

# Raumfahrt und Weltraum- forschung

W. P. BURDAKOW  
F. J. SIGEL

Grundlagen und Aspekte

---



Akademie-  
Verlag  
Berlin

W. P. Burdakow / F. J. Sigel

# Raumfahrt und Weltraumforschung Grundlagen und Aspekte

In deutscher Sprache herausgegeben  
von

Dr. sc. nat. HANS OLEAK

Zentralinstitut für Astrophysik  
der Akademie der Wissenschaften der DDR, Potsdam

*Mit 90 Abbildungen und 17 Tabellen*



---

AKADEMIE-VERLAG · BERLIN

1979

В. П. Бурдаков, Ф. Ю. Зигель  
Физические основы космонавтики  
(Физика космоса)  
© Atomisdat Moskau 1975

Übersetzt aus dem Russischen von  
Dipl.-Phys. Hilmar Lorenz, Potsdam  
Dipl.-Biol. Angelika Lorenz, Potsdam

Erschienen im Akademie-Verlag, DDR - 108 Berlin, Leipziger Straße 3—4  
Lektor: Renate Trautmann  
© der deutschsprachigen Ausgabe Akademie-Verlag Berlin 1979  
Lizenznummer: 202 · 100/456/79  
Gesamtherstellung: VEB Druckhaus „Maxim Gorki“, 74 Altenburg  
Einbandgestaltung: Rolf Kunze  
Bestellnummer: 762 394 2 (6494) · LSV 1444  
Printed in GDR  
DDR 25,— M

# Inhaltsverzeichnis

<i>Vorwort zur deutschsprachigen Ausgabe</i> . . . . .	7
<i>Vorwort zur Originalausgabe</i> . . . . .	9
<i>1. Ziel, Aufgaben und Methoden der Weltraumforschung</i> . . . . .	11
1.1. Der Kosmos . . . . .	11
1.2. Ziele und Aufgaben der Kosmosforschung . . . . .	14
1.3. Astronomische Beobachtungen und Laboruntersuchungen . . . . .	17
1.4. Ziele, Aufgaben und Probleme bei der Erschließung des Kosmos . . . . .	27
1.5. Die Raumfahrt, ihre Gegenwart und Zukunft . . . . .	30
<i>2. Die Dynamik des Raumflugs</i> . . . . .	35
2.1. Das Gravitationsfeld . . . . .	35
2.2. Aufstieg in die Freiflugbahn . . . . .	38
2.3. Die Bahnen von Raumflugkörpern im Zweikörperproblem . . . . .	41
2.4. Das Dreikörperproblem und seine Anwendung in der Raumfahrt . . . . .	48
2.5. Die Bahnen künstlicher Erdsatelliten . . . . .	54
2.6. Die Flugbahnen zum Mond und zu den Planeten . . . . .	59
2.7. Die Wirkung des Strahlungsdrucks . . . . .	64
2.8. Flüge mit Triebwerken geringer Schubbeschleunigung . . . . .	67
2.9. Grundgleichung der Flugmechanik relativistischer Raketen . . . . .	69
2.10. Navigations-, Lageregelungs- und Steuerungsprinzipien eines Raumfluges . . . . .	70
<i>3. Die Erde und der erdnahe Raum</i> . . . . .	76
3.1. Die Erde als Himmelskörper. Der Aufbau der Erde und ihre Eigenschaften . . . . .	76
3.2. Thermodynamische Parameter der Erdatmosphäre . . . . .	80
3.3. Zusammensetzung und physikalische Eigenschaften der Atmosphäre . . . . .	87
3.4. Das Magnetfeld der Erde. . . . .	91
3.5. Das elektrische Feld der Erde. . . . .	98
3.6. Der Einfluß elektromagnetischer und korpuskularer Strahlung auf die Erde . . . . .	105
3.7. Energievorräte des erdnahen Raumes . . . . .	112
<i>4. Das Sonnensystem</i> . . . . .	117
4.1. Allgemeine Eigenschaften des Sonnensystems . . . . .	117
4.2. Trabanten . . . . .	119
4.3. Der Mond . . . . .	121

4.4.	Erdähnliche Planeten . . . . .	132
4.5.	Riesenplaneten . . . . .	142
4.6.	Planetoiden und Meteoriten . . . . .	146
4.7.	Kometen und interplanetare Materie . . . . .	151
4.8.	Physik der Sonne . . . . .	157
4.9.	Sonnenaktivität . . . . .	164
5.	<i>Äußere Faktoren beim Raumflug</i> . . . . .	171
5.1.	Schall und Vibration. . . . .	171
5.2.	Gasdynamische Effekte . . . . .	176
5.3.	Beschleunigungsandruck . . . . .	182
5.4.	Schwereelosigkeit . . . . .	185
5.5.	Wärmeeinwirkung. . . . .	192
5.6.	Meteoritengefahr . . . . .	202
5.7.	Auswirkungen des kosmischen Vakuums auf Raumflugkörper . . . . .	204
5.8.	Elektromagnetische Strahlung . . . . .	208
5.9.	Korpuskularstrahlung . . . . .	212
5.10.	Die Einwirkung eines elektrischen und magnetischen Feldes . . . . .	214
	<i>Sachverzeichnis</i> . . . . .	217
	<i>Abbildungsnachweis</i> . . . . .	221

## Vorwort zur deutschsprachigen Ausgabe

Das vorliegende Buch erschien in der Sowjetunion unter dem Titel „Physikalische Grundlagen der Raumfahrt“ und ist aus Vorlesungen an Fliegerschulen hervorgegangen. Der beschränkte Umfang erlaubt keine vollständige Behandlung der Problematik. Es enthält jedoch eine geschlossene Zusammenfassung der verschiedenen Aspekte der mit der Raumfahrt verbundenen Thematik, die sonst in dieser komprimierten Übersicht nicht zu finden ist, so daß es sinnvoll erscheint, eine deutsche Ausgabe vorzulegen, obwohl der Leser für jedes der hier dargebotenen Kapitel eine mehr oder weniger ausführliche Behandlung in Büchern auf dem deutschen Buchmarkt vorfinden wird. Wir verweisen daher für ein weiterführendes Studium noch auf folgende in der DDR verfügbare Publikationen: W. WOLFF, Raketten und Rakettenballistik (Militärverlag der DDR); H. MIELKE, Lexikon Raumfahrt, und H. MIELKE, Raumflugtechnik (beide transpress VEB Verlag für Verkehrswesen); WEIGERT-ZIMMERMANN, ABC Astronomie (VEB F. A. Brockhaus Verlag).

Für die deutsche Ausgabe des vorliegenden Buches wurden einige Kürzungen vorgenommen. So entfallen hier u. a. die „Fragen und Aufgaben zur Wiederholung“. Auch einige Abbildungen wurden ersetzt.

Der Herausgeber ist Herrn HEINZ MIELKE für die gründliche Durchsicht des deutschen Manuskriptes und für wertvolle Hinweise dankbar.

Der Herausgeber

## Vorwort zur Originalausgabe

Das 20. Jahrhundert ist durch eine stürmische Entwicklung von Wissenschaft und Technik gekennzeichnet. Es wurden große wissenschaftliche Entdeckungen gemacht und grundlegende Theorien aufgestellt. Die technischen Voraussetzungen für ihre Realisierung erweiterten sich. Einen wesentlichen Zweig der sich vollziehenden wissenschaftlich-technischen Revolution stellt die Entwicklung der Raumfahrt dar. Damit verbunden entstehen neue wissenschaftliche und technische Fachrichtungen. Zu ihnen zählen u. a. die „Physikalischen Grundlagen der Raumfahrt“, die ihren Platz im Lehrprogramm einer Reihe von Fakultäten der Fliegerhochschulen in der Sowjetunion gefunden haben.

Das vorliegende Lehrbuch ist in erster Linie für Studenten bestimmt, die auf dem Gebiet der Flugkörper arbeiten werden. Der Vorlesungszyklus „Physikalische Grundlagen der Raumfahrt“ wird im Lehrprogramm als einführend betrachtet. Die vermittelten Kenntnisse sollen den Studenten in die Lage versetzen, Spezialisierungsrichtungen wie die Theorie der Triebwerkssysteme, ihre Konstruktion usw. im Zusammenhang zu verstehen. Damit stellen wir uns das Ziel, bei der Erarbeitung der Diplomprojekte ein schöpferisches Moment einfließen zu lassen.

Das Hauptanliegen des Vorlesungszyklus ist es, das notwendige Wissen über die physikalischen Eigenschaften des kosmischen Raumes und ihren Einfluß auf die Konstruktion der Triebwerke und Energiesysteme der Flugkörper, über die Dynamik des Fluges und die Prinzipien der Steuerung und Orientierung zu vermitteln. Es soll die enge Verbindung der Raumflugtechnik mit der physikalischen Theorie verdeutlichen.

Die Anforderungen der Raumflugtechnik sind gegenwärtig nicht nur in der Lage, diese oder jene physikalischen Forschungen zu beschleunigen und zu intensivieren, sondern sie wirken als organisierendes Moment bei der Entstehung neuer Wissenschaftszweige. So entstanden die Physik verdünnter Gase, die Physik freimolekularer Strömungen und die Physik der Funkverbindungen im Weltraum. Wie viele neue einzigartige physikalische Geräte wurden in der letzten Zeit für die Kosmosforschung, für die Kontrolle und Regulierung der Raumflugkörper und ihrer Systeme entwickelt. Die Ergebnisse eines frucht-

baren Zusammenwirkens der Raumfahrt, eines jungen, fortschrittlichen Gebietes der Technik, mit der älteren Wissenschaft Physik zeigen sich schon jetzt.

Seit dem Start des ersten künstlichen Erdsatelliten am 4. Oktober 1957 in der UdSSR ist nicht viel Zeit vergangen, jedoch wurden bereits viele neue Erkenntnisse gewonnen. Die Entdeckung der Strahlungsgürtel der Erde, die Aufklärung der Struktur der Mondrückseite, die Kenntnis des Verhaltens von Tieren und Menschen im Weltraum, die Präzisierung der Gesetze des Aufbaues der Erdatmosphäre und die Bestimmung der Besonderheiten der erdnahen Planeten Venus, Mars und Merkur sind das Ergebnis der Forschung mit Raumflugkörpern.

Die Vervollkommnung unserer Kenntnisse über den uns umgebenden Raum erlaubt es, Rückschlüsse für die Projektierung von Raumflugkörpern der Zukunft zu ziehen. Fragen der Einflüsse auf die Konstruktion von Energie- und Triebwerkeinheiten erlangen zunehmende Bedeutung. An erster Stelle stehen die Nutzung bordfremder, d. h. nicht zu den Reserven des Flugkörpers zählender, Massen und Energiequellen. Dieses wichtige Problem fordert seinerseits die Weiterentwicklung vieler Wissenschaftszweige.

Der Vorlesungszyklus „Physikalische Grundlagen der Raumfahrt“ ist in fünf eigenständige Kapitel aufgliedert. (Kapitel 1, 3, 5 — Verfasser: BURDAKOW, Kapitel 2, 4 — Verfasser: SIGEL.) Am Schluß jedes Kapitels sind Fragen und Aufgaben zur Wiederholung angeführt, die für den praktischen Unterricht von Wert sind. Den Abschluß des Buches bildet eine Aufstellung weiterführender Literatur.<sup>1)</sup>

Ein Lehrbuch in der Art des vorliegenden erscheint erstmals in der UdSSR. Daher ist es, ungeachtet der Sorgfalt bei Auswahl und Darlegung des Materials, möglich, daß Passagen enthalten sind, deren Verbesserung wünschenswert und in manchen Fällen nicht zuletzt wegen der stürmischen Entwicklung von Technik und Physik unbedingt notwendig ist. Die Autoren bitten um Hinweise oder Bemerkungen und danken im voraus für die ihrer Arbeit entgegengebrachte Aufmerksamkeit.

Die Autoren möchten Dr. sc. W. G. KURT und dem Kollektiv des Lehrstuhls für Physik am Institut für Flugwesen Kuibyschew „Akademik S. P. Koroljew“, insbesondere dem Lehrstuhlleiter, F. D. KOTSCHANOW, und Dr. A. I. FEDOSSOW, die die schwierige Aufgabe der Rezension des Buches übernahmen, aufrichtig danken. Mit ihrer Hilfe gelang es, das Lehrbuch auf ein hohes Niveau zu bringen.

W. P. BURDAKOW  
F. J. SIGEL

---

<sup>1)</sup> Fragen und Aufgaben sowie die in der Originalausgabe angeführte sehr spezielle Literatur sind in die deutsche Ausgabe nicht aufgenommen worden.



# 1. Ziel, Aufgaben und Methoden der Weltraumforschung

## 1.1. Der Kosmos

Das griechische Wort Kosmos bedeutet soviel wie Universum oder Weltall. Damit bezeichneten die Griechen jedoch nur den sichtbaren Teil. (Der dahinterliegende unsichtbare Teil trug den Namen Empyreum, was mit „Haus der Götter“ umschrieben werden könnte.) Heute verstehen wir unter Kosmos die zeitlich und räumlich unbegrenzte Welt, die den erdnahen, interplanetaren und intergalaktischen Raum einschließt.

Die Erdatmosphäre geht kontinuierlich in den interplanetaren Raum über. Es läßt sich keine scharfe Grenze ziehen.

Mit Fernrohren hat der Mensch die Grenzen des ihm zugänglichen Teils des Weltraumes immer weiter hinausgeschoben. Moderne optische Teleskope sind in der Lage, Objekte bis in 5 Milliarden Lichtjahren<sup>1)</sup> Entfernung zu erfassen. Radioteleskope gestatten es, den Raum bis etwa 10 Milliarden Lichtjahre zu untersuchen. Dabei zeigt sich eine Vielzahl unterschiedlicher kosmischer Objekte und Erscheinungen.

Gegenüber solchen Entfernungen verbleiben Raumflugkörper als fliegende Laboratorien nur im erdnächsten Raum. Wegen dieses geringen Aktionsradius ist ihr Hauptforschungsgegenstand das Sonnensystem. Hierbei unterscheiden sich die Untersuchungsmethoden wesentlich von denen der Astronomie. Der Kontakt des Flugkörpers bei der Landung auf dem Himmelskörper gestattet die direkte Analyse z. B. des Mondbodens, der Venusatmosphäre usw.

Für die Raumfahrt haben die im Weltraum befindlichen Körper und Felder große Bedeutung. Die Kenntnis ihrer Natur gestattet eine aktive Nutzung bestimmter Faktoren während des Raumfluges, etwa als Energiereserve des Antriebssystems. Zum anderen stellt der den Flugkörper umgebende Raum Anforderungen an die Konstruktion der einzelnen Teilsysteme. Er wird als Störfaktor bei der Ausführung bestimmter Aufgabenstellungen wirken.

Gehen wir aus diesem Grund zur näheren Betrachtung des Weltraums über. Ein wesentliches Merkmal seiner Bestandteile stellt die Masse dar. Die Physik lehrt, daß sie nicht nur ein Maß der Trägheit ist, sondern nach NEWTON

---

<sup>1)</sup> Ein Lichtjahr entspricht  $9.46 \cdot 10^{12}$  km.

die Gravitationsenergie und nach EINSTEIN den Energievorrat eines Körpers charakterisiert. Letzterer ergibt sich aus dem Produkt der Masse mit dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Andere Energiearten kosmischer Objekte, wie ihre kinetische Energie, sind im Vergleich zum Masseäquivalent vernachlässigbar klein. Die folgende Übersicht vermittelt das Spektrum der Massen im Kosmos:

Beobachtbarer Teil des Weltraumes	$10^{51}$ kg
Milchstraße (unsere Galaxis)	$10^{42}$ kg
Große Magellansche Wolke	$10^{40}$ kg
Kleine Magellansche Wolke	$5 \cdot 10^{39}$ kg
Sonne	$1.983 \cdot 10^{30}$ kg
Planeten des Sonnensystems	$3.17 \cdot 10^{23} - 1.9 \cdot 10^{27}$ kg
Erde	$5.98 \cdot 10^{24}$ kg
Mond	$7.35 \cdot 10^{22}$ kg
Planetoiden	$10^6 - 10^{20}$ kg
Meteoriten	$10^{-15} - 10^6$ kg
Kosmischer Staub (Mikrometeorite)	$10^{-19} - 10^{-15}$ kg
Molekular- und Atomteilchen	$1.64 \cdot 10^{-27} - 10^{-24}$ kg
Elektronen	$9.107 \cdot 10^{-31}$ kg

Die Materiefelder des Kosmos, elektrische, magnetische und Gravitationsfelder, sind für die Raumfahrt von großem praktischem Interesse.

Begrenzte Beobachtungsmöglichkeiten, die nur den optischen und den Radiowellenbereich umfassen, ermöglichen es, in Verbindung mit theoretischen Betrachtungen kosmische Felder nachzuweisen. Die Feldstärken erreichen für irdische Verhältnisse zum Teil riesige Werte. So wurde zum Beispiel Ende 1935 im Sternbild Kassiopeia ein Stern 13. Größenklasse<sup>1)</sup> entdeckt,

<sup>1)</sup> Die Größenklasse ist ein Maß für die Sternhelligkeiten. Sie wird durch die Lichtempfindung im Auge festgelegt. Dabei ist ein Stern der zahlenmäßig nächstgrößeren Größenklasse intensitätsmäßig 2.512mal schwächer. Sterne, die heller als 1. Größe sind, erhalten negative Zahlenwerte für die Größenklasse. Beispiele für die *scheinbare Helligkeit* einiger Sterne:

Sonne	-26.8
Sirius ( $\alpha$ CMa)	-1.6
Canopus ( $\alpha$ Car)	-0.9
$\alpha$ Centaurus	-0.1
$\beta$ Centaurus	+0.9
S Doradus	+8

Neben der scheinbaren Helligkeit verwendet man die *absolute Helligkeit*. Sie ist ein Maß für die Leuchtkraft des Sterns. Die absolute Helligkeit ist die Helligkeit des Sterns in der einheitlichen Entfernung von 10 Parsec (1 Parsec =  $3 \cdot 10^{13}$  km) vom Beobachter. Zum Beispiel übersteigt die Leuchtkraft des absolut hellsten Sterns S Doradus die der Sonne um das  $10^6$ fache.

dessen Volumen etwa  $\frac{1}{8}$  des Erdvolumens besitzt, aber die Sonnenmasse um das 2.8fache übersteigt. Die Schwerkraft auf der Oberfläche dieses Sternes ist  $3.7 \cdot 10^6$ mal größer als auf der Erde. Sterne mit derartigen Eigenschaften werden als *Weißer Zwerge* bezeichnet.

Theoretische Berechnungen der Entwicklung eines Sterns zeigen, daß er in sich zusammenfällt, wenn die durch thermonukleare Prozesse freigesetzte Energie nicht mehr ausreicht, den Gasdruck zu kompensieren. Dabei kommt es zu einer Verdichtung der Sternmaterie. Dies führte zu der Hypothese, daß die Endphase der Entwicklung bestimmter Klassen von Sternen durch hohe Dichten charakterisiert ist. Man nimmt an, daß die sogenannten Pulsare, bei denen die Intensität der elektromagnetischen Strahlung mit Perioden von 0.03 bis 2 Sekunden schwankt, schnell rotierende *Neutronensterne* sind. Ein Teil der Rotationsenergie ist Quelle der veränderlichen Strahlung. Die Strahlungsintensität beträgt das Tausendfache der Sonne, wobei die Dichte Werte von  $10^{17} \text{ kg/m}^3$  erreicht. Die eben genannten Größen stellen für die Materie noch keine Grenzen dar.

Neueste Untersuchungen des Doppelsternes X-1 im Sternbild des Schwans ergaben ungewöhnliche Aussagen über die unsichtbare Komponente. Die Masse der sichtbaren Komponente beträgt etwa 20 Sonnenmassen, die der unsichtbaren 10 Sonnenmassen. Das Modell dieses Sternensystems läßt die unsichtbare Komponente als kollabierenden, d. h. in sich schnell zusammenfallenden, Stern — Kollapsar<sup>1)</sup> — erscheinen.

Die Dichte und das Gravitationsfeld massereicher Sterne, die sich als Kollapsare im Endstadium der Entwicklung befinden, sind so groß ( $\rho \approx 10^{19} \text{ kg/m}^3$ ), daß ein Lichtstrahl nach den Voraussagen der allgemeinen Relativitätstheorie EINSTEINS sehr stark abgelenkt wird.<sup>2)</sup> So kommt es, daß keine elektromagnetische Strahlung vom Stern nach außen dringen kann. Der Gravitationsradius, bei dem die Gravitationswirkung die Stärke erreicht, daß der Effekt wirksam wird, ist bei Kollapsaren gleich oder größer als der geometrische Sternradius. Der Gravitationsradius ist bei der Erde 3 cm, bei der Sonne 3 km.

Ein weiteres kosmisches Feld ist das Magnetfeld. In vielen Sternen wurde es

1) Aus theoretischen Überlegungen heraus vertreten Wissenschaftler die Hypothese, daß bei bestimmten Klassen von Sternen nach Versiegen der Energiequellen im Sterninnern der Gasdruck der Gravitationskraft nicht mehr standhalten kann. Es kommt zur Kontraktion. Der Sternradius erreicht den Gravitationsradius und unterschreitet ihn. Ein solcher Stern ist weder in der Lage, elektromagnetische Strahlung zu reflektieren, noch, sie selber auszustrahlen. Er wird für den Beobachter unsichtbar (daher der Name *Schwarzes Loch*). Den schnellen Zusammenbruch nennt man *Gravitationskollaps*.

2) Erstmals wurde dieser Effekt während einer Sonnenfinsternis nachgewiesen. Die Lichtablenkung beträgt etwa 1.7 Bogensekunden am Sonnenrand.

nachgewiesen. Die Magnetfeldstärke der Sonne beträgt auf der Oberfläche 0.5 bis 3 T, wobei die größeren Werte an den Polen gemessen werden. An den Rändern der Sonnenflecken erreicht die Feldstärke mit  $(1-5) \cdot 10^{-4}$  T ein Maximum. Bekannt sind Sterne mit noch stärkeren Feldern. So besitzt z. B. der Stern HD 215441 ein Magnetfeld von 0.34 T. Man fand, daß sich die Feldstärke mit der Zeit ändert. Wir sprechen von veränderlichen magnetischen Sternen. Ein charakteristischer Vertreter dieser Gruppe ist der Stern  $\alpha^2$  im Sternbild Jagdhunde, dessen Magnetfeld im Verlaufe von 4 bis 5 Tagen von +0.5 T bis -0.5 T schwankt. Ein schwaches Magnetfeld von einigen Nanotesla erfüllt unsere Galaxis. Seine Feldlinien verlaufen parallel zu den Spiralarmen. Berechnungen ergaben, daß Magnetfelder in starkem Maß die Konfiguration und Evolution der Galaxien bestimmen.

Die Existenz elektrostatischer Felder im Kosmos wird angenommen. Ihre unmittelbare Beobachtung stellt ein schwieriges Problem in der Astrophysik dar. Im einzelnen werden Hypothesen betrachtet, die die Formen der Galaxien nicht nur als Folge magnetischer Wirkungen und Gravitationswirkungen, sondern auch durch elektrostatische Felder bestimmt sehen. Praktische Anhaltspunkte zur Untermauerung dieser Hypothese liegen noch nicht vor.

### *1.2. Ziele und Aufgaben der Kosmosforschung*

Wir erforschen den Kosmos, um die Struktur, die Entwicklungsgesetzmäßigkeiten, den physikalischen und chemischen Aufbau und die Eigenschaften seiner Objekte zu ergründen. Diese Arbeit wurde bereits im Altertum mit Beobachtungen der Bewegung und Helligkeit der Himmelskörper begonnen. Die Erforschung des Kosmos wird mit den verschiedensten Methoden vorangetrieben. Theoretische Betrachtungen schlagen die Brücke für den Vergleich irdischer Experimente mit astronomischen Beobachtungsergebnissen. Außerdem sind wir in der Lage, mit Hilfe der Raumfahrt Experimente im Weltraum durchzuführen.

Die Aufgaben bei der Erforschung des Kosmos sind vielschichtig. Wir wollen sie im folgenden in vier Hauptrichtungen aufschlüsseln:

- physikalische, chemische und ähnliche Untersuchungen, die die Vorstellungen über die Materie erweitern;
- Betrachtung der Bedingungen und Faktoren, die auf Raumflugkörper und deren Funktionen einwirken;
- mögliche Nutzung (z. B. in Antriebssystemen) der im Weltraum befindlichen Massen und Energiequellen;
- Erschließung des Weltraums als Versuchsfeld zur Erprobung technischer Anlagen.

Betrachten wir diese vier Richtungen etwas näher.

1. Der Kosmos stellt ein einzigartiges natürliches Laboratorium dar, das der Menschheit dient, die Welt zu erkennen und die Naturgesetze zu ihrem Wohle zu nutzen. Im Kosmos wirken fundamentale physikalische Gesetze. An Beobachtungen der Sterne wurden die Mechanik GALILEIS, KEPLERS, NEWTONS und die Relativitätstheorie EINSTEINS bestätigt. Die Analyse der kosmischen Strahlung bewies die Existenz eines neuen Elementarteilchens, des Positrons. Gigantische Beschleuniger auf der Erde verleihen den Elementarteilchen ungeheure Energien, die hunderte Milliarden Elektronenvolt erreichen. Nichtsdestoweniger sind das verschwindende Größen im Vergleich zu den größten Energien, die in der kosmischen Strahlung registriert wurden.

In den Energiequellen der Sterne laufen gesteuerte Kernprozesse ab, die wir auf der Erde noch nicht beherrschen. Im Innern der Sterne herrschen extrem hohe Drucke, die zum Teil das Vielfache des Drucks im Sonneninnern ( $5 \cdot 10^{13} \text{ N/m}^2$ ) betragen. Diese Sterne befinden sich im Raum mit extrem niedrigem Druck, praktisch einem absoluten Vakuum. Der Kosmos ist ein riesiges physikalisch-chemisches Labor, in dem sich Wasserstoff in alle Elemente des Periodensystems MENDELEJEWS verwandelt, eine Quelle enormer Felder und einmaliger physikalischer Erscheinungen.

Am eindrucksvollsten ist die Entstehung und Entwicklung von intelligentem Leben. Wir sehen Materie, die sich selbst und die Natur erkennt, die sich fortpflanzt, entwickelt und dabei die Umwelt verändert. Wie weit das Leben im Kosmos verbreitet ist, welche Entwicklungsstufen es erreicht hat, in welchem Maß die Weiten des Weltraumes von der zielgerichteten Tätigkeit des Verstandes erobert sind, welche Formen dieses denkende Leben haben kann — all das läßt sich nur vermuten.

Die Kosmosforschung nahm einen bedeutenden Aufschwung und bekam neue konkrete Zielstellungen nach den ersten Starts von Raumflugkörpern, automatischen Mond- und Planetensonnen und mit dem Flug des Menschen in den Weltraum. Heute gibt es kaum einen Wissenschaftszweig, der nicht in irgendeiner Weise mit der Kosmosforschung verbunden oder an ihr interessiert wäre.

2. Die schnelle Entwicklung der Raumfahrt stimuliert angrenzende Forschungsrichtungen. Besondere Erfordernisse erwachsen beim Studium der Bedingungen und Faktoren, denen Raumflugkörper unterworfen sind. Hierbei interessieren vor allem thermodynamische Eigenschaften, die Zusammensetzung und klimatischen Verhältnisse in Planetenatmosphären, insbesondere der Erde und des erdnahen Raumes (Näheres dazu siehe Kapitel 3 und 4). Dazu zählen Arbeiten über die Wirkung des Vakuums, der Schwerelosigkeit, der Korpuskular- und elektromagnetischen Strahlung und Mikrometeoriten auf Raumsonden (siehe hierzu Kapitel 5). Quantitative Ergebnisse zu konkreten

Wechselwirkungen zwischen kosmischem Raum und Flugkörper, etwa aus Untersuchungen von chemischen Reaktionen mit Atomen und Molekülen der oberen Atmosphäre oder mit der Korpuskularstrahlung der Sonne, erlauben es, nicht nur für den jeweiligen Zweck optimale Materialien auszuwählen, sondern schaffen die Voraussetzungen für eine rationellere Konstruktion der Raumflugkörper.

3. Ein wichtiges Ziel der Erforschung des kosmischen Raumes besteht in seiner Erschließung für die Raumfahrt. Sonnenenergie und andere Energieformen, wie die Masse kosmischer Objekte (interplanetare und interstellare Materie eingeschlossen) bieten sich für Antriebszwecke an.

Außer bei der rationellen Gestaltung von Transportaufgaben wird ihr Einsatz in Energie- und Lebenshaltungssystemen prognostiziert. Mit anderen Worten, es wird an Lösungen gearbeitet, die noch vor kurzem scheinbar der Raumfahrt im Wege standen. Sie erweitern entscheidend ihre Möglichkeiten. Der Aktionsradius der Antriebssysteme wird in Zukunft nicht durch die an Bord befindlichen Energie- und Massenreserven begrenzt sein. Das ermöglicht selbst interstellare Flüge, wobei jedoch in dieser Etappe neue Besonderheiten auftreten. Wir treffen hier auf Faktoren, deren schädliche Wirkung auf Raumflugkörper leicht unterschätzt werden könnte. Hierzu zählen schwache elektrostatische Felder, Magnetfelder, Teilchen von Antimaterie, angeregte und chemisch aktive Atome und Moleküle. Von prinzipieller Bedeutung bei lang andauernden Raumflügen ist die Kenntnis der Dichte des interplanetaren Wasserstoffs und seines Ionisationsgrades. Darüber hinaus interessiert bei zukünftigen interplanetaren thermonuklearen Antrieben der Gehalt an schweren Isotopen (wie Deuterium und Tritium) im interplanetaren Gas, wie gering auch immer er sei.

4. Das soeben betrachtete Beispiel macht auch die vierte Richtung in der Erforschung des Weltraumes verständlich. Der Weltraum ist Versuchsfeld zur Erprobung künftiger Generationen von Raumflugkörpern. Dabei werden sicherlich technische Lösungen gefunden, die eine Nutzung auf der Erde ausschließen oder der Untersuchung irdischer Rohstoffvorräte aller Art dienen. Die gewaltigen Anstrengungen von Forscherkollektiven, Ingenieuren und Technikern zur Nutzung der Kernfusionsenergie auf der Erde wären sicher erfolgreicher, wenn man nicht ständig ein tiefes Vakuum gewährleisten müßte. Man braucht eine große Zahl komplizierter kryogener Systeme oder Vakuumpumpen, die im Verlaufe einiger Tage das Gas aus der Experimentalkammer, die selber eine komplizierte Einrichtung darstellt, entfernt, um für wenige Bruchteile von Sekunden in dieser Kammer eine Plasmareaktion anzuregen. Man benötigt außer Pumpen noch weitere Hilfsaggregate, wie riesige Erhitzer, da von den erwärmten Wänden die absorbierten Gasmoleküle leichter zu entfernen sind. Dieser große

Aufwand richtet sich auf eine Kammer sehr geringer Ausdehnung. Daher ist die Energieausbeute während eines Impulses gering. Im Kosmos sind diese Probleme nicht vorhanden.

Man kann sich noch andere Nutzungsmöglichkeiten des kosmischen Laboratoriums vorstellen, wie das Vakuumschmelzen superreiner Metalle mit Hilfe der Sonnenenergie, die Ausführung chemischer und technologischer Prozesse in der Schwerelosigkeit, die kombinierte Einwirkung von Andruck, Schwerelosigkeit und Vakuum auf Produktionsprozesse und experimentelle Systeme usw.

### 1.3. Astronomische Beobachtungen und Laboruntersuchungen

Fast das gesamte von der Menschheit bis heute angehäuften Wissen über den Kosmos stammt aus astronomischen Untersuchungen, für die im Jahre 1610 GALILEI den Grundstein legte. Das von ihm konstruierte Fernrohr ermöglichte die Entdeckung der Jupitermonde und die Erkundung des Mondreliefs.

Die moderne Astronomie wurde zu einem umfassenden Gebiet des menschlichen Wissens. Es entstanden neue Zweige, wie die *Astrophysik*, die *Astrobotanik*, die kosmische Biologie (*Astrobiologie*) usw. Die eigentliche Astronomie untergliedert sich heute in die *Planeten-, Kometen-Astronomie*, *stellare Astronomie*, *Radioastronomie*, *extragalaktische Astronomie* und ihre entsprechenden Untergebiete.

Die astronomischen Instrumente nutzen als Informationsquelle aus dem Kosmos ausschließlich die einfallende elektromagnetische Strahlung. Sie wird entweder von dem zu untersuchenden Objekt direkt ausgesandt oder als Strahlung benachbarter Quellen reflektiert. Bis vor kurzem führte man sämtliche Beobachtungen im sichtbaren Bereich des Lichtes aus, heute hingegen wird praktisch die gesamte Bandbreite genutzt. Das Spektrum reicht von den Radiowellen bis zur Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung. Es sind Versuche im Gange, prinzipiell neue Gerätearten für die Kosmosforschung zu schaffen, wie *Neutrino-teleskope* zur Registrierung der aus dem Kosmos einfallenden Neutrinos, *Gravitations-teleskope* zum Nachweis von Gravitationswellen, *Korpuskularteleskope* für die Messung und Analyse der kosmischen Strahlung und neue Generationen von Radioteleskopen, die, in großem Abstand voneinander aufgestellt, sehr hohe Auflösung erreichen. Wir sehen, daß eine der ältesten Wissenschaften ein neues Stadium ihrer Entwicklung erreicht hat.

Ein Meilenstein in diesem Prozeß war das unmittelbare Eindringen in den Kosmos. Astronomische Geräte, die auf dem Mond oder auf anderen Planeten installiert sind, unterliegen nicht den Störfaktoren der Erdatmosphäre und des Erdmagnetfeldes.

Im folgenden wollen wir den Aufbau und die Wirkungsweise der gebräuchlichsten astronomischen Geräte beschreiben.

Der **Refraktor** arbeitet im Durchlicht und besteht aus einem achromatischen Objektiv, das chromatische Abbildungsfehler und teilweise die sphärische Aberration beseitigt, und dem Okular (Abb. 1.1). Die *Lichtstärke* des Teleskops, das Verhältnis des Objektivdurchmessers zur Brennweite, charakterisiert die Einsatzmöglichkeiten für fotografische Zwecke. Die Eigenschaft des Fernrohres, die auf das Objektiv einfallende Strahlung in einem Punkt zu sammeln, gestattet es, schwache Lichtquellen nachzuweisen. Die *Reichweite* ist proportional dem Verhältnis von Objektivoberfläche zur Pupillenfläche des menschlichen Auges. Das *Auflösungsvermögen*  $A$  entspricht dem kleinsten Winkelabstand zweier Sterne, die noch getrennt werden können. Es wird in Bogensekunden aus der Formel (1.1) berechnet,

$$A = 2.52 \cdot 10^5 \frac{\lambda}{d}, \quad (1.1)$$

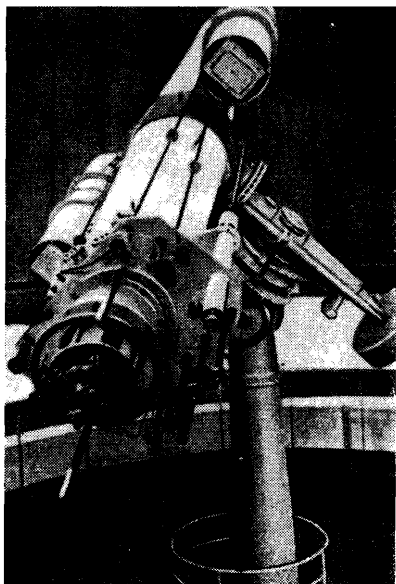


Abb. 1.1. 16 Zoll-Refraktor des Observatoriums Abastumani, UdSSR

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge des einfallenden Lichtes und  $d$  der Durchmesser des Objektivs sind. Das Auflösungsvermögen des menschlichen Auges beträgt eine Bogenminute, was auf der Netzhaut (im gelben Fleck) einem Abstand von  $5 \mu\text{m}$  entspricht. Die *Vergrößerung* ist das Verhältnis des Winkels, unter dem das Objekt im Teleskop zu sehen ist, zum Sehwinkel mit dem bloßen Auge. Bestimmt wird die Vergrößerung aus dem Verhältnis der Objektivbrennweite zur Brennweite des Okulars. Die Anwendung starker



Vergrößerungen wird u. a. durch das Auflösungsvermögen des Auges oder der Fotoplatte, durch die Turbulenz in der Erdatmosphäre, durch optische Effekte wie Aberration, Astigmatismus, Bildfeldwölbung und Verzeichnung eingeschränkt. Das Fernrohr GALILEI'S hatte anstelle des heute üblichen positiven Okulars (Sammellinse)<sup>1)</sup> ein negatives (Zerstreuungslinse), das zwischen dem Objektiv und dessen Brennpunkt lag. Beiträge zur Vervollständigung des Linsenfernrohres stammen von LOMONOSSOW, dem es gelang, ein lichtstarkes Fernrohr mit hoher Vergrößerung für Himmelsbeobachtungen zu bauen. Das Okular war so angepaßt, daß die Austrittspupille die Pupille des Auges vollkommen ausfüllte.

Das **Spiegelteleskop** (Abb. 1.2) arbeitet im Gegensatz zum Refraktor im reflektierten Licht. Das bringt eine Reihe Vorteile: eine einfache Konstruktion, die Möglichkeit, inhomogenes Glas zu verwenden, eine große Öffnung, eine gleichmäßige Belastung der Spiegelhalterung und eine geringe Baulänge, was für den Einsatz in Raumsonden wichtig

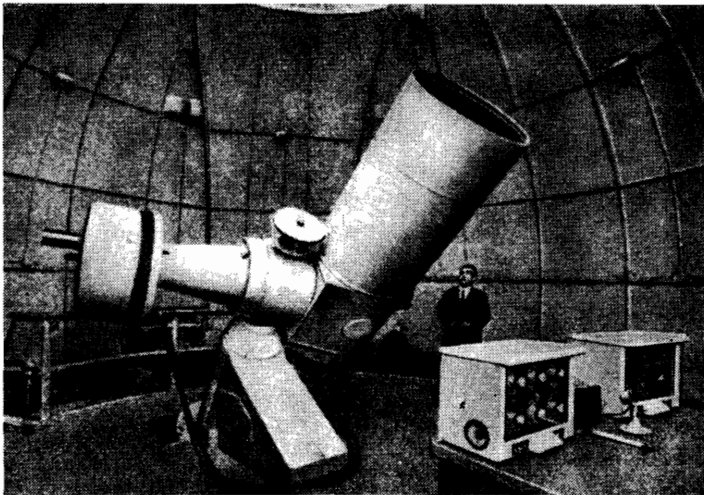


Abb. 1.2. 700-mm-Experimental-Spiegelteleskop des Observatoriums Pulkowo, UdSSR

ist. Außerdem fehlen beim Spiegelteleskop vollständig die chromatische und sphärische Aberration. Einen Nachteil hingegen stellt die relative Kurzlebigkeit der Aluminium- oder Silberbeschichtung des Spiegels dar, die in der Regel alle fünf Jahre erneuert werden muß, wobei während der Montage am Gerät leicht Schäden auftreten können. Eine große Unzulänglichkeit des Reflektors bildet die Verzeichnung, d. h. die unterschiedliche Brennpunktlage am Rand und auf der optischen Achse. Dies beschränkt das Gesichtsfeld auf wenige Bogenminuten. Das erste Spiegelteleskop wurde von NEWTON konstruiert.

Die **Schmidt-Kamera**, benannt nach ihrem Konstrukteur BERNHARD SCHMIDT, steht den Astronomen seit 1930 zur Verfügung. Sie besitzt anstelle eines Parabolspiegels einen

<sup>1)</sup> Diese Form des Fernrohres stammt von KEPLER. (Hrsg.)



Abb. 1.3. Das 2-m-Universalteleskop des Karl-Schwarzschild-Observatoriums Tautenburg enthält ein SCHMIDT-System von 134 cm Öffnung und 4 m Brennweite

sphärischen Spiegel, der sich einfacher herstellen läßt. Die sphärische Aberration wird durch eine spezielle Korrekptionsplatte kompensiert. Sie befindet sich im Krümmungsradius, d. h. im Abstand der doppelten Brennweite vom Spiegel (Abb. 1.3). Die große Öffnung der SCHMIDT-Kamera ergibt mit der kurzen Brennweite eine große Lichtstärke, weshalb dieses Teleskop für fotografische Aufnahmen besonders geeignet ist. Die Mängel bestehen in der doppelt so großen Länge wie bei klassischen Spiegelteleskopen gleicher Brennweite und der Wölbung der Fokalebene. Daher werden die Fotoplatten in SCHMIDT-Kameras während der Aufnahme in der Regel entsprechend deformiert.

Beim **Meniskusteleskop** MAKUTOWS besteht die Korrekptionsplatte aus einem Meniskus, einer sowohl positiv als auch negativ gewölbten Linse. Das Zentrum des Meniskus ist als kleiner Spiegel ausgebildet, der die vom Hauptspiegel reflektierten Strahlen zum Okular hinter dem Hauptspiegel wirft (Abb. 1.4). Die Meniskuslinse besitzt eine gute Achromasie. Sie hat die Aufgabe, die sphärische Aberration des Hauptspiegels zu korrigieren. Die zweifache Reflexion macht das Teleskop handlich und ergibt ein aufrecht stehendes Bild des Objekts im Okular.



Abb. 1.4. MAKUTOW mit seinem Meniskusteleskop

Die astronomischen Instrumente werden mit ergänzenden Ausrüstungen und Zusatzgeräten genutzt. Ihnen wollen wir uns nun zuwenden.

Der **Spektrograph** liefert ein Spektrogramm der Strahlung kosmischer Objekte. Es enthält Informationen über einige im Kosmos ablaufende Prozesse. Wir können aus dem Spektrum auf die chemische Zusammensetzung (mittels der Absorptions- und Emissionslinien), die Bewegung (Dopplerverschiebung der Linien), die Dichte und Masse (Gravitationsrotverschiebung), die Konzentration der Elemente (Intensität der Linien), die Existenz von Magnetfeldern (ZEEMAN-Aufspaltung, FARADAY-Rotation der Polarisationsebene) und auf die Temperatur schließen. Diese Aufzählung verdeutlicht die Bedeutung des Spektrographen als wichtiges astronomisches Gerät.

Grundelemente des oft verwendeten *Spaltspektrographen* sind: der senkrecht zur Dispersion stehende Spalt; die Kollimatorlinse, die ein paralleles Strahlenbündel erzeugt; das Prismensystem und die Kamera, die das zerlegte Licht auf die Fotoplatte oder einen

anderen Strahlungsempfänger abbildet. Weiter gehört zu einem Spektrographen ein System zur Aufnahme des Vergleichsspektrums auf dieselbe Fotoplatte. Der wichtigste Parameter eines Spektrographen ist die *lineare Dispersion*, d. h. das Wellenlängenintervall in Angström (Å), das ein Millimeter des Spektrogramms umfaßt. Anstelle des Prismas kann ein Beugungsgitter eingesetzt werden. Um ein Spektrum zu erhalten, bildet man das zu untersuchende Objekt auf den Spalt ab. Im Spektrographen wird der erleuchtete Spalt in ein Spektrum zerlegt und auf die Fotoplatte projiziert. Bei einer anderen Art von Spektrographen wird vor das Objektiv des Teleskops ein Prisma oder Beugungsgitter gesetzt. Damit stellt das Teleskop selbst einen riesigen Spektrographen dar.

Bei einem **Interferometer** tritt das Sternlicht durch zwei Spalte in das Fernrohr ein. Dadurch erhöht sich das Auflösungsvermögen des Teleskops etwa auf das Doppelte. Verändert man den Abstand der beiden Spalte, so verschieben sich die hellen und dunklen Stellen der Beugungsfigur des Objekts (z. B. eines engen Doppelsterns). Beim Abstand  $d$  der Spalte fallen die hellen Streifen der einen Beugungsfigur mit den dunklen Streifen der anderen zusammen. Unter Verwendung der Wellenlänge  $\lambda$  läßt sich der Winkelabstand  $\theta$  der beiden Sterne aus Gleichung (1.2) bestimmen:

$$\theta = \lambda/2d. \quad (1.2)$$

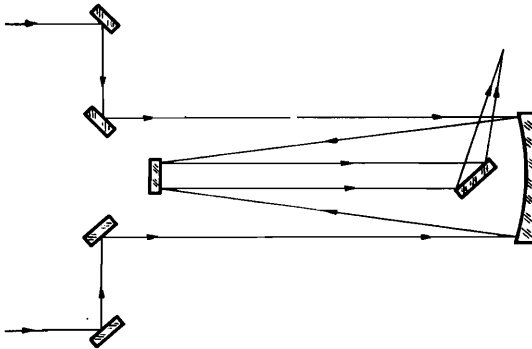


Abb. 1.5. Schema des MICHELSON-Interferometers

Die Vergrößerung des Abstands der beiden Eintrittsspalte erhöht das Auflösungsvermögen des Geräts.

Mit dem MICHELSON-Interferometer (Abb. 1.5) wurde der Abstand der beiden Spalte über die Öffnung des Teleskops hinaus vergrößert. Geräte dieser Art ermöglichen die direkte Messung des Durchmessers einzelner Sterne.

**Fotoelektrische Strahlungsempfänger**, in erster Linie Sekundärelektronen-Vervielfacher und Fernsehapparaturen, erlauben es, die Empfindlichkeit der Teleskope besser auszunutzen. Damit erhöht sich die Genauigkeit der Bestimmung von Helligkeit, Spektralklasse und Leuchtkraft schwacher Sterne. Ein großes Teleskop, ausgerüstet mit fotoelektrischen Meßgeräten, kann Sterne bis zur 24. Größenklasse registrieren. Einer weiteren Steigerung der Empfindlichkeit steht das Nachthimmelslicht entgegen. Die Einsatzmöglichkeiten des Sekundärelektronen-Vervielfachers sind dadurch begrenzt, daß

man die Koordinaten des zu messenden schwachen Sterns kennen muß. Unbekannte Sterne lassen sich nicht entdecken. Für diese Aufgabe eignet sich der sogenannte *Bildwandler*, ein elektronenoptisches System, das in seiner Wirkungsweise an die Fernsehkamera erinnert.

**Infrarot-Strahlungsempfänger**, z. B. das Thermolement, begründeten einen der jüngsten Zweige der astronomischen Forschung: die Infrarotastronomie. Das Thermolement besteht aus zwei Drähten verschiedener Metalle, die zu einem Stromkreis zusammengelötet sind. Es dient zur Messung der Temperatur der Strahlungsquelle. Eine Lötstelle wird auf konstanter Temperatur gehalten, z. B. in flüssigem Stickstoff oder Helium, während sich die andere als Empfangsfläche in der Fokalebene des Teleskops befindet. Mit dieser Anordnung kann man Temperaturunterschiede der beiden Sensoren bis auf Millionstel Grad genau messen. Außer dem eben beschriebenen Detektor sind noch andere Empfänger gebräuchlich: das *Bolometer*, bei dem die Änderung des Widerstands bei Erwärmung gemessen wird; *Halbleiterzellen* aus Bleisulfid oder Thalliumsulfid, die auf Infrarotstrahlen reagieren; *spezielle Fotomaterialien*; *Infrarotspektrometer* usw.

An den infraroten Spektralbereich, der bis zu einer Wellenlänge von 1 mm reicht, schließt sich der Radiobereich der elektromagnetischen Strahlung an. Er ermöglicht es, in die Tiefen des Kosmos doppelt soweit einzudringen. Betrachten wir die Geräte der Radioastronomie näher.

**Radioteleskope**, die bis zu Wellenlängen von 1 m arbeiten, ähneln den Spiegelteleskopen. Der als geschlossene oder netzförmige Metallfläche ausgebildete parabolische Spiegel konzentriert die Strahlung im Brennpunkt auf die eigentliche Antenne, meist einem Dipol. Über eine Zuleitung gelangen die Signale an den Verstärker, der zur Erhöhung der Empfindlichkeit in flüssigem Stickstoff oder Helium gelagert ist. Das am Ausgang anliegende Signal wird von einem Schreiber registriert oder direkt den Auswertungsapparaturen zugeführt. Die Frequenzanalyse erlaubt Rückschlüsse auf die Vorgänge in der Strahlungsquelle und auf das „thermische Rauschen“ im Antennensignal. Die geometrischen Abweichungen der Oberfläche von der eines Paraboloids oder die Toleranzen der Gittermaschenweite dürfen 10 Prozent der Wellenlänge der einfallenden Strahlung nicht überschreiten. Die Parabolantenne mit 22 m Durchmesser des sowjetischen Radioobservatoriums in der Nähe von Serpuchow (Abb. 1.6) arbeitet bei der Wellenlänge 1 cm oder kürzer. Ein Großgerät dieses Typs befindet sich im englischen Radioobservatorium „Jodrell Bank“. Der Spiegeldurchmesser beträgt 76 m, die Gesamthöhe erreicht 92 m. Mit 300 m Durchmesser hat das fest in einem Vulkankrater auf Puerto Rico installierte Radioteleskop der USA die größte Auffangfläche. Das Auflösungsvermögen von Radioteleskopen ist nach Gleichung (1.1) gering. Um es zu erhöhen, benutzt man Interferometersysteme (Abb. 1.7), die ähnlich wie das oben beschriebene MICHELSON-Interferometer arbeiten.

Darüber hinaus bestehen Radioteleskope oft nur aus Segmentausschnitten eines Paraboloids. Die Länge solcher Systeme variiert von zehn bis zu einigen hundert Metern (Abb. 1.8).

Zum Schluß wenden wir uns dem „äußeren“ Ende des niederfrequenten Radiospektrums zu, den Radiowellen mit Tonfrequenzen bis hin zu Bruchteilen von Hertz. Derart niederfrequente elektromagnetische Wellen werden bereits registriert. Wissenschaftler sind der Meinung, daß sie im entfernten Kosmos entstehen. Da ihre Energie

$10^{-9} - 10^{-8} \text{ W cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  beträgt, was im Vergleich zur Strahlung im Meter-Radiowellenbereich (ca.  $10^{-28} \text{ W cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ) sehr beachtlich ist, wird es damit möglich sein, das beobachtbare Weltall tiefer auszuloten. Freilich muß man dazu die oben beschriebenen Radiointerferometersysteme auf verschiedenen Planeten des Sonnensystems (in erster Linie auf Erde und Mond) aufbauen, wobei die Erde möglicherweise eine schlechte Basis für solche Apparaturen ist. Irdische Gewitter und das erdnahe Plasma rufen recht starke Störungen hervor. Es sind niederfrequente elektromagnetische Schwingungen bei Frequenzen von 1 bis 30 kHz und Energien bis  $10^{-11} \text{ W cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ .

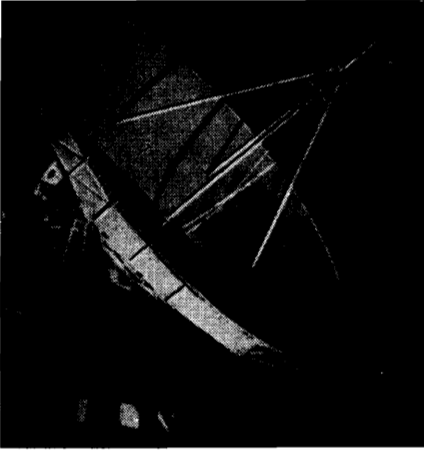


Abb. 1.6. 22 m Radioteleskop des Radioastronomischen Observatoriums Oka, UdSSR

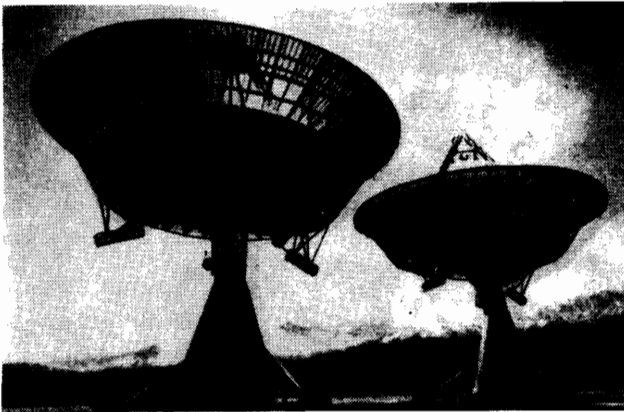


Abb. 1.7. Gekoppelte 27 m Antennen des California Institute of Technology, USA

**Röntgen- und  $\gamma$ -Teleskope** sind Geräte der extraterrestrischen Astronomie. Kurzwellige ( $\lambda \leq 0,3 \mu\text{m}$ ) elektromagnetische Strahlungen kosmischer Objekte können wegen der in 20 bis 30 km Höhe befindlichen Ozonschicht nicht durch die Erdatmosphäre dringen. Deshalb werden solche Teleskope mit Ballons auf eine Höhe über 30 km gebracht oder in Höhenraketen bzw. in künstlichen Erdsatelliten oder Raumsonden installiert.

Im Gegensatz zu optischen Fernrohren, die ein Auflösungsvermögen von einer Bogenminute ( $1''$ ) erreichen, sind Teleskope für die kurzwellige Strahlung noch sehr unvollkommen. Der Gesichtswinkel von Röntgenteleskopen erreicht  $1^\circ$ , der von  $\gamma$ -Teleskopen nur  $30\text{--}40^\circ$  (Abb. 1.9). Das einfachste Röntgenteleskop ist eine *Lochkamera*. Um eine Abbildung kosmischer Objekte (z. B. der Sonne) in verschiedenen Bereichen der Röntgenwellen zu erhalten, bedeckt man die Öffnung (das „Objektiv“ der Lochkamera) mit dünnen Metallfolien als Filter. Ein Filter aus Beryllium läßt Wellen von 2 bis 10 Å durch, ein solches aus Aluminium Wellen von 8 bis 18 Å usw. Für Röntgen- oder  $\gamma$ -Quellen schwächer als die Sonne benutzt man Photonen-zähler (z. B. TSCHERENKOW-Zähler), die ebenfalls mit verschiedenen Filtern ausgerüstet sind. Zur genaueren Bestimmung der Position ausgewählter Strahlungsquellen nutzt man die Bedeckungen durch den Mond aus.

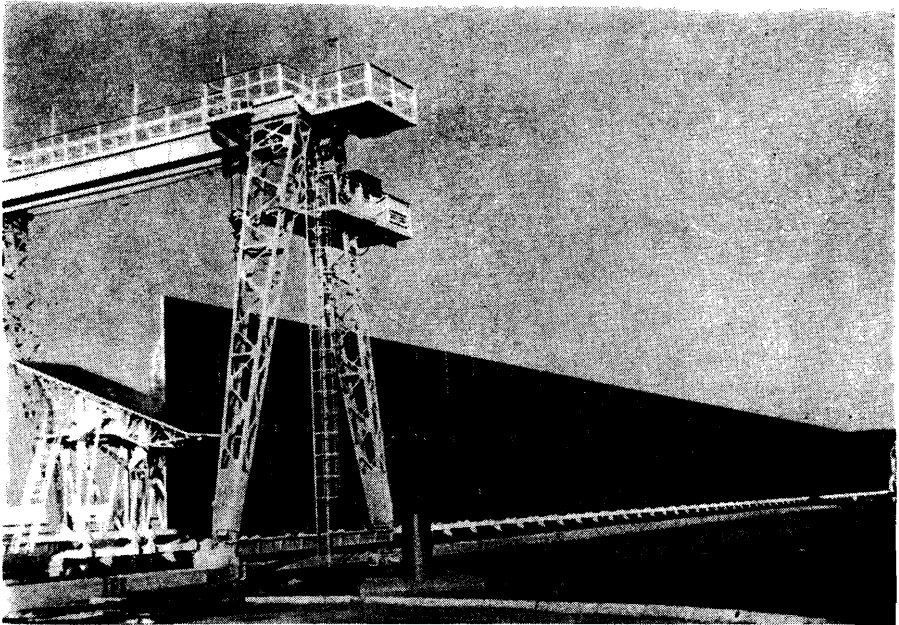


Abb. 1.8. Ratan 600. Radioteleskop des Speziellen Astrophysikalischen Observatoriums Selentschuk, UdSSR

Bis heute sind mehr als 70 kosmischen Röntgenquellen entdeckt worden, darunter gibt es auch die oben erwähnten Neutronensterne.<sup>1)</sup>

**Ultraviolett-Teleskope** bilden eine eigenständige Klasse astronomischer Geräte. Der ultraviolette Spektralbereich hat für die Astrophysik große Bedeutung. Hier liegen die Resonanzlinien sehr häufiger Elemente und ihrer Ionen. Diese Strahlung gelangt wie auch die Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung nicht bis zur Erdoberfläche. Sie wird vom atmosphärischen Ozon zurückgehalten.

Die in Höhenraketen, künstlichen Erdsatelliten oder Raumsonden installierten Ultravioletteleskope besitzen entweder eine Optik aus UV-durchlässigem Material, wie Lithiumfluorid oder Kalziumfluorid, oder arbeiten als Reflexionssysteme, wobei Aluminiumspiegel eingesetzt werden. Sie besitzen im UV-Bereich einen größeren Reflexionskoeffizienten als silberbeschichtete Spiegel.

**Neutrino-Teleskope** sind ein noch nicht verwirklichter Traum des Astronomen. Die gewaltige Durchschlagskraft der Neutrinos befähigt diese Teilchen, unverfälschte Informationen aus den Tiefen des Kosmos und dem Inneren der Sterne zu tragen. Daraus ergäbe sich z. B. die Möglichkeit, das Aufleuchten von Supernovae vorauszusagen oder eine Prognose der Sonnentätigkeit zu geben. Es ist bekannt, daß die im Innern der Sonne bei Kernreaktion entstandenen Strahlungsquanten die Oberfläche erst nach ungefähr

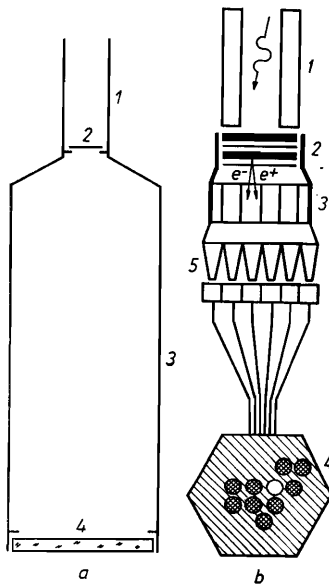


Abb. 1.9. Schematische Darstellung eines Röntgen- (a) und eines  $\gamma$ -Teleskops (b), 1 — Kollimator, 2 — Filter (a) bzw. Sandwichempfänger mit gamma-induzierter Kernreaktion (b), 3 — lichtgeschützte Kammer, die in  $\gamma$ -Teleskopen TSCHERENKOW-Zähler enthält, 4 — Fotoplatte oder Bildschirm, 5 — Bildverstärker

<sup>1)</sup> Röntgensatelliten erreichen inzwischen durch die laufende Abtastung des Himmels eine Positionsauflösung von wenigen Bogenminuten. Bis 1977 sind insbesondere durch die Satelliten „Uhuru“ und „Ariel 5“ über 300 Röntgenquellen entdeckt worden. (Hrsg.)



einer Million Jahre erreichen. Ein Neutrino legt diesen Weg  $10^{11}$ mal schneller zurück und trägt etwa 10 Prozent der Energie der sichtbaren Strahlung. Man nimmt an, daß bei einigen Sternen die Energie der Neutrinostrahlung größer als die der elektromagnetischen Strahlung ist.

Die gegenwärtig vorhandenen Empfänger für Neutrinos hoher Energie, die als Vorläufer zukünftiger Neutrino-Teleskope angesehen werden können, bestehen aus tief in der Erde eingelassenen Behältern mit einem flüssigen Szintillator, die von großen Metallschirmen umgeben sind. Diese Anordnung befindet sich ihrerseits in einem noch größeren Behälter, der mit reinstem Wasser gefüllt ist. In beiden Kammern der Apparatur sind Fotoelemente installiert. Ein Neutrino wird durch einen Impuls in Fotoelementen nachgewiesen, der durch schnelle Teilchen ausgelöst wird, die bei der Wechselwirkung des Neutrinos mit dem Szintillator und den Metallschirmen freigesetzt werden. Der Impuls wird nicht registriert, wenn er gleichzeitig in beiden Kammern auftritt, da er in diesem Falle andere Ursachen hat bzw. von hochenergetischen geladenen Teilchen erzeugt wird. Ultraviolett-, Röntgen- und Neutrino-Teleskope bedeuten noch nicht das Ende der Entwicklung neuer Beobachtungsmittel in der Astronomie. Gegenwärtig werden Versuche mit Gravitationswellenempfängern betrieben. Piezokeramische Elemente wandeln dabei Schwingungen massereicher Körper in elektrische Impulse um. Diese Instrumente stellen Vorläufer künftiger *Gravitationsteleskope* dar.

Neben der Beobachtung hat die Astrophysik die Aufgaben, kosmische Prozesse zu interpretieren und Modelle unter Laborbedingungen zu untersuchen.

Das Prinzip der gesteuerten thermonuklearen Reaktionen soll die oben aufgestellte These verdeutlichen. Den Kernumwandlungen kommt für die Energieerzeugung in Sonne und Sternen große Bedeutung zu. Die Schwierigkeiten, längere Zeit ein Vakuum aufrechtzuhalten, sowie andere Probleme legen den Gedanken nahe, daß derartige Experimente nur unter kosmischen Bedingungen zu positiven Ergebnissen führen werden.

Aus dem Gesagten ergeben sich zwei Tendenzen in der Kosmosforschung: die Vervollkommnung der Beobachtungsmittel für die Astronomie und die Betrachtung von Modellsystemen unter Laborbedingungen. Sowohl die eine als auch die andere Methode läßt sich am günstigsten im Kosmos praktizieren.

#### *1.4. Ziele, Aufgaben und Probleme bei der Erschließung des Kosmos*

Heute bestehen zwischen den Begriffen Erforschung des Kosmos (siehe Kapitel 1.2.) und Erschließung des Kosmos wesentlich mehr Gemeinsamkeiten als Unterschiede. Selbst eine, wie es scheint rein praktische, Nutzung des Kosmos durch Nachrichtensatelliten vom Typ „Molnija-1“ hat nicht nur eine wichtige volkswirtschaftliche Bedeutung (die Erleichterung der Sprechfunk- und Fernsehverbindungen zwischen entfernten Stationen), sondern erfüllt auch wissenschaftliche Forschungsaufgaben. Dabei werden Parameter und Zuverlässig-

keit von Geräten, Materialien, Systembestandteilen usw. untersucht und optimiert. Mit anderen Worten: praktisch alle Raumflugkörper haben wissenschaftliche Forschungsaufgaben.

Der Unterschied zwischen den Begriffen Erforschung und Erschließung des Kosmos besteht nur darin, daß die Erschließung unbedingt das Eindringen des Menschen oder der Produkte seiner schöpferischen Tätigkeit in den kosmischen Raum voraussetzt, während die Kosmosforschung sowohl mit Raumflugkörpern als auch von der Erde aus erfolgen kann (siehe Kapitel 1.3.).

Die Notwendigkeit, daß der Mensch in den Kosmos vordringt, begründete bereits der geistige Vater der Kosmonautik, ZIOLKOWSKI. Seiner Meinung nach ist das Eindringen in den Kosmos die Folge eines dialektischen Naturgesetzes: der steten Ausbreitung der am besten an die Umwelt angepaßten biologisch widerstandsfähigsten Organismen. Auch vom Standpunkt der Thermodynamik kann man die Notwendigkeit begründen, daß sich vernunftbegabtes Leben im Weltall ausbreitet, da der menschliche Geist die Natur nicht nur erkennt, sondern sie auch zielgerichtet verändert.

Insgesamt ist die Frage nach der Notwendigkeit des Eindringens des Menschen in den Kosmos ein Teil des umfassenderen wissenschaftlich-philosophischen Problems, die Menschheitsentwicklung als untrennbaren Bestandteil der Natur anzusehen. Dieses Problem wartet noch auf seine Lösung.

Es gibt bisher keine gemeinsamen internationalen Ziele bei der Erschließung des Kosmos. Sie tragen unübersehbar den Stempel des Landes oder des ökonomischen Weltsystems, wenngleich sich die Tendenzen zur Internationalisierung immer stärker abzeichnen.

Nach diesen notwendigen einleitenden Bemerkungen wollen wir dazu übergehen, die Ziele bei der Erschließung des Kosmos und die Aufgaben, die bei jedem konkreten Raumflugprogramm zu lösen sind, aufzuzählen.

Das Vordringen in den *erdnahen Raum*, d. h. in Höhen von 150 bis 40000 km, geschieht mit langlebigen vielseitig verwendbaren Raumflugkörpern. Viele Aufgaben in dieser Richtung sind bereits gelöst. Geophysikalische Raketen, erste Raumflüge (begonnen mit dem Start des ersten künstlichen Erdsatelliten der UdSSR am 4. Oktober 1957), bemannte Erdumkreisungen (ebenfalls erstmals durch die UdSSR) Kopplungsexperimente, automatisch und von Hand, zur Verwirklichung der ersten experimentellen Orbitalstation („Sojus 8“ und „Sojus 9“) waren Schritte zur Erfüllung dieser wichtigen Aufgabe. Der 18tägige Raumaufenthalt der Kosmonauten NIKOLAJEW und SEWASTJANOW war der erste Versuch über die Belastung des menschlichen Organismus unter den Bedingungen eines längeren Aufenthalts in der Schwerelosigkeit.

Die Aufgaben erdnaheer Raumstationen sind vielseitig. Sie betreffen die Erforschung des kosmischen Raumes, die Organisation grundlegender physikalischer Experimente, die Erforschung der Erde und ihrer Bodenschätze, meteo-

rologische Forschungen und Beobachtung der Wolkenbildung auf der Erde, den Aufbau weiträumiger Telefon-, Radio- und Fernsehverbindungen, die Nutzung des Vakuums und der Schwerelosigkeit bei technologischen Prozessen, medizinisch-biologische Untersuchungen und Training der Raumfahrer, die Schaffung von Stationen in der Umlaufbahn für die Ausrüstung von Flugkörpern für Langzeitflüge usw.

Es ist sehr wichtig, den uns nächsten Himmelskörper, *den Mond*, bei der Erfüllung von Aufgaben, die mit langdauernden Raumflügen in Verbindung stehen, einzubeziehen.

Allerdings sind Raumstationen vom Materialaufwand her eher vorzuziehen. Manövrierfähigkeit und Erdnähe sprechen für Raumstationen. Außerdem ist der Mond ein Himmelskörper von eigener kosmischer Natur, Struktur und Eigenschaft. Er stellt selber ein Untersuchungsobjekt dar. Der Mond wird wahrscheinlich Ausgangspunkt für die Übersiedlung der ersten Menschengemeinschaft zu anderen Himmelskörpern sein.

Die Erforschung des Mondes mit Raumflugkörpern wurde in der UdSSR begonnen. Angefangen bei den Aufnahmen der Mondrückseite durch „Luna 1“ über größere und schärfere Fotos von Einzelheiten der Oberfläche durch „Luna 3“, „Luna 12“, „Sonde 3“, „Sonde 6“ bis hin zu Aufnahmen kleinster Details (mit einem Durchmesser bis zu 1 mm) reicht das Spektrum fotografischer Untersuchungen. Die letztgenannte Aufgabe konnte nur ein auf der Mondoberfläche befindliches Gerät ausführen („Luna 9“, „Luna 13“). Ähnliche Arbeiten führten mit einiger Verzögerung die USA durch. Eine große Zahl wichtiger Informationen brachten die automatischen Mondsatelliten vom Typ „Lunar Orbiter“. Allerdings investierten die USA die meisten Geldmittel in die Erfüllung des „Nationalen Programms“ — der ersten Landung von Menschen auf dem Mond. Sie gelang im Juli 1969 und hatte eine große symbolische Bedeutung; sie war ein weiterer Schritt bei der Erschließung des kosmischen Raumes.<sup>1)</sup>

Die mit ständig wachsendem Tempo vorangetriebene Erforschung des Mondes gilt vor allem dem Ziel, von dort aus größere Expeditionen zu starten und ferner

<sup>1)</sup> Bald nach dem Flug GAGARINS richtete der amerikanische Präsident KENNEDY am 25. Mai 1961 eine Botschaft an den Kongreß: „Wenn wir die Schlacht, die auf der ganzen Welt zwischen den beiden Systemen entbrannt ist, gewinnen wollen, wenn wir die Schlacht um den Geist der Menschen zu unseren Gunsten entscheiden wollen, so müssen wir uns klarmachen, welchen Einfluß die jüngsten Erfolge bei der Erschließung des Weltraumes überall auf Menschen haben, die vor der Entscheidung stehen, auf welchem Weg sie weiter voranschreiten sollen...“ Gleichzeitig beschlossen Präsident und Kongreß für die Realisierung des sogenannten „Nationalen Programmes“, nämlich der Landung von Amerikanern auf dem Mond (Projekt „Apollo“), den riesigen Betrag von 25 Milliarden Dollar zur Verfügung zu stellen.

ständig arbeitende Mondstationen zu errichten, die den irdischen Forschungsstationen in den Polargebieten der Erde gleichen.

Die Erforschung der Planeten und ihrer Trabanten (vor allem des Planeten Mars) geht genauso zielgerichtet wie die Erforschung des Mondes vonstatten. Die UdSSR begann mit den automatischen Sonden vom Typ „Venus“ und „Mars“ erfolgreiche Untersuchungen direkt in der Atmosphäre von Venus und Mars.

Die Entdeckung *anderer Zivilisationen* kann als eine selbständige Aufgabe der Raumfahrt angesehen werden. Ungeachtet der Unwiederholbarkeit der Lebensprozesse oder allgemeiner der Prozesse, die dem Wachsen der Entropie in verschiedenen Abschnitten des Raumes optimal entgegenwirken, müssen sie objektiv existieren. Wo, wie und in welchem Umfang ist zur Zeit noch nicht bekannt. Man kann Zeichen des Verstandes dennoch in „geordneten“ kosmischen Erscheinungen suchen oder in Erscheinungen, die nicht den allgemeinen statistischen Gesetzmäßigkeiten von bekannten physikalischen Vorgängen genügen.

### 1.5. Die Raumfahrt, ihre Gegenwart und Zukunft

Der Begriff Raumfahrt bezeichnet eine spezifische Art menschlicher Tätigkeit. Sie ist auf die Lösung technischer, medizinischer, biologischer und organisatorischer Probleme gerichtet.<sup>1)</sup> Somit verstehen wir unter Raumfahrt die Theorie und Praxis der Erschließung des Weltraums. Eine grundlegende Frage stellt dabei die technische Ausrüstung dar. Sie prägt heute noch das Bild der Raumfahrtforschung. In der Gegenwart lassen sich jedoch bereits Perioden absehen, bei denen wissenschaftliche, ökonomische, biologische oder ähnliche Fragen in den Vordergrund treten. Ihr Auftauchen hängt sehr stark mit der Problematik der Antriebs- und Transporttechnik zusammen.

Der technische Service der Raumfahrt hat sich bereits zu einem selbständigen Industriezweig herausgebildet. Vielfältige Erfolge haben den Prozeß beschleunigt. Diesen Industriezweig charakterisiert ein fest organisiertes Netz von Betrieben und Organisationen mit Erzeugnissen, die nur für diesen Zweig spezifisch sind. Als organisatorischer Kern kann ein spezielles Zentrum gelten, wie in den USA die NASA, die bei der Herstellung der technischen Ausrüstungen für die erste Mondlandung durch „Apollo“, die Tätigkeit von mehr als 100000 Firmen, Organisationen und Betrieben, koordinierte. In der UdSSR treten als Organisator Ministerien oder Staatliche Komitees auf, die in Übereinstimmung mit den Volkswirtschaftsplänen arbeiten.

<sup>1)</sup> Wie bereits erwähnt, sind an der Erschließung des Weltraumes alle Bereiche der menschlichen Gesellschaft beteiligt.

Große Industriezweige bestehen aus folgenden Grundeinheiten: Forschungslaboratorien und wissenschaftliche Forschungsinstitute, zweigspezifische Forschungsinstitute, experimentelle Konstruktionsbüros, Spezialwerkstätten, wissenschaftliche Versuchsinstitute und serienmäßig produzierende Werke.

*Forschungslaboratorien* und wissenschaftliche Forschungsinstitute arbeiten prinzipielle Fragen zur Entwicklung des betreffenden Zweigs sowohl in technischer (neue Errungenschaften und Entdeckungen) als auch in organisatorischer Hinsicht aus. In der UdSSR ordnen sich diese Laboratorien und Institute in der Regel in das System der Akademie der Wissenschaften der UdSSR und der Akademien der Wissenschaften der Unionsrepubliken ein.

*Zweigspezifische Forschungsinstitute* entwickeln oft auf der Grundlage von neuen Erkenntnissen Empfehlungen für die Problemlaboratorien in Anwendung auf den konkreten Wirtschaftsbereich. Zweigspezifische Forschungsinstitute haben in der Regel eine genau abgegrenzte Spezialisierung der Forschungsrichtungen.

*Experimentelle Konstruktionsbüros* sind der Schwerpunkt des Zweigs. Sie sind für das Einfließen bzw. die Anwendung der Errungenschaften von Wissenschaft und Technik in die Praxis verantwortlich. Unter Nutzung sowohl der Empfehlungen der zweigspezifischen und wissenschaftlichen Forschungsinstitute als auch der Ergebnisse eigener Arbeiten entwickelt das experimentelle Konstruktionsbüro neue technische Lösungen. Besonders vom experimentellen Konstruktionsbüro hängt das technische Niveau, die Aktivierung, Zuverlässigkeit und damit die Dauer und Rentabilität der Produktion und die Ausnutzung neuer technischer Anlagen ab. In der Regel hat das experimentelle Konstruktionsbüro eine klar abgegrenzte enge Spezialisierung.

*Spezialwerkstätten* produzieren die ersten experimentellen Produkte und Handelserzeugnisse. Dabei wird die Erprobung und Forschung nach einer optimalen Technologie der Herstellung fortgesetzt.

*Wissenschaftliche Experimentalinstitute* führen Erprobungen von Neuentwicklungen an speziellen Prüfständen, Versuchsanlagen und unter natürlichen Gebrauchsbedingungen durch. Die erhaltenen Ergebnisse werden ausgewertet und dienen als Grundlage für Empfehlungen und Analysen, die zusammen mit den experimentellen Konstruktionsbüros und anderen interessierten Stellen, z. B. der Auftraggeberorganisation, ausgearbeitet werden. Sie enthalten unter anderem Angaben über die Eignung für die Serienproduktion oder über notwendige Veränderungen.

In der *Industrie* wird die serienmäßige Produktion für den Auftraggeber vollzogen. In ihren Aufgabenbereich fallen auch Korrekturen an der Produktionstechnologie bis hin zur Einführung geringfügiger, den Forderungen der Serienproduktion entsprechender Änderungen an der Konstruktion.

Nach diesem Streifzug durch den Aufbau eines Wirtschaftszweigs soll die

experimentelle und materiell-produktive Basis des Industriezweigs näher betrachtet werden, der die technischen Voraussetzungen der Raumfahrt schafft. Die materielle Basis umfaßt Experimentierstände und Versuchsgelände, Produktionsausrüstungen, Rechen- und Datenverarbeitungsanlagen, Mechanisierungsmittel usw. Die Möglichkeiten werden durch den Bestand, die Merkmale und den Umfang der materiellen Basis sowie durch die Anzahl, Qualifikation und Spezialisierung der Beschäftigten gekennzeichnet. Es ist selbstverständlich, daß in einem Land die einzelnen Industriezweige, Ministerien und Behörden eng miteinander verflochten sind, wobei der Umfang durch spezielle Verordnungen der Regierung bestimmt und die Kontrolle der Durchführung den entsprechenden Kontroll- und Koordinationsorganen übertragen wird.

Die Raumfahrt erfordert das Zusammenwirken vieler Ministerien und staatlicher Organe. Die technischen Mittel der Raumfahrt können nicht von der materiellen Basis eines einzigen spezialisierten Zweigs befriedigt werden, sondern benötigen das Potential der mit diesem Zweig zusammenwirkenden Ministerien und Behörden. Sie leisten damit einen wesentlichen Beitrag für die materiellen Grundlagen der Raumfahrt. Die Basis gliedert sich in drei Teile: den experimentell-produktiven Komplex mit den wissenschaftlichen Forschungsinstituten, Konstruktionsbüros und Werken; den Hauptkomplex (Raumflugkomplex); den peripheren Komplex, zu dem das Vorbereitungszentrum der Raumfahrer, der Komandokomplex, die Beobachtungsstationen, das Nachrichtenzentrum u. a. zu zählen sind.

Der bestimmende Teil der Basis, der *Raumflugkomplex*, besteht aus dem Haupt- und dem Hilfssystem. Als *Hauptsystem* betrachten wir die Träger Rakete mit dem Raumflugkörper. Das *Hilfssystem* stellt die gesamte komplizierte Anlage des Startplatzes dar: Montage- und Erprobungskomplex, Kontroll- und Meßstation, das System von Hebe- und Transportaggregaten, Montageeinheit, Betankungssystem, Versorgungsturm, Kommando-, Kontroll- und Meßbunker, Startrampe usw.

Im folgenden soll das Hauptsystem, das Trägersystem, betrachtet werden. Für Raumflugzwecke kommen als Antriebsmittel gegenwärtig ausschließlich *Raketen* (Trägerraketen genannt) zum Einsatz. Sie unterscheiden sich von herkömmlichen Flugapparaten durch die aufeinanderfolgende Arbeit einzelner Stufen, in denen der an Bord befindliche Treibstoff ohne Einbeziehung der umgebenden Atmosphäre in Rückstoßenergie umgewandelt wird. Außerdem beruht die Wirkungsweise der Rakete nicht auf aerodynamischen Effekten. Ihre Konstruktion ist für einen einmaligen Einsatz angelegt. Diese konventionelle Raketentechnik ermöglicht es, einem Körper Raumfluggeschwindigkeiten zu verleihen. Wir bezeichnen diesen mit Hilfe eines Antriebssystems, der Rakete, beförderten Körper als *Nutzlast*.

Die Nutzlasten der Raumfahrt heißen *Raumflugkörper*. Zur Zeit gibt es noch keine einheitliche Klassifizierung und Terminologie für die weite Kategorie der Raumflugkörper. Es bürgerten sich nur wenige gebräuchliche Termini ein. Man unterteilt die Raumflugkörper in *Satelliten*, *Raumsonden*, *Mond-* und *Planetensonden*, *Raumfahrzeuge* und *Raumstationen*, die auch aus mehreren Moduln aufgebaut sein können, sowie *Raumbasen* (Service-, Versorgungs- oder wissenschaftliche Stützpunkte im Weltraum, auf dem Mond und auf Planeten usw.). Die Reihe der aktiv genutzten Flugkörper im Weltraum wird durch passive Objekte ergänzt. Zu ihnen zählen ausgediente Raumflugkörper, Trägerrocketenteile, ausgebrannte letzte Stufen, passive Reflexionssatelliten künstliche Kometen, metallische Dipolwolken usw.

Große Raumstationen und Raumbasen sind noch Zukunftspläne. Im weiteren sollen deshalb nur die Grundtypen der Raumflugkörper betrachtet werden, die aktiv eine bestimmte Aufgabe im Weltraum erfüllen.

**Satelliten** können auf eine Umlaufbahn um die Erde, den Mond oder einen fremden Planeten gebracht werden. Sieht es die Flugaufgabe vor, so kann die Rückführung zur Erde oder die Landung auf der Oberfläche eines Planeten erfolgen. In diesem Fall ist der Satellit mit einem Landeapparat ausgestattet, und nur dieser Teil des Flugkörpers erreicht die Erde bzw. den Planeten.

Die Zielstellung künstlicher Erdsatelliten läßt zwischen verschiedenen Typen unterscheiden. Als Beispiel seien Forschungs-, Nutzenanwendungs- und Erprobungssatelliten genannt.

**Raumsonden** sind in der Regel für Forschungen außerhalb des erdnahen Raums bestimmt. Sie werden von der Erde aus ferngesteuert oder arbeiten nach einem automatischen Flugprogramm.

**Mond- und Planetensonden** dienen der Untersuchung des Erdtrabanten und fremder Planeten.

**Raumfahrzeuge** sind bemannte, voll manövrierbare Raumflugkörper.

**Raumstationen (Orbitalstationen)** werden im Unterschied zu künstlichen Erdsatelliten, Raumsonden und Raumfahrzeugen im Weltraum montiert und ausgerüstet. Die wechselnde Besatzung absolviert verschiedene Arbeitsprogramme. Das Programm kann ergänzt und präzisiert werden.

Das **Antriebssystem** dient in der Raumfahrt zur Beförderung der Nutzlast in eine vorgegebene Raumflugbahn. Den aktiven Teil des Antriebssystems bildet das nach dem Rückstoßprinzip wirkende (schuberzeugende) *Raketentriebwerk*. Sein Einsatz beschränkt sich nicht nur auf die Phase des Starts von der Erdoberfläche. Raketentriebwerke finden in *Raumsonden* sowie in *interkontinentalen ballistischen Raketen* Anwendung. Zum Antriebssystem gehört ferner der Energie- und Masseträger (Treibstoff oder Stützmasse). Außerdem gibt es zur Flugbeeinflussung die gesteuerte Ausnutzung der Bremswirkung eines Mediums sowie Freiballone als Starthilfen.

Es liegt auf der Hand, die physikalische Erforschung des Weltraums in Beziehung zur Entwicklung neuer Antriebsformen zu bringen. Diese sind bei der Einbeziehung äußerer Energie- und Massequellen weder zeitlich noch in ihrem Aktionsradius begrenzt, d. h., es wird die Voraussetzung für weite und langdauernde Raumflugunternehmen geschaffen. Prinzipiell neue Varianten von Antriebssystemen, die äußere Energie- und Massequellen des kosmischen und erdnahen Raumes nutzen, die Beherrschung der Kernenergie, der Einsatz ökonomischer und mehrmals verwendbarer Raumtransporter, die Nutzung der Raumfahrttechnik nicht nur für die Erforschung und Erschließung, sondern auch für die Umgestaltung der uns umgebenden Welt — alles das wird die Raumfahrt der Zukunft charakterisieren.



## 2. Die Dynamik des Raumflugs

### 2.1. Das Gravitationsfeld

Unter der Dynamik von Raumflügen verstehen wir die Bewegung künstlicher Himmelskörper unter dem Einfluß verschiedener Faktoren. Offensichtlich besteht eine enge Verbindung zur Himmelsmechanik. Grundlegende Methoden für die Anwendung auf Raumfahrtprobleme stehen aus der Untersuchung natürlicher Himmelskörper zur Verfügung. Abweichungen resultieren daraus, daß der Astronom „passive“ Bewegungen verfolgt, die unter der Wirkung der gegenseitigen Anziehung vonstatten gehen. Demgegenüber hat es die Raumfahrt mit „aktiven“ Flügen zu tun, die zum Beispiel durch Triebwerke mit niedriger Beschleunigung realisiert werden. Der Strahlungsdruck findet in der Regel wegen seiner geringen Wirkung keine Beachtung in der klassischen Himmelsmechanik, hingegen eröffnen sich in der Raumfahrt Möglichkeiten, ihn als Antriebsmittel durch ein Sonnensegel auszunutzen. Aus der Vielzahl der mit der Dynamik von Raumflügen in Verbindung stehenden Probleme sollen in diesem Kapitel nur einfache und prinzipiell wichtige ausgewählt werden.

Das Gravitationsfeld wird durch das in den Jahren 1665 bis 1666 von NEWTON entdeckte Gesetz beschrieben. Es lautet: „Jede Punktmasse zieht eine beliebige andere Punktmasse mit einer Kraft an, die proportional dem Produkt ihrer Massen und umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes ist:

$$F = f \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (2.1)$$

Hier bedeuten  $F$  die Anziehungskraft zwischen zwei Punktmassen  $m_1$  und  $m_2$ ,  $r$  den Abstand und  $f$  die *Gravitationskonstante*. In SI-Einheiten ist

$$f = 6.670(1 \pm 0.007) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/(\text{kg} \cdot \text{s}).$$

Die Formel (2.1) hat nur für punktförmige Massen Gültigkeit, d. h. für Körper, deren Größe (nicht aber Masse) vernachlässigbar klein ist hinsichtlich der in der Aufgabenstellung betrachteten Entfernung. Man kann sich in diesem Fall die Masse des Körpers im Schwerpunkt vereinigt denken. Bei der Bewegung der Erde um die Sonne dürfen beide Himmelskörper als Massepunkte behandelt werden, hingegen fordert die Theorie der Bewegung künstlicher Erdsatel-

liten außer der Beachtung der wirklichen Ausmaße unseres Planeten auch die Berücksichtigung der Abweichung von der Kugelform, der komplizierten Massenverteilung im Erdinnern und anderer Faktoren, die hier wesentlich sind, aber auf die Bahnbewegung der Erde selbst keinen Einfluß haben.

Man kann beweisen, daß sich Körper mit zentralsymmetrischer Dichteverteilung wie Massepunkte verhalten. Für kurze Zeit (1 bis 2 Umläufe um die Erde) kann die Bewegung eines künstlichen Erdsatelliten hinreichend genau unter dieser Annahme für Erde und Satellit beschrieben werden.

Nach Gleichung (2.1) bleibt bei beliebigem und noch so großem  $r$  die Kraft  $F \neq 0$ . Streng betrachtet, bedeutet dies eine bis ins Unendliche reichende Wirkung des Gravitationsfeldes jedes beliebigen Körpers. Die häufig in der Raumfahrt gebrauchten Redewendungen „das Schwerfeld der Erde überwinden“ oder den „Anziehungsbereich der Erde verlassen“, haben demnach nur formale Bedeutung. Folglich liegt der Sinn eines Raumfluges nicht im „Überwinden“ der Schwerkraft, sondern im Erreichen einer bestimmten Flugbahn, die unter der Gravitationswirkung der Himmelskörper das vorausberechnete Ziel trifft.

Wenden wir uns nun dem wichtigsten Begriff Potential des Gravitationsfeldes zu. Die Funktion  $U(x, y, z)$  wird als Potential des Kraftfeldes

$$F(x, y, z) = F_x \mathbf{i} + F_y \mathbf{j} + F_z \mathbf{k}$$

bezeichnet, wenn die Bedingungen  $\partial U / \partial x = F_x$ ,  $\partial U / \partial y = F_y$  und  $\partial U / \partial z = F_z$  erfüllt sind. Anders ausgedrückt, wird der Kraftvektor im Potentialfeld durch die Beziehung

$$\mathbf{F} = \frac{\partial U}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial U}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial U}{\partial z} \mathbf{k}$$

bestimmt. Leicht läßt sich zeigen, daß das Gravitationsfeld das Potential

$$U = f \frac{m_1 m_2}{r} \tag{2.2}$$

besitzt. Um dies nachzuweisen, greifen wir auf ein rechtwinkliges Koordinatensystem zurück, in dessen Ursprung die Masse  $m_1$  liegt. Die Masse  $m_2$  befindet sich im Punkt  $A$  mit den Koordinaten  $x, y, z$  (Abb. 2.1). Der Abstand zwischen  $O$  (Ursprung) und  $A$  beträgt:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}.$$

Man erhält:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -f m_1 m_2 \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{r} \right) = -f m_1 m_2 \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial r}{\partial x} = -f m_1 m_2 \frac{1}{r^2} \cdot \frac{x}{r}.$$

Hier ist  $x/r = \cos \alpha$ , wobei  $\alpha$  der Winkel zwischen der Strecke  $OA$  und der  $x$ -Achse ist. Da die auf  $m_2$  wirkende Kraft zum Ursprung des Koordinatensystems gerichtet ist, hat deren  $x$ -Komponente ein negatives Vorzeichen. Folglich wird

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -f \frac{m_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{x}{r} = F_x;$$

und analog

$$\frac{\partial U}{\partial y} = -f \frac{m_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{y}{r} = F_y;$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -f \frac{m_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{z}{r} = F_z.$$

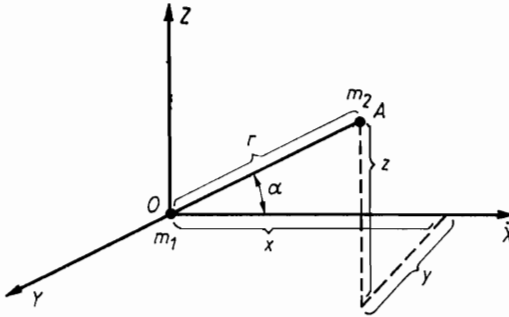


Abb. 2.1. Zur Berechnung des Gravitationspotentials

Damit haben wir gezeigt, daß die Funktion (2.2) das Potential des Gravitationsfeldes darstellt.

Die infinitesimale Arbeit  $dA$  im Gravitationsfeld beträgt  $dA = \mathbf{F} \, d\mathbf{r}$ , wenn  $d\mathbf{r}$  die durch die Kraft  $\mathbf{F}$  hervorgerufene elementare Verschiebung ist. Da das Gravitationsfeld Potentialcharakter besitzt, ergibt sich

$$dA = \frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial y} dy + \frac{\partial U}{\partial z} dz = dU.$$

Wird unter der Wirkung der Kraft  $\mathbf{F}$  eine Einheitsmasse längs der Kurve  $L_1 L_2$  verschoben, folgt

$$A = \int_{L_1 L_2} \mathbf{F} \, d\mathbf{r} = \int_{L_1 L_2} dU = U(L_2) - U(L_1).$$

Stellt  $L_1L_2$  eine in sich geschlossene Kurve dar, dann gilt

$$A = \oint_{L_1L_2} \mathbf{F} \, d\mathbf{r} = 0. \quad (2.3)$$

Hieraus folgt: Künstliche Satelliten bewegen sich im Idealfall (d. h. beim Fehlen einer äußeren Einwirkung) ohne Energieaufwand. Vergleichbar ist ein mathematisches Pendel, dessen Schwingungen unbegrenzt lange andauern.

Wenden wir uns dem physikalischen Inhalt des Gravitationspotentials zu. Nach geeigneter Wahl der Einheiten sei  $m_1 = M$  und  $m_2 = 1$ . Die Verschiebung einer Einheitsmasse im Gravitationsfeld von  $r_2$  nach  $r_1$  erfordert die Arbeit

$$A = \int_{r_2}^M -f \frac{M}{r_2} - \int_{r_1}^M -f \frac{M}{r_1} = - \left( \int_{r_1}^M \frac{M}{r_1} - \int_{r_2}^M \frac{M}{r_2} \right).$$

Für  $r_1 = r$  und  $r_2 = \infty$  wird  $A = -f(M/r) = -U$ . Folglich ist das *Potential*  $U(x, y, z)$  im vorgegebenen Punkt gleich der Arbeit, die gegen die Kräfte des Feldes (daher das Minuszeichen) verrichtet werden muß, um eine Masseneinheit von dort bis ins Unendliche zu transportieren.

## 2.2. Aufstieg in die Freiflugbahn

Der Flug eines Raumflugkörpers kann in drei Grundphasen unterteilt werden: *Aufstieg in die Freiflugbahn*, wobei die bestimmende Kraft durch den Schub der Raketentriebwerke geleistet wird; *Bewegung in der Freiflugbahn*, wo der Flugkörper im wesentlichen nur dem Gravitationsfeld ausgesetzt ist; *Landung* auf der Erde oder einem anderen Himmelskörper, die nicht ausschließlich durch das Gravitationsfeld des Körpers, auf dem die Landung erfolgen soll, sondern auch vom Vorhandensein einer Atmosphäre bestimmt wird.

In der Endphase des Aufstiegs, sobald der Flugkörper den vorausberechneten Raumpunkt erreicht hat, muß er eine (nach Betrag und Richtung) bestimmte Geschwindigkeit besitzen. Diese *Anfangsbedingungen* des Raumfluges charakterisieren die Bahn des Flugkörpers während der zweiten Grundphase eindeutig. Um dies zu verdeutlichen, wollen wir zunächst die Anfangsgeschwindigkeit berechnen, die einen Flug in einer Kreisbahn der Höhe  $h$  über der Erdoberfläche gewährleistet (Abb. 2.2). Dabei soll der störende Einfluß der Erdatmosphäre auf die Bewegung der Satelliten unberücksichtigt bleiben.

Es seien  $m$  die Masse des Raumflugkörpers,  $a$  und  $g$  die Schwerkraftbeschleunigung in der Höhe  $h$  und auf der Erdoberfläche,  $v_k$  die Kreisbahngeschwindigkeit und  $R$  der Erdradius. Da bei einer Kreisbahn die Zentripetalkraft der Erdanziehungskraft gleich ist, gilt

$$ma = m \frac{v_k^2}{R + h} \quad \text{bzw.} \quad a = \frac{v_k^2}{R + h}.$$

Nach dem Gravitationsgesetz gilt  $a/g = R^2/(R + h)^2$ . Nach Umformen ergibt sich

$$v_k = R \sqrt{\frac{g}{R + h}}. \quad (2.4)$$

Da die Bewegung auf einer Kreisbahn gleichförmig erfolgt, erhalten wir die Umlaufzeit  $T$  nach der Formel

$$T = 2\pi \frac{(R + h)}{v}$$

oder

$$T = 2\pi \frac{(R + h)^{3/2}}{R \sqrt{g}}. \quad (2.5)$$

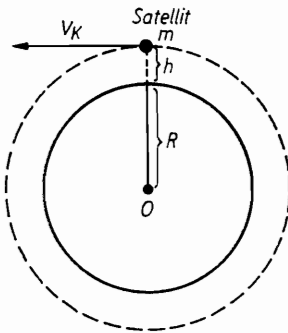


Abb. 2.2. Kreisbahn eines künstlichen Erdsatelliten

Für  $h = 0$  (eine unreale Aufgabenstellung — ein Flug unmittelbar auf der Erdoberfläche) erhält man die Geschwindigkeit  $v_k = \sqrt{gR} \approx 7.93$  km/s. Sie wird *Minimumkreisbahngeschwindigkeit* genannt. Die Umlaufzeit auf dieser Bahn beträgt

$$T = 2\pi \sqrt{R/g}.$$

Bezeichnen wir die Masse der Erde mit  $M$ , den Kreisbahnradius des Satelliten mit  $r = R + h$ , dann gilt für die Bahngeschwindigkeit

$$m \frac{v_k^2}{r} = f \frac{mM}{r^2},$$

d. h.

$$v_k = \sqrt{fM/r}. \quad (2.6)$$

Wenden wir uns der Mindestgeschwindigkeit zu, die ein Körper besitzen muß, um von der Erdoberfläche in vertikaler Richtung ins Unendliche zu

gelangen. Störende Einflüsse wie die Erdatmosphäre bleiben ohne Berücksichtigung.

Es sei  $dA$  die Arbeit, die im Schwerfeld für eine Lageveränderung  $dx$  des Flugkörpers der Masse  $m$  aufgewendet werden muß:  $dA = F dx = ma dx$ . In diesem Falle ist  $a/g = R^2/x^2$ , wenn  $x$  den Abstand des Flugkörpers vom Erdmittelpunkt bezeichnet. Folglich wird  $dA = (mgR^2/x^2) dx$ . Der Arbeitsaufwand  $A$  für den Flug bis ins Unendliche ist

$$A = \int_R^{\infty} \frac{mgR^2}{x^2} dx = mgR.$$

Die kinetische Energie, die dem Körper verliehen wird, muß gleich diesem Betrag sein, d. h.  $(mv_p^2)/2 = mgR$ . Daraus folgt:

$$v_p = \sqrt{2gR} \approx 11.2 \text{ km/s.} \quad (2.7)$$

$v_p$  ist die *Entweichgeschwindigkeit*. Wie im folgenden Kapitel ersichtlich wird, entspricht dieser Geschwindigkeit eine parabolische Bahn; daher auch die Bezeichnung *parabolische Geschwindigkeit*. Es läßt sich leicht zeigen, daß  $v_p = v_k \sqrt{2}$  ist. Diese Beziehung gilt für jeden beliebigen Punkt des Raumes; es ist:

$$v_p = \sqrt{2fM/r}.$$

Der Energieaufwand für den Aufstieg selbst in eine Kreisbahn ist sehr hoch. Der Gesamtenergiebedarf  $E_k$  beim Aufstieg eines Satelliten (ohne den Anteil für Steuerung und den Widerstandsverlust durch die Erdatmosphäre) setzt sich aus dem Aufwand für die Überwindung der Erdanziehung und der kinetischen Energie zusammen. Die kinetische Energie ist gleich

$$E_k = \frac{mv_k^2}{2} = f \frac{mM}{2r}$$

und die Gesamtenergie

$$E_p = \left| -f \frac{mM}{2r} + f \frac{mM}{R} \right|. \quad (2.8)$$

Unter realen Umständen gestaltet sich die Berechnung der Flugbahn der Rakete in der Aufstiegsphase äußerst schwierig. In die Berechnung gehen außer der Schwerkraft noch andere Faktoren ein. Dazu zählt vor allem die Schubkraft  $F$  der Triebwerke der Trägerrakete. Sie hängt vom Treibstoffverbrauch pro Zeiteinheit und der Ausströmgeschwindigkeit der Verbrennungsgase ab.

Der Widerstand der Atmosphäre bedeutet eine aerodynamische Kraft  $R$ . Werden die Masse der Trägerrakete mit der Nutzlast zum Zeitpunkt  $t$  mit  $Q$  und der Neigungswinkel des Geschwindigkeitsvektors  $v$  mit  $\theta$  bezeichnet, dann besitzt die Differentialgleichung des Fluges in der Aufstiegsphase die Form

$$Q \frac{dv}{dt} = F - R - Qg \sin \theta, \quad (2.9)$$

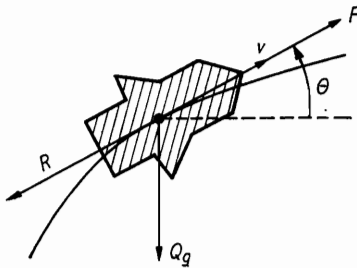


Abb. 2.3. Im Schwerpunkt der Rakete angreifende Kräfte

wobei  $g$  die Schwerebeschleunigung der Erde im betreffenden Raumpunkt ist, an dem sich die Rakete zum betrachteten Zeitpunkt befindet (Abb. 2.3).

Beim Start wird gewöhnlich  $\theta = 90^\circ$  gewählt, d. h., der Start erfolgt in vertikaler Lage. Nach kurzem Vertikalflug ändert sich  $\theta$  nach einem vorausbestimmten Programm. In der letzten Phase des Aufstiegs, beim Übergang in die Umlaufbahn, nähert sich  $\theta$  dem Wert Null. Beim Flug zum Mond oder zu anderen Planeten wird sich  $\theta$  von Null unterscheiden. Sein Betrag hängt von der räumlichen Position der Körper ab.

Anschließend sei erwähnt, daß der gesamte durch das Erdschwerefeld und den aerodynamischen Widerstand bedingte Geschwindigkeitsverlust in der Aufstiegsphase im Mittel 2 bis 3 km/s beträgt. Das hat zur Folge, daß der Geschwindigkeitsbedarf der Trägerrakete beim Start eines künstlichen Satelliten 9 bis 11 km/s, beim Flug zum Mond oder zu anderen Planeten 13 bis 14 km/s beträgt.

Ein Raumflug im eigentlichen Sinn des Wortes beginnt beim Eintritt des Flugkörpers in die vorausberechnete Freiflugbahn. Außerhalb der Erdatmosphäre wird der Charakter dieser Bahn beim passiven Flug (wenn die Triebwerke nicht arbeiten) ausschließlich durch die Gravitationswirkung der Erde und anderer Himmelskörper bestimmt.

### 2.3. Die Bahnen von Raumflugkörpern im Zweikörperproblem

In vielen Fällen kann die Bahn eines Raumflugkörpers für praktische Belange mit hinreichender Genauigkeit aus der Annahme abgeleitet werden, daß nur ein anziehender Körper wirkt (z. B. die Erde). Man betrachtet den Flug-

körper als Massepunkt der Masse  $m$  gegenüber dem Zentralkörper (Erde, Sonne oder Planet) der Masse  $M$  mit zentralsymmetrischer Dichteverteilung. Die Masse  $M$  kann man daher im Schwerpunkt des Zentralkörpers vereint annehmen. Auf diesen Voraussetzungen basiert das Zweikörperproblem: *die Vorausberechnung der räumlichen Lage zweier gravitativ gebundener Massepunkte  $M$  und  $m$  für einen beliebigen Zeitpunkt, wenn Koordinaten und Geschwindigkeiten zum Anfangszeitpunkt bekannt sind. Es wird vorausgesetzt, daß außer der gegenseitigen Anziehung keine weiteren Kräfte wirken.*

Diese einfache Aufgabe der Himmelsmechanik, das erste Mal von NEWTON gelöst, findet Anwendung in der modernen Raumfahrt. Ihre Lösung erlaubt es, die Bahnen verschiedenartiger Raumflugkörper in erster Näherung zu bestimmen. Ausgangspunkt ist die Differentialgleichung für die Bewegung des Flugkörpers relativ zum Zentralkörper. Die Anziehungskraft des Zentralkörpers erteilt dem Flugkörper die Beschleunigung  $fM/r^2$ , wobei  $r$  der Abstand zwischen den beiden Körpern im gegebenen Moment ist. Entsprechend ist die Beschleunigung des Zentralkörpers unter dem Einfluß des Flugkörpers  $fm/r^2$ . Da die Beschleunigungsvektoren auf der Verbindungslinie der beiden Körper liegen und entgegengesetzt gerichtet sind, ist die Beschleunigung des Flugkörpers relativ zum Zentralkörper gleich der Summe ihrer absoluten Beträge, d. h.  $f(M + m)/r^2$ .

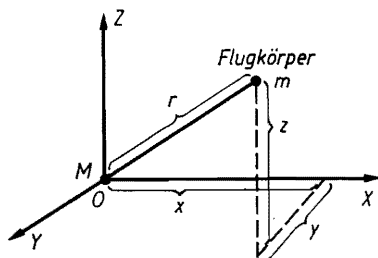


Abb. 2.4. Zum Zweikörperproblem

Wir betrachten ein rechtwinkliges Koordinatensystem, dessen Ursprung mit dem Schwerpunkt des Zentralkörpers zusammenfallen soll (Abb. 2.4). In diesem System nehmen die Bewegungsgleichungen des Flugkörpers die Form

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -f(M + m) \frac{x}{r^3}; \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -f(M + m) \frac{y}{r^3}; \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -f(M + m) \frac{z}{r^3} \end{aligned} \quad (2.10)$$



an. Den Ausdruck  $k = f(M + m)$  nennen wir Gravitationsparameter des anziehenden Zentrums. Die Ableitungen der Koordinaten nach der Zeit bezeichnen wir mit  $x', y', z', x'', y'', z''$ . Dann gilt offensichtlich  $x''/x = y''/y = z''/z = -k/r^3$  bzw.:

$$yz'' - zy'' = \frac{d}{dt} (yz' - zy') = 0;$$

$$zx'' - xz'' = \frac{d}{dt} (zx' - xz') = 0;$$

$$xy'' - yx'' = \frac{d}{dt} (xy' - yx') = 0,$$

oder  $yz' - zy' = A$ ;  $zx' - xz' = B$ ;  $xy' - yx' = C$ . Wie weiter zu ersehen ist, gilt  $Ax + By + Cz = 0$ , d. h., der Flugkörper bewegt sich in einer Ebene, die durch den Mittelpunkt des Zentralkörpers geht. Dieses Ergebnis ermöglicht es, von der dreidimensionalen zur zweidimensionalen Betrachtung überzugehen und die Bewegung des Flugkörpers in einer durch die Anfangsbedingungen fixierten Ebene zu verfolgen. In dem ebenen Koordinatensystem nehmen die Bewegungsgleichungen die Form

$$x'' = -kx/r^3; \quad y'' = -ky/r^3 \quad (2.11)$$

an. Indem man die erste Gleichung mit  $-y$ , die zweite mit  $x$  multipliziert, beide addiert und schließlich integriert, erhält man

$$xy' - yx' = C_1. \quad (2.12)$$

Dieses Integral trägt die Bezeichnung *Flächensatz*. In Polarkoordinaten besitzt es die Form

$$r^2(d\varphi/dt) = C_1. \quad (2.13)$$

Hieraus läßt sich leicht die physikalische Bedeutung von  $C_1$  erkennen.  $C_1$  bedeutet die doppelte in der Zeiteinheit vom Fahrstrahl Zentralkörper—Flugkörper überstrichene Fläche. Folglich ist beim Flug das zweite KEPLERSche Gesetz oder der Flächensatz erfüllt. *In gleichen Zeiten werden gleiche Sektorflächen überstrichen.*

Aus dem ursprünglichen Differentialgleichungssystem (2.11), das die Bewegung des Flugkörpers beschreibt, kann ein weiteres Integral gewonnen werden. Wenn man die erste Gleichung mit  $2x'$ , die zweite mit  $2y'$  multipliziert, erhält man nach Addition:

$$2x'x'' + 2y'y'' = -k(2xx' + 2yy')/r^3.$$

Da  $r^2 = x^2 + y^2$  und die Geschwindigkeit  $v = \sqrt{(x')^2 + (y')^2}$  ist, läßt sich diese Gleichung leicht in die Form

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{d(v^2)}{dt} = k \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dt}$$

überführen. Nach Integration erhalten wir den *Energiesatz*

$$v^2 = (2k/r) + C_2. \quad (2.14)$$

Flächensatz und Energiesatz bilden die Grundlage für die Lösung der Aufgabenstellung, die Bahn des Flugkörpers relativ zum Zentralkörper und den Bewegungsablauf zu bestimmen. In Polarkoordinaten hat die Geschwindigkeit den Betrag

$$v^2 = (dr/dt)^2 + r^2(d\varphi/dt)^2 \quad \text{oder} \quad v^2 = (d\varphi/dt)^2 [(dr/d\varphi)^2 + r^2].$$

Unter Benutzung des Flächensatzes wird  $v^2 = (C_1^2/r^4) [(dr/d\varphi)^2 + r^2]$ . Da  $v^2 = (2k/r) + C_2$ , folgt  $(dr/d\varphi)^2 + r^2 = (2kr^3/C_1^2) + (C_2r^4/C_1^2)$  oder

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{r^2}{C_1} \sqrt{\frac{2k}{r} + C_2 - \frac{C_1^2}{r^2}}.$$

Nach der Umformung dieser Gleichung folgt

$$d\varphi = \frac{dr}{\frac{r^2}{C_1} \sqrt{\frac{2k}{r} + C_2 - \frac{C_1^2}{r^2}}} = - \frac{d \left[ \frac{\frac{C_1}{r} - \frac{k}{C_1}}{\sqrt{\frac{k^2}{C_1^2} + C_2}} \right]}{\sqrt{1 - \left( \frac{\frac{C_1}{r} - \frac{k}{C_1}}{\sqrt{\frac{k^2}{C_1^2} + C_2}} \right)^2}}$$

Die Integration ergibt

$$\varphi = \text{arc cos} \frac{\frac{C_1}{r} - \frac{k}{C_1}}{\sqrt{\frac{k^2}{C_1^2} + C_2}} + C_3.$$

Aus dieser Gleichung bestimmen wir  $r$ :

$$r = \frac{\frac{C_1}{k}}{1 + \sqrt{1 + \frac{C_2 C_1^2}{k^2}} \cos(\varphi - C_3)}$$

Die Substitutionen  $p = C_1^2/k$ ,  $e = \sqrt{1 + (C_2 C_1^2/k^2)}$  und  $C_3 = \varphi_0$  führen uns zu der Gleichung eines Kegelschnitts:

$$r = \frac{p}{1 + e \cos(\varphi - \varphi_0)}. \quad (2.15)$$

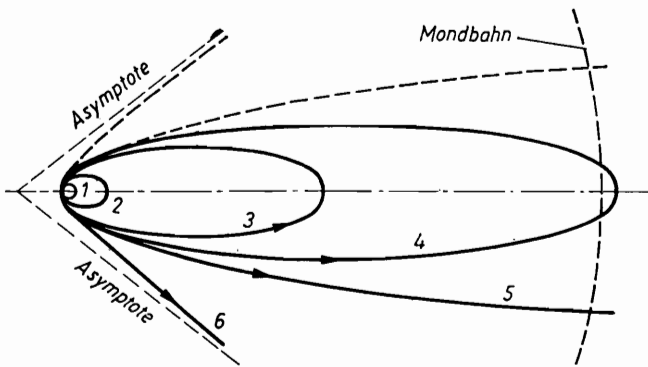


Abb. 2.5. Mögliche Bahnen im Zweikörperproblem, 1 – Kreisbahn ( $v_0 = 7.9$  km/s), 2 – elliptische Bahn ( $v_0 = 10$  km/s), 3 – elliptische Bahn ( $v_0 = 11$  km/s), 4 – elliptische Bahn ( $v_0 = 11.1$  km/s), 5 – parabolische Bahn ( $v_0 = 11.19$  km/s), 6 – hyperbolische Bahn ( $v_0 = 12.0$  km/s).

Im Zweikörperproblem sind Bahnen der Flugkörper Kegelschnitte, in deren Brennpunkt der Zentralkörper steht. Es können Ellipsen, Parabeln oder Hyperbeln sein. Welche Bahnform zutrifft, hängt von den Anfangsbedingungen ab (Abb. 2.5).

Der Flugkörper besitzt am Ende der Antriebsphase die Geschwindigkeit  $v_0$  und die Entfernung  $r_0$  vom Erdmittelpunkt. Der Energiesatz lautet dann:

$$v_0^2 - (2k/r_0) = C_2. \quad (2.16)$$

Beachten wir  $e = \sqrt{1 + C_2 C_1^2/k^2}$ , so kommen wir zu folgenden Aussagen: Für  $v_0 < \sqrt{2k/r_0}$  wird die Flugbahn eine Ellipse, für  $v_0 = \sqrt{2k/r_0}$  eine Parabel und für  $v_0 > \sqrt{2k/r_0}$  eine Hyperbel. Nach Kapitel 2 gilt für eine Kreisbahn  $v_0 = \sqrt{k/r_0}$ .

Aus den Gleichungen läßt sich leicht das 3. KEPLERSche Gesetz in der allgemeinen Form ableiten. Dazu betrachten wir als Bahn des Flugkörpers eine Ellipse mit den Halbachsen  $a$  und  $b$ . Die Zeitspanne eines vollen Umlaufs sei  $T$ . Aus dem Flächensatz finden wir  $C_1 = 2\pi ab/T$ . Andererseits gilt  $C_1 = \sqrt{pk}$  mit  $p = b^2/a$  und  $k = f(M + m)$ . Daraus folgt  $4\pi^2 a^3 b^2 / T^2 = f(M + m) b^2 / a$  oder

$$\frac{T^2(M + m)}{a^3} = \frac{4\pi^2}{f} = \text{const.} \quad (2.17)$$

Für zwei Erdsatelliten der Massen  $m_1$  und  $m_2$ , mit den Umlaufperioden  $T_1$  und  $T_2$ , den großen Halbachsen  $a_1$  und  $a_2$  erhalten wir

$$\frac{T_1^2(M + m_1)}{T_2^2(M + m_2)} = \frac{a_1^3}{a_2^3}. \quad (2.18)$$

Dieser Ausdruck wird 3. KEPLERSches Gesetz genannt. In der hier dargestellten Form wurde es erstmals von NEWTON aus dem Gravitationsgesetz abgeleitet. Da die Massen der Erdsatelliten vernachlässigbar klein gegenüber der Erdmasse sind, ist  $(M + m_1)/(M + m_2) \approx 1$ . Folglich lautet das 3. KEPLERSche Gesetz genähert

$$T_1^2/T_2^2 = a_1^3/a_2^3. \quad (2.19)$$

*Im Sonnensystem ist das Verhältnis der Quadrate der Umlaufzeiten der Planeten gleich dem Verhältnis der 3. Potenzen der großen Halbachsen ihrer Bahnen.*

Messen wir die Umlaufperiode  $T$  in Jahren und die große Halbachse in AE<sup>1</sup>), dann gilt für einen beliebigen Planeten

$$T^2 = a^2.$$

Diese Beziehung läßt sich auch auf interplanetare Raumsonden anwenden, die auf elliptischen Bahnen die Sonne umkreisen. Aus der Beziehung  $T^2(M + m)/a^3 = 4\pi^2/f$  ergibt sich  $T$  zu

$$T = 2\pi a \sqrt{\frac{a}{f(M + m)}}. \quad (2.20)$$

Diese Formel gilt ganz allgemein, für Erdsatelliten wie für Planeten und andere Himmelskörper.

Das Zweikörperproblem ist vollständig gelöst. Betrachten wir einige Folgerungen aus den dargelegten Zusammenhängen. Wir fragen nach der physikalischen Bedeutung der willkürlichen Konstanten  $C_1$ ,  $C_2$  und  $C_3$ . Wie bereits gezeigt, stellt  $C_2$  die doppelte Sektorgeschwindigkeit des Flugkörpers dar.

<sup>1</sup>) AE — Astronomische Einheit, der mittlere Abstand Erde—Sonne =  $149.6 \cdot 10^6$  km.

Mit einer Koordinatendrehung sind wir in der Lage, die Bedingung  $C_3 = \varphi_0 = 0$  zu erfüllen. Der jetzt gültige Winkel  $\varphi$  wird als *wahre Anomalie* bezeichnet.

Aus  $p = C_1^2/k$  und  $e = \sqrt{1 + (C_1^2/k^2) C_2}$  erhalten wir  $e^2 = 1 + (p/k) C_2$  oder  $C_2 = -(1 - e^2) k/p$ .

Mit  $p = a(1 - e^2)$  kommen wir zur Gleichung

$$C_2 = -k/a. \quad (2.21)$$

Sie erlaubt es, den Energiesatz in die Form  $v^2 = k[(2/r) - (1/a)]$  zu bringen. Bei einer Kreisbahn ist  $a = r$  und damit  $v^2 = k/r$ . Für eine Parabel mit  $a = \infty$  wird  $v^2 = 2k/r$ , und schließlich gilt für eine hyperbolische Bahn  $v^2 = k[(2/r) + (1/a)]$ .

Die Masse der künstlichen Raumsonden ist vernachlässigbar klein gegenüber der Masse der großen Körper im Sonnensystem, wie der Sonne und der Planeten. Deshalb gilt mit hoher Genauigkeit  $k = f(M + m) = fM(1 + m/M) \approx fM$ . Danach läßt sich der Energiesatz in  $(mv^2/2) + (-mk/r) = -mk/2a$  oder

$$\frac{mv^2}{2} + \left( -f \frac{Mm}{r} \right) = \text{const} \quad (2.22)$$

umformen. Wir schließen aus dieser Gleichung, daß die Gesamtenergie des Flugkörpers, d. h. die Summe aus kinetischer und potentieller Energie, während des Fluges konstant bleibt. Diese Feststellung folgt direkt aus dem Energieerhaltungssatz.

Die Bahnen künstlicher Erdsatelliten sind Ellipsen, in deren einem Brennpunkt der Erdmittelpunkt liegt. Der erdnächste Bahnpunkt wird *Perigäum*, der erdfernste Punkt *Apogäum* genannt. Aus  $r^2 d\varphi/dt = r^2\omega = rv$ , wobei  $\omega$  die Winkelgeschwindigkeit und  $v$  die Bahngeschwindigkeit ist, ergibt sich für den Flächensatz:

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{v} = \text{const}. \quad (2.23)$$

Für Perigäum und Apogäum gilt somit die Bedingung

$$r_p v_p = r_a v_a, \quad (2.24)$$

$v_p, r_p, v_a, r_a$  bezeichnen entsprechend Geschwindigkeit und Entfernung des Satelliten im Perigäum bzw. Apogäum. Diese Formel wird auch als Hebelgesetz entsprechend der Gleichgewichtsbedingung eines Hebels mit dem Unterstützungspunkt im Erdmittelpunkt und den Schenkellängen  $r_p$  und  $r_a$  bezeichnet.

Wie bereits erwähnt (vgl. Kap. 2.2.), muß die Geschwindigkeit für den Übergang von einer kreisförmigen auf eine parabolische Bahn um den Faktor  $\sqrt{2}$

erhöht werden. Wird dieser Betrag überschritten, so gelangt der Flugkörper auf eine hyperbolische Bahn.

In der Raumfahrt steht häufig die Forderung, von einer Kreisbahn mit dem Radius  $r$  auf eine elliptische Bahn mit der großen Halbachse  $a$  überzugehen. Um die Geschwindigkeitsdifferenz abzuleiten, bezeichnen wir die Geschwindigkeit auf der Kreisbahn mit  $v_k$  und auf der Ellipse mit  $v_e$ . Aus dem Energiesatz folgen  $v_k^2 = k/r$  und  $v_e = k[(2/r) - (1/a)]$ , und daraus  $v_e^2 = 2v_k^2 - (k/a) = 2v_k^2 - (v_k^2 r/a)$ , oder umgeformt

$$v_e = v_k \sqrt{2 - \frac{r}{a}}. \quad (2.25)$$

Im Rahmen des Zweikörperproblems sind wir nicht nur in der Lage, die Bewegung eines Körpers vollständig zu beschreiben, sondern können auch Bedingungen ableiten, die uns sagen, wie man mit einfachen Manövern von einer Bahnform in eine andere überwechselt.

#### *2.4. Das Dreikörperproblem und seine Anwendung in der Raumfahrt*

Im vorangegangenen Kapitel haben wir die Bewegung eines künstlichen Erdsatelliten im Wirkungsfeld eines einzigen anziehenden Körpers betrachtet. Objektiv entsprechen die äußeren Bedingungen eines Raumfluges nicht dieser Voraussetzung. Bei der Analyse der Bahnen künstlicher Erdsatelliten kann die Erde nicht als Massenpunkt aufgefaßt werden. Die abgeflachte Erdform, inhomogene innere Massenverteilungen und andere Faktoren haben starken Einfluß auf die Flugbahn. Sie darf nur in erster Näherung als Ellipse angesehen werden. Fliegen Raumsonden zum Mond oder zu Planeten, bestimmen die Schwerfelder dieser Körper entscheidend die Bahn. Ihre Berücksichtigung wird unumgänglich. Außerdem erlangt bei fast allen Raumflügen das Gravitationsfeld der Sonne, des dynamischen Zentrums des Sonnensystems, Bedeutung.

In diesem Sinn wandelt sich das Zweikörperproblem in ein weitaus schwierigeres Mehrkörperproblem, wobei die Anzahl  $n$  der Körper größer oder gleich drei sein kann. Am Beispiel des Dreikörperproblems soll die Kompliziertheit der exakten Bahnbestimmung eines Flugkörpers verdeutlicht werden. Das Dreikörperproblem wird wie folgt formuliert:

*Von drei Körpern der Massen  $m_1$ ,  $m_2$  und  $m_3$  sind im Ausgangsmoment gegenseitige räumliche Lage und Geschwindigkeit bekannt. Die Körper werden wie beim Zweikörperproblem als Massenpunkte angesehen. Es ist die gegenseitige Lage der drei Körper für einen beliebigen Zeitpunkt zu bestimmen.*

Wie beim Zweikörperproblem wird es nach der Wahl eines geeigneten rechtwinkligen Koordinatensystems möglich, ein Differentialgleichungssystem abzuleiten. Es enthält neun Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Um es zu lösen, sind 18 Integrale zu bestimmen. Zehn davon findet man auf die gleiche Weise wie im Zweikörperproblem. Im einzelnen sind es sechs Integrale der Bewegung des Massenmittelpunktes, drei Flächenintegrale und ein Energieintegral.<sup>1)</sup> Nach NEWTON hat es anderthalb Jahrhunderte lang zahlreiche Versuche gegeben, weitere entsprechend einfache Integrale zu finden, um über eine formale Integration die Bewegungsgleichungen zu lösen. EULER wies jedoch nach, daß, selbst wenn man sie finden würde, ihre komplizierte Struktur sie für eine praktische Lösung nicht geeignet erscheinen ließe. Im 19. Jahrhundert wurde diese Vermutung durch theoretische Untersuchungen von POINCARÉ und anderen bestätigt.

Anfang dieses Jahrhunderts begann man, unendliche Reihen für die Lösung heranzuziehen. 1912 gelang es dem finnischen Mathematiker SUNDMAN, mit der Theorie komplexer Funktionen Reihen zu finden, die eine Lösung des Dreikörperproblems in allgemeiner Form zulassen.

Leider ist diese Methode für praktische Rechnungen ungeeignet. Die benutzten Reihen konvergieren äußerst langsam. Um die Koordinaten eines Satelliten mit einer Genauigkeit von nur zehn Prozent zu bestimmen, wären  $10^{8000000}$  Glieder der SUNDMANSCHEN Reihen zu betrachten. Die Addition so vieler Zahlen ist selbst mit modernsten Computern nicht zu realisieren.

In Spezialfällen gibt es für praktische Belange einfache Aussagen. Wir wollen uns hier auf zwei Fälle beschränken, die eine enge Beziehung zur Raumfahrt besitzen. Der erste wurde erstmals von LAGRANGE untersucht und wird als Planetoidenaufgabe im Dreikörperproblem bezeichnet. Sie ist charakterisiert durch die Massenverhältnisse der drei Körper in dem Sinn  $m_1$  (Sonne)  $>$   $m_2$  (Planet)  $>$   $m_3$  (Planetoid). Außerdem soll gelten  $m_1 \gg m_2$ , was selbst für Jupiter zutrifft ( $m_1/m_2 \approx 10^3$ ). Das heißt, der dritte Körper  $m_3$  besitzt nur einen verschwindend kleinen Einfluß auf die Bewegung der anderen Körper.

Wir beschränken uns auf konkrete Resultate. Es zeigt sich, daß die drei Körper in einer Ebene bleiben. Wird der Körper  $m_1$  (z. B. die Erde), als feststehend betrachtet, und bewegt sich der Körper  $m_2$  (Mond) hierzu auf einer Kreisbahn, dann lassen sich fünf sogenannte *Librationspunkte*  $L_1, L_2, L_3, L_4$  und  $L_5$  angeben, in denen sich der dritte Körper  $m_3$  ständig aufhalten kann; d. h., die gegenseitige Lage der drei Körper bleibt unverändert (Abb. 2.6). Die Situation der Abbildung 2.6 bleibt bei einer Drehung um  $m_1$  erhalten.

<sup>1)</sup> Eine ausführliche Darstellung findet man in: M. F. СУБВОТИН (M. Ф. Субботин), Введение в теоретическую астрономию, «Наука», 1968.

Vgl. auch: K. STUMPF, Himmelsmechanik, Bd. I, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1959. (Hrsg.)

Die drei Punkte  $L_1$ ,  $L_2$  und  $L_3$  auf der Verbindungslinie der Körper  $m_1$  und  $m_2$  werden *kollineare Librationspunkte* genannt. Ihre Lage hängt von der Masse und dem Abstand der beiden Hauptkörper ab. Ein Planetoid in einem der drei kollinearen Librationspunkte befindet sich im labilen Gleichgewicht. Bei einer geringfügigen Lageveränderung durch äußere Kräfte verläßt er zwangsläufig den Punkt. Aus diesem Grunde gibt es in der Natur diesen LAGRANGE-Fall nicht.

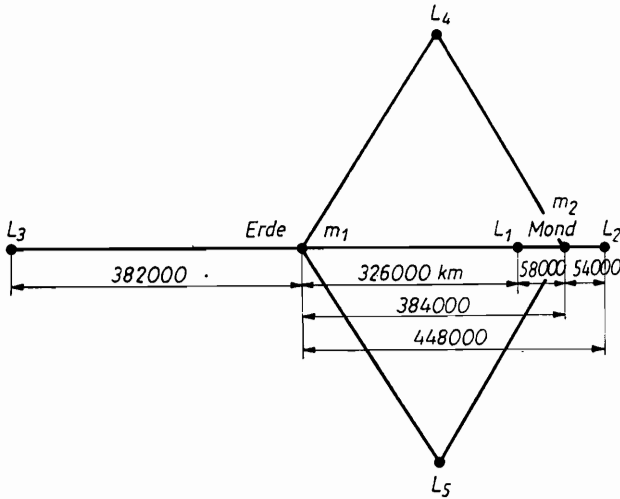


Abb. 2.6. Librationspunkte im Dreikörperproblem (System Erde—Mond)

Andere Eigenschaften besitzen die Librationspunkte  $L_4$  und  $L_5$ , die mit  $m_1$  und  $m_2$  ein gleichseitiges Dreieck bilden. In diesen Punkten befindet sich ein Körper im stabilen Gleichgewichtszustand. Wenn er sie verlassen soll, wird er z. B. bei zu geringer Fluchtgeschwindigkeit wieder zurückfallen.

Anfang des 20. Jahrhunderts wurde überraschend nachgewiesen, daß die theoretischen Vorstellungen von LAGRANGE und anderen Gelehrten durch reale Objekte im Sonnensystem verkörpert sind.

So besitzt der 1907 entdeckte Planetoid Achilles eine Umlaufbahn um die Sonne, die der des Jupiter nahekommt. Er befindet sich ständig in der Nähe des Punkts  $L_4$  des Systems Sonne—Jupiter. Später wurden weitere kleine Planeten mit ähnlichem Verhalten gefunden. Alle tragen Namen von Helden des Trojanischen Krieges; in der astronomischen Literatur sind sie unter der Bezeichnung „Trojaner“ zu finden.

15 Trojaner erhielten Namen, für 29 sind die Bahnen berechnet worden, ihre Gesamtzahl beträgt etwa 700. Zehn der benannten 15 Trojaner (Achilles, Hektor, Nestor u. a.) bewegen sich dem Planeten um  $60^\circ$  voraus. Die restlichen



fünf (darunter Patroclus, Priamus, Äneas) folgen dem Jupiter in unmittelbarer Nähe des Punkts  $L_5$ .

Die Bahn von Jupiter ist keine exakte Kreisbahn: Deshalb bleiben die Trojaner nicht in den Punkten  $L_4$  und  $L_5$  stehen, sondern umkreisen sie auf komplizierten quasiperiodischen Bahnen und entfernen sich von ihnen bis zu einigen Millionen Kilometern. Der geringste Abstand von  $L_4$  und  $L_5$  wird bei keinem der Trojaner kleiner als einige hundert Kilometer.

Librationspunkte sind in jedem System zweier Körper zu finden, so auch im System Erde—Mond. In der Nähe der Dreieckslibrationspunkte entdeckte 1959 der polnische Astronom KORDYLEWSKI ausgedehnte kosmische Staubwolken. Man kann sie nur in sehr dunklen Nächten beobachten, bei guter Durchsicht und günstiger Stellung des Mondes. Dann erscheinen sie als verwaschene, schwach leuchtende Flecke. Die Rolle der Trojaner verkörpern hier Myriaden

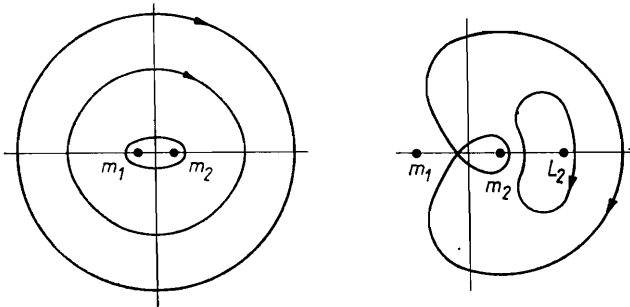


Abb. 2.7. Bahnen im eingeschränkten Dreikörperproblem, links um die Masse  $m_1$  und  $m_2$ ; rechts um die Librationspunkte

interplanetarer kosmischer Staubteilchen, die durch die Anziehung von Erde und Mond in stabile Bahnen gedrängt worden sind.

Librationspunkte könnten für die Raumfahrt Bedeutung erlangen.

Im Rahmen der Planetoidenaufgabe haben wir die Bewegung eines Körpers in der Umgebung der Librationspunkte analysiert. Um die Bahn eines Körpers mit vernachlässigbar kleiner Masse in einem beliebigen Raumpunkt zu bestimmen, wurde das *eingeschränkte Dreikörperproblem* definiert. In diesem Fall wird vorausgesetzt, daß sich die Hauptkörper  $m_1$  und  $m_2$  um den gemeinsamen Schwerpunkt auf Kreisbahnen bewegen und die Masse  $m_3$  vernachlässigbar klein gegenüber  $m_1$  und  $m_2$  ist. Außerdem bewege sich der dritte Körper  $m_3$  in der gleichen Ebene wie  $m_1$  und  $m_2$ .

Untersuchungen zum eingeschränkten Dreikörperproblem gehen auf JACOBI, POINCARÉ und andere zurück. Die Bahnen sind in der Mehrzahl der untersuchten Fälle kompliziert. In Abbildung 2.7 sind mögliche Bahnen des dritten

Körpers im Bezugssystem von  $m_1$  und  $m_2$  dargestellt. Die wahren Raumbahnen sind noch komplizierter.

In der Raumfahrt trifft das eingeschränkte Dreikörperproblem auf die Bahn eines Flugkörpers unter dem Einfluß von zwei Gravitationszentren, z. B. von Erde und Mond, zu.

Dieses Problem wurde 1957 von JEGOROW ausführlich diskutiert.<sup>1)</sup> Er stützte sich auf ein spezielles Verfahren als Näherungsmethode. Es besteht darin, die volle Bahn des Flugkörpers aus elliptischen, parabolischen und hyperbolischen Teilstücken in verschiedenen Bezugssystemen zu betrachten. Damit wurde eine Brücke zum einfachen Kalkül des Zweikörperproblems geschlagen und die numerische Integration umgangen.

Eine Hauptaussage JEGOROWS besteht darin, daß passive Flüge zum Mond nur auf sehr komplizierten Bahnen möglich sind, die nicht unter allen Umstän-

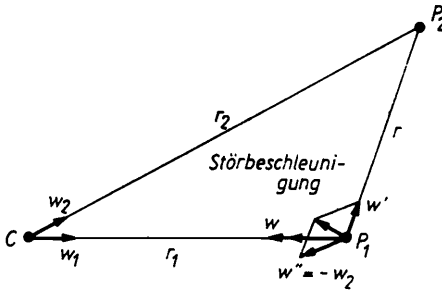


Abb. 2.8. Störungen im System Sonne—Erde—Mond

den eine Landung oder Umkreisung des Mondes mit anschließender Rückkehr zur Erde zulassen. Deshalb sind Bahnkorrekturen bei Mondflügen oder Flügen zu Planeten unumgänglich. Wir gehen von der Bewegung eines Flugkörpers im Wirkungsbereich eines einzigen Körpers, also von der *ungestörten KEPLER-Bewegung*, aus und fassen Abweichungen von einer derartigen Bewegung als Störungen auf. Untersuchen wir als Beispiel einer Störung die Wirkung eines dritten Körpers auf die KEPLER-Bewegung, wie sie in Abbildung 2.8 dargestellt ist.

In der Abbildung sei  $C$  die Sonne (Masse  $M$ ),  $P_1$  die Erde (Masse  $m_1$ ) und  $P_2$  der Mond (Masse  $m_2$ ). Die Abstände der drei Körper betragen  $r$ ,  $r_1$  und  $r_2$ . Die Beschleunigung der Sonne durch die Erde ist  $W_1 = f(m_1/r_1^2)$ , durch den Mond gleich  $W_2 = f(m_2/r_2^2)$ ; die Beschleunigungsvektoren sind auf Erde bzw. Mond gerichtet.

<sup>1)</sup> Vgl. W. I. LEWANTOWSKI (В. И. Левантовский) *Ракетой к Луне*, Физматгиз, 1960.

Verfolgen wir die Erdbewegung relativ zur Sonne. Die Erde erhält in Richtung Sonne die Beschleunigung  $W = f[(M + m_1)/r_1^2]$  und in Richtung Mond  $W' = f(m_2/r^2)$ . In bezug auf die Sonne gilt ferner für die Erde  $W'' = -W_2$ . Die Beschleunigung  $W$  bewirkt die ungestörte Bewegung der Erde auf einer KEPLER-Ellipse.  $W'$  und  $W''$  sind die Beschleunigungen durch die störende Kraft. Sie bedingen die Abweichungen von der KEPLER-Bewegung der Erde. Es sei bemerkt, daß die Resultierende aus dem Kräfteparallelogramm in der Regel nicht auf den störenden Körper (Mond) gerichtet ist. Die Kompliziertheit des Dreikörperproblems besteht in erster Linie darin, daß sich Betrag und Richtung der störenden Kraft mit der Bewegung der drei Körper ständig ändern. Die Berechnung der Störung ist im einzelnen eine sehr umfangreiche Aufgabe, die jetzt immer häufiger von Computern gelöst wird. In der Raumfahrt vereinfacht sich das Problem, da die gravitative Wirkung des Flugkörpers auf Erde bzw. Himmelskörper vernachlässigt werden darf.

Störende Faktoren kommen in verschiedensten Formen vor. Im folgenden wollen wir einige ausführlicher diskutieren. Dazu ist es zunächst notwendig, die häufig in der Raumfahrt gebrauchten Begriffe *Anziehungssphäre* und *Wirkungssphäre* zu klären. Betrachten wir beide Begriffe am Modell Erde—Mond.

Bewegen wir uns längs einer Geraden, die die Massenzentren von Erde und Mond verbindet, so erreichen wir einen Punkt, in dem die Anziehung von Erde und Mond gleich ist. Körper befinden sich in diesem neutralen Punkt (der nicht der Librationspunkt  $L_1$  sein muß) im labilen Gleichgewicht. Wir wollen der Frage nachgehen, ob es weitere Raumpunkte gibt, in denen die Erdanziehung gleich der Mondanziehung ist.

Um die Rechnungen zu vereinfachen, beschränken wir uns auf eine zweidimensionale Betrachtung im Koordinatensystem  $XOY$  (Abb. 2.9) mit dem Ursprung im Mondmittelpunkt  $A_1$ . Die Masse der Erde sei  $M$ , die des Mondes  $m$ , und der Erdmittelpunkt  $A_2$  hat die Koordinaten  $(r, 0)$ . Im Punkt  $A(x, y)$  sei der dritte Körper mit der Masse  $\mu$ . Dort gelte die Beziehung

$$f \frac{m\mu}{x^2 + y^2} = f \frac{M\mu}{(r - x)^2 + y^2}.$$

Nach wenigen Umformungen finden wir als geometrischen Ort der neutralen Punkte den Kreis  $[x + mr/(M - m)]^2 + y^2 = Mmr^2/(M - m)^2$  mit dem Mittelpunkt  $x = mr/(m - M)$ ,  $y = 0$  und dem Radius  $r\sqrt{Mm}/(M - m)$ . Im dreidimensionalen Raum wird daraus eine Kugel. Sie wird als Anziehungssphäre des Mondes bezüglich der Erde bezeichnet. Aus Abbildung 2.9 ist ersichtlich, daß das Zentrum  $C$  der Anziehungssphäre nicht mit dem Mondmittelpunkt zusammenfällt, sondern 4500 km außerhalb liegt. Der Radius der Anziehungssphäre beträgt 4300 km.

Eine andere physikalische Bedeutung hat die *Wirkungssphäre*. Bleiben wir weiter im System Erde—Mond. Die Bewegung eines Flugkörpers kann im Bezugssystem der Erde oder des Mondes verfolgt werden.

Im ersten Fall ist der Mond, im zweiten die Erde der störende Körper. Beschränken wir uns auf den zweiten Fall.

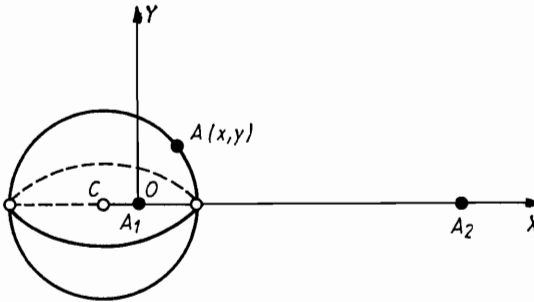


Abb. 2.9. Anziehungssphäre des Mondes in Bezug auf die Erde (das Mondzentrum liegt im Punkt C)

Es sei  $a_1$  die Beschleunigung des Flugkörpers, wenn die Erde nicht vorhanden wäre.  $w_1$  sei die Beschleunigung durch die störende Anziehung der Erde. Das Verhältnis  $w_1/a_1$  zeigt, welchen Anteil die Störbeschleunigung an der Grundbeschleunigung hat. Je kleiner der Bruch ist, desto weniger unterscheidet sich die Bahn des Raumflugkörpers von der KEPLER-Bahn. Im erdgebundenen Bezugssystem haben wir entsprechend  $w_2/a_2$ .

Das Raumgebiet, in dem  $w_1/a_1 < w_2/a_2$  gilt, heißt *Wirkungssphäre* des Mondes, bezogen auf die Erde. Die Wirkungssphäre hat im Unterschied zur Anziehungssphäre keine Kugelform. Die komplizierte Form kann grob mit einer abgeflachten Kugel beschrieben werden. Ist die Masse des einen Körpers sehr klein gegen die des anderen, dann ist die Wirkungssphäre genähert eine Kugel mit dem Radius  $a = (m/M)^{2/5}$  ( $a$  = Abstand beider Körper). Der Kugelmittelpunkt fällt mit dem Zentrum des kleinen Körpers zusammen.

Im Sonnensystem hat der Planet Neptun die größte Wirkungssphäre bezüglich der Sonne (etwa  $9 \cdot 10^7$  km), die kleinste besitzt Merkur (nur 110000 km). Innerhalb der Wirkungssphäre wird der Planet als Hauptkörper, die Sonne als Störfaktor betrachtet. Außerhalb sind die Verhältnisse vertauscht.

### 2.5. Die Bahnen künstlicher Erdsatelliten

Beginnen wir unsere Betrachtungen mit einer einfachen, idealisierten Aufgabenstellung. Wir setzen die Erde als Kugel mit sphärischer Dichteverteilung voraus. Außerdem wirke auf den Satelliten nur die Erdanziehung. Hieraus



Die Lage der Bahn in der Bahnebene bestimmt der Winkel  $\omega$  — der Abstand des Perigäums (erdnächster Punkt der Bahn) vom aufsteigenden Knoten. Den Ort des Flugkörpers liefert die sogenannte Perigäumszeit  $T_0$ , zu der der Flugkörper durch das Perigäum geht. Die Entfernungen des Perigäums  $r_p$  und des Apogäums  $r_a$  vom Erdmittelpunkt sind durch die Beziehungen  $a = (r_a + r_p)/2$  und  $e = (r_a - r_p)/2a$  verbunden. Für eine Kreisbahn gilt  $e = 0$  und  $r_a = r_p = r =$  Radius der Kreisbahn.

Wir nennen die Bahn eines künstlichen Erdsatelliten mit der Neigung  $i = 0^\circ$  eine *äquatoriale* und mit  $i = 90^\circ$  eine *polare* Bahn. Bewegt sich der Satellit auf der Bahn in gleicher Richtung, wie die Erde rotiert, so nennen wir ihn *rechtläufig*, im entgegengesetzten Fall *rückläufig*. Der Satellit erreicht nur über Orten der Erdoberfläche den Zenit, deren geographische Breite  $\leq i$  ist. Ein Satellit auf polarer Bahn überfliegt somit alle Breiten.

Der von uns betrachtete Fall weicht beträchtlich von den realen Gegebenheiten ab. Objektiv wirken auf die Bewegung eines künstlichen Erdsatelliten folgende störende Faktoren:

1. Abweichung der Erdform von einer Kugelgestalt, weshalb das Gravitationsfeld nicht zentralsymmetrisch ist,
2. aerodynamischer Widerstand in der Hochatmosphäre,
3. Einfluß der Gravitationsfelder von Mond und Sonne,
4. Strahlungsdruck der Sonne,
5. elektromagnetische Kräfte, die bei der Bewegung von metallischen Körpern im elektromagnetischen Feld der Erde auftreten.

Betrachten wir diese Faktoren näher. Die Erde ist längs der Rotationsachse gestaucht. Sie ist genähert ein abgeplattetes Ellipsoid. Bewegt sich der Satellit nicht in der Äquatorebene ( $i \neq 0$ ), will der Äquatorwulst die Bahnneigung  $i$  auf Null verringern. Da der Erdsatellit eine beträchtliche Bahngeschwindigkeit besitzt, kommt es nicht zu dieser Verringerung, sondern zu einem Ausweichen (bei konstantem  $i$ ), zu einer Drehung der Bahnebene im Raum. Sie dreht sich entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung des Flugkörpers. Dieses Ausweichen oder diese Rückwärtsdrehung der Knotenlinie wird *Präzession* genannt.<sup>1)</sup> Wir beobachten die Präzession bei einem sich schnell drehenden Kreisel, sobald er einen Stoß gegen seine Rotationsachse erfährt. Die Achse des Kreisels beginnt im Raum einen Kegelmantel zu beschreiben.

Der Satellit überfliegt nach jedem Umlauf den Äquator über einem westlicher gelegenen Punkt. Diese Verschiebung ist umso geringer, je größer  $i$  ist. Für Erdsatelliten auf polarer Bahn ist sie Null und erreicht für  $i \rightarrow 0^\circ$  den

<sup>1)</sup> Ausführlich in: KRAFFT A. EHRIKKE, Space Flight, Vol. II: Dynamics, D. van Nostrand Company, Inc., New York 1960; russ. Übers. Эрике, К., Космический полет. Т. II, 4. 1, „Nauka“, Moskau 1969.

Wert von  $9^\circ$  pro Tag. Bei den ersten künstlichen Erdsatelliten der Sowjetunion lag dieser Wert bei etwa  $4^\circ$  pro Tag.

Streng betrachtet, bedingt die Abweichung des Gravitationsfeldes von der Zentralsymmetrie auch eine periodische Änderung von  $i$ . Wenn der Satellit die Äquatorebene kreuzt, wird der Winkel  $i$  zunächst größer, um dann wieder auf seinen Ausgangswert zu fallen.

Einen starken Einfluß hat der Äquatorwulst auf die Lage der Bahn in der Bahnebene. Es kommt zu einer Verlagerung des Perigäums (und damit des Winkels  $\omega$ ). Für  $i < 63^\circ 24'$  verschiebt sich das Perigäum in Bewegungsrichtung des Satelliten und für  $i > 63^\circ 24'$  in entgegengesetzter Richtung. Bei  $i = 63^\circ 24'$  fehlt dieser Effekt. Das Perigäum der ersten beiden sowjetischen Sputniks lag nach dem Start anfänglich über  $50^\circ$  nördlicher Breite, doch bereits nach einem halben Jahr war es über südlichen Breiten anzutreffen.

Die wahre Form der Erde unterscheidet sich sowohl von einer Kugel als auch von einem abgeplatteten Ellipsoid. In nächster Näherung ist sie ein dreiachsiges Ellipsoid mit den Halbachsen  $a = 6378.245$  km,  $b = 6356.863$  km und  $c = 6356.617$  km. Die Bahnbewegung der Satelliten spiegelt die Abweichungen der Erde von der Kugelgestalt wider. Inhomogenität der Erdkruste (wie Ozeansenken, Berggrücken, starke Konzentrationen von Bodenschätzen u. ä.) wirken als Schwereanomalie auf die Bahnbewegung ein. Damit bieten sich Anhaltspunkte für die Lösung von Aufgaben der Geodäsie, Kartografie, Gravimetrie, Geophysik und anderer Wissensgebiete aus der Bahnverfolgung von Satelliten.

Die Erdatmosphäre hat Einfluß auf die Bewegung eines Flugkörpers. Setzen wir zunächst langgestreckte Bahnen um die Erde voraus (Abb. 2.11). Der Widerstand der Atmosphäre wird dort am größten sein, wo die Dichte am größten ist. Wir finden im Perigäum den größten und im Apogäum den geringsten Einfluß. Durchfliegt der Satellit das Perigäum, verliert er stets einen Teil seiner kinetischen Energie durch den aerodynamischen Widerstand in der Atmosphäre. Dadurch rückt mit jedem Umlauf das Apogäum näher an die Erde. Auch das Perigäum senkt sich, allerdings bedeutend langsamer. Mit der Zeit verringert sich monoton die Exzentrizität der Bahn. Bildlich gesprochen, nähert sich mit jedem Umlauf die elliptische Bahn einer kreisförmigen.

Gehen wir davon aus, dieser Punkt sei erreicht, d. h., die Bahn ist kreisförmig. Um die weitere Entwicklung zu verdeutlichen, zerlegen wir die Bahngeschwindigkeit  $v$  in eine transversale Komponente  $v_t$  und eine radiale Komponente  $v_r$ :  $v = \sqrt{v_t^2 + v_r^2}$ . Die bremsende Wirkung der Atmosphäre verringert  $v_t$ ; der Satellit beginnt auf die Erde „zu fallen“, d. h.,  $v_r$  wird größer. Anfangs wächst  $v_r$  stärker, als  $v_t$  abnimmt, so daß die Bahngeschwindigkeit zunimmt. Der Satellit nähert sich auf einer spiralförmigen Bahn der Erde mit wachsender Geschwindigkeit. Hier haben wir das *Satellitenparadoxon*: Beim Flug durch ein

bremsendes Medium verringert sich seine Geschwindigkeit nicht, sondern sie wächst!

Dieser Prozeß dauert nur eine begrenzte Zeit. Wird eine Höhe von etwa 160 km erreicht, ist der Satellit von der Atmosphäre „eingefangen“. Der Widerstand in den unteren dichten Schichten bewirkt eine starke Verringerung von  $v_t$ , die durch  $v_r$  nicht mehr kompensiert werden kann. Daher fällt die Bahngeschwindigkeit  $v$  sehr stark. Der Satellit erreicht noch vor der Vollendung eines Umlaufs die Erdoberfläche.

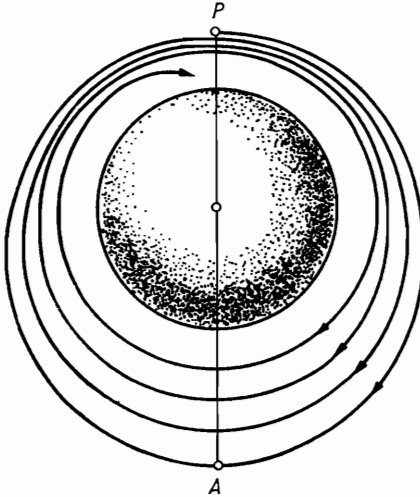


Abb. 2.11. Einfluß des Luftwiderstandes auf die Bewegung künstlicher Erdsatelliten

Die Dichte der Atmosphäre ändert sich mit der Tageszeit und mit anderen physikalischen Faktoren, z. B. der Sonnenaktivität. Die Auswirkungen auf die Bahn des Flugkörpers lassen sich nur schwer verfolgen.

Die Gravitationswirkung der Sonne und des Mondes auf „niedrige“ Bahnen über der Erdoberfläche kann praktisch vernachlässigt werden. Demgegenüber verändern sich langgestreckte elliptische Bahnen beträchtlich unter diesem Einfluß. Die Höhe des Perigäums kann abhängig von der Orientierung der Bahn relativ zur Sonne wachsen oder fallen. Der letzte Fall schreitet in besonderen Fällen schnell voran, so daß die Lebensdauer eines Flugkörpers mit langgestreckter Bahn mitunter sehr kurz sein kann. So tauchte z. B. eine sowjetische Mondsonde, die anfänglich das Perigäum in 40000 km Höhe und das Apogäum in 480000 km Höhe besaß, bereits nach einem halben Jahr in die dichteren Schichten der Atmosphäre und beendete damit ihre Mission.

Elektromagnetische Kräfte, die bei Satelliten im erdnahen Raum auftreten, bremsen den Flug nur geringfügig. Sie können gegenüber den Störungen durch das Schwerfeld und die Atmosphäre vernachlässigt werden.



Die *Bahnabwicklung des Satelliten* auf der Erdoberfläche, gebildet durch den Weg des Satellitenfußpunktes, ergibt sich aus dem Umlauf im Schwerfeld und der Erddrehung (Abb. 2.12). Weitere Faktoren, wie der Widerstand der Atmosphäre, ändern dieses Bild. Eine Vorausberechnung der Bahnabwicklung und der Ephemeriden, d. h. der Koordinaten für einen beliebigen Zeitpunkt, kann nur von Computern bewältigt werden. Für diese Zwecke sind spezielle Rechenzentren entstanden, die moderne Einrichtungen zur Lösung dieser Aufgaben besitzen.

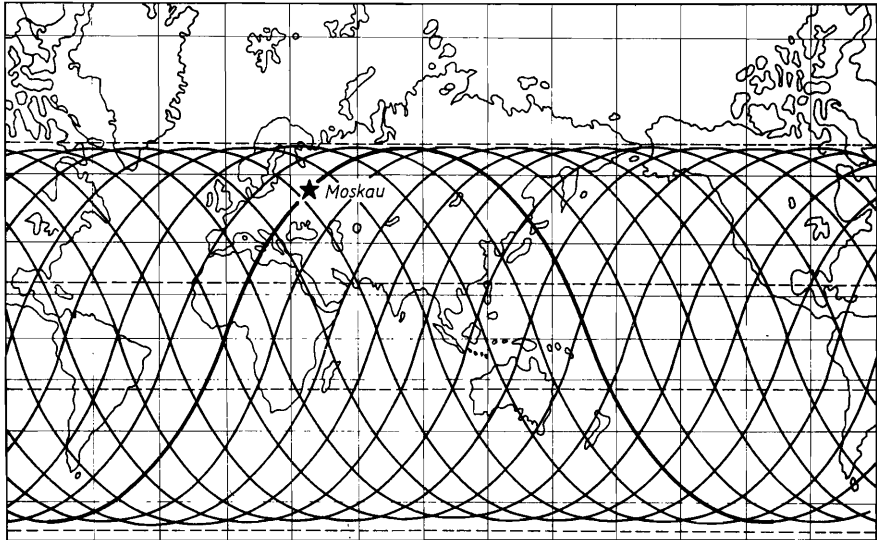


Abb. 2.12. Projektion der Bahn eines Erdsatelliten auf die Erdoberfläche (Bahnabwicklung)

### 2.6. Flugbahnen zum Mond und zu den Planeten

Passive Flüge zum Mond sind, wie aus Kapitel 2.4. hervorgeht, auf komplizierten Bahnen möglich, wobei der Bahnverlauf stark von den Anfangsbedingungen abhängt. Beim Start der ersten Sonde „Luna 2“, die den Mond 1959 erreichte, betrug die Toleranzgrenze der Geschwindigkeit und Richtung nur 1 m/s bzw. 6'. Nur wenige Sekunden betrug die zulässige Abweichung in der Startzeit.

Diese strengen Forderungen gaben später Anlaß zu Bahnkorrekturen, d. h. zu einer Änderung der ursprünglichen Freiflugbahn mit bordeigenen Korrekturtriebwerken. Missionen mit schwieriger Zielstellung, wie das Umfliegen des

Mondes mit anschließender Rückkehr zur Erde oder die Landung von Raumfahrern auf der Oberfläche des Mondes, erfordern mehrere Bahnkorrekturen. Die Bahnen gegenwärtiger Flüge bestehen in der Regel aus mehreren passiven Teilstücken, die durch Korrekturmanöver voneinander getrennt sind.

Flüge zu Planeten des Sonnensystems erfordern bei gleicher Exaktheit der äußeren Parameter einen bedeutend größeren Energieaufwand als ein Flug zum Mond. Außer dem Schwerefeld der Erde muß dabei das starke Gravitationsfeld der Sonne überwunden werden.

Wir bezeichnen als *solare Fluchtgeschwindigkeit ab Erdbahn*  $V$  die Mindestgeschwindigkeit, die einem Raumflugkörper beim Start von der Erde verliehen werden muß, damit er das Sonnensystem vollständig verlassen kann. Um ihre Größe zu bestimmen, vernachlässigen wir den Einfluß dritter Körper außer Erde und Sonne, Wirkungen der Atmosphäre, die Rotation und Unregelmäßigkeit der Erdform und die Elliptizität der Erdbahn. Die genäherte Berechnung von  $V$  erfolgt nach folgendem Schema.

Bezeichnen wir mit  $v_p$  die Fluchtgeschwindigkeit in Minimumkreisbahnhöhe, mit  $v_{pe}$  die parabolische Geschwindigkeit bezüglich der Sonne im Erdbstand und mit  $v_E$  die Bahngeschwindigkeit der Erde, dann setzt sich die Entweichenergie eines Raumflugkörpers der Masse  $m$  wie folgt zusammen:

$$\frac{mV^2}{2} = \frac{mv_p^2}{2} + \frac{m(v_{pe} - v_E)^2}{2}. \quad (2.26)$$

Der erste Term rechts ist die Entweichenergie aus dem Gravitationsfeld der Erde, der zweite die Entweichenergie aus dem Gravitationsfeld der Sonne unter Berücksichtigung der Tatsache, daß der Flugkörper bereits die Bahngeschwindigkeit der Erde besitzt. Wenn wir beide Seiten durch  $m/2$  dividieren erhalten wir:

$$V^2 = \sqrt{v_p^2 + (v_{pe} - v_E)^2} + \sqrt{(11.2)^2 + (41.8 - 29.6)^2} \approx 16.7 \text{ km/s}. \quad (2.27)$$

Das ist die Mindestgeschwindigkeit für interstellare Flüge ab Erdbahn.

Wie für die Erde kann für jeden Planeten die solare Fluchtgeschwindigkeit bestimmt werden. Die geringste hat Mars (11.2 km/s), die größte Jupiter (59.8 km/s). Bemerkenswert ist, daß der kleinste Planet Merkur wegen des geringen Abstandes von der Sonne eine größere Entweichgeschwindigkeit als die Erde erfordert (20.1 km/s).

Flüge zu Planeten sind auf verschiedenen Bahnen möglich. Sie benötigen dafür weniger Energie. Betrachten wir einen Flug zum Mars näher. Um die kürzeste Verbindung, die geradlinige Bahn, zu realisieren, muß man zunächst die Bahngeschwindigkeit der Erde (29.8 km/s) kompensieren, indem man dem Flugkörper eine dem Betrag nach gleiche, aber entgegengesetzte Geschwindigkeit erteilt. Nach diesem Manöver würde dann der Flug in Richtung

Mars beginnen. Es bedarf keiner zusätzlichen Erläuterungen, um zu zeigen, daß diese Flugform mit den gegenwärtig verfügbaren Energiesystemen nicht realisiert werden kann.

Der Energieaufwand ist am kleinsten, wenn der Flug Erde—Mars auf einer Ellipse erfolgt, die tangential die Bahnen der beiden Himmelskörper berührt (Abb. 2.13). Übergangsbahnen dieser Art nennt man HOHMANN-Bahnen<sup>1</sup>).

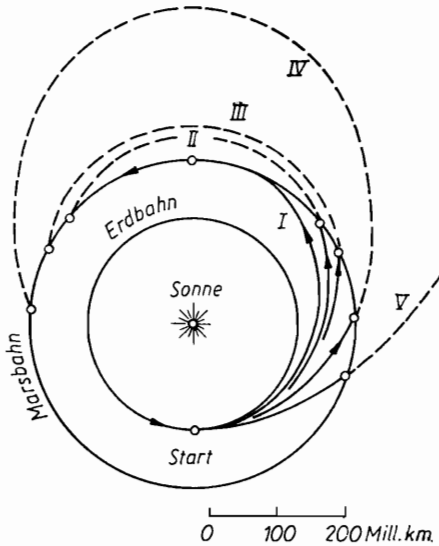


Abb. 2.13. Bahnen zum Mars.  
I — HOHMANN-Bahn, II, III, IV, V — Schneidende Bahnen

Zur Berechnung der Flugzeit wollen wir die Bahn der Erde und die des Zielplaneten als Kreisbahn ansehen, die in einer Ebene liegen. Es sei  $a_E$  der Radius der Erdbahn und  $a_P$  der Radius der Bahn des Zielplaneten. Damit ergibt sich als große Halbachse der HOHMANN-Bahn  $a = (a_P + a_E)/2$  und die numerische Exzentrizität

$$e = \left| \frac{a_P - a_E}{a_P + a_E} \right|. \quad (2.28)$$

Mit  $T$  bezeichnen wir die Flugzeit von der Erde zur Bahn des Planeten. Nach dem dritten KEPLERSchen Gesetz gilt  $(2T)^2 = a^3$  oder

$$T = \frac{a_E + a_P}{2} \sqrt{\frac{a_E + a_P}{2}}. \quad (2.29)$$

<sup>1</sup>) Nach W. HOHMANN (1880—1945), der in dem Werk „Die Erreichbarkeit der Himmelskörper“ (Oldenbourg-Verlag, München—Berlin 1925) seine Untersuchungen zu interplanetaren Flugbahnen veröffentlichte. (Hrsg.)

In die Formel gehen die Abstände in AE und die Zeit in Jahren ein. Aus dem dritten KEPLERSchen Gesetz folgt weiter

$$T = \pi \sqrt{a^3/(fM)}, \quad (2.30)$$

wobei  $M$  die Masse der Sonne ist und die Masse der Raumsonde vernachlässigt wurde. Für den Flug zum Mars ergeben sich  $T = 237$  Tage, zur Venus  $T = 147$  Tage.

Der Zeitpunkt des Startes von der Erde muß nach der *Konstellation* von Erde und Planeten gewählt werden, damit der Raumflugkörper den Planeten an dem vorgesehenen Bahnort antrifft. Das Wiederkehren dieser räumlichen Lage ist eine Funktion der Umlaufzeiten um die Sonne.

Einige markante Konstellationen tragen spezielle Namen, die wir kurz erläutern.

Steht ein *äußerer* Planet (ein Planet mit größerem Abstand von der Sonne als die Erde) auf einer Linie mit Sonne  $S$  und Erde  $T$  genau gegenüber der Sonne, sprechen wir von einer *Opposition* ( $M_1$  in Abb. 2.14). Steht dagegen die Sonne

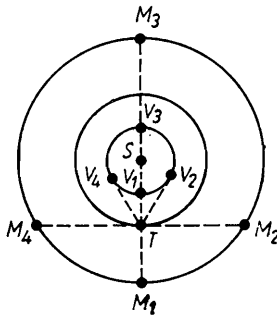


Abb. 2.14. Planetenkonstellationen.

$S$  — Sonne,  $T$  — Erde,  $M_1$  bis  $M_4$  — Positionen des Mars,  $V_1$  bis  $V_4$  — Positionen der Venus

zwischen Erde und Planet, nennen wir die Konstellation *obere Konjunktion* ( $M_3$ ). *Innere* Planeten (mit kleinerem Abstand von der Sonne als die Erde) können sich nicht in Opposition befinden. Außer in die obere Konjunktion ( $V_3$ ) können sie noch in die *untere Konjunktion* ( $V_1$ ) zur Sonne treten. Der Planet steht dann zwischen Sonne und Erde auf der verbindenden Geraden. Die Konstellationen  $M_2$  und  $M_4$  bezeichnen wir als *Quadraturen* (Gevirtschein) und  $V_2$  und  $V_4$  als die maximalen *Elongationen*.

Mit *synodischer* Umlaufperiode  $s$  des Planeten bezeichnen wir den Zeitraum zwischen zwei aufeinanderfolgenden gleichartigen Konstellationen (z. B. Oppositionen). Die *siderische* Umlaufperiode  $t$  ist die volle Umlaufzeit des Planeten um die Sonne. Mit  $E$  bezeichnen wir die Länge eines Jahres (wie alle oben angegebenen Zeiten in Tagen ausgedrückt).

Wir gehen von folgender Situation aus. Ein äußerer Planet befindet sich in Opposition. Nach einigen Tagen ist diese Konstellation aufgehoben; die Erde bewegt sich täglich um  $360^\circ/E$  Grad weiter. Der Winkel zwischen Sonne, Erde und Planet durchläuft in  $s$  Tagen den Wert  $360^\circ$ , d. h., es findet die nächste Opposition statt. Somit ergibt sich

$$s \left( \frac{360}{E} - \frac{360}{t} \right) = 360$$

oder

$$(1/E) - (1/t) = 1/s. \quad (2.31)$$

Für die inneren Planeten gilt, wie leicht zu ersehen ist,

$$(1/t) - (1/E) = 1/s. \quad (2.32)$$

Die Kenntnis von  $t$  und  $E$  aus astronomischen Beobachtungen gestattet es, die synodische Umlaufzeit jedes Planeten zu berechnen. Sie beträgt z. B. für Mars 769 und für Venus 584 Erdentage. Jede beliebige Konstellation zwischen Erde und Planet wiederholt sich in  $s$  Tagen und damit auch die Startgelegenheit.

Der Startmoment sei richtig gewählt, und der Raumflugkörper erreicht den Zielplaneten. Setzt, er ohne zu landen, seinen Flug auf der HOHMANN-Bahn fort, so nähert er sich der Erdbahn wieder, ohne jedoch die Erde anfliegen zu können. Man muß also den Raumflugkörper am Zielplaneten auf einen geeigneten Rückstarttermin warten lassen. Für die verschiedenen Planeten sind es unterschiedlich lange Wartezeiten (Mars: 450 Tage, Venus: 470 Tage). Somit erhält man als Mindestflugzeit zum Mars und zurück auf einer HOHMANN-Bahn  $259 + 450 + 259 = 968$  Tage oder 2 Jahre 8 Monate. Solche Flüge zur Venus dauern 762 Tage, zum Jupiter 2 Jahre 8 Monate 28 Tage und zum Neptun und Pluto mehr als 25 Jahre.

Die Flugdauer verringert sich beträchtlich, werden statt der HOHMANN-Halbellipsen andere Bahnen gewählt. Es können schneidende elliptische Bahnen, parabelförmige oder hyperbolische Bahnen in Betracht gezogen werden. Ferner eröffnen sich durch den Einsatz von Triebwerken mit Dauerantrieb stark verkürzte Reisezeiten. Auf hyperbolischen Bahnen werden für den Flug zum Mars nur 48 Tage benötigt. Allerdings beträgt in diesem Falle die Bahngeschwindigkeit in 230 km Höhe über der Erde schon 33 km/s, was mit heutigen technischen Mitteln nicht zu verwirklichen ist. In Zukunft werden die HOHMANN-Bahnen ihre Bedeutung für Flüge zu Planeten verlieren.

Sobald sich die Möglichkeiten der Raumfahrt in energetischer Hinsicht erweitern, werden Bahnen für interplanetare Flüge gewählt, die eine erhebliche Verkürzung der Reisezeit gewährleisten.<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Ausführlich in W. I. LEWANTOWSKI (В. И. Левантовский), Механика космического полета, „Наука“, 1970.

### 2.7. Die Wirkung des Strahlungsdrucks

Der Raumflugkörper ist während des Fluges außer dem Gravitationsfeld und dem interplanetaren Medium dem Strahlungsdruck der Sonne ausgesetzt. In der klassischen Himmelsmechanik wird dieser Effekt gewöhnlich vernachlässigt, da sein Einfluß auf die Bewegung massereicher Körper verschwindend klein ist. Er erlangt Bedeutung bei Körpern geringer Masse und Ausdehnung. Dies liegt darin begründet, daß sich die Masse eines Körpers proportional zu seinem Volumen (bei konstanter Dichte) verhält, während sich die Oberfläche proportional dem Quadrat seiner Größe ändert. Wird die Masse verringert, so verkleinert sich die Oberfläche weniger schnell. Der Strahlungsdruck der Sonne auf ein kosmisches Staubeilchen von  $10^{-6}$  cm Durchmesser,  $10^{-13}$  g Masse und  $3.6 \text{ g/cm}^3$  Dichte ist gleich der Gravitationskraft der Sonne auf dieses Teilchen. Es bewegt sich daher im Gegensatz zu vielen anderen Körpern im Weltraum relativ zur Sonne geradlinig und gleichförmig. Solche Teilchen finden sich im Staubschweif der Kometen und im interplanetaren Medium.

Wie Abschätzungen zeigen, kann der Strahlungsdruck wesentlich für einige Aspekte der Raumfahrt werden. In vielen Fällen zweitrangig, kommt er dennoch als Antriebsmittel (beim „Sonnensegel“) in Betracht. Bevor wir näher darauf eingehen, wollen wir einige Besonderheiten des Strahlungsdrucks klären.

Jedes Quant besitzt die Energie  $E = h\nu$ , wobei  $\nu$  die Frequenz und  $h$  das PLANCKSche Wirkungsquantum ist. Ferner gilt nach EINSTEIN  $E = mc^2$ . Damit besitzt ein Quant den Impuls  $mc = h\nu/c$ . Wenn auf die Flächeneinheit senkrecht zur Richtung der Strahlung pro Zeiteinheit  $N$  Quanten fallen, übertragen sie den Impuls  $N(h\nu/c)$ . Sie erzeugen damit einen Strahlungsdruck  $p = N(h\nu/c)(1 + R)$ , wenn  $R$  den Reflexionskoeffizienten bedeutet, der von der Beschaffenheit der Oberfläche abhängt. (Für einen Körper, der die gesamte einfallende Strahlung absorbiert, ist  $R = 0$ ; für einen vollkommenen Spiegel ist  $R = 1$ .)

Führen wir die von der Fläche pro Zeiteinheit aufgefangene Strahlungsenergie  $\varepsilon = Nh\nu$  ein, so wird

$$p = \frac{\varepsilon}{c} (1 + R). \quad (2.33)$$

Wird  $\varepsilon$  in  $\text{J}/(\text{m}^2 \text{ s})$ , die Lichtgeschwindigkeit  $c$  in  $\text{m/s}$  ausgedrückt, erhalten wir  $p$  in  $\text{Pa} = 10^{-6} \text{ bar}$ . In der Entfernung der Erde von der Sonne ergibt sich für  $R = 0$  ein Strahlungsdruck  $p = 4.6 \cdot 10^{-11} \text{ bar}$ . Auf die gesamte Erdoberfläche drückt die Strahlung der Sonne mit einer Kraft von 80000 Mp, die jedoch infolge der riesigen Erdmasse praktisch ohne Wirkung bleibt.

Der Strahlungsdruck nimmt wie die einfallende Strahlungsenergie umgekehrt proportional mit dem Quadrat der Entfernung von der Strahlungsquelle ab.

Ein Körper mit dem Querschnitt  $S$  senkrecht zur Richtung der Strahlung erfährt eine von der Strahlungsquelle weggerichtete Kraft  $F_s = kS/r^2$ . Der Faktor  $k$  hängt von der Strahlungsleistung der Quelle und dem Reflexionsvermögen des Körpers ab.

Die resultierende Kraft auf den Raumflugkörper ist gleich der Differenz aus der Anziehungskraft der Sonne und dem Strahlungsdruck:

$$F = f \frac{mM}{r^2} - k \frac{S}{r^2} = \frac{\sigma}{r^2}, \quad (2.34)$$

mit  $\sigma = fmM - kS = \text{const.}$

Wir sehen, daß sich der Raumflugkörper scheinbar unter einer verminderten Anziehungskraft der Sonne bewegt. Somit bleiben die Bahnen der Raumflugkörper Kegelschnitte — Ellipsen, Parabeln und Hyperbeln.

Die Strahlung ruft nicht nur eine radiale Kraftkomponente hervor. Wegen der Aberration des Lichtes, d. h. der Überlagerung der Geschwindigkeit des Körpers mit der Lichtgeschwindigkeit, entsteht eine tangential zur Bahn des Flugkörpers gerichtete Kraft. Sie wirkt der Bewegung entgegen und wird als POYNTING-ROBERTSON-Effekt bezeichnet. Die Größe dieses Widerstandes ist gegeben durch:

$$p' = p \frac{v}{c}, \quad (2.35)$$

wobei  $p$  den Strahlungsdruck auf den ruhenden Körper gemäß Gleichung (2.33) und  $v$  die Geschwindigkeit des Körpers bedeuten.<sup>1)</sup>

Der POYNTING-ROBERTSON-Effekt ist der Wirkung eines bremsenden Mediums der Dichte  $10^{-16} \text{ g/cm}^3$  (in Erdnähe) äquivalent. Da das interplanetare Gas-Staub-Medium eine mittlere Dichte von  $10^{-21} \text{ g/cm}^3$  besitzt, ist nach der Gravitation der durch die Strahlung erzeugte Druck der wichtigste Faktor, der auf die Bewegung im interplanetaren Raum Einfluß nimmt.

Wegen des POYNTING-ROBERTSON-Effekts nähert sich ein kosmisches Staubteilchen von 0.01 mm Größe und der Dichte  $1 \text{ g/cm}^3$  aus der Erdbahn auf einer Spiralbahn ständig der Sonne und stürzt nach etwa 7000 Jahren auf sie. Folglich verlassen durch den Strahlungsdruck nur sehr kleine Partikel ( $< 10^{-5} \text{ cm}$ ) das Sonnensystem. Größere Teilchen fallen zur Sonne.

Besitzt ein Raumflugkörper verhältnismäßig geringer Masse  $m$  eine große Oberfläche  $S$ , verändert der Strahlungsdruck die Anfangsbahn beträchtlich. Für  $S/m \geq 1 \text{ cm}^2/\text{g}$  ist die Wirkung nicht mehr zu vernachlässigen. Amerikanische Satelliten des Typs „Echo“ erfüllten diese Bedingung.

<sup>1)</sup> Wir übernehmen diese Formel aus W. W. SCHUWALOWA (В. В. Шувалова), Световое давление как динамический фактор в движении искусственных небесных тел. Ученые записки Ярослав. гос. пед. ин-та, вып. 56, 1963.

In Zukunft werden große und leichte Sonnensegel für interplanetare Flüge Bedeutung erlangen. Nach Gleichung (2.34) wird sich eine Raumsonde mit der Segelfläche  $S = fmM/k$  kräftefrei ( $F = 0$ ), d. h. geradlinig und gleichförmig, bewegen. Für  $S > fmM/k$  ergibt sich als Bahn der Raumsonde eine Hyperbel. Den Fall  $S < fmM/k$  betrachten wir näher.

Bleibt das Segel während der Bewegung des Flugkörpers stets senkrecht zur Strahlungsrichtung, dann wirkt es der Gravitation entgegen. Setzen wir anfangs eine Kreisbahn des Flugkörpers um die Sonne in der Erdbahn voraus. Zum Zeitpunkt  $t$  soll das Sonnensegel entfaltet werden. Infolgedessen geht die Bahn des Flugkörpers in eine elliptische über. Sie wird um so langgestreckter sein, je größer die wirksame Fläche  $S$  des Sonnensegels bei gleichen übrigen Parametern (wie Masse) ist. Mit ausreichend großer Fläche  $S$  kann der Übergang von der Erdbahn zur Marsbahn oder zu weiter entfernten Planeten erfolgen. Bei der praktischen Bewältigung dieser Aufgabe spielt der Winkel zwischen Segel und Strahlungsrichtung eine Rolle.

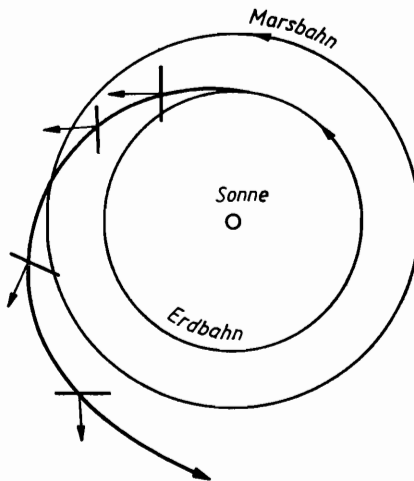


Abb. 2.15. Einsatz des Sonnensegels für Flüge zu äußeren Planeten

Bei schrägem Anstellwinkel kann der Strahlungsdruck  $p$  in eine Komponente  $p_1$  senkrecht und eine Komponente  $p_2$  tangential zur Ausgangskreisbahn (Abb. 2.15) zerlegt werden. Die entscheidende Kraft ist  $p_2$ . Wir wollen sie als „Bremskraft mit entgegengesetztem Vorzeichen“ betrachten. Wenn eine reale Bremskraft (z. B. die Atmosphäre) den Flugkörper auf eine sich einwärtswickelnde Spiralbahn zwingt, so hat  $p_2$  zur Folge, daß sich der Flugkörper auf einer sich entfaltenden Spirale von der Sonne entfernt. Es ist eine Segelstellung möglich, die  $p_2$  entgegen der Bewegungsrichtung wirken läßt. Sie wirkt wie eine Bremskraft, und der Flugkörper beginnt, sich auf einer sich einwärts-



wickelnden Spirale der Sonne zu nähern. Damit werden Flüge sowohl zu äußeren als auch zu inneren Planeten mit dem Sonnensegel möglich.

Die technische Schwierigkeit besteht in der Realisierung mechanisch haltbarer und leichter Segel mit möglichst großer Fläche bei geringer Masse. Für diese Aufgabe kommen dünne synthetische Gewebe in Frage.

Berechnen wir die Reisezeiten für einen Flug mit einem Sonnensegel, das auf der Erdbahn eine Beschleunigung von  $2 \cdot 10^{-4}g$  entwickelt. Sie beträgt zum Mars 322, zur Venus 164 Tage, zum Jupiter 6.6 und zum Neptun 96 Jahre. Die Flugzeiten sind beträchtlich, doch ist der Energielieferant dabei außerhalb und kein Treibstoffvorrat an Bord notwendig. Das Sonnensegel erlangt in der Zukunft sicher Bedeutung, besonders für Flüge mit geringer Geschwindigkeit. Denkbar sind unbemannte Unternehmen für Transportzwecke.

In den USA sind Arbeiten im Gange, Sonden mit einer Masse von 0.5 Tonnen mit kreisförmigen Sonnensegeln von 500 m Durchmesser aus synthetischem Material auszurüsten. Damit können Beschleunigungen von  $2 \cdot 10^{-4}g$  erreicht werden. Das Segel ist so dünn, daß  $1 \text{ cm}^2$  nur 0.2 mg wiegt. Mit diesem Projekt rückt die Nutzung des Sonnensegels in der Raumfahrt in unmittelbare Nähe.

### *2.8. Flüge mit Triebwerken geringer Schubbeschleunigung*

Das Prinzip des Sonnensegels kann als spezieller Fall einer allgemeinen Klasse von Triebwerken geringer Leistung aufgefaßt werden. Der Schub eines Sonnensegels ändert sich umgekehrt proportional mit dem Abstand von der Strahlungsquelle. Andere Antriebsmittel mit geringem Schub (z. B. elektrische Triebwerke) arbeiten ebenfalls kontinuierlich. Für die Berechnung der Flugbahn kann der Schub als konstant angenommen werden. In all jenen Fällen, in denen diese Voraussetzung nicht gegeben ist, gestaltet sich die Vorausberechnung der Bahn sehr kompliziert. Wir beschränken uns deshalb im folgenden auf den Dauerantrieb mit konstantem Schub.

Da für den Start ab Erdoberfläche Triebwerke mit schwachem Schub unbrauchbar sind, setzen wir voraus, der Raumflugkörper sei auf eine Parkbahn um die Erde gebracht worden. In einem bestimmten Moment beginnt der Dauerantrieb zu arbeiten. Sein Schub sei tangential zur Ausgangsbahn und entgegen der Bewegung gerichtet.

Wir haben einen ähnlichen Fall beim Flug durch ein bremsendes Medium näher betrachtet. Anstelle einer konstanten Bremswirkung wirkt jetzt ein konstanter Schub. Der Raumflugkörper entfernt sich von der Erde auf einer sich öffnenden Spirale. Diese Bahn führt von der Erdumlaufbahn in Richtung Mars.

Für einen Flug zu den inneren Planeten muß der Schub des Triebwerkes entgegen der Bewegungsrichtung der Sonde gerichtet sein. Die Sonde erreicht auf einer einwärtsgewinkelten Spirale Venus oder Merkur.

Betrachten wir eine aus der Parkbahn um die Erde startende Sonde, deren Triebwerk ihr die Beschleunigung von  $0.0001g$  verleiht. Sie erreicht in 300 Tagen die Bahn des Mars, in 1.5 Jahren die des Jupiter und in 3 Jahren den Pluto. Es ist ersichtlich, daß besonders für Flüge über große Entfernungen die Vorteile des Dauerantriebs mit schwachem Schub hervortreten. Doch auch über kurze Entfernungen, z. B. bei Flügen zu Mond, Venus und Mars, werden sie sicherlich eingesetzt werden.

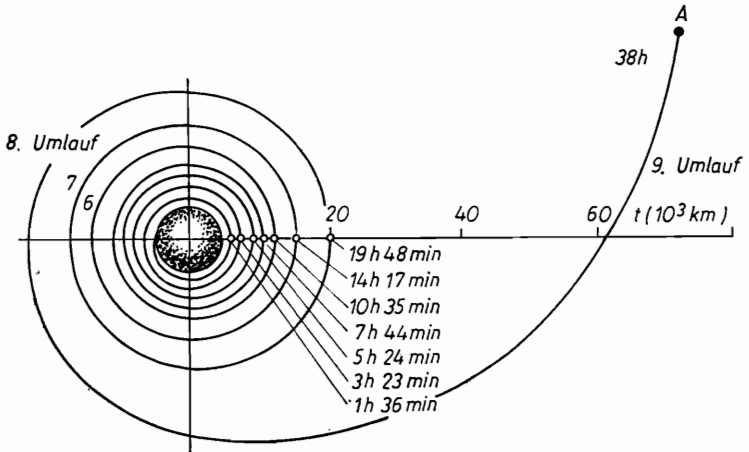


Abb. 2.16. Bahnform mit geringem, aber konstantem Schub (Beschleunigung  $0.005g$ , Starthöhe 320 km). Die Zeitpunkte gelten für die Vollendung des jeweiligen Umlaufs

In Abbildung 2.16 ist ein charakteristischer Bahnverlauf bei konstantem Schub dargestellt. Je größer die Antriebsbeschleunigung relativ zur Schwerebeschleunigung ist, desto schneller öffnet sich die Spirale. Nach dem Start aus der Parkbahn geht dieser Prozeß erst langsam voran, da die Beschleunigung durch den Schub weniger als ein Tausendstel der Schwerebeschleunigung der Erde ist. Liegt die Bahn in großer Entfernung von der Erde, ist die Beschleunigung durch die Sonne in der Größenordnung von  $6 \cdot 10^{-5}g$  wesentlich. Demgegenüber entwickelt das Triebwerk schon vergleichbare Beträge von  $10^{-5} - 10^{-3}g$ . Unter diesen Umständen öffnet sich die Bahn so schnell, daß der Raumflugkörper, noch bevor er einen weiteren Umlauf auf der Spirale beendet hat, die Marsbahn schneidet. Nach kurzer Zeit erreicht er die parabolische

Geschwindigkeit für den gegebenen Raumpunkt. Es ist ersichtlich, daß Raumflugkörper mit Dauerantrieb für langdauernde Raumflüge besonders effektiv sind.

### 2.9. Grundgleichung der Flugmechanik relativistischer Raketen

Das Vordringen in den entfernten Weltraum, ein Flug zu benachbarten Sternen, läßt sich nur mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit bewältigen. Ohne diese Voraussetzung würden sich unvorstellbar große Reisezeiten ergeben.

Der Problematik interstellarer Flüge sind viele Abhandlungen<sup>1)</sup> gewidmet. Die technische Realisierbarkeit wollen wir bei unseren Betrachtungen ausklammern. Gegenstand soll die Grundgleichung für die Flugmechanik relativistischer Raketen sein. Sie hat die Form

$$\frac{M}{M_0} = \left( \frac{1 - \frac{u}{c}}{1 + \frac{u}{c}} \right)^{\frac{c}{2v}}, \quad (2.36)$$

wobei  $M_0$  die Ausgangsmasse der Rakete,  $M$  ihre Masse im betrachteten Zeitpunkt,  $v$  die Austrittsgeschwindigkeit der Materie aus der Düse des Triebwerks,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $u$  die Geschwindigkeit der Rakete sind.

Bei Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit treten Effekte auf, die von der Relativitätstheorie (daher die Bezeichnung relativistische Rakete) erfaßt werden. Bei der Herleitung der Gleichung wurde unter anderem der relativistische Massenzuwachs gegenüber der Ruhmasse  $m_0$  berücksichtigt:

$$m = m_0 / \sqrt{1 - (v/c)^2}. \quad (2.37)$$

Für Photonenraketen, deren Schub durch einen gebündelten Strahl elektromagnetischer Quanten erzeugt wird, ist  $v = c$ . Damit nimmt die Grundgleichung die Form

$$\frac{M}{M_0} = \sqrt{\frac{1 - (u/c)}{1 + (u/c)}} \quad (2.38)$$

an. Bei einem Verbrauch von 90 Prozent der Startmasse (d. h.  $M/M_0 = 0.9$ )

<sup>1)</sup> Besonders: E. SÄNGER, Zur Flugmechanik der Photonenraketen, *Astronautica Acta* 3 (1957) 89, (russ. Übers.: Зенгер, Е., К механике фотонных ракет, Verlag f. ausländ. Lit., Moskau 1958), und R. G. ПЕРЕЛМАН (Р. Г. Перельман), Двигатели галактических кораблей, Изд-во АН СССР, 1962.

erhalten wir  $u/c = 0.98$ . Die Rakete erreicht 98 Prozent der Lichtgeschwindigkeit.

Bei diesen hypothetischen Flügen tritt das sogenannte „Zeitparadoxon“ auf. In der Rakete laufen Prozesse langsamer ab, verstreicht die Zeit weniger schnell als im Ruhekoordinatensystem auf der Erde. Kehrt die Rakete zur Erde zurück, kommt es zum „Zwillingsparadoxon“. Die zurückgebliebenen Altersgenossen sind stärker gealtert als die Raumfahrer. Dabei sind Umstände denkbar, bei denen diese Unterschiede beträchtlich werden können. Sie hängen u. a. von der Beschleunigung  $a$  der interstellaren Rakete und der zurückgelegten Entfernung ab.<sup>1)</sup> Angenommen, das Raumschiff wird auf der ersten Hälfte des Fluges zum Stern mit  $a = g = 9.8 \text{ m/s}^2$  beschleunigt, und während des Rückfluges mit  $a$  abgebremst. Bei einem Flug unter diesen Bedingungen zum nächsten Stern Proxima Centauri verstreicht in der Rakete nur der 4.4. Teil der Zeit, die auf der Erde vergeht; ein Flug zum galaktischen Zentrum dauert in der Rakete 20 Jahre, auf der Erde hingegen vergehen inzwischen 300 000 Jahre.

### 2.10. Navigations-, Lageregelungs- und Steuerungsprinzipien eines Raumflugs

Die Navigation ist eine Grundlage der Raumflugtechnik. Ihre Aufgabe besteht in der Festlegung und Kontrolle von Raumflugbahnen. Dabei müssen folgende Aufgaben gelöst werden:

- Vorausberechnung der Bahn und damit der Positionen des Flugkörpers an der Himmelssphäre für jeden Zeitpunkt,
- Bestimmung der wirklichen Bahn und der Abweichungen von der vorausberechneten.

Betrachten wir einige Grundprinzipien der Lösung dieser Aufgaben näher. Der Ort des Flugkörpers im Raum wird für einen irdischen Beobachter durch die Richtung, d. h. die augenblickliche Position an der Himmelssphäre, und die Entfernung gegeben. Unter der Himmelssphäre verstehen wir eine Kugelschale mit beliebigem Radius, in deren Mittelpunkt der Beobachter steht. Der Ort des Flugkörpers erscheint als Projektion auf dieser Kugelschale. Zur Orientierung definieren wir Bezugspunkte und den Grundkreis, von wo aus die sphärischen Koordinaten gemessen werden. Fällt das Zentrum mit dem Beobachter auf der Erde zusammen, sprechen wir von *topozentrischen* sphärischen Koordinaten, befindet es sich im Erdmittelpunkt, von *geozentrischen*, und wenn es im Sonnenmittelpunkt liegt, von *heliozentrischen*. Betrachten wir zwei sphä-

<sup>1)</sup> Ausführlich in: D. W. СКОБЕЛЪН (Д. В. Скобельцын), Парадокс близнецов в теории относительности, „Наука“, 1966, (deutsche Übers.: Das Zwillingsparadoxon in der Relativitätstheorie, Akademie-Verlag, Berlin 1972).

rische Koordinatensysteme, die sowohl in der Astronomie als auch in der Raumfahrt Anwendung finden.

Abbildung 2.17 sei ein topozentrisches Koordinatensystem, d. h., im Zentrum  $O$  sei der Beobachter.

Die Lotlinie trifft die Himmelssphäre im *Zenit* ( $Z$ ) und in dem gegenüberliegenden *Nadir* ( $Z'$ ). Die senkrecht zur Vertikalen durch das Zentrum gehende Ebene schneidet die Himmelssphäre im *wahren* oder *mathematischen Horizont* ( $ESWN$ ). Er fällt nicht mit dem *natürlichen Horizont*, der örtlich bedingten Grenzlinie zwischen Himmel und Erde, zusammen.

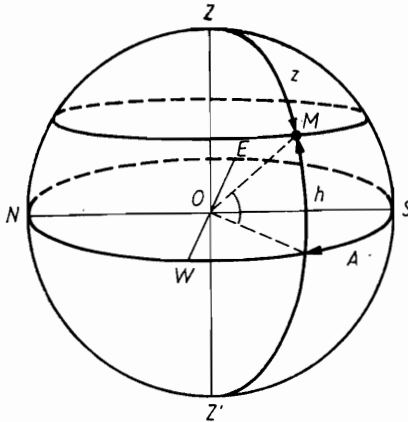


Abb. 2.17. Topozentrisches Koordinatensystem

Täglich überschreitet die Sonne beim Auf- und Untergang den Horizont. Sie beschreibt täglich an der Himmelssphäre einen Kreis. Die Rotation der Erde ist Ursache dieser scheinbaren Bewegung.

Die Punkte an der Himmelssphäre, um die sich die scheinbare tägliche Bewegung vollzieht, werden als Pole (*Nordpol*  $P$ , *Südpol*  $P'$ ) bezeichnet (Abb. 2.18). Die Achse  $PP'$  ist die Rotationsachse der Erde.

Eine senkrecht zur Rotationsachse liegende Ebene durchstößt die Himmelssphäre längs des Kreises  $QWQ'E$  und heißt *Himmelsäquator*. Der Himmelsäquator teilt die Himmelssphäre in die *Nordhalbkugel* (mit dem Polarstern) und die *Südhalbkugel*. Der Himmelsäquator ist ein *Großkreis*. Die scheinbaren täglichen Bewegungen verlaufen parallel zum Himmelsäquator.

Eine Ebene durch die drei Punkte Beobachter, Zenit und Himmelspol schneidet die Himmelssphäre in dem Großkreis  $ZSZ'N$ , dem *Meridian*, der auf dem Horizont den *Nordpunkt* ( $N$ ) und den *Südpunkt* ( $S$ ) bildet. Um  $90^\circ$  dazu versetzt liegen der *Ost-*( $E$ ) bzw. der *Westpunkt* ( $W$ ). Dort schneidet der Himmelsäquator den mathematischen Horizont. Die Gerade, die den Nord- und Südpunkt verbindet, heißt *Halbtagslinie* ( $NS$ ).

Beim Durchgang der Himmelskörper durch den Meridian zwischen  $P$  und  $S$  erreichen sie ihre größte Höhe über dem Horizont. Diese Stellung wird *obere Kulmination* bezeichnet. Bei der *unteren Kulmination* kreuzt der Himmelskörper den Meridian zwischen Nordpol und Horizont.

Für Beobachter in gemäßigten Breiten können die Himmelskörper in drei Gruppen geteilt werden. Zur ersten zählen alle, deren untere Kulmination über dem Horizont liegt. Sie gehen nie unter, man nennt sie *Zirkumpolarsterne*. Entsprechend gibt es Sterne, deren obere Kulmination unter dem Horizont liegt. Sie gehen in unseren Breiten nie auf und bleiben unsichtbar. Alle anderen Himmelskörper überschreiten bei ihrer täglichen Bewegung den Horizont zweimal. Sie sind nur eine bestimmte Zeit (zwischen Auf- und Untergang) sichtbar.

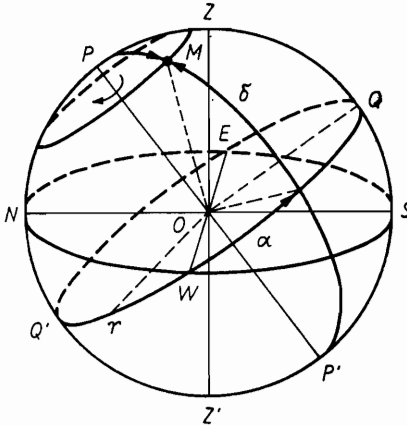


Abb. 2.18. Äquatoriales Koordinatensystem

In Astronomie und Raumfahrt sind mehrere Koordinatensysteme gebräuchlich. Zu den wichtigsten zählt das *Äquatorialsystem*. Da bei der scheinbaren täglichen Bewegung die Bahnen an der Himmelskugel parallel zum Himmelsäquator verlaufen und der Winkelabstand vom Himmelsäquator konstant bleibt, erscheint eine Ortsbestimmung in bezug auf den Himmelsäquator vorteilhaft. Der Winkelabstand  $\delta$  heißt *Deklination* (Abb. 2.18).

Halbkreise  $PMP'$ , die beide Himmelspole verbinden, heißen *Stundenkreise*. Durch einen Punkt an der Himmelskugel führt genau ein Stundenkreis. Die Deklination wird auf dem Stundenkreis in Grad, Bogenminuten und Bogensekunden gemessen, nördlich des Himmelsäquators positiv, südlich negativ. Der Himmelsäquator hat die Deklination  $\delta = 0^\circ$ , der Nordpol  $\delta = +90^\circ$  und der Südpol  $\delta = -90^\circ$ .

Die Deklination allein gibt den Ort auf der Himmelskugel nicht eindeutig. Dazu ist eine zweite Koordinate nötig, die *Rektaszension*.

Der Punkt, in dem sich die Sonne zum Frühlingsanfang am 21. März befindet, heißt *Frühlingspunkt* und wird mit  $\Upsilon$  bezeichnet. Er ist Nullpunkt für die Rektaszension. Nach Abbildung 2.18 ist die Rektaszension  $\alpha$  eines Himmelskörpers der Winkel in der Äquatorebene zwischen dem Frühlingspunkt und dem Stundenkreis. Die Rektaszension wird, vom Nordpol aus gesehen, entgegen dem Uhrzeigersinn gezählt. Obgleich die Rektaszension wie die Deklination ein Winkel ist, wird sie nicht im Gradmaß, sondern in Zeiteinheiten gemessen. Da sich die Himmelskugel bei ihrer scheinbaren täglichen Bewegung in 24 Stunden einmal um ihre Achse dreht, entspricht der Winkel von  $360^\circ$  24 Stunden im Zeitmaß. Folglich ist eine Stunde gleich  $15^\circ$  und ein Grad gleich 4 Zeiteinheiten.

Rektaszension und Deklination eines Himmelskörpers sind seine *äquatorialen Koordinaten*. Sie sind den geographischen Koordinaten auf der Erde vergleichbar, wobei der Rektaszension die geographische Länge und der Deklination die Breite entspricht.

Wie bei der Erddrehung Breite und Länge unverändert bleiben, so hat auch die scheinbare Drehung der Himmelskugel keinen Einfluß auf Rektaszension und Deklination der Sterne.

In einigen Fällen ist eine Ortsbestimmung der Himmelskörper in bezug auf den mathematischen Horizont von Vorteil. Das entsprechende Koordinatensystem heißt *Horizontal- oder Azimutsystem* (s. Abb. 2.17).

Die eine Koordinate ist die *Höhe*  $h$  des Gestirns über dem Horizont oder der *Zenitabstand*  $z = 90^\circ - h$ .

Halbkreise zwischen Zenit und Nadir heißen *Vertikalkreise*. Genau ein Vertikalkreis führt durch das Gestirn  $M$ . Der Winkel zwischen dem durch den Himmelskörper laufenden Vertikalkreis und dem Meridian heißt *Azimut*  $A$  (die zweite Koordinate im Horizontalsystem) und wird von Süd über West gezählt.

Zwischen horizontalen und äquatorialen Koordinaten gibt es Analogien. Das Azimut entspricht der Rektaszension und die Höhe der Deklination. Im Unterschied zum Äquatorialsystem bleiben jedoch Azimut und Höhe während der täglichen Bewegung nicht gleich.

Für die Messung der Horizontalkoordinaten der Himmelskörper findet in der Astronomie ein spezielles Gerät Anwendung, das *Universalinstrument*. Es ist seinem Aufbau nach ein Theodolit. Das Leitrohr läßt sich um eine horizontale und eine vertikale Achse bewegen. An jeder Achse sind Teilkreise angebracht. Mit Hilfe des Universalinstruments werden Azimut und Höhe mit großer Genauigkeit gemessen. Ist der Zeitpunkt der Messung bekannt, können die Horizontalkoordinaten leicht in äquatoriale umgewandelt werden.<sup>1)</sup>

Im *ekliptikalen Koordinatensystem* ist der Bezugskreis die *Ekliptik*, die Projektion der scheinbaren jährlichen Sonnenbewegung auf die Himmelskugel. Der Koordinatennullpunkt für die ekliptikale Länge  $\lambda$  ist der Frühlingspunkt. Die der Deklination entsprechende Koordinate ist die ekliptikale Breite  $\varphi$ .

In der Raumfahrtnavigation wird außerdem noch ein sphärisches Koordinatensystem verwendet, dessen Grundebene die Bahnebene des Flugkörpers ist. Als Fixpunkt dient der aufsteigende Knoten, genauer, seine Projektion auf die Himmelskugel.

Der Abstand des Flugkörpers von der Erde kann mit verschiedenen Methoden gemessen werden. Die wichtigste ist die Radarmethode. Eine zweite besteht darin, von Bord des Raumflugkörpers einen Parameter  $P$ , z. B. den scheinbaren Durchmesser der Mondscheibe, zu messen. Im rechtwinkligen Koordinatensystem des Beobachters existiert eine Fläche  $F(x, y, z)$ , auf der der Parameter  $P$  stets den gleichen Betrag besitzt. In unserem Beispiel wird dies eine

<sup>1)</sup> Siehe: L. M. Воробьев (Л. М. Воробьев), *Астрономическая навигация детальных аппаратов*, М., „Машиностроение“.

Vgl. auch: J. Диск, *Grundtatsachen der sphärischen Astronomie*, J. A. Barth-Verlag, Leipzig 1956. (Hrsg.)

Kugel mit ihrem Zentrum im Mondmittelpunkt und dem Radius gleich der Entfernung Mond—Raumflugkörper sein. Durch drei verschiedene Parameter können dreisolche Flächen gefunden werden, die sich in zwei weit voneinander entfernten Punkten schneiden. In welchem der beiden sich der Raumflugkörper befindet, wird gewöhnlich über den Vergleich mit der vorausberechneten Bahn entschieden.

Die Bahn eines Raumflugkörpers wird im allgemeinen Falle durch sechs Elemente charakterisiert. Von diesen sechs Elementen hängt der Ort des Raumflugkörpers an der Himmelssphäre (Äquatorialkoordinaten) ab:

$$\alpha = f_1(t, i, \Omega, \omega, a, e, T_0);$$

$$\delta = f_2(t, i, \Omega, \omega, a, e, T_0),$$

wobei  $t$  der Beobachtungszeitpunkt ist. Durch drei Messungen der Koordinaten  $\alpha$  und  $\delta$  zu verschiedenen Zeiten erhalten wir für die sechs unbekannt Elemente ein System aus sechs Gleichungen, das, wie GAUSS im vorigen Jahrhundert nachwies, eine eindeutige Lösung besitzt. Nach der Bahnbestimmung kann die bedeutend leichtere umgekehrte Aufgabe, die Ephemeridenrechnung, gelöst werden. In der Raumfahrtnavigation werden diese Rechnungen durch Computer erleichtert und beschleunigt.

Das System der Raumfahrtnavigation umfaßt sowohl die bordeigene als auch die erdgebundene Beobachtungs- und Auswertkapazität. Die Genauigkeit, die von der modernen Raumfahrt gefordert wird, ist so groß, daß für Navigationsmessungen die Parallaxe und die Eigenbewegung der Sterne einbezogen werden müssen. Außerdem gilt es, Korrekturen wegen der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts und der Radiowellen anzubringen. Leider sind die Entfernungen im Sonnensystem nur auf 0.01 Prozent bekannt, was in einer Entfernung von 20 Millionen km bereits einen Fehler von 2000 km bewirkt.

Die weitere Entwicklung der Raumfahrtnavigation wird mit der Vervollkommnung der Navigationsmittel und der Ausarbeitung neuer, genauerer Orientierungshilfsmittel für Raumflugkörper im Weltraum einhergehen.

Als *Lageregelung* bezeichnen wir das Ausrichten der Achsen des Flugkörpers nach dem sogenannten Bezugssystem, dessen Orientierung im Raum im voraus festgelegt wird. Ein solches Bezugssystem kann das orbitale Koordinatensystem sein, dessen eine Achse zum Erdzentrum, die zweite senkrecht zur Bahnebene und die dritte in Bewegungsrichtung ausgerichtet ist. Im sonnengebundenen System ist eine Achse auf die Sonne ausgerichtet. Folgendes Bezugssystem findet oft Anwendung: Eine Achse ist auf den Frühlingspunkt, die zweite zum Himmelsnordpol und die dritte auf einen Stern gerichtet.

An Bord des Raumflugkörpers befinden sich Meßeinrichtungen, die im



gegebenen Zeitpunkt seine Lage zum Bezugssystem feststellen. Die Lage-  
regelung des Flugkörpers kann manuell oder automatisch erfolgen.

Das Wiedererlangen einer vorgegebenen Lage des Raumflugkörpers heißt  
*Stabilisierung*. Dafür sind spezielle Systeme des Flugkörpers vorgesehen.

Der Übergang von einer Bahn in eine andere heißt *Bahnmanöver*.<sup>1)</sup> Es er-  
folgt mit Hilfe entsprechender Bordsysteme (wie Bordtriebwerke u. a.).

---

<sup>1)</sup> Siehe: M. S. LITWIN-SEDOJ (М. З. Литвин-Седой), Управление космическими кора-  
блями, М., Изд-во МГУ, 1967.

Vgl. auch: H. MIELKE, Raumflugtechnik, transpress VEB Verlag für Verkehrswesen,  
Berlin 1976. (Hrsg.)

### 3. Die Erde und der Erdnahe Raum

#### 3.1. Die Erde als Himmelskörper. Der Aufbau der Erde und ihre Eigenschaften

Die Entwicklung des Raumfluges erlaubte erstmals, vom Weltraum aus auf die Erde zu blicken. Farbfotografien der Erde geben die Möglichkeit, uns unseren Planeten als Himmelskörper anschaulich vorzustellen.

Die Erde bewegt sich annähernd auf einer Kreisbahn um die Sonne. Die Exzentrizität der Bahn, d. h. das Verhältnis des Abstandes der beiden Brennpunkte zur Länge der großen Halbachse, ist sehr gering und beträgt 0.017.

Die **Umlaufgeschwindigkeit** schwankt zwischen 30.3 km/s im Perihel und 29.3 km/s im Aphel. Die Rotation der Erde um ihre Achse, die unter einem Winkel von  $66.5^\circ$  zur Ekliptikebene geneigt ist, erfolgt mit einer Winkelgeschwindigkeit von  $7.292 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . Die Rotationsenergie beträgt  $2.155 \cdot 10^{29} \text{ J}$ . Im Laufe der Zeit verlangsamt sich die Erddrehung. Pro Jahrhundert verlängern sich die Tage ( $24^{\text{h}}3^{\text{m}}56.55^{\text{s}}$  in Sternzeit<sup>1)</sup>) gegenwärtig um 0.0016 s, bedingt durch den Verlust an Rotationsenergie durch die Gezeitenreibung.

Die Rotation der Erde erleichtert die Bedingungen für den Start von Raumflugkörpern, da beim Start in Richtung der Erddrehung, d. h. von West nach Ost, die Rotationsgeschwindigkeit  $v$  auf der Erdoberfläche der Rakete automatisch mitgegeben wird. Am Äquator beträgt sie  $v_0 = 465.11 \text{ m/s}$ , in der geographischen Breite  $\varphi$ :

$$v_\varphi = v_0 \cos \varphi. \quad (3.1)$$

Den geographischen Polen kommt bei der Koordinatenbestimmung auf der Erde eine wichtige Rolle zu. Dabei gilt es zu beachten, daß sich ihre Lage auf der Erdoberfläche verändert, da sich die Erdachse im Erdkörper verschiebt. Die Lage ist durch Eigenschwingungen der Erdkugel (Periode 432 Tage, Amplitude  $0.36''$ ) und jahreszeitliche Veränderungen auf der Erde (Periode 365 Tage, Amplitude  $0.18''$ ) bedingt.

Die **Figur der Erde** wird durch eine Fläche vierzehnter Ordnung, auch Geoid genannt, dargestellt. In Näherung nimmt man regelmäßige geometrische Formen an: eine Kugel mit dem Radius von 6371 110 m, ein Ellipsoid usw. In den

---

<sup>1)</sup> Ein mittlerer Sonnentag.

sozialistischen Ländern ist es gebräuchlich, die Erdform durch das KRASOWSKI-Ellipsoid zu approximieren, das einen Äquatorradius (große Halbachse) von 6378245 m und einen Radius längs der Erdachse (kleine Halbachse) von 6356863 m aufweist. Die Fläche der Erdoberfläche beträgt in diesem Fall  $5.1 \cdot 10^8 \text{ km}^2$ , der Rauminhalt  $1.083 \cdot 10^{12} \text{ km}^3$ . Mit der angegebenen Erdmasse erhalten wir die mittlere Dichte  $5.52 \text{ g/cm}^3$ .

Die **Oberfläche der Erde** besteht nicht gleichmäßig aus Ozeanen und Festland. Die Ozeane nehmen  $3.63 \cdot 10^8 \text{ km}^2$  ein, das Festland  $1.48 \cdot 10^8 \text{ km}^2$ . Die mittlere Höhe des Festlandes über dem Meeresspiegel beträgt 825 m und die mittlere Tiefe der Ozeane 3770 m. Die Gesamtmasse der Ozeane stellt nur 0.025 Prozent der Erdmasse dar. Die Dichte der Oberflächenschicht (1–10 m) liegt im Mittel bei  $2.64 \pm 0.05 \text{ g/cm}^3$ , und ihre Wärmeleitfähigkeit ist gleich  $0.24 \text{ W/(mK)}$ . Das Vorhandensein tiefer Meeresgräben auf der einen und von Bergen auf der anderen Seite darf nicht als Störung des Gleichgewichts der Erdform angesehen werden. In Wirklichkeit ist ein sogenanntes *isostatisches Gleichgewicht* vorhanden.

Der **innere Aufbau der Erde** ist noch ungenügend erforscht. Gegenwärtig gelingt es noch nicht, die 20–40 km dicke Erdrinde zu durchdringen. Gravimetrie und seismologische Erkundungen erlauben nur die Untersuchung und Identifizierung großer Gebilde. Der besonders in letzter Zeit verstärkte Einsatz von künstlichen Erdsatelliten für die Erdforschung ist praktisch den gravimetrischen Methoden gleichwertig.

Die Dichte und die Temperatur der Gesteinsmassen wachsen mit der Tiefe. An der Grenze zwischen Erdrinde und äußerem Mantel (ca. 33 km) herrscht eine Temperatur von etwa 700 K und eine Dichte von  $4 \text{ g/cm}^3$ , an der Grenze zwischen äußerem und innerem Erdmantel (ca. 1000 km) beträgt die Temperatur entsprechend 4500 K und die Dichte  $4.7 \text{ g/cm}^3$ . An der Grenze von innerem Erdmantel und äußerem Kern (ca. 2900 km) ist die Temperatur gleich 10000 K und die Dichte springt von 5.7 auf  $9.5 \text{ g/cm}^3$ .

Zwischen äußerem und innerem Kern (in einer Tiefe von ca. 5000 km) beträgt die Temperatur 12000 K und die Dichte ändert sich sprunghaft von 11.5 auf  $16.8 \text{ g/cm}^3$ . Im Erdmittelpunkt wird eine Temperatur von 14000 K und eine Dichte von  $17.2 \text{ g/cm}^3$  vermutet.

Das **Alter der Erde** beträgt mindestens  $4.5 \cdot 10^9$  Jahre, wobei die frühe Periode der Existenz unseres Planeten bis heute hypothetisch und kaum untersucht ist. Die geologische Zeitskala beginnt mit dem sogenannten Präkambrium, das ungefähr 5/6 der gesamten geologischen Erdgeschichte ausmacht. Daran schließt sich das Paläozoikum (Dauer 340 Millionen Jahre) mit den Perioden Kambrium, Ordovizium, Silur, Devon, Karbon, Perm an. Darauf folgt das Mesozoikum (Dauer 163 Millionen Jahre) mit den Perioden Trias, Jura, Kreide. Die jüngste Ära ist das Känozoikum (Dauer 67 Millionen Jahre) mit den Perioden

Paleogen und Antropogen (das Antropogen entspricht der Zeitdauer der Existenz des Menschen).

**Die Erdatmosphäre** stellt einen wesentlichen Bestandteil unseres Planeten dar. Dank ihrer Existenz entstand Leben, sie schützt alles Lebendige vor der Sonnenstrahlung und ermöglicht einen fließenden Wechsel der Beleuchtung beim Übergang vom Tag zur Nacht und umgekehrt, schützt vor einem abrupten Temperaturwechsel und vermindert den Temperaturgradienten der Oberfläche zwischen Tag- und Nachtseite, dient als Regulator vieler biologischer, technischer und anderer Erscheinungen und Prozesse.

Der weitere Fortschritt der Menschheit wird mit der wachsenden Bedeutung und Nutzung der Atmosphäre verbunden sein, und deshalb müssen schon jetzt die Fragen der Verschmutzung, der Änderung der Zusammensetzung, der Verringerung der Masse der Erdatmosphäre Gegenstand gründlicher Untersuchung sein, um in Zukunft einem möglichen Verlust dieser wichtigen Komponente unseres Planeten vorzubeugen.

Die Gesamtmasse der Atmosphäre beträgt  $5.3 \cdot 10^{15}$  t, die mittlere quadratische Geschwindigkeit der Moleküle an der Erdoberfläche  $v_m = \sqrt{3RT/\mu} = 4.85 \cdot 10^2$  m/s. Mit zunehmender Höhe verkleinert sich die mittlere Molekülmasse  $\mu$ , und die Temperatur  $T$  steigt. Das heißt, die Geschwindigkeit der Moleküle nimmt zu, ihre kinetische Energie (besonders der leichten Moleküle Wasserstoff und Helium) wird größer als ihre potentielle Energie im Schwerfeld der Erde. Daher ist in großen Höhen die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes dieser Moleküle mit langsameren gering, und sie können in den Weltraum „abwandern“. Der Strahlungsdruck der Sonne und der „Sonnenwind“ fördern darüberhinaus das „Entweichen“.

Der gesamte Gasverlust der Erdatmosphäre ist gering. Er liegt unter 100 kg/s. Der Verlust hängt von der geographischen Breite ab, da auch die Höhe der Atmosphäre von der Breite abhängt. Am Äquator ist die Atmosphärenschicht dicker, an den Polen ist sie abgeflacht. Die Atmosphäre zirkuliert häuftsächlich in Richtung West nach Ost; dabei eilt sie der Erddrehung im Mittel um 5 m/s voraus.

**Die Zeit** wird nach der Erdrotation gemessen. Die astronomischen Uhren sind auf diese Zeit abgestimmt. Man verwendet gewöhnlich Pendeluhren, bei denen die Pendellänge streng konstant gehalten wird. Der Gang dieser Uhren kommt an 0.01 Sekunden/Tag heran, d. h., sie haben eine Stabilität von  $10^{-7}$ . Das ist ausreichend, da astronomische Beobachtungen von Sterndurchgängen mit dem gleichen Fehler wegen der ungleichmäßigen Erdrotation behaftet sind. Gegenwärtig ist die Genauigkeit von Uhren durch die Anwendung periodischer Schwingungsvorgänge in Molekülen bedeutend erhöht worden. Atomschwingungen des Stickstoffs im Ammoniakmolekül (Quantenuhren) liefern

eine Stabilität von  $10^{-9}$ . Die Stabilität des „Wasserstoffstandards“ liegt noch höher, bei  $10^{-13}$ .

Ein *Sterntag* ist das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Durchgängen des Frühlingspunktes durch den Meridian. Die Sternzeit für verschiedene geographische Längen ist unterschiedlich. Sie ist im Augenblick der Kulmination eines Sternes gleich seiner Rektaszension.

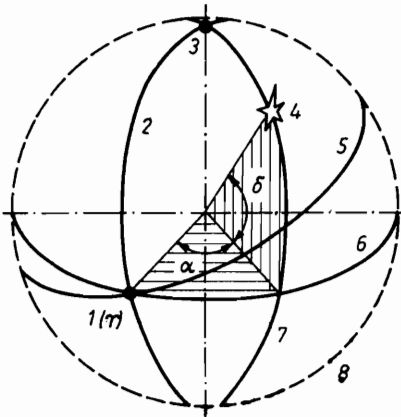


Abb. 3.1. Stundenkreis des Frühlingspunktes. 1 — Frühlingspunkt, 2 — Stundenkreis durch den Frühlingspunkt, 3 — Himmelsnordpol, 4 — Himmelskörper, 5 — Ekliptik, 6 — Himmelsäquator, 7 — Stundenkreis oder Deklinationskreis des Himmelskörpers, 8 — Himmelskugel,  $\alpha$  — Rektaszension,  $\delta$  — Deklination

Daher ist die *Sternzeit gleich dem Stundenwinkel des Frühlingspunktes* (Abb. 3.1). Für die tägliche Praxis wird nicht die Sternzeit, sondern die Sonnenzeit benutzt: der Stundenwinkel der Sonne. Die wahre Sonne wandert auf dem Himmelsäquator ungleichmäßig, da der Himmelsäquator nicht mit der Ekliptik zusammenfällt. Deshalb wurde der Begriff der fiktiven „mittleren Sonne“ eingeführt, die sich längs des Himmelsäquators gleichmäßig bewegen soll. Ein mittlerer Sonnentag entspricht  $24^{\text{h}}3^{\text{m}}56.55^{\text{s}}$  in Einheiten der Sternzeit. Aus praktischen Gründen wurde der Moment des Meridiandurchgangs der mittleren Sonne nicht auf  $0^{\text{h}}$ , sondern auf  $12^{\text{h}}$  festgesetzt, d. h., der neue Tag beginnt um Mitternacht. Die mittlere Sonnenzeit für Greenwich ist die *Weltzeit*. Die Erde ist in 24 Zeitzonen unterteilt, wobei der Greenwich gegenüberliegende Meridian bei der Länge 12 Uhr als Datumsgrenze festgelegt wurde. Dort kann es zu der Kuriosität kommen, daß ein Raumschiff, das die internationale Datumsgrenze von Ost nach West am Morgen des 1. Januar überfliegt, in den 31. Dezember des vorigen Jahres gerät.

Auf dem Territorium der UdSSR ist eine sogenannte „Dekretzeit“ in Gebrauch, die der entsprechenden Greenwichzeit in jeder Zeitzone um eine Stunde vorausläuft (Abb. 3.2).

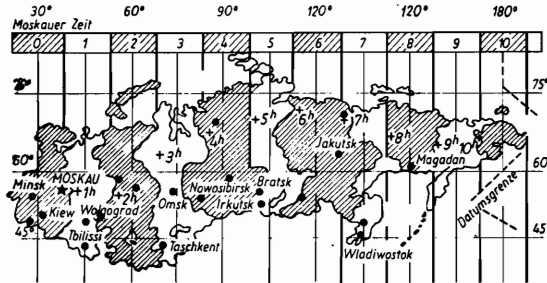


Abb. 3.2. Zeitzonen der UdSSR

### 3.2. Thermodynamische Parameter der Erdatmosphäre

Während des Aufstiegs haben Raketen einen aerodynamischen Widerstand zu überwinden, müssen Wärmebelastungen, akustischen und dynamischen Belastungen standhalten. Um diesen Forderungen gerecht zu werden, muß man u. a. folgende Einzelheiten berücksichtigen:

- Änderung des Schubs von Flüssigkeitstriebwerken infolge der Verminderung des atmosphärischen Drucks während des Aufstiegs;
- Einbau von Lenksystemen und aerodynamischen Stabilisatoren;
- Anbringen von Abdeckvorrichtungen an Raketenkopf, Antennen und übrigen gefährdeten Stellen, die die Belastungen dieser Teile verringern helfen, gleichzeitig aber eine größere Windangriffsfläche der Rakete auf der Startplattform zur Folge haben;
- Wärmeisolation der Treibstofftanks, die mit kryogenen Komponenten (flüssigem Sauerstoff und Wasserstoff) gefüllt sind;
- Spezialausrüstungen, die das Entweichen von Gasen aus inneren Teilen des Raketenkörpers begünstigen;
- Beseitigung elektrostatischer Aufladungen.

Hier tritt die Erdatmosphäre als negativer Faktor in der Raumfahrt auf, der Raumflüge kompliziert und nicht zuletzt auch verteuert (siehe Kapitel 5). Dem stehen Vorteile für die Raumfahrt gegenüber. Es handelt sich insbesondere um die Nutzung von Atmosphärenbestandteilen für die Verbrennung im Antriebssystem. Dadurch ließe sich die Nutzlastkapazität erhöhen.

Aus den genannten Gründen ist es für eine optimale Projektierung der Trägersysteme notwendig, Eigenschaften und Parameter der Erdatmosphäre zu untersuchen.

Es ist wichtig, die thermodynamischen Parameter der Atmosphäre und ihre Veränderung mit der Höhe, den geographischen Koordinaten und der Zeit zu betrachten.

Die Dichte der Atmosphäre in geringen Höhen ( $H \leq 30$  km) wird durch die Formel

$$\rho_H = \rho_0 \exp\left(-\frac{H\mu_H g}{RT_H}\right) \quad (3.2)$$

charakterisiert, die mit den Ergebnissen vieler Untersuchungen sowohl von Flugzeugen, als auch von Ballonsonden aus übereinstimmt. In Höhen über 30 km begann die unmittelbare Dichtemessung erst nach dem Einsatz spezieller geophysikalischer Raketen. Bis zu dieser Zeit wurde die Dichte lediglich berechnet. In Höhen von 300 bis 600 km erwies sich die Dichte rund sechsmal höher als erwartet (Abb. 3.3). Es wurde weiterhin festgestellt, daß die Dichte der Atmosphäre grundlegenden Veränderungen sowohl während eines Tages (kurzperiodische Veränderungen) als auch im Verlaufe eines Jahres (langperiodische Veränderungen) unterworfen ist. Auf diese Schwankungen nimmt u. a. die Sonnenaktivität Einfluß, deren Periode im Mittel 11 Jahre beträgt. Die Dichteschwankungen in Höhen bis zu 30 km werden hauptsächlich durch die Wetterlage bestimmt. Die Grenzwerte der Atmosphärendichte in geringen Höhen sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

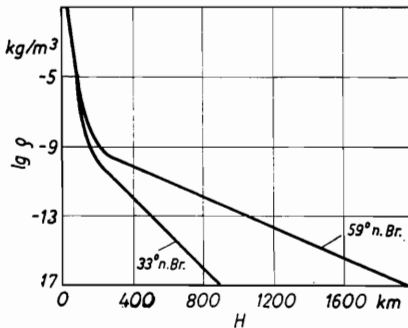


Abb. 3.3. Abhängigkeit der Luftdichte von der Höhe

Die Dichte der Atmosphäre in der Höhe von 30 bis 80 km kann nach der Formel

$$\rho_H = K\rho_0(g_0/g_H)(Z_H/Z_0)^{-(1+\beta)/\beta} \quad (3.3)$$

errechnet werden, wobei  $K$  ein empirischer Koeffizient,  $g$  die Schwerebeschleunigung und  $Z$  die Höhe der homogenen Atmosphäre ist:

$$Z_H = RT_H/(\mu_H g_H). \quad (3.4)$$

Hier ist  $R$  die Gaskonstante,  $T_H$  die Temperatur,  $\mu_H$  die Molmasse und  $\beta$  ein

Tab. 3.1. Luftdichte  $\rho$ , mittlere Windgeschwindigkeit  $\bar{v}_B$  und mittlere durch Turbulenz verursachte Windgeschwindigkeitsamplitude  $\Delta v_B$  in Abhängigkeit von der Höhe  $H$  (Jahresmittel über dem Territorium der UdSSR)

$H$ (km)	1	10	20	30	40	50	60
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1	0.4	0.09	0.018	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$
$\bar{v}_B$ (m/s)	7	21	12	12	21	50	65
$\Delta v_B$ (m/s)	4	11	6	6	11	25	30
$H$ (km)	70	80	90	100	110	120	
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$7 \cdot 10^{-5}$	$1.9 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$9.8 \cdot 10^{-8}$	$2.4 \cdot 10^{-8}$	
$\bar{v}_B$ (m/s)	100	110	120	115	100	90	
$\Delta v_B$ (m/s)	30	30	30	25	25	20	

Koeffizient, der durch das Verhältnis

$$\beta = dZ/dH \quad (3.5)$$

bestimmt wird, wobei  $H$  die Höhe über dem Meeresspiegel im gegebenen Atmosphärenpunkt ist. Diese Formel gilt auch für Höhen über 80 km; in diesem Fall ist  $K = 1$ .

Die Veränderungen  $\delta\rho$  der Atmosphärendichte in Höhen von 30 bis 80 km enthält zwei Anteile:

$$\delta\rho = \delta\rho_l + \delta\rho_k. \quad (3.6)$$

$\delta\rho_l$  sind langperiodische und  $\delta\rho_k$  kurzperiodische Schwankungen. Nach einer Extrapolation von SICHARULIDSE und BUTUSOWA ergeben sich dafür die Ausdrücke

$$\delta\rho_l = \left[ 0.16 + 0.192 |\varphi| + 0.038 |\varphi| \cos \frac{\pi}{6} (M - 1) \right] \frac{(H - 20)(110 - H)}{2025} \quad (3.7)$$

$$\delta\rho_k = (-0.0155 + 0.00082 \text{ km}^{-1} H) (2.47 - \varphi^2) \times \cos \frac{\pi}{12} (\tau - 12). \quad (3.8)$$

$\varphi$  ist die geographische Breite,  $M$  die Monatsnummer,  $\tau$  die Tageszeit in Stunden.

In großen Höhen sind die Dichteschwankungen bedeutend. So kann sich die Dichte in einer Höhe von 200 km im Sommer oder Winter beim Wechsel von Tag und Nacht um das Fünffache ändern. Ebenso groß ist der Dichteunterschied zwischen einem Sommer und einem Wintertag.

Schwankungen der Atmosphäre im Verlauf des Sonnenzyklus können an folgendem Beispiel illustriert werden. In den Jahren 1958—1962, als die Sonnenaktivität gering war, betrug die Dichte in 400 km Höhe ein Fünftel, in 600 km Höhe ein Dreißigstel der Dichte während eines Aktivitätsmaximums.



Die **Teilchenkonzentration**  $N_H$  (Anzahl der Teilchen in Kubikzentimeter) kann als Maß für die Dichte der Atmosphäre dienen:

$$\varrho_H = (N_H/N_A) \mu_H = \mu_H^2 p_H / (T_H R_H), \quad (3.9)$$

besonders in geringen Höhen, wo die mittlere Molmasse als konstant angesehen werden kann ( $N_A$ : LOSCHMIDTSche Zahl). Die Abhängigkeit  $N_H$  von der Höhe zeigt Abbildung 3.4. Die Abschätzung der Konzentration der Atmosphärenbestandteile erfolgt über die barometrische Höhenformel von BOLTZMANN

$$N_{H_i} = N_{0_i} \exp [\mu_i g_H H / (R T_H)], \quad (3.10)$$

wobei  $N_{0_i}$  die Konzentration der Moleküle des gegebenen Stoffes bei  $H = 0$ ,  $\mu_i$  die Molmasse und  $T_H$  die Gleichgewichtstemperatur des betrachteten Bestandteils in der entsprechenden Höhe sind. Zur Bestimmung der Konzentration aller Moleküle in bezug auf die bekannte mittlere Konzentration  $N_0$  in der Höhe Null dient die Beziehung

$$N_H = N_0 \exp [\mu_H g_H H / (R T_H)], \quad (3.11)$$

in der

$$\mu_H = \sum N_{H_i} \mu_{H_i} / \sum N_{H_i} \quad (3.12)$$

ist.

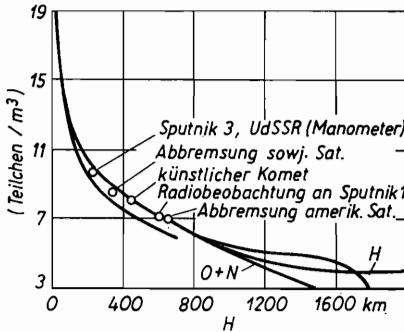


Abb. 3.4. Abhängigkeit der Teilchenkonzentration in der Erdatmosphäre von der Höhe

Die **Molmasse** der Atmosphäre ist durch die Zusammensetzung gegeben. Sowohl komplizierte physikalisch-chemische Prozesse (Dissoziation, Ionisation) als auch Änderungen der Zusammensetzung mit der Höhe führen zu einer Verringerung von  $\mu_H$ , jedoch mit beträchtlichen täglichen Schwankungen (Abb. 3.5).

Die **Temperatur** der Atmosphäre diene als Merkmal zur Unterteilung der unteren Atmosphäre in einzelne Schichten. Die unterste Schicht, die **Troposphäre**, ist durch einen gleichmäßigen Abfall der Temperatur im Durchschnitt

um  $6.5^{\circ}\text{C}$  auf 1 km Höhendifferenz gekennzeichnet. Die Troposphäre endet in einer Höhe von etwa 17 km am Äquator und 11 km in den Breiten von  $60^{\circ}$  bis  $90^{\circ}$ . Daran schließt sich die *Stratosphäre* bis 30 km Höhe an. Sie ist durch

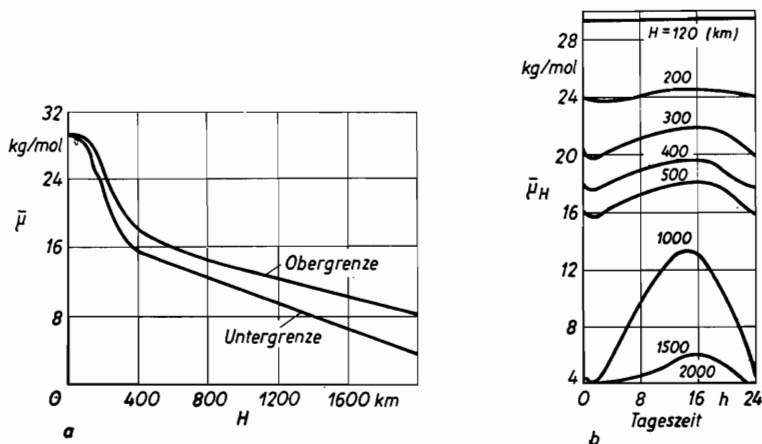


Abb. 3.5. Änderung der mittleren Molmasse in der Erdatmosphäre, a) mit der Höhe, b) mit der Tageszeit

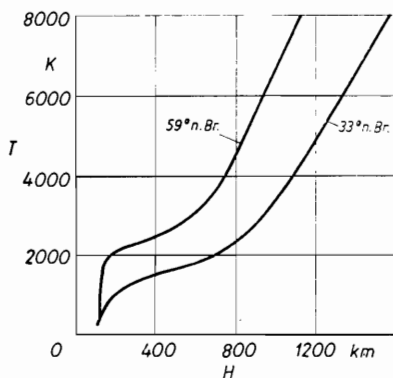


Abb. 3.6. Änderung der mittleren kinetischen Temperatur der Erdatmosphäre mit der Höhe

eine konstante Temperatur charakterisiert ( $T_H = 216.66$  K). Die nächste Schicht, die *Mesosphäre*, dehnt sich bis in eine Höhe von 80 km aus. In Höhen von 30 bis 50 km wächst die Temperatur um 2 bis  $4^{\circ}\text{C}/\text{km}$ , um danach mit 2 bis  $3^{\circ}\text{C}/\text{km}$  erneut zu fallen. In 80 km Höhe beginnen Ionisationsprozesse und photochemische Prozesse unter dem Einfluß der UV-Strahlung der Sonne.

Die Temperatur auf der Erdoberfläche beträgt im Mittel  $288.15$  K =  $15^{\circ}\text{C}$  und ist tages- und jahreszeitlich Schwankungen ausgesetzt.

Zur Charakterisierung der oberen Schichten der Atmosphäre wird die kinetische Temperatur benutzt:

$$T_{\text{kin}} = v_m^2 \mu_H / 3R, \quad (3.13)$$

die aus der mittleren quadratischen Geschwindigkeit  $v_m$  und der Molmasse  $\mu_H$  folgt ( $R = 8.31 \text{ J}/(\text{K} \cdot \text{mol})$  — universelle Gaskonstante). Unter normalen Atmosphärenbedingungen ist die kinetische Temperatur eine Gleichgewichtstemperatur, d. h., sie hat für alle Molekülarten den gleichen Betrag. Bei dieser Temperatur haben Sauerstoffmoleküle eine Geschwindigkeit von  $v_m = 480 \text{ m/s}$  und Wasserstoffmoleküle von  $v_m = 1900 \text{ m/s}$ . Die Gleichgewichtstemperatur wird ausreichend genau mit einem Thermometer (Flüssigkeitsthermometer, Widerstandsthermometer, Thermoelement usw.) bestimmt. In großen Höhen kann ein normales Thermometer allerdings nicht benutzt werden, da seine Oberflächentemperatur bereits keine Gleichgewichtstemperatur mehr ist, d. h., sie entspricht nicht der Temperatur des umgebenden Gases. Infolge der Wärmeabstrahlung des Thermometers kann sie sowohl niedriger als auch (bei Strahlungsabsorption und Rekombination von Atomen auf der Thermometeroberfläche) höher sein.

Zusammensetzung und Eigenschaften (wie Geschwindigkeit) der Atmosphärenbestandteile werden in großen Höhen mit Hilfe der optischen Spektroskopie und der Massenspektroskopie bestimmt. Ist die Zusammensetzung der Atmosphäre in der gegebenen Höhe bekannt, können die mittlere Molmasse  $\mu_H$  und die mittlere Geschwindigkeit leicht ermittelt werden. Abbildung 3.6 zeigt den Temperaturverlauf in der Atmosphäre nach verschiedenen Autoren.

Der **atmosphärische Druck** ist in praktischer Hinsicht ein äußerst wichtiger Parameter. In geringen Höhen (bis zu 80 km) beschreibt der Ausdruck

$$p = p_0 \exp [-H\mu_H g / (RT_H)] \quad (3.14)$$

den Druckverlauf hinreichend genau. Über 80 km verwendet man im allgemeinen andere barometrische Formeln, z. B.

$$\lg p = \lg p_0 - \frac{273H}{1.84 \cdot 10^4 (273 + t_B) (1 + 2.64 \cdot 10^{-3} \cos 2\varphi) (1 + 3.14 \cdot 10^{-4} H)}, \quad (3.15)$$

wobei  $H$  die Höhe über dem Meeresspiegel in km,  $p_0$  der Druck in Meeresspiegelhöhe in mbar ( $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ N/m}^2$ ),  $p$  der Druck in der Höhe  $H$  in mbar,  $t_B$  eine auf 0 bis  $H$  bezogene virtuelle Temperatur in  $^\circ\text{C}$  und  $\varphi$  die geographische Breite sind. Die virtuelle Temperatur ergibt sich aus:

$$t_B = \bar{T}_B - 273 = \bar{T}(1 + 0.6078q) - 273. \quad (3.16)$$

$q$  ist die mittlere spezifische Feuchte im Höhenintervall 0 bis  $H$  (die Wassermenge in Gramm in 1 kg trockener Luft) und  $\bar{T}$  (in K) die mittlere Temperatur der Atmosphäre in diesem Höhenintervall. Die Abhängigkeit der spezifischen Feuchte der Erdatmosphäre von der Höhe ist in Abbildung 3.7 dargestellt, wobei

$$q = 1000 m / (m + 1) \quad (3.17)$$

gilt.  $m$  ist die Dampfmenge in Gramm pro Kubikmeter Luft. Den Druckverlauf in der Atmosphäre zeigt Abbildung 3.8.

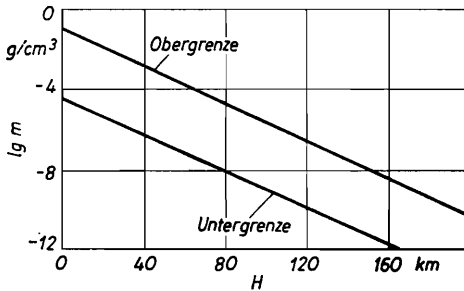


Abb. 3.7. Abhängigkeit der spezifischen Feuchte der Erdatmosphäre von der Höhe

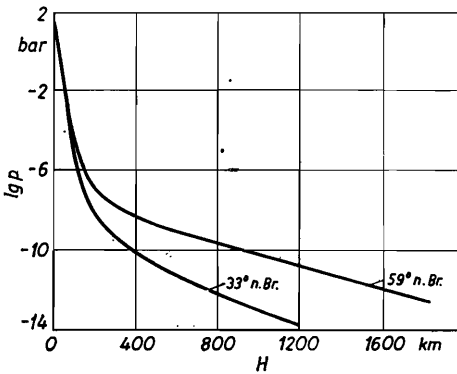


Abb. 3.8. Druckverlauf in der Erdatmosphäre

### 3.3. Zusammensetzung und physikalische Eigenschaften der Atmosphäre

Die Zusammensetzung der gasförmigen Bestandteile der Atmosphäre in Meereshöhe gibt Tabelle 3.2. Die Veränderung des Gehalts an den Grundkomponenten in der Erdatmosphäre mit der Höhe verdeutlichen Abbildung 3.9 und 3.10. Vom Standpunkt der Nutzung äußerer Vorräte in der Raketentechnik ist der Gehalt an Sauerstoff und anderen chemisch aktiven Komponenten (in dissoziierter oder ionisierter Form) von Bedeutung.

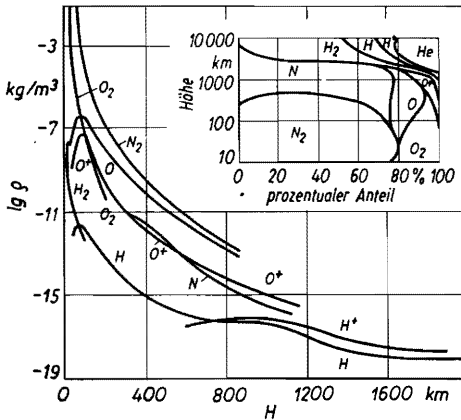


Abb. 3.9. Änderung der Zusammensetzung der Atmosphäre mit der Höhe

**Geladene Teilchen** sind in der Atmosphäre äußerst ungleichmäßig verteilt. Mit zunehmender Höhe nimmt die Ionisation zu, wobei trotz des Absinkens der Atmosphärendichte die Konzentration der ionisierten Teilchen bis zu einer bestimmten Höhe ansteigt (Abb. 3.11). Die Elektronendichte liegt am Tage um etwa eine Zehnerpotenz höher als in der Nacht. In sehr großen Höhen geht die Atmosphäre in den interplanetaren Raum über, in dem im wesentlichen nur neutraler und ionisierter Wasserstoff und Helium enthalten sind.

**Der Wasserdampf** in der Atmosphäre wurde schon im Zusammenhang mit der virtuellen Temperatur erwähnt. Der Feuchtigkeitsgehalt hat in energetischer Hinsicht Bedeutung. Das Vorkommen von Wasser in der Atmosphäre weist auf eine weitere potentielle Energiequelle hin: die Kondensationsenergie unterkühlter Feuchtigkeit in einer Höhe von 10 bis 12 km.

Pro Tag fallen etwa 26000 t **Meteoritenmasse** auf die Erde. Diese Körper werden stark abgebremst, bevor sie die Erdoberfläche erreichen.

Nur ein geringer Teil durchdringt die dichteren Schichten und verursacht seismische Erschütterungen auf der Erde. Der Fall großer Meteoriten ist selten. Dennoch sind Fälle bekannt, bei denen Meteoriten auf Städte, Häuser und sogar auf das Deck von Schiffen fielen.

Von seiten der Raumfahrt sind insbesondere die Mikrometeoriten von Interesse. Tabelle 3.3 faßt die Ergebnisse der Untersuchungen über die Aufschlaghäufigkeit auf Satelliten in Erdnähe zusammen. Dabei ist die Verteilung nach verschiedenen Zonen der Erde, nach Höhe und geographischer Breite aufgeschlüsselt und die Aufschlagintensität betrachtet. Es hat sich erwiesen, daß die Erde von einer „Staubatmosphäre“ eingehüllt ist, die in Richtung der Erdachse abgeplattet ist und eine Maximaldichte in 150 bis 200 km Höhe

Tab. 3.2. Zusammensetzung der Atmosphäre in Meeresspiegelhöhe

Gas	Molmasse	Konzentration in trockener Luft	
		Volumenanteil	Masseanteil
N <sub>2</sub>	28.01	0.7809	0.7553
O <sub>2</sub>	32.00	0.2095	0.2314
Ar	39.94	0.0093	0.0128
CO <sub>2</sub>	44.01	$3 \cdot 10^{-4}$	$4.5 \cdot 10^{-4}$
CO	28.01	$10^{-7}$	$10^{-7}$
Ne	20.17	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$
He	4.00	$5.3 \cdot 10^{-6}$	$7.3 \cdot 10^{-7}$
CH <sub>4</sub>	16.05	$1.52 \cdot 10^{-6}$	$8.4 \cdot 10^{-7}$
Kr	83.80	$10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-6}$
N <sub>2</sub> O	44.02	$5 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$
H <sub>2</sub>	2.02	$5 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-8}$
O <sub>3</sub>	48.00	$4 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$
Xe	131.30	$8 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$
Rn	222.00	$6 \cdot 10^{-20}$	$5 \cdot 10^{-19}$
H <sub>2</sub> O	18.02	$10^{-2} - 1.0$	$10^{-2} - 1.0$

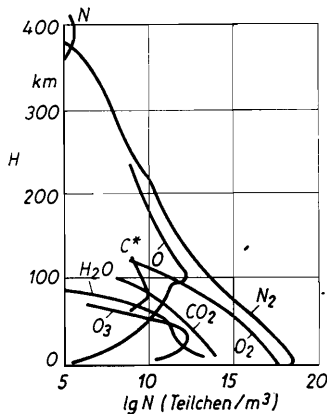


Abb. 3.10. Konzentrationsänderung einzelner Komponenten der Erdatmosphäre mit der Höhe

erreicht. Es wird angenommen, daß alle sporadischen Meteorite zu 50 Prozent aus Eisen und zu 50 Prozent aus Silikaten bestehen. Meteorite aus Meteorströmen enthalten im wesentlichen nur Silikate.

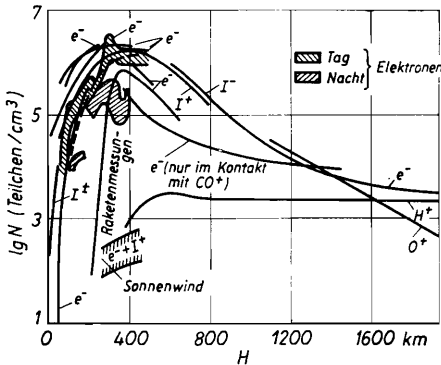


Abb. 3.11. Konzentration geladener Teilchen in der Erdatmosphäre

Die **Dynamik der Atmosphäre** umfaßt vor allem die mechanische Bewegung der Luftmassen, wie Drift, Zirkulation, Wind, aufsteigende Strömungen, Turbulenz und Dissipation. In Tabelle 3.1 ist der Verlauf mit der Höhe der mittleren Horizontalgeschwindigkeit und der mittleren quadratischen Pulsationsgeschwindigkeit über dem Territorium der UdSSR (über ein Jahr gemittelt) aufgeführt.

Die Hauptschwierigkeit bei der praktischen Nutzung der Energie der dynamischen Bewegung der Luftmassen besteht in ihrem statistischen Charakter. Es ist jedoch bekannt, daß unter bestimmten Umständen Stürme, Wirbelstürme und Taifune entstehen können, die Energien von  $200 \text{ J/m}^3$  und mehr vereinen.

Die Dissipation von Atmosphärenteilchen in den Weltraum wurde erstmals im Jahre 1803 von dem deutschen Naturforscher ALEXANDER VON HUMBOLDT behauptet und in den vierziger Jahren dieses Jahrhunderts von den sowjetischen Gelehrten ASTAPOWITSCH und FESSENKOW theoretisch untermauert. Die Schichtung der Atmosphärenkomponenten im Schwerfeld nach Gleichung (3.10) bewirkt die Diffusion. Sie vollzieht sich nicht in Höhen unter 100 bis 120 km, da hier die Turbulenz diesen Prozeß stört. Erst in größerer Entfernung von der Erdoberfläche wird sie wirksam. Zur Zeit des Minimums der Sonnenaktivität liegt folgende Schichtung vor: Bis in Höhen von 200 bis 250 km überwiegt der Stickstoff, danach bis 500–700 km der atomare Sauerstoff, über 700 km Helium und Wasserstoff. In Perioden maximaler Sonnenaktivität dominieren Helium und Wasserstoff bis in Höhen von 1000

Tab. 3.3. Meteoritenstromdichte  $J$  (in Teilchen/m<sup>2</sup>s) als Funktion ihrer Geschwindigkeit  $v_M$ , der unteren Massegrenze  $M_M$  und der Höhe  $H$  über der Erdoberfläche am Äquator und in nördlicher Breite (36° n. Br.)

$H$ (km)	Ort	$v_M$ (m/s)						
		14.5	14.5	14.5	16	21	26	27.5
		$M_M$ (kg)						
		10 <sup>-15</sup>	10 <sup>-13</sup>	10 <sup>-11</sup>	10 <sup>-9</sup>	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-3</sup>
100	Äquator	10	8 · 10 <sup>-2</sup>	2 · 10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-6</sup>	5 · 10 <sup>-9</sup>	1.5 · 10 <sup>-11</sup>	8 · 10 <sup>-14</sup>
	36° n. Br.	4	3.3 · 10 <sup>-2</sup>	8.3 · 10 <sup>-5</sup>	4 · 10 <sup>-7</sup>	2 · 10 <sup>-9</sup>	6 · 10 <sup>-12</sup>	3.3 · 10 <sup>-14</sup>
200	Äquator	9.1	7.3 · 10 <sup>-2</sup>	1.8 · 10 <sup>-4</sup>	9 · 10 <sup>-7</sup>	4.5 · 10 <sup>-9</sup>	1.3 · 10 <sup>-11</sup>	7.3 · 10 <sup>-14</sup>
	36° n. Br.	3.3	2.8 · 10 <sup>-2</sup>	6.9 · 10 <sup>-5</sup>	3.3 · 10 <sup>-7</sup>	1.7 · 10 <sup>-9</sup>	5 · 10 <sup>-12</sup>	2.8 · 10 <sup>-14</sup>
400	Äquator	8	6.4 · 10 <sup>-2</sup>	1.6 · 10 <sup>-4</sup>	7.9 · 10 <sup>-7</sup>	3.9 · 10 <sup>-9</sup>	1.1 · 10 <sup>-11</sup>	6.4 · 10 <sup>-14</sup>
	36° n. Br.	2.2	1.9 · 10 <sup>-2</sup>	4.6 · 10 <sup>-5</sup>	2.2 · 10 <sup>-7</sup>	1.1 · 10 <sup>-9</sup>	3.3 · 10 <sup>-12</sup>	1.9 · 10 <sup>-14</sup>
600	Äquator	7	5.6 · 10 <sup>-2</sup>	1.4 · 10 <sup>-4</sup>	7 · 10 <sup>-7</sup>	3.4 · 10 <sup>-9</sup>	10 <sup>-11</sup>	5.6 · 10 <sup>-14</sup>
	36° n. Br.	1.5	1.3 · 10 <sup>-2</sup>	3.2 · 10 <sup>-5</sup>	1.5 · 10 <sup>-7</sup>	8.6 · 10 <sup>-10</sup>	2.3 · 10 <sup>-12</sup>	1.3 · 10 <sup>-14</sup>
800	Äquator	5.7	4.6 · 10 <sup>-2</sup>	1.1 · 10 <sup>-4</sup>	5.7 · 10 <sup>-7</sup>	2.8 · 10 <sup>-9</sup>	8.1 · 10 <sup>-12</sup>	4.6 · 10 <sup>-14</sup>
	36° n. Br.	1.2	10 <sup>-2</sup>	2.6 · 10 <sup>-5</sup>	1.2 · 10 <sup>-7</sup>	6.9 · 10 <sup>-10</sup>	1.9 · 10 <sup>-12</sup>	10 <sup>-14</sup>
1000	Äquator	4.8	3.8 · 10 <sup>-2</sup>	9.1 · 10 <sup>-5</sup>	4.8 · 10 <sup>-7</sup>	2.3 · 10 <sup>-9</sup>	6.8 · 10 <sup>-12</sup>	3.8 · 10 <sup>-14</sup>
	36° n. Br.	1	8.7 · 10 <sup>-3</sup>	2.2 · 10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-7</sup>	6 · 10 <sup>-10</sup>	1.6 · 10 <sup>-12</sup>	8.7 · 10 <sup>-15</sup>
1200	Äquator	3.8	3 · 10 <sup>-2</sup>	7.3 · 10 <sup>-5</sup>	3.8 · 10 <sup>-7</sup>	1.8 · 10 <sup>-9</sup>	5.4 · 10 <sup>-12</sup>	3 · 10 <sup>-14</sup>
	36° n. Br.	0.86	7.5 · 10 <sup>-3</sup>	1.9 · 10 <sup>-5</sup>	8.6 · 10 <sup>-8</sup>	5.2 · 10 <sup>-10</sup>	1.4 · 10 <sup>-12</sup>	7.5 · 10 <sup>-15</sup>

Tab. 3.4. Kinematische Viskosität  $\nu$  und mittlere freie Weglänge  $\lambda$  der Moleküle in der Erdatmosphäre

$H$ (km)	$\nu$ (m <sup>2</sup> /s)	$\lambda$ (m)
0	1.4607 · 10 <sup>-5</sup>	6.3741 · 10 <sup>-8</sup>
1	1.5812 · 10 <sup>-5</sup>	6.9791 · 10 <sup>-8</sup>
10	3.5232 · 10 <sup>-5</sup>	1.7471 · 10 <sup>-7</sup>
20	1.5997 · 10 <sup>-4</sup>	8.0505 · 10 <sup>-7</sup>
30	8.3565 · 10 <sup>-4</sup>	4.0786 · 10 <sup>-6</sup>
40	4.0956 · 10 <sup>-3</sup>	1.8900 · 10 <sup>-5</sup>
50	1.5997 · 10 <sup>-2</sup>	7.1585 · 10 <sup>-5</sup>
60	4.8749 · 10 <sup>-2</sup>	2.2684 · 10 <sup>-4</sup>
70	* 1.5475 · 10 <sup>-1</sup>	7.7433 · 10 <sup>-4</sup>
80	5.9202 · 10 <sup>-1</sup>	3.2241 · 10 <sup>-3</sup>
90	3.5759	1.9474 · 10 <sup>-2</sup>

bis 15000 km. Weiter außen liegt die Wasserstoffkorona der Erde, die aus atomarem Wasserstoff besteht. Wir sehen, die Beziehung (3.10) gilt nur in großen Höhen und für leichte Komponenten. In diesen Höhen ist die freie



Weglänge der Teilchen groß, so daß Stöße zwischen den Molekülen ihre Maximalgeschwindigkeiten nicht verringern können und dem „Abwandern“ nicht entgegenwirken.

**Die kinematische Viskosität** der Atmosphäre  $\nu$  (in  $\text{m}^2/\text{s}$ ) ist für aerodynamische und thermodynamische Beobachtungen von Bedeutung. Sie hängt zusammen mit der mittleren freien Weglänge der Moleküle:

$$\bar{\lambda} = 1/\sqrt{2} N_H \bar{\sigma}, \quad (3.18)$$

wobei  $N_H$  die Konzentration und  $\bar{\sigma}$  der effektive Wechselwirkungsquerschnitt der Moleküle sind.  $\nu$  und  $\lambda$  sind in Tabelle 3.4 aufgeführt.

### 3.4. Das Magnetfeld der Erde

Die Erfindung des Kompasses und damit die praktische Nutzung des Erdmagnetfeldes für Navigationszwecke geht weit in das Altertum zurück. Im Jahr 1600 erkannte GILBERT nach vielen Beobachtungen, daß das Erdmagnetfeld in erster Näherung als das eines im Erdzentrum befindlichen Dipols betrachtet werden kann. Später wurden viele geomagnetische Observatorien und Stationen errichtet, die genaue Karten des geomagnetischen Feldes aufnahmen (Abb. 3.12). Die weitere Entwicklung kam durch theoretische Untersuchungen von GAUSS, der das Erdmagnetfeld durch Kugelfunktionen (LEGENDRESche Polynome) approximierte, deren Koeffizienten experimentell bestimmt werden. Sie verändern sich mit der Zeit. Wir sprechen von Säkularvariationen des erdmagnetischen Feldes.

Die Untersuchung des Magnetfeldes in großen Höhen begann vor zwei bis drei Jahrzehnten. Es zeigte sich, daß der angenommene Dipolcharakter des Hauptfeldes gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt. Ein sehr wesentliches Resultat war der Nachweis einer variablen Komponente. Sie ändert sich mit der Sonnenaktivität.

Wenden wir uns dem Hauptfeld zu. In Abbildung 3.13 sind rechtwinklige ( $XYZ$ ) und sphärische Koordinaten ( $r, \theta, \beta$ ) aufgetragen. Im Koordinatenursprung liegt der Dipol mit dem Moment  $M_D = 10^{18} \text{ Wb} \cdot \text{m}$  parallel zur vertikalen Achse. Wir definieren als magnetische Breite den Winkel

$$\psi = (\pi/2) - \theta. \quad (3.19)$$

Er ist am magnetischen Äquator Null.

Die Neigung der Feldlinien gegen die Horizontale ist:

$$\varphi = (\pi/2) - \alpha, \quad (3.20)$$

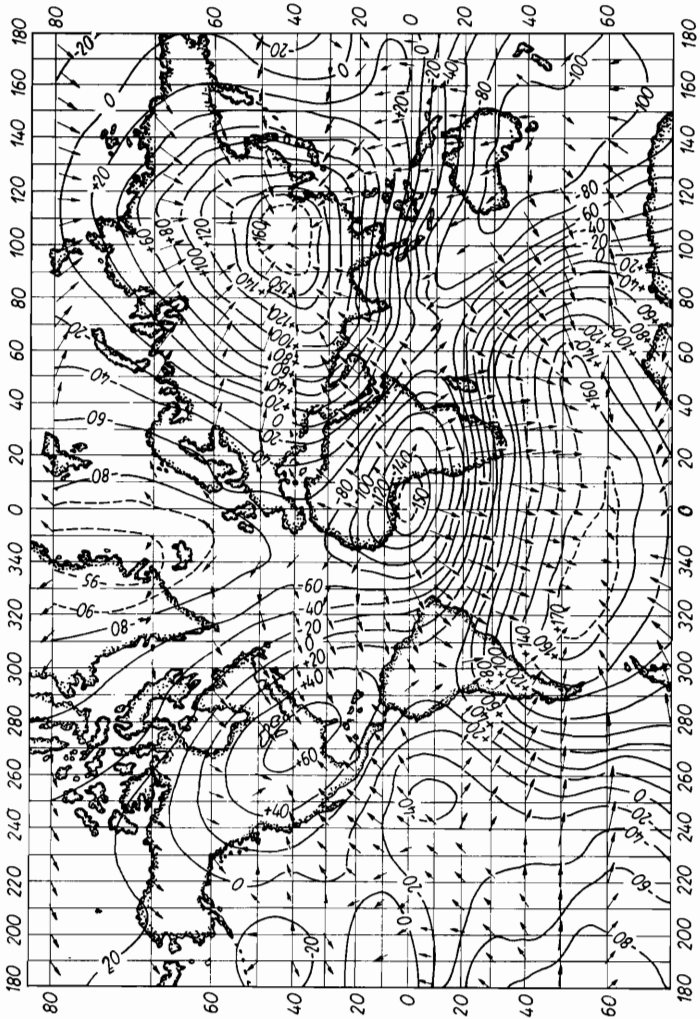


Abb. 3.12. Karte des Erdmagnetfeldes

wenn  $\alpha$  der Winkel zwischen Feldstärkevektor  $\mathbf{H}$  und dem Radiusvektor  $\mathbf{r}$  ist. Es gilt:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \psi. \quad (3.21)$$

In großer Entfernung vom Dipolzentrum gilt für die Feldstärke die

Beziehung

$$\mathbf{H} = -\text{grad} (M_D r / r^3). \quad (3.22)$$

Die horizontalen und vertikalen Feldkomponenten (positiv in Richtung Erde) bestimmen sich aus der magnetischen Breite:

$$H_{\text{vert}} = H_0 \sin \psi; \quad (3.23)$$

$$H_{\text{hor}} = -(H_0/2) \cos \psi. \quad (3.24)$$

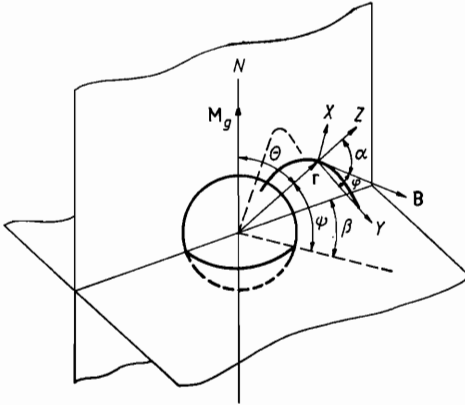


Abb. 3.13. Koordinatensystem des erdnahen Magnetfeldes (statt  $M_g$  lies  $M_D$ )

Dabei wird vorausgesetzt, daß  $H_p = 0$  ist. Die Feldstärke  $H_0$  längs der Dipolachse ist

$$H_0 = 2M_D/r^3 = 2 \cdot 10^{17}/r^3 \text{ A/m}. \quad (3.25)$$

$H$  ergibt sich aus:

$$H = \sqrt{H_{\text{vert}}^2 + H_{\text{hor}}^2} = \frac{M_D}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \psi} \quad (3.26)$$

Die entsprechenden Projektionen im rechtwinkligen Koordinatensystem sind:

$$H_x = 3xz(M_D/r^5); \quad (3.27)$$

$$H_y = 3yz(M_D/r^5); \quad (3.28)$$

$$H_z = (3z^2 - r^2)(M_D/r^5). \quad (3.29)$$

Die Achse des magnetischen Dipols fällt nicht mit der Rotationsachse zusammen und geht nicht durch das Erdzentrum. Sie liegt 342 km von ihm entfernt und ist auf einen Punkt mit den Koordinaten  $6,5^\circ$  n. Br. und  $161,8^\circ$  ö. L.

gerichtet. Gegenwärtig entfernt sich die Magnetachse vom Erdzentrum. Die Dipolachse schneidet die Erdoberfläche in den Punkten 76.3° s. Br., 121.2° ö. L. und 80.1° n. Br., 82.7° w. L.

Es sei bemerkt, daß das magnetische Hauptfeld nicht durch das skalare Potential, das nur für die Dipolnäherung gilt, bestimmt wird, sondern über ein Vektorpotential, das die Existenz von ionosphärischen Stromsystemen  $j$  berücksichtigt:

$$\mathbf{H} = -\text{grad} \frac{\mathbf{M}_D \mathbf{r}}{r^3} - \text{rot} \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{j dV}{r}. \quad (3.30)$$

Die Variabilität des geomagnetischen Feldes auf der Erdoberfläche ist nicht größer als 1 Prozent. Erst in größeren Höhen nimmt sie zu. Wie bereits erwähnt, geben erst nach der Theorie von GAUSS Pole höherer Ordnung eine exakte Beschreibung; für das Potential gilt:

$$\Phi = R_E \sum_{n=1}^{n=\infty} (R_E/r)^{n+1} \sum_{m=0}^{m=n} (g_n^m \cos m\beta + h_n^m \sin m\beta) P_n^m(\theta). \quad (3.31)$$

$R_E$  ist der Erdradius,  $P_n^m$  sind die LEGENDRESCHEN Funktionen,  $g_n^m$  und  $h_n^m$  sind Koeffizienten, die Größe und Orientierung der Multipole bestimmen. Die Genauigkeit der Bestimmung des Feldes auf der Erdoberfläche hängt von der Anzahl der Koeffizienten  $g_n^m$  und  $h_n^m$  ab, die regelmäßig alle zehn Jahre von geomagnetischen Observatorien gleichzeitig auf der gesamten Erdoberfläche gemessen werden. In der Regel gehen 64 Koeffizienten in die Gleichung ein, die nach jeder Magnetfeldregistrierung korrigiert werden. Die Messungen wurden in den Jahren 1945 (siehe Abb. 3.12), 1955 und 1965 durchgeführt.

Die Auswertung ergab, daß sich die Feldstärke des Erdmagnetfeldes in 100 Jahren bis zu 30 Prozent ändern kann.

Die mit künstlichen Erdsatelliten durchgeführten Messungen zeigten, daß mit steigender Höhe das Feld schwächer wird, als nach der Dipoltheorie zu erwarten wäre. Eine krasse Abnahme des Feldes ist in einer Höhe von 20000 km zu beobachten. Die Ursache dieser Erscheinung liegt im sogenannten *Ringstrom*, der sich in Erdnähe befindet und ein entgegengesetzt gerichtetes Magnetfeld erzeugt. Ein entfernterer ähnlicher Ring befindet sich in einer Höhe von 3500 km. Beide Ringe liegen in Zonen der maximalen Intensität der *Strahlungsgürtel*.

Untersuchungen über das Verhalten geladener Teilchen in Dipolfeldern wurden zu Beginn unseres Jahrhunderts von den norwegischen Gelehrten BIRKELAND (Experimente mit Terella) und STÖRMER (theoretische Berechnungen) angestellt. Terella war eine Magnetkugel in einer Vakuumkammer, die unter verschiedenen Winkeln mit Elektronenbündeln unterschiedlicher Energie be-

schossen wurde. Dabei ergab sich ein interessanter Effekt. Die Elektronen wurden vom Magnetfeld eingefangen und auf ringförmige Oberflächenzonen um die Magnetpole abgelenkt. Ähnliche Laborversuche werden noch heute in vervollkommenen und den natürlichen Bedingungen besser angepaßten Anlagen durchgeführt, denn selbst äußerst schwache elektrische Felder üben einen großen Einfluß auf die Teilchendrift im Magnetfeld aus. So kann z. B. ein Elektron der Energie von 1 keV lange Zeit im erdnahen Magnetfeld in einer Höhe von rund drei Erdradien driften, wenn elektrische Felder fehlen. Ein Feld geringer Feldstärke (0.1 V/m) genügt, um das Elektron aus dem Erdmagnetfeld zu verdrängen.

Der Nachweis der Strahlungsgürtel war eine bedeutende wissenschaftliche Leistung. Amerikanische Wissenschaftler fanden den inneren Protonengürtel, dessen Intensitätsmaximum in 3600 km Höhe liegt. Die Entdeckung des zweiten und dritten Strahlungsgürtels (Elektronengürtel) gehört zu den Errungenschaften der Weltraumforschung der UdSSR (Abb. 3.14). Das Energiespektrum der Protonen in der Äquatorialebene des inneren Strahlungsgürtels ist in Tabelle 3.5 aufgeführt. Zwischen den einzelnen Gürteln gibt es keine scharfen Grenzen.

Die Intensitätsmaxima der eingefangenen Teilchen rotieren in der Ekliptikenebene mit der Winkelgeschwindigkeit

$$\omega = \Omega \cos i, \quad (3.32)$$

wobei  $\Omega = 7.29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation und  $i = 23^\circ 27'$  die Neigung der Ekliptik zum Äquator sind. Sowohl die Strahlungs-

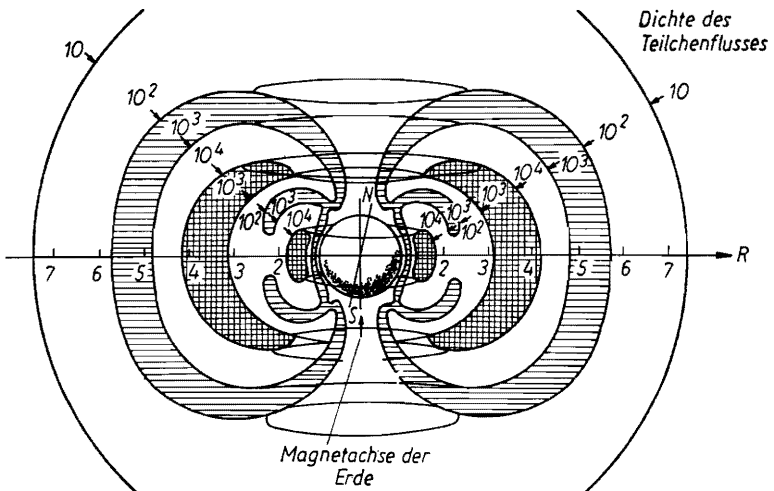


Abb. 3.14. Schematische Darstellung der Strahlungsgürtel der Erde

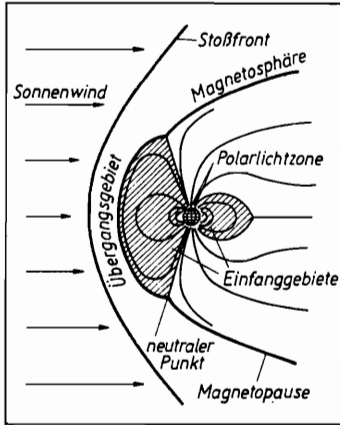


Abb. 3.15. Die Magnetosphäre

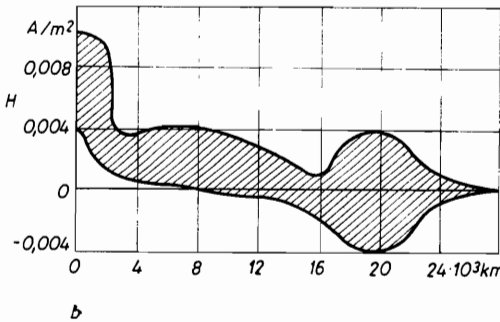
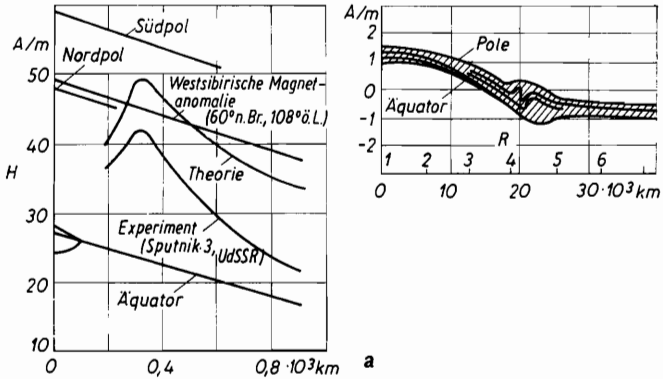


Abb. 3.16. Eigenschaften des erdnahe Magnetfeldes  
 a) Änderung der Feldstärke mit der Höhe  
 b) Abhängigkeit des Feldstärkegradienten von der Höhe

Tab. 3.5. Energiespektrum der Protonen (in MeV) des inneren Strahlungsgürtel der Erde in der Äquatorebene. Bei gleicher Energie beträgt die Flußdichte der Deuterium- und Tritiumkerne rund 1 Prozent der Protonenflußdichte. Elektronen haben bei gleicher Flußdichte eine um etwa zwei Zehnerpotenzen geringere Energie

Höhe $H$ (km)	$L = \frac{R}{R_E}$	Protonenflußdichte (Teilchen/m <sup>2</sup> s)											
		$5 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$	$10^{11}$	$5 \cdot 10^{10}$	$10^{10}$	$5 \cdot 10^9$	$10^9$	$5 \cdot 10^8$	$10^8$	$5 \cdot 10^7$	$10^7$	$5 \cdot 10^6$
2570	1.4	$I(E_p) dE = E_p^{-1.8} dE$ für $75 < E_p < 700$											
3190	1.5	$I(E_p) dE = E_p^{-1.7} dE$ für $40 < E_p < 100$											
3820	1.6	-	-	-	1	5	10	30	-	-	-	-	
4470	1.7	-	-	1	4	10	12	20	30	50	-	-	
5120	1.8	-	-	1	5	10	12	20	30	40	50	70	
5720	1.9	-	1	2	4	8	10	20	20	30	40	50	60
6370	2.0	-	1	2.5	4	7	8	18	20	35	40	50	70
7020	2.1	-	1	2.5	3.5	6	8	15	20	30	40	60	-
7620	2.2	1	1.5	2	3	5	7	15	20	40	45	80	-
8320	2.3	1	1.8	2	3	4.5	5	10	15	30	40	60	-
8920	2.4	1	1.8	2	2.5	3.5	4	8	12	30	35	50	60

$8920 < H < 31820$   $2.4 < L < 6$   $I(E_p) dE = \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) dE$ , mit  $E_0 = 306L^{-5.2}$ ;  $0,1 < E_p < 4$

gürtel als auch das Magnetfeld der Erde sind in großen Höhen wegen der durch den Sonnenwind hervorgerufenen Deformation nicht achsensymmetrisch. Der amerikanische Satellit „Pioneer 1“ registrierte den Übergang des Erdmagnetfeldes in das interplanetare Feld auf der der Sonne zugewandten Seite in einer Entfernung von 13.9 Erdradien. Es wird vermutet, daß der Feldstärkevektor des interplanetaren Magnetfeldes in der Ekliptikebene liegt. In Perioden ruhiger Sonne ist die Feldstärke 2 bis  $5\gamma$ , bei Sonneneruptionen 20 bis  $50\gamma$ . Derartige Veränderungen der Feldstärke des Erdmagnetfeldes zwischen 2 bis  $5\gamma$  und 20 bis  $50\gamma$  treten auch in geringen Höhen auf. Unter bestimmten Voraussetzungen kann hier sogar eine Verstärkung dieses Effektes vorliegen. Die Werte übersteigen jedoch selten  $60\gamma$  ( $1\gamma = 10^{-5} \text{ Oe} = 0.8 \cdot 10^{-3} \text{ A/m}$ ).

Dank systematischer Messungen des erdnaheeren Magnetfeldes durch viele künstliche Satelliten und Raumsonden konnten die Struktur der Magnetosphäre (Abb. 3.15) sowie ihre Veränderung in Abhängigkeit von der Sonnenaktivität aufgeklärt werden. Es konnte nachgewiesen werden, daß auf der Tagseite die Grenze der Magnetosphäre in einer Entfernung von 10 bis 14 Erdradien verläuft, auf der Nachtseite hingegen ein Magnetschweif bis zu 900 Erdradien Länge existiert, wie aus Untersuchungen der amerikanischen interplanetaren Sonde „Pioneer 7“ hervorging.

Abbildung 3.16 zeigt den Verlauf des Feldstärkegradienten. Die beträchtliche Streuung erklärt sich aus der großen Feldstärkeänderung zwischen Pol und Äquator und der Vielzahl von Magnetanomalien.

### 3.5. Das elektrische Feld der Erde

Die Erde besitzt eine negative Oberflächenladung von  $Q_s = 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ C/km}^2$ . Ihre Gesamtladung beträgt  $Q_E = 0.57 \cdot 10^6 \text{ C}$ . Die elektrische Ladung der Erde im Weltraum ist noch ungenau bekannt, da der Potentialgradient in einer Höhe von  $H \approx 80 \text{ km}$  gleich Null ist, d. h., die Erdoberfläche und die Ionosphäre stellen zwei Platten eines sphärischen Kondensators der Kapazität  $0.05 \text{ F}$  dar. Der größte Potentialgradient (bis  $1000 \text{ V/m}$ ) liegt an der Erdoberfläche. Zur Abschätzung dieses Gradienten (in  $\text{V/m}$ ) bis in Höhen von  $70 \text{ km}$  dient die empirische Formel

$$E_E = -[90 \exp(-3.5H) + 40 \exp(-0.23H)]. \quad (3.33)$$

$H$  ist die Höhe in km. Der Gradient führt zu vertikalen elektrischen Strömen der Stärke  $1500$  bis  $1800 \text{ A}$  in der Atmosphäre (der Widerstand der Atmosphäre in einer Höhe von  $20 \text{ km}$  beträgt  $200 \Omega$ ). Diese Ströme werden bei Gewittern, deren Gesamtzahl auf der Erde jährlich  $2200$  beträgt, unterbrochen. Die mittlere Ladung eines Blitzes beträgt  $16 \text{ C}$ , seine Energie  $2 \cdot 10^{10} \text{ J}$ . Die



durchschnittliche Höhe von Gewitterentladungen liegt bei 5.3 km. Damit Blitze entstehen können, ist ein Potentialunterschied von  $4 \cdot 10^9$  V nötig. Das bedeutet, daß der Potentialgradient vor einem Blitz den Wert von  $0.77 \cdot 10^6$  V/m erreicht. Somit stellt die Erde mit Atmosphäre und Magnetfeld einen natürlichen elektrischen Generator dar, dem die Atmosphäre und möglicherweise die Erdrinde als Lastwiderstand dienen.

Die Energie des elektrischen Erdfeldes wird noch nicht genutzt. Die Erforschung der elektrischen Erscheinungen in der Atmosphäre berührt zur Zeit nur Fragen der Sicherheit, z. B. der Sicherheit in der Raketentechnik. Eine auf dem Startgelände bereitstehende Rakete (von etwa 50 m Höhe) befindet sich in einem Potentialunterschied von durchschnittlich 1500 V. Bei Windstille fließt in der Rakete kein Strom. Bei starken Windstößen (Turbulenz) strömen durch den Metallkörper starke elektrische Impulse. Darüber hinaus kann sich an der Windseite eine elektrostatische Raumladung bilden.

Durch Reibung können während des Fluges recht bedeutende Oberflächenladungen entstehen. Es ist bekannt, daß Flugzeuge elektrostatische Potentiale bis zu  $10^6$  V aufweisen. Das Vorzeichen kann verschieden sein. Ist die Rakete mit einer Nitrolackschicht überzogen, lädt sie sich in Wolken aus Wasserdampf negativ auf, in Eiswolken hingegen positiv. An Flugzeugen, die eine Ladung tragen, treten Entladungsvorgänge auf. Es kommt zu Koronaentladungen, die zu Störungen im Funkverkehr führen. Bei der Konstruktion von Raumfahrtträgersystemen sind solche Fragen sehr wichtig.

Wenden wir uns dem elektrischen Feld in Höhen über 100 km zu. Photochemische Prozesse, Wechselwirkungen mit solaren Teilchen, Bewegungen der Ionosphärenmassen, Variationen des geomagnetischen Feldes usw. bestimmen die räumliche Verteilung und die Dynamik freier Elektronen und Ionen in dieser Höhe. Sie beeinflussen Stärke und Richtung des elektrischen Feldes.

In den unteren dichten Schichten der Atmosphäre (bis 80 km Höhe) gibt es praktisch keine freien Elektronen. Dort verdankt das statische Feld seine Existenz Ionen. In den oberen Schichten dagegen kommt den Elektronen die größte Bedeutung zu, da ihre Lebensdauer bei der geringen Dichte ausreichend groß ist und ihre *Beweglichkeit* die anderer geladener Teilchen um ein Vielfaches übertrifft.

Mit zunehmender Höhe über der Erdoberfläche ändert sich die Beweglichkeit der Teilchen; wegen der Verringerung der Dichte wird sie größer. Dieser Zuwachs ist nicht gleichmäßig in allen Richtungen, da das Magnetfeld hierauf einen Einfluß hat; die Beweglichkeit wird anisotrop. Da die *Beweglichkeit* das Verhältnis der Geschwindigkeit der geladenen Teilchen zur Feldstärke des elektrischen Feldes ist,

$$\xi = v_e/E, \quad (3.34)$$

und der Strom aus der Beziehung

$$I = N_e v_e = E \sigma_e \quad (3.35)$$

bestimmt wird, folgt

$$\xi = v_e / E = \sigma_e / N_e, \quad (3.36)$$

wobei  $\sigma_e$  die Leitfähigkeit der Atmosphäre ist.

Die (niedrige) Beweglichkeit geladener Teilchen ist Grundlage des elektrischen Feldes in geringen Höhen. Wegen der großen Dichte der Atmosphäre entstehen günstige Verhältnisse für die Existenz schwerer Ionen und geladener Aerosole (an einem Ion „haften“ auf Grund der elektrostatischen Anziehung neutrale Moleküle, bzw. das Ion „klebt“ an Aerosolen — Staubteilchen oder kleinen Wassertropfen).

Die Leitfähigkeit der oberen Atmosphäre ist wie die Beweglichkeit der Teilchen stark anisotrop. Fehlt hingegen ein Magnetfeld, ist sie isotrop und wird aus der Beziehung

$$\sum \sigma_i = \sum_i^n \frac{N_i q_i^2 \bar{\tau}_i}{m_i} \quad (3.37)$$

bestimmt.  $N_i$  ist die Teilchenkonzentration der gegebenen Gruppe,  $q_i$  die Ladung der Teilchen,  $m_i$  deren Masse und  $\bar{\tau}_i$  die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Ist ein Magnetfeld vorhanden, vermindert sich die Leitfähigkeit orthogonal zu den Kraftlinien in den oberen Atmosphärenschichten um etwa fünf Zehnerpotenzen. Die Leitfähigkeit spaltet sich in drei Komponenten auf:

- quer zum Magnetfeld die *transversale Leitfähigkeit*  $\sigma_{\perp}$ ,
- längs des Magnetfeldes die *skalare (longitudinale) Leitfähigkeit*  $\sigma_0$  und
- quer zum magnetischen und elektrischen Feld die *HALL-Leitfähigkeit*  $\sigma_H$ :

$$\sum \sigma_i = \sigma_0 + \sigma_{\perp} + \sigma_H. \quad (3.38)$$

In geringen Höhen ist das Magnetfeld größer (s. nächstes Kapitel), beeinflusst die Leitfähigkeit jedoch nicht. In geringen Höhen ist nämlich die Stoßhäufigkeit der Elektronen und Ionen mit neutralen Teilchen und untereinander sehr hoch:

$$v_{en} = 5.4 \cdot 10^{-10} N_n T_H^{1/2}; \quad (3.39)$$

$$v_{in} = 2.6 \cdot 10^{-9} (N_n + N_i) \bar{\mu}^{-1/2}; \quad (3.40)$$

$$v_{ei} = [34 + 4.18 \ln (T_H^3 / N_e)] N_e T_H^{-3/2}. \quad (3.41)$$

$N_n$ ,  $N_i$  und  $N_e$  sind die entsprechenden Konzentrationen der neutralen Teilchen, Ionen bzw. Elektronen. Übersteigt die Stoßhäufigkeit die Gyrationfrequenz

$$\omega_i = q_i B / m_i; \quad (3.42)$$

geladener Teilchen im Magnetfeld der Induktion  $B$ , hat das Magnetfeld keinen Einfluß auf die Leitfähigkeit ( $q_i$  Ladung und  $m_i$  Masse der entsprechenden Teilchen).

Mit zunehmender Höhe über der Erdoberfläche nimmt die Stoßhäufigkeit stärker ab als die magnetische Induktion  $B$ . Daher wird in rund 75 km Höhe  $\omega_e = \nu_{en}$  und  $\omega_i = \nu_{ei}$  und in etwa 125 km Höhe  $\omega_i = \nu_{in}$ . Der Höhenbereich 75 bis 125 km wird als *Dynamozone* bezeichnet, da hier die Bewegung der Elektronen vom Magnetfeld bestimmt wird, die der Ionen dagegen hauptsächlich von elektrisch neutralen Luftströmungen. Das bedeutet, daß Luftströmungen starke elektrische Ströme hervorrufen können. Über 125 km haben wir den *hydromagnetischen* Höhenbereich, da hier das Verhalten der geladenen Teilchen und die Bewegung des Plasmas direkt vom Magnetfeld bestimmt werden. Der Bereich heißt auch *Motorbereich*.

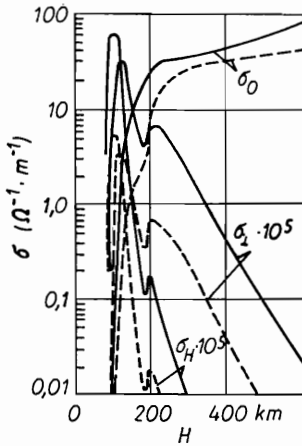


Abb. 3.17. Die Komponenten der elektrischen Leitfähigkeit der Erdatmosphäre: --- in der Nacht, — am Tage

Aus den Betrachtungen folgt, daß die Leitfähigkeit der Atmosphäre ab 75 km Höhe stark zunimmt. In 100 km Höhe ist sie schon um 10 Zehnerpotenzen angestiegen und entspricht etwa der Leitfähigkeit von Metallen. Sie ist bereits anisotrop, d. h., jede Komponente der Leitfähigkeit muß gesondert bestimmt werden. Für die Leitfähigkeit längs der magnetischen Feldlinien gilt<sup>1)</sup>

$$\sigma_0 = q^2 \sum_{i,e} \frac{N_i}{m_i \nu_{jn}} \approx \frac{N_e q^2}{m_e \nu_e} \tag{3.43}$$

<sup>1)</sup> Siehe: H. ALFVÉN, C. G. FAELTHAMMER, *Cosmical Electrodynamics*, Oxford, Clarendon Press, 1963 (russ. Übers. (herausg. von L. A. ARZIMOWITSCH): АЛЬВЕН, Г., Фельтхаммар, К. Г., *Космическая электродинамика*, Verlag „Mir“ 1967). Vgl. auch: F. SAR, *Einführung in die Plasmaphysik*, Bd. I bis III, Akademie-Verlag, Berlin 1970. (Hrsg.)

Beim Fehlen eines Magnetfeldes bleibt  $\sigma_0$  konstant.

Die transversale Leitfähigkeit  $\sigma_{\perp}$  und die HALL-Leitfähigkeit  $\sigma_H$  sind an das Vorhandensein eines Magnetfeldes gebunden und hängen von der Gyrationfrequenz der geladenen Teilchen im Magnetfeld ab:

$$\sigma_{\perp} = q^2 \sum_{i,e} \frac{N_j}{m_j v_{jn}} \left( \frac{v_{jn}^2}{v_{jn}^2 + \omega_j^2} \right), \quad (3.44)$$

$$\sigma_H = q^2 \sum_{i,e} \frac{N_j \omega_j}{m_j (v_{jn}^2 + \omega_j^2)}. \quad (3.45)$$

In Tensorschreibweise gilt für den Strom der unter dem Einfluß des Feldes der Feldstärke  $\mathbf{E}$  fließt:

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} \sigma_{\perp} & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \mathbf{E}. \quad (3.46)$$

Die Beträge der Leitfähigkeit in verschiedenen Höhen sind in Abbildung 3.17 dargestellt.

Für den Strom schreiben wir vereinfacht:

$$\mathbf{I} = \sigma_0 \mathbf{E}_0 + \sigma_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_H \frac{|\mathbf{B} \times \mathbf{E}|}{|\mathbf{B}|}. \quad (3.47)$$

Die Summe der letzten beiden Glieder stellt den Strom dar, der quer zum Magnetfeld fließt. Das Feld selber kann in eine vertikale und eine horizontale Komponente zerlegt werden, die am Äquator mit den Koordinatenachsen zusammenfallen, wenn magnetischer und geographischer Äquator übereinstimmen, d. h.,

$$\sigma_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} \equiv \sigma_{\text{vert}} \mathbf{E}_{\text{vert}}, \quad (3.48)$$

$$\frac{|\mathbf{B} \times \mathbf{E}|}{|\mathbf{B}|} \sigma_H \equiv \sigma_H \mathbf{E}_{\text{hor}}. \quad (3.49)$$

In erster Näherung kann hier vorausgesetzt werden, daß  $\sigma_{\perp} \equiv \sigma_{\text{vert}}$  gilt.

Betrachten wir die möglichen elektrodynamischen Prozesse von der qualitativen Seite. In der Dynamozone ( $H \approx 75$  bis  $125$  km) werden wegen der starken Bindungen von neutralen und geladenen Teilchen ein elektrischer Strom und ein elektrisches Feld erzeugt. Ein neutrales Gas der unteren Ionosphäre zieht, wenn es an der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre beteiligt ist, durch Wärmeausdehnung, Gezeiten- und Viskositätskräfte auch geladene Teilchen mit sich. Es handelt sich überwiegend um positive Ionen. Dabei bleiben die

Elektronen am Ursprungsort zurück, da ihre Gyrationfrequenz die Stoßhäufigkeit mit neutralen Komponenten übertrifft (Abb. 3.18). Die Elektronen sind, anschaulich gesagt, im Magnetfeld eingefroren.

Fluktuationen der atmosphärischen Dichte bewirken Ladungstrennungen; es bildet sich ein horizontales, westöstliches elektrisches Feld heraus. Derartige Felder haben Einfluß auf die kosmische Funkverbindung und bedürfen daher einer eingehenden Untersuchung. Interessant sind ihre Spektren, d. h. die Abhängigkeit der Amplituden der Feldstärkeschwingungen von der Frequenz. Sie unterscheiden sich im Wechsel von Tag und Nacht, der Jahreszeiten und des Sonnenzyklus.

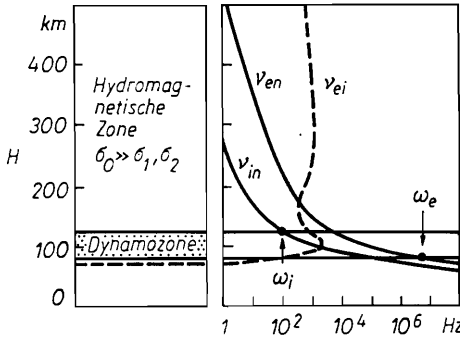


Abb. 3.18. Abhängigkeit der Stoßhäufigkeit  $\nu_{in}$ ,  $\nu_{en}$ ,  $\nu_{ei}$  und der Gyrationfrequenz  $\omega_e$  und  $\omega_i$  von der Höhe (statt  $\sigma_1, \sigma_2$  lies  $\sigma_{\perp}, \sigma_H$ )

Wenden wir uns dem orthogonal zum Magnetfeld gelegenen elektrischen Feld zu. Es entsteht bei der Bewegung des leitenden Mediums (Atmosphäre) quer zum Erdmagnetfeld:

$$\mathbf{E} = v_H \mathbf{B} \sin 90^\circ = v_H \mathbf{B}. \tag{3.50}$$

Wenn die Geschwindigkeit der horizontalen Lageveränderung eines Luftmassenelementes (s. Tab. 2.1) und die magnetische Induktion  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$  (vgl. Abb. 3.16) bekannt sind, kann die Feldstärke des elektrischen Feldes orthogonal zum Feldstärkevektor des Magnetfeldes in der Meridianebene abgeschätzt werden (Abb. 3.19).

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Feldstärke baut auf der Kenntnis der fließenden elektrischen Ströme und der Leitfähigkeit der Atmosphäre bzw. der entsprechenden Komponenten  $j$  dieser Größen auf:  $\mathbf{E}_j = \mathbf{i}_j / \sigma_j$ , d. h.

$$\mathbf{E} = (\mathbf{i} / \sigma) - (\mathbf{V} \times \mathbf{B}). \tag{2.51}$$

Die Ströme  $i_j$  ergeben sich aus den geomagnetischen Variationen. Die Berechnungen liefern für die vertikale Komponente am Äquator in 100 km Höhe einen Wert von  $E \approx 10^{-2}$  V/m.

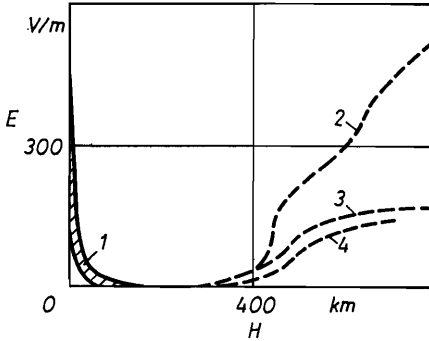


Abb. 3.19. Verlauf der vertikalen Feldstärkekomponente des elektrischen Feldes mit der Höhe: 1 — Messungen in der Erdatmosphäre, 2 — Äquator, mittags, 3 — Äquator und gemäßigte Breiten, um Mitternacht, 4 — Gemäßigte Breiten, mittags (die gestrichelten Linien sind extrapolierte Maximalwerte)

Das durch den atmosphärischen „Dynamo“ erzeugte elektrische Feld tritt mit höheren Schichten in Wechselwirkung. Dabei werden diese Schichten dazu angeregt, sich in der gleichen Richtung zu vermischen wie die „Dynamoschichten“. Dieser Prozeß wird als „Motoreffekt“ in der Atmosphäre bezeichnet.

Die Schwierigkeiten bei der Einbeziehung einer großen Anzahl geophysikalischer Faktoren in die theoretischen Betrachtungen machen es erforderlich, nach neuen Methoden für eine unmittelbare Messung der elektrischen Felder mit Höhenraketen und künstlichen Erdsatelliten zu suchen. So kann z. B. das starke vertikale elektrische Feld am Äquator verschiedene Ursachen haben. Folgende physikalische Prozesse können zur Ausbildung eines Feldes mit vergleichbarer Feldstärke führen:

- Luftströmungen, bedingt durch den hydrostatischen Druck der von der Sonne erwärmten Atmosphäre;
  - Einwirkung der solaren Korpuskularstrahlung (Sonnenwind), die in 400 km Höhe eine Dichte von  $(1-6) \cdot 10^8$  Teilchen/ $m^3$  aufweist;
  - Wirkung des Strahlungsdrucks der Sonne;
  - Ionisation von Teilchen in der Hochatmosphäre (in einer Höhe von 200 bis 300 km werden im Mittel  $10^7$  Elektronen/ $m^3 \cdot s$  freigesetzt);
  - mögliche Raumladungen um die Sonne;
- usw.

Unmittelbare Messungen des elektrischen Feldes sind arbeitsaufwendig und kompliziert. Deshalb sind bisher nur wenige sichere Angaben zugänglich.

Jedoch weisen bereits die ersten Resultate auf Felder hin, die weitaus größere Feldstärke besitzen, als bisher aus theoretischen Betrachtungen angenommen werden konnte. So ergab sich längs der Magnetfeldlinien eine Feldstärke von  $10^{-1}$  V/m. Dieser Wert ist um zwei Zehnerpotenzen höher als selbst unter optimistischen Voraussetzungen errechnet wurde. Die Diskrepanz verdeutlicht u. a. auch die Notwendigkeit von sorgfältigen Untersuchungen der Wechselwirkungsprozesse zwischen Erdatmosphäre und Sonne.

### *3.6. Der Einfluß elektromagnetischer und korpuskularer Strahlung auf die Erde*

Die in den vorhergehenden Kapiteln betrachteten Merkmale des erdnahen Raumes werden in vielem durch die Sonnentätigkeit bestimmt; konkrete Erscheinungen lassen sich in zwei Gruppen von Ursachen trennen. Zur ersten gehören alle Prozesse, die direkt von der Aktivität der Sonne abhängen; zur zweiten diejenigen, die von ihr unabhängig sind. In der Regel besitzen die in der unteren Atmosphäre (bis 100 km Höhe) ablaufenden Prozesse eine unveränderliche Komponente, die unabhängig von äußeren Bedingungen ist. Erscheinungen der oberen Atmosphäre gehen unter unmittelbarem Einfluß der Sonnentätigkeit vonstatten. Gegenstand dieses Kapitels sollen Prozesse sein, die in der oberen Atmosphäre, auch als *Exosphäre* bezeichnet, ablaufen.

Der Einfluß der magnetischen und elektrischen Felder der Sonne ist bisher ungenügend bekannt, da sie wenig untersucht sind. Man bringt das Magnetfeld der Sonne oft mit dem Magnetfeld der Sonnenflecken in Verbindung. Wie aus Daten des sowjetischen Satelliten „Prognos“ hervorgeht, erstrecken sich ständige Plasmagebilde bis in eine Entfernung von einigen Astronomischen Einheiten von der Sonne. Stabilisierende Faktoren sind hier Magnetfelder, die mit der Sonnentätigkeit in Verbindung stehen. Die zeitlich unveränderliche Komponente, des solaren Magnetfeldes ist ein Dipolfeld, besitzt aber eine bedeutend geringere Stärke als das in der Photosphärenschicht mit Sonnenflecken gekoppelte Feld. Die Feldstärke beträgt 4000 A/m, im Gegensatz zu  $4 \cdot 10^6$  bis  $2,5 \cdot 10^6$  A/m in den Sonnenflecken. Dieses Feld zeigt trotz der entfernungsbedingten Abschwächung der Feldstärke noch Auswirkungen auf der Erde.

Das elektrische Feld der Sonne ist kaum erforscht. Man nimmt an, daß die Feldstärke im interplanetaren Raum in der Entfernung der Erde von der Sonne  $10^{-2}$  bis 10 V/m beträgt. Es liegt nahe, dieses Feld mit der Sonne in Verbindung zu setzen. Dann besäße die Sonne eine starke negative Ladung.

Am genauesten erforscht sind Korpuskularstrahlung und elektromagnetische Strahlung der Sonne. Die Korpuskularstrahlung wird als Ausläufer der Sonnen-

korona angesehen. In Erdbahntfernung besitzt sie eine Dichte von  $8 \cdot 10^7$  Atome/m<sup>3</sup> bei ruhiger Sonne und  $10^{11}$  Atome/m<sup>3</sup> während aktiver Perioden. Ihre Eigenschaften in dieser Entfernung sind folgende:

mittlere Energie der Ionen	500 eV,
Ionendichte bei ruhiger Sonne	$(6-20) \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$ ,
Ionendichte bei aktiver Sonne	$(2.4-8) \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$ ,
Ionengeschwindigkeit	400—700 km/s.

Die Geschwindigkeitsvektoren der Sonnenwindteilchen liegen auf einer archimedischen Spirale unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur Richtung Erde—Sonne. Die Korpuskularstrahlung der Sonne, die nicht nur aus Ionen, sondern auch aus Elektronen und neutralen Teilchen besteht, beeinflusst die Exosphäre stark. In großen Höhen ist die Atmosphärendichte sehr gering. Aus diesem Grund kann man die wesentlichen Erscheinungen mit dem Vorhandensein eines Plasmas und eines starken Magnetfelds erklären. Die geringe Dichte erlaubt es, die Stöße der Teilchen zu vernachlässigen und vorauszusetzen, daß das Magnetfeld im Plasma eingefroren ist; d. h., das Plasma bewegt sich zusammen mit dem Feld.

Im vorigen Jahrhundert erhielten die bei der Rotation einer magnetischen Kugel entstehenden Erscheinungen die Bezeichnung unipolare Induktion; sie wurden bereits von FARADAY eingehend untersucht. Die Frage nach der Drehung der Feldlinien zusammen mit dem Magnetfeldträger ist bedeutungslos. Die Wirkung ist unabhängig davon, ob sich ein Leiter im eigenen oder in einem äußeren Magnetfeld mitdreht. In beiden Fällen tritt in dem mit dem magnetischen Körper verbundenen Koordinatensystem (in unserem Beispiel die Erde) kein elektrisches Feld auf. Hingegen zeigt sich im ruhenden Koordinatensystem (z. B. bezogen auf die Sonne) dieses Feld. Es entsteht durch Ladungstrennung. Ein im Punkt  $r$  befindliches Elektron bewegt sich mit der Geschwindigkeit

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}. \quad (3.52)$$

Dabei wirkt die LORENTZ-Kraft

$$\mathbf{F}_L = -e[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}] \times \mathbf{B} \quad (3.53)$$

auf das Elektron, die es solange verschiebt, bis eine kompensierende Kraft  $\mathbf{E}_L$  auftritt, die aus der Entstehung des elektrischen Feldes resultiert:

$$\mathbf{E}_L = -e[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}] \times \mathbf{B}. \quad (3.54)$$

Hieraus folgt

$$\mathbf{E} = -[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}] \times \mathbf{B}. \quad (3.55)$$

Die horizontale und die vertikale Komponente dieses Feldes sind dementsprechend

$$E_{\text{hor}} = \omega R B_0 \sin 2\psi, \quad (3.56)$$

$$E_{\text{vert}} = \omega R B_0 \sin^2 \psi. \quad (3.57)$$



Winkelgeschwindigkeit der Erde  $\omega = 7.29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , ihr Radius  $R = 6.4 \cdot 10^6 \text{ m}$  und  $B_0 = 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ , die Stärke des Magnetfeldes in der Höhe  $H = 0$ , sind bekannt. Folglich beträgt der Potentialunterschied zwischen der Breite  $\psi$  und dem Äquator

$$\Delta\varphi = \int_0^\psi (-E_\psi) R d\psi = (\omega R^2 B_0 / 2) (\cos^2 \psi - 1). \quad (3.58)$$

Im Spezialfall  $\psi = \pi/2$  (zwischen Pol und Äquator) ist

$$\Delta\varphi = \frac{\omega R^2 B_0}{2} \left[ \left( \cos^2 \frac{\pi}{2} - 1 \right) - (\cos^2 0 - 1) \right] = -\frac{\omega R^2 B_0}{2} = 10^5 \text{ V}, \quad (3.59)$$

wobei die horizontale Komponente des elektrischen Feldes bei  $45^\circ$  Breite den Betrag  $15 \text{ V/m}$  hat. Dieses Feld muß innerhalb  $r \leq R$  eines sogenannten idealen unipolaren Generators entstehen, der eine unendliche Leitfähigkeit besitzt und sich im Vakuum befindet. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Achse des Magnetdipols und die Drehachse zusammenfallen. Ist dies nicht gegeben, entsteht ein zusätzliches horizontales elektrisches Feld:

$$\Delta E = (\omega M_D / r^2) \sin \theta \sin \alpha. \quad (3.60)$$

In der Formel sind  $M_D = 10^{16} \text{ Wb/m}$  das magnetische Moment des Erddipols;  $\theta = 18^\circ$  der Winkel zwischen Rotations- und Magnetachse der Erde,  $\alpha$  der Winkel zwischen Radiusvektor und der senkrecht zur geographischen und magnetischen Achse liegenden Achse. Der gesamte Potentialunterschied beträgt zwischen Äquator und Pol etwa  $88 \text{ kV}$ . Die Richtung des Feldes weist zum Äquator.

Das magnetische und elektrische Feld der äußeren Atmosphäre wird am stärksten von der Wechselwirkung mit solaren Teilchenströmen betroffen. Der kontinuierliche Teilchenfluß verformt das äußere Magnetfeld der Erde. Es bildet sich eine tropfenförmige Gestalt, die im magnetohydrodynamischen Sinn dem Teilchenstrom den geringsten Widerstand entgegensetzt (Abb. 3.15). Auf der Nachtseite der Erde wird das Magnetfeld in den interplanetaren Raum abgedrängt. Die Rotation der mit dem Erdmagnetfeld verbundenen oberen ionisierten Atmosphäre erfaßt nicht den gesamten „Tropfen“. Beim Umströmen der Magnetosphäre durch den Sonnenwind bilden sich besonders über den Polarzonen und über der sonnenabgewandten Seite der Erde entgegengerichtete Ströme. Sie lassen ein nach Westen gerichtetes elektrisches Feld von Feldstärken bis zu  $5 \text{ V/m}$  entstehen.

Von  $400 \text{ km}$  bis zur äußeren Grenze des inneren Strahlungsgürtels (dessen Zentrum bei  $3600 \text{ km}$  liegt) findet sich eine große Anzahl hochenergetischer Protonen. Die Form der Magnetosphäre hat nur geringen Einfluß auf ihre

Bewegung im Strahlungsgürtel. Dadurch kommt es zur Ladungstrennung. Auf der Nachtseite, wo die Magnetosphäre eine größere Ausdehnung besitzt, konzentrieren sich an der inneren Grenze des Strahlungsgürtels positive, an der äußeren negative Ladungen (Abb. 3.15). In der komprimierten Magnetosphäre auf der Tagseite sind die Ladungen vertauscht. Die theoretische Be-

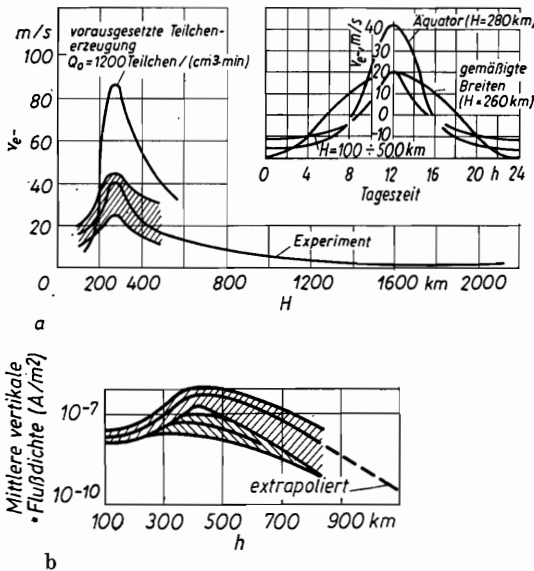


Abb. 3.20. Elektronenbeweglichkeit in der Erdatmosphäre

a) Vertikale Geschwindigkeitskomponente der Elektronen (Messungen)

b) Vertikale Stromdurchflußdichte der Elektronen (theoretisch bestimmte Maximalwerte)

trachtung dieser Erscheinungen ist durch eine große Anzahl von Begleit-effekten erschwert, die im vorhergehenden Kapitel erwähnt worden sind. Dank des in letzter Zeit begonnenen Programms zur experimentellen Erforschung des erdnahe kosmischen Raumes stehen Messungen der vertikalen Elektronengeschwindigkeit in der Erdatmosphäre zur Verfügung (Abb. 3.20). Vorausgesetzt, daß die experimentell bestimmten Geschwindigkeiten der vertikalen Elektronenbewegung für alle freien Elektronen gelten und ihre Dichte  $q_e$  in der Erdatmosphäre bekannt ist (s. Abb. 3.10), kann der Grenzwert der Dichte des vertikalen Elektronenflusses in der Erdatmosphäre bestimmt werden:

$$J_e = q_e v_e. \quad (3.61)$$

Wir sprechen vom Grenzwert, weil bei der Dichtebestimmung die Bewegung der positiven Ionen und Protonen mit niedriger Energie nicht berücksichtigt

worden ist. Sie bewegen sich in derselben Richtung wie die Elektronen. Da die Beweglichkeit der Elektronen um ein Vielfaches über der der Protonen liegt, werden die Elektronen anfangs unter dem Einfluß des Dichtegradienten verdrängt. Das im Ergebnis dieser Verschiebung entstehende elektrische Feld zieht die Ionen den Elektronen nach, d. h., beide beginnen, sich gemeinsam zu bewegen. Diese Erscheinung trägt die Bezeichnung *ambipolare Diffusion*. Das elektrische Feld der ambipolaren Diffusion darf als unterer Grenzwert des elektrischen Feldes angesehen werden.

Es gilt, die maximale Feldstärke aus dem oberen Grenzwert der Dichte des Elektronenflusses zu finden:

$$E_{\text{vert}} = J_e / \sigma_{\text{vert}} \quad (3.62)$$

Die Änderung von  $J_e$  mit der Höhe zeigt in Abbildung 3.20 (b) die obere Kurve. In Abbildung 3.19 ist die vertikale Feldstärkenkomponente des elektrischen Feldes und ihre Veränderung mit der Höhe dargestellt (obere Kurven). Die minimale Feldstärke ist die Feldstärke der ambipolaren Diffusion bei anfänglicher Ladungstrennung. Der Teilchenfluß wird über den Ausdruck

$$I = -D_k \text{grad } n_k \quad (3.63)$$

bestimmt, wobei  $D_k$  der Diffusionskoeffizient der Teilchen der  $k$ -ten Sorte und  $\text{grad } n_k$  der Konzentrationsgradient ist.

In Wirklichkeit wird die Abplattung und Ausdehnung der Atmosphäre auf der Tag- bzw. Nachtseite während der Erdrotation nicht durch den Konzentrationsgradienten, sondern durch den Druck des Sonnenwindes, den Strahlungsdruck der Sonne, durch Synthese und Zerfall von Teilchen bei chemischen, photochemischen Reaktionen und auch bei Kernreaktionen aufrechterhalten. Dadurch entsteht ein Konzentrationsgradient.

Die Einbeziehung der Diffusion der geladenen Teilchen und ihrer Ortsveränderung unter der Einwirkung des elektrischen Feldes gibt die Dichte des Ionen- und des Elektronenflusses in vertikaler Richtung

$$J_i = \sigma_{\text{vert}} E_{\text{vert}} - q_i D_i \text{grad } n_i, \quad (3.64)$$

$$J_e = \sigma_{\text{vert}} E_{\text{vert}} - q_e D_e \text{grad } n_e. \quad (3.65)$$

Unter der Voraussetzung einer ambipolaren Diffusion, d. h.  $I_i = I_e$  und  $q_i = q_e$  (für gleichgeladene Ionen), erhalten wir

$$E_{\text{vert}} = -\frac{q_e(D_e - D_i)}{\sigma_e + \sigma_i} \text{grad } n_e. \quad (3.66)$$

In den Formeln wurde für die Konzentrationen  $n_e = n_i$  vorausgesetzt, d. h., das Vorhandensein hochenergetischer Protonen wird vernachlässigt. Das geo-

magnetische Feld muß in Betracht gezogen werden, weshalb Diffusions- und Leitfähigkeitskoeffizienten  $D_{e\perp}$ ,  $D_{i\perp}$  bzw.  $\sigma_{e\perp}$ ,  $\sigma_{i\perp}$  senkrecht zum Magnetfeld gewählt werden müssen. Es gilt:

$$\sigma_k^\perp = \frac{\sigma_k}{1 + \omega_k^2 \tau_{kn}^2} = \frac{q_n^2 n \tau_{kn} / m_k}{1 + \omega_k^2 \tau_{kn}^2}, \quad (3.67)$$

wobei  $n$  die Ionenkonzentration,  $m_k$  die Masse,  $\omega_k$  die Gyrationfrequenz und  $\tau_{kn}$  die Zeit zwischen den Stößen der Ionen mit anderen Teilchen sind. Die Diffusionskoeffizienten senkrecht zum Magnetfeld ergeben sich aus der Formel

$$D_k^\perp = \frac{D_k}{1 + \omega_k^2 \tau_{kn}^2} = \frac{kT_k \sigma_k^\perp}{n_k q_k^2 (1 + \omega_k^2 \tau_{kn}^2)}. \quad (3.68)$$

Wird der Wert für das elektrische Feld in den Ausdruck für die Dichte des Elektronenflusses eingesetzt, erhalten wir

$$J_e = \frac{\sigma_e^\perp D_i^\perp + \sigma_i^\perp D_e^\perp}{\sigma_e^\perp + \sigma_i^\perp} q_e \text{ grad } n, \quad (3.69)$$

und daraus aus dem gemessenen Strom  $I_e$  den Konzentrationsgradienten

$$\text{grad } n = \frac{J_e (\sigma_e^\perp + \sigma_i^\perp)}{\sigma_e^\perp D_i^\perp + \sigma_i^\perp D_e^\perp}. \quad (3.70)$$

Somit sind alle Voraussetzungen für die Berechnung von  $\mathbf{E}_{\text{vert}}$  bei der ambipolaren Diffusion gegeben. In Abbildung 3.19 ist eine theoretische Abschätzung der maximalen Feldstärke des Feldes  $\mathbf{E}_{\text{vert}}$  aus experimentellen Ergebnissen dargestellt.

Die wirklich ablaufenden Prozesse in der Magnetosphäre sind wesentlich komplizierter, als hier dargelegt werden konnte. Die Erfahrung bei der Arbeit mit thermonuklearen Versuchsanordnungen, wie sie in letzter Zeit gesammelt wurden, zeigt, daß unter bestimmten Bedingungen verschiedene Instabilitätsmechanismen entstehen können, wie die Spiral- und Rinneninstabilitäten, die Instabilität bei Fluktuationen des elektrischen Feldes usw. Das sich während solcher Instabilitätsperioden ausbildende Feld führt zu einem Abwandern von Teilchen in großem Maßstab, ohne eine Deformation des Magnetfeldes zu verursachen. Es kommt zu einer abrupten Vergrößerung des Diffusionskoeffizienten.

Eine weitere wichtige Frage ist nicht mit der Korpuskularstrahlung, sondern mit der elektromagnetischen Strahlung der Sonne verbunden.

Die Sonne emittiert eine Energie von  $3.86 \cdot 10^{26}$  J/s als elektromagnetische Strahlung. In Erdbahntfernung beträgt die Solarkonstante, d. h. die auf eine

Fläche von  $1 \text{ m}^2$  senkrecht einfallende Energie,  $1,374 \text{ kW/m}^2$ . Der gesamte Strahlungsdruck der Sonne auf die Erde liegt bei  $10^9 \text{ N}$ . Das ist verschwindend gering im Vergleich zur magnetohydrodynamischen Kraft, die beim Um-

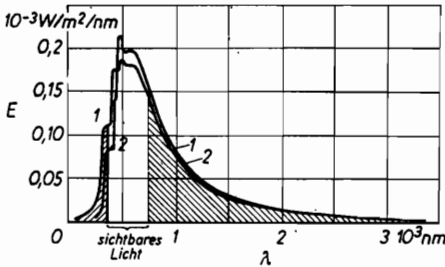


Abb. 3.21. Spektrum der Sonnenstrahlung: 1 — im Weltraum, 2 — auf der Erdoberfläche

Tab. 3.6. Einige Reaktionen bei der Absorption der Sonnenstrahlung in der Erdatmosphäre

Photochemische Reaktion	absorbierte Energie (eV)	Wellenlänge der einfallenden Strahlung ( $\text{\AA}$ )
$\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + e$	30,0	430
$\text{O} \rightarrow \text{O}^+ + e$	14,0	900
$\text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + e$	12,5	1000
$\text{N}_2 \rightarrow \text{N} + \text{N}$	9,5	1300
$\text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + e$	9,2	1345
$\text{N}_2^+ \rightarrow \text{N} + \text{N}^+$	9,0	1400
$\text{O}_2^+ \rightarrow \text{O} + \text{O}^+$	6,5	1800
$\text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}$	5,2	2350

Tab. 3.7. Energiebeträge der Strahlungsquellen in Erdnähe

Art der Strahlung	Energiefluß $\text{J}/(\text{m}^2\text{s})$	Energiedichte $\text{J}/\text{m}^3$
Sonnenstrahlung	$1,4 \cdot 10^3$	$4,67 \cdot 10^{-6}$
Strahlung der Erde auf der Nachtseite	$10^2$	$3,33 \cdot 10^{-5}$
Strahlung des Vollmondes	$3 \cdot 10^{-3}$	$10^{-11}$
Nachthimmelsleuchten vom Radikal OH im infraroten Spektralbereich	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$6,3 \cdot 10^{-14}$
Sichtbares Atmosphärenleuchten	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-14}$
Kosmische Strahlung	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$1,26 \cdot 10^{-14}$
Gesamte Sternstrahlung	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-15}$

strömen der Erde durch den solaren Teilchenstrom entsteht und bei ruhiger Sonne  $5 \cdot 10^{12}$  N beträgt und sich während Sonneneruptionen um 1 bis 1.5 Zehnerpotenzen erhöht. Zum Vergleich sei die Gravitationskraft genannt, mit der die Sonne die Erde anzieht,  $3,6 \cdot 10^{22}$  N.

Der elektromagnetischen Strahlung der Sonne kommt in der Energiebilanz der Erdatmosphäre die größte Bedeutung zu. Das Spektrum der Sonnenstrahlung ist in Abbildung 3.21 wiedergegeben. In Tabelle 3.6 sind die Grundreaktionen zusammengestellt, womit die Strahlungsenergie der Sonne von der Erdatmosphäre akkumuliert wird. Die Tabelle 3.7 gibt die Energieanteile elektromagnetischer Strahlungsquellen für die Erde wieder. Es ist zu sehen, daß die von galaktischen Quellen einfallende Energie nicht nur im Vergleich zur Sonne vernachlässigbar gering ist, sondern auch im Vergleich zur Eigenstrahlung der Erde.

### 3.7. Energievorräte des erdnahen Raumes

Unter der Energie des erdnahen Raumes wollen wir die Summe oder Gesamtheit aller der Definition zugänglichen Energiearten, die in  $1 \text{ m}^3$  eingeschlossen sind, verstehen. Das Vorhandensein von ionisierten, dissoziierten und chemisch aktiven Komponenten in der Atmosphäre erlaubt eine Berechnung der chemischen Energie der Atmosphäre. In Tabelle 3.8 ist die Energieausbeute verschiedener chemischer Reaktionen gezeigt. Tabelle 3.9 gibt den Gehalt der Atmosphäre an chemisch aktiven Komponenten wieder. Die Abhängigkeit der spezifischen chemischen Energie der Atmosphäre von der Höhe ist aus Abbildung 3.22 ersichtlich.

Tab. 3.8. Energieausbeute  $E$  der wichtigsten chemischen Reaktionen zwischen aktiven Komponenten der Erdatmosphäre, die in Antriebssystemen für die Raumfahrt Verwendung finden können

chemische Reaktion	$E$ in $10^{-7}$ J/kg	chemische Reaktion	$E$ in $10^{-7}$ J/kg
$\text{O} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2$	1.53	$\text{N} + 3\text{H} \rightarrow \text{NH}_3$	6.8
$\text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}$	1.59	$\text{H} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2$	21.4
$\text{N} + \text{N} \rightarrow \text{N}_2$	3.36	$\text{H}^+ + e \rightarrow \text{H}$	75.4
$\text{O}^+ + e \rightarrow \text{O}$	3.8		

Als weiteren Energielieferanten betrachten wir die Kondensation und Kristallisation atmosphärischer Komponenten. Es ist bekannt, daß z. B. bei der Kondensation von Wasserdampf eine Energie von  $2,26 \cdot 10^6$  J/kg frei wird, bei der Kristallisation der entstandenen Feuchtigkeit werden weitere  $3,3 \cdot 10^6$  J/kg

Tab. 3.9. Masseanteil der wichtigsten Komponenten der Erdatmosphäre in Perioden maximaler Sonnenaktivität

Komponente	H (km)												
	0	100	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2500
N <sub>2</sub>	0.78	0.78	0.49	0.11	0.02	0.008	—	—	—	—	—	—	—
O <sub>2</sub>	0.22	0.11	0.02	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
N	—	—	—	0.05	0.08	0.09	0.11	0.12	0.13	0.13	0.12	0.09	0.02
O	—	0.11	0.49	0.83	0.845	0.82	0.79	0.69	0.57	0.45	0.35	0.25	0.03
N <sup>+</sup>	—	—	—	0.005	0.02	0.022	0.02	0.03	0.037	0.04	0.03	0.02	0.01
O <sup>+</sup>	—	—	—	0.005	0.035	0.05	0.07	0.15	0.25	0.28	0.15	0.1	0.03
H	—	—	—	—	—	0.007	0.007	0.007	0.008	0.073	0.19	0.25	0.5
H <sup>+</sup>	—	—	—	—	—	0.002	0.002	0.002	0.003	0.02	0.11	0.19	0.3
He	—	—	—	—	—	0.001	0.001	0.001	0.002	0.007	0.05	0.1	0.11

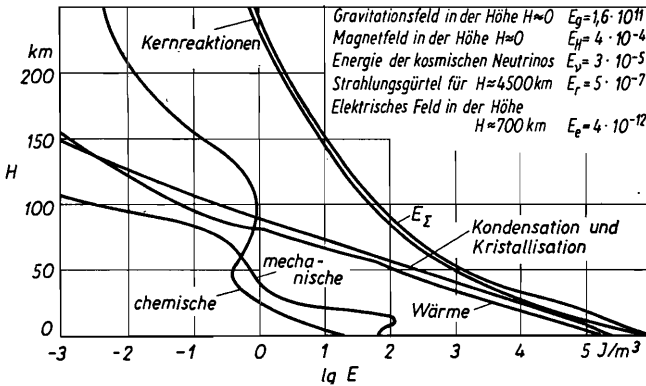


Abb. 3.22. Energiekomponenten im erdnahen Raum

frei. Die Kondensation feuchtigkeitsarmer Luft liefert  $2 \cdot 10^5$  J/kg. Die Werte gelten für Normalwerte von Druck und Temperatur. Zur Berechnung der Kondensations- und Kristallisationsenergie unter realen Bedingungen sind Zustandsdiagramme erforderlich. Es existieren spezielle Diagramme für Wasser, feuchtigkeitsarme Luft und andere Atmosphärenbestandteile, die alle drei Aggregatzustände erfassen. Die potentiell vorhandene Gesamtenergie bei Kondensation und Kristallisation der Atmosphärenbestandteile (Wasser und trockene Luft) zeigt Abbildung 3.22 in Abhängigkeit von der Höhe.

Bei Abkühlung der Atmosphärenbestandteile bis auf die Kondensations- temperatur (Siedetemperatur) wird Energie in Form von Wärme nach der

Beziehung

$$E''_Q = \rho_H (c_v T_H - c_v^{\text{sied}} T_H^{\text{sied}}) \quad (3.71)$$

abgegeben.  $c_v^{\text{sied}}$  und  $T_H^{\text{sied}}$  sind spezifische Wärme und Temperatur für den Siedepunkt. Die Wärmeenergie, die ein kristallisierter Stoff (Wasser oder Luft) enthält, ist

$$E''_Q = \rho_H c T_H^{\text{krist}}, \quad (3.72)$$

in die die Wärmekapazität von Eis oder Luftkristallen (Stickstoff oder Sauerstoff) eingeht.

Einen bestimmten Teil der Energie der Atmosphäre stellt mechanische Energie dar, d. h. Bewegungsenergie der Luft. Die Energie von Windströmungen in Höhen von 100 km und des Teilchendriffs in großen Höhen ist

$$E_v = \rho_H v_B^2 / 2. \quad (3.73)$$

Die Energie von Windböen (es wird nur die Geschwindigkeitsänderung  $\Delta v_B$  berücksichtigt) ist

$$E_{\Delta v} = \rho_H \Delta v_B^2 / 2. \quad (3.74)$$

Die Abnahme der Luftdichte mit der Höhe sowie die mittleren Geschwindigkeiten und die Böengeschwindigkeiten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Die mechanische Gesamtenergie der Atmosphäre veranschaulicht Abbildung 3.22.

Eine weitere Energieform ist die mechanische Energie von Meteoriten und geladenen Teilchen hoher Energie im Strahlungsgürtel. Die mechanische Energiezufuhr der Meteoriten besitzt in Äquatorebene in der Höhe  $H \approx 150$  km ihr Maximum. Es gilt

$$E_M = \int_0^m J(m) \frac{1}{v_M(m)} \cdot \frac{m v_M^2(m)}{2} dm, \quad (3.75)$$

wobei  $J(m)$  die Dichte des Meteoritenstromes der Masse  $m$  (s. Tab. 3.3) und  $v_M(m)$  die Geschwindigkeit der Meteoriten sind. Die Energiezufuhr durch Meteoriteneinfall liegt unter  $10^{-7} \text{ J/m}^3$  und kann deshalb für die weitere Betrachtung vernachlässigt werden.

Die Energie der vom Magnetfeld der Erde eingefangenen geladenen Teilchen ist nichtthermisch, da die Bewegung gerichtet ist. Für diese Energiekomponente gilt:

$$E_T = \int_{E_m}^{\infty} J(E) \frac{dE}{v(E)}. \quad (3.76)$$

Unter Berücksichtigung von

$$v(E) = \sqrt{2E/m} \quad (3.77)$$



erhalten wir

$$E_T = \sum_i \int_{E_{m_i}}^{\infty} J_i(E) \frac{dE_i}{\sqrt{2E_i} m_i} \quad (3.78)$$

$i$  ist die Art der Teilchen (Ionen oder Elektronen),  $E$  ihre Energie in J (1 MeV =  $1.6 \cdot 10^{-13}$  J),  $m$  ihre Masse in kg (die Masse eines Protons beträgt  $1.7 \cdot 10^{-27}$  kg, die eines Elektrons  $9.1 \cdot 10^{-31}$  kg) und  $J_i(E)$  die Flußdichte der Teilchen in Teilchenzahl/(m<sup>2</sup> · s). Die Abhängigkeit des Teilchenflusses von der Energie enthält Tabelle 3.5.

Die **Strahlungsenergie**, die in einem Kubikmeter der Erdatmosphäre gespeichert ist, erhalten wir über die Beziehung

$$E_S = \int_0^{\infty} \frac{E(\lambda)}{c} d\lambda \approx \int_0^{\infty} \frac{E(\lambda)}{3 \cdot 10^8} d\lambda \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ J/m}^3, \quad (3.79)$$

wobei  $E(\lambda)$  der Strahlungsfluß der Sonnenstrahlung bei der Wellenlänge  $\lambda$  (Abb. 3.21) und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit sind.

Für die **Energie von Feldern** gilt allgemein:

$$E_n = kH^2/2. \quad (3.80)$$

Für das Magnetfeld gilt  $k = \mu_0\mu$  und somit

$$E_M = \mu_0\mu H^2/2 = 0.63 \cdot 10^{-6} H^2 \text{ J/m}^3 \quad (3.81)$$

( $H$  in A/m). In 200 km Höhe über dem Äquator beträgt  $H = 25$  A/m, daraus ergibt sich eine Energiedichte  $E_M = 3.9 \cdot 10^{-4}$  J/m<sup>3</sup>. Dieser Betrag ist größer als die chemische Energie in dieser Höhe der Atmosphäre. Die Energiedichte des elektrischen Feldes (genauer ihre vertikale Komponente) ist gleich

$$E_q = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{8.85 \cdot 10^{-12}}{2} E^2 = 4.42 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}^3. \quad (3.82)$$

Da die Feldstärke des erdnahen elektrischen Feldes gering ist, erreicht die elektrische Energie nur in geringen bzw. erst in großen Höhen ( $H \geq 400$  km) mit den anderen Energieformen vergleichbare Werte.

Die im erdnahen Raum gespeicherte **Kernenergie** wird durch spontanen Zerfall der in der Atmosphäre vorhandenen Isotope frei. Sie ist verschwindend gering.

Wenden wir uns der Energie des Wasserstoffs als potentiellern Treibstoff zukünftiger thermonuklearer Triebwerke zu. Bei der Kernfusion  $4H^1 \rightarrow He^4$  wird die gewaltige Energie von  $6.45 \cdot 10^{13}$  J/kg frei. Es ist ersichtlich, daß trotz

des geringen Wasserstoffgehalts der Atmosphäre (Wasser, Wasserstoffatome und Moleküle, Protonen) hier eine bedeutende mögliche Energiequelle zur Verfügung steht.

**Andere Energiearten**, z. B. die Gravitationsenergie, können in Zukunft unsere Vorstellungen über die Energiebilanz des erdnahen Raumes entscheidend verändern. Die Energie des Gravitationsfeldes, die in der allgemeinen Relativitätstheorie durch den Energie-Impuls-Tensor gegeben wird, ist nicht eindeutig definiert. Greifen wir deshalb auf die NEWTONSche Näherung zurück. Analog zum elektrischen Feld:

$$E_q = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

ist die Feldstärke des Gravitationsfeldes:

$$H_G = \gamma \frac{M}{r^2}. \quad (3.83)$$

Der Gravitationskonstante  $\gamma$  entspricht in der Elektrostatik die Größe  $1/4\pi\epsilon_0$ . Hieraus folgt für die Energiedichte

$$E_G = \frac{H_G^2}{8\pi\gamma} = \frac{\gamma M_E^2}{8\pi r^4} = 9.5 \cdot 10^{37} \frac{1}{r^4}. \quad (3.84)$$

In Meeresspiegelhöhe ( $r = R_E = 6.38 \cdot 10^6$  m) ist  $E_G = 1.6 \cdot 10^{11}$  J/m<sup>3</sup>.

Die Gravitationsenergie stellt die wichtigste Energiekomponente in der Nähe von Himmelskörpern dar. Mit ihr ist lediglich die Ruhmasseenergie

$$E_n = mc^2. \quad (3.85)$$

vergleichbar.

Die Gravitation läßt sich im Gegensatz zu thermonuklearen Prozessen nicht steuern. Damit bleibt auch in Zukunft ihre raumfahrttechnische Nutzung fraglich.

## 4. Das Sonnensystem

### 4.1. Allgemeine Eigenschaften des Sonnensystems

Als *Sonnensystem* bezeichnen wir das aus Sonne und den sie umkreisenden Himmelskörpern bestehende System (Abb. 4.1). Neben der Sonne gehören dazu die Planeten mit ihren Monden, Planetoiden, Kometen, Meteoriten, interplanetärer kosmischer Staub und Gas. Den vom Sonnensystem eingenommenen Raum durchdringt die korpuskulare und elektromagnetische Strahlung der Sonne. Von wesentlich geringerer Intensität ist die meist langwellige Eigenstrahlung der Planeten. Ein weiterer Faktor sind elektromagnetische Felder und Gravitationsfelder. Ihr Wirken bestimmt die Bewegungen der Körper untereinander.

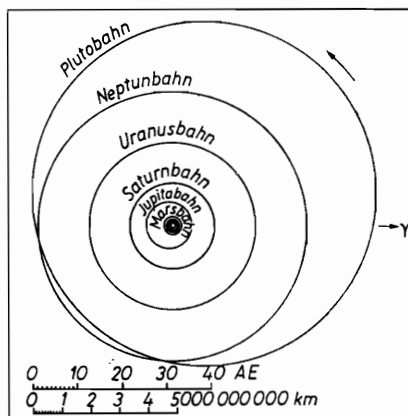


Abb. 4.1. Schematische Darstellung des Sonnensystems

Die Sonne ist nicht nur das geometrische, sondern vor allem das dynamische Zentrum des Sonnensystems. Ihre Masse beträgt etwa das 1000fache der Gesamtmasse aller anderen zu ihr gehörenden Himmelskörper. Um die Sonne kreisen neun große Planeten: Merkur, Venus, Erde, Mars, Jupiter, Saturn, Uranus, Neptun und Pluto (Abb. 4.2.). Zusammen mit der Sonne bilden sie das Gerüst des Sonnensystems. Ihre Bahnen, die sich nur wenig von einer Kreisbahn unterscheiden, liegen fast in einer Ebene. Die größte Exzentrizität haben

die Bahnen des Pluto (0.247), Mars (0.093) und Merkur (0.206). Diese Planeten besitzen auch eine große Bahnneigung ( $17^\circ 08'$ ;  $1^\circ 51'$ ;  $7^\circ 00'$ ). Die Bahnexzentrizität der übrigen Planeten ist geringer als 0.06 und die Neigung kleiner als  $3^\circ$ .

Alle Planeten außer Venus rotieren wie die Erde rechtläufig um ihre Achse, d. h. von West nach Ost. Nur Venus rotiert entgegengesetzt, von Ost nach West. Eine Besonderheit weist Uranus auf: Seine Rotationsachse liegt in der Ebene der Umlaufbahn. Weiterhin ist bemerkenswert, daß die Rotationsachse der

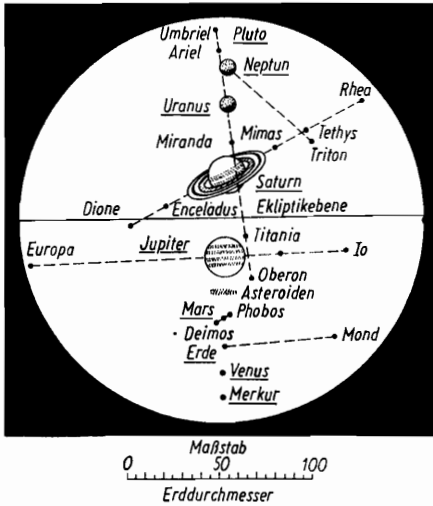


Abb. 4.2. Größenverhältnisse im Sonnensystem bezogen auf die Sonne

Tab. 4.1. Die wichtigsten Parameter von Planeten und Sonne

Planet	siderische	synodische	mittlere Entfernung		Bahn- neigung zur Ekliptik	Masse ( $M_E$ = 1)
	Umlaufperiode in Jahren	Umlaufperiode in Tagen	von der Sonne AE	Mill. km		
Merkur	0.241	116	0.387	58	$7^\circ$	0.05
Venus	0.615	584	0.723	108	$3^\circ 23'$	0.81
Erde	1.000	—	1.000	150	—	1.00
Mars	1.881	780	1.524	228	$1^\circ 51'$	0.11
Jupiter	11.86	399	5.203	778	$1^\circ 18'$	318.36
Saturn	29.46	378	9.539	1426	$2^\circ 29'$	95.22
Uranus	84.01	370	19.19	2869	$46'$	14.58
Neptun	164.7	368	30.07	4496	$1^\circ 46'$	17.26
Pluto	248.9	364	39.65	5929	$17^\circ 08'$	0.93(?)
Sonne	—	—	—	—	—	332400

Sonne nahezu senkrecht zur Bahnebene der großen Planeten steht. Die Ursache dafür liegt in der Entstehung des Sonnensystems (Tab. 4.1).

Nach den physikalischen Eigenschaften unterscheidet man bei den Planeten zwei Gruppen: die erdähnlichen Planeten und die Riesenplaneten. In die erste Gruppe fallen außer Erde die Planeten Merkur, Venus, Mars und wahrscheinlich auch Pluto. Die zweite bilden: Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun.

Das Vorhandensein einer beständigen Atmosphäre wird im wesentlichen von der Masse des Planeten bestimmt. Die Geschwindigkeiten der Gasmoleküle besitzen eine MAXWELL-Verteilung. Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $\bar{v}$  im Maximum der Verteilungskurve ist

$$\bar{v} = \sqrt{2RT/\mu}, \quad (4.1)$$

wobei  $\mu$  die Molmasse des Gases,  $T$  die Temperatur und  $R$  die universelle Gas-konstante sind. Die Geschwindigkeit  $\bar{v}$  ist um so größer, je höher die Temperatur des Gases und je kleiner seine Molmassesind. Nach JEANS ist eine Atmosphäre stabil, wenn  $\bar{v} < 0.2v_e$  gilt.  $v_e$  ist die Entweichgeschwindigkeit für den Planeten. Ist diese Beziehung nicht erfüllt, verflüchtigt sich die Atmosphäre in kurzer Zeit in den Weltraum. Die Moleküle erreichen parabolische oder hyperbolische Geschwindigkeiten durch die Wärmebewegung. Dieser Prozeß beginnt oberhalb einer bestimmten Höhe und erfaßt allmählich, besonders bei Körpern geringer Masse, alle Schichten. Die Dissipationsgeschwindigkeit hängt von der Temperatur der äußeren Atmosphärenschichten der Masse und der mittleren Dichte des Himmelskörpers ab.

#### 4.2. Trabanten

Jupiter besitzt die meisten Trabanten. Der Planet und seine 14 Monde gleichen einem Miniatursonnensystem. Fast ebenso zahlreich ist das Satellitensystem

Dichte g/cm <sup>3</sup>	Äquator- durchmesser $d_E = 1$	km	Ab- plattung	siderische Rotationsperiode	Äquator- neigung zur Bahnebene	Anzahl der Monde
5.6	0.39	5000	—	58.646d	0°	—
4.9	0.97	12400	—	243d	—	—
5.5	1.00	12756	1/298	23h 56min 4s	23° 27'	1
4.0	0.53	6780	1/192	24h 37min 23s	25° 10'	2
1.3	11.25	143640	1/16	9h 50min	3° 06'	14
0.7	9.02	120500	1/10	10h 14min	26° 45'	10
1.01	4.00	53400	1/18	10 h 7min	98°	5
1.6	3.89	49600	1/40	15h 8min	29°	2
5(?)	1(?)	12000(?)	—	—	—	—
1.4	109.0	1391000	—	25.4d (am Äquator)	7° 15'	—

des Saturn, das aus zehn Monden besteht. Fünf Monde hat Uranus, je zwei haben Neptun und Mars, einen einzigen natürlichen hat unsere Erde. Merkur, Venus und Pluto besitzen keine Monde, bzw. man kennt bis heute keine (Abb. 4.3). (Ein Plutomond wurde 1978 entdeckt. Hrsg.)

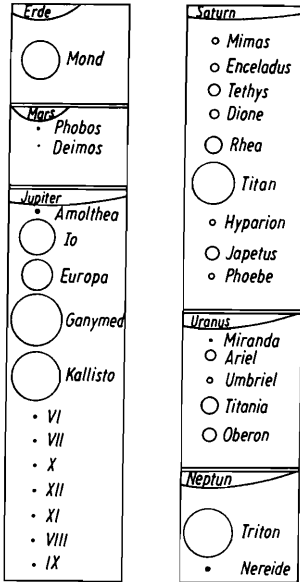


Abb. 4.3. Größenvergleich der Trabanten (Der nicht eingezeichnete innerste Saturnmond Janus ist etwa so groß wie Phoebe)

Auch die Umlaufbahnen fast aller Trabanten unterscheiden sich kaum von Kreisbahnen. Besitzt ein Planet mehrere Monde, so fallen die Bahnebenen in der Regel nahezu zusammen. In der Mehrzahl der Fälle liegen die Bahnen in der Äquatorebene des Planeten. Die Bewegungen sind meist rechtläufig (von West nach Ost). Ausnahmen bilden alle fünf Monde des Uranus, der Saturnmond Phoebe und vier Jupitermonde (VIII, IX, XI, XII). Wie wir sehen, werden die Trabanten nicht einheitlich bezeichnet. Es gibt Eigennamen, wie bei den Marsmonden (Phobos und Deimos), oder Ziffern, wie früher bei einigen Jupitermonden.<sup>1)</sup>

Nach den physikalischen Eigenschaften kann man die Monde in zwei Gruppen untergliedern. Zur ersten zählen die großen planetenähnlichen mit einem Durch-

<sup>1)</sup> Inzwischen sind insgesamt 13 der 14 heute bekannten Jupitermonde benannt: VI Himalia, VII Elara, VIII Pasiphae, IX Sinope, X Lysithea, XI Carme, XII Ananke, XIII Leda. S. a. Abb. 4.3. (Hrsg.)

messer von mehr als 3000 km. Dazu gehören außer Erdmond die vier größten Trabanten von Jupiter (Jo, Europa, Kallisto und Ganymed), der Saturnmond Titan und der Neptunmond Triton. Die zweite Gruppe umfaßt alle übrigen Trabanten. Hier besteht ein Übergang vom Saturnmond Rhea (Durchmesser 1850 km) bis zu Phobos und Deimos, die unregelmäßige Gesteinsbrocken von  $27 \times 19$  km (Phobos) und  $15 \times 11$  km (Deimos) sind. Ihre Oberfläche ist mit Kratern übersät, Spuren von Meteoriteneinschlägen.

Im Jahr 1944 fand man im Spektrum des Titan Banden des Methan ( $\text{CH}_4$ ). Nach deren Intensität ist Titan von einer relativ dichten Methan-Atmosphäre umgeben. 1964 wurde bekannt, daß die Infrarotspektren von Ganymed und Europa Ähnlichkeit mit dem Infrarotspektrum der Mars-Polkappen aufweisen. Nimmt man an, daß dies auch auf das Vorhandensein von Eis auf Ganymed und Europa hinweist, dann ist zu dessen Erhaltung eine Atmosphäre nötig. Das Vorhandensein einer Atmosphäre bei den „GALILEISCHEN“ Jupitermonden (und bei Triton) entspricht deren Massen und steht in Einklang mit optischen Beobachtungen. 1973 fand „Pionier-10“ eine dünne Atmosphäre bei Jo und Ganymed. Darüber hinaus ist das Reflexionsvermögen bei vielen Trabanten verhältnismäßig hoch (im Gegensatz zum Mond). Das spricht für Wolken.

### 4.3. Der Mond

Unter den Planetentrabanten nimmt der Mond nach seiner Größe den sechsten Platz ein (nach Titan, Ganymed, Kallisto, Triton und Jo). Der Radius beträgt 1738 km. Seine Masse ist der 81.3. Teil der Masse der Erde; die Schwerebeschleunigung auf der Mondoberfläche beträgt nur  $1.63 \text{ m/s}^2$ , die Entweichgeschwindigkeit  $2.38 \text{ km/s}$ .

Alle Versuche, eine Atmosphäre auf dem Mond nachzuweisen, verliefen erfolglos. Aus der Meßgenauigkeit kann man abschätzen, daß die Mondatmosphäre höchstens ein Milliardstel der Luftdichte beträgt. Die Dichte auf der Mondoberfläche würde der Dichte der Erdatmosphäre in 200 km Höhe entsprechen. Dort gleichen die Bedingungen nahezu denen des interplanetaren Raumes; der Mond besitzt also praktisch keine stationäre Atmosphäre<sup>1)</sup>.

Mit bloßem Auge sind auf der Mondoberfläche helle und dunkle Gebiete zu erkennen. In der Vergangenheit hielt man sie für Kontinente und Meere (Abb. 4.4). Da der Mond der Erde stets dieselbe Seite zuwendet, ist seine Rotationsperiode ein siderischer Monat, die Periode eines Umlaufs um die Erde (27 Tage 8 Stunden).

<sup>1)</sup> Die Existenz einer temporären Atmosphäre, bestehend aus Gasen, die aus dem Mondinneren entweichen, scheint möglich.

Bereits die ersten Beobachtungen mit einem Fernrohr durch GALLEI im 17. Jahrhundert zeigten ein gegliedertes Mondrelief. Mit großen modernen Teleskopen sind auf dem Mond Objekte über 1 km Größe zu erkennen. Raumfahrer können natürlich unmittelbar einzelne Gebiete ebenso eingehend wie die Erdoberfläche untersuchen. Die mittlere Dichte des Mondes ist gering und beträgt etwa  $3.3 \text{ g/cm}^3$ . Das bedeutet, daß der Mond im Unterschied zur Erde keinen festen Kern besitzt.

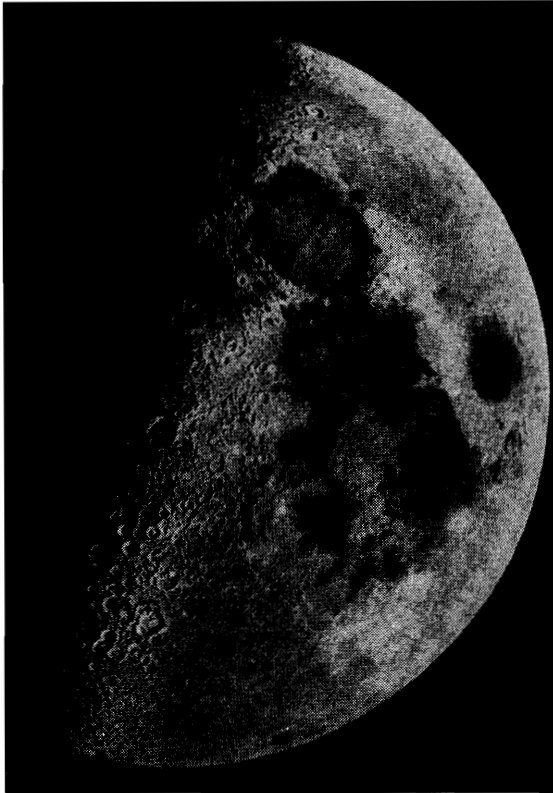


Abb. 4.4. Mond im ersten Viertel

Die *Kontinente* (Terraes) und *Meere* (Maria) sind die ausgedehntesten Gebilde der Mondoberfläche. Die ersteren sind Gebirgsgegenden, die letzteren dagegen Niederungen und Ebenen, deren Tiefe, bezogen auf die mittlere Höhe der Mondoberfläche, bis einige Kilometer beträgt.



Da Berge auf dem Mond (z. B. Leibniz im Südpolgebiet) Höhen von 9 km erreichen, ist der Höhenunterschied auf dem Mond mit dem auf der Erde vergleichbar.

Die Mondkontinente tragen keine speziellen Bezeichnungen, dagegen erhielt jedes Meer bereits zu Zeiten GALILEIS einen Namen. In Abbildung 4.5 sind die hauptsächlichsten Meere eingezeichnet. In Nähe des Nordpols liegt das schwer auszumachende langgezogene Band des Mare Frigoris, darunter drei auffällig dunkle Flecken: Mare Imbrium, Mare Serenitatis und Mare Tranquillitatis. Es schließen sich zwei Fortsätze an, die eigene Namen tragen: Mare Foecunditatis und Mare Nectaris. Über beiden liegt das Mare Crisium. Der westliche Teil der Mondscheibe wird von einem ausgedehnten dunklen Gebiet eingenommen, das die Bezeichnung Oceanus Procellarum erhalten hat. Seine südliche Spitze bildet das Mare Nubium. Links davon ist das kleine Mare Humorum zu erkennen.

Ein Meeresteil, der in einen Kontinent hineinragt, heißt *Bucht* (Sinus), z. B. Sinus Iridum im Mare Imbrium. Einzelne kleine dunkle Flecken heißen *Seen* (Lacus). Ein Gebiet in der Helligkeit zwischen Meeren und Kontinenten heißt *Sumpf* (Palus), z. B. Palus Somnii, der an das Mare Tranquillitatis angrenzt.

Die Kettengebirge des Mondes tragen hauptsächlich „irdische“ Namen: Apenninen, Alpen, Karpaten, Kaukasus, Altai (Abb. 4.6). In einigen Fällen umgeben diese Bergketten ein Mare. So verlaufen die Apenninen und Alpen an der Grenze des Mare Imbrium. Die meisten Kettengebirge erstrecken sich



Abb. 4.5. Lage einiger Formationen auf der sichtbaren Mondoberfläche: 1 — Tycho, 2 — Copernicus, 3 — Kepler, 4 — Mare Nubium, 5 — Mare Humorum, 6 — Oceanus Procellarum, 7 — Mare Imbrium, 8 — Mare Vaporum, 9 — Mare Serenitatis, 10 — Mare Tranquillitatis, 11 — Mare Foecunditatis, 12 — Mare Crisium, 13 — Mare Nectaris

bei einer mittleren Höhe von rund 3000 Metern über einige hundert Kilometer Länge. Sie bestehen aus einzelnen Bergmassiven. Die Neigung der Böschung übersteigt in den seltensten Fällen  $15^\circ$ .

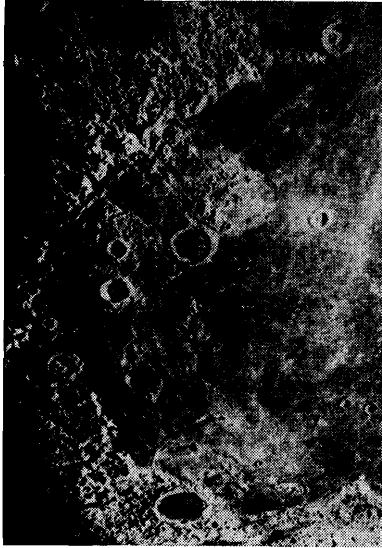


Abb. 4.6. Westlicher Teil des Mare Imbrium mit den großen Kratern Eratosthenes (oben rechts), Archimedes (oberhalb der Mitte) und Plato (unten). Von oben nach unten erstrecken sich die Kettengebirge Apenninen, Kaukasus und Alpen mit dem Quertal

Die erdabgewandte Seite des Mondes ist vorwiegend gebirgig und der von der Erde aus sichtbaren Südpolgegend ähnlich. Wir finden lediglich zwei kleinere Meere, das Mare Moscoviense und das Mare Ingenii. Auf der erdabgewandten Seite erscheinen die Niederungen in der Regel hell, nicht dunkel. Über tausend Krater sind lokalisiert und benannt worden. Einige Dutzend besitzen einen Durchmesser von über hundert Kilometern. Wie auf der erd zugewandten Seite gibt es auch hier Krater mit Zentralbergen und Strahlensystemen. Charakteristisch für die erdabgewandte Seite sind Krater von 10 bis 30 Kilometer Durchmesser, die sich in geradlinigen Ketten anordnen. Diese Gebilde erstrecken sich bis zu 700 Kilometern.

*Ringgebirge* und *Krater* sind typische Details der Mondoberfläche. Ein ringförmiger Wall umgibt das Zentralgebiet, das im Durchschnitt niedriger als die Mondoberfläche außerhalb des Kraters liegt. In der Mitte befindet sich häufig ein Zentralberg, der niedriger als der Wall ist (Abb. 4.7). Ringgebirge und Krater tragen die Namen großer Gelehrter (z. B. PTOLEMAEUS, COPERNICUS und ZIOLKOWSKI).

Zu den Ringgebirgen sind auch die Kratermeere zu zählen (z. B. Mare Crisisum und Mare Moscoviense als typische Vertreter). Die Durchmesser der

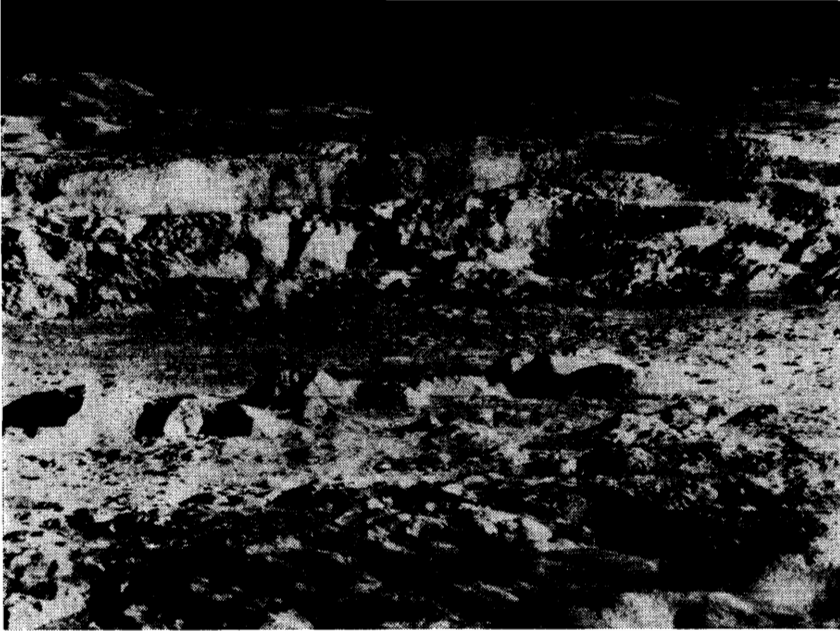


Abb. 4.7. Das Innere des Kraters Copernicus (Aufnahme von „Lunar Orbiter 2“ USA)

Ringgebirge überdecken somit einen weiten Bereich. Im Krater Schickard von 200 Kilometern Durchmesser könnte die ganze Krim Platz finden.

Die ersten Mondfotos von Mondsonden haben die Kraterlandschaft des Mondes bestätigt. Wir finden überall unzählige Krater von einigen Dutzend Kilometern Durchmesser bis zu Zentimetern herab. Die Kontinente sind dichter mit Kratern übersät als die Meere.

Das Kraterinnere liegt bis auf wenige Ausnahmen (z. B. den Tafelberg Wargentin) unterhalb des Niveaus der Umgebung. Wall- und Zentralberge haben etwa das gleiche Volumen wie die Senke. Diese Beziehung heißt SPERER-Regel. Meteoritenkrater auf der Erde oder durch Atombombenexplosionen entstandene Krater haben die gleiche Gesetzmäßigkeit.

Von einigen Mondkratern (z. B. Tycho, Copernicus) geht ein radiales System heller Strahlen aus, die sich über Hunderte und Tausende von Kilometern erstrecken (Abb. 4.8). Untersuchungen mit Mondsonden haben gezeigt, daß die hellen Strahlen in einigen Fällen aus kleinen Kratern bestehen, die beim Auswurf von Material aus dem großen Zentralkrater entstanden sind.

An einigen Stellen der Mondoberfläche erkennt man eine nahezu geradlinig verlaufende Vertiefung im Bergmassiv, die als *Tal* (Vallis) bezeichnet wird.

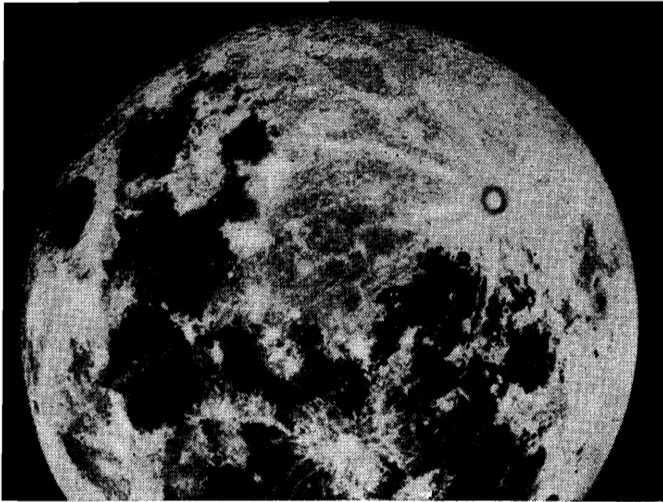


Abb. 4.8. Krater Tycho mit seinem Strahlensystem

Am auffälligsten ist das Alpental, das auf einer Länge von 150 Kilometern die Alpen durchschneidet. Ein den Tälern ähnliches Gebilde ist die *Rille* (Rima), von der mehr als viertausend bekannt sind. Die größten haben Längen von 300 Kilometern bei einer Breite bis zu 5 Kilometern. Die Rillen verlaufen weniger geradlinig als die Täler, und ihre Tiefe erreicht im Mittel einige hundert Meter.

Auf dem Mond gibt es typische Verwerfungserscheinungen, wie die Große Wand mit einer Länge von ungefähr 100 Kilometern. Die Höhe der Großen Wand beträgt 200 Meter und der Böschungswinkel bis zu  $44^\circ$ .

Weitere Oberflächendetails sind niedrige Wälle in den Meeren (z. B. im Mare Imbrium). Diese anscheinend geglätteten Gebilde sind selten höher als einige hundert Meter. Sie lassen sich über Dutzende Kilometer verfolgen. Ihre Breite beträgt durchschnittlich 15 bis 20 Kilometer.

Von exotischer Schönheit sind kleine runde Erhebungen, *Dome* genannt. In einigen Fällen besitzen sie in der Mitte eine kleine Vertiefung. In der Nähe des Kraters Copernicus finden wir davon eine große Anzahl.

Der Ursprung vieler Formen des Mondreliefs ist bis heute noch unklar. In großen Zügen spiegeln sie die Bedingungen beim Entstehungsprozeß der Mondoberfläche wider. Der atmosphärenlose Mond wurde Milliarden Jahre lang ungehindert von Meteoriten bombardiert. Bei einer Aufprallgeschwindigkeit von 5 km/s wird eine Energie freigesetzt, die einer der Masse des Meteoriten äquivalenten Menge TNT entspricht. Bei größerer Geschwindigkeit wachsen die Explosionswirkungen auf das Hundert- bis Tausendfache an. In der Vergangen-

heit ist der Mond vermutlich sehr häufigen Meteoriteneinschlägen ausgesetzt gewesen. Auf der Erde finden wir viele große Krater mit Durchmessern der Größenordnung von mehreren Kilometern, die zweifellos von Meteoriteneinschlägen herrühren. Um diese Hypothese zu festigen, wurden Meteoriteneinschläge labormäßig modelliert. Unter den entstandenen Kraterformen gab es auch solche mit Zentralbergen. Das spricht sehr für die Meteoritenhypothese.

Je kleiner die Meteoriten sind, um so zahlreicher sind sie. Mikrometeorite von Bruchteilen eines Gramms oder Milligramms bombardieren den Mond praktisch ununterbrochen. Im Verlaufe von Milliarden Jahren entstand auf dem Mond eine dünne und porige (bimsteinartige) Oberflächenschicht aus Mondmaterial und Mikrometeoriten, die eine geringe Wärmeleitung besitzt. Das Zusammenbacken des Materials wird durch das Vakuum begünstigt, in dem die molekularen Bindungskräfte wesentlich stärker zur Wirkung kommen als in Luft.

Darüberhinaus ist die Mondoberfläche ständig der ultravioletten Strahlung der Sonne und dem Sonnenwind ausgesetzt. Mit den Meteoriten sind diese physikalischen Einflüsse wesentlich an der Gestaltung der Oberflächenschicht des Mondes beteiligt.

Es wäre jedoch falsch, anzunehmen, daß das Mondrelief ausschließlich durch die Einwirkung äußerer Faktoren geformt wurde. Auf dem Mond erkennen wir auch Spuren der Tätigkeit gewaltiger innerer Kräfte. Die scheinbar glatten Meere erinnern an ausgedehnte Lavafelder. Von den zerklüfteten Wällen können wir annehmen, daß es sich um Ränder ausgekühlter Lavaströme handelt. Einige Mondkrater verwandelten sich in Tafelberge (z. B. Wagentin), weil das Kraterinnere vollständig mit Lava aufgefüllt wurde. An einigen Stellen erkennt man, wie Lava auf ihrem Weg verschiedene Hindernisse umfloß.

In der nordöstlichen Ecke des Mare Imbrium liegt Sinus Iridum. Das Ufer dieser Bucht war früher einmal der Rand eines großen Kraters. Die Hälfte seines Walls ging in der heute festen Masse des Mare Imbrium unter. Solche Kraterreste finden sich auf dem Mond häufig.

Die Mondkrater sind nicht gleichzeitig entstanden. Es gab keine einmalige Katastrophe, wobei in kurzer Zeit riesige Mengen von Meteoriten aufprallten. Die Mondoberfläche ist allmählich in verschiedenen Epochen entstanden, die Millionen Jahre andauerten.

Wir führen einige Hinweise dafür an: Am Ostrand des Mare Nectaris liegen drei große Krater: Theophilus, Cyrillus und Catharina (Abb. 4.9). Der größte, Krater Theophilus, ragt in den Nachbarkrater Cyrillus hinein, weshalb dessen Wall nicht geschlossen ist. Cyrillus muß daher vorher vorhanden gewesen sein. Als Theophilus entstand, zerstörte er einen Teil des Walles. Es gibt viele solche überschneidende Krater auf dem Mond, die darauf hinweisen, daß die Gebirgsbildung kein einmaliger Vorgang war.

Äußerst interessant ist in dieser Hinsicht die große Anzahl von „Parasitenkratern“, die die Wälle und häufig auch den Boden der großen Ringgebirge übersäen. Als Beispiel sei der große Krater Clavius auf der Südhalbkugel genannt, in dem mehr als zwanzig „Parasitenkrater“ gezählt werden. Sie entstanden offensichtlich nach dem Krater Clavius.

Betrachtet man die drei bekannten Krater Archimedes, Aristillus und Autolycus, die sich wie von der Zeit unberührt aus der Ebene des Mare Imbrium herausheben (Abb. 4.6), wird deutlich, daß sie später als dieses Meer entstanden, das in anderen Gebieten halb oder ganz versunkene Krater besitzt. Dasselbe gilt für den großen Krater Copernicus, der sich deutlich auf der Oberfläche des Oceanus Procellarum abzeichnet.



Abb. 4.9. Formationen unterschiedlichen Alters (Aufnahme vom Raumschiff „Apollo 8“, USA)

Die Mondgebirge haben unterschiedliches Alter. Ein junges Gebirge sind die Apenninen. Der Altai, östlich des Mare Nectaris, ist ein sehr altes Gebirgssystem. In der Geschichte des Mondes gab es höchst wahrscheinlich Perioden intensiver vulkanischer Tätigkeit, die mit dem Absinken großer Gebiete der Mondoberfläche verbunden waren. Diese Perioden wechselten mit Epochen relativer Ruhe.

In der Entwicklung von Erde und Mond und anderen Himmelskörpern gibt es viele Gemeinsamkeiten. Daher lassen sich die Besonderheiten des Mondreliefs und die Gesetzmäßigkeiten seiner Entstehung außer mit den Methoden der Astrophysik auch durch spezielle Analysen, wie sie in der Geologie erarbeitet wurden, untersuchen.

Der sowjetische Geologe CHABAKOW, der als erster geologische Methoden bei der Erforschung des Mondes anwendete, unterscheidet sechs Perioden in der Entstehungsgeschichte der Mondoberfläche.

In der frühen Epoche, die er als *Ausgangsepoche* bezeichnet, bestand die Mondoberfläche aus einer zerklüfteten Kruste. Damals gab es fast keine Krater. Es ist schwer festzustellen, ob sich Spuren jener Epoche bis heute erhalten haben. Möglicherweise sind die fast kraterlosen Teile der Kordilleren und einige hügelige Abschnitte in höher gelegenen Gegenden Überreste des ursprünglichen Reliefs.

Daran schloß sich die *Präaltaiperiode* an. In dieser Zeit gab es eine intensive Kraterbildung. Spuren dieser Epoche sind schwer nachzuweisen, allenfalls an den Rändern des alten Altaigebirges.

Mit größerer Sicherheit findet man Überreste der *Altaiperiode*. In ihr entstand das bogenförmige Massiv des Altaigebirges, das einst das Ufer eines gewaltigen und jetzt verschwundenen Meeres war.

Die darauf folgende Epoche nennt CHABAKOW *Ptolemäus-Periode*. Während dieser Zeit entstanden viele Ringgebirge, deren Überreste jetzt auf den Kontinenten zu sehen sind. Ein Beispiel ist der Krater Ptolemaeus. In dieser Periode entstanden auch die Krater, die heute noch teilweise aus den Lavamassen der Meere herausragen.

Die Ptolemäische Periode wurde von der *Ocean-Periode* abgelöst, in der sich die großflächigen Gebiete der Mondoberfläche wie Oceanus Procellarum, Mare Imbrium und andere dunkel gefärbten Gegenden herausbildeten.

Die gegenwärtige Epoche trägt die Bezeichnung *Copernicanische Periode*. Auf dem Boden der Mondmeere entstanden neue Krater, so Copernicus, die sich gegenüber den ältesten Mondkratern durch den guten Erhaltungszustand auszeichnen.

Neben dieser Einteilung der Entwicklungsgeschichte des Mondreliefs verwendet man in der Literatur noch andere Periodeneinteilungen. So lassen sich z. B. zwei große Perioden herausstellen. Die frühe Periode ist durch eine allgemeine radioaktive Aufheizung des Mondes und die Bildung eines dichten Kerns gekennzeichnet. Spuren dieser Periode sind als Deckschicht des Mare Tranquillitatis erhalten, das vor 3.7 Milliarden Jahren erkaltete. Die zweite Periode ist mit dem Austritt von Lava auf die Mondoberfläche verbunden. Wahrscheinlich entstand in dieser Periode die Oberfläche des Oceanus Procellarum.

In mehr als vierzehn Zentralbergen von Mondkratern stellte man kleine kreisrunde Vertiefungen fest. Waren diese Zentralberge einst Vulkane, von denen heute noch einige aktiv sind? Bereits WILLIAM HERSCHEL (18. Jahrhundert) und viele Astronomen nach ihm berichteten über Beobachtungen von tätigen Vulkanen auf dem Mond. Lange Zeit war man gegenüber solchen Veröffentlichungen skeptisch. Im Jahre 1958 entdeckte der Pulkower Astronom KOSYREW Kohlendioxyd im Spektrum einer Gaseruption aus dem Zentralberg des Kraters Alphonsus. Ein Jahr später beobachtete er eine weitere Gaseruption aus demselben Krater und wenig später das Ausströmen von molekularem Wasserstoff aus dem Zentralberg des Kraters Aristarchus. 1963 stellten amerikanische Astronomen drei Eruptionen auf dem Mond fest. Die vulkanische Tätigkeit auf dem Mond ist also noch nicht völlig zum Erliegen gekommen.

Das Mondrelief hat sich sowohl durch äußere als auch durch innere Kräfte geformt. Die größten Gebilde verdanken ihre Entstehung wahrscheinlich vulkanischen und tektonischen Kräften. Ein Teil der Krater, insbesondere die kleinen, entstanden durch Meteoriteneinschläge. Es ist möglich, daß in einigen Fällen beide Faktoren zusammenwirkten. Der Aufprall eines großen Meteoriten kann die Festigkeit der Oberfläche des Mondes zerstören und vulkanische Prozesse auslösen.

Verwitterungsprozesse, wie wir sie auf der Erde kennen, fehlen auf dem Mond. Das bedeutet jedoch nicht, daß keine Erosion vorhanden ist. Außer der solaren Korpuskularstrahlung und dem ständigen Meteoritenbombardement spielen die extremen Temperaturschwankungen eine bedeutende Rolle bei der Oberflächengestaltung.

Der Mond dreht sich, bezogen auf die Sonne, in 29,5 Tagen einmal um seine Achse (synodischer Monat). Auf dem Mond dauern Tag und Nacht je etwa zwei Wochen. Nachts fällt die Temperatur auf  $-130^{\circ}\text{C}$ , am Mondmittag steigt sie auf  $+120^{\circ}\text{C}$  an. Somit erreicht die Amplitude der Temperaturschwankung  $250^{\circ}\text{C}$ . Fast die gleichen großen Temperaturregengänge herrschen zwischen Sonnen- und Schattenseite der Mondberge. Das Fehlen einer Atmosphäre verhindert den Wärmeaustausch über große Gebiete. Der extreme Temperaturwechsel läßt die Gesteine zerspringen.

Einige Teile der Mondoberfläche erkalten nach Sonnenuntergang bedeutend langsamer als andere. Diese „warmen Gebiete“ sind in einigen Fällen Krater; sie deuten darauf hin, daß sich die Mondkruste mit vulkanischer Energie erwärmt.

Die Analyse der Bewegungen künstlicher Mondsatelliten brachte Gravitationsanomalien zutage, die durch Massekonzentrationen in oberflächennahen Schichten hervorgerufen werden. Ein solches Gebiet nennt man „Mascon“ (Abkürzung aus „Masse“ und „Konzentration“). Die Mascons fallen in der



Regel mit den großen kreisförmigen Meeren zusammen (Mare Imbrium, Mare Crisium, Mare Nubium usw.). Unter den unregelmäßigen Meeren (Mare Tranquillitatis, Oceanus Procellarum) findet man dagegen keine Mascons. Ein großes Mascon von rund 1000 Kilometern Durchmesser liegt in der Mitte der erdabgewandten Seite. Die Masse des Mascons unter dem Mare Imbrium beträgt rund  $10^{16}$  t, das ist 1/10000 der Mondmasse. In anderen Fällen beträgt die Masse der Mascons einhalb bis ein Viertel davon. Ihre Natur konnte noch nicht aufgeklärt werden. Es ist möglich, daß sie aus erkalteter Lava bestehen, die aus dem Mondinnern nach dem Aufprall großer kosmischer Körper zur Oberfläche dräng. Einige Forscher sind der Meinung, daß sie mächtige Sedimentschichten sind, die in ehemaligen mit Wasser gefüllten Mondmeeren entstanden. Die Anhänger dieser in den letzten Jahren populär gewordenen Hypothese sehen in den Rillen (Rima) ehemalige Mondflüsse. Es bedarf jedoch noch weiterer Untersuchungen, um zu klären, ob der Mond in der Vergangenheit wenigstens für kurze Zeit eine Atmosphäre und Hydrosphäre besessen hat.

Die unmittelbare Erforschung des Mondes durch den Menschen und mit automatischen Sonden betrifft geologische Probleme. Auf dem Mond gibt es verschiedenartige Gesteine. Sie stammen je nach der Art, wie sie an die Oberfläche gelangten, aus verschiedenen Tiefen.

Die Analyse des Mondgesteins, das im Juli 1969 von der Besatzung „Apollo 11“ auf die Erde gebracht wurde, zeigt, daß sich die Mondproben nach ihrem Gehalt an chemischen Elementen nicht von irdischem Vulkangestein und Meteoriten unterscheiden. Es gibt jedoch einige wesentliche Unterschiede: Im Mondgestein sind Titan und Zirkonium häufiger, die leicht flüchtigen Alkali-elemente seltener. Nach den mineralischen Eigenschaften gehören die Mondgesteine zur Gruppe der Basalte. Etwa die Hälfte der Proben, die „Apollo 11“ im Oceanus Procellarum sammelte, stellen Breccien dar, d. h. ein Gemisch aus Bruchstücken verschiedener Mineralien. Interessant ist, daß in den von „Apollo 12“ im November 1969 im Mare Tranquillitatis gesammelten Proben die Breccien fast fehlen. Die sowjetische automatische Mondsonde „Luna 16“ brachte 1970 Bodenproben aus dem Mare Foecunditatis zur Erde. In der Zusammensetzung sind sie ähnlich den Proben, die von den amerikanischen Astronauten gesammelt worden sind, nämlich Basalte. Daraus ist zu schließen, daß überall auf dem Mond bei der Gestaltung der Oberfläche vulkanische Prozesse eine große Rolle spielten.

Es hat sich gezeigt, daß die Mondoberfläche aus lockerem, feinkörnigem und lose verbundenem Gestein graubrauner Farbe besteht. Die Dichte dieses Gesteins wächst mit der Tiefe. Die oberste Schicht drückte sich unter den Füßen der Astronauten um 5 bis 10 cm zusammen. Nach den Laborbefunden beträgt die Dichte des kristallinen Mondmaterials im Durchschnitt  $3.1 \text{ g/cm}^3$ . Einige Mondgesteine besitzen einen schwachen Restmagnetismus.

Das 1972 von der sowjetischen Mondsonde „Luna 20“ zur Erde gebrachte Mondgestein enthält verhältnismäßig helle und große Teilchen. Es überwiegen kristalline Gesteine mit scharfen Bruchlinien.

Sehr interessant sind die Daten, die das sowjetische Mondfahrzeug „Lunochod“ 1971 im Gebiet des Mare Imbrium ermittelte. Es konnte festgestellt werden, daß der Prozeß der Kraterbildung zeitlich sehr ausgedehnt ist. Der größte Teil der kleinen Krater entstand durch Aufschlag von Meteoriten. Die Erosion führte allmählich zu weicheren Reliefformen und sogar zur Glättung einzelner Mondsteine. Der Aufbau der Oberflächenschichten des Mare Imbrium erwies sich als typisch für die meisten Meere. Die Ebene entstand durch Überflutung mit Basaltlava. Sie ist jetzt von einer weichen Bodenschicht (Regolith), zersplittertem Felsgestein, bedeckt. Dieser Boden mit einer Schichthöhe von 6 bis 8 cm, (längs des Weges von „Lunochod 1“) ist ein feinkörniges Material, das in seinen mechanischen Eigenschaften an staubartigen vulkanischen Sand erinnert. Nach der chemischen Zusammensetzung ist der Regolith mit basischem Basaltgestein verwandt.

Vieles in der Natur des Mondes bleibt vorläufig noch ungeklärt. Die unmittelbare Erforschung hat gerade begonnen. Sie wird auch Auskunft über die Frage der Herkunft des Mondes geben. Die Unterschiede in der Zusammensetzung der Oberflächengesteine und des inneren Aufbaus von Erde und Mond lassen vermuten, daß diese beiden Körper niemals eine Einheit bildeten. Der Mond hat sich entweder neben der Erde, aber selbständig aus einer präplanetaren Wolke, gebildet, oder er wurde von der Erde eingefangen. Die zukünftige Forschung wird zeigen, welche Möglichkeit der Wahrheit entspricht.

#### 4.4. Erdähnliche Planeten

Nach der Entfernung von der Sonne unterscheiden wir innere und äußere Planeten. Die inneren Planeten umlaufen die Sonne innerhalb der Erdbahn. Es sind Merkur und Venus. Alle übrigen Planeten des Sonnensystems sind äußere Planeten.

Bedingt durch die Lage der Bahnen der inneren Planeten zur Erdbahn zeigen diese Planeten einen Phasenwechsel (Abb. 4.10.). Die größte Phase (entsprechend dem Vollmond) liegt bei kleinem Winkelabstand von der Sonne vor. In dieser Lage befindet sich der Planet hinter der Sonne, und besitzt die größte Erdentfernung, ist aber nicht zu beobachten. Je kleiner die Phase, d. h. der von der Erde aus sichtbare Teil der beleuchteten Planetenscheibe, wird, um so näher kommt der Planet an den Punkt des geringsten Erdabstandes. Sein scheinbarer Winkeldurchmesser erreicht hier den größten Wert.

Der Winkelabstand des Planeten von der Sonne heißt *Elongation*. Die größte Elongation des Merkur beträgt  $28^\circ$ , der Venus  $48^\circ$ . In dieser Konstellation sind die Sichtbarkeitsbedingungen der beiden Planeten am günstigsten.

Die äußeren Planeten ändern ebenfalls ihre Phase, doch ist dies nur bei Mars merklich.

Der **Merkur** ist der sonnennächste Planet. Sein mittlerer Abstand von der Sonne beträgt 58 Millionen Kilometer und die Umlaufzeit 88 Tage. Der Merkur ist etwas größer als der Mond. Sein Radius erreicht 2437 km.

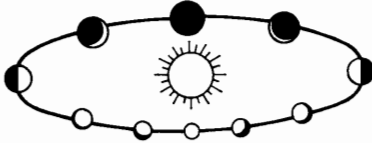


Abb. 4.10. Phasen der inneren Planeten

Die mittlere Dichte des Merkur ( $5.6 \text{ g/cm}^3$ ) liegt nahe der mittleren Erddichte. Die Fallbeschleunigung auf der Oberfläche beträgt  $3.8 \text{ m/s}^2$  und die Entweichgeschwindigkeit  $4.3 \text{ km/s}$ . Die Sonnennähe und der geringe Winkeldurchmesser der Scheibe erschweren die astronomische Beobachtung.

Lange Zeit nahm man an, daß Merkur der Sonne stets dieselbe Seite zuwendet, d. h., daß seine Rotation mit dem Umlauf synchron gekoppelt ist, jedoch zeigten neue Radarbeobachtungen des Merkur, daß dieser Planet rechtläufig mit einer Periode von 58 Erdtagen rotiert, was  $2/3$  der Umlaufzeit um die Sonne ausmacht.

Die Bestimmung der Rotationsperiode eines Planeten mit Radar ist im Prinzip sehr einfach. Wenn ein Planet eine merkliche Rotation besitzt, wird ein schmalbandiges, von verschiedenen Stellen seiner Oberfläche reflektiertes Radiosignal durch den DOPPLER-Effekt verbreitert. Diese Verbreiterung ist um so größer, je schneller sich der Planet dreht, woraus sich die Rotationsperiode des Planeten bestimmen läßt.

Da die Umlaufbahn des Merkur eine merkliche Exzentrizität besitzt, schwankt die Mittagstemperatur auf seiner Oberfläche zwischen Aphel und Perihel in einem weiten Bereich (bis  $130^\circ\text{C}$ ). Die höchste Mittagstemperatur beträgt  $340^\circ\text{C}$ .<sup>1)</sup> Auf der Nachthalbkugel herrscht eine Temperatur von  $-183$  bis  $-173^\circ\text{C}$ .

Die Albedo des Merkur (0.056) ist kleiner als die des Mondes. In der Farbe ähneln sich diese beiden Himmelskörper jedoch sehr. Es wird angenommen, daß die Oberfläche des Merkur aus dunklem Material (einer Art dunkler Basalte) besteht. Die Atmosphäre ist sehr dünn und erzeugt einen Bodendruck von ungefähr  $10^{-2}$  mbar.

Selbst unter günstigsten Beobachtungsbedingungen sind auf der Oberfläche des Merkur Details schwer zu unterscheiden. Die vollständigste Kartographie der Merkureroberfläche wurde von dem französischen Astronomen ANTONIADI

<sup>1)</sup> Diese Temperatur gilt für den subsolaren Punkt der Planetenoberfläche.

vorgenommen und in jüngster Zeit von seinem Landsmann DOLLFUS ergänzt, der aus einer großen Anzahl von Fotografien eine fotografische Karte zusammenstellte.<sup>1)</sup>

Venus ist der erdnächste Planet (Abb. 4.11). Während der unteren Konjunktion kommt sie der Erde auf etwa 40 Millionen Kilometer nahe. Der Radius der Venus beträgt 6050 Kilometer, ihre Masse ist nur um 18 Prozent kleiner als die Erdmasse. Bereits 1761 entdeckte LOMONOSSOW während des Venusdurchgangs vor der Sonnenscheibe eine dichte Atmosphäre um diesen Planeten. Spätere astronomische Beobachtungen zeigten, daß die Venusatmosphäre aus einer geschlossenen Wolkendecke besteht, die Details der Oberfläche verdeckt. Einige Beobachter haben zwar in der weißen Wolkendecke (die Albedo der Venus ist 0.76) etwas dunklere, mehr oder weniger dauerhafte Details festgestellt, doch gibt es keinerlei Anhaltspunkte dafür, daß sie mit der Oberfläche des Planeten in Beziehung stehen.

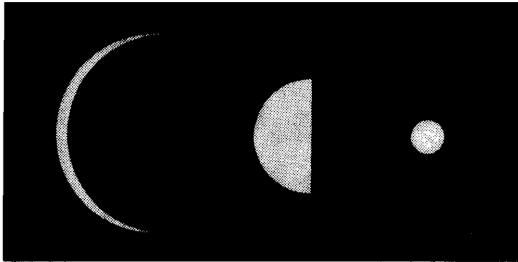


Abb. 4.11. Scheinbarer Durchmesser von Venus bei verschiedenen Phasen

Die Venus umkreist die Sonne in 225 Erdtagen. Die Rotation der Venus war lange Zeit Gegenstand vieler Diskussionen. Erst 1957 wurde das Problem mit Radarbeobachtungen gelöst. Sie ergaben, daß sich Venus im Unterschied zu allen anderen großen Planeten von Ost nach West mit einer Periode von 243 Tagen dreht. Somit sind auf Venus während eines Sonnenumlaufs zwei Sonnenauf- und -untergänge zu beobachten, d. h. die Länge eines Sonnentages auf der Venus entspricht 117 Erdtagen.

Bereits 1932 wurden im Venusspektrum starke Kohlendioxidlinien gefunden. Später sind in der Venusatmosphäre Kohlenmonoxid, Dämpfe des Fluorwasserstoffs und der Salzsäure (HF und HCl), wenn auch in verschwindend geringen Mengen im Verhältnis zum CO<sub>2</sub>, nachgewiesen worden. Alle diese Gase findet

<sup>1)</sup> Im Dezember 1973 fand KOSYREW beim Durchgang des Merkur vor der Sonnenscheibe eine Atmosphäre. Diese Entdeckung wurde 1974 durch die interplanetare Sonde „Mariner“ bestätigt, die u. a. die Merkur Oberfläche fotografierte. Die Aufnahmen zeigen, daß der Planet mit Kratern übersät ist.

man auf der Erde bei vulkanischen Prozessen. Es liegt nahe, bei Venus an einen ähnlichen Ursprung zu denken.

Weitere Beobachtungen ergaben, daß Spuren von Wasserdampf und molekularem Sauerstoff vorhanden sind, jedoch höchstens ein Zehntausendstel der Häufigkeit von Kohlendioxid.

Lange Zeit glaubte man, daß Venus der Erde sehr ähnlich sei (ein „Doppelgänger“ der Erde). Die neuen Forschungen, vor allem mit den sowjetischen Planetensonden „Venus“, zerstörten diese Illusion. Man fand bestätigt, daß die Venusatmosphäre zu 97 Prozent aus Kohlendioxid besteht. Sie enthält etwas über 2 Prozent Stickstoff, 0,1 Prozent Sauerstoff, 0,1 Prozent Ammoniak und im Durchschnitt 0,05 Prozent Wasser. Die untere Grenze der 10 bis 12 Kilometer dicken Wolkenschicht liegt in 60 bis 70 Kilometer Höhe über der festen Oberfläche. Diese Schicht besteht vor allem aus Wassertröpfchen und Eiskristallen, d. h., sie gleicht irdischen Wolken. Allerdings steht die Gesamtmenge des Wassers in den Venuswolken in keinem Verhältnis zur Wassermenge in der Hydrosphäre der Erde.

Um Venus herum existiert eine ausgedehnte, sehr verdünnte Wasserstoffkorona, deren äußere Grenze bis zum dreifachen Planetenradius reicht.

Der Kohlendioxidüberschuß und die dicke Wolkendecke erzeugen in der Venusatmosphäre einen „Treibhauseffekt“, der die sichtbare Sonnenstrahlung fast ungehindert in die tieferen Schichten dringen läßt, aber die infrarote Eigenstrahlung des Planeten absorbiert. Neben dem Treibhauseffekt ist sicher auch die mechanische Durchmischung der Atmosphäre für die hohe Temperatur der Oberfläche verantwortlich.

Nach den Ergebnissen von „Venus-7“, die Ende 1970 zur Venusoberfläche vordrang, beträgt die Temperatur auf der Oberfläche rund  $500^{\circ}\text{C}$  und der atmosphärische Druck 100 at.

Nach den Meßwerten der sowjetischen Planetensonde „Venus-8“, die im Juli 1972 auf der Tagseite der Venus weich landete, betrug die Temperatur am Landeplatz  $470 \pm 8^{\circ}\text{C}$ , der Druck  $90 \pm 1,5$  at. Das Photometer des Landeapparates wies auf der Oberfläche eine merkliche, wenn auch schwache Beleuchtung nach. Beim Wechsel von Tag und Nacht ändert sich die Helligkeit. Das  $\gamma$ -Spektrometer registrierte eine  $\gamma$ -Strahlung des Oberflächengesteins am Landeplatz. Es ergab sich, daß es nach dem Gehalt an radioaktiven Elementen an irdische Granitgesteine erinnert.

Der Landeapparat von „Venus-8“ registrierte in der Venusatmosphäre Winde in Rotationsrichtung des Planeten. In einer Höhe über 45 km überschritt die Windgeschwindigkeit 50 m/s. Die Bedingungen an den Polen und am Äquator sind augenscheinlich ähnlich. Charakteristisch für die Venusatmosphäre ist ein adiabatischer Temperaturverlauf.

Für die Temperaturverteilung in der Venusatmosphäre in Abhängigkeit

von der Höhe gibt es verschiedene Modelle. Wie aus der Abbildung 4.12 zu entnehmen ist, liegt in einer Höhe von 105 km ein Temperaturminimum (195 K). Danach steigt die Temperatur auf Grund der Absorption der UV-Strahlung der Sonne wieder an und erreicht in einer Höhe von 300 km 650 K.

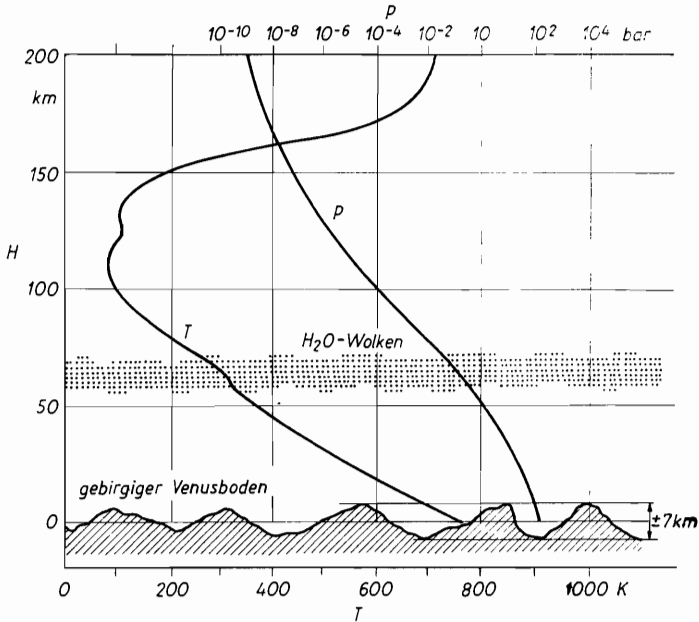


Abb. 4.12. Temperatur- und Druckverlauf in der Venusatmosphäre

Wenn Venus von der Erde aus als schmale Sichel zu sehen ist, kann man mit Teleskopen von Zeit zu Zeit ein Leuchten auf der Nachtseite der Scheibe wahrnehmen. Dieses Leuchten ist seiner Natur nach dem Polarlicht in der Erdatmosphäre verwandt, auch wenn die Venus im Unterschied zur Erde kein eigenes Magnetfeld besitzt.

Es ist wahrscheinlich, daß die Erde vor zwei bis drei Milliarden Jahren dem jetzigen Zustand von Venus glich. Zur Zeit sind auf der Venusoberfläche keine Flüsse, Meere und Ozeane vorhanden. Die Hydrosphäre ist noch fast völlig in der Wolkenschicht konzentriert.

Die weitere Erforschung der Venusoberfläche mit Hilfe automatischer Sonden ist mit bedeutenden Schwierigkeiten verbunden. Die Landeapparate müssen die Festigkeit von Druckkammern besitzen und der Einwirkung extrem hoher Temperaturen widerstehen. Hinzu kommt, daß auf der Venus selbst am Tage Dämmerung herrscht, die optische Erforschungen erschwert.

Der **Mars** ist der am besten untersuchte Planet des Sonnensystems. Zu sehr günstigen Oppositionen<sup>1)</sup>, die sich alle 15 Jahre wiederholen, nähert sich Mars der Erde bis auf 56 Millionen Kilometer, was nur etwa 15 Millionen Kilometer weiter ist als der kleinste Abstand zwischen Venus und Erde.

Der Radius des Mars (3394 km) ist nur halb so groß wie der der Erde. Seine Masse macht etwa 1/9 der Erdmasse aus. Auf der Oberfläche beträgt die Schwerebeschleunigung  $3.76 \text{ m/s}^2$  und die Entweichgeschwindigkeit  $5.0 \text{ km/s}$ . Ein Jahr auf dem Mars dauert 686 Tage. Ein Marstag ( $24^{\text{h}} 37^{\text{m}} 23^{\text{s}}$ ) gleicht nahezu einem Erdtag. Die Rotationsachse bildet mit der Bahnebene einen Winkel von  $65^\circ$ . Auf dem Mars vollzieht sich somit der jahreszeitliche Wechsel wie auf der Erde.

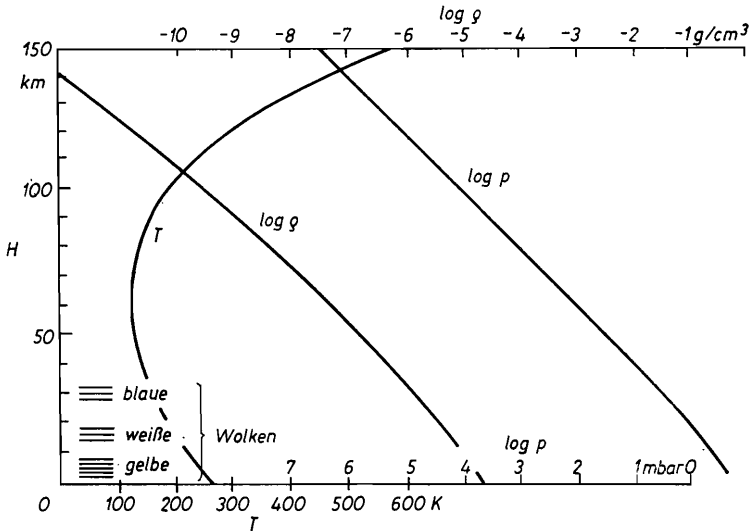


Abb. 4.13. Temperatur, Druck und Dichte der Marsatmosphäre

Der Mars besitzt eine Atmosphäre. Man beobachtet von Zeit zu Zeit zwei unterschiedliche Wolkentypen. Der eine ist gelblich und besteht wahrscheinlich aus Staub, der andere ist weiß wie unsere Zirkuswolken und stellt eine Ansammlung kleiner Eiskristalle dar. Während großer Staubstürme bedecken die gelben Wolken die sichtbare Marsscheibe fast vollständig. Zu diesen Zeiten sind Einzelheiten der Oberfläche nicht zu unterscheiden. Weiße Wolken werden in der Regel in der Nähe des Terminators, d. h. in den Morgenstunden, beobachtet.

Bereits 1947 fand man im Spektrum des Mars auffällige Absorptionsbanden des  $\text{CO}_2$ . 1963 gelang es, in der Marsatmosphäre geringe Beimischungen von

<sup>1)</sup> Die letzte große Opposition ereignete sich im August 1971.

Wasserdampf nachzuweisen. Die Erforschung des Mars mit Hilfe der „Mariner“-Sonden bestätigte diese Beobachtungen. Es zeigte sich, daß die Marsatmosphäre mindestens zu 50 Prozent aus  $\text{CO}_2$  und nur zu einem geringen Anteil aus Wasserdampf besteht. Spuren von Stickstoff oder seiner Verbindungen (z. B. Ammoniak) konnten nicht nachgewiesen werden.<sup>1)</sup>

Die Atmosphäre ist sehr dünn. Der Druck auf der Oberfläche beträgt nur 4 bis 8 mbar. Auf der Erde herrscht dieser Druck in 35 km Höhe. Der Dichtegradient ist kleiner als in der Erdatmosphäre. Dies hat seine Ursache in der bedeutend geringeren Schwerebeschleunigung des Mars. Vergleichen wir den Aufbau beider Atmosphären, so treffen wir in einer bestimmten Höhe auf eine Zone, in der die Dichte gleich ist. In größeren Höhen besitzt die Marsatmosphäre eine höhere Dichte als die Atmosphäre der Erde (Abb. 4.13).

Die Atmosphäre vermindert die Temperaturgegensätze auf dem Mars. Die nächtliche Temperatur liegt bei  $-100^\circ\text{C}$ . Im Sommer erreicht die Mittagstemperatur in der Äquatorzone  $+20^\circ\text{C}$ . Die mittlere Temperatur auf der Marsoberfläche (200 K) ist jedoch bedeutend niedriger als auf der Erde. Die Marsatmosphäre ist sehr trocken. Würde man allen Wasserdampf der Marsatmosphäre kondensieren, so ergäbe sich ein 3 bis 5  $\mu\text{m}$  dicker Wasserfilm auf der Oberfläche des Planeten.

Für die Marsatmosphäre existieren verschiedene Modelle. Keins liefert jedoch eine eindeutige Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten. Für wahrscheinlich wird gegenwärtig ein Modell angesehen, in dem Konvektionsprozesse nur in den unteren Atmosphärenschichten (bis 7—10 km Höhe) ablaufen. In allen Breiten ist die Temperatur in einer Höhe von 60 km gleich (163 K). Falls Mars ein Magnetfeld besitzt, so beträgt dessen Feldstärke höchstens ein Dreitausendstel von dem der Erde.

Lange Zeit glaubte man, daß die Marsoberfläche nahezu vollkommen eben ist. „Mariner“-Sonden und Radarbeobachtungen haben diese Vorstellungen korrigiert. Der Mars erwies sich als äußerst bergiger Planet, der in dieser Beziehung dem Mond gleicht. Es wurden Höhenunterschiede bis zu 25 km festgestellt.

Die Grundformen des Marsreliefs sind Krater, die in ihren Abmessungen, Formen und Einzelheiten den Mondkratern sehr ähnlich sind (s. Abb. 4.14). Die Durchmesser der Marskrater sind, wie aus den Aufnahmen der „Mariner“-Sonden zu entnehmen ist, sehr unterschiedlich. Sie reichen von zweihundert Metern bis zu Hunderten von Kilometern. Es gibt außerdem Unterschiede zum Mondrelief. Die Marskrater haben flachere Hänge (5 bis  $10^\circ$  Neigung) und einen

---

<sup>1)</sup> Nach Messungen der Landegeräte von „Viking 1“ und „Viking 2“ hat die Atmosphäre folgende Zusammensetzung:  $\text{CO}_2$  96.13%,  $\text{N}_2$  1.74%, Ar 1.45%,  $\text{O}_2$  0.11%. Der Rest enthält vor allem CO, Xe, Kr,  $\text{H}_2\text{O}$ . (Hrsg.)



verhältnismäßig ebenen Grund. Außerdem konnten bisher keine Krater mit hellen Strahlensystemen, wie sie für den Mond typisch sind, gefunden werden. Nur wenige Marskrater besitzen einen Zentralberg. Am ehesten lassen sich alle diese Unterschiede durch Erosion erklären, die auf dem Mars wesentlich stärker wirkt als auf dem Mond. Auf dem Mars gibt es Winde und Staubstürme.



Abb. 4.14. Detail der Mars-  
oberfläche (Aufnahme  
„Mariner 4“, USA)

In Nähe des Perihels, wenn die Intensität der Sonneneinstrahlung auf dem Mars um 47 Prozent höher ist als im Aphel, verstärkt sich die Konvektion in der Atmosphäre des Planeten auffallend. Es bilden sich gewaltige Windhosen, die von der Marsoberfläche Wolken feinen Staubes emportragen. Diese Staubstürme können für einige Monate die gesamte Atmosphäre des Planeten erfassen, wie es z. B. 1971 der Fall war.

Langgestreckte Reliefformen (niedrige Gebirgsketten und -systeme, Erhebungen) sind ebenfalls auf den „Mariner“-Aufnahmen vom Mars zu sehen. Es ist möglich, daß einige die teilweise zerstörten Wälle sehr großer Krater darstellen. In vielen Marskratern ist der Boden merklich dunkler als die Umgebung. Die Kraterwälle sind in der Regel relativ niedrig (200 bis 300 m).

Wir finden auf dem Mars neben Bergen auch Niederungen, Täler und Spalten, wie sie uns vom Mond bekannt sind. Bei einer Breite von 3 bis 5 km erreichen sie Längenausdehnungen von 200 bis 300 km. Möglicherweise sind sie Überreste tektonischer Brüche der Marskruste. Es gibt auf dem Mars verhältnismäßig ebene Gebiete, z. B. eine riesige, fast kreisrunde Wüste mit einem Durchmesser von 1 700 km auf der Südhalbkugel.

Erosionsprozesse spielen auf dem Mars augenscheinlich eine wichtige Rolle. Davon zeugt die verhältnismäßig geringe Zahl kleiner Krater, die der Erosion stärker unterliegen als größere. Auf den 1971 von „Mariner 9“ erhaltenen Aufnahmen sind Gebilde zu erkennen, die an irdische Schluchten und ausgetrocknete Flußarme erinnern.

Bei astronomischen Beobachtungen ziehen vor allem die Polkappen die Aufmerksamkeit auf sich. Diese weißen Flecke sind saisonbedingten Veränderungen unterworfen. Im Marswinter erreichen sie ihre Maximalgröße. Im Sommer verschwindet die Nordkappe völlig, von der südlichen bleibt nur ein kleiner Teil bestehen.

Auf den von „Mariner 7“ zur Erde übermittelten Aufnahmen ist die südliche Polkappe gut zu erkennen (Abb. 4.15). Dieses Gebiet ist von unzähligen Kratern, Bergen und Schluchten zerklüftet und von einer weißen Substanz bedeckt, die an irdische Gletscher und Schneefelder erinnert. Ihre Natur ist nach wie vor rätselhaft. Wenn es sich hierbei um festes Kohlendioxid handelt (Gefrierpunkt bei  $-70^{\circ}\text{C}$ ), dann bleibt unverständlich, warum die Polkappen bei höheren Temperaturen nicht vollständig abtauen. Ist es jedoch Eis oder Schnee, müßte beim Tauen der Polkappen in der Marsatmosphäre eine größere Menge Wasserdampf zu finden sein, als praktisch nachgewiesen wurde. Sehr wahr-

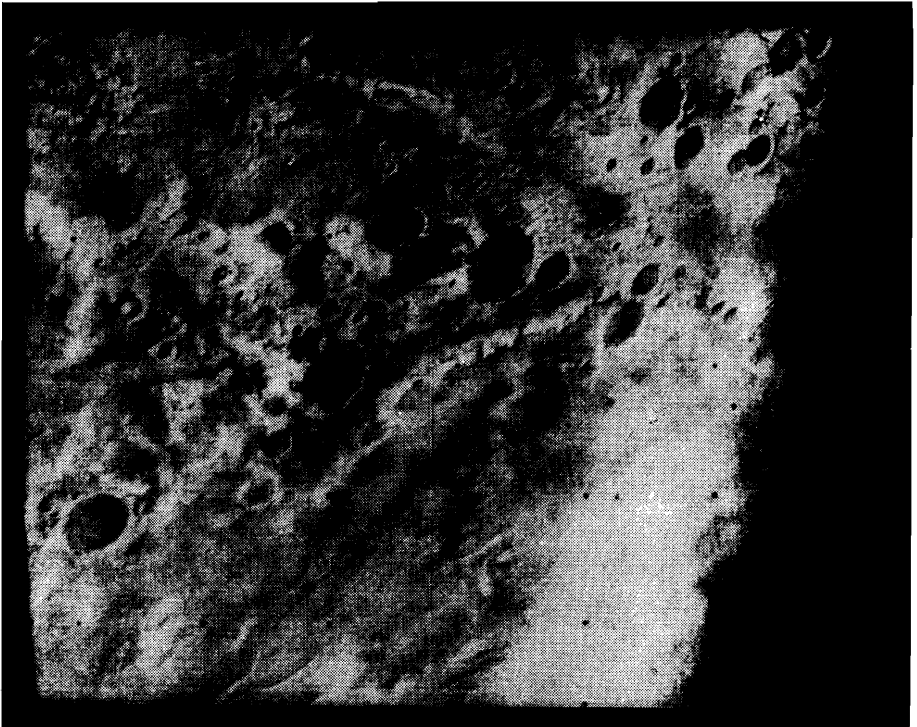


Abb. 4.15. Das Südpolgebiet des Mars. Rechts die Schattengrenze (Aufnahme von „Mariner 7“, USA)

scheinlich stellt die weiße Substanz der Polkappen ein Gemisch aus Schnee, Eis und größtenteils gefrorenem Kohlendioxid dar.

Bereits im 17. Jahrhundert wurden auf dem Mars zeitlich unveränderliche dunkle Gebilde bemerkt, die man *Meere* nannte. Die übrigen orangeroten Gebiete sah man als *Festland* an. Sie nehmen  $\frac{2}{3}$  der Oberfläche ein. Die Marsmeere besitzen an verschiedenen Stellen eine unterschiedliche Färbung; bei hohem Auflösungsvermögen des Teleskops lassen sich darin viele verschiedenartige Details erkennen. Wenn auch die Umriss der Marsmeere zeitlich unverändert bleiben, sind sie doch, wie die Polkappen, saisonbedingten Veränderungen unterworfen. Im Winter hellen sie sich auf und lassen sich von den Marswüsten schwer unterscheiden. Mit dem Einzug des Frühlings auf der entsprechenden Marshalbkugel beginnt sich die jeweilige Polkappe zu verkleinern. Sie bekommt einen dunklen Rand, der an einen schmelzwasserdurchtränkten Boden erinnert. Jedoch kann bei den dort herrschenden Druck- und Temperaturverhältnissen Wasser nicht im flüssigen Zustand vorkommen. Die Polkappen tauen nicht, sondern verdampfen, ohne den flüssigen Aggregatzustand zu durchlaufen. Die Natur dieses Randes bleibt rätselhaft.

Von diesem Rand breitet sich zum Äquator allmählich eine Abdunklung der Oberfläche aus, die ein Meer nach dem anderen erfaßt. Die Front dieser Erscheinung bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von 35 km/d. Hat sie den Äquator erreicht, läuft sie bis in die gemäßigten Breiten der anderen Halbkugel weiter. Zu dieser Zeit beginnt die andere Polkappe zu tauen, und der Prozeß läuft nun in entgegengesetzter Richtung ab. Im einzelnen sind die Ursachen dieser periodischen Veränderungen noch unklar; sie sind aber durch viele fotografische Aufnahmen bestätigt.

Der Name Marsmeer bedeutet nicht, daß es sich gegenüber den Kontinenten um Vertiefungen handelt. Einige Wüsten sind Hochländer (z. B. Arcadia mit 7 km Höhe und Elysium mit 3 km), andere hingegen Niederungen (Amasonis mit 3.5 km Tiefe).

**Pluto.** Unser Wissen über Pluto ist zur Zeit noch lückenhaft. Dieser Planet umkreist die Sonne mit einem mittleren Abstand von 30.8 AE ( $5.9 \cdot 10^9$  km). Selbst mit großen Teleskopen betrachtet, erscheint er nahezu punktförmig. Die Umlaufbahn besitzt eine merkliche Exzentrizität von 0.253. Pluto kann somit manchmal eine geringere Entfernung von der Sonne als Neptun haben. Seine Umlaufbahn ist  $17^\circ$  gegen die Umlaufbahnen der übrigen Planeten geneigt.

Der Durchmesser konnte bisher nicht genau vermessen werden. Er liegt sicher unter 6000 km (vielleicht um den Faktor zwei). Damit gehört Pluto der Größe nach zu den erdähnlichen Planeten. Zur Zeit sind noch keine sicheren Massebestimmungen bekannt, doch wird angenommen, daß seine Masse kleiner als die der Erde ist. Aus den periodischen Helligkeitsschwankungen kann man

schließen, daß Pluto mit einer Periode von 6.4 Erdtagen rotiert. Wegen der großen Entfernung ist die Erforschung von Pluto mit Mitteln der Raumfahrt äußerst schwierig. Die Frage nach der Existenz von Planeten außerhalb der Plutobahn bleibt offen; die Suche wird intensiv fortgeführt.

#### 4.5. Riesenplaneten

**Jupiter** ist ein charakteristischer Vertreter der Gruppe der Riesenplaneten. Er ist der größte Planet des Sonnensystems, elfmal größer als die Erde. Seine Masse beträgt 318 Erdmassen, d. h., sie macht etwa ein Tausendstel der Sonnenmasse aus. Seine mittlere Dichte ist gering ( $1.3 \text{ g/cm}^3$ ). Die Entweichgeschwindigkeit beträgt 57.5 km/s. Damit können selbst leichte Gase praktisch nicht die Atmosphäre verlassen. Ein Jupitertag dauert nur knapp zehn Stunden. Die Rotationsachse liegt nahezu senkrecht zur Bahnebene. Daher fehlt auf Jupiter während eines Sonnenumlafs (rund 12 Erdjahre) ein jahreszeitlicher Wechsel. Wegen der raschen Rotation ist Jupiter merklich abgeplattet. Der Polradius ist um 1/16 kleiner als der äquatoriale. Bereits in kleinen Fernrohren ist dies deutlich zu sehen.

Jupiter zeichnet sich durch eine mächtige Atmosphäre aus, in der beständig Wolken als graue Streifen parallel zum Äquator vorhanden sind (Abb. 4.16). Am deutlichsten fallen sie in Äquatornähe auf.

In gemäßigten Breiten sind sie weniger deutlich ausgebildet; die Polregionen zeigen eine gleichmäßig graue Färbung. In sich haben diese Zonen einen komplizierten Aufbau. Man beobachtet Flecken und andere Strukturen, die miteinander durch Brücken untereinander verbunden sind. Die Streifenränder sind von kleineren Details, Vertiefungen und Auswüchsen durchsetzt. Dieses Bild ändert sich von einem Tag zum anderen, teilweise sogar von Stunde zu Stunde. An der Wolkengrenze beobachtet man eine differentielle Rotation. Mit wachsendem Abstand vom Äquator vergrößert sich die Rotationsperiode.

Man könnte vermuten, daß sich in diesem ständig verändernden Wolkenmeer keine dauerhaften Gebilde nachweisen lassen. Dennoch entdeckte man im 17. Jahrhundert in der tropischen Zone der Südhalbkugel ein rätselhaftes Objekt, den sogenannten Großen Roten Fleck (Abb. 4.16). Seit dieser Zeit haben sich Größe und Form dieses elliptischen rötlichen Fleckes nicht merklich geändert. Seine Länge beträgt 40000 km, seine Breite 13000 km. Die Färbung schwankt jedoch in beachtlichen Grenzen. 1870 war der Große Rote Fleck besonders hell. Ab 1882 nahm seine Intensität allmählich bis heute so weit ab, daß er selbst mit guten Instrumenten schwer zu erkennen ist, obwohl seine größte Ausdehnung mehr als das Vierfache des Erddurchmessers beträgt.

Viele Beobachter sind der Meinung, daß der Große Rote Fleck eine „abstoßende“ Wirkung auf andere Gebilde in der Jupiteratmosphäre ausübt.

So wandern z. B. die Wolken der südlichen gemäßigten Zone und der Äquatorzonen mit etwas anderer Geschwindigkeit als der Große Rote Fleck. Kommen sie mit ihm in Berührung, teilen sie sich. Sie umfließen ihn nördlich und südlich, laufen jedoch nie über ihn hinweg. Nachdem sie den Fleck so umströmt haben, vereinigen sie sich wieder wie Wasser, das einen Stein umfließt. Man stellte fest, daß die abweisende Wirkung um so größer ist, je greller die Farbe des Großen Roten Flecks ist. Bei Abnahme der Helligkeit beginnt er sich mit einem blassen Schleier zu überziehen, der gegenwärtig dieses geheimnisvolle Objekt fast völlig vor uns verhüllt.

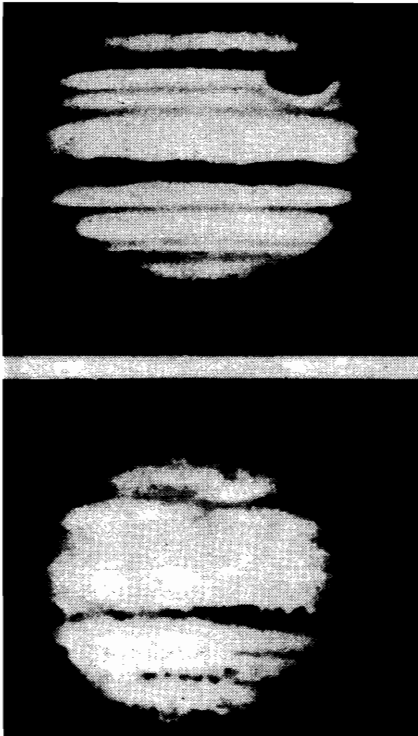


Abb. 4.16. Aufnahmen des Jupiter. Oben ist der Große Rote Fleck der Südhalbkugel zu sehen

Nicht weniger erstaunlich ist die sogenannte Südliche Tropische Störung aus den Jahren 1900 bis 1940. Sie verband als grauer Schleier die südliche Äquatorzone mit der gemäßigten Zone. Die Störung umfaßte fast  $90^\circ$  in Länge, was einer linearen Ausdehnung von 100000 km entspricht. Der gleichmäßig graue Schleier bewegte sich wesentlich schneller als der Große Rote Fleck und kam etwa alle zwei Jahre mit ihm in Berührung, lief jedoch nie über den Fleck hin-

weg, sondern teilte sich in zwei Ströme, die ihn von Norden und Süden her umschlossen.

Die Natur des Großen Roten Flecks konnte noch nicht aufgeklärt werden. Man nimmt an, daß es sich um einen gewaltigen Wirbel in der Atmosphäre handelt.

Nach unserem gegenwärtigen Wissen besteht die Jupiteratmosphäre hauptsächlich aus molekularem Wasserstoff  $H_2$ , Methan  $CH_4$ , Ammoniak  $NH_3$  und Helium  $He$ . In den oberen atmosphärischen Schichten beträgt die Temperatur nach Radiomessungen  $-143^\circ C$ . Da der Gefrierpunkt für Ammoniak bei  $-77^\circ C$  liegt, enthalten die Jupiterwolken zum größten Teil Ammoniakkristalle, wobei ein Teil des Ammoniaks durch Sublimation stets in den gasförmigen Zustand übergeht.

1955 wurde (im Meterwellen-Bereich) die Radiostrahlung des Jupiter entdeckt. Später fand man, daß außer der thermischen Strahlung, die vom „Wärmpotential“ des Planeten herrührt, eine weitere intensive Strahlung ausgeht, deren Herkunft noch ungeklärt ist. Möglicherweise entsteht diese nichtthermische Komponente bei gewaltigen gewitterartigen Gasentladungen in der Jupiteratmosphäre. Einen weiteren Anteil liefern Plasmaschwingungen der in der Ionosphäre und Magnetosphäre eingefangenen relativistischen Elektronen.

Jupiter ist von mächtigen Strahlungsgürteln umgeben. Sie bestehen wie die Strahlungsgürtel der Erde aus Teilchen (hauptsächlich Elektronen und Protonen) von der Sonne.

Die geringe mittlere Dichte des Jupiter weist darauf hin, daß er zum größten Teil aus Wasserstoff und Helium besteht. Die Frage nach dem inneren Aufbau dieses Planeten kann jedoch nicht eindeutig beantwortet werden. Denselben äußeren Parametern entsprechen verschiedene „innere“ Modelle.

Die Beobachtungsdaten lassen sich am besten mit Wasserstoff-Helium-Modellen darstellen, nach denen die Dicke der gasförmigen Atmosphäre von Jupiter (und der anderer Riesenplaneten) zwischen 1 und 20 Prozent des Planetenradius liegt. Am wahrscheinlichsten scheint es, daß der Zentralkörper dieser Planeten aus Wasserstoff und Helium im flüssigen Zustand besteht. Im Zentrum der Riesenplaneten erreicht die Temperatur einige tausend Grad.

Wenn die Masse des Jupiter nur fünfmal größer wäre, würde die Temperatur in seinem Inneren viele Millionen Grad betragen. Die dann einsetzenden Kernreaktionen würden Jupiter in eine kleine Sonne verwandeln.

Die übrigen Riesenplaneten sind kleiner als Jupiter, besitzen jedoch einen ähnlichen inneren Aufbau.

**Saturn** (Abb. 4.17) ist doppelt so weit von der Sonne entfernt wie Jupiter. Die Umlaufzeit beträgt 29.5 Erdenjahre. Der Durchmesser ist 9.5mal und die

Masse 95.1mal größer als bei der Erde. Wie Jupiter rotiert auch Saturn sehr rasch um seine Achse. Eine Umdrehung dauert  $10^h 14^{m}in$ . Die Abplattung (1/10) ist größer als bei Jupiter. Die mittlere Dichte beträgt 0.68 (geringer als die Dichte von Wasser!). In der Saturnatmosphäre wurden  $H_2$  und  $CH_4$  gefunden. Spuren

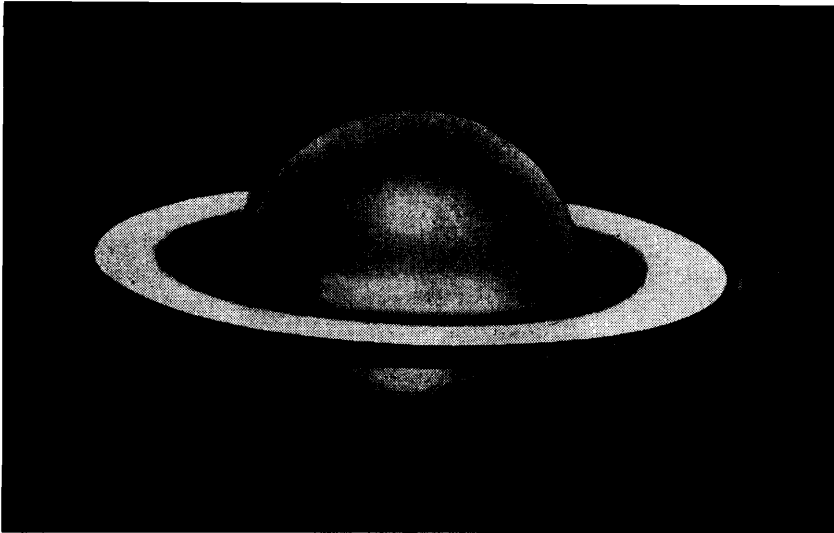


Abb. 4.17. Saturn und sein Ringsystem

von Ammoniak konnten bisher nicht nachgewiesen werden. Dies liegt sicher an der niedrigen Temperatur ( $-183^\circ C$ ) der oberen atmosphärischen Schichten. Auf der Planetenscheibe kann man schwache Streifen und Flecken erkennen, ähnlich wie bei Jupiter. Diese veränderlichen Atmosphärengebilde lassen sich hier jedoch bedeutend schlechter ausmachen.

Im Zentimeterwellenbereich beobachtet man eine ungestörte Radiostrahlung. Wie bei Jupiter kommen auch Strahlungsausbrüche im Radiowellenbereich vor.

Als Besonderheit besitzt Saturn einen Ring. Dieser gliedert sich in einzelne Teile, die alle in der Äquatorebene des Planeten liegen. Der äußere Ring *A* (139000 bis 120000 Kilometer) ist vom inneren, helleren Ring *B* (117000 bis 89000 Kilometer) durch die sogenannte CASSINISCHE Teilung getrennt. Weiter innen schließt sich der durchsichtige Kreppring oder Ring *C* an (89000 bis 79000 Kilometer). Da die innere Grenze des Ringes *C* nicht scharf abgesetzt ist, wird er bis an die äußersten Atmosphärenschichten des Planeten reichen. Die Dicke der Ringe ist unbedeutend und dürfte kaum 20 Kilometer überschreiten. Sie bestehen aus einer Vielzahl kleiner Teilchen oder Brocken

mit einem Durchmesser von einem Meter. Aus spektroskopischen Beobachtungen folgt, daß sie teilweise mit Eis oder Reif bedeckt sind. Jedes Teilchen umkreist selbständig wie ein winziger Satellit den Planeten. Wenngleich zwischen den Teilchen Zusammenstöße möglich sind, ist das Ringsystem des Saturn insgesamt ein stabiles Gebilde.

Nach den gegenwärtigen Vorstellungen ist das Ringsystem der einzige Überrest von Urmaterie des Sonnensystems. Wegen äußerer Störungen konnte sich daraus kein Trabant bilden. Interessante Ergebnisse erwartet man bei der Erforschung der Saturnringe mit Mitteln der Raumfahrt. Sie werden zur Aufklärung der Vergangenheit des Sonnensystems beitragen.

**Uranus und Neptun.** Diese Planeten sind mit 47100 bzw. 44600 km Durchmesser bedeutend kleiner als Jupiter und Saturn. Die Masse des Uranus ist 14.5mal, die des Neptun 17mal größer als die der Erde. Ein Tag auf Uranus dauert 10.8 Stunden, auf Neptun 15.8 Stunden.

In den Spektren von Uranus und Neptun fand man  $H_2$  und  $CH_4$ . Man kann auf Uranus schwache Spuren von Streifen sehen, die an die Bänder des Jupiters erinnern. Auf Neptun sind keinerlei Oberflächenstrukturen zu erkennen. Man nimmt an, daß der innere Aufbau von Jupiter und Saturn gleich ist. Was Uranus und Neptun betrifft, so haben Anteile von schweren Elementen sicher Einfluß auf die Struktur.

Eine Landung bemannter Raumflugkörper auf den Riesenplaneten dürfte kaum möglich sein. Große Schwierigkeiten entstehen bereits bei der Sondierung ihrer Atmosphäre mit automatischen Sonden. Die Parameter dieser Atmosphären, wie Druck und Ausdehnung, stellen hohe Anforderungen an den Landeapparat. Erste Schritte zur Untersuchung der Riesenplaneten aus geringer Entfernung sind bereits im Gange. Die amerikanischen Sonden „Pioneer 10“ und „Pioneer 11“ übermittelten schon wichtige neue Erkenntnisse.

#### 4.6. Planetoiden und Meteoriten

Ende des 18. Jahrhunderts wurde eine empirische Formel zur Darstellung der Abstände der Planeten im Sonnensystem gefunden. Daß *Abstandsgesetz*

$$a_n = 0.4 + 0.3 \cdot 2^n,$$

auch *TITIVS-BODESche Reihe* genannt<sup>1)</sup>, gibt die Planetenabstände  $a_n$  von der Sonne in AE;  $n$  ist eine der Planetenbahn eindeutig zugeordnete Zahl. Tabelle 4.2 vergleicht dieses Gesetz mit den wirklichen Abständen.

<sup>1)</sup> J. K. TITIVS (1729–1796), Mathematiker und Physiker; J. E. BODE (1747–1826), Direktor der Berliner Sternwarte. (Hrsg.)



Tab. 4.2. Entfernung der Planeten von der Sonne

Planet	$n$	errechnete Entfernung in AE	wahre Entfernung in AE
Merkur	$-\infty$	0.4	0.39
Venus	0	0.7	0.72
Erde	1	1.0	1.0
Mars	2	1.6	1.52
Jupiter	4	5.2	5.2
Saturn	5	10.0	9.54
Uranus	6	19.6	19.19
Neptun	7	38.8	30.07
Pluto	8	77.2	39.5

Zu Beginn des 19. Jahrhunderts waren Neptun und Pluto noch nicht entdeckt (wie sich später herausstellte, stimmten deren mittlere Abstände nicht so gut mit der **TITRUS-BODE**schen Reihe überein); dafür war die Frage nach dem fehlenden Planeten bei  $n = 3$  sehr aktuell. Dies schien eine deutliche Unzulänglichkeit des Gesetzes zu sein. Es begann eine intensive Suche nach dem unbekanntem Planeten zwischen Mars und Jupiter, die bald von Erfolg gekrönt wurde.

Am 1. Januar 1801 entdeckte der italienische Astronom **PIAZZI** Ceres, den größten der kleinen Planeten. Sein Durchmesser beträgt 770 km. Die große Halbachse der Bahn (2.8 AE) entspricht genau der **TITRUS-BODE**schen Regel; die fast kreisförmige Umlaufbahn bildet mit der Erdumlaufbahn einen Winkel von  $10^\circ$ . Die Umlaufzeit um die Sonne beträgt 4.5 Erdenjahre; Ceres erscheint im Fernrohr sternförmig. Während der folgenden fünf Jahre wurden noch drei weitere kleine Planeten (Pallas, Vesta, Juno) entdeckt. Das deutete bereits darauf hin, daß die Familie der kleinen Planeten oder *Planetoiden*<sup>1)</sup> sehr groß sein muß.

Heute sind die Bahnen von rund 1800 Planetoiden bekannt. Die größten haben Durchmesser von mehreren hundert Kilometern, die kleinsten bekannten (z. B. Ikarus) rund 1 km. Sicher gibt es noch eine große Zahl kleinerer Planetoiden bis zu Durchmessern von wenigen Metern herab. Die meisten Planetoiden umkreisen die Sonne zwischen Mars und Jupiter. Sie bilden den Planetoidengürtel (Abb. 4.18). Wegen der Störung durch Jupiter gibt es in diesem Gürtel Zonen, in denen die Bahnen instabil sind; man findet wie beim Saturnring Lücken. Sie heißen **Kommensurabilitätslücken**.

Je größer der Planetoid ist, um so geringer ist die **Exzentrizität** und **Neigung** der Umlaufbahn. Andererseits haben kleine Planetoiden in einigen Fällen

<sup>1)</sup> Das Wort kommt aus dem Griechischen und bedeutet „der Planetenähnliche“.

stark gestreckte Umlaufbahnen, deren Aphel bis zur Bahn des Saturn reichen kann (Hidalgo). Das Perihel kann auch innerhalb der Merkurbahn liegen (Ikarus). In Ausnahmefällen (Hidalgo) kann die Bahnebene des Planetoiden eine Neigung von  $42^\circ$  besitzen. Im allgemeinen ist die Neigung bedeutend geringer.

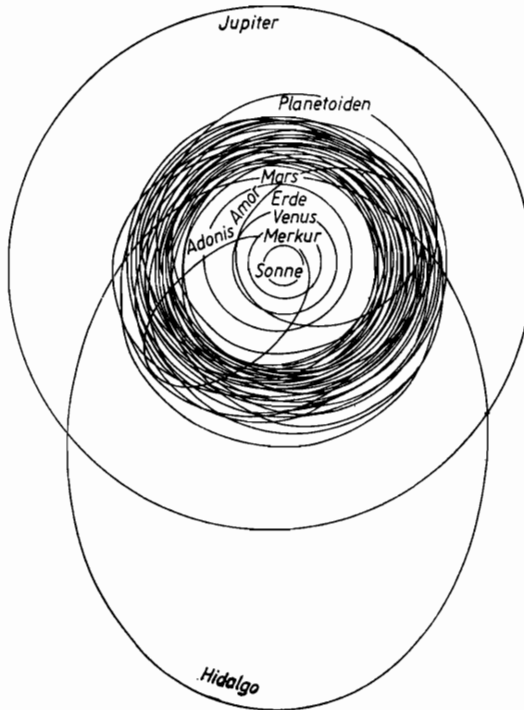


Abb. 4.18. Bahnen kleiner Planeten

Eine besondere Planetoidengruppe stellen die Trojaner dar (Kapitel 2). Es ist möglich, daß die Trojaner wie einige kleine Planetentrabanten (z. B. Phobos und Deimos) früher dem Planetoidengürtel angehörten, dann aber von großen Planeten eingefangen wurden und schließlich auf ihre jetzige Umlaufbahn wechselten.

Alle Planetoiden, die größten eingeschlossen, ändern ihre Helligkeit, was nicht allein auf der Änderung des Abstandes von der Sonne beruht, sondern auch durch Rotation hervorgerufen wird. Sie bewirkt kurzperiodische Helligkeitsschwankungen im Zeitraum von Stunden. Aus diesen Helligkeitsschwankungen schließt man, daß die Mehrheit der Planetoiden eine unregelmäßige, kantige Form besitzt. Nur die größten Planetoiden dürften annähernd Kugelgestalt haben.

Nach dem Reflexionsvermögen (Albedo) sind die meisten Planetoiden dem Mond ähnlich. Es gibt jedoch Ausnahmen, wie Vesta, deren Albedo nahe der von Kreide liegt. Im Mittel weisen die Planetoiden eine graue, neutrale Färbung auf. Genauere Untersuchungen ergaben, daß die Planetoiden in ihrer Färbung den Meteoriten nahekommen. Die Spektren fast aller Planetoiden sind stark abgeschwächte Sonnenspektren, was ein Beweis für das Fehlen einer Atmosphäre ist. Nur im Spektrum von Vesta fanden Beobachter Emissionslinien des Wasserstoffs, der wahrscheinlich durch die Sonnenstrahlung aus dem Planetoiden freigesetzt wird.

Es ist schwierig, eine untere Grenze für die Größe der Planetoiden anzugeben. Ständige Zusammenstöße zwischen den Körpern im Planetoidengürtel seit Millionen Jahren führen zu einer fortwährenden Zersplitterung. In dieser Zone des Sonnensystems hat sich ein System von stark zertrümmerten Körpern herausgebildet, deren kleinste Partikel Staubkörner sind.

Die Gesamtmasse des Planetoidengürtels wird aus der Störung auf Mars abgeschätzt. Diese Methode berücksichtigt die Gesamtmasse alle Planetoiden, sowohl der bekannten als auch der noch nicht entdeckten bis zu den Staubeilchen. Daraus ergab sich eine Masse von etwa 0.1 Erdmassen. Die Herkunft des Planetoidengürtels ist noch unbekannt.

Im Februar 1947 ging im fernen Osten im Gebiet des Sichote-Alin-Gebirgsrückens ein großer Meteorit mit einer Masse von Hunderten von Tonnen nieder. Nach der Flugbahn stammte er aus dem Planetoidengürtel. Eine ähnliche Bahn besaß der Meteorit von Příbram (April 1959, ČSSR).

Beim Eintauchen in die Atmosphäre mit hoher Geschwindigkeit erfährt der Meteorit einen starken aerodynamischen Widerstand. Vor ihm bildet sich eine Stauzone aus erhitzter und hell leuchtender Luft. Der Meteorit selber schmilzt und wird meist zerstört. Der Flug eines Meteoriten in der Atmosphäre wird von Licht- und Schallerscheinungen begleitet. Die Lichterscheinung nennt man *Meteor*.

Meteorite stellen für die Wissenschaft eine große Kostbarkeit dar. Bis vor kurzer Zeit waren es die einzigen Himmelskörper, die direkt in Laboratorien untersucht werden konnten.

Meteorite zeigen Spuren ihres Fluges durch die Erdatmosphäre. Ihre Oberfläche ist geschmolzen und von einer dunklen 1 bis 2 mm dicken Kruste, der *Schmelzrinde*, bedeckt. Die Wirbel des Luftstromes erzeugen charakteristische Vertiefungen (Rhegmaglypten).

Nach ihrer Zusammensetzung werden Meteorite in drei Hauptgruppen eingeteilt: Eisen-, Stein- und Stein-Eisen-Meteorite. In Eisenmeteoriten überwiegt Eisen mit Beimengungen von Nickel und Kobalt. Im Unterschied zum irdischen Eisen besitzt das Meteoreisen eine besondere Kristallstruktur. Äußerlich gleichen Eisenmeteorite Geschoß- oder Bombensplittern. Stein-

meteorite bestehen hauptsächlich aus Silikaten. In ihnen überwiegt Silizium und Sauerstoff. Ihrem Aussehen nach ähneln sie dunklen irdischen Steinen. Stein-Eisen-Meteorite haben eine gemischte Zusammensetzung. Sie bestehen etwa zur Hälfte aus Nichteisen und zur Hälfte aus Silikaten.

Unter den Steinmeteoriten ist die Gruppe der Kohlenstoffchondrite, die reich an organischen Substanzen (Art von Bitumen) sind, besonders zu erwähnen. Sie sind sehr brüchig, zerfallen leicht und werden als größte Seltenheit geschätzt. Auf der Erde konnten bisher nur rund zwei Dutzend Kohlenstoffchondrite gesammelt werden. In Meteoriten fand man bisher keine unbekannt Substanzen, aber einige nur für Meteoriten charakteristische Minerale.

Die Masse der gefundenen Meteoriten ist sehr unterschiedlich; sie reicht von einigen Gramm bis zu Dutzenden Tonnen.

Sehr selten (im Durchschnitt einmal im Jahrtausend) dringen Riesenmeteorite mit einer Masse von Tausend oder Zehntausend Tonnen in die Erdatmosphäre ein. Die Lufthülle der Erde ist nicht imstande, den Flug eines solchen Körpers zu bremsen. Der Riesenmeteorit schlägt mit kosmischer Geschwindigkeit (einige Dutzend Kilometer pro Sekunde) auf die Erdoberfläche auf. Bei diesem Aufprall wird das Kristallgefüge des Meteoriten augenblicklich zerstört, und die freien Moleküle sind wie die Moleküle eines stark verdichteten Gases bestrebt, nach allen Seiten auseinanderzufliegen. Das Ergebnis ist eine Explosion, die in ihrer Wirkung der Detonation der stärksten Sprengstoffe der gleichen oder sogar einer größeren Masse als der des Meteoriten gleichkommt.



Abb. 4.19. Meteoritenkrater von Arizona

Bei dieser Explosion verdampft sowohl der Meteorit selber als auch das Erdgestein. Dann sind Nachforschungen nach der Meteoritensubstanz erfolglos. Beim Aufsturz bilden sich große trichterförmige Krater, sogenannte *Meteoritenkrater*.

Wenn der Meteorit nicht groß genug ist und von der Atmosphäre in 20 bis 25 km Höhe fast vollständig abgebremst wird, gelangt er im freien Fall auf die Erde und bildet einen kleinen *Aufschlagkrater*. Auf dem Boden dieser Krater finden sich in der Regel immer Splitter des Meteoriten.

Lange Zeit galt der Arizona-Meteoritenkrater mit einem Durchmesser von 1.2 km und einer Tiefe von 175 m als der größte (Abb. 4.19). Heute sind jedoch in Nordamerika und anderen Gebieten der Erde Krater mit Durchmessern von Dutzenden und sogar Hunderten Kilometern gefunden worden. Solche Krater entstehen beim Aufschlag von planetoidenähnlichen Körpern von einigen Kilometern Durchmesser.

Zweifellos sind viele ältere Meteoritenkrater durch die Erosion zerstört, was ihr Auffinden erschwert.

#### 4.7. Kometen und interplanetare Materie

Nach der Terminologie des Altertums sind Kometen „Schweifsterne“. Moderne Beobachtungsmittel erlauben es, Kometen bereits im Abstand von 2 bis 3 AE von der Sonne zu entdecken. In dieser Entfernung ist der Komet im Teleskop als kleiner runder nebliger Fleck mit einer helleren sternförmigen Verdichtung im Zentrum, dem *Kern*, zu sehen. Der kleine, den Kern umgebende Nebel, wird als *Koma* bezeichnet. Jährlich entdecken Astronomen neue Kometen. Selten (einmal im Jahrzehnt) erscheinen am Himmel große und helle Kometen, deren Schweif mitunter eine scheinbare Länge von vielen Grad erreicht.

Die wahre Größe dieser Körper ist riesig. Der Schweif erstreckt sich im Raum über Hunderte Millionen Kilometer. Der Durchmesser des Kopfes übertrifft in einzelnen Fällen den der Sonne. Aber trotz der riesigen Ausmaße, die dazu verleiten, die Kometen als die größten Körper des Sonnensystems zu betrachten, ist ihre Masse verschwindend gering. Der überwiegende Teil der Kometensubstanz ist im Kern konzentriert. Die im Kern vorhandenen festen Teilchen sind Ausgangsmaterial des Staubschweifs.

Die Kometen umkreisen in der Regel die Sonne in stark gestreckten elliptischen Bahnen, die untereinander und zur Erdbahn unterschiedlich stark geneigt sind.

Bei der Annäherung des Kometen an die Sonne entwickeln sich aus dem Kern in Richtung Sonne fächerförmige Strahlen, sogenannte Ausströmungen. Sie bewirken einen Anstieg der Gesamthelligkeit des Kometen.



Abb. 4.20. Komet Bennett mit Schweif vom Typ I (Aufnahme: Karl-Schwarzschild-Observatorium Tautenburg)

Die äußere zur Sonne gerichtete Grenze der Ausströmung nennt man *Envelope*; sie hat die Form eines Paraboloids, in dessen Brennpunkt der Kern des Kometen liegt. Wir beobachten mitunter mehrere ineinandergeschachtelte Enveloppen mit dem Kometenkern als gemeinsamem Brennpunkt.

Koma und Kern bis zur Enveloppe bilden den *Kopf* des Kometen. Mit der weiteren Annäherung an die Sonne werden die entweichenden Gase mehr und mehr auf die sonnenabgewandte Seite des Kometen gedrängt und bilden den *Schweif* (Abb. 4.20). Manche Kometenschweif verlaufen fast geradlinig, andere sind deutlich gekrümmt.

In seltenen Fällen entwickelt sich ein *anomaler Schweif*, ein konusförmiger Strahl in Richtung zur Sonne. Weitere Besonderheiten sind Ringe, Halos, mit dem Kometenkern als Zentrum. Bei der Expansion der Halos bleibt die Ringform erhalten.

Der Aufbau eines Kometen ist komplizierter, als aus den optischen Betrachtungen hervorgeht. In Kometen kommen Moleküle vor, die nicht nur sichtbares, sondern auch für das Auge unsichtbares Licht aussenden. In diesem Spektralbereich hat der Komet andere Formen und Ausmaße.

Die Hauptmasse des Kometenkerns besteht aus „Eis“ verschiedenster Herkunft: Wasser, Methan, Ammoniak, Kohlendioxid u. a. Dieses „Eis“ ist nicht rein, sondern enthält Beimengungen fester schwerschmelzbarer Teilchen mit metallischen oder mineralischen Eigenschaften. Wenn sich solch ein monolithischer „Eis“-Kern der Sonne nähert, verdampfen die verfestigten Gase, ohne den flüssigen Zustand zu durchlaufen (sie sublimieren). Dabei schlagen sich die beigemengten festen Teilchen auf der Kernoberfläche nieder und bilden eine feste Staubschicht. Ihre schlechte Wärmeleitfähigkeit schützt den „Eis“-Kern vor einem schnellen Verdampfen und gewährleistet eine relativ lange Existenz des Kometen.

Die Strahlung der verschiedenen Teile des Kometen ist unterschiedlich zusammengesetzt. Der Kern und die direkt angrenzenden Bereiche des Kopfes strahlen auch ein kontinuierliches Spektrum mit vielen Absorptionslinien aus, eine Kopie des Sonnenspektrums. Da der Kern des Kometen zu klein ist und sein Spektrum selbst modernen Untersuchungsmethoden praktisch unzugänglich bleibt, kann es jedoch nicht bloß an diesem reflektiert worden sein. Die Herkunft des kontinuierlichen Spektrums ist noch unklar. Möglich wäre es, daß die sehr dichte Gashülle des Kometenkopfes in Kernnähe das Sonnenlicht wie die Erdatmosphäre streut. Ferner ist denkbar, daß der Kometenkern von einer Wolke aus kleinen Staubkörnern eingehüllt ist, die das Sonnenlicht reflektieren. Die Lösung dieses Problems steht noch aus.

Der Hauptanteil der Strahlung kommt vom Kometenkopf und besteht aus dem Spektrum eines Gases mit einzelnen Banden, wie sie für Molekülspektren typisch sind. Im sichtbaren Teil des Spektrums fallen drei Emissionsbanden

im gelben, grünen und blauen Spektralbereich auf. Es sind die sogenannten SWAN-Banden des molekularen Kohlenstoffs ( $C_2$ ). Im Violett- und Ultraviolettbereich treten Banden des Zyan (CN) und zum Teil des  $C_3$ -Moleküls auf. Außerdem führten detaillierte Untersuchungen in den letzten Jahren zur Identifizierung der Moleküle OH, NH,  $NH_2$  und des Radikals  $CH^+$ . Das Vorhandensein neutraler CH-Moleküle war schon früher bekannt.

Die große Helligkeit des Kometenkopfes ermöglicht detaillierte Untersuchungen seines Spektrums. Wesentlich schwieriger ist es, den schwachleuchtenden Schweif zu untersuchen.

In Kometen treten sowohl Gasschweife (Typ I) als auch Staubschweife (Typ II und III) auf. In den Spektren des ersten Typs findet man einzelne Banden des ionisierten Stickstoffmoleküls  $N_2^+$  und Kohlenmonoxidmoleküls  $CO^+$ . Das Spektrum der Staubschweife ist reflektiertes Sonnenlicht, jedoch fehlt bisher der Nachweis von Absorptionslinien. Der seltene Gegenschweif besitzt ebenfalls ein kontinuierliches Spektrum; der Schweif besteht aus festen Teilchen, die etwas größer sind als in den Schweiftypen II und III.

Warum ist der Gegenschweif zur Sonne gerichtet, während alle anderen Schweifformen von der Sonne weggerichtet sind?

Im interplanetaren Raum bewegen sich mit großen Geschwindigkeiten (Größenordnung 1000 km/s) Teilchenströme, die von der Sonne ausgehen. Jeder Strom ist eine Plasmawolke mit einem „eingefrorenen“ Magnetfeld bis zu  $10^{-4}$  Oe. Da sich die  $CO^+$ - und  $N_2^+$ -Ionen im Schweif des Typs I nicht quer zu den Kraftlinien bewegen können, übt das Magnetfeld des solaren Teilchenstroms einen Druck entgegengesetzt zur Richtung zur Sonne aus. Auch der Strahlungsdruck der Sonne wirkt in diesem Sinne.

Der Schweif des Typs II besteht hauptsächlich aus kleinen Staubteilchen verschiedener Größe, die sich wahrscheinlich aus neutralen  $C_2$ - und CN-Molekülen zusammensetzen (Abb. 4.21).

Da der Kometenkern eine geringe Masse und Größe besitzt, und seine eigene Anziehungskraft an der Oberfläche gering ist, genügen schwache „Erschütterungen“ des Kerns (z. B. bei Zusammenstößen mit Meteoriten), um einen Teil des Staubes von ihm für immer zu entfernen. Es ist möglich, daß sich bei solchen Zusammenstößen der Staubschweif ausbildet. Außerdem können die Teilchen auch durch die verdampfenden Gase des Kerns abgelöst werden.

Rechnungen zeigen, daß der Schweif vom Typ II aus Staubkörnern von  $10^{-5}$  cm Durchmesser und (bei einer mittleren Dichte von  $3.6 \text{ g/cm}^3$ ) von  $10^{-3}$  g Masse bestehen. Der Schweif des Typs III enthält Staubteilchen und Splitter über  $10^{-5}$  cm Durchmesser. Auf die Staubteilchen der Kometenschweife vom Typ II und III übt das Magnetfeld des Teilchenstroms keinen Einfluß aus, jedoch lenkt der solare Strahlungsdruck diese Teilchen auf die der Sonne abgewandte Seite. Die Teilchen der Gegenschweife erfahren keine abstoßenden Kräfte.



Bei Raumflügen können nur direkte Zusammenstöße mit Kometenkernen eine Katastrophe hervorrufen. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist jedoch trotz der großen Zahl von Kometen im Sonnensystem sehr gering. Man könnte auch bei bemannten Raumflügen durch entsprechende Manöver den Zusammenstoß verhindern, da der Komet wegen seiner Größe bereits in großer Entfernung zu erkennen ist.



Abb. 4.21. Komet Donati mit gekrümmtem Schweif vom Typ II

Die Dichte im Kopf und Schweif ist gering. Sie liegt in der Größenordnung von wenigen Millionsteln der Luftdichte. Im Staubschweif sind die Partikel mehrere Meter voneinander entfernt. Die Staubteilchen selber rufen keine nennenswerte Erosion der Außenfläche von Raumflugkörpern hervor.

Die mittlere Masse eines Kometenkernes liegt bei  $10^{12}$  t, die des Schweifs ist um einige Zehnerpotenzen geringer.

Ein Zusammenstoß des Kometenkernes mit Meteoriten kann zur Teilung des Kernes führen. Dies sind jedoch Ausnahmeseheinungen. Die häufigen Zusammenstöße mit kleinen Meteoriten haben keinen wesentlichen Einfluß.

Die Lebensgeschichte eines Kometen ist offenbar geklärt. Früher oder später erschöpft sich sein Gasvorrat, und der Kern zerfällt in viele kleine Teilchen, in einen *Meteorstrom*, der sich auf der Kometenbahn verteilt (Abb. 4.22). Zunächst ist die Verteilung der Meteoriten auf der Bahn ungleichmäßig. Dort,

wo sich der Kometenkern befand, besitzt der Strom die größte Dichte. Allmählich zerstreut sich diese Anhäufung durch die Einwirkung äußerer Kräfte, bis der Strom gleichmäßig über die Bahn verteilt ist. Bei der weiteren Entwicklung verliert er allmählich durch Begegnungen mit Planeten und Abwanderung in den Raum Material. Diese Teilchen verlieren jede Verbindung mit dem Ursprungskometen. Sie bewegen sich auf unabhängigen elliptischen Bahnen und durchsetzen so den interplanetaren Raum gleichmäßig.

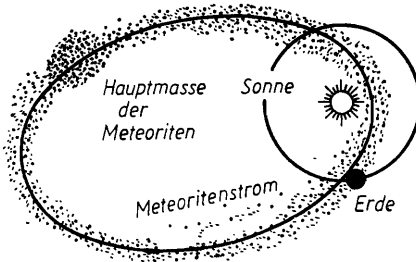


Abb. 4.22. Bahn eines Meteoritenstromes

Beim Eindringen solcher „sporadischer“, nicht mit Meteorströmen in Verbindung stehender Meteorite in die Erdatmosphäre kommt es zu der bekannten Leuchterscheinung der „Sternschnuppen“ oder *Meteore*. Vor dem eindringenden Meteoriten bildet sich eine „Stauzone“ aus stark erhitzter und verdichteter Luft, die mehrfach größer als der Meteorit selber ist. Hinter dem Körper entsteht eine Leuchtspur aus den Zerfallsprodukten. Die Meteore leuchten in einer Höhe von 80 bis 120 km Kilometer, in der sie in die dichteren Luftschichten gelangt sind, auf. Kleinere Meteorite können die Erdoberfläche nicht erreichen. Sie werden in der Atmosphäre völlig zerstört. Mitunter findet man auf reinem Schnee schwarze kosmische Staubkörner, kleinste Reste von vielen Meteoriten.

Wie Aufnahmen von Spektren zeigen, enthalten Meteorite Nickel, Eisen und Kalzium. Kometarische Meteorite haben eine sehr geringe Dichte (um  $0.1 \text{ g/cm}^3$ ), da sie Zerfallsprodukte von Kometenkernen sind. Vor dem Eintauchen in die Erdatmosphäre waren sie lockere Konglomerate von Kometeneis, das durch noch kleinere feste Einschlüsse „verunreinigt“ ist. Jedes dieser winzigen Teilchen wiegt nicht mehr als einige Milligramm und hat einen Durchmesser von Bruchteilen eines Millimeters.

Beim Zusammentreffen der Erde mit einem Meteorstrom kommt es zu einem „Sternschnuppenregen“. Die vielen Meteore scheinen dabei aus einem bestimmten Himmelspunkt zu kommen, dem *Radianten*. Dies beruht auf einer optischen Täuschung. In Wirklichkeit sind die Flugbahnen fast parallel. Der Meteorstrom

wird nach dem Sternbild benannt, in dem der Radiant liegt. So befindet sich z. B. der Radiant des Perseidenstroms, dessen Meteore jährlich vom 10. bis 12. August auftauchen, im Sternbild des Perseus. Man kennt noch andere Meteorströme, wie die Lyriden, Quadrantiden und Leoniden. Je älter ein Meteorstrom ist, d. h., je weiter der Zerfallsprozeß fortgeschritten ist, um so spärlicher ist der Sternschnuppenfall. Die Teilchendichte in den Meteorströmen ist höher als im umgebenden Raum, jedoch nur geringfügig. Um ein Teilchen von 1 g Masse zu finden, müßten wir einen Würfel von 7000 km Kantenlänge absuchen.

Die Zersplitterung von Kometen und Planetoiden bei Zusammenstößen mit Meteoriten führt zur Anhäufung von feinstem festem Staub im Sonnensystem. Wenn das Staubkorn eine Masse unterhalb  $10^{-13}$  g und einen Durchmesser von höchstens  $10^{-5}$  cm besitzt, verläßt es, vom Strahlungsdruck der Sonne angetrieben, das Sonnensystem für immer. Es bewegt sich auf einer hyperbolischen Bahn. Größere Teilchen erfahren infolge des POYNTING-ROBERTSON-Effekts eine Abbremsung und fallen früher oder später in spiralförmigen Umlaufbahnen auf die Sonne. Andere Staubteilchen verschwinden beim Zusammenreffen mit Planeten in deren Atmosphäre oder verwandeln sich beim Auftreffen auf die feste Oberfläche in Gas. Aus diesen Gründen ist die staubförmige interplanetare Materie ständig im Zustand eines stationären Gleichgewichts.

Die interplanetare Materie besteht hauptsächlich aus Teilchen von der Sonne (Protonen,  $\alpha$ -Teilchen, Elektronen u. a.). Zu dieser Grundkomponenten kommt die interplanetare Staub- und Gaskomponente. Direkte Experimente mit Ionenfallen haben jedoch gezeigt, daß die Gaskomponente der interplanetaren Materie eine sekundäre Rolle spielt. Die Konzentration ionisierter Gase in der Umgebung der Erde liegt unter 1 bis 10 Ionen pro  $\text{cm}^3$ . Die mittlere Dichte der interplanetaren Materie ist äußerst gering ( $10^{-21}$  g/ $\text{cm}^3$ ). Nur bei Raumflügen, die eine sehr lange Zeit in Anspruch nehmen, kann diese Materie eine merkliche Erosion am Raumflugkörper hervorrufen. Das würde sich vor allem auf optische Geräte und spezielle Oberflächenteile (z. B. Sonnenbatterien) auswirken.

Zur interplanetaren Materie muß auch die elektromagnetische Strahlung der Sonne gerechnet werden, deren Bedeutung für die Raumfahrt sehr groß ist.

#### 4.8. Physik der Sonne

Die Sonne ist eine riesige leuchtende Kugel aus Wasserstoff und Helium mit einem geringen Anteil an schwereren Elementen. Unter vereinfachenden Voraussetzungen wollen wir ein Modell für den Aufbau und die physikalische Hauptzustandsgröße der Sonne berechnen.

Die Gaskugel befindet sich im Gleichgewichtszustand im eigenen Gravitationsfeld (Abb. 4.23). Die einzelnen Teilchen (Atome, Ionen, Elektronen u. a.) ziehen sich gegenseitig an. Der Gravitation, die bestrebt ist, die Sonne zusammenzuziehen, steht der Gasdruck entgegen.

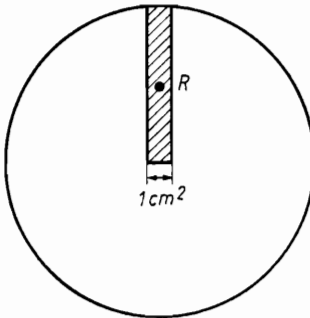


Abb. 4.23. Skizze zur Temperaturbestimmung im Sonnenzentrum

Wir betrachten eine Säule von der Länge des Sonnenradius  $R$  und einem Querschnitt von  $1 \text{ cm}^2$ . Dabei nehmen wir an, daß sich Säule und Sonne gegenseitig anziehen wie zwei Massepunkte der Massen  $M$  (Sonne) und  $m$  (Säule), wobei wir die Sonnenmasse in ihrem Zentrum und die Säulenmasse in deren Schwerpunkt konzentriert denken. Wenn die mittlere Dichte der Sonne (und des Säulenmaterials) gleich  $\bar{\rho}$  ist, so gilt  $m = \bar{\rho}R$ . Für das Gewicht  $p$  der Säule folgt:

$$p = f \frac{Mm}{(0.5 R)^2} = 4f \frac{\bar{\rho}M}{R}. \quad (4.2)$$

Im Gleichgewichtszustand muß diese Größe gleich dem Gasdruck im Sonnenzentrum sein. Für  $M = 10^{33} \text{ g}$ ,  $R = 7 \cdot 10^{10} \text{ cm}$  und  $\bar{\rho} = 1.4 \text{ g/cm}^3$  erhalten wir  $p = 10^{16} \text{ dyn/cm}^2 = 10^{10} \text{ at}$ . Nach der Zustandsgleichung der Gase ist

$$p = \frac{\rho_0}{\mu} R_0 T, \quad (4.2)$$

wobei  $\rho_0$  die Dichte im Zentrum der Sonne;  $\mu$  die Molmasse;  $R_0$  die universelle Gaskonstante und  $T$  die Zentraltemperatur sind. Setzen wir die rechten Seiten der beiden Formeln gleich, erhalten wir  $4fM/\bar{\rho}R = \rho_0 R_0 T/\mu$ , und es folgt

$$T = 4\mu f M \bar{\rho} / (R_0 R \rho_0). \quad (4.4)$$

Die Zahlenwerte<sup>1)</sup> betragen  $\rho_0 = 4\bar{\rho} \approx 100 \text{ g/cm}^3$  und  $\mu = 0.4$ . Somit ergibt sich im Sonnenzentrum eine Temperatur von  $T \approx 14 \cdot 10^6 \text{ K}$ .

Wenn unsere Rechnung auch sehr grob ist, so stimmt das Ergebnis gut mit dem aus der strengen und komplizierten Theorie des inneren Aufbaus der Sterne erhaltenen Resultat überein. Das Sonneninnere besteht also aus einem dichten und sehr heißen Gas. Unter solchen Bedingungen sind Atomzusammenstöße sehr häufig. Sie führen zu Kernreaktionen.

Der Hauptmechanismus der Energiefreisetzung ist die Proton—Proton-Reaktion, bei der sich aus vier Wasserstoffatomen ein Heliumatom bildet. Diese Reaktion verläuft nach folgendem Schema:



Zuerst wandeln sich zwei Protonen  $\text{H}^1$  in einen Deuteriumkern um. Dabei werden ein Positron  $\beta^+$  und ein Neutrino  $\nu$  abgestrahlt. Der Deuteriumkern verbindet sich mit einem Proton  $\text{H}^1$  zum Heliumisotop  $\text{He}^3$ , wobei der Energieüberschuß als  $\gamma$ -Strahlung abgegeben wird (zweite Zeile). Zum Schluß verschmelzen zwei Heliumisotope  $\text{He}^3$  unter Freisetzung von zwei Protonen  $\text{H}^1$  in einen  $\text{He}^4$ -Kern (dritte Zeile).

Ausgangsprodukt der Proton—Proton-Reaktion ist Wasserstoff, Endprodukt Helium. Die Masse des Heliumkerns ist nahezu ein Prozent geringer als die Gesamtmasse der vier Protonen. Diesem Massendefekt entspricht nach der EINSTEINschen Beziehung die Energie ( $c = \text{Lichtgeschwindigkeit}$ ):

$$E = mc^2. \quad (4.6)$$

Eine wesentlich geringere Rolle spielt in der Sonne eine andere Kernreaktion, der sogenannte Kohlenstoff—Stickstoff-Zyklus. Im Endeffekt liefert sie wie die Proton—Proton-Reaktion ebenfalls einen Heliumkern aus vier Protonen. Im Kohlenstoff—Stickstoff-Zyklus wirkt der Kohlenstoff als Katalysator, die Stickstoffisotope sind an den Zwischenschritten der Kernumwandlung beteiligt. Die Energieausbeute ist wesentlich geringer, als bei der Proton—Proton-Reaktion. Wegen des Massendefekts verliert die Sonne pro Sekunde etwa vier Millionen Tonnen Masse. Der Gesamtvorrat an Sonnenmaterie ist jedoch so gewaltig, daß sich die Sonnenmasse selbst nach Milliarden von Jahren dabei nur um einige Prozent verringert.

<sup>1)</sup> Siehe: S. A. КАПЛАН (С. А. Каплан), *Физика звезд*, М., Физматгиз, 1961.

Vgl. auch: H. VOGT, *Aufbau und Entwicklung der Sterne*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig 1957. (Hrsg.)

Bei den beschriebenen Prozessen verwandelt sich die stoffliche Form der Materie in eine andere Form, nämlich elektromagnetische Strahlung. Masse und Energie bleiben dabei erhalten.

Die im Sonneninnern erzeugte Neutrinostrahlung umfaßt rund 10 Prozent der Energie der elektromagnetischen Strahlung.

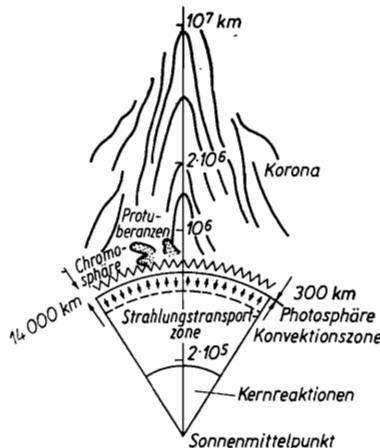


Abb. 4.24. Schematischer Aufbau der Sonne

Das Zentralgebiet, wo die Kernreaktionen ablaufen, reicht vom Zentrum bis in eine Entfernung von 0.2 bis 0.3 Sonnenradien (Abb. 4.24). Dort entsteht die elektromagnetische Strahlung in Form von energiereichen  $\gamma$ -Quanten. In der nächsten Zone (0.3—0.7 $R$ ) herrscht Strahlungsgleichgewicht. Hier sind Temperatur und Druck geringer als im Zentrum. Kernreaktionen laufen daher nicht ab. Die  $\gamma$ -Quanten werden von den Atomen absorbiert, und anschließend werden neue Quanten mit etwas geringerer Energie von den Atomen reemittiert. Dieser Prozeß ist sehr häufig. Im Ergebnis wird die  $\gamma$ -Strahlung in Röntgenstrahlung, ultraviolette Strahlung und schließlich in langwellige elektromagnetische Strahlung umgewandelt, die die Oberfläche als sichtbares Licht, Wärme- oder Radiostrahlung verläßt.

Von der Sonnenoberfläche bis in eine Tiefe von rund 0.3 Sonnenradien erstreckt sich die Konvektionszone. Der Energietransport erfolgt hier durch Konvektion.

Die sichtbare Sonnenoberfläche nennt man *Photosphäre* (griechisch „leuchtende Hülle“). Sie strahlt die gesamte zu uns gelangende Energie ab.

Die Strahlung der Sonne kann genähert mit der eines schwarzen Körpers verglichen werden. Für ihn gilt das PLANCKSche Strahlungsgesetz:

$$E(\lambda, T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp(c_2/\lambda T) - 1} \quad (4.7)$$

$E(\lambda, T)$  ist die Strahlungsintensität bei der Wellenlänge  $\lambda$  und für die Temperatur  $T$ ;  $c_1$  und  $c_2$  sind Konstanten ( $c_1 = 3.740 \cdot 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^2$ ;  $c_2 = 1.439 \text{ cm K}$ ). Für diese Einheiten der Konstanten erhalten wir  $E(\lambda, T)$  in  $\text{erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ .

Für jede Temperatur  $T$  gibt das PLANCKSche Strahlungsgesetz eine charakteristische spektrale Energieverteilung des schwarzen Strahlers.

Die Energieverteilung im Sonnenspektrum entspricht einer PLANCKSchen Strahlung von 5900 K. Aus dem PLANCKSchen Strahlungsgesetz folgen zwei weitere Gesetze:

1. Das WIENSche Verschiebungsgesetz, das die Wellenlänge  $\lambda_{\text{max}}$  des Maximums der PLANCKSchen Energieverteilungskurve mit der Temperatur  $T$  des schwarzen Körpers verknüpft:

$$\lambda_{\text{max}} = c/T. \quad (4.8)$$

$C$  ist die WIENSche Konstante 0.289 cm K.

2. Das STEFAN-BOLTZMANNsche Gesetz besagt, daß die gesamte pro Zeiteinheit und Oberflächenelement ausgestrahlte Energie  $E$  eines schwarzen Körpers proportional der vierten Potenz seiner absoluten Temperatur ist:

$$E = \sigma T^4, \quad (4.9)$$

wobei

$$E = \int_0^{\infty} E(\lambda, T) d\lambda \quad (4.10)$$

und  $\sigma = 5.670 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2}\text{K}^{-4}\text{s}^{-1}$  die STEFAN-BOLTZMANN-Konstante ist.

Als *Solarkonstante*  $S$  bezeichnet man die Gesamtenergie, die pro Minute auf eine Fläche von  $1 \text{ cm}^2$  senkrecht zur Strahlung außerhalb der Erdatmosphäre im mittleren Abstand Erde—Sonne fällt. (Nach vielen Messungen ergab sich der Wert  $S \approx 8.33 \cdot 10^7 \text{ erg cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ .)

Denkt man sich die Sonne eine Kugel mit dem Radius  $R = 1AE$ , so wird pro Sekunde auf diese Fläche eine Energie von  $4\pi R^2 S/60$  auftreffen. Pro Flächeneinheit strahlt dann die Sonnenoberfläche pro Sekunde ( $r = \text{Sonnenradius}$ ) die Energie von  $4\pi R^2 S/(60 \cdot 4\pi r^2)$  ab. Nach dem STEFAN-BOLTZMANNschen Gesetz gilt  $4\pi R^2 S/(60 \cdot 4\pi r^2) = \sigma T^4$  oder

$$T = \sqrt[4]{R^2 S/(60\sigma r^2)} \approx 5800 \text{ K}. \quad (4.11)$$

Daraus ergibt sich eine Strahlungsleistung der Sonne von  $3.74 \cdot 10^{23} \text{ kW}$ .

Auf Aufnahmen der Sonne fällt der für Gaskugeln ungewöhnliche scharfe Rand auf. Das liegt daran, daß die äußere durchsichtige Atmosphärenschicht sehr rasch (innerhalb von rund 100 km) in das undurchsichtige Innere übergeht, was von der Erde aus nicht zu erkennen ist. Die Sonnenscheibe ist in der Mitte heller als am Rand. Dieser „Randverdunklungseffekt“ wird dadurch hervorgerufen, daß wir in der Mitte in tiefer liegende und somit heißere und hellere Schichten hineinblicken als am Sonnenrand.

Die Photosphäre besteht hauptsächlich aus neutralem Wasserstoff. Die Dichte beträgt rund  $10^{-7} \text{ g/cm}^3$ , der größte Wert des Gasdrucks liegt bei 0.1 at. Selbst mit kleineren Fernrohren ist zu erkennen, daß die Photosphäre nicht gleichmäßig ist. Sie besteht aus vielen eng beieinanderstehenden und rasch veränderlichen „Körnern“, den sogenannten *Granula* (Abb. 4.25). Der mittlere Durchmesser eines Granulum beträgt 700 bis 1 000 km, seine Lebensdauer 5 bis 10 Minuten. Jedes verschwindende Granulum wird durch ein Neues ersetzt. Die Granula sind durch dunkle Zwischenräume getrennt. Spektralbeobachtungen zeigen, daß die Materie in den Granula emporquillt, in den dunklen Zwischenräumen hingegen mit einer mittleren Geschwindigkeit von 1 bis 2 km/s absinkt.



Abb. 4.25. Granulation

In der *Konvektionszone* unterhalb der Photosphäre erfolgt der Energietransport durch konvektive Durchmischung der Materie. Heiße Konvektionselemente dringen aus der Konvektionszone in die Photosphäre und erscheinen als Granula. Sie kühlen durch Energieabstrahlung ab und sinken in die tieferen Schichten zurück, um Platz für neue Granula zu machen.

Über der Photosphäre liegt die *äußere Atmosphäre* der Sonne, deren unterste Schicht (bis zu einer Höhe von 12 000 bis 15 000 km) als *Chromosphäre* bezeichnet wird. Während einer Sonnenfinsternis erscheint sie am Mondrand als orange-roter Saum. In den äußeren Schichten der Photosphäre, wo die Dichte  $3 \cdot 10^{-8} \text{ g/cm}^3$  beträgt, fällt die Tem-



peratur auf 4500 K. In großer Höhe beginnt die Temperatur erneut zu steigen. Sie erreicht in der Chromosphäre einige zehntausend Grad. Bei dieser Temperatur sind Wasserstoff und Helium in der Chromosphäre ionisiert.

Die starke Erwärmung der äußeren Atmosphäre hat ihre Ursache in Schwingungen der Materie, angeregt von Stoßwellen, die von den Granula in der Photosphäre ausgehen. Sie erhöhen die Geschwindigkeit der Teilchen und damit die kinetische Temperatur.

Das Sonnenspektrum ist ein Absorptionsspektrum. Auf dem kontinuierlichen Hintergrund zeichnen sich einige Zehntausend dunkle Linien ab, die sogenannten **FRAUNHOFERSCHEN** Linien. Sie entstehen durch Absorption der Strahlung in höher gelegenen Gasschichten an bestimmten Stellen des kontinuierlichen Spektrums. Die Gasatome werden bei der Absorption angeregt und strahlen die absorbierte Energie isotrop (d. h. nach allen Seiten gleichmäßig) wieder ab. So wird verständlich, daß in Richtung Erde eine geringere Energie abgegeben wird, als ursprünglich absorbiert, da ein Teil zur Sonne „zurückemittiert“ wird.

Im Sonnenspektrum fand man die Linien von rund 70 Elementen des Periodischen Systems. Wahrscheinlich gibt es auf der Sonne auch die übrigen Elemente; aus verschiedenen Gründen (geringe Häufigkeit, Vorkommen nur im Sonneninnern u. a.), können sie aber im Sonnenspektrum nicht nachgewiesen werden.

Etwa 70 Prozent der Sonnenmasse bestehen aus Wasserstoff, 29 Prozent aus Helium. Die übrigen Elemente machen nur 1 Prozent der Masse aus. So beträgt die Anzahl der Metallatome in der Chromosphäre nur ein Zehntausendstel der der Wasserstoffatome.

Wenn der Mond bei einer totalen Sonnenfinsternis die Photosphäre vollständig verdeckt und nur ein sichelförmiger Teil der Chromosphäre übersteht, kann man deren „Flashspektrum“ beobachten. Es ist ein Emissionsspektrum und besteht aus vielen hellen Linien auf dunklem Kontinuum, die sich an denselben Stellen wie die **FRAUNHOFERSCHEN** Linien befinden. Die Emissionslinien stammen von der Chromosphäre, da das kontinuierliche Spektrum der Photosphäre verdeckt ist.

Die Chromosphäre ist inhomogen. Ihre „kleinen“ Struktureinheiten (Länge von einigen Tausend Kilometern) nennt man *Spikulen*. In den oberen Schichten der Chromosphäre beträgt die Dichte  $10^{-15}$  g/cm<sup>3</sup>. Als äußerster Teil der Sonnenatmosphäre schließt sich die *Korona* an. Der Teilchenaustausch zwischen Chromosphäre und Korona vollzieht sich über die Spikulen. Während einer totalen Sonnenfinsternis ist die Korona als strahlenförmiger, perlmuttfarbener Schein um die vom Mond verdeckte Sonne zu sehen (Abb. 4.26). Die Koronastrahlen erstrecken sich bis zu 10 bis 15 Sonnenradien Entfernung. Der hellste Teil der Korona liegt innerhalb eines Sonnenradius Abstand. Die Korona besteht aus einem stark verdünnten Plasma, d. h. einem neutralen Gemisch aus

Ionen und freien Elektronen. Die Teilchenkonzentration beträgt  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Die Koronatemperatur liegt bei  $10^6 \text{ K}$ . Bei der Aufheizung wirkt ein ähnlicher Mechanismus wie in der Chromosphäre.

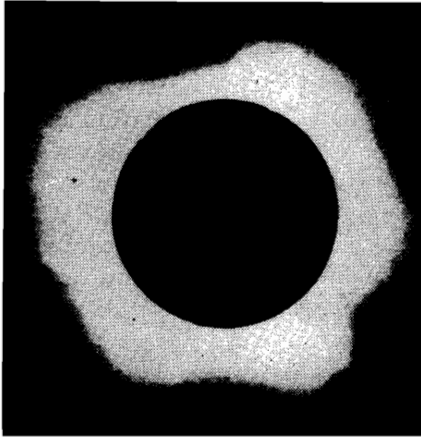


Abb. 4.26. Aufnahme der Sonnenkorona

Im Koronaspektrum sind Emissionslinien der mehrfach ionisierten (bis 26mal!) Eisen-, Argon-, Nickel-, Kalziumatome und anderer Elemente zu finden. Der Silberschein der Korona wird durch Streuung des Sonnenlichts an den freien Elektronen hervorgerufen. Die Gesamtstrahlung der Korona beträgt nur etwa ein Millionstel der Strahlung der Photosphäre. Nach neuen Forschungsergebnissen kommt von der Sonnenkorona die starke Ultraviolett- und Röntgenstrahlung. In den Randgebieten geht die Koronadichte in die Dichte des interplanetaren Raumes über. Ein charakteristisches Merkmal der Koronastruktur sind die zeitlich veränderlichen „Strahlen“ und gebogenen „koronalen Fächer“, deren Form mit der Sonnenaktivität in Verbindung steht.

#### 4.9. Sonnenaktivität

Als Sonnenaktivität wird ein Komplex verschiedener Erscheinungen in der Photosphäre und Chromosphäre der Sonne bezeichnet. Sie werden durch den Maßstab und markante schnelle Veränderungen der physikalischen Merkmale charakterisiert. Zu den aktiven Gebilden rechnet man: *Sonnenflecken*, *Fackeln*, *Flocculi*, *Protuberanzen*, *chromosphärische Eruptionen* und *koronale Kondensationen*.

Die *Sonnenflecken* sind fast ständig auf der Sonnenoberfläche sichtbar (Abb. 4.27). Schon mit einem kleinen Fernrohr erkennt man, daß die großen

Flecken aus einem dunklen Zentrum, der „Umbra“ bestehen, die von einem helleren Hof, der „Penumbra“ umgeben ist. In der Regel bilden die Flecken auf der Sonnenscheibe verstreute Gruppen. Kleine Flecken ohne Penumbra nennt man Poren.

Beobachtet man die Lage der Flecken in bezug auf den Sonnenrand, so stellt man fest, daß sie ortsveränderlich sind. Alle bewegen sich in einer Richtung. Ursache hierfür ist die Rotation der Sonne. Sie rotiert aber nicht wie ein fester Körper. Die Äquatorzone bewegt sich merklich schneller als die polnahen Gebiete. Im Mittel liegt die Rotationsperiode bei 27 Erdentagen, wobei die Äquatorzone eine Umdrehung in 25 Erdentagen, die Polgend in 34 Erdentagen vollführt.



Abb. 4.27. Große Sonnenfleckengruppe

Die Sonnenflecken sind veränderliche Gebilde. Sie entstehen an verschiedenen Stellen der Photosphäre. Der Durchmesser vieler Sonnenflecken ist bedeutend größer als der Erddurchmesser. Das vermittelt eine Vorstellung von den riesigen Dimensionen der aktiven Prozesse in der Photosphäre. Die Flecke erscheinen nur wegen des Kontrastes gegen die hellere Photosphäre dunkel. Ihre Temperatur beträgt rund  $4500^{\circ}\text{C}$  oder  $1500$  Grad weniger als die der Photosphäre.

Sonnenflecken entstehen als kleine Poren, die in ihrer Größe mit den dunklen Zwischenräumen zwischen den Granulen vergleichbar sind. Während eines Tages verwandelt sich die Pore in einen Fleck, der in vielen Fällen weiter wächst und eine Penumbra mit charakteristischen Fasern und Adern bildet. Die Durchmesser gewöhnlicher Flecken betragen einige zehntausend Kilometer. Mit der

Größe des Flecks wächst die Feldstärke seines Magnetfeldes. Es erreicht im Entwicklungsmaximum einige tausend Oersted.

In Fleckengruppen sind normalerweise zwei Flecke besonders stark ausgebildet, der vordere (westliche) und der hintere (östliche) Fleck. Diese beiden Flecken besitzen immer eine unterschiedliche magnetische Polarität. Große Gruppen bestehen mitunter aus einem Dutzend und mehr Flecken. Nach dem Entwicklungsmaximum, rund eine Woche nach der Entstehung, verfällt die Fleckengruppe und durchläuft die Veränderung in umgekehrter Reihenfolge. Große Fleckengruppen können monatelang existieren, kleine einige Wochen.

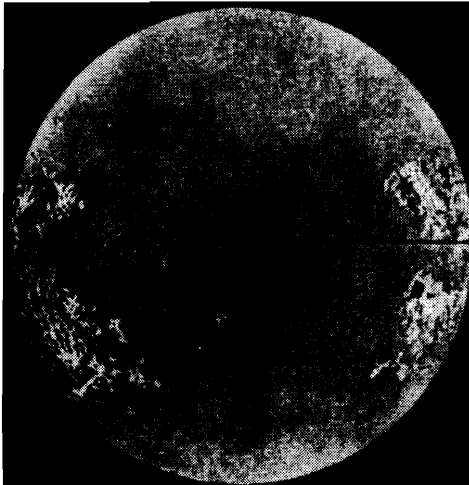


Abb. 4.28. Sonnenfackeln

Am Rand der Sonnenscheibe kann man Fackeln beobachten (Abb. 4.28), die äußerlich an helle unregelmäßige Wolken erinnern. Hier sind sie auffälliger als in der Mitte der Sonnenscheibe, obwohl sie sicherlich überall in der Photosphäre vorkommen. Eine detaillierte Untersuchung zeigt, daß sie aus unzähligen Fasern, hellen Punkten und Knötchen bestehen. Die Temperatur der Fackeln ist 200 bis 300 Grad höher als die der Photosphäre. Im Unterschied zu den Sonnenflecken sind die Fackeln relativ beständige aktive Gebilde. Sie bleiben über Wochen und Monate unverändert. Fackeln treten häufig in der Nähe großer Fleckengruppen auf.

Die Chromosphäre ist strukturiert. Die besonders im Licht der Wasserstoff- und Kalziumlinien deutlich hervortretenden hellen Gebiete nennt man *Flocculi*. Im allgemeinen gleichen sie nach Lage und Form den Fackeln, liegen jedoch in einer wesentlich höheren Schicht der Atmosphäre.

Über Sonnenflecken beobachtet man mitunter *chromosphärische Eruptionen (Flares)*. Sie sind die eindrucksvollsten Formen der Sonnenaktivität (Abb. 4.29). Die Helligkeit eines kleinen Gebiets in den Flocculi wächst in wenigen Minuten um das Hundert- bis Tausendfache explosionsartig an. Als Energiequelle kommt das in diesen Gebieten aufgebaute äußerst starke Magnetfeld in Betracht.



Abb. 4.29. Chromosphärische Eruption

Die Materie der Chromosphäre wird vom Magnetfeld komprimiert, wobei gegenläufige Stoßwellen entstehen. In dem Gebiet, in dem sie aufeinanderprallen, steigt die Temperatur bis auf  $10^5$  K an. Das Magnetfeld beschleunigt dabei Elementarteilchen auf Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit. Die Teilchen werden von der Sonne in den Raum mit einer mittleren Geschwindigkeit von 1000 km/s abgestoßen. So entstehen Korpuskularströme, die ein eingefrorenes Magnetfeld von  $10^{-4}$  Oe mitführen. Diese Erscheinung darf nicht mit dem Sonnenwind, dem kontinuierlichen und gleichmäßigen Teilchenfluß von der Sonnenoberfläche, verwechselt werden. Die Geschwindigkeit der Sonnenwindteilchen liegt bei 400 km/s, und das mitgeführte Magnetfeld hat eine Stärke von  $10^{-5}$  Oe.

Die chromosphärischen Eruptionen dauern einige zehn Minuten, wobei die Röntgenstrahlung der Sonne plötzlich ansteigt. Gleichzeitig wächst die Radiostrahlung auf das Millionenfache an. Sie ist keine thermische Strahlung und gehorcht nicht dem PLANCKSchen Strahlungsgesetz. Sie entsteht durch Schwingungen im Plasma, das die Sonne umgibt. Diese Schwingungen werden von sehr energiereichen solaren Teilchen hervorgerufen.

Während einer totalen Sonnenfinsternis sieht man in der Chromosphäre viele helle Erhebungen herausragen; man nennt sie *Protuberanzen* (Abb. 4.30). Form und Größe variiert in weiten Grenzen. In der Regel wird die Materie einige zehn- bis hunderttausend Kilometer in die Höhe geschleudert. Dabei überdeckt sie ein Gebiet von rund tausend Kilometern. In Ausnahmefällen reichen einzelne Protuberanzen bis zu einem Sonnenradius Abstand von der

Oberfläche. Manche Protuberanzen scheinen wie Gasfontänen aus der Chromosphäre emporgedrückt zu werden. Andere hingegen kondensieren über der Chromosphäre und gleichen äußerlich irdischen Wolken. Aus ihnen entspringen nach einer Zeit „Gasfühler“ in Richtung der Chromosphäre, in denen auf gekrümmten Bahnen von oben nach unten die Gasmaterie „überströmt“.

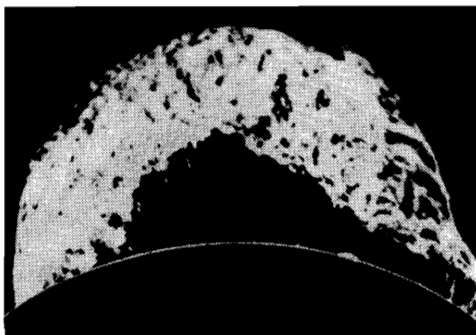


Abb. 4.30. Protuberanz

Die Geschwindigkeit der Materie in den Protuberanzen erreicht einige hundert Kilometer pro Sekunde. Die Art der Bewegung in den Protuberanzen weist darauf hin, daß neben der Schwerkraft noch andere Kräfte wirken. In erster Linie hat man elektromagnetische Kräfte in Betracht zu ziehen.

Gegenwärtig ist man bei der Untersuchung der Protuberanzen nicht mehr auf Sonnenfinsternisse angewiesen. Protuberanzen werden regelmäßig gefilmt, was die Untersuchung ihrer Natur und Bewegungsverhältnisse erleichtert.

Protuberanzen sind eng mit so aktiven Gebieten wie den Sonnenflecken verbunden. In frühen Entwicklungsstadien einer Fleckengruppe entstehen in höheren Schichten stark veränderliche und kurzlebige Protuberanzen. Für späte Stadien sind stabile Protuberanzen charakteristisch, die über Wochen und Monate unverändert bleiben. In einigen Fällen verwandelt sich vor dem Verschwinden einer Fleckengruppe die ruhige Protuberanz in eine eruptive und schleudert die Materie plötzlich in die Korona hinaus.

In der Korona selbst bilden sich über Flecken häufig *koronale Kondensationen* und über Fackeln leicht geschwungene Strahlensysteme. Auch um Protuberanzen entstehen in der Korona in der Regel bogenförmige Kondensationen und koronale Fächer. Damit ist die Struktur der Sonnenkorona eng mit dem Charakter der Aktivität in Chromosphäre und Photosphäre verbunden. So rufen z. B. die Teilchenströme in der Korona die Koronastrahlen hervor.

Quantitativ kann man die Sonnenaktivität mit verschiedenen Parametern charakterisieren (z. B. durch die Zahl der im gegebenen Moment vorhandenen

aktiven Gebilde oder durch die Intensität der Radiostrahlung). Der gebräuchlichste Parameter ist die sogenannte Fleckenrelativzahl nach WOLF:

$$R = k(f + 10g), \quad (4.12)$$

wobei  $f$  die Zahl der Sonnenflecken,  $g$  die Zahl der Fleckengruppen und  $k$  ein Koeffizient ist, der die Leistung des Beobachtungsinstruments charakterisiert.

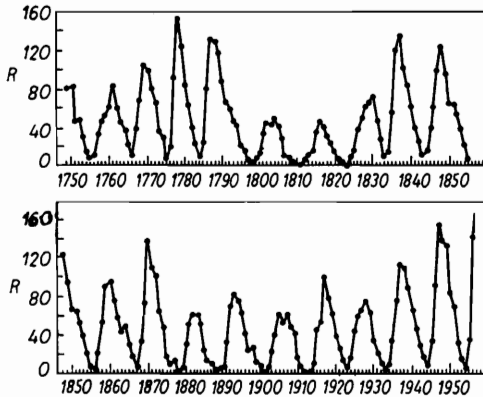


Abb. 4.31. Sonnenaktivität in den letzten 200 Jahren. Auf der Ordinate ist die Fleckenrelativzahl ( $R$ ), auf der Abszisse die Jahreszahl angegeben

Die Abhängigkeit der Fleckenrelativzahl von der Zeit ist der Abbildung 4.31 zu entnehmen. Es fällt die Periodizität der Sonnenaktivität ins Auge, wobei sich die Aktivitätsmaxima und -minima im Mittel alle 11 Jahre wiederholen. Diesem Grundzyklus sind auf der Sonne viele Erscheinungen untergeordnet. So entstehen nach einem Minimum die Sonnenflecken des neuen Zyklus zuerst in höheren Breiten. Mit der Zeit wandert die Fleckenbildungszone auf beiden Sonnenhälften zum Sonnenäquator. Am Äquator selbst kommen kaum Flecken vor. Am Ende des Zyklus befinden sich die Flecken bei geringer Breite; ihre Zahl geht auf ein Minimum zurück. Danach beginnt der neue Zyklus. Diesen Ablauf nennt man SPÖRERSches Gesetz. Während des Zyklus besitzen alle vorangehenden Flecken auf einer Halbkugel die gleiche Polarität, auf der anderen Halbkugel hingegen die andere Polarität. Nach 11 Jahren wechselt die Polarität der vorangehenden Flecken (und entsprechend der nachfolgenden) auf beiden Halbkugeln und bleibt im folgenden Zyklus erhalten. Somit wiederholt sich das gleiche Bild alle 22 Jahre.

Die Zahl der Fackeln, Protuberanzen und anderer aktiver Gebilde ist ebenfalls dem 11jährigen Rhythmus unterworfen. Während des Maximums hat die Sonnenkorona eine runde Form, während des Minimums ist sie zum Äquator hin abgeplattet.

In Perioden erhöhter Sonnenaktivität steigt die Zahl der Magnetstürme, Polarlichter und Störungen im Kurzwellen-Funkverkehr. Die Biosphäre der Erde mit Einschluß des Menschen reagiert sehr empfindlich auf die Sonnenaktivität. Die Auswirkung der Sonnenaktivität auf die Biosphäre untersucht die *Heliobiologie*, die als neuer naturwissenschaftlicher Zweig mit den Arbeiten Tschischewskis (1897—1964) begründet wurde. Ferner spiegeln sich Aktivitätszyklen der Sonne in der geologischen Erdgeschichte wider.

Die Sonne spielt eine bedeutende Rolle bei Raumflügen. Abgesehen von der dynamischen Wirkung, der Licht- und Wärmewirkung ist sie für Raumflugkörper die Hauptquelle der Strahlungsgefahr. Bei gewaltigen chromosphärischen Eruptionen kann die Strahlenwirkung auf Raumfahrer (wenn keine speziellen Schutzmaßnahmen ergriffen werden) eine tödliche Dosis erreichen. Andererseits hat die Sonnenaktivität, wie neuere Forschungen der Helio-biologie zeigen, auf das Wohlbefinden der Menschen einen Einfluß, in erster Linie über das Nerven- und Herz-Kreislauf-System.



## 5. Äußere Faktoren beim Raumflug

### 5.1. Schall und Vibration

Die aus dem Triebwerk ausströmenden Verbrennungsprodukte sind starke Schallquellen. Ihre gesamte akustische Leistung  $N_{ak}$  bestimmt der akustische Wirkungsgrad  $\eta_{ak}$ . Er ist das Verhältnis der akustischen zur kinetischen Leistung des Triebwerks:

$$N_{ak} = \eta_{ak}N_k = \eta_{ak}Fv_e/2, \quad (5.1)$$

wobei  $F$  der Schub des Triebwerks (in N) und  $v_e$  die Ausströmgeschwindigkeit der Gase aus der Düse (in m/s) sind. Der akustische Wirkungsgrad  $\eta_{ak}$  wird experimentell ermittelt. In der Erdatmosphäre ergeben die Untersuchungen  $0.005 < \eta_{ak} < 0.01$ . In Atmosphären mit anderen thermodynamischen und chemischen Parametern werden diese Beträge abweichend sein.

Für praktische Belange ist nicht der Wert  $N_{ak}$  von Bedeutung, sondern die Verteilung der akustischen Leistung in bezug auf Richtung und Spektrum. Die *Richtcharakteristik* kann sowohl für den integralen Schalldruck als auch für einzelne Frequenzintervalle aufgestellt werden. Unter dem Begriff Spektrum verstehen wir die Abhängigkeit des Schalldrucks von der Frequenz. Gewöhnlich ist in akustischen Spektren der gesamte Frequenzbereich ausgefüllt. Dabei gibt es sowohl breite Bereiche mit etwa gleicher Intensität (*weißes Rauschen*) als auch diskrete (Resonanz-)Stellen, die sinusförmig schwingen.

Die Intensität des Schalls wird durch die Energiemenge bestimmt, die pro Zeiteinheit durch ein Flächenelement orthogonal zur Ausbreitungsrichtung der Schallwellen fließt. Bei sinusförmigen Longitudinalwellen ist die Schallintensität durch den UMOW-POYNTING-Vektor  $I$  gegeben:

$$I = \Delta p^2 / (2\rho a). \quad (5.2)$$

Man erhält  $I$  in  $W/m^2$ , wenn die Amplitude  $\Delta p$  des Schalldrucks in  $N/m^2$ , die mittlere Dichte  $\rho$  des Mediums in  $kg/m^3$  und die Schallgeschwindigkeit  $a$  in m/s eingesetzt werden.

Ein wesentliches Merkmal ist die *Hörschwelle*, die bei der Amplitude des Schalldrucks

$$\Delta p_0 = 2 \cdot 10^{-5} N/m^2, \quad (5.3)$$

und bei der Schallintensität

$$I_0 = \frac{(2 \cdot 10^{-5})^2}{2 \cdot 1.25 \cdot 340} = 0.5 \cdot 10^{-12} \text{ W/m}^2 \quad (5.4)$$

liegt. In der Praxis legt man den Hörbereich über dem Schwellenwert  $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$  fest.

Für technische Zwecke erweist sich das WEBER-FECHNERSche Gesetz als sehr vorteilhaft, wonach die Empfindung dem Logarithmus des physikalischen Reizes proportional ist. Die *Lautstärke*  $L$  wird auf den Schwellenwert bezogen und in Dezibel (dB) angegeben:

$$L = 10 \lg (I/I_0) = 10 \lg (\Delta p^2/\Delta p_0^2) = 20 \lg (\Delta p/\Delta p_0). \quad (5.5)$$

Abbildung 5.1. zeigt die Frequenzspektren zweier Raketentriebwerke.

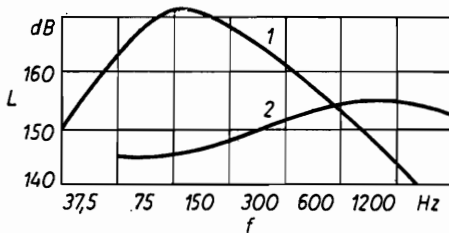


Abb. 5.1. Schalldruckpegel im Abstand  $2d$  von zwei Raketentriebwerken ( $d$  ist der Durchmesser der Triebwerksdüse). 1 — Fünf Düsen von 3500 Mp Schub (Saturn 5, USA), 2 — Vier Düsen von 11 Mp Schub

Derartige Diagramme werden experimentell ermittelt, indem man Schallempfänger in verschiedenen Entfernungen und Lagen zum Triebwerksstrahl oder zu der Versuchsanordnung anbringt. Zur Bestimmung der gesamten Schallleistung  $N_{ak}$  sind die Empfänger in einer Ebene angeordnet, wenn das Triebwerk achsensymmetrisch ist. Fehlt hingegen am Prüfstand die Achsensymmetrie, so werden entsprechende charakteristische Ebenen gewählt.

Das durch zufällige akustische Prozesse vom Raketentriebwerk erzeugte Signal wird auf Magnetband aufgenommen und analysiert, wozu spezielle Geräte (Spektralanalysatoren) dienen. Man erhält bei der Auswertung die für die Schallquelle charakteristischen Spektren wie in Abb. 5.1. Da der Analysator aus einer Reihe von Filtern besteht, die das Signal einer bestimmten Frequenzbreite  $\Delta f$  durchlassen, ermittelt man den mittleren Betrag  $\bar{L}$  pro Hertz:

$$\bar{L} = 20 \lg [\Delta p/(\Delta p_0 \Delta f)] = 20 \lg (\Delta p_{1\text{Hz}}/\Delta p_0). \quad (5.6)$$

Die Fläche unter der Spektralkurve gibt den integralen Schalldruck im be-

trachteten Punkt des Schallfeldes:

$$\bar{L}_z = \int_0^{f_{\max}} \Delta p_{1\text{Hz}}(f) df. \quad (5.7)$$

Die Polardarstellung  $\bar{L}_z = f(r, \alpha)$  für  $r = \text{const}$  wird als *Richtdiagramm* bezeichnet. Durch Integration über das Azimut  $\psi$  erhalten wir  $N_{\text{ak}}$ :

$$N_{\text{ak}} = \int_0^{360^\circ} \int_0^{180^\circ} I(\alpha, \psi) d\alpha, d\psi. \quad (5.8)$$

Genauere Schallmessungen werden nur im *Nahfeld* ausgeführt, dessen Radius  $r_n$  durch die tiefste Frequenz im Spektrum bestimmt wird:

$$\bar{i} = r_n / \lambda_{\max} = r_n f_{\min} / a \leq 1. \quad (5.9)$$

Ein weiterer Umstand, der die Definition eines „Nahfeldes“ notwendig macht, ist die flächenhafte Ausdehnung der Schallquelle und ihre komplizierte Struktur, die durch die gegenseitige Störung mehrerer aus dem Triebwerk strömender Antriebsstrahlen hervorgerufen wird. Besonders die letztgenannte Ursache macht eine theoretische Berechnung des Schallfeldes unmöglich.

Beim *Fernfeld*  $\bar{i} > 1$  kann man davon ausgehen, daß die Schallintensität umgekehrt zum Quadrat des Abstandes von der Schallquelle abnimmt:

$$I = N_{\text{ak}} / (K\pi r^2), \quad (5.10)$$

wobei  $N_{\text{ak}}$  die Intensität der punktförmig angenommenen Quelle (in W) und  $K$  ein Koeffizient ( $K = 4$  für den Vollraum,  $K = 2$  für den Halbraum) sind.

Die Kenntnis des akustischen Nahfeldes ist für die Konstruktion von Flugapparaten und Elementen der Starteinrichtungen hinsichtlich ihrer Festigkeit (besonders der Formfestigkeit) erforderlich. Bei der Projektierung von Raketenstartplätzen und beim Bau der Unterkünfte des Bedienungspersonals muß das akustische Fernfeld beachtet werden. Die im Betrieb befindlichen Antriebssysteme moderner Trägerraketen stellen wegen ihrer äußerst hohen Schallintensität von 150 bis 160 dB, eine tödliche Gefahr für Menschen dar, die sich in unmittelbarer Nähe im offenen Gelände aufhalten. Dies trifft in gewissem Umfang auch auf die Besatzung des Raumflugkörpers zu. Deshalb spielen mit zunehmender Leistung der Trägerraketen Fragen des Lärmschutzes eine immer wichtigere Rolle. Präzisionsgeräte an Bord müssen natürlich ebenfalls geschützt werden.

Für diesen Problemkomplex ist die *Schalleitfähigkeit* der Konstruktion wesentlich, d. h. das Verhältnis der von den Konstruktionselementen durchgelassenen Schallenergie zur ankommenden. Maßgeblich ist die Lärmdämpfung in einem isolierten Raumelement, d. h. die Differenz des Schalldrucks außerhalb

( $L_H$ ) und innerhalb ( $L_B$ ) des Raumes. Sie ergibt sich aus

$$L_B = 10 \lg \sum_{i=1}^n S_i 10^{(L_H - R_i/10)} - 10 \lg \left| 0.164 \frac{V}{T_R} \right|, \quad (5.11)$$

wobei  $\sum_{i=1}^n S_i$  die Summe der Oberflächenbestandteile mit unterschiedlicher Schallisolation  $R_i$ ,  $V$  der Rauminhalt des Raumes und  $T_R$  seine *Nachhalldauer* (d. h. die Zeit, in der die Schallintensität nach Verstummen der Schallquelle auf ein  $10^{-6}$ tel gefallen ist) sind.  $R$  und  $T_R$  werden experimentell ermittelt. Die Wirksamkeit der Schallisolation ist bei niedrigen Frequenzen sehr gering.

Beim Betrieb des Triebwerkssystems wird nicht nur durch die ausströmenden Gase Lärm erzeugt, sondern auch durch Vibration an bestimmten Raketenteilen, z. B. durch Vibrationen der Ausströmdüse und der Rohrleitungen, hervorgerufen durch Druckschwankungen des ausströmenden Gases, ferner durch Vibrationen der Turbine bei nicht ausgewuchteten rotierenden Teilen, schließlich während der Arbeit einzelner Armaturen. Meist haben alle diese Schwingungsherde geringe Amplituden und hohe Frequenzen. Die gefährlichsten Primärvibrationen entstehen durch Schalleinwirkung auf den Flugkörper. Aus diesem Grunde wird der Untersuchung des akustischen Feldes der Antriebssysteme zur Zeit große Aufmerksamkeit gewidmet. Diese Aufgabe ist bis jetzt noch nicht grundlegend gelöst. Es sind keine theoretischen Methoden zur umfassenden Berechnung der Lärmbelastung eines Apparates bekannt. Erst in den letzten Jahrzehnten wurden experimentelle Methoden mit akustischen Modellen entwickelt. In der Praxis werden im Raketenbau komplexe Tests fertiggestellter Baugruppen durchgeführt. Dabei wird vorausgesetzt, daß der erfolgreiche Abschluß der Untersuchungen dieser Baugruppe gleichbedeutend mit der Zuverlässigkeit während des Fluges ist. Dies trifft jedoch nicht uneingeschränkt zu, da unter Testbedingungen die Forderungen der akustischen Ähnlichkeit nicht immer eingehalten werden (die Belastung durch Trägheits- und Steuerungskräfte wird in der Regel nicht simuliert). Einen Ausweg bieten akustische Modelle, die eine recht genaue Bestimmung der Lärmbelastung der einzelnen Raketenteile gewährleisten. Dies erfordert jedoch eine sehr gute Methodik der Festigkeitsberechnungen, die auch zufällige Einwirkungen mit einbezieht, was in gewisser Weise bei der natürlichen Erprobung ausgeschlossen ist. Das letzte und umfassendste Stadium der Überprüfung des gesamten Komplexes der akustischen Vorgänge und Vibrationserscheinungen bleibt die Flugerprobung. Wegen ihrer hohen Kosten wird man jedoch stets bemüht sein, sie auf ein Mindestmaß zu reduzieren. •

Diese Beispiele umfassen bei weitem nicht den gesamten mit der Akustik in Verbindung stehenden Komplex. Zur Zeit wird an folgenden Problemstellungen und deren

praktischer Erprobung gearbeitet:

- Erweiterung der Belastbarkeit einzelner Elemente des Flugkörpers, um der zusätzlichen akustischen Beanspruchung Stand zu halten;
- Unterdrücken unerwünschter mechanischer Resonanzerscheinungen in elektronischen Apparaturen, automatischen Systemen und einzelnen Geräten, die durch Schalleinwirkung und Vibration hervorgerufen werden;
- Einfluß der Akustik des Raketensystems auf Wärmeaustauschprozesse;
- Einfluß der Schalleitfähigkeit in den Treibstofftanks auf die Vermischungsprozesse kalter (unterer) und wärmerer (oberer) Flüssigkeitsschichten, insbesondere der kryogenen Flüssigkeiten;
- Aufheizung kryogener Flüssigkeiten in den Treibstofftanks infolge Schallabsorption;
- Kavitation in Flüssigkeiten vor den Pumpensystemen der Triebwerke durch Schalleinwirkung.

Sehr gefährliche Erscheinungen sind nichtlineare *akustische Resonanzen* im Raketenkörper, die durch die Wechselwirkung des Antriebstrahls mit der Startplattform hervorgerufen werden. Die akustische Resonanz äußert sich in periodischen Belastungen der Rakete in der Längsachse oder in Querrichtung dazu. Bei Übereinstimmung der Frequenz mit der Resonanzfrequenz der gesamten Konstruktion in Längs- oder Querrichtung führt dies unweigerlich zur Zerstörung der Rakete. Den gesamten akustischen Belastungspegel des Trägeraketensystems „Saturn 5“ der USA in verschiedenen Höhen während der ersten Flugsekunden zeigt Abbildung 5.2.

Die akustische Belastung einer Rakete während des Fluges ist ein typischer nichtstationärer Prozeß, da sich die Bedingungen ständig ändern. Insbesondere bewirkt die Geschwindigkeitserhöhung während des Fluges über den **DOPPLER**,

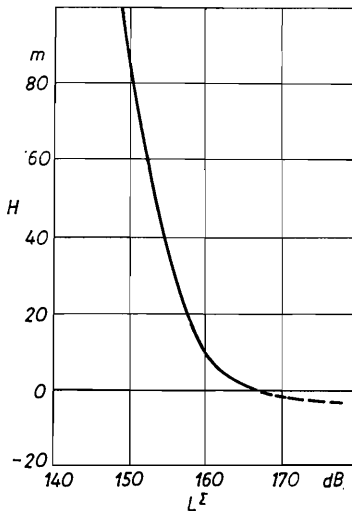


Abb. 5.2. Verlauf des integralen Schalldruckpegels mit der Höhe für die Rakete „Saturn 5“ der USA

Effekt eine Verschiebung der Frequenzen; das akustische Spektrum der Rakete verändert sich. Weiterhin führen die Verringerung der äußeren Dichte und Veränderungen im unkontrollierbaren Arbeitsregime (das Verhältnis des Mündungsdruckes der Düse zum Außendruck) des Triebwerkes zu einer Änderung des Pegels im Spektrum, d. h., es ändert sich die gesamte spektrale Charakteristik der Schalleinwirkung.

Sobald die Rakete die Schallgeschwindigkeit ( $M_H = 1$ ) erreicht hat, ist die Schalleinwirkung des Triebwerks nach oben unterbunden, abgesehen von der Schalleitung in der Rakete. Die Vibration wird auf diese Weise jedoch nicht unterdrückt. Sie entsteht jetzt durch aerodynamische Effekte, sogenannte *pseudoakustische Effekte*. Ein typischer Prozeß dafür ist die Druckpulsation an Grenzschichten (s. Kapitel 5.2. bis 5.5.).

### 5.2. Gasdynamische Effekte

Den Flugkörper umgibt überall eine Strömung, gleichgültig, wo er sich im Weltraum befindet. In manchen Fällen kann diese Strömung vernachlässigt werden, in anderen dagegen nicht. Das hängt davon ab, welche Wirkung sie gegenüber anderen physikalischen und chemischen Erscheinungen hervorruft.

Der **aerodynamische Widerstand** ist das Oberflächenintegral des Drucks, der vom Medium auf alle Seiten des Flugkörpers ausgeübt wird. In der Praxis wird die schwierige Druckbestimmung und Integration durch ein einfacheres Verfahren ersetzt. Man spaltet den aerodynamischen Widerstand in die *Stirn-* und die *Bodenwiderstandskomponente* auf. Der Stirnwiderstand setzt sich aus *Wellenwiderstand* und *Reibungswiderstand* zusammen. Wird bei der Bestimmung dieser Widerstände der konstante statische Druck einer laminaren Strömung gebraucht, ist es unbedingt notwendig, zusätzlich den Auftrieb zu berücksichtigen. Er ist dem Betrag nach mit dem Reibungswiderstand vergleichbar und bedeutet eine Verringerung des Außendruckes.

Die analytischen Beziehungen für diese aerodynamischen Kräfte haben folgende Form:

Stirnwiderstand:

$$X_S = X_W + X_R = (C_{x_w} + C_{x_r}) \frac{\rho v^2}{2} S, \quad (5.12)$$

Bodenwiderstand:

$$X_B = (\bar{p}_B - p) S_B = \iint_{S_B} p_B(r, \psi) dr d\psi - p S_B, \quad (5.13)$$

Auftrieb:

$$X_A = \rho(V_F + V_B) - \rho_B V_B. \quad (5.14)$$

Hierbei sind  $C_{x_w}$  und  $C_{x_R}$  die Koeffizienten des Wellen- und des Reibungswiderstandes;  $\rho$  die Dichte der umgebenden laminaren Strömung;  $v$  die Fluggeschwindigkeit;  $S$  der Querschnitt (oder im allgemeinen Fall die charakteristische Fläche);  $p_B(r, \psi)$  die Druckverteilung am Boden in bezug auf die Längsachse der Rakete;  $S_B$  die Projektion der Grundfläche auf die Ebene senkrecht zur Längsachse;  $V_F$  das Volumen des Flugkörpers innerhalb der starren Kontur;  $V_B$  das Volumen des Staugebietes, das bei geschlossenen ringförmig angeordneten Triebwerken beim Ausstoß entsteht (hieraus resultiert u. a. die Berechtigung,  $X_A$  zu den aerodynamischen Kräften zu zählen);  $\rho_B$  die Gasdichte im Stauraum.

Der größte Umfang der Projektierungsarbeiten ist mit der theoretischen oder experimentellen Bestimmung von  $C_{x_w}$ ,  $C_{x_R}$ ,  $p_B(r, \psi)$ ,  $V_B \rho_B$  verbunden.

Es existieren drei charakteristische Bereiche in der gasdynamischen Strömung: die *Kontinuumströmung*, die *Gleitströmung* und die *freie Molekularströmung*. Der erste Bereich ist durch die starke Wechselwirkung (große Kollisionshäufigkeit) der Moleküle im Strom gekennzeichnet. Bei der Molekularströmung hingegen fehlen solche Wechselwirkungen fast völlig. (Die freie Weglänge der Moleküle ist gleich oder größer als die Dimension des Flugkörpers.) Das schwierigste Gebiet, sowohl analytisch als auch experimentell, ist der Übergangsbereich, die Gleitströmung. Man muß ferner berücksichtigen, daß bei der Berechnung des aerodynamischen Widerstands in hohen, aus ionisiertem Gas bestehenden Atmosphäreschichten magnetogasdynamische Effekte hinzukommen.

Ohne auf Einzelheiten einzugehen, bringen wir als Beispiele den Zuwachskoeffizienten  $K$  des Wellenwiderstandes, einmal für einen ladungsfreien dielektrischen Körper ( $K_D$ ) und außerdem für einen Körper mit elektrostatischem Potential  $\varphi_F(K_\varphi)$ :

$$K_D = \frac{X_w + X_e^D}{X_w} = 1 + \frac{X_e^D}{X_w} = 1 + \frac{16\pi^3}{\sqrt{M_p^2 - 1}} M_p^2 \left(\frac{R_D}{c}\right)^2 \frac{1}{\alpha + 1}, \quad (5.15)$$

$$K_\varphi = \frac{X_w + X_e^\varphi}{X_w} = 1 + \frac{X_e^\varphi}{X_w} = 1 - \frac{q_i \varphi_F}{E_i} \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{3.63 - \left(\frac{q_i \varphi_F}{kT}\right)^{1/2}}{\frac{q_i \varphi_F}{E_i} \cdot \frac{R_F}{R_D}} \right] \right\}. \quad (5.16)$$

Hierbei bedeuten:  $E_i = m_i v^2 / 2$  die kinetische Energie der Ionen,  $q_i$  ihre Ladung,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $R_F$  den charakteristischen Radius des Flugkörpers,  $k$  die BOLTZMANN-Konstante,  $T$  die Temperatur des umgebenden Mediums,  $M_p$  die MACH-

Zahl für das Plasma gemäß

$$M_p = \frac{v}{\sqrt{\frac{\kappa p}{N_i \bar{m}_i} + \frac{4\pi q_i^2 N_i}{\bar{m}_i} R_D^2}}, \quad (5.17)$$

wobei  $v$  die Fluggeschwindigkeit,  $\kappa$  der Adiabatenexponent,  $p$  der Druck in der umgebenden ungestörten Strömung,  $\bar{m}_i$  die mittlere Masse der Ionen,  $N_i$  die Ionenkonzentration im umgebenden Medium und  $R_D$  die DEBYE'sche Abschirmlänge

$$R_D^2 = \frac{kT}{4\pi N_i q_i^2} \quad (5.18)$$

sind.

Der Flugkörper lädt sich sowohl in der dichten Atmosphäre als auch im kosmischen Raum elektrisch auf, im ersten Fall durch Reibung (Elektrisierung), im zweiten durch den photoelektrischen Strom und andere Effekte (s. Kapitel 5.8.).

Die **aerodynamische Belastung** wird in *statische* und *dynamische* unterteilt. Die statische Belastung gliedert sich in eine

- *längsgerichtete*, die durch die ungleichmäßige Einwirkung des Stirnwiderstandes entsteht;
- *quergerichtete*, die durch Kräfte auftritt, die senkrecht auf die Angriffsflächen wirken, aber auch durch den Winddruck während der Startphase der Rakete auf der Rampe und in den ersten Flugsekunden entsteht;
- *Heckbelastung*, die durch Druckunterschiede im Heck und in der unmittelbar daran angrenzenden Zelle der Rakete bedingt ist;
- *Hüllenbelastung*, die durch den Unterschied zwischen dem Innendruck der Zellen und dem Außendruck auf die Kapsel verursacht wird;
- *örtliche Belastung*, die an Ausbuchtungen der Verkleidung auftritt.

Alle Belastungen außer den Heckbelastungen wirken nur in der dichten Atmosphäre (die Heckbelastung tritt auch im Weltraum auf). Das bedeutet, daß selbst ein kurzzeitiger Flug durch die Atmosphäre strenge Forderungen an die Konstruktion stellt. Sie bestimmen den Aufbau des Trägersystems. Im einzelnen besitzen Raketen spezielle Verkleidungen, Stirnverkleidungen, die in konstruktiver Hinsicht recht komplizierte und teure Teile sind. Sie sind jedoch zur Minderung aerodynamischer Belastungen unbedingt notwendig.

Es sei ferner darauf hingewiesen, daß Windkräfte und aerodynamischer Widerstand nicht nur zu einer Vergrößerung der Masse des Flugkörpers führen, um bestimmte Festigkeitsparameter einzuhalten, sondern auch zu weiteren prinzipiellen Schwierigkeiten, z. B. zu einer notwendigen Erhöhung der Wirksamkeit des Steuerungssystems. Selbst für die wenigen Flugsekunden mit maximalem Staudruck müssen entweder zusätzliche Steuerleistungen aufgebracht oder aerodynamische Stabilisatoren angebracht werden, was in jedem Fall die von der Trägerrakete zu transportierende Nutzlast verringert.



**Dynamische (pseudoakustische) Belastungen** erweitern die zu bewältigenden Probleme während des Fluges in der Atmosphäre zusätzlich. Im Unterschied zu den akustischen entstehen pseudoakustische Druckschwankungen in Gas- oder Luftströmen, die Wirbelkomponenten (Turbulenz) enthalten. Auf dem Startgelände ist die Rakete der Turbulenz in den bodennahen Windströmungen ausgesetzt. Während der Startphase tritt eine zusätzliche Turbulenz in der Grenzschicht und eine Störung in der Strömung um den Raketenkörper auf. Dynamische Belastungen entstehen außerdem durch Strömungsänderungen bei  $M_H \approx 1$  („baffling“) und bei der Wechselwirkung von durch Schalleinwirkung vibrierenden Verkleidungen mit der Grenzschicht. Diese Erscheinungen verstärken bei bestimmten Bedingungen die Vibration (Verkleidungsflattern).

In der Startphase des Fluges überwiegt die Schallbelastung, in der Phase des maximalen Staudrucks die pseudoakustische Belastung.

Bei mehrstrahligen Triebwerken mit komplizierter Grundflächenstruktur können äußerst gefährliche Heckdruckschwankungen auftreten, die durch nichtlineare Wechselwirkungen von Akustik, Pseudoakustik und Gasdynamik entstehen. In der Regel treten die höchsten und somit gefährlichsten Pulsationen beim Start und während des maximalen Staudrucks auf. Die Heckdruckschwankungen können sich bei chemischen Reaktionen des Triebwerkstrahls mit dem Sauerstoff der Atmosphäre aufschaukeln, da die Umgebung aller modernen Triebwerke mit Treibstoff angereichert ist.

Bei der Konstruktion von Raketen, einzelnen Geräten und Aggregaten muß man den akustischen und pseudoakustischen Belastungen größere Aufmerksamkeit widmen als den statischen Belastungen.

Antriebsverluste wegen unregelmäßiger Arbeit der Triebwerke sind eine weitere Art von Verlusten, die mit dem Flug in der Atmosphäre verbunden sind. Aus der Formel für den Schub eines Raketentriebwerkes

$$F = \dot{m}v_e + (p_e - p_a) S_e \quad (5.19)$$

folgt, daß die effektivste Methode zur Verbesserung des Schubs  $F$  bei gleichbleibendem Treibstoffdurchsatz  $\dot{m}$  die Erhöhung der Ausströmgeschwindigkeit  $v_e$  ist. Damit wird die Grundeigenschaft des Triebwerks, der spezifische Schub, verbessert. (Für moderne Flüssigkeitstriebwerke macht der kinetische Impuls  $\dot{m}v_e$  im Vakuum rund 70% des Schubes aus, während der Druckterm  $(p_e - p_a) S_e$  bei  $p_a \approx 0$  nicht mehr als 30% beisteuert.) Bei konstantem Druck  $p_c$  in der Brennkammer und gleicher Treibstoffzusammensetzung bleibt nur eine Variante übrig, um  $v_e$  zu vergrößern, nämlich das Spannungsverhältnis  $p_c/p_e$  des mit Überschallgeschwindigkeit in die Düsenöffnung tretenden Gasstrahles zu erhöhen. Das ist gleichbedeutend mit einer Drucksenkung an der Düsenmündung und hat zur Folge, daß beim Flug durch die Atmosphäre der Druck-

term Null (bzw. bei  $p_a > p_e$ ) sogar negativ werden kann. Darüber hinaus besteht die Gefahr einer Strahlablösung von den Düsenwänden. Diese Erscheinung, die davon zeugt, daß die Düse ein ungünstiges Öffnungsverhältnis besitzt, setzt, wie experimentell bestimmt wurde, bei  $p_e/p_a \leq 0.3$  ein. Als optimale Düse, die minimale mittlere spezifische Schubverluste (in der Größenordnung 70 bis 100 N · s/kg) während des Antriebes durch die erste Raketenstufe beim Flug in der Atmosphäre gewährleistet, wird eine Düse mit dem Mündungsdruck von  $p_e = 0.4$  bis 0.6 bar angesehen.

**Aerodynamische Aufheizung und chemische Reaktionen** der Außenhaut von Raumflugkörpern sind weitere Probleme beim Flug durch dichte Atmosphärenschichten. Die Stautemperatur  $T_{0H}$  des entgegenströmenden Mediums setzt sich aus der statischen Temperatur  $T_H$  und der bei der Umwandlung von kinetischer Energie in Wärme entstehenden Temperatur zusammen:

$$T_{0H} = T_H + T_H \frac{\kappa - 1}{2} M_H^2 = T_H \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_H^2 \right). \quad (5.20)$$

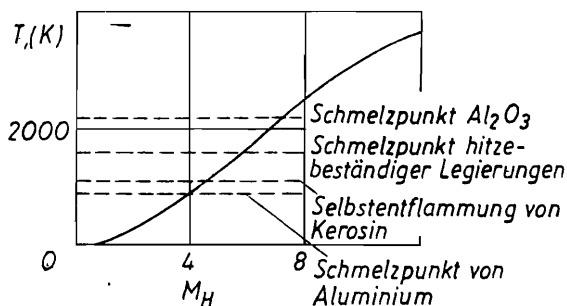


Abb. 5.3. Die Stautemperatur der äußeren Strömung als Funktion der MACH-Zahl  $M_H$ . Die Schmelztemperaturen verschiedener Materialien sind punktiert eingezeichnet

Während des Fluges von Trägerraketen in der Atmosphäre erreicht die Stautemperatur beträchtliche Werte, die den Schmelztemperaturen der im modernen Raketenbau verwendeten Materialien gleichkommen (Abb. 5.3). Die Rakete wird jedoch nicht zerstört, da die Temperatur der Raketenverkleidung wesentlich niedriger als die Stautemperatur ist, weil an die Raketenverkleidung und andere Oberflächenelemente nur ein Teil der freigesetzten Wärme abgegeben wird. Der restliche Teil führt zur Erwärmung der umströmenden Luftschichten. Die Bestimmung des Wärmeabgabekoeffizienten, d. h. der Wärmemenge, die von der Rakete absorbiert wird, ist ein sowohl theoretisch als auch experimentell schwieriges Problem. Dabei spielen zusätzlich Effekte des Wärmeaustauschs der erhitzten Rakete mit dem umge-

benden Raum und den inneren Raketensegmenten eine Rolle. Weiterhin muß hier der Temperaturengleich infolge der Wärmeleitfähigkeit längs des Raketentmantels einbezogen werden. Alle diese Effekte führen zur Herabsetzung der maximal auftretenden Temperaturen (s. Kapitel 5.5.).

Ist der Wärmefluß  $I_q$  (in  $\text{Jm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ), der von der Oberfläche des Flugkörpers aufgenommen wird, bekannt, können daraus die notwendigen Materialparameter abgeleitet werden. Bezeichnet  $c$  die spezifische Wärme (in  $\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ),  $\gamma$  die Dichte (in  $\text{kg/m}^3$ ),  $\delta$  die Wandstärke (in m),  $T_0$  deren Ausgangstemperatur sowie  $t$  die Zeitdauer der Erwärmung, dann ist die Temperatur  $T_t$  zu diesem Zeitpunkt

$$T_t = T_0 \exp\left(\frac{I_q t}{c\gamma\delta}\right). \quad (5.21)$$

Sie darf die maximal zulässige Wandtemperatur nicht überschreiten. Bei einer Wärmeabführung von den Wänden ( $I_q < 0$ ) besitzt der Exponent ein negatives Vorzeichen.

In vielen Fällen ist es unrationell, dicke und schwere Materialien einzusetzen. Man überzieht die Verkleidung mit schlecht wärmeleitenden Materialien oder bringt sogenannte akkumulierende Schichten auf die Innenseite der Raketenverkleidung an. Sie erhöhen durch ihre hohe Wärmekapazität  $c$  die mittlere Wärmekapazität  $\bar{c}$  der Raketenaußenhaut. Weiterhin verwendet man aktive Kühlverfahren (konvektive Prozesse). Bei sehr hohem Wärmefluß greift man auf verdampfende Werkstoffe zurück, die durch ihre Sublimationswärme Energie entziehen. Die Sublimationskühlung durch Ablationen auf besonders hitzegefährdeten Teilen wird vor allem bei Rückkehrapparaten und Heckverkleidungen der Raketen angewandt.

Metallische Oberflächen der Flugkörper sind der Erosion ausgesetzt. Infolge der Wechselwirkung mit der Atmosphäre, insbesondere ihrer chemisch aktiven Bestandteile (Ozon, Sauerstoff, Stickstoff und freie Radikale), kommt es zu erhöhter Verdampfung und zu exothermen Reaktionen (Reaktionen unter Wärmeabgabe). Diese führen ihrerseits zu einer Aufheizung im Gegensatz zu den Reaktionen in Ablationsschichten. Dort versucht man, über endotherme Reaktionen Wärme abzubauen.

Alle im vorhergehenden und in diesem Kapitel betrachteten Effekte und Prozesse sind in speziellen Monographien über Aero- und Gasdynamik, Triebwerkstheorie, Theorie der Wärmeübertragung näher dargelegt. Hier sind sie nur vorgestellt worden, um aufzuzeigen, welche Schwierigkeiten beim Start moderner Raketensysteme von der Oberfläche eines Planeten zu bewältigen sind, wenn dieser eine Atmosphäre besitzt. Andererseits hat eine Atmosphäre bei der Landung von Flugkörpern Vorteile (Abbremsung, gesteuerte Landung mit aerodynamischen Wirkungen usw.).

### 5.3. Beschleunigungsandruck

Die Unvermeidlichkeit des Beschleunigungsandrucks ist wie das Durchdringen der Atmosphäre ein wesentliches Merkmal des Raumflugs. Die Überwindung des Gravitationsfeldes eines Planeten sollte in möglichst kurzer Zeit und mit maximal zulässigem Andruck erfolgen, da der Impulsverlust im Gravitationsfeld:

$$I_g = \int_0^t mg \sin \psi \, dt \quad (5.22)$$

bei vorgegebenem Längsneigungswinkel  $\psi$  zwischen Geschwindigkeitsvektor und Horizont von der Verweildauer im Gravitationsfeld abhängt. Diese Bedingung wäre nur zu erfüllen, wenn die Rakete aus idealem Material bestände und beliebigen Belastungen standhielte. In der Realität verlangt ein großer Andruck Verstärkungen der Raketenelemente, was eine Gewichtserhöhung zur Folge hat. Werden darüberhinaus das Anwachsen des Staudrucks (die aerodynamischen Belastungen), Erwärmung und aerodynamische Verluste einbezogen, so ergibt sich mit Notwendigkeit eine Bestimmung des optimalen Andrucks. Dieser Optimalwert und seine Änderung mit der Zeit und Geschwindigkeit bewegt sich für Raumfahrtträger Raketen in recht engen Grenzen. So sollte z. B. der Maximalandruck in Achsenrichtung unter

$$n = \frac{F}{mg} = \frac{\dot{v}}{g} + 1 \leq 4.5 \quad (5.23)$$

liegen. Um ein Überschreiten dieses Wertes zu verhindern, werden in den Endphasen der Antriebsperiode einzelner Stufen Triebwerke gedrosselt oder außer Betrieb gesetzt. Hieraus leitet sich die Forderung ab, daß die letzten Stufen und die Nutzlast für einen maximalen Andruck von  $4g$  ausgelegt sein müssen, obwohl der Einsatzandruck im Weltraum selten  $1g$  übersteigt. Unter Berücksichtigung des *dynamischen Koeffizienten*, d. h. des Belastungszuwachses durch Vibration, müssen die theoretischen Werte von  $n$  um 10 bis 40% erhöht werden.

Für die Nutzlast sind *Querandrücke* recht gefährlich. Sie entstehen bei der Einwirkung von Windstößen in Perioden des maximalen Staudrucks ( $q_{\max} \approx 30000$  bis  $40000 \text{ N/m}^2$ ) und erzeugen ein Schlingern der Rakete. Dabei treten Veränderungen im Angriffswinkel der Strömung bis zu  $\pm 12^\circ$  auf. Außerdem kommt es zu Störungen in der vorprogrammierten Neigungswinkeländerung und zum Gieren der Rakete. Querandrücke tragen somit zufälligen Charakter. Sie führen zum Schlingern der Treibstoffkomponenten in den Tanks und zu einer unerwünschten Belastung von Geräten und Aggregaten, z. B. der massenmäßig großen, aber nicht fest verankerten Sonnenbatterien, Antennen, Geräte des Leitsystems usw.

Der *Andruck in der Längsachse* wirkt sich bei der Arbeit des Treibstoffförderungssystems positiv aus. So ist der Druck am Pumpeneingang von Flüssigkeitstriebwerken  $p_W$  die Summe des Drucks der Flüssigkeitssäule  $p_F$  und des Tankdruckes  $p_T$ :

$$p_W = p_F + p_T = h\gamma_F n + p_T. \quad (5.24)$$

Folglich wird der Gesamtdruck  $p_W$  bei einem Flug ohne Andruck (vorausgesetzt ein solcher sei möglich) durch den Tankdruck gegeben. Das bedeutet, daß nach dem PASCALSchen Gesetz bei der Festigkeitsberechnung der Tankwände der Maximaldruck  $p_W = p_T$  berücksichtigt werden muß. Tatsächlich wird nur der unterste Teil des Leitungssystems unmittelbar am Tankausfluß mit  $p_W$  belastet. Es genügt, das Oberteil des Tanks für  $p_T$  auszulegen. Für die Konstruktion ergibt sich daraus, daß der Treibstofftank bei wirkendem Andruck leichter gestaltet werden kann als im Fall des andruckfreien Flugs. Darüberhinaus kompensiert der wachsende Andruck  $n$  während der Betriebsphase des Triebwerkes den Treibstoffverbrauch aus dem Tank, d. h., trotz sich verringernder Füllstandshöhe  $h$  bleibt  $p_W$  quasi konstant. Dies führt u. a. zur besseren Ausnutzung des Tankinhalts, da die zum Leeren der Tanks benötigten Gase als unvollständig verbrannte Produkte vom Triebwerk abgezweigt werden. (So wird z. B. der Sauerstofftank mit abgekühltem Generatorgas, das noch zu 97% aus Sauerstoff besteht, geleert.) Die nach dem Abschalten der Triebwerke in den Tanks verbleibenden Druckgase sind unverbrauchte Treibstoffreste. Selbstverständlich werden die Masse des Tanks und des Pumpensystems sowie der Förderdruck gemäß der Beschleunigung und den allgemeinen Verlusten im Schwerfeld und den aerodynamischen Effekten optimiert.

Der Andruck hat noch eine weitere positive Wirkung. Er trennt die Bläschen und erwärmten Flüssigkeitsmassen (besonders in kryogenen Tanks) durch hydrostatische Kräfte von der Ausflußmündung. In den meisten modernen Triebwerken, die für den Flug in der Schwerelosigkeit vorgesehen sind, wird beim Anlassen ein Anfangsdruck entweder durch Zündung von Feststofftriebwerken, durch Rotation des gesamten Flugkörpers (Fliehkrafttrennung) oder durch ein Flüssigkeitshilfstriebwerk erzeugt. (Letzteres ist ein Flüssigkeitstriebwerk mit Druckgasförderung, wobei Treibstoff und Gas im Tank durch eine flexible Wand voneinander getrennt sind.)<sup>1)</sup>

Der Beschleunigungsandruck während der Startphase einer Rakete führt zu erhöhter Brandgefahr in einzelnen Raketenelementen, besonders in der Triebwerkseinheit der ersten Stufe. Da der Andruck  $n$  den Auftrieb vergrößert,

$$A = \text{grad } p + \gamma n = \gamma(\sin \psi + n), \quad (5.25)$$

<sup>1)</sup> Siehe Kapitel 5.4.

vergrößert er damit auch die Wärmekonvektion um das  $(1 + n)$ -fache. Wenn die Flamme einer Kerze in der Schwerelosigkeit wegen fehlender Wärmekonvektion erlischt, so flammt sie bei Beschleunigung um so stärker auf. Das bedeutet, daß brandgefährdete Abschnitte mit einem leichten Edelgas, z. B. Helium, gefüllt werden müssen. Nur dann entsteht beim Ausströmen und Verdampfen des Sauerstoffs im Heckteil der Rakete keine Gefahrensituation, da die mittlere Dichte des Gemisches  $\bar{\gamma}_G$  selbst bei gleichem partiellen Druck von Sauerstoff und Helium nur halb so groß ist wie  $\gamma$ . Wird dieser Teil jedoch mit einem anderem inaktiven Gas, z. B. Stickstoff, gefüllt, so erhöht sich bei gleichem partiellen Druck von Stickstoff und Sauerstoff die Wärmekonvektion und folglich auch die Brandgefahr auf das Doppelte.

Betrachten wir die Auswirkungen des Beschleunigungsandrucks auf lebende Organismen und Pflanzen gegenüber den irdischen Bedingungen ( $n = 1$ ). Besonders große Bedeutung hat das Problem für den Menschen. Dieser Fragenkreis berührt nicht nur die Raumfahrtmedizin, sondern auch die Konstruktion der Raumflugkörper (Optimierung der Triebwerke nach Schub und Anzahl der Zündungen, Erzeugung eines Zentrifugalandrucks durch Rotation des Flugkörpers).

Seit Ende der fünfziger Jahre sind Fragen der Beschleunigungsbelastung des menschlichen Organismus Objekt intensiver Forschungen. Versuche in Zentrifugen, Vertikal- und Horizontalbeschleunigern, Experimente im freien Fall und nicht zuletzt der direkte Raumflug mit der kombinierten Einwirkung von Andruck und Vibration bei Start und Landung auf der Erde werden kontinuierlich von der Sowjetunion, den USA und anderen Ländern durchgeführt. Außer der direkten Bedeutung für die Raumfahrt haben diese Untersuchungen Einfluß auf viele Gebiete, z. B. die Luftfahrt.

Die Widerstandsfähigkeit des Körpers gegen den Andruck ist am höchsten, wenn er in Richtung Brust—Rücken, d. h. orthogonal zu den Hauptadern des Blutkreislaufsystems, wirkt. Zur weiteren Verringerung der Belastung des Körpers wurden spezielle Schutzanzüge entwickelt, die bereits in breitem Umfang eingesetzt werden. Außerdem stehen spezielle pharmakologische Präparate zur Verfügung, die mehr oder weniger vor schädlichen Folgen des Andrucks schützen. Während der Belastungsphasen verringert sich die Fähigkeit des Gewebes (insbesondere des Gehirns), den Blutsauerstoff zu nutzen. Außerdem ändert sich die Durchlässigkeit der Gefäßwände; die Blutmenge wird umverteilt, wobei in den gegenüber Belastungen empfindlichen Teilen des Organismus Stauungen entstehen. Die Blutzusammensetzung ist Veränderungen unterworfen. Bei äußerst starken oder mäßigen Andrücken nach einem langdauernden Flug im adaptierten Zustand der Schwerelosigkeit stellen sich erhebliche Folgeerscheinungen ein (Bluthochdruck, Blutungen und nach einiger Zeit andere Krankheitserscheinungen).

Ungeachtet der großen Erfolge bei der Erforschung der Andruckserscheinungen sind noch viele Fragen ungeklärt. Gesetzmäßigkeiten der Veränderung von Lebensprozessen während und nach Beendigung der Andrucksphasen und der kombinierten Einwirkung von Andruck und Vibration sind bisher noch nicht vollständig erfaßt. Es wird nach Lösungen in den verschiedensten Bereichen gesucht, nach pharmakologischen, mechanischen, hydrostatischen (Einbettung in Flüssigkeiten) und anderen Methoden, um die Folgen des Andrucks zu mindern.

#### 5.4. Schwerelosigkeit

Die Schwerelosigkeit ist eine dynamische Erscheinung, die bei der freien Bewegung von Körpern im Gravitationsfeld auftritt. Im Unterschied zur Schwerelosigkeit beim freien Fall in speziellen Vorrichtungen (den sogenannten Falltürmen), die nur wenige Sekunden andauert, oder bei Parabelflügen mit Flugzeugen, womit die Phasen der Schwerelosigkeit bis zu Minuten ausgedehnt werden können, wirkt sie während eines Raumfluges ständig. Sie zählt hier zu den wichtigsten Faktoren.

Betrachten wir als erstes einen positiven Aspekt der Schwerelosigkeit. Sie erlaubt den Einsatz von Flugkörpern mit sehr leichter und dünner Grundkonstruktion (bis zu aufblasbaren Teilen). Doch durch die beim Start wirkenden Belastungen können diese Vorzüge gegenwärtig noch nicht ausreichend genutzt werden. Weitere Grenzen für den Einsatz dünnwandiger Konstruktionen entstehen aus Stabilitätsforderungen der entsprechenden Aufgabenstellung.

Ein physikalisches Hauptproblem der Schwerelosigkeit ist die Arbeitsfähigkeit des Triebwerksystems, insbesondere das mehrmalige Zünden von Flüssigkeitstriebwerken mit kryogenen Treibstoffkomponenten.

Betrachten wir zuerst den einfachsten Fall des Phasengleichgewichts Flüssigkeit—Dampf in einem isolierten System (Gefäß mit konstantem Volumen).

Der Begriff des isolierten Systems besagt, daß weder auf das Gefäß, noch auf seinen Inhalt die äußere Umgebung in irgendeiner Weise einwirkt, d. h., es besteht kein Wärmeaustausch, und es treten keine mechanischen Impulse auf.

An der gekrümmten Grenzfläche zwischen den beiden Medien ist der Druck in den beiden Medien Flüssigkeit ( $p_F$ ) und Dampf ( $p_D$ ) verschieden. Bezeichnen  $\sigma$  die Oberflächenspannung der Flüssigkeit,  $r_1$  und  $r_2$  die Hauptkrümmungsradien im gegebenen Flächenpunkt, so gilt unter der Bedingung des thermodynamischen Gleichgewichts

$$p_F - p_D = \sigma \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (5.26)$$

Diese Beziehung wird *LAPLACESche Formel* für den Oberflächendruck genannt. Für eine sphärische Grenzfläche ( $r_1 = r_2 = r$ ) wird

$$p_F - p_D = \frac{2\sigma}{r}. \quad (5.27)$$

Auch an der Grenze zwischen fester und flüssiger und fester und gasförmiger Phase gibt es eine Oberflächenspannung. In der Nähe der festen Oberfläche ist die Flüssigkeitsoberfläche in Form eines Meniskus gekrümmt (Abb. 5.4). Zwischen benetzter fester Oberfläche und dem Meniskus stellt sich ein *Grenzwinkel*  $\theta$  ein. Er kann Werte von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  annehmen (Tab. 5.1). In zylindrischen Gefäßen kommt es zum sogenannten *Kapillareffekt*. Die längs der

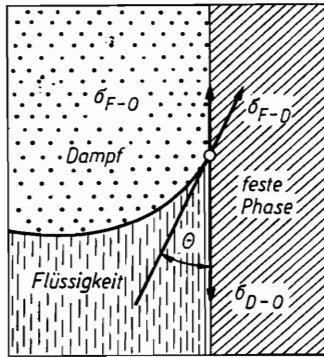


Abb. 5.4. Grenzwinkel und Kräftegleichgewicht bei einer netzenden Flüssigkeit

Tab. 5.1. Wichtige Parameter kryogener Flüssigtreibstoffe (bei der Siedetemperatur) und flüssiger Treibstoffkomponenten mit hohem Siedepunkt (bei  $20^\circ\text{C}$ )

Bezeichnung	Dichte $\rho$ $\text{kg/m}^3$	Grenzwinkel $\theta$ in Gefäßen aus Al-Legierungen	Koeffizient $\sigma$ der Oberflächenspannung der Grenzschicht zum Dampf $10^{-3} \text{ J/m}^2$	kinetische Viskosität $\nu$ $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$
Wasserstoff	70	$2^\circ$	2.25	1.81
Sauerstoff	1140	$1.5^\circ$	13.00	1.58
Kerosin	835	$5^\circ$	27.13	28
Wasserstoffperoxid	1370	$0^\circ$	80.40	9.1
Salpetersäure	1560	$0^\circ$	—	12
Stickstofftetroxid	1800	$0^\circ$	26.15	3.01
Wasser	1000	$5^\circ - 20^\circ$	72.75	7.6
unsymmetrisches Dimethylhydrazin (UDMH)	1030	—	24.18	7.46



Benetzungslinie der Länge  $l$  durch die Oberflächenspannung hervorgerufene vertikal wirkende Kraft  $F_\sigma$  ist

$$F_\sigma = \sigma l \cos \theta. \quad (5.28)$$

Für runde Kapillaren mit dem Radius  $r_K$  gilt

$$F_\sigma = \sigma 2\pi r_K \cos \theta. \quad (5.29)$$

Diese Kraft läßt die Flüssigkeit um den Betrag  $h$  bei benetzender ( $\theta < 90^\circ$ ) Flüssigkeit höher, bei nichtbenetzender ( $\theta > 90^\circ$ ) niedriger steigen. Erfährt die Flüssigkeitssäule längs der Kapillarrachse einen Andruck  $n$ , so wirkt auf das Flüssigkeitsvolumen der Dichte  $\varrho_F$  die Trägheitskraft

$$F_T = \varrho_F \pi r_K^2 h n g - \varrho_D \pi r_K^2 h n g. \quad (5.30)$$

Der zweite Term ( $\varrho_D =$  Dichte des Dampfes) berücksichtigt den Auftrieb der Flüssigkeit in ihrem Dampf.

Aus der Gleichgewichtsbedingung  $F_\sigma = F_T$  erhält man die Steighöhe:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{(\varrho_F - \varrho_D) n g r_K}. \quad (5.31)$$

Wird der Auftrieb vernachlässigt und ferner  $n = 1$  angenommen (es wirkt nur das normale Schwerfeld), erhalten wir

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\varrho_F r_K g}. \quad (5.32)$$

Die Steighöhe  $h$  wächst bei Verkleinerung des Grenzwinkels, der Dichte der Flüssigkeit und des Kapillarradius und bei Erhöhung der Oberflächenspannung.  $h$  ist für nichtbenetzende Flüssigkeiten ( $\theta > 90^\circ$ ) negativ. Im Zustand der Schwerelosigkeit ( $n = 0$ ) steigt die Flüssigkeit für  $\theta < 90^\circ$  unbegrenzt in der Kapillare.

In einem großen Gefäß nimmt im Zustand der Schwerelosigkeit eine allseitig von Dampf umgebene Flüssigkeit eine sphärische Form an, weil nach der LAPLACESCHEN Formel (5.26) der Druck auf der gesamten Oberfläche konstant sein muß:

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} = \text{const.} \quad (5.33)$$

Diese Form tritt bei  $\theta = 180^\circ$ , bei fehlender Benetzung, auf. Bei vollständiger Benetzung ( $\theta = 0^\circ$ ) umhüllt die Flüssigkeit das Dampfvolmen und netzt die Gefäßwände vollständig.

Wie aus Abbildung 5.4 folgt, muß die Resultierende der Oberflächenkräfte (Flüssigkeit—feste Oberfläche, Flüssigkeit—Dampf, Dampf—feste Oberfläche) im Gleichgewichtszustand Null sein (Kapillaritätsgesetz):

$$\sigma_{F-0} + \sigma \cos \theta - \sigma_{D-0} = 0 \tag{5.34}$$

oder

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{D-0} - \sigma_{F-0}}{\sigma} \tag{5.35}$$

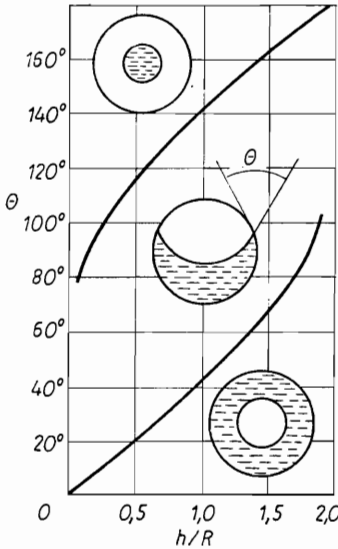


Abb. 5.5. Verschiedene Stabilitätszustände einer Flüssigkeit innerhalb eines zylinderförmigen Tanks vom Radius  $R$  bei verschiedenen Grenzwinkeln  $\theta$  und Ausgangsfüllständen

In Abbildung 5.5 sind die Gebiete verschiedener stabiler Zustände einer Flüssigkeit in einem zylinderförmigen Tank (Radius  $R$ ) für unterschiedliche Grenzwinkel  $\theta$  und verschiedene relative Ausgangsfüllstände  $h/R$  dargestellt. Entsprechende Diagramme erhält man für beliebig geformte Gefäße. Es ist interessant, daß neben den stabilen oberen und unteren Gebieten ein recht weites Übergangsbereich existiert, für das ein stabiles Phasengleichgewicht bei unterschiedlichen Grenzwinkeln  $\theta$  der sphärischen Oberfläche der Grenze Flüssigkeit—Dampf mit der festen Oberfläche besteht.

Leider ergibt die recht komplizierte Analyse des Gleichgewichtszustandes für die einfachsten Systeme nur ein qualitatives Bild der Erscheinung. Das hat seine Ursache darin, daß objektive Verhältnisse vernachlässigt werden müssen. Die Tanks haben selten eine ideale sphärische Oberflächenform, meist sind sie mit Dämpfungsrippen, Trennwänden, eingebauten Antennen, Meßsystemen usw. versehen. Weiterhin werden die Tanks, besonders der Treib-

stofftank, meist mit einem Gas ausgepumpt, dessen Eigenschaften sich von den Dämpfen der flüssigen Komponenten unterscheiden. So werden z. B. Tanks, die mit flüssigem Wasserstoff oder Kerosin gefüllt sind, mit Helium geleert.

Ein weiteres wesentliches Moment ist die Voraussetzung des thermodynamischen Gleichgewichts. Tatsächlich beeinflussen das System aber ständig geringe Störungen (Einschalten der Lenk- und Stabilisierungstriebwerke, Ablassen erhitzter Gase zur Aufrechterhaltung des vorgegebenen Druckes und der Temperatur der Komponenten und andere zufällige mechanische Störungen). Die ungestörte Zeitspanne ist in der Regel kürzer als die Abklingzeit der Flüssigkeitsschwingungen. Außerdem wird das System niemals ideal von äußeren Einflüssen isoliert sein, so vom Wärmeaustausch (Erwärmung der Tanks durch die Sonne, durchdringende Strahlung des Kernreaktors oder der Isotopenquelle, warme Teile des sich abkühlenden Triebwerks usw.).

Das Verhalten solcher mehrphasiger, offener und gestörter Systeme aus mehreren Komponenten wird mit den Methoden der Thermodynamik irreversibler Prozesse untersucht. Grundlage ist die Entropietransportgleichung.

Man beherrscht die komplizierte Analyse dieser Gleichung noch nicht vollständig. Deshalb untersucht man gegenwärtig die in den Treibstofftanks ablaufenden Prozesse an Modellen, die über einfachste thermodynamische Voraussetzungen und mit empirischen Formeln Rückschlüsse auf die natürlichen Verhältnisse gestatten.

Die Gleichung für den Entropietransport ist für die qualitative Beschreibung verschiedener Anlaßvorgänge von Flüssigkeitstriebwerken in der Schwerelosigkeit unerlässlich. Die Ausarbeitung eines solchen Anlaßsystems gehört zu den grundlegenden Problemen, die mit der Schwerelosigkeit verknüpft sind.

Das Anlaßsystem erfüllt in der Regel nur eine Funktion. Es garantiert den Zusammenhalt der flüssigen Komponente während der Förderung in die Triebwerke, da Dampf- und Gasbläschen durch Kavitation zu Explosionen und somit zur Zerstörung der Treibstoffpumpe oder zum Aussetzen der Triebwerke führen können. Wenige Sekunden nach dem Zünden des Haupttriebwerks hat das Anlaßsystem seine Aufgabe erfüllt, da danach der für die Separation der Bläschen nötige Andruck vorhanden ist.

Betrachten wir einige mögliche Varianten von Anlaßsystemen:

1. Herstellung des Anfangsandrucks mit Feststofftriebwerken. Die Zeitdauer ihrer Arbeitsphase bestimmt sich aus der Forderung, die Gasblasen in den Treibstofftanks bis auf eine bestimmte, ungefährliche Höhe von den Ausflußöffnungen zu entfernen. Kleine, sehr langsam aufsteigende Bläschen stellen keine Gefahr dar, da sie nach der Zufuhr des Treibgases und der Druckerhöhung in den Tanks „zerplatzen“ und verschwinden. Wir bemerken, daß bei großen REYNOLD-Zahlen  $Re = vd/\nu > 1500$  die

Steiggeschwindigkeit der Bläschen praktisch von ihrer Größe unabhängig ist und nur durch die Beschleunigung bestimmt wird (Tab. 5.2.).

2. Die Trennung der flüssigen und gasförmigen Phasen mit einer undurchlässigen und beweglichen Membran (Kolben, elastische Gewebe oder Metallmembran) ist dann bequem zu handhaben, wenn sich die Flüssigkeit bei langer Aufbewahrung nicht durch Gas- und Dampfbildung zersetzt. Das Treibgas kommt in den für das Gas vorgesehenen Tankteil und hat keinen direkten Kontakt mit der Flüssigkeit.

Tab. 5.2. Steiggeschwindigkeit von Blasen in Abhängigkeit vom Andruck

$v/v_0$	0	0.35	0.39	0.45	0.7	1.0
$n = g/g_0$	0	0.03	0.05	0.1	0.5	1.0

Anmerkung:  $v/v_0$  ist das Verhältnis der Steiggeschwindigkeit zur Steiggeschwindigkeit  $v_0$  unter Normalbedingungen, d. h. bei der Schwerebeschleunigung  $g_0 = 9.82 \text{ m/s}^2$  oder  $n = 1$ . Bei Wasser ist  $v_0 = 0.35 \text{ m/s}^2$ .

3. Verwendung eines Reservebehälters, der direkt mit der Brennkammer verbunden ist, mit einer Phasentrennung, wie sie im Punkt 2 beschrieben ist. Die Arbeitsfähigkeit wird nach dem Start durch Auffüllen von Flüssigkeit und Treibgas mit Turbinen während der aktiven Phase des Triebwerks stets aufrechterhalten.

4. Erzeugung eines Anfangsdrucks mit Flüssigkeitstriebwerken, die Treibstofftanks mit Phasentrennung wie in Punkt 2 besitzen.

5. Erzeugung eines Anfangsdrucks, indem eine kleine Menge des Flüssigkeit—Gas-Gemisches unter Druck durch spezielle Hybridtriebwerke abgelassen wird, die je nachdem, welche Treibstoffkomponente ausgeschleudert wird, ein festes Oxydationsmittel oder festen Treibstoff enthalten.

6. Erzeugung einer anfänglichen Trägheitsbelastung durch Rotation des gesamten Flugkörpers um das Massenzentrum mit Hilfe von Hilfstriebwerken. Sofort nach dem Zünden des Haupttriebwerks erfolgt eine Orientierung und die Beendigung der Rotation des Systems.

7. Flüssigmetallkomponenten (Metallschmelzen oder Legierungen) versprechen über die ponderomotorischen Wirkungen, die beim Stromfluß in radialer Richtung zwischen zwei coaxialen Elektroden auftreten, eine Nutzung für unsere Problemstellung. Leider kann diese Methode nicht für die Zugabe nichtmetallischer leitender Komponenten (z. B. konzentrierte Salpetersäure) verwendet werden, da der Prozeß von einer intensiven Wärmeabgabe begleitet ist. Eine Gewährleistung des notwendigen Drucks ist, wie Experimente zeigen, mit dem Sieden der Substanz verbunden.

8. Ausnutzung der Kapillarkraft zur Erzeugung einer Flüssigkeitssäule in der Nähe der Ausflußöffnung des Tanks. Sie wird u. a. mit Netzen, Kegelsätzen oder Zylindern mit entsprechend gewähltem Querschnitt geschaffen. Das Material der Kapillarhalterungen soll zu einem möglichst kleinen Grenzwinkel  $\theta$  führen. Denkbar ist die Anwendung von Elektroden, also dielektrischen Stoffen, die nach der Einwirkung eines elektrischen Feldes längere Zeit einen polarisierten Zustand aufrechterhalten, wodurch die Flüssig-

keit nicht nur wegen des Kapillareffekts, sondern auch durch elektrische Induktion an der Ausflußöffnung konzentriert wird.

9. Erzeugung elektrischer Kräfte durch den Dielektrophoreseeffekt. Bekanntlich sind Stoffe mit einer Dielektrizitätskonstante größer als Eins (Dielektrika) bestrebt, sich in Richtung wachsender Feldstärke zu verschieben. Wenn sich die Dielektrizitätskonstanten der flüssigen und gasförmigen Phase unterscheiden, besteht die Möglichkeit, von Elektroden mit speziellem Querschnitt ein elektrisches Feld aufzubauen, das die flüssige Komponente zur Ausflußöffnung des Tanks zieht. Ferner kann man die „Spitzenentladung“, also das Absprühen negativer Ladungen von scharfen Kanten und Spitzen, ausnutzen, um einen Flüssigkeits- oder Gasstrom nachzuführen. Sie ruft eine intensive Konvektion hervor. Daher kann sie auch zur Temperaturregulierung des Tankinhaltes dienen, indem sie ihn vermischt und damit die Temperaturen ausgleicht.

10. Die Zufuhr der Komponente zur Ausflußöffnung mit Hilfe des magnetostatischen Effekts ist leider nur bei flüssigem Sauerstoff anwendbar, der eine genügend hohe Magnetisierbarkeit besitzt. Dabei wird der flüssige Sauerstoff in das Gebiet höherer magnetischer Feldstärke eingesaugt, das keramische Magneten bzw. andere Dauermagneten in der Nähe der Ausflußöffnung des Tanks erzeugen.

11. Der Quarzwind ist eine Erscheinung, die durch starke Schalleinwirkungen in einer strömenden Flüssigkeit hervorgerufen wird. Er kann auch für die Trennung der flüssigen und gasförmigen Phase im Tank verwendet werden. Die Schwierigkeit bei der praktischen Anwendung besteht darin, komplizierte experimentelle Forschungen zur Auswahl der geeigneten Form des akustischen nichtsinusförmigen Signals durchzuführen (es ist nachgewiesen, daß Sägezahnschwingungen effektiver sind), das Streuungsmaß der akustischen Energie im Tank zu bestimmen, das einer Wärmezufuhr äquivalent ist, Kavitationseffekte zu beseitigen usw.

12. Kombinierte Methoden der Phasentrennung, bei denen einige der oben aufgeführten Methoden gemeinsam verwendet werden, können in einigen Fällen erfolgreicher sein, wie bei konkreten Treibstoffkomponenten und Tankvolumen, Häufigkeit der Wiederzündungen des Haupttriebwerks, Störungen, denen der Tank in der Schwerelosigkeit ausgesetzt ist, usw.

Viele Probleme der Schwerelosigkeit stehen in engem Zusammenhang mit den Auswirkungen auf lebende Organismen und vor allem auf den Menschen. Besonders wichtig ist es, die kombinierte Einwirkung z. B. der kosmischen Strahlung und der Schwerelosigkeit auf den Menschen zu untersuchen. (Nach japanischen Arbeiten wird die Strahlung in der Schwerelosigkeit besser vertragen als im normalen Schwerfeld.)

Alle diese Probleme berühren bei der Projektierung von Antriebssystemen (Auswahl der optimalen Antriebsausrüstung, Treibstoffe und Triebwerkstypen) nicht nur energetische, sondern auch biologische Fragen: die Auswahl von Masse und Konstruktion des Strahlungsschutzes, die Aufstellung eines Ablaufplans zum Zünden der Triebwerke während eines längeren Fluges usw.

### 5.5. Wärmeeinwirkung

Die Erwärmung der Flugkörper während des Flugs

- in der Atmosphäre durch aerodynamische Reibung, Wärmestrahlung der Triebwerke und Konvektion von der erhitzten Oberfläche des Flugkörpers,
- im Kosmos durch die Wechselwirkung mit der kosmischen Materie, durch Strahlungsaufheizung von Sonne und Planeten sowie von den Triebwerken,
- während des Eintritts in die Atmosphäre von dem in der Stoßfront aufgeheizten Gas,
- durch innere Wärmequellen (erhitzte Triebwerke und radioaktive Strahlung des Energiesystems, in dem Kernenergie genutzt wird)

gehört zu den wichtigsten Faktoren bei der Bestimmung der konstruktiven Vollkommenheit und Effektivität der Antriebssysteme.

Probleme der gasdynamischen Erwärmung fallen in einen neuen Wissenschaftszweig, der gemeinsam mit der Entwicklung von Überschallflugzeugen entstand: die gasdynamische Theorie des Wärmetransports. Die Herausbildung einer Grenzschicht bei der Abbremsung der Strömung an der Oberfläche führt zu einem Temperaturanstieg der abgebremsten Strömung bis zur Stautemperatur (s. Gl. (5.20)). Besonders bei großen Werten  $M = v_H/a$  kann sie recht hoch sein. Fehlt der Wärmeaustausch, nimmt die Oberfläche die Stautemperatur an. Da eine solche Erwärmung bei hohen Geschwindigkeiten nicht erwünscht ist, wird die Wärme von der Oberfläche abgeführt. Es tritt ein Wärmestrom auf, dessen Stromdichte (in  $\text{J m}^{-2}\text{s}^{-1}$ )

$$q = \alpha(T_1 - T_2) \quad (5.36)$$

durch die Temperaturdifferenz und die Wärmeübergangszahl  $\alpha$  bedingt ist. Diese Zahl hängt entweder von den Eigenschaften des Werkstoffes ab, nämlich von der Wandstärke  $\delta$  (in m) und der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  (in  $\text{J m}^{-1}\text{s}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) gemäß  $\alpha = \lambda/\delta$  oder beim konvektiven Wärmeaustausch von hydrodynamischen Parametern der Strömung

$$\alpha = \frac{c_p \rho_H v_H}{\text{Pr}}, \quad (5.37)$$

wobei  $\text{Pr} = c_p \rho_H \nu / \lambda$  die sogenannte PRANDTLsche Zahl bedeutet ( $\nu$ : kinematische Viskosität).

Bei großen Strömungsgeschwindigkeiten muß der Wärmetransport zusammen mit der Diffusion, der Wärmeabgabe bei chemischen Reaktionen und der Energiedissipation infolge von Reibung betrachtet werden. Der Strahlungs-

wärmeaustausch wird nach einer äußerlich ähnlichen Formel berechnet:

$$q = e\sigma(T_W^4 - T_H^4), \quad (5.38)$$

wobei  $e$  der Schwärzungsgrad der Oberfläche,  $\sigma$  die STEFAN-BOLTZMANN-Konstante,  $T_W$  die Oberflächentemperatur und  $T_H$  die effektive Temperatur der Umgebung sind. Unter kosmischen Bedingungen ist  $T_H$ :

$$T_H = \left( \frac{\omega_c}{4\pi} T_c^4 + \frac{\omega_p}{4\pi} T_p^4 \right)^{1/4}. \quad (5.39)$$

Hierbei bedeuten  $\omega_c$  und  $\omega_p$  den Raumwinkel, unter dem die Sonne bzw. ein Planet von der erwärmten Oberfläche aus zu sehen ist,  $T_c = 5785 \text{ K}$  die effektive Oberflächentemperatur der Sonne und  $T_p$  die effektive Oberflächentemperatur des Planeten.

Die größte Schwierigkeit bei der Berechnung bietet der konvektive Wärmeaustausch, da man die komplizierte Oberfläche berücksichtigen muß. Die Berechnung der Grenzschicht beinhaltet die Bestimmung der gasdynamischen Parameter nach Höhe und weiteren Koordinaten sowie die Bestimmung ihrer integralen Merkmale:

- der Grenzschichtdicke  $\delta$ , d. h. des Abstandes von der Wand, in dem die Geschwindigkeit noch 99% der Geschwindigkeit der entgegenfließenden Strömung beträgt ( $\delta \approx x/\sqrt{\text{Re}}$  für laminare und  $\delta \approx x/\text{Re}^{0.2}$  für turbulente Grenzschichten, wenn  $x$  der Abstand von der Vorderkante einer Platte ist),
- der Wärmeschichtdicke  $\delta_T$ , die durch die charakteristische Länge gegeben ist, in der sich die Temperatur der Strömung merklich ändert ( $\delta_T \approx x/\sqrt{\text{Re Pr}} = x/\sqrt{(v_H \rho c_p x)/\lambda}$ )
- der Diffusionsschichtdicke  $\delta_D$ , d. h. der Strecke, auf der sich die Konzentration einzelner Komponenten des Mediums ändert ( $\delta_D = x/\sqrt{v_H L/D}$ , mit  $L$  als charakteristischer Größe und  $D$  als Diffusionskoeffizienten),
- der Verdrängungsdicke

$$\delta^* = \int_0^\delta \left( 1 - \frac{qv}{\rho_H v_H} \right) dy, \quad (5.40)$$

- der Wegstrecke des Impulsverlustes

$$\delta^{**} = \int_0^\delta \frac{qv}{\rho_H v_H} \left( 1 - \frac{v}{v_H} \right) dy, \quad (5.41)$$

- der Wegstrecke des Energieverlustes

$$\delta_T^{**} = \int_0^\delta \frac{qv}{\rho_H v_H} \left( \frac{T_H - T}{T_H - T_W} \right) dy, \quad (5.42)$$

— der Wegstrecke für den Materialverlust infolge Diffusion

$$\delta_D^{**} = \int_0^\delta \frac{\varrho v}{\varrho_H v_H} \left( \frac{C_H - C}{C_H - C_W} \right) dy, \quad (5.43)$$

wobei  $T_W$  und  $C_W$  Temperatur und Konzentration des Stoffes an der Wandung sind.

In der Praxis bestimmt man zur Vereinfachung nicht die Gesamtverteilung der gasdynamischen Parameter, sondern ermittelt zunächst die beiden charakteristischen Fälle der Strömung, nämlich die Strömung mit laminarer und die mit turbulenter Grenzschicht, da der Wärmeaustausch bei beiden unterschiedlich ist.

**Der Wärmeaustausch in der laminaren Grenzschicht einer inkompressiblen Flüssigkeit** beruht auf der molekularen Viskosität, der Wärmeleitung und Diffusion. Ein schwieriges Problem ist die Bestimmung des Übergangs der laminaren Strömung in eine turbulente, der vom Wert der kritischen REYNOLD-Zahl ( $Re_{kr} = v_H x / \nu \approx 5 \cdot 10^6$ ), der Ausgangsturbulenz der äußeren Strömung, der Oberflächenbeschaffenheit, der Temperatur usw. abhängt. Grundgleichungen der Gasdynamik sind die NAVIER-STOKESSchen Gleichungen, die Kontinuitätsgleichung und die Gleichungen der Wärmeleitung und Diffusion. Bei einer Strömung mit großen Werten der Parameter  $Re = v_H x / \nu$ ,  $Pr = c_p \varrho_H \nu / \lambda$ ,  $Re_D = v_H x / D$  ( $Re_D$ : Diffusions-REYNOLD-Zahl) verwendet man die PRANDTLsche Gleichung. Die exakte Lösung dieser Gleichungen ist sehr kompliziert, da alle Größen entweder von drei Veränderlichen (räumliche Grenzschicht) oder zwei (zweidimensionale Grenzschicht) abhängen. Wenn die Temperatur-, Konzentrations- und Geschwindigkeitsprofile nicht von  $x$  und  $z$  ( $z$  ist senkrecht zur Strömung längs der Wand gerichtet) abhängen, vereinfacht sich die Gleichung und geht in eine gewöhnliche Differentialgleichung mit einer einzigen unabhängigen Veränderlichen  $y$  über. (Die Koordinate  $y$  gibt die Höhe in der Grenzschicht senkrecht zur Wand.) Solche Spezialfälle treten bei konstanten Temperaturen und Konzentrationen an der Wand auf; man verwendet die relative vertikale Koordinate  $y/\delta$ . Bei kleinem Längsdruckgradienten ist die Geschwindigkeitsverteilung  $v_H$ :

$$v_H = Cx^m, \quad C = \text{const} \quad (5.44)$$

( $m = 0$  gilt für die Strömung längs einer ebenen Platte,  $m = 1$  für die Strömung in der Umgebung des Staupunktes eines flachen Körpers, z. B. eines Tragflächenprofils,  $m = 0.33$  für die Strömung in der Umgebung des Staupunktes eines achsensymmetrischen Körpers usw.). Für diese Form der Grenzschicht erhält man:

$$\alpha = 0.322\lambda \sqrt{v_H/\nu} Pr^{1/3}. \quad (5.45)$$



Der Wärmestrom wird aus der Formel  $q = \alpha(T_H - T_W)$  ermittelt, wobei  $T_W$  die Wandtemperatur ist.

Beim Wärmeaustausch in der laminaren Grenzschicht einer kompressiblen Flüssigkeit müssen die Dichteänderungen des Gases in Abhängigkeit von der Konzentration, dem Druck und der Temperatur, aber auch die Temperatur- und Konzentrationsabhängigkeit der Viskosität, der Wärmeleitfähigkeit und der Werte  $Pr$  und  $c_p$  berücksichtigt werden. Bei hohen Geschwindigkeiten wird die Wärmeabgabe durch Energiedissipation und Arbeit der Druckkräfte bedeutungsvoll; bei Temperaturen um 2500 K müssen unbedingt chemische Reaktionen, Dissoziationen, Ionisation und Wärmetransport durch Strahlung usw. berücksichtigt werden. Derartige Strömungsbedingungen entstehen beim Eintritt in die Planetenatmosphäre.

Bei der Berechnung des Wärmeaustauschs in der laminaren Grenzschicht einer kompressiblen Flüssigkeit benutzt man dieselben Gleichungen wie für die inkompressible Flüssigkeit, verwendet aber anstelle der statischen Temperatur der äußeren Strömung die Stautemperatur; außerdem treten in den Energiegleichungen zusätzliche Glieder auf, die die Arbeit der Reibungs- und Druckkräfte berücksichtigen. Durch Reibung wird die Wärmemenge (in  $J\ m^{-3}s^{-1}$ )

$$E_R = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \quad (5.46)$$

frei, wobei  $\mu = \nu \rho$  die dynamische Viskosität ist. Die Druckkräfte (bei positiven Gradienten in Längsrichtung) erzeugen eine Wärmemenge

$$E_D = v_H \frac{dp}{dx}. \quad (5.47)$$

Da die so entstandene Wärme durch Wärmeleitung und Konvektion abgeführt wird, entsteht ein Gleichgewicht, bei dem für den Wert  $Pr = 1$  Wand und Grenzschicht in jedem Punkt eine einheitliche Temperatur gleich der Stautemperatur der äußeren Strömung  $T_{0H}$  gemäß Gleichung (5.20) annehmen.

Für  $Pr \neq 1$  gilt anstelle der Stautemperatur die sogenannte Thermometertemperatur:

$$T_F = T_H + r \frac{v_H^2}{2c_p}. \quad (5.48)$$

Sie ist im allgemeinen kleiner als die Stautemperatur, weil der Koeffizient

$$r = 1 + \frac{v_{1H}^2}{v_H^2} (\sqrt{Pr} - 1) \quad (5.49)$$

(wobei  $v_{1H}$  die lokale Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht bedeutet) für Gase meist kleiner als Eins ist (für Luft ist  $r \approx 0.845$ ). Gleichung (5.48) geht für  $Pr = 1$  in Gleichung (5.20) über.

Wenn die Wand nicht wärmeisoliert ist, wird für  $Pr = 1$  bei  $T_w < T_{0H}$  Wärme von der Wand aufgenommen und bei  $T_w > T_{0H}$  Wärme an die äußere Strömung abgegeben, wobei im ersten Fall die Temperatur am Rande der Grenzschicht ein Maximum hat, das den Wert von  $T_w$  für große MACH-Zahlen  $M$  um ein Vielfaches überschreitet. Für  $Pr \neq 1$  wird der Wärmeaustausch nicht von der Temperaturdifferenz zwischen  $T_w$  und  $T_{0H}$ , sondern zwischen  $T_w$  und  $T_E$  bestimmt. Bei  $T_w < T_E$  fließt die Wärme zur Wand.

Bei einer Strömung längs einer ebenen Platte ist der Wärmefluß:

$$q_1 = \alpha(T_E - T_w) = 0.332 \left( \frac{\mu_H \varrho_H}{\mu_w \varrho_w} \right)^{1/5} \frac{T_w}{T_E} \times \left( \frac{\mu^* \varrho^*}{\mu_w \varrho_w} \right)^{1/3} \lambda_w \sqrt{\frac{v_H}{\nu_w x}} \sqrt[3]{Pr} (T_E - T_w), \quad (5.50)$$

wobei  $\mu^*$  und  $\varrho^*$  für  $T^* = T_{\max}$  gelten:

$$\frac{T_{\max} - T_w}{T_{0H} - T_w} = \frac{1}{4} \left( \frac{1 - T_w/T_H}{\frac{\kappa - 1}{2} M_H^2} + 1 \right), \quad (5.51)$$

und im Falle  $T_w \geq T_H$  für  $T^* = T_w$ . Für  $\frac{\kappa - 1}{2} M_H^2 \leq 1 - \frac{T_w}{T_H}$  ist  $T^* = T_H$ .

Für die Berechnung des Wärmeflusses im vorderen Staupunkt eines achsensymmetrischen Körpers gilt die Beziehung

$$q_1 = \alpha(T_{0H} - T_w) = 0.763 \lambda_w (T_{0H} - T_w) \sqrt{\frac{\beta}{\nu_w}} Pr^{0.4} \left( \frac{\mu_H \varrho_H}{\mu_w \varrho_w} \right)^{0.4}, \quad (5.52)$$

für einen ebenen Körper:

$$q_1 = 0.57 \lambda_w (T_{0H} - T_w) \sqrt{\frac{\beta}{\nu_w}} Pr^{0.4} \left( \frac{\mu_H \varrho_H}{\mu_w \varrho_w} \right)^{0.4}. \quad (5.53)$$

Wenn Temperatur und Druck an der Wand Werte annehmen, wie sie bei einer adiabatischen Abbremsung auftreten, gelten für  $\lambda_w$  und  $\nu_w$  die Beträge nach dem senkrechten Stoß. Der Koeffizient  $\beta$  ist für einen kreisförmigen Querschnitt

$$\beta \approx 2a_{kr}/b, \quad (5.54)$$

wobei  $a_{kr}$  die kritische Schallgeschwindigkeit und  $b/2$  die halbe Kantenstärke oder (bei sphärischer bzw. zylindrischer Krümmung) der Abstand vom Staupunkt bis zum Punkt  $\varphi \approx 45^\circ$  sind.

Der Wärmefluß an der Seitenfläche eines Konus ist gleich

$$q_1 = 0.575 \left( \frac{\mu_H \varrho_H}{\mu_W \varrho_W} \right)^{\frac{1}{15}} \cdot \frac{T_W}{T_E} \left( \frac{\mu^* \varrho^*}{\mu_W \varrho_W} \right)^{1/3} \sqrt{\frac{v'_H}{\nu_W x}} \sqrt[3]{\text{Pr}} (T'_E - T_W) \lambda_W, \quad (5.55)$$

wobei  $T'_E$  und  $v'_H$  für die Strömung außerhalb der Grenzschicht längs der Konusoberfläche gelten.

**Der Wärmeaustausch in einer turbulenten Grenzschicht** wird nicht theoretisch berechnet, da es wegen des Fehlens eines universellen Ausdrucks für die Reibung nicht möglich ist, Differentialgleichungen für Bewegung und Energie aufzustellen. Die allgemeine Reibungsspannung in einer turbulenten Strömung ist durch die molekulare Viskosität und die sogenannte Turbulenzviskosität gegeben:

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \varrho \varepsilon \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}, \quad (5.56)$$

wobei  $\varepsilon$  der Koeffizient der Turbulenzviskosität ist, der entweder empirisch oder aus der Theorie der Turbulenz bestimmt wird. Im allgemeinen folgt man der Mischungswegtheorie von PRANDTL, wonach

$$\varepsilon = l^2 (\partial \bar{v} / \partial y) \quad (5.57)$$

ist, wenn  $l$  der Mischungsweg oder die Turbulenzlänge ist.  $l$  ist in erster Näherung dem Abstand zur Wand proportional und wird in der Regel experimentell bestimmt.

Das Geschwindigkeitsprofil in der Grenzschicht entspricht dem Temperaturprofil und wird als Potenzgesetz

$$v/v_H = (T - T_W)/(T_H - T_W) = (y/\delta)^{1/n} \quad (5.58)$$

dargestellt, wobei  $n = 7$  bis  $9$  REYNOLD-Zahlen  $\text{Re} = v_H x / \nu_H$  von  $10^5$  bis  $10^8$  entsprechen.

Der Wärmestrom folgt aus

$$q_t = \alpha (T_{0H} - T_W) \quad (5.59)$$

mit

$$\alpha = \tau_W c_p / v_H. \quad (5.60)$$

Wenn der Längsgradient des Druckes gering ist und die Ausgangspunkte der Wärmegrenzschicht und der dynamischen Grenzschicht zusammenfallen, ist

$$\alpha = \frac{0.455}{2(\lg \text{Re})^{2.58}} \cdot c_p \varrho_H v_H. \quad (5.61)$$

Diese Formel gilt für  $\text{Re}_x = 5 \cdot 10^5$  bis  $5 \cdot 10^9$ .

Besteht die Notwendigkeit, den Wärmeaustausch in einer kompressiblen turbulenten Strömung zu bestimmen, ist anstelle von  $T_{0H}$  in Gleichung (5.59) die Temperatur  $T_E$  nach Gleichung (5.48) mit einem etwas größeren Koeffizienten  $r = 0.89$  als für die laminare Strömung zu nehmen. Die Wärmeübergangszahl  $\alpha$  läßt sich mit dem Reibungskoeffizienten  $C_f$  berechnen

$$C_f = 0.058 \operatorname{Re}_x^{-0.2} \left( \frac{T_w}{T_E} \right)^{-0.27} \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} r M_H^2 \right)^{-0.55}, \quad (5.62)$$

denn es gilt:

$$\alpha = \frac{1}{2} C_f c_p \rho_H v_H. \quad (5.63)$$

Die Wärmeströme für eine konische Oberfläche sind um 10 bis 20% größer als für ebene Platten (unter der Voraussetzung, daß alle bestimmenden Größen gleich sind).

Für den Wärmeaustausch in der Umgebung des Staupunktes eines flachen oder achsensymmetrischen Körpers gilt die Beziehung

$$q_t = 0.84 g c_p \rho_1 \beta x (T_E - T_w) \left( \frac{\beta x^2}{v_1} \right)^{-0.2} \left( \frac{T_w}{T_E} \right)^{-0.16} \operatorname{Pr}^{-0.6}, \quad (5.64)$$

wobei  $\rho_1$  die Dichte in der Strömung längs der Wand hinter der Stoßwelle bedeutet und die Strömungsgeschwindigkeit  $v_1 = \beta x$  direkt proportional dem Abstand vom vorderen Staupunkt ist. Im vorderen Staupunkt ist  $x = 0$  und folglich  $q_t = 0$ . Daher berechnet man zuerst den laminaren Wärmeaustausch  $q_1$  und dann von der Stelle  $q_t = q_1$  den turbulenten. Die genauen Betrachtungen erfordern die Bestimmung des Übergangspunktes der laminaren Schicht in die turbulente. In der angegebenen Näherungsformel kann  $\beta = a_{kr}/r_0$  gewählt werden, wobei  $a_{kr}$  die kritische Schallgeschwindigkeit und  $r_0$  den Krümmungsradius der Kante bedeuten. Bei  $x = r_0$  erreicht die Geschwindigkeit  $v_1$  die kritische Schallgeschwindigkeit.

Der Wärmeaustausch unter Berücksichtigung chemischer Reaktionen bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten wird für ebene Platten nach der Näherungsformel

$$q = 0.332 \frac{H_H - H_w}{c_{pW}} \sqrt{\frac{v_H}{v_w x}} \left( \frac{\mu_H \rho_H}{\mu_w \rho_w} \right)^{1/3} \quad (5.65)$$

bestimmt, wobei  $H_H$  und  $H_w$ , die Enthalpie bei den Temperaturen  $T_H$  und  $T_w$ , von der chemischen Zusammensetzung der Strömung abhängt und  $c_{pW}$  der Mittelwert der spezifischen Wärme bei  $T_w$  ist. Bei der Berechnung wird die Ähnlichkeit der dynamischen Grenzschichtprofile sowie des Temperatur- und Enthalpieverlaufs vorausgesetzt.

Der Wärmeaustausch unter der Berücksichtigung chemischer Reaktionen bei großen Strömungsgeschwindigkeiten wird nach

$$q = \frac{\alpha}{c_p} (kH_{0H} - H_w) \quad (5.66)$$

berechnet. Für die Gesamtenthalpie, die durch die Wärmeenergie sowie die chemische und kinetische Energie der äußeren Strömung bedingt ist, gilt

$$H_{0H} = \int_0^{\delta} c_p T + H_{\text{chem}} + \frac{v_H^2}{2}. \quad (5.67)$$

Der Koeffizient  $k < 1$  wird experimentell bestimmt. Für den Wert von  $\alpha$  brauchen die chemischen Reaktionen nicht berücksichtigt zu werden, man muß jedoch die konkreten Eigenschaften des Mediums beachten (s. Gln. (5.50), (5.52), (5.53), (5.55)). Die chemische Enthalpie  $H_{\text{chem}}$  ist die mit entgegengesetztem Vorzeichen genommene Verbrennungswärme der chemisch aktiven Komponenten der Grenzschicht.

Der Einfluß der chemischen Reaktionen auf den Wärmeaustausch wird über die Temperaturabhängigkeit der Enthalpie berücksichtigt. Die Berechnung der chemischen Reaktionen eines mehrkomponentigen Mediums ist recht schwierig. Zur Vereinfachung setzt man im allgemeinen entweder chemisches Gleichgewicht oder eine „eingefrorene“ chemische Zusammensetzung voraus. Im ersten Fall, der übrigens zur Berechnung des Wärmeaustauschs in der Grenzschicht herangezogen wird, geht man davon aus, daß die Geschwindigkeiten  $v_{x1}$  und  $v_{x2}$  (in  $\text{kg}/(\text{m}^3\text{s})$ ) der Hin- und Rückreaktion gleich sind ( $-v_{x1} = v_{x2}$ ). Auf chemische Reaktionen des Typs  $\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{O} + \text{O}$  angewandt, bedeutet dies:

$$v_{x1} = k_1 \frac{C_1 C_2}{M_1} = v_{x2} = k_2 C_2^2 \frac{\rho M_1}{M_2}, \quad (5.68)$$

wobei  $k_i$  die Geschwindigkeitskonstanten sind und nach der ARRHENIUSschen Gleichung

$$k = k_0 \exp [-E/(RT)] \quad (5.69)$$

bestimmt werden, in der  $E$  die Aktivierungsenergie ist. Im allgemeinen hängen die Konstanten  $k$  vom Druck ab. Ein chemisches Gleichgewicht liegt dann vor, wenn die Reaktionsgeschwindigkeit die Transportgeschwindigkeit durch Diffusion und Konvektion um ein Vielfaches übersteigt, d. h., die Zusammensetzung des Gemischs wird nur durch Temperatur und Druck bestimmt.

Bei einer „eingefrorenen“ Strömung setzt man  $v_{x1} = v_{x2} = 0$  voraus.

Damit haben wir die Grundprinzipien des Wärmeaustauschs unter den Be-

dingungen der Gasdynamik der Kontinua betrachtet. Ihr Anwendungsbereich wird annähernd durch folgende Ungleichung begrenzt:

$$M_H/\sqrt{\text{Re}} < 0.01. \quad (5.70)$$

Mit zunehmender Höhe, d. h., beim Verlassen der Atmosphäre, wächst die MACH-Zahl  $M_H$  und verringert sich die REYNOLD-Zahl  $\text{Re}$ . Im Gebiet

$$0.01 < M_H/\sqrt{\text{Re}} < 1 \quad (5.71)$$

werden die Gasmoleküle, die die Oberfläche umströmen, bereits nicht mehr gestaut, sondern gleiten über die Fläche (Bereich der Gleitströmung). Schließlich wird ein Punkt erreicht, an dem das Medium nicht mehr als homogen, sondern als aus unabhängigen Molekülen und Atomen bestehend, angesehen werden muß. Die Teilchen wechselwirken miteinander elastisch, mit den Wänden des Flugkörpers jedoch unelastisch (mit Energieaustausch). Diese Prozesse dominieren bei

$$M_H/\text{Re} > 10. \quad (5.72)$$

**Die Gleitströmung** ist das am wenigsten erforschte Gebiet der Gasdynamik. Daher gibt es für die Berechnung nur Näherungsmethoden, die von den gasdynamischen Gleichungen der Kontinua ausgehen, aber durch entsprechende Randbedingungen die Prozesse der Gleitströmung berücksichtigen. Auf diese Weise ist eine mittlere Wärmeübergangszahl für Platten und Kugeln,

$$\bar{\alpha} = \frac{\lambda}{x} 0.52 M_H \left\{ \exp \frac{\text{Re Pr}}{1.35 M_H^2} \text{erf } c \sqrt{\frac{\text{Re Pr}}{1.35 M_H^2}} - 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\text{Re Pr}}{1.35 M_H^2}} \right\}, \quad (5.73)$$

bestimmt worden, die jedoch nur für Näherungsrechnungen nach der Beziehung  $q = \bar{\alpha}(T_{\text{OH}} - T_{\text{W}})$  verwendet werden kann. Die Fehlerfunktion ist

$$\text{erf } c = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-x^2) dx. \quad (5.74)$$

**Die freie Molekularströmung** wird aus der kinetischen Gastheorie berechnet (BOLTZMANN-Gleichung). Bei großen Fluggeschwindigkeiten (um 8 km/s), bei denen diese Strömungsart auftritt, kann die mittlere Wärmebewegung der Atome und Moleküle von rund 0.5 km/s vernachlässigt werden. Bei unelastischen Stößen (wenn die Temperatur der Wand unter 1000 K liegt) ist die Wärmeflußdichte ( $m$  Masse der Teilchen,  $N$  Teilchenzahldichte):

$$q = \frac{1}{2} m v^3 N. \quad (5.75)$$

Die betrachteten Fragen des Wärmeaustauschs bei Flugkörpern geben einen Einblick in die Kompliziertheit dieser Prozesse. Die Beispiele zeigen, welche riesigen Temperaturen bei der Wärmeeinwirkung in diesen Körpern entstehen können. Allerdings konnten hier nur einige Fragen dieses komplizierten und umfangreichen Problemkreises, der für die moderne Raumfahrtforschung sehr wichtig ist, betrachtet werden, um einen Einblick in die Problematik zu geben.

Wir wollen uns noch auf eine einfache Aufzählung von Fragen beschränken, die eine große Bedeutung bei der Berechnung von Wärmeeinwirkungen haben. Sie sind Teilgebiete von Spezialvorlesungen:

- nichtstationärer Wärmeaustausch in dicken Hüllen unter Berücksichtigung der räumlichen Wärmeleitung in ihnen und zu den angrenzenden Konstruktionsteilen;
- Wärmeaustausch beim Vorhandensein wärmeisolierender Deckschichten;
- Bestimmung von  $T_H$  beim Flug in der Nähe von Planeten, einmal für die Stoßwellen, die bei der aerodynamischen Abbremsung in der Planetenatmosphäre entstehen, und zum anderen für die mit Überschallgeschwindigkeit aus dem Triebwerk austretenden Gase;
- Wärmetransport von den Außenflächen des Flugapparats und den erwärmten Teilen der Triebwerke zu den inneren (Bord)-Elementen und Aggregaten, besonders den Treibstofftanks;
- nichtstationärer Wärmeaustausch unter den Bedingungen einer aktiven Kühlung: Einblasen von Gas in die Grenzschicht (durch Spalte, porige Wände, Öffnungen), Wärmeabführung durch Strahlungskühler (Wärmerohre, Wärmepumpen), aktive Regulierung der physikalischen Oberflächeneigenschaften (Jalousien, Materialien mit veränderlichen Strahlungs- und Absorptionseigenschaften<sup>1)</sup>), z. B. mit Hilfe elektrostatischer Felder, Ventilationssysteme zum Ausgleich der Temperaturverhältnisse innerhalb des Flugkörpers usw.;
- Wärmeaustausch bei Anwesenheit eines Vakuums, bei Vakuumabschirmung und anderen Isolierungen mit kryogenen Temperaturen;
- Wärmeaustausch unter den Bedingungen starker akustischer und pseudoakustischer Einwirkungen, beim Vorhandensein elektrischer und magnetischer Felder sowie anderer physikalischer Faktoren;
- Wärmeaustausch bei der räumlichen Wärmeerzeugung, die bei der Anwendung von Kernenergiesystemen auftritt.

Alle diese Fragen werden zur Zeit sowohl experimentell als auch theoretisch intensiv untersucht, da von ihrer erfolgreichen Lösung Entwicklung und neue Erfolge der Raumfahrt abhängen.

<sup>1)</sup> Es gibt Farbstoffe, die beim Erhitzen die Farbe verändern, und Spezialgläser, die ihre Transparenz umgekehrt proportional zur einfallenden Strahlungsintensität ändern; außerdem sind Projekte bekannt, bei denen durch photochemische Prozesse die Transparenz reguliert werden soll.

## 5.6. Meteoritengefahr

Mikrometeoriten hielt man bis zum Beginn der praktischen Raumfahrt für eine der Hauptgefahren, die Langzeitflüge verhindern könnten. Jetzt ist erwiesen, daß für ein Durchschlagen der Außenhülle des Flugkörpers nur eine äußerst geringe Wahrscheinlichkeit besteht:

Zeit zwischen zwei Durchschlägen 1            100            10000            100000  
pro 1 m<sup>2</sup> in Tagen:

Dicke der Aluminiumschicht, mm 0.2            1            3            15

Die Tabelle bezieht sich auf die sogenannten *sporadischen Meteoriten*. Im Weltraum gibt es jedoch auch *Meteoritenströme*, die nach den gegenwärtigen Kenntnissen Überreste von zerfallenen Kometen sind (Tabelle 5.3). Die Anzahl der Meteoritenkörper pro Volumeneinheit und damit die Aufschlagwahrscheinlichkeit ist in solchen Strömen um eine bis mehrere Größenordnungen höher. Dieses höhere Risiko läßt sich durch eine entsprechend gewählte Startzeit vermeiden.

Tab. 5.3. Meteorströme, die eine Gefährdung bedeuten könnten

Datum des Erscheinens	Bezeichnung	Radiant		Zeitdauer des Auftretens in Stunden
		Rektas- zension	Deklina- tion	
3. Januar	Quadrantiden	230°	+52°	30–40
21. April	Lyriden	270°	+33°	7–10
10.–13. Januar	Perseiden	47°	+58°	40–50
20.–30. Oktober	Orioniden	96°	+15°	11–20
16.–17. November	Leoniden	152°	+22°	10–15
11.–13. Dezember	Geminiden	113°	+32°	60

**Die Durchschlagkraft** der Meteoriten hängt nicht nur von ihrer Masse ( $g$ ) und Geschwindigkeit ( $m/s$ ) ab, d. h., von der kinetischen Energie, sondern auch von den Materialeigenschaften der getroffenen Wand.

In einem Material der Dichte  $\varrho_B$ , in dem die Schallgeschwindigkeit

$$c = \sqrt{\frac{E_B}{\varrho_B}} \quad (5.76)$$

beträgt, wobei  $E_B$  der Elastizitätsmodul (YOUNG'scher Modul) ist (Tab. 5.4), erzeugt ein Meteorit der Dichte  $\varrho_M$  und der Größe  $d_M$  bei einer Aufprallgeschwin-



digkeit  $v_M$  die Kratertiefe  $h$ :

$$\frac{h}{d_M} = K'(\rho_M/\rho_B)^\alpha (v_M/c)^\beta. \quad (5.77)$$

Tab. 5.4. Einige Eigenschaften wichtiger in der Raumfahrt eingesetzter Materialien bei der Temperatur von  $400^\circ\text{C}$

Material	Dichte $\text{kg/m}^3$	Elastizitätsmodul $E$ $10^{11} \text{ N/m}^2$	Schallgeschwindigkeit $10^3 \text{ N}^{1/2}\text{m}^{1/2}\text{kg}^{-1/2}$
Aluminium	2690	0.5	1.36
Magnesium	1740	0.7	2.01
Beryllium	1850	3.0	4.02
Stahl	7800	1.8	1.51
Titan	4500	1.0	1.49

Hierbei ist  $K'$  ein Proportionalitätsfaktor. Für sphärische Meteoriten,

$$d_M^3 = 6m_M/(\pi\rho_M), \quad (5.78)$$

folgt, nach Einführung eines weiteren Koeffizienten  $K''$ ,

$$h = K'K''(6/\pi)^{1/3} \rho_M^{-1/3} m_M^{1/3} (\rho_M/\rho_B)^\alpha \cdot (v_M/c)^\beta. \quad (5.79)$$

Hierbei ist  $m_M$  in g und  $\rho$  in  $\text{g/cm}^3$  einzusetzen. Dann folgt  $h$  in cm. Nach Angaben des Kometen- und Meteoritenspezialisten WHIPPLE kann man folgende Werte annehmen:  $K' = 2$ ;  $K'' = 1.75$ ;  $\alpha = 0.5$  und  $\beta = 2/3$ .

In der Praxis geht man nicht von der Einschlagtiefe, sondern von der notwendigen Wandstärke  $\delta$  aus, die aus der Wahrscheinlichkeit  $P_0$  folgt, daß die Wand nicht durchschlagen wird.  $P_0$  ist mit der Anzahl  $N$  der möglichen Kollisionen über

$$P_0 = \exp(-N) \quad (5.80)$$

verknüpft.  $N$  folgt aus der empirischen Beziehung

$$N = \eta S \tau / m^\gamma, \quad (5.81)$$

wobei  $\eta$  und  $\gamma$  Konstanten,  $S$  die Oberfläche und  $\tau$  die Flugdauer sind. Aus den Beziehungen ergibt sich

$$\delta = h \left( \frac{\eta S \tau}{-\ln P_0} \right)^{\gamma/3} \left( \frac{2}{3\beta\gamma + 2} \right)^{\gamma/3} \quad (5.82)$$

mit  $\eta = 5.7 \cdot 10^{-9}$  und  $\gamma = 1.34$  (nach WHIPPLE). Der Ausdruck in der ersten Klammer ist die kritische Masse des Meteoriten

$$m_{kr} = (\eta S \tau / N)^\gamma > 10^{-4} - 10^{-3} \text{ g}, \quad (5.83)$$

bei deren Überschreiten Durchschläge möglich sind. Für praktische Berechnungen von  $\delta$  nimmt man gewöhnlich  $\rho_M = 0.44 \text{ g/cm}^3$  und  $v_M = 30 \text{ km/s}$  an.

**Die Erosion** durch Meteoriten an der Außenfläche der Flugkörper (besonders gefährdet sind optische Teile, Sonnenbatterien, Triebwerksdüsen u. a.), wird im wesentlichen von Meteoriten der Masse kleiner als  $10^{-3}$  bis  $10^{-4} \text{ g}$  hervorgerufen. Intensive Erosion erfolgt unter der Einwirkung von Teilchen der Masse  $10^{-7} \text{ g}$ , die relativ häufig sind.

**Der Schutz vor Meteoriten** ist ein sehr wichtiges Problem bei längeren Raumflügen. Man unterscheidet verschiedene Schutzmaßnahmen:

- Erhöhung der Wanddicke,
- Anbringen spezieller Außenverkleidungen,
- Verringerung der Oberflächen der am meisten gefährdeten Teile,
- Anbringen von Schutzschilden,
- Einsatz von Systemelementen in doppelter oder dreifacher Ausführung,
- Wahl einer ungefährdeten Flugbahn.

### *5.7. Auswirkungen des kosmischen Vakuums auf Raumflugkörper*

Der Begriff des kosmischen Vakuums ist relativ. Im Kosmos gibt es ungeheure Massen in unvorstellbar großen Räumen. Die Massekonzentration pro Raumeinheit ist um ein Vielfaches geringer als sich in modernen Vakuumkammern realisieren läßt.

Das kosmische Vakuum hat für einige Probleme der Raumfahrt Bedeutung:

- Entweichen des Gases an Bord der Raumflugkörper;
- Beschleunigung der ausströmenden Gase auf sehr hohe Geschwindigkeiten;
- Verdampfen bestimmter Materialien der Grundkonstruktion der Flugkörper;
- Verdampfen von Farben, Schutzhüllen und Anstrichen;
- Belastungen durch Druckgefälle;
- Unterkühlung bei der Verflüchtigung kryogener Komponenten;
- Möglichkeit der Schaffung einer sehr effektiven (vakuumabgeschirmten) Isolation.

Das Gas entweicht unter den Bedingungen des Vakuums nicht nur durch Öffnungen und Poren im Druckbehälter, sondern auch unmittelbar durch die Wände. So dringt Helium bei einer Temperatur von  $600^\circ\text{C}$  und einem Druck von  $60 \text{ bar}$  ( $6 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ ) durch die Rohrwandung aus rostfreiem Stahl (Außendurchmesser  $35 \text{ mm}$  und Wanddicke  $1.57 \text{ mm}$ ), wenn die Umgebung nur einen Druck von  $10^{-3} \text{ N/m}^2$  besitzt. Dieser Druck herrscht in einer Höhe von  $150$  bis  $200 \text{ km}$  über der Erdoberfläche. Die Ausströmgeschwindigkeit beträgt unter diesen Bedingungen  $10^{-5} \text{ l/(m}^2\text{s)}^1$ . Wasserstoff strömt unter gleichen Voraus-

<sup>1)</sup> Litermenge des Gases unter Normalbedingungen.

setzungen etwa  $10^6$ mal schneller aus, d. h. mit  $6.3 \text{ l}/(\text{m}^2\text{s})$ . Die Ausströmgeschwindigkeit von Stickstoff beträgt ein Drittel davon. Dieser Vergleich bedeutet jedoch nicht, daß sich Helium leichter im Weltraum bewahren läßt. Die Heliumatome sind sehr klein und dringen daher sehr leicht durch kleine Öffnungen ins Freie. Die Wasserstoffmoleküle sind größer. Das hemmt das Ausströmen aus kleinen Öffnungen. Wasserstoff diffundiert jedoch wegen seiner chemischen Aktivität sehr stark durch die Wände der Behälter.

Die in das Vakuum ausströmenden Gase werden auf Überschallgeschwindigkeiten beschleunigt. Dadurch treten Störkräfte auf, die durch Orientierungs- und Steuerungssysteme kompensiert werden müssen. Diese Aufgabe stellt eine zusätzliche Belastung der bordeigenen Energiereserven dar. Es ist notwendig, spezielle Ausströmdüsen anzubringen, um diesen Prozeß zu steuern und die auftretenden Kräfte zu kompensieren oder nutzbar zu machen.

Die Verdampfung des Materials im Vakuum ist selbst bei normalen Temperaturen bereits merklich. Einige Metalle (z. B. Kadmium) verflüchtigen sich ziemlich rasch: Bei  $120^\circ\text{C}$  verdampft ein Blatt von 2 mm Stärke vollständig innerhalb eines Jahres. (Wirkt das Vakuum nur einseitig, dann ist die Verdampfungsrate  $1 \text{ mm/a}$ ).

Die Verdampfungs geschwindigkeit eines beliebigen Stoffes ist:

$$\dot{G} = p_H \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}}, \quad (5.84)$$

wobei  $p_H$  der gesättigte Dampfdruck der betrachteten Substanz,  $T$  die Temperatur der verdampfenden Oberfläche und  $\mu$  die Molmasse des Stoffes sind.  $p_H$  läßt sich schwierig bestimmen. Daher unterscheiden sich die Angaben verschiedener Autoren mitunter stark. In Abbildung 5.6 ist der Wert von  $p_H$  für die am häufigsten verwendeten Stoffe und in Abbildung 5.7 deren Verdampfungs geschwindigkeit dargestellt. Die Tabelle 5.5 enthält in Abhängigkeit von der Temperatur die Schichtdicke, die innerhalb eines Jahres verdampft. Zur Verringerung der Verdampfung setzt man spezielle Schutzhüllen ein oder benutzt Stoffe mit niedriger Verdampfung. Unter bestimmten Umständen erscheint es vorteilhaft, leichtflüchtige Materialien einzusetzen, z. B. für Versteifungen, die die beim Start auftretenden Andruckbelastungen mindern. Da im Weltraum starke äußere Kräfte fehlen, werden diese Konstruktionselemente überflüssig. Sie verdampfen.

Die Verdampfung von Materialien in Systemen mit speziellen Funktionen hat schwerwiegende Folgen. Als besonders gefährdet gelten Beläge mit bestimmten optischen Eigenschaften, ferner Schmiermittel an reibenden Teilen, denn die Verdampfung des Schmiermittels kann zum kalten Vakuumverschmelzen der Metalle führen, was unausbleiblich zur Havarie führt. Die

einwandfreie Funktion der optischen Systeme kann beeinträchtigt werden, wenn sich Verdampfungsprodukte der Objektivfassungen oder Blenden auf den optischen Bauelementen niederschlagen.

**Die Belastung durch Druckgefälle** ist im freien Weltraum recht beträchtlich. Der Druck in abgeschlossenen Raumelementen ist im Weltraum ein Überdruck, der die Konstruktion des Raumflugkörpers belastet. Es ergeben sich

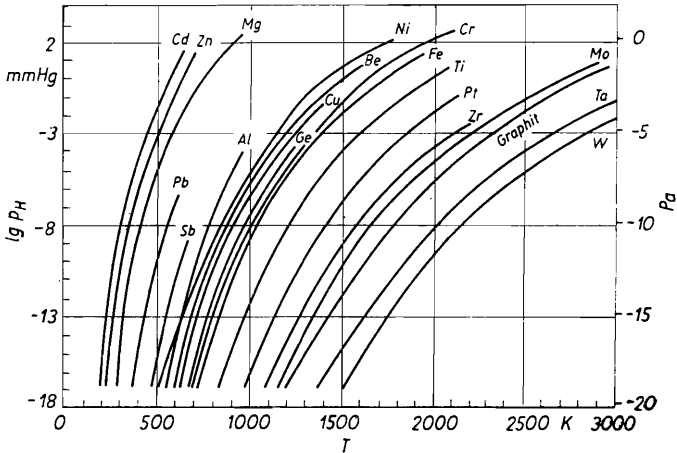


Abb. 5.6. Der Druck gesättigter Dämpfe gebräuchlicher Metalle

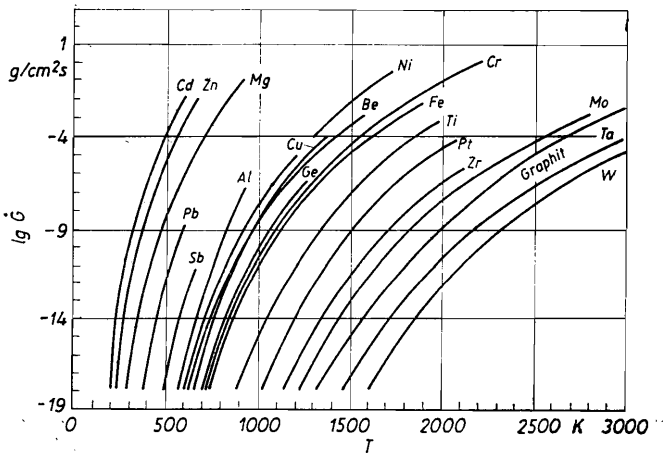


Abb. 5.7. Verdampfungsgeschwindigkeit der gebräuchlichsten Metalle im Vakuum

Tab. 5.5. Temperatur, bei der die angegebene Schichtstärke verdampft

Substanz	Schmelz- temperatur (°C)	$t$ (°C) zum Abtragen von		
		$10^{-1}$ cm/a	$10^{-3}$ cm/a	$10^{-5}$ cm/a
Cd	320	120	80	40
Se	220	120	80	50
Zn	420	180	130	70
Mg	650	240	170	110
Li	180	280	210	150
Sb	630	300	270	210
Bi	270	400	320	240
Pb	330	430	330	270
Ag	960	700	590	480
Al	660	810	680	550
Be	1280	840	700	620
Cu	1080	900	760	630
Ge	940	950	800	660
Fe	1510	1050	900	770
Si	1410	1080	920	790
Ni	1450	1090	940	800
Ti	1670	1250	1070	920
Pt	1770	1560	1340	1160
Zr	1850	1740	1500	1280
Mo	2610	1900	1630	1380
C	3700	1880	1680	1530
W	3400	2500	2150	1880
MgO	2800	1090	730	540
ZrO <sub>2</sub>	2700	1480	1320	1070
BeO	2550	1700	1480	1340

aber auch Möglichkeiten, den Druck zu nutzen, z. B. beim Absprengen bestimmter Teile, bei der Inbetriebnahme von Gasturbinen usw.

**Die Unterkühlung von Raumflugkörpern**, besonders der Ausströmstutzen und der porösen Oberflächen, bei der Verflüchtigung kryogener Flüssigkeitskomponenten hat zwei Ursachen: Wärmeentzug während des Verdampfungsprozesses und Expansion des Gasstroms. In diesem Zusammenhang sei darauf verwiesen, daß die Expansion mitunter von einem intensiven Wärmeentzug begleitet ist, so daß sich im Gasstrom Kristallisationszentren bilden, wo ein Teil der Dämpfe bereits wieder auskristallisiert.

**Die Schaffung einer abgeschirmten Vakuumisolation** gehört zu den nutzbringenden Seiten des Weltraumvakuums. Es sind Thermosgefäße, in denen durch das Vakuum jeglicher Wärmeaustausch durch Wärmeleitung und Konvektion verhindert wird. Auf der Erde ist die Herstellung solcher Ge-

fäße von großen Dimensionen ein kompliziertes technisches Problem. Dazu gehören Herstellung und Aufrechterhaltung des Vakuums und konstruktive Lösungen, um die durch den Druckunterschied auftretenden Kräfte abzufangen. Unter Weltraumbedingungen läßt sich eine abgeschirmte Vakuumisolation leicht realisieren. Alumierte PVC- oder Polyäthylenterephthalatfolie, die so geformt ist, daß kein Kontakt zwischen den Schichten bestehen kann, wird zu mehreren Lagen zusammengefaßt und auf der zu isolierenden Oberfläche befestigt. Im Weltraum entweicht die Luft aus den Räumen zwischen den einzelnen Schichten. Die so erzeugte Isolation ist wesentlich effektiver als in neuzeitlichen Thermosgefäßen auf der Erde.

Zu den weiteren Nutzenwendungen des Weltraumvakuums zählen: Herstellung von Vakuumkondensatoren, Vakuumprüfständen, elektronischen Systemen im freien Vakuum, elektrischen Generatoren usw.

### 5.8. Elektromagnetische Strahlung

Neben der in Kapitel 5.5. betrachteten Wärmeeinwirkung muß der Einfluß der elektromagnetischen Strahlung der Sonne auf Raumflugkörper betrachtet werden. Sie ruft auf der Oberfläche Prozesse der Photoionisation und Photoemission hervor, die zur elektrostatischen Aufladung oder umgekehrt zu einem Abfließen der Ladung des Raumflugkörpers führen. Die Photoionisation wird in der Raumfahrt im allgemeinen (wie die Wärmeeinwirkung) als Störfaktor angesehen. Der durch die elektromagnetische Strahlung der Sonne hervorgerufene photoelektrische Strom beträgt in der Erdbahntfernung für die in der Raumfahrt eingesetzten Materialien etwa  $2.5 \cdot 10^{-9}$  A/cm<sup>2</sup>. Der Flugkörper lädt sich positiv auf, wobei eine Ladungskonzentration an vorstehenden Teilen, z. B. den Antennen, auftritt, die u. a. zu Störungen der Funkverbindung führen kann. Ströme über die im umgebenden Raum vorhandenen freien Elektronen und negativen Ionen lassen ein Ladungsgleichgewicht entstehen. Die Ladungen der Raumflugkörper durch die Photoionisation kann in einigen Fällen bis zu 100 V betragen.

Für die praktische Raumfahrt ist die elektromagnetische Strahlung der Sonne eine wichtige Energiequelle mit breiter Anwendung. In Tabelle 5.6 ist der wesentlichste Parameter, die spezifische Masse, für einige Sonnenenergiesysteme angegeben. Die Tabelle enthält sowohl die gebräuchlichen als auch die in Zukunft zu erwartenden Varianten. Als effektiv werden gegenwärtig Systeme angesehen, die eine Leistung bis zu 10 kW besitzen. Für höhere Leistungen sind Kernenergiequellen günstiger. Man teilt die Sonnenenergiesysteme nach den physikalischen Prozessen in drei Grundtypen ein: photoelektronischer, photothermischer und photoreaktiver Typ.

Tab. 5.6. Eigenschaften einiger Sonnenenergiesysteme in Erdbahntfernung von der Sonne

System	Wirkungsprinzip und Aufbau	spezifische Masse (kg/kW) in Bezug auf	
		elektrische Leistung	Rückstoß- leistung
photoelektro- statisch	Bei der Photoemission werden Elektronen aus dem Emitter herausgeschlagen, der sich positiv auflädt	$10^5 - 10^4$	—
photochemisch	Verschiedene gasförmige und flüssige Substanzen besitzen die Eigenschaft, bei chemischen Reaktionen Licht zu absorbieren und es bei der Rückreaktion in der Dunkelheit wieder abzustrahlen	$10^3 - 2 \cdot 10^2$	—
äußerer licht- elektrischer Effekt (Photozelle)	Der Photoemitter befindet sich in einem hermetisch abgeschlossenen, aber lichtdurchlässigen Behälter	150—80	—
photoreaktiv	Der Strahlungsdruck bewegt über ein „Sonnenwindrad“ einen Elektrogenerator oder erzeugt am „Sonnensegel“ einen Schub	100—80	0.1
photo- mechanisch	Die Leistung bei der Ausdehnung fester oder flüssiger Substanzen bei zyklischer Beleuchtung und Aufheizung wird auf einen Elektrogenerator übertragen	50—80	—
innerer licht- elektrischer Effekt (Sonnenbatterie)	Halbleiterphotoelemente: die Katode oder <i>n</i> -Schicht besteht aus Silizium mit einer Beimischung von Arsen; die Anode oder <i>p</i> -Schicht aus Silizium mit Beimischungen von Bor	60—40	70—50
photothermisch	Umwandlung der Sonnenstrahlung in Wärme und danach in elektrische Energie durch Erwärmung tiefgekühlter indirekter Konverter oder durch Erhitzen des Arbeitsmediums eines Turbogenerators auf sehr hohe Temperaturen und anschließender Kondensation	60—20	0.45

Fortsetzung der Tabelle 5.6

System	Wirkungsprinzip und Aufbau	spezifische Masse (kg/kW) in Bezug auf	
		elektrische Leistung	Rückstoß- leistung
pyroelektrisch	Aus der Eigenschaft bestimmter Dielektrika (z. B. Polytetrafluoräthylenfolien), ihre Dielektrizitätskonstante bei zyklischer Erwärmung zu verändern, so daß an den Platten eines Kondensators ein Wechselstrom anliegt	50—20	—

**Photoelektronische Energieanlagen** (Sonnenbatterien) haben in der gegenwärtigen Entwicklungsphase der Raumfahrt die größte Bedeutung. Die Wirkungsweise der Solarzellen besteht darin, daß Quanten der Sonnenstrahlung auf eine dünne (2,5 µm) Siliziumschicht fallen und im Siliziumatom von den vier Außenelektronen absorbiert werden, die ihre Plätze im Kristallgitter ver-

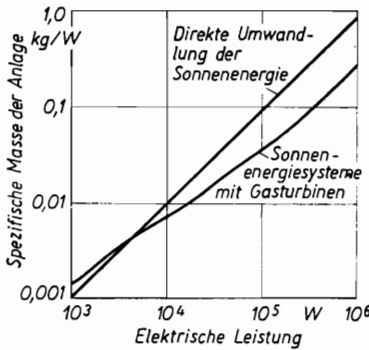


Abb. 5.8. Vergleich von Sonnenenergiesystemen (Hochtemperatur- und Niedrigtemperatursysteme)

lassen, wobei Leerstellen oder „Löcher“ entstehen. Wie die Valenzelektronen können auch die Löcher durch den Kristall diffundieren. Diese obere dünne Siliziumschicht enthält eine Beimischung von Bor (drei Außenelektronen), die als *p*-Schicht bezeichnet wird. Die untere, massivere Siliziumschicht ist mit Arsen versetzt (fünf Valenzelektronen) und heißt *n*-Schicht. Unter der Einwirkung des Sonnenlichtes entstehen in der *n*-Schicht zusätzliche Elektronen und in der *p*-Schicht Löcher. Durch die Kontaktfläche (der *p-n*-Zone) beginnt ein Strom zu fließen, wenn man den Stromkreis schließt (positiver Pol an der *p*-Schicht, negativer an der *n*-Schicht). Moderne Sonnenbatterien erreichen einen Wirkungsgrad von 6% bei einer Spannung von 0,5 bis 1 V. Die Leistungsdichte liegt bei 100 W/m<sup>2</sup>. Der maximale Wirkungsgrad wird bei etwa 14 bis 22% er-



wartet. Die Betriebsdauer einer Sonnenbatterie wird durch Verdampfungs- oder Erosionsschäden an der dünnen  $p$ -Schicht bzw. durch Trübung der durchsichtigen Schutzschicht durch Meteoritenerosion begrenzt. Sie liegt bei etwa 400 Tagen.

**Photothermische** Energiequellen nutzen die Wärmeenergie der Sonnenstrahlung aus, die entweder in elektrische Energie umgewandelt wird oder zur Verdampfung einer Substanz dient und beim Ausströmen einen Rückstoßeffekt erzeugt. Nach Berechnungen des deutschen Gelehrten **EHRICKE** soll ein solcher Raketenantrieb eine spezifische Masse von rund 0.45 kg/kW (für die Schubleistung) haben und einen spezifischen Impuls von 7000—8000 Ns/kg liefern. Werden mehr als 5 kW Leistung gefordert, so sind, wie aus Abbildung 5.8 folgt, hinsichtlich der Masse des Systems Dampfturbinen vorzuziehen. Die gebündelte Sonnenstrahlung erzeugt in einem Verdampfer den Dampf, der über eine Dampfturbine den Generator antreibt. Für die Spiegel zur Reflexion und Bündelung des Sonnenlichtes gibt es verschiedene Ausführungen: starre oder flexible (aufblasbare) Elemente des Flugkörpers. Gegenwärtig gibt man den starren Hohlspiegeln (Rotationsparaboloid, parabolischer Zylinder) den Vorzug, da deren Reflexionsflächen (im Gegensatz zu aufblasbaren Konstruktionen) mit den Kühlsystemen gekoppelt werden können. Die bessere Fokussierbarkeit und die erhöhte Betriebsdauer schaffen zusätzliche Vorteile, selbst dann, wenn die Leistung der Energiesysteme 10 kW übersteigt. Der Wirkungsgrad solcher Energiequellen beträgt nach ersten Abschätzungen etwa 20%.

**Photoreaktive** Systeme (Sonnensegel) sind dadurch ausgezeichnet, daß für den Antrieb des Raumflugkörpers keine bordeigenen Energie- oder Massereserven benötigt werden. So sieht z. B. das Projekt der amerikanischen Firma „Westinghouse“ die Herstellung eines Segels mit einer Fläche von  $2 \cdot 10^5 \text{ m}^2$  vor, das einen Schub von etwa 4500 N liefern soll. Dabei wird der Strahlungsdruck der Sonne genutzt, der in Erdbahntfernung etwa  $0.4$  bis  $0.8 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$  beträgt. Der vom Sonnensegel erzeugte Schub läßt sich aus der Beziehung

$$R = \int_s (1 + r) \frac{N_c}{c} \cos \theta \, dS \quad (5.85)$$

ermitteln, wobei  $r$  der Reflexionskoeffizient des Segelmaterials,  $N_c$  die Strahlungsleistung des einfallenden Lichtes,  $\theta$  der Winkel zwischen der Richtung zur Sonne und der Normalen der Segelfläche und  $dS$  das Flächenelement sind. Für die genaue Bestimmung des Schubs muß die Differenz zwischen der Eigenstrahlung des Segels nach beiden Seiten berücksichtigt werden, da es sehr dünn (unter 0.25 mm) und durchsichtig ist. Das oben erwähnte Projekt eines Sonnensegels sieht den Antrieb einer Nutzlast von 454 kg vor, wobei die Segelmasse zusammen mit den Versteifungen 362 kg beträgt. Solche Projekte mit photo-

reaktiven Systemen fußen auf äußerst optimistischen Bewertungen der Materialverdampfung im Vakuum. Die realistische Einschätzung des Verlustes an Masse durch die Verdampfung des Segels ergibt, daß der spezifische Schub eines solchen Systems mit dem von Ionentriebwerken vergleichbar wird.

Interessant ist z. Z. die Überlegung, den Strahlungsdruck zur Lageregelung bei interplanetaren Raumflügen auszunutzen. In diesem Zusammenhang sei abschließend auf die Erfahrungen über die Wirkungen des Strahlungsdruckes während des Fluges der ersten interplanetaren Raumsonden zum Mars und zur Venus verwiesen. Bei der Konstruktion wurden Einflüsse der Sonneneinstrahlung vernachlässigt. Das hatte zur Folge, daß die resultierende Kraft nicht am Massenzentrum angriff. Es kam zu unkontrollierten Bewegungen, für deren Korrektur ein zusätzlicher Aufwand an Bordenergie nötig war.

### 5.9. Korpuskularstrahlung

**Ionen- und Elektronenbeschuß.** In Kapitel 3 wurden die Teilchen der Strahlungsgürtel der Erde, des Sonnenwinds und der kosmischen Strahlung (solaren und galaktischen Ursprungs) betrachtet. Die Korpuskularstrahlung ruft verschiedene Effekte hervor. Die wichtigsten sind:

- Ionen- und Elektronenemission,
- sekundäre Röntgen- und  $\gamma$ -Quanten,
- Oberflächenaktivierung,
- Beschädigung und Verschlechterung der Eigenschaften der Sonnenschirme  
Vakuumapparaturen, Photomaterialien usw.,
- Krafteinwirkung.

Die sekundäre Elektronen- und Ionenemission tritt beim Ionen- und Elektronenbeschuß des Materials im Vakuum auf. Dabei schlägt ein auftreffendes Ion oder Elektron aus der Oberfläche sogenannte Sekundärionen oder -elektronen heraus. Experimente zeigen, daß die Ladung des Ions fast keinen Einfluß auf Energie und Anzahl der Sekundärteilchen hat. Wesentlich sind hingegen Geschwindigkeit und Masse. Die Maximalenergie der Sekundärionen liegt unterhalb 10 bis 20 eV. Das Maximum der Energieverteilung liegt bei 2 bis 3 eV.

Die Elektronenausbeute  $\eta$ , d. h. die Anzahl der Elektronen, die von einem einfallenden Ion oder Elektron herausgeschlagen wird, folgt aus der Beziehung

$$\eta = 0.035 \frac{A}{\varphi^{3/2}} \cdot \frac{q}{c q \lambda}, \quad (5.86)$$

wobei  $A$  die RICHARDSONSche Konstante (in  $A/(cm K^2)$ ),  $\varphi$  die Austrittsarbeit (in eV),  $q$  die dem Energieverlust der Teilchen beim Aufschlag äquivalente

Wärme,  $c$  die Wärmekapazität des Oberflächenmaterials,  $\rho$  die Dichte und  $\lambda$  die Wärmeleitung des Oberflächenmaterials sind.

Der sekundäre Ionenstrom wird als *Katodenerstäubung* bezeichnet. Die Zerstäubungsgeschwindigkeit kann nach der oben angegebenen Formel angenähert bestimmt werden, wenn für  $\varphi$  die Austrittsarbeit der Ionen genommen wird. Zur Bestimmung von  $q$  wird in erster Näherung die Differenz zwischen der kinetischen Energie des auftreffenden Ions und seiner thermischen Energie bei der Temperatur der Oberfläche genommen. Bei Molekülstößen zieht man von der Gesamtzahl der Ionenaufschläge die Bindungsenergie im Molekül (Dissoziationsenergie und Ionisationsenergie) ab. Selbst die Erosion durch Mikrometeoriten läßt sich mit der gleichen Beziehung abschätzen, wenn man von  $q$  die für die Verdampfung des Mikrometeoriten benötigte Energie abzieht.

**Die Entstehung der harten sekundären Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung** ist ein unerwünschter Effekt.

Die Spezifik des kosmischen Raumes macht besonders bei Flügen im Strahlungsgürtel der Erde und während erhöhter Sonnenaktivität spezielle biologische Schutzeinrichtungen in Raumflugkörpern notwendig. In modernen Projekten für interplanetare Sonden werden abschirmende Materialien zum Schutz gegen die energiereichen geladenen Teilchen und der von ihnen hervorgerufenen Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung vorgesehen. Die Raumfahrer können sich in Schutzräume aus diesem Material beim Flug durch die Strahlungsgürtel und in Perioden starker Sonneneruptionen zurückziehen. Der Wunsch, durch ein möglichst kleines Volumen dieser Schutzräume die Oberfläche und damit die Masse (das Material ist Blei oder Uran) zu verkleinern, ist nicht in jedem Fall gerechtfertigt, da die gestreute Reststrahlung noch lebensgefährlich sein kann.

**Die Aktivierung der Oberfläche** durch den Beschuß mit geladenen Teilchen ist eine Folge der Bildung radioaktiver Isotope. Die Menge dieser Isotope, ihre Aktivität und die Art der radioaktiven Strahlung hängen vom Oberflächenmaterial ab, aber auch von der Energie und den anderen Eigenschaften der auftreffenden Teilchen. Um einer solchen Aktivierung vorzubeugen, arbeitet man an einem elektromagnetischen Schutz, der die geladenen Teilchen abschirmen soll. Dies soll mittels des Magnetfeldes einer stromdurchflossenen Spule und einer elektrostatischen Aufladung des Raumschiffes realisiert werden.

**Die Beschädigung** der Sonnenschirme, Vakuum- und Elektronenapparaturen, Photomaterialien und anderer Geräte durch radioaktive Bestrahlung erfordert ebenfalls entsprechende Schutzmaßnahmen, wie doppelte Ausführung, Aufteilung in einzelne Segmente oder die Anbringung spezieller Hüllen um die empfindlichsten Teile der Apparaturen.

**Die Kraftwirkung** der geladenen Teilchen auf Oberflächenelemente von  $1 \text{ m}^2$ , die senkrecht zur einfallenden Strahlung stehen, ergibt sich aus der

Gleichung

$$P = q/2. \quad (5.87)$$

$q$  ist der Staudruck der entgegenfliegenden Teilchen in  $N/m^2$ :

$$q = \varrho_H \left( \frac{\bar{v}_H^2}{2} - \frac{v_T^2}{2} \right) = \frac{N_H \bar{m}}{2} (\bar{v}_H^2 - v_T^2), \quad (5.88)$$

wobei  $N_H$  die Teilchenzahldichte,  $v_H$  die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen,  $m$  ihre mittlere Masse und  $v_T$  die thermische Geschwindigkeit dieser Teilchen bei der Temperatur der beschossenen Oberfläche sind. Abschließend sei bemerkt, daß der Sonnenwind den Schub eines Sonnensegels etwa verdoppelt.

### 5.10. Die Einwirkung eines elektrischen und magnetischen Feldes

In der Raumfahrt vernachlässigt man gegenwärtig in der Regel die Existenz eines äußeren elektrischen Feldes, da die Feldstärke äußerst gering und die Eigenschaften noch ungenügend erforscht sind.

Das die Erde umgebende Magnetfeld hat kaum Auswirkungen auf die Konstruktion von Raumflugkörpern. Doch bereits die elektrostatische Aufladung des Flugkörpers und die Möglichkeit, Magnetfelder durch Dauermagneten oder stromdurchflossene Spulen zu erzeugen, schaffen die Voraussetzungen für eine zielgerichtete Anwendung.

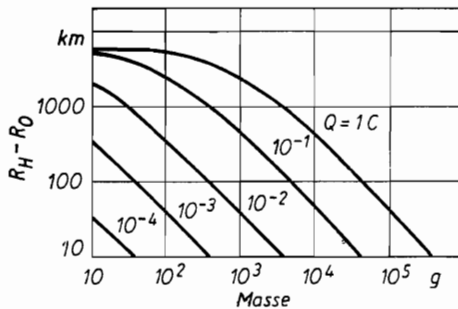


Abb. 5.9. Abhängigkeit der Bahnhöhe von Ladung und Masse des Satelliten

Betrachten wir zunächst die Wechselwirkung eines Raumflugkörpers, der eine elektrostatische Ladung  $Q$  trägt, mit dem Erdmagnetfeld. Bewegt sich dieser Körper mit der Geschwindigkeit  $v_H$ , so wirkt auf ihn die LORENTZ-Kraft

$$\mathbf{F}_L = Q(\mathbf{v}_H \times \mathbf{B}_H). \quad (5.89)$$

Die Feldstärke  $\mathbf{B}_H$  des erdnahen Magnetfeldes bewirkt eine Veränderung der

Flugbahn, wie aus Gleichung

$$M \frac{d^2 r}{dt^2} = Q(\mathbf{v}_H \times \mathbf{B}_H) + G \quad (5.90)$$

zu ersehen ist, wobei  $M$  die Masse des Körpers (in kg) und  $G$  sein Gewicht (in N) sind. Abbildung 5.9 gibt die Bahnhöhenänderungen  $R_H - R_0$  einer Erdumlaufbahn wieder, wenn  $R_0 = 6500$  km ( $H_0 = 120$  km) die Ausgangsentfernung beim „Wirksamwerden“ der Ladung ist. Offenbar kann man diese Krafteinwirkung zur Korrektur der Umlaufbahn künstlicher Erdsatelliten, zur Steuerung der Abstiegsbahn in der Atmosphäre sowie zur Lageregelung eines Flugkörpers mit elektrischer Dipolladung nutzen, da die Richtung der LORENTZ-Kraft vom Ladungsvorzeichen abhängt.

Betrachten wir als Beispiel den amerikanischen Satelliten „Echo 1“, der einen Radius  $r = 15$  m und eine Masse 65 kg besaß. Die Kapazität dieses Satelliten ist:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r = 4\pi \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} \cdot 15 = 1.67 \cdot 10^{-9} \text{ F}, \quad (5.91)$$

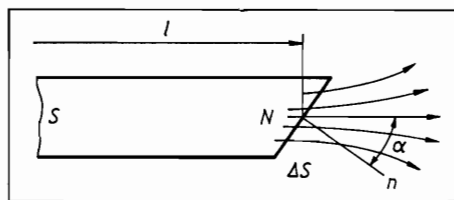


Abb. 5.10. Zur Bestimmung der magnetischen Spannung

wobei  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante des Mediums ( $\epsilon = 1$  für das Vakuum) und  $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$  die absolute Dielektrizitätskonstante des Vakuums (in F/m) sind. Ladung und Potential sind über die Beziehung

$$Q = C\varphi \quad (5.92)$$

verknüpft. Wenn das Potential des Satelliten  $10^6$  V beträgt (in technischer Hinsicht ist die Herstellung eines solchen Potentials äußerst schwierig), erhalten wir für die Ladung

$$Q = 1.67 \cdot 10^{-9} \cdot 10^6 = 1.67 \cdot 10^{-3} \text{ C}, \quad (5.93)$$

d. h., die Bahnänderung ist unerheblich (einige hundert Meter). Das Beispiel zeigt, daß sich das Erdmagnetfeld zur Bahnkorrektur elektrisch geladener Satelliten technisch nur sehr schwierig ausnutzen läßt.

Die Wechselwirkung des bordeigenen Magnetfeldes mit dem Erdmagnetfeld ist für die Zwecke der Lageregelung effektiver. Ein Drehmoment  $\mathbf{M}_M$  läßt sich auf zweierlei Arten erzeugen. Einmal erzeugt ein Kreisstrom das magnetische

Moment  $\mathbf{M} = I \cdot S$ , wenn  $I$  die Stromstärke (in A) und  $S$  die vom Ring eingeschlossene Fläche (in  $\text{m}^2$ ) sind. Die zweite Möglichkeit liefert ein Dauermagnet der magnetischen Spannung  $\mathbf{M} = m \cdot L$  ( $m = \oint B_F \cos \alpha \, dS$  ist die sogenannte Polstärke des Magneten, s. Abb. 5.10;  $L$  seine Länge und  $B_F$  die magnetische Induktion (in Tesla). Es gilt:

$$B_F = \mu \mu_0 H_F, \quad (5.94)$$

wobei  $\mu_0 = 1.257 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/Am}$  die absolute magnetische Permeabilität des Vakuums,  $\mu = 1$  die relative Permeabilität und  $H_F$  die Feldstärke des mit dem Flugkörper verbundenen Magnetfeldes sind. Für das vom Erdmagnetfeld  $B_E$  ausgeübte Drehmoment erhält man

$$\mathbf{M}_M = (\mathbf{M} \times \mathbf{B}_E). \quad (5.95)$$

So erfährt eine flache Spule von 10 Windungen, die eine Fläche von  $S = 1 \text{ m}^2$  umschließt und in der ein Strom von  $10^3 \text{ A}$  fließt (solche Ströme lassen sich bei der Entladung eines Silber-Zink-Akkumulators erzeugen) in 200 km Höhe über der Erdoberfläche das Drehmoment

$$\mathbf{M}_M = \mathbf{M} \times \mathbf{B}_E \approx 10^4 \text{ A m}^2 \cdot 0.2 \cdot 10^{-4} \text{ T} = 0.2 \text{ Nm}. \quad (5.96)$$

Abschließend sei bemerkt, daß die ersten Versuche zur magnetischen Lage-  
regelung von Raumflugkörpern im Erdmagnetfeld mit den amerikanischen Sate-  
liten „Transit-1B“ und „Transit-2A“ vorgenommen wurden.

## Sachverzeichnis

- absolute Helligkeit** 12
- aerodynamische Aufheizung** 180
  - **Belastung** 178
- aerodynamischer Widerstand** 41, 176
- akustische Resonanz** 175
- akustischer Wirkungsgrad** 171
- ambipolare Diffusion** 109
- Anlaßsystem** 189
- Antriebssystem** 33
- Anziehungssphäre** 53
- Apogäum** 47
- Äquatorialsystem** 72
- Atmosphäre, Dynamik der** 89
  - , **Zusammensetzung der** 87
- atmosphärischer Druck** 85
- Auflösungsvermögen** 18
- Auftrieb** 176
- äußere Planeten** 62
- Azimutsystem** 73
  
- Bahnabwicklung** 59
- Bahnelement** 55
- Bahnmanöver** 75
- Beschleunigungsdruck** 182
- Bodenwiderstand** 176
  
- Chromosphäre** 162
- chromosphärische Eruptionen** 167
  
- Dampfdruck** 205
- Deklination** 72
- Diffusionsschichtdicke** 193
- Dreikörperproblem** 48
  - , **eingeschränktes** 51
- drittes Keplersches Gesetz** 46
- Dynamik der Atmosphäre** 89
  - **von Raumflügen** 35
- Dynamozone** 101
- Durchschlagkraft der Meteoriten** 202
  
- eingeschränktes Dreikörperproblem** 51
- Ekliptik** 73
- ekliptikales Koordinatensystem** 73
- elektrisches Feld der Erde** 98
- Elektronenbeweglichkeit** 108
- Elektronenemission, sekundäre** 212
- elliptische Bahn** 45
- Elongation** 62, 132
- Energiesatz** 44, 47
- Energievorrat** 112
- Entweichgeschwindigkeit** 40
- Erdatmosphäre** 78
- Erde** 76
- Erforschung des Kosmos** 27
- Erosion** 204
- Erschließung des Kosmos** 27
- Experimentalinstitute, wissenschaftliche** 31
- experimentelle Konstruktionsbüros** 31
- Exzentrizität** 55
  
- Fackeln** 166
- Feldstärkekomponente, vertikale** 104
- Feuchte, spezifische** 86
- Flächensatz** 43
- Flares** 167
- Flashspektrum** 163
- Fleckenrelativzahl** 169

- Flocculi 166  
 Forschungsinstitute, zweigspezifische 31  
 Forschungslaboratorien 31  
 fotoelektrische Strahlungsempfänger  
   22  
 FRAUNHOFERSche Linien 163  
 freie Molekularströmung 177, 200  
 Freiflugbahn 38  
 Frühlingspunkt 55, 77  
  
 gasdynamische Effekte 176  
 geologische Zeitskala 77  
 Gesamtenergiebedarf eines Satelliten  
   40  
 Geschwindigkeit, parabolische 40  
 Gleitströmung 177, 200  
 Granulation 162  
 Gravitationsfeld 35  
 —, Potential des 36  
 Gravitationskonstante 35  
 Grenzschichtdicke 193  
 Grenzwinkel 186  
 große Halbachse 46, 55  
 Größenklasse 12  
 Gyrationfrequenz 100  
 $\gamma$ -Strahlung, sekundäre 213  
 $\gamma$ -Teleskop 25  
  
**H**auptsystem 32  
 Heliobiologie 170  
 Helligkeit, absolute 12  
 —, scheinbare 12  
 Hilfssystem 32  
 HOHMANN-Bahnen 61  
 Horizont 71  
 Hörschwelle 171  
 hyperbolische Bahn 45  
  
**I**ndustrie 31  
 Infrarot-Strahlungsempfänger 23  
 innere Planeten 62  
 Interferometer 22  
 interplanetare Materie 157  
 Ionenemission, sekundäre 212  
  
**J**upiter 143  
  
**K**apillareffekt 186  
 Katodenzerstäubung 213  
 Keplersches Gesetz, drittes 46  
 — —, zweites 43  
 kinematische Viskosität 91  
 Knoten 55  
 Knotenlinie 55  
 Kohlenstoffchondrite 150  
 Kohlenstoff-Stickstoff-Zyklus 159  
 kollineare Librationspunkte 50  
 Komet 151  
 Kometenschweif 153  
 Konjunktion, obere 62  
 —, untere 62  
 Konstellationen 62  
 Konstruktionsbüros, experimentelle 31  
 Kontinuumströmung 177  
 Konvektionszone 160, 162  
 konvektiver Wärmeaustausch 193  
 Korona 163  
 Korpuskularstrahlung 212  
 kosmisches Vakuum 204  
 Kosmos, Erforschung, Erschließung 27  
 —, Massen im 12  
 KRASSOWSKI-Ellipsoid 77  
 Kreisbahn 38, 45  
 Kulmination 71  
  
**L**ageregelung 74  
 LAPLACESche Formel 186  
 Lautstärke 172  
 Leitfähigkeit 100  
 Librationspunkte 49  
 —, kollineare 50  
 Lichtstärke 18  
 LORENTZ-Kraft 214  
 Luftdichte 81  
  
**M**ACH-Zahl 180  
 Magnetfeld 13  
 — der Erde 91  
 Magnetosphäre 96  
 Mars 137  
 Massen im Kosmos 12  
 Massendefekt 159  
 materielle Basis 32



- Meniskusteleskop 21  
 Meridian 71  
 Merkur 133  
 Mesosphäre 84  
 Meteor 149  
 Meteorit 149  
 Meteoritengefahr 202  
 Meteoritenkrater 151  
 Meteoritenstromdichte 90  
 Meteorstrom 155, 202  
 MICHELSON-Interferometer 22  
 Minimumkreisbahngeschwindigkeit 39  
 Mischungsweg 197  
 Molmasse der Atmosphäre 83  
 Mond 121  
 Mondgestein 131  
 Mondsonde 33
- Nadir 71  
 Navigation 70  
 Neptun 146  
 Neutrino-Teleskop 26  
 Nutzlast 32
- obere Konjunktion** 62  
 Oberflächenspannung 185  
 Opposition 62
- parabolische Bahn** 45  
 — Geschwindigkeit 40  
 Perigäum 47  
 Perigäumszeit 56  
 photochemische Reaktion 111  
 Photonenrakete 69  
 Photosphäre 160  
 PLANCKSches Strahlungsgesetz 160  
 Planetensonde 33  
 Planetoiden 146  
 Planetoidenaufgabe 49  
 Pluto 141  
 Potential des Gravitationsfeldes 36  
 POYNTING-ROBERTSON-Effekt 65, 157  
 PRANDTLsche Zahl 192  
 Präzession 56  
 Proton-Proton-Reaktion 159
- Protuberanzen 167  
 pseudoakustische Belastung 179
- Quadraturen** 62
- Radiant** 156  
 Radioteleskop 23  
 Randverdunklungseffekt 161  
 Raumbasis 33  
 Raumfahrt 30  
 Raumfahrzeug 33  
 Raumflüge, Dynamik von 35  
 Raumflugkomplex 32  
 Raumflugkörper 33  
 Raumsonde 33  
 Raumstation 33  
 rechtläufig 56  
 Refraktor 18  
 Reichweite 18  
 Rektaszension 72  
 relativistische Rakete 69  
 REYNOLD-Zahl 189, 194  
 Ringstrom 94  
 Röntgenquellen 26  
 Röntgenstrahlung, sekundäre 213  
 Röntgenteleskop 25  
 rückläufig 56
- Satellit 33  
 Satellitenparadoxon 57  
 Saturn 144  
 Schall 171  
 scheinbare Helligkeit 12  
 SCHMIDT-Kamera 19  
 Schwerelosigkeit 185  
 sekundäre Elektronenemission 212  
 sekundäre  $\gamma$ -Strahlung 213  
 — Ionenemission 212  
 — Röntgenstrahlung 213  
 siderische Umlaufperiode 62  
 solare Fluchtgeschwindigkeit 60  
 Solarkonstante 110, 161  
 Sonne 157  
 Sonnenaktivität 164  
 Sonnenbatterie 209

- Sonnenenergiesystem 208  
 Sonnenflecken 164  
 Sonnensegel 66, 211  
 Sonnensystem 117  
 Spaltspektrograph 21  
 Spektrograph 21  
 Spezialwerkstätten 31  
 spezifische Feuchte 86  
 Spiegelteleskop 19  
 Spikulen 163  
 Stabilisierung 75  
 Stautemperatur 180  
 STEFAN-BOLTZMANNsches Gesetz 161  
 Steiggeschwindigkeit von Blasen 190  
 Sternag 79  
 Sternzeit 79  
 Stirnwiderstand 176  
 Strahlungsdruck 64, 111  
 Strahlungsempfänger, fotoelektrische 22  
 Strahlungsgürtel 94  
 Stratosphäre 84  
 Stundenkreis 72  
 synodische Umlaufperiode 62  
  
**Teilchenkonzentration 83**  
 Teleskope 25, 26  
 Temperatur der Atmosphäre 83  
 TRIUS-BODEsche Reihe 146  
 Trabanten 119  
 Trägersystem 32  
 Trojaner 50, 148  
 Troposphäre 83  
  
 Ultraviolett-Teleskop 26  
 Umlaufperiode, siderische 62  
 —, synodische 62  
 Universalinstrument 73  
  
 untere Konjunktion 62  
 Uranus 146  
  
**Vakuumisolation 207**  
 Venus 134  
 Verdampfungsgeschwindigkeit 205  
 Verdrängungsdicke 193  
 Vergrößerung 18  
 vertikale Feldstärkekomponente 104  
 Vibration 171  
  
**wahre Anomalie 47**  
 Wärmeaustausch einer inkompressiblen  
     Flüssigkeit 194  
 — — kompressiblen Flüssigkeit 195  
 — in der Umgebung des Staupunktes 198  
 — — einer turbulenten Grenzschicht 197  
 — unter Berücksichtigung chemischer  
     Reaktionen 198  
 Wärmeeinwirkung 192  
 Wärmeschichtdicke 193  
 Wärmestrom 192  
 Wärmeübergangszahl 192  
 Weltzeit 79  
 WIENsches Verschiebungsgesetz 161  
 Wirkungssphäre 53  
 wissenschaftliche Experimentalinstitute 31  
  
**Zeitparadoxon 70**  
 Zenit 71  
 Zenitabstand 73  
 Zirkumpolarstern 72  
 Zusammensetzung der Atmosphäre 87  
 zweigspezifische Forschungsinstitute 31  
 Zweikörperproblem 41  
 zweites KEPLERsches Gesetz 43  
 Zwillingsparadoxon 70

## **Abbildungsnachweis**

Für die deutsche Ausgabe wurden einzelne Abbildungen neu aufgenommen, u. a. mit freundlicher Genehmigung von

G. M. Richter (Aufnahme Abb. 1.8)

Johann Ambrosius Barth, Leipzig (Aus: Newcomb/Engelmann, Populäre Astronomie, 8. Auflage 1948) (Abb. 4.6)

Nowosti, Presseagentur (Abb. 4.9)

Sky Publishing Corporation, USA, Cambridge/Mass. (Abb. 4.15)