmare. Das Feld auf der Rückseite des Mondes ist auch stark veränderlich und besitzt lokale Minima in der Nähe von Kratern.

Die Untersuchung des Mondbodens in Laboratorien führte zu der Feststellung, daß die hauptsächlichen Träger des Magnetismus feinkörnige Eisenteilchen sind, die sowohl im Basaltgestein des Mondes (0,05%) als auch im Mondregolit (0,5%) enthalten sind. Wahrscheinlich hat die Bombardierung der Mondoberfläche während seiner Geschichte eine große Rolle bei der Herausbildung der „turbulenten“ Struktur der Mondoberfläche gespielt. Die Untersuchung der Mondproben führte zu dem Ergebnis, daß vor $4 \cdot 10^9$ bis $3 \cdot 10^9$ Jahren das Mondgestein von einem Magnetfeld von einigen tausend Gamma magnetisiert worden ist. Diese Daten beweisen, daß es nicht ausgeschlossen ist, daß der Mond sofort nach seiner Entstehung vor $4,6 \cdot 10^9$ Jahren bis vor $3,2 \cdot 10^9$ Jahren, als die vulkanische Aktivität auf dem Mond aufhörte, ein magnetisches Eigenfeld besessen hat.

Die Entstehung des Magnetfeldes kann entweder durch einen anfangs heißen Mond mit einem aktiv wirkenden magnetohydrodynamischen Dynamo oder durch einen verhältnismäßig kalten Mond (mit einer Temperatur von weniger als 800°C , dem Curie-Punkt des Eisens), der irgendein „magnetisches Ereignis“ aufgezeichnet hat, erklärt werden. Die Mehrheit der Fachleute vertritt die Meinung, daß ein äußeres Magnetfeld nicht die Ursache für den Magnetismus sein kann.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Entstehung des ursprünglichen Gravitationsfeldes, das die frühere Mondkruste magnetisiert hat, eine der wichtigsten ungelösten Fragen für die Wissenschaftler ist.

8.4. Elektromagnetische Untersuchungen

Eine elektromagnetische Untersuchung des Mondes kann durch die Analyse der Wirkung des veränderlichen Magnetfeldes des Sonnenwindes vorgenommen werden. Die Ergebnisse der Erkundungen stützen sich auf Angaben dieser Magnetometer (A-12, A-15, A-16) auf der Mondoberfläche und auf Angaben des Mondsatelliten „Explorer-35“, der gleichzeitig das Magnetfeld des Sonnenwindes in der Umgebung des Mondes gemessen hat.

Die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit im Mondinneren ist eine schwierige und nicht eindeutig zu lösende Aufgabe. Die von verschiedenen Wissenschaftlergruppen vorgeschlagene Lösung ist in Abb. 21 dargestellt. Alle diese

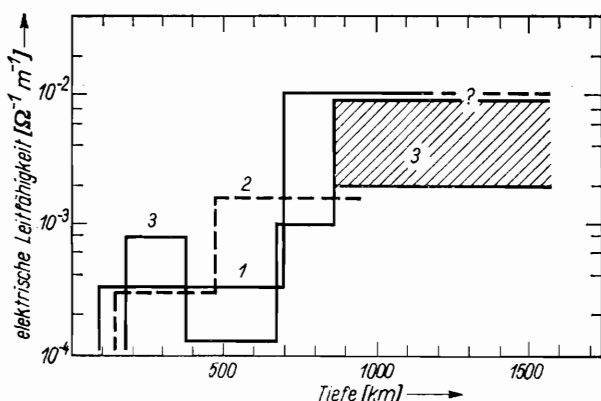


Abb. 21. Verlauf der elektrischen Leitfähigkeit im Inneren des Mondes nach Angaben verschiedener Autoren.

1 Dyal und Mitarbeiter, 2 Sonett und Mitarbeiter, 3 Wanian und Mitarbeiter

Lösungen sind stückenweise konstant, d. h., das Mondinnere wird in Schichten mit konstanter elektrischer Leitfähigkeit unterteilt. Qualitativ sind sie einander ähnlich, obwohl die Lösung von Wanian und Mitarbeitern (Kurve 3) ein Minimum der elektrischen Leitfähigkeit bei 370 bis 670 km Tiefe aufweist. Wäre die Zusammensetzung der verschiedenen Hüllen des Mondinneren bekannt, dann könn-

ten nach Messungen der elektrischen Leitfähigkeit dieser Stoffe im Labor bei entsprechenden (p , T)-Bedingungen und nach den in Abb. 21 enthaltenen Angaben der elektrischen Leitfähigkeit die Temperaturen im Mondinneren abgeschätzt werden. In Wirklichkeit ist die Frage nach der Zusammensetzung des Mondinneren noch weit von der Lösung entfernt. Trotzdem können die in Abb. 21 enthaltenen Angaben zur Abschätzung der Temperaturen herangezogen werden. So ergeben die Vorstellungen von *Dyal* und Mitarbeitern (Kurve 1) und von *Sonett* und Mitarbeitern (Kurve 2) über die Olivin-Struktur die gleichen Schätzwerte für eine Temperatur von 1000 °C in Tiefen von ca. 700 km. Bei Annahme der Pyroxen-Olivin-Struktur werden Temperaturen von 1000 °C in 400 km Tiefe und von 1400 °C in 800 km Tiefe erhalten. Obwohl in vielen Arbeiten Abschätzungen der Temperaturen aus Angaben für die elektrische Leitfähigkeit enthalten sind, bleiben diese noch sehr unzuverlässig.

Als allgemeine Folgerung kann gelten, daß die elektrische Leitfähigkeit der äußeren Schichten des Mondes wesentlich kleiner als die der äußeren Schichten der Erde ist, was auf niedrigere Temperaturen des Mondes hinweist. Diese Aussage stimmt mit Angaben aus der Gravimetrie überein, speziell mit denen über Mascons, die, wenn auch mittelbar, auf verhältnismäßig geringe Temperaturen in den äußeren Mondschichten hinweisen.

8.5. Der Wärmestrom

Der Wärmestrom aus dem Mondinneren kann nach Formel (12) auf Seite 47 bestimmt werden. Auf dem Mond wurden bisher zwei Messungen des Wärmestroms ausgeführt (A-15 und A-17). In beiden Fällen wurde ein 230 cm tiefes Loch gebohrt, in das eine Wärmesonde eingeführt wurde. Die stationären Temperaturen (frei von täglichen Temperaturschwankungen) stellen sich in 70 cm Tiefe ein und betragen etwa 253 K. Der den stationären Wärmestrom aus dem Inneren zur Oberfläche beschreibende Temperaturgradient beträgt in dieser Tiefe 1,3 bis 1,7 grd/m. Die oberen 2 cm Regolit haben bei 220 K eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit von $3,5 \cdot 10^{-6}$ cal/cm grds. Mit zunehmender Tiefe wächst die Wärmeleitfähigkeit **schnell** an. Im Tiefenbereich von 50 bis 230 cm wurden Werte von $5,8 \cdot 10^{-5}$

bis $1,23 \cdot 10^{-4}$ cal/cm grd s erhalten. Das Anwachsen der Wärmeleitfähigkeit ist eine Folge der Verdichtung des Mondbodens. Nach Angaben von *Langseth* und Mitarbeitern ändert sich der beste Wert der Wärmestromdichte von $0,74 \cdot 10^{-6}$ cal/cm² · s im Gebiet der Hadley-Rille (A-15) auf $0,68 \cdot 10^{-6}$ cal/cm² · s im Gebiet um Littrow (A-17). Der Fehler beträgt schätzungsweise $\pm 15\%$. Damit ist die Wärmestromdichte des Mondes ungefähr zweimal kleiner als die der Erde. Es ist interessant, daß diese Resultate praktisch mit den von *W. S. Troizki* durchgeführten radiometrischen Messungen vor dem Start der ersten Satelliten übereinstimmen [$q \approx (0,85 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$ cal/cm² · s]. Das Ergebnis von *Troizki* war damals angezweifelt und kritisiert worden, da es 2- bis 3mal den Wärmestrom des Chondrit-Modelles des Mondes überstieg. Trotzdem konnte das Ergebnis von *Troizki* durch direkte Messungen auf dem Mond bestätigt werden, was die Hypothese vom Chondrit-Zustand des Mondes in Frage stellt.¹⁾ Es soll nun erklärt werden, warum der Wärmestrom aus dem Mond als so groß angenommen werden muß. Wir setzen voraus, daß die thermischen Zustände der Erde und des Mondes annähernd stationär sind, d. h., die durch die Oberfläche beider Körper austretende Wärmemenge ist gleich der von ihrem Inneren ausgesandten Wärmemenge. Eine solche Vorstellung kommt den tatsächlichen Gegebenheiten sehr nahe. Dann ist die Wärmestromdichte dem Volumen direkt und der Oberfläche des Körpers umgekehrt proportional:

$$\frac{q_M}{q_E} = \frac{(V_M/S_M)}{(V_E/S_E)} = \frac{V_M S_E}{V_E S_M} = \frac{R_M}{R_E}.$$

Folglich ist das Verhältnis der Wärmequellen unter Annahme gleichartiger Konzentration der Quellen im Groben gleich dem Verhältnis der Radien; $R_M = 1738$ km und $R_E = 6371$ km. Dieses Verhältnis ist rund $1/4$. Für den Wärmestrom aus dem Mond folgt $q_M \approx 0,5 q_E$. Folglich muß die Konzentration der Wärmequellen im Mondgestein im Mittel 2mal so groß wie die Konzentration radioaktiver Quellen im Erdgestein sein.

¹⁾ Chondrit-Meteorite oder Chondrite bestehen aus primär nicht differenziertem Material, aus dem die erdähnlichen Planeten aufgebaut sind.

Die Angaben über den Wärmestrom gestatten zwei weitere wichtige Schlußfolgerungen. Wir haben schon gesagt, daß die äußeren Schichten des Mondes verhältnismäßig kalt und steif (nicht plastisch) sind, da sie über $3,5 \cdot 10^9$ Jahre hinweg die Belastungen der Mond-Mascons ausgehalten haben. Dies ist nur dann möglich, wenn das Mondinnere eine tiefe Differentiation mit Ausschmelzung der Mondkruste und Heraustragen fast aller radioaktiver Quellen in den Frühstadien der Mondentwicklung erlitten hat. Die Wärme der in der Kruste konzentrierten radioaktiven Quellen wird durch die Mondoberfläche abgeführt und trägt nicht zur Erwärmung seines Inneren bei.

Die zweite Frage, auf die die Angaben vom Wärmestrom des Mondes antworten helfen, ist die Frage nach den Energiequellen, aus denen der Wärmestrom entsteht. Im Falle des Mondes existieren außer den radioaktiven Wärmequellen keine anderen, die einen wesentlichen Beitrag zum Wärmestrom liefern könnten. Einen solchen eindeutigen Schluß bezüglich der Erde zu ziehen, ist bedeutend schwieriger. Obwohl es zur Erklärung des Wärmestroms in der Erde genügend radioaktive Quellen gibt, entstand in den letzten zehn Jahren die Hypothese, daß die Prozesse der Gravitationsdifferentiation als Energiequelle eine wesentliche Rolle spielen. Die Angaben vom Wärmestrom des Mondes können als indirekte Hinweise auf den radioaktiven Ursprung des Wärmestroms der Erde dienen. Die Abschätzung der Temperaturen im Mondinneren ist sehr schwierig. Als Schätzwerte können $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ in einer Tiefe von 200 km, $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ bei 500 km, 1200 bis $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ bei 1000 km und mehr als $1600\text{ }^{\circ}\text{C}$ im Mondzentrum dienen.

8.6. Die Mondchronologie

Auf dem Mond gibt und gab es auch augenscheinlich keine Atmosphäre und Hydrosphäre. Die Mondoberfläche ist von den Folgen der Anfangsgeschichte des Sonnensystems geprägt und trägt entsprechende Züge. Deswegen haben Untersuchungen des Mondes eine außerordentlich große Bedeutung für das Problem des Ursprungs und der Entwicklung von Erde und Planeten. Diesbezüglich ist der Mond für das Studium der Entwicklungsgeschichte interessanter als bei-

spielsweise die Erde, die Venus und der Mars, auf denen Erosionsprozesse die Folgen der Frühentwicklung ausgelöscht haben. Nach radioaktiver Altersbestimmung der zur Erde gebrachten Mondproben ist das Mondalter $4,6 \cdot 10^9$ Jahre. Die Herausbildung der Mondkruste von 60 bis 100 km Dicke durch teilweises oder volles Schmelzen der äußeren Mondschichten und Prozesse der Gravitationsdifferentiation geschah sowohl im Stadium der Entstehung des Mondes als kosmischer Körper als auch in den folgenden $(2-3) \cdot 10^8$ Jahren.

Die Epoche der Bildung der ursprünglichen Kruste erstreckt sich bis in die darauffolgenden Etappen der Mondgeschichte ($2 \cdot 10^8$ bis $6 \cdot 10^8$ Jahre) hinein. Das war eine Periode aktiver vulkanischer Tätigkeit, intensiver Bombardierung der Mondoberfläche durch Meteoriten, in deren Ergebnis die Mondbreccien entstanden und sich die Zertrümmerungsmetamorphose des Mondgesteins vollzog. Folglich spielten in den ersten $0,6 \cdot 10^9$ Jahren endogene (innere) und exogene (äußere) Prozesse eine aktive Rolle. In dieser Frühetape gingen das Ausschmelzen der Anorthosit-„Frucht“ des Mondes, die die ursprüngliche Kruste bildete, und das Ausschmelzen früher Mondbasalte vor sich. Die folgende 10^8 Jahre währende Epoche ($6 \cdot 10^8$ bis $7 \cdot 10^8$ Jahre nach Entstehung des Mondes) ist durch das Herausschlagen der kreisförmigen Mondmare charakterisiert (Mare Imbrium, Mare Orientale, Mare Serenitatis, Mare Crisium u. a.). Das aus den Kratern der zukünftigen kreisförmigen Mare herausgeworfene Gestein bildete aufgeschüttete Berge und einige Formationen wie Fra-Mauro im Oceanum Procellarum und vernichtete einen Großteil der Folgen der bisherigen Entwicklung der Mondoberfläche.

Die folgende Periode ist mit der Auffüllung der Mare mit Basaltlava und mit der endgültigen Herausbildung der Massen verknüpft. Dies ging überaus langsam vonstatten (von vor $3,9 \cdot 10^9$ bis vor $3,16 \cdot 10^9$ Jahren). Damit sind, wie oben bereits gesagt, die Ereignisse der Bildung der Aufprallkrater und die Ereignisse ihrer Auffüllung mit Lava zeitlich sehr getrennt. In den letzten $3 \cdot 10^9$ Jahren hat sich das Antlitz des Mondes infolge endogener Prozesse nicht geändert, obwohl Meteoriten aufprallten und Krater bildeten. Somit ist die Erosion der Mondoberfläche in den letzten $3 \cdot 10^9$ Jahren nur durch Meteoritenbombardement bedingt. Diese Bombardierung hat die Folgen der wichtigsten Ereignisse im Leben des Mondes nicht auslöschen können.

Die in den letzten 10 Jahren erfolgten Untersuchungen des Mondes mit den Mitteln der Weltraumfahrt konkretisierten unsere Vorstellungen vom Mond. Auch die äußerst wichtigen, mit dem Mond und dem Sonnensystem im ganzen verknüpften Probleme wurden konkretisiert. Die Lösung dieser Aufgaben bleibt der Zukunft vorbehalten und erfordert größere Anstrengungen.

9. Schlußwort

Der Beginn der Eroberung des Kosmos hat neue Aufgaben für fast alle Gebiete des menschlichen Wissens gestellt. Der Start der ersten künstlichen Satelliten zwang uns, die Geophysik mit anderen Augen zu betrachten. Es wurde völlig klar, daß der von der Geophysik zur Untersuchung der Erde eingeschlagene Weg auch bei der Untersuchung anderer Planeten im Kosmos begangen werden kann. Dieser Weg wird schwieriger und länger sein, aber er ist unvermeidlich.

Nach der Hypothese des Akademiemitglieds *Otto Julius Schmidt* entstand das Planetensystem aus einem Urnebel (Gas-Staub-Wolke) im Verlaufe eines einheitlichen Prozesses.

Mond und Planeten sind, wie auch Meteorite, stumme Begleiter unseres Mutterplaneten, die den Geophysikern zweifellos helfen werden, die wichtigsten Züge der Entwicklungsgeschichte der Erde nachzuzeichnen. Zuerst bemühen wir uns, die Frage nach dem inneren Aufbau der Planeten nach Möglichkeit auf den Stand der modernen Wissenschaft zu bringen. Dabei nutzt man die Erfahrungen der Geophysik bezüglich des inneren Aufbaus der Erde, Angaben aus der Astrophysik und aus Untersuchungen an Meteoriten über die Verbreitung der Elemente, Angaben aus astronomischen Beobachtungen über Massen und Ausdehnung der Planeten sowie Meßwerte über das Verhalten von Stoffen bei hohen Drücken und Temperaturen.

Natürlich werden im Zuge des kosmischen Programms zur Untersuchung des Mondes und der Planeten detaillierte Theorien über den inneren Aufbau aufgestellt werden können, womit wir unsere heutige Konzeption kontrollieren und prüfen werden. Zur Zeit verfügen wir nur über erste Modelle für die erdähnlichen Planeten (Merkur, Venus, Mars) und die Riesenplaneten (Jupiter, Saturn, Uranus, Neptun). Dabei haben wir manche Überraschung erlebt. So erwies sich, daß alle Riesenplaneten flüssig und im Inneren sehr heiß sind. Das ist auf die hohe Kompressibilität der Wasserstoff-He-

lium-Giganten Jupiter und Saturn und der zur Hälfte aus Wasser bestehenden Planeten Uranus und Neptun zurückzuführen.

Nach Abschluß dieses Bändchens erhielt der Autor von dem Mitarbeiter des McDonald-Observatoriums der Universität von Texas (USA), Dr. *D. W. Danham*, einen Brief. Darin wurde mitgeteilt, daß es durch Analyse langwieriger Beobachtungsreihen über den Uranusmond Ariel gelungen sei, das Gravitationsmoment J_2 des Uranus, das erste Korrekturglied zum Newtonschen Potential, zu bestimmen. Das über diese Beobachtungen erhaltene J_2 stimmt ausgezeichnet mit dem 1971 im Institut für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR theoretisch aus Modellbetrachtungen berechneten überein.

Diese Mitteilung ist ein vielversprechender Anfang für die wissenschaftliche Zusammenarbeit von auf dem Gebiete der äußeren Planeten des Sonnensystems tätigen Theoretikern und Experimentatoren. Der konkrete von *Danham* ermittelte Wert von J_2 weist auf eine bedeutende Stoffkonzentration im Zentrum des Planeten hin, d. h., der Uranus hat wie die Erde einen Kern. Dieser Kern muß, wie im Hauptteil des Bändchens ausgeführt wurde, aus Wasser bestehen.