

Entstehung der
Planetenatmosphären

HANS-PETER GAIL

Vorlesung im SS 2003 in Heidelberg

Inhaltsverzeichnis

2	Elemente der Atmosphärenphysik	1
2.1	Gleichgewichtstemperatur eines Planeten	1
2.1.1	Entwicklung der Sonnenleuchtkraft	3
2.2	Strahlungstransport	4
2.2.1	Strahlungstransportgleichung	4
2.2.2	Momentengleichungen	4
2.2.3	Graue, optisch dicke Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht	5
3	Entstehung der Atmosphären und Ozeane	9
3.1	Die Grundidee	10
3.2	Wachstum der Planeten	12
3.2.1	Gleichung für die mittlere Massenzunahme	12
3.2.2	Dicke der Planetesimalscheibe	13
3.2.3	Einfangquerschnitt	15
3.2.4	Wachstum eines Planeten	16
3.3	Größenspektrum der Planetesimale	17
3.4	Verteilung der Einschlagenergie	18
3.5	Ausgasen der Planetesimale	22
3.5.1	Laborexperimente zur Ausgasung	23
3.5.2	Einfallgeschwindigkeit der Planetesimale	26
3.5.3	Spitzendruck beim Einschlag der Planetesimale	27
3.5.4	Wachstum der Atmosphäre	30
3.6	Oberflächentemperatur des Planeten	31
3.6.1	Einzonen-Modell der Planetenatmosphäre	31
3.6.2	Heizung durch Planetesimaleinfall	33
3.6.3	Kühlung durch Abstrahlung	33
3.6.4	Energiebilanz	34
3.7	Lösung von H ₂ O im Magmaozean	35
3.7.1	Magmaozean	36
3.7.2	Sättigungskonzentration von H ₂ O im Magma	37
3.7.3	Atmosphärenwachstum bei Anwesenheit eines Magmaozeans	38
3.7.4	Konsequenzen der Auflösung von H ₂ O im Magma	39
3.8	Kondensation des Dampfes	39
3.8.1	Das Phasendiagramm von H ₂ O	40
3.8.2	Berechnung des Kondensationsgrades	41
3.9	Modellberechnung	43
3.9.1	Das Grundgleichungssystem	44

3.9.2	Parameter und Anfangsbedingungen	47
3.9.3	Lösungsverfahren	48
3.9.4	Ein Beispiel	49
3.10	Der Treibhauseffekt	54
3.10.1	Strahlungstransport in der Atmosphäre	54
3.10.2	Das Modell von Matsui und Abe	56

Kapitel 2

Elemente der Atmosphärenphysik

2.1 Gleichgewichtstemperatur eines Planeten

Die Oberflächentemperatur der Planeten in unserem Sonnensystem wird heutzutage durch das Gleichgewicht zwischen Energiezufuhr durch Sonneneinstrahlung und Energieverlust durch Abstrahlung in den interplanetaren Raum bestimmt. Bei den großen Planeten Jupiter bis Neptun ist festzustellen, daß ihre Energieabgabe etwas größer als die Energiezufuhr durch die Sonne ist. Als Quelle dieser zusätzlichen Energiefreisetzung durch die großen Planeten ist gravitative Kontraktion anzunehmen.

Wir betrachten zunächst den einfachsten Fall, in dem die Temperatur durch das Gleichgewicht von Zu- und Abstrahlung bestimmt wird. Der Energiestrom der Sonnenstrahlung beträgt in Erdentfernung ($= 1 \text{ AE}$)

$$S_{\odot} = 1386 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ s}} = 1.386 \times 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s}}. \quad (2.1)$$

Diese Größe wird als die Solarkonstante bezeichnet. Bei anderen Planeten beträgt der Energiestrom der Sonne in der Entfernung a von der Sonne

$$S(a) = S_{\odot} \left(\frac{a_0}{a} \right)^2, \quad a_0 = 1 \text{ AE}. \quad (2.2)$$

Da die Bahnen der Planeten geringfügig exzentrisch sind, ist a bei einem Umlauf nicht ganz konstant. Dementsprechend variiert die Energieeinstrahlung durch die Sonne geringfügig während eines Umlaufs.

Der Planet mit dem Radius R_{P1} empfängt von der Sonne insgesamt pro Zeiteinheit den Energiebetrag

$$\pi R_{\text{P1}}^2 \cdot S(a).$$

An seiner Oberfläche wird davon ein Teil A in den interplanetaren Raum gestreut und trägt nichts zur Aufheizung des Planeten bei. Der Reflektions- oder Streukoeffizient A wird als Albedo bezeichnet. Die Albedo kann bei den heutigen Planeten direkt gemessen werden. Sie wird bei den Planeten oder Satelliten mit

einer Atmosphäre durch Lichtstreuung in den Wolken in höheren Atmosphärenschichten verursacht, sonst durch Streuung und Reflektion an der Oberfläche. Die Energiezufuhr zum Planeten, die seine Aufheizung durch das Sonnenlicht bestimmt, ist

$$\dot{E}_{\text{abs}} = (1 - A) \cdot \pi R_{\text{P1}}^2 \cdot S(a). \quad (2.3)$$

Diese Energiezufuhr erfolgt auf der sonnenzugewandten Hemisphäre des Planeten. Auf der sonnenabgewandten Hemisphäre empfängt der Planet keine Energiezufuhr. Bei strikt gebundener Rotation eines Planeten würde dieser der Sonne immer nur den gleichen Teil der Oberfläche zuwenden. Gewaltige Temperaturunterschiede zwischen Tag- und Nachtseite des Planeten wären die Folge. Durch die Rotation des Planeten wechselt ein bestimmtes Oberflächenelement periodisch zwischen Tag- und Nachtseite. Die Zeitdauer von Tag und Nacht hängt von der Lage des Oberflächenelements relativ zur Rotationsachse und von der Neigung der Rotationsachse zur Bahnebene ab. Solche Details interessieren an dieser Stelle nicht näher. Wie die am Tage zugestrahlte Energie vom Planeten über Tag und Nacht verteilt wieder abgestrahlt wird, hängt von drei charakteristischen Zeitskalen ab:

1. Der Rotationsperiode des Planeten, welche die Länge des Zeitraums bestimmt, in dem sich ein Oberflächenelement auf der Tag- bzw. Nachtseite befindet.
2. Der charakteristischen Abkühlungszeit, mit der sich die Temperatur auf der Nachtseite durch Abstrahlung ändert. Dies hängt vor allem von der Wärmekapazität der Oberflächenschichten ab.
3. Der charakteristischen Zeitskala für den Energietransport von der Tag- zur Nachtseite, wenn solche Prozesse existieren (Winde, Meeresströmungen).

Wenn die Wärmekapazität groß genug ist, daß die Auskühlung auf der Nachtseite während der Dauer der Nacht nicht zu einem wesentlichen Temperaturabfall führt, dann kann man näherungsweise annehmen, daß die eingestrahlte Energie gleichmäßig verteilt über die ganze Oberfläche wieder ausgestrahlt wird. Mit der zusätzlichen Annahme, daß die Oberfläche wie ein schwarzer Körper mit der Temperatur T_{eff} strahlt, folgt für den Energieverlust durch Ausstrahlung

$$\dot{E}_{\text{em}} = 4\pi R_{\text{P1}}^2 \cdot \sigma T_{\text{eff}}^4. \quad (2.4)$$

Dies gilt für schnell rotierende Planeten oder solche, bei denen effektive Energietransportprozesse in der Atmosphäre existieren (z.B. bei Venus), die Temperaturunterschiede zwischen Tag- und Nachtseite rasch ausgleichen.

Die mittlere Temperatur der Oberfläche eines rasch rotierenden Planeten ergibt sich aus der Energiebilanz $\dot{E}_{\text{abs}} = \dot{E}_{\text{em}}$ zu

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = (1 - A) \cdot \frac{S(a)}{4}. \quad (2.5)$$

Der Faktor $1/4$ bei der Solarkonstanten ist das Verhältnis von Oberfläche des Planeten (sie bestimmt den Energieverlust) zum Querschnitt (er bestimmt den Energiegewinn).

Wenn die Wärmekapazität klein ist, dann wird die Temperatur eines Oberflächenelements durch das lokale Gleichgewicht zwischen Zustrahlung und Abstrahlung bestimmt. Starke Temperaturvariationen über die Oberfläche sind die

Tabelle 2.1. Temperaturen der heutigen Planeten: T_{sk} Temperatur eines schwarzen Körpers im Sonnenabstand des Planeten ($A = 0$), T_{eff} Effektivtemperatur nach Gl. (2.4), T_{off} gemessene Oberflächentemperatur.

Planet	a AE	Albedo A	T_{sk} K	T_{eff} K	T_{off} K	Rotation d
Merkur	0.387	0.106	449	437	440	58.64
Venus	0.723	0.65	329	253	730	243.00
Erde	1.000	0.367	280	249	288	1.00
Mars	1.524	0.150	226	217	218	1.03
Jupiter	5.202	0.52	124	102	129	0.413
Saturn	9.539	0.47	90.5	77.2	97	0.437
Uranus	19.19	0.51	62.7	53.4	58	0.65
Neptun	30.06	0.41	51.0	44.7	56	0.768

Folge. Für diesen Fall interessieren wir uns an dieser Stelle nicht, da er für die terrestrischen Planeten nicht relevant ist.

Tabelle 2.1 listet für die Planeten des Sonnensystems die gemessene Albedo A der Planeten, verschiedene Angaben für die Temperatur und die Rotationsperiode. T_{sk} ist die Temperatur eines schwarzen Körpers ($A = 0$) im Abstand des Planeten von der Sonne, T_{eff} die nach (2.4) berechnete Temperatur eines rasch rotierenden Planeten und T_{off} die gemessene Temperatur an der Oberfläche. Die Oberfläche ist im Fall von Merkur, Venus, Erde und Mars die feste Oberfläche des Planeten, im Fall von Saturn bis Neptun die Photosphärenschicht der Atmosphäre. Bei Venus und Erde differieren T_{eff} und die Oberflächentemperatur T_{off} beträchtlich auf grund des Treibhauseffekts. Bei den Planeten ist bei keinem der Fall des langsam rotierenden Körpers bei der Berechnung der Effektivtemperatur anwendbar, auch nicht bei Venus. Bei letzterer bewirken Strömungen einen effektiven Energieaustausch über die ganze Oberfläche.

Bei den angegebenen Temperaturen handelt es sich um mittlere Werte, gemittelt über die Oberfläche und lange Zeiträume. Die wahren Temperaturen variieren über die Oberflächen der Planeten und unterliegen starken räumlichen und zeitlichen Schwankungen.

2.1.1 Entwicklung der Sonnenleuchtkraft

Die Solarkonstante S_{\odot} war in der Vergangenheit nicht die gleiche wie heute. Die Sonne hat in den letzten 4.5×10^9 Jahren einen Teil ihres Wasserstoffvorrats verbrannt und ist leuchtkräftiger und etwas heißer geworden. Beim zünden des Wasserstoffbrennens auf der Nullalter-Hauptreihe war ihre Leuchtkraft etwa 30% niedriger als heute. Die Effektivtemperaturen der terrestrischen Planeten waren zu diesem Zeitpunkt unter der Annahme, daß die Albedo ebenso wie heute war:

Planet:	Merkur	Venus	Erde	Mars
T_{eff} :	399	231	227	199

Demnach hätten auf Erde und Mars wenigstens während der ersten Milliarde Jahren nie flüssiges Wasser existieren können. Auf der Erde gibt es aber keinerlei geologische Hinweise auf eine frühe, ausgedehnte Vereisung und niedrige

Temperaturen. Die Temperaturen scheinen stattdessen eher etwas höher als heute gewesen zu sein. Die Entwicklung der Oberflächentemperatur der Planeten wird außer durch die Entwicklung der Sonnenleuchtkraft auch noch durch andere Prozesse bestimmt, die in diesem Kapitel noch genauer behandelt werden.

2.2 Strahlungstransport

Wenn ein Planet eine Atmosphäre besitzt, dann wird seine Oberflächentemperatur nicht einfach durch das Gleichgewicht zwischen Aufheizung und Abstrahlung der Oberfläche bestimmt. Die Temperatur der Oberfläche und die Temperatur der Atmosphäre werden durch den Energietransport in der Atmosphäre bestimmt. Einer der beiden hierfür wichtigen Prozesse ist der Transport von Strahlungsenergie, der im Folgenden behandelt wird.

2.2.1 Strahlungstransportgleichung

Die Strahlungstransportgleichung lautet, wenn lokales thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt und die Streuung isotrop ist

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - \frac{\kappa_{\nu,\text{abs}}}{\kappa_{\nu,\text{ext}}} B_\nu - \frac{\kappa_{\nu,\text{str}}}{\kappa_{\nu,\text{ext}}} J_\nu \quad (2.6)$$

2.2.2 Momentengleichungen

Man definiert durch

$$J_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu I_\nu \quad (2.7)$$

$$H_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu I_\nu \mu \quad (2.8)$$

$$K_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu I_\nu \mu^2 \quad (2.9)$$

die Momente J_ν , H_ν und K_ν des Strahlungsfeldes. Nur diese drei werden für die weiteren Überlegungen benötigt.

Integration von (2.6) über μ von -1 bis $+1$ liefert wegen der μ -Unabhängigkeit von B_ν und J_ν

$$\frac{dH_\nu}{d\tau_\nu} = J_\nu - \frac{\kappa_{\nu,\text{abs}}}{\kappa_{\nu,\text{ext}}} B_\nu - \frac{\kappa_{\nu,\text{str}}}{\kappa_{\nu,\text{ext}}} J_\nu .$$

Die beiden Terme mit J_ν lassen sich zusammenfassen und es folgt

$$\frac{dH_\nu}{d\tau_\nu} = \frac{\kappa_{\nu,\text{abs}}}{\kappa_{\nu,\text{ext}}} (J_\nu - B_\nu) . \quad (2.10)$$

Zu beachten ist hier, daß sich die optische Tiefe τ_ν auf die gesamte Extinktion bezieht. Multiplikation von (2.6) mit μ und Integration über μ von -1 bis $+1$ liefert wegen der μ -Unabhängigkeit von B_ν und J_ν

$$\frac{dK_\nu}{d\tau_\nu} = H_\nu . \quad (2.11)$$

Die beiden Gleichungen (2.10) und (2.11) bilden die Basis für die Berechnung der Temperaturschichtung der Atmosphäre in einfachster Näherung.

Es wird jetzt angenommen, daß ein Energietransport in der Atmosphäre nur durch Strahlung stattfindet. Das ist nicht allgemein gültig, da vielfach die Energie in bestimmten Schichten überwiegend durch Konvektion transportiert wird. Das hier behandelte Modell vernachlässigt diesen Prozeß. Wenn Energie nur durch Strahlung transportiert wird, dann wird die vom Gas an einer Stelle absorbierte Energie an der gleichen Stelle auch wieder emittiert. Es gilt dann das sog. Strahlungsgleichgewicht, das durch

$$\int_0^\infty d\nu \kappa_{\nu,\text{abs}} J_\nu = \int_0^\infty d\nu \kappa_{\nu,\text{abs}} B_\nu . \quad (2.12)$$

definiert wird.

Als weitere Vereinfachung wird angenommen, daß der Absorptionskoeffizient frequenzunabhängig ist (grauer Fall) und daß Streuung keine wesentliche Rolle spielt. Die optische Tiefe hängt dann ebenfalls nicht von der Frequenz ab und (2.10) und (2.11) vereinfachen sich zu

$$\begin{aligned} \frac{dH_\nu}{d\tau} &= J_\nu - B_\nu \\ \frac{dK_\nu}{d\tau} &= H_\nu . \end{aligned}$$

Die über den ganzen Frequenzbereich integrierten Momente J_ν , H_ν und K_ν seien mit J , H und K bezeichnet. Die Bedingung (2.12) für das Vorliegen von Strahlungsgleichgewicht lautet im grauen Fall einfach $J = B$. Die vorangehenden Gleichungen vereinfachen sich bei einer Integration über die Frequenz im Fall des Strahlungsgleichgewichts zu

$$\frac{dH}{d\tau} = 0 \quad (2.13)$$

$$\frac{dK}{d\tau} = H . \quad (2.14)$$

Diese Gleichungen werden gelöst durch

$$H = H_0 \quad (2.15)$$

$$K = \tau H + K_0 \quad (2.16)$$

mit zwei Integrationskonstanten H_0 und K_0 .

2.2.3 Graue, optisch dicke Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht

In einer optisch dicken Atmosphäre ist das Strahlungsfeld fast isotrop, d.h. I_ν ist fast unabhängig vom Winkel μ . Aus der Definition der Momente ergibt sich für den Fall des völlig isotropen Strahlungsfeldes $J_\nu = I_\nu$ und $K_\nu = \frac{1}{3}I_\nu$. Zwischen J_ν und K_ν besteht in diesem Fall der einfache Zusammenhang

$$K_\nu = \frac{1}{3} J_\nu . \quad (2.17)$$

Dieser Zusammenhang wird auch für das fast isotrope Strahlungsfeld in einer optisch dicken Atmosphäre verwendet. Dies wird als die Eddington Approximation bezeichnet. Es folgt aus (2.16)

$$J = 3\tau H + J_0. \quad (2.18)$$

Die Integrationskonstante J_0 muß aus der Randbedingung am äußeren Rand der Atmosphäre bestimmt werden. Dort gibt die Atmosphäre Energie durch Ausstrahlung an den interplanetaren Raum ab und es wird Sonnenenergie eingestrahlt. Die Intensität der Ausstrahlung wird mit I_ν^+ und die der Einstrahlung mit I_ν^- bezeichnet. Dann gilt am äußeren Rand der Atmosphäre für die frequenzintegrierten Momente J und H

$$J = \frac{1}{2} \int_{-1}^0 d\mu I^- + \frac{1}{2} \int_0^1 d\mu I^+ \quad (2.19)$$

$$H = \frac{1}{2} \int_{-1}^0 d\mu \mu I^- + \frac{1}{2} \int_0^1 d\mu \mu I^+. \quad (2.20)$$

Als einfachste Näherung wird angenommen, daß die Strahlungsintensitäten der Aus- und Einstrahlung am Rand der Atmosphäre richtungsunabhängig sind. In diesem Fall können die Winkelintegrationen sofort ausgeführt werden mit dem Resultat

$$J = \frac{I^+}{2} + \frac{I^-}{2}$$

$$H = \frac{I^+}{4} - \frac{I^-}{4}$$

woraus sich

$$I^+ = J + 2H \quad (2.21)$$

$$I^- = J - 2H \quad (2.22)$$

ergibt.

Bei einer genaueren Analyse des Strahlungstransportproblems findet man, daß die Annahme einer Winkelunabhängigkeit von I^+ zwar nicht exakt richtig ist, aber wenigstens zu annähernd richtigen Resultaten führt. Speziell für die Einstrahlung ist eine solche Annahme für I^- aber eigentlich nicht zutreffend, weil die Protosonne vom Planeten aus gesehen nur einen kleinen Winkeldurchmesser hat und die Einstrahlung nur von der Richtung der Protosonne her erfolgt, die zudem an unterschiedlichen Punkten der Oberfläche unter jeweils unterschiedlichen Richtungen erscheint und auf der Nachtseite überhaupt nicht sichtbar ist. Es wird stattdessen eine mittlere Atmosphäre betrachtet, bei der die Einstrahlung über die ganze Oberfläche und über viele Rotationsperioden des Planeten gemittelt wird. Der mittlere Energiestrom der Sonneneinstrahlung pro Flächen- und Zeiteinheit ist nach (2.3)

$$4\pi H_\odot = (1 - A) \cdot \frac{S(a)}{4}. \quad (2.23)$$

Dies wird mit dem Energiestrom pro Zeit- und Flächeneinheit identifiziert, der sich aus der Annahme eines winkelunabhängigen I^- ergibt

$$4\pi H_\odot = 4\pi \frac{1}{2} \int_{-1}^0 d\mu \mu I^- = \pi I^-$$

Damit der mit I^- berechnete Energieeinstrom mit dem über die Oberfläche des Planeten gemittelten Energiestrom übereinstimmt, muß also

$$I^- = (1 - A) \frac{S(a)}{4\pi} \quad (2.24)$$

gesetzt werden. Mit (2.22) ergibt sich dann am äußeren Rand der Atmosphäre folgende Beziehung zwischen den Momenten J und H

$$J = 2H + (1 - A) \frac{S(a)}{4\pi}. \quad (2.25)$$

Andererseits gilt nach (2.18) $J = J_0$ am äußeren Rand bei $\tau = 0$. Die Integrationskonstante J_0 ergibt sich durch Vergleich mit (2.25) zu

$$J_0 = 2H + (1 - A) \frac{S(a)}{4\pi}$$

und die Lösung (2.18) für J lautet

$$J = 2H \left(1 + \frac{3}{2}\tau \right) + \frac{S(a)}{4\pi}. \quad (2.26)$$

Im grauen Strahlungsgleichgewicht ist $J = B = (\sigma_{\text{SB}}/\pi)T^4$, sodaß die Temperaturschichtung in der Atmosphäre in der hier betrachteten Näherung durch

$$\sigma_{\text{SB}}T^4 = \frac{4\pi H}{2} \left(1 + \frac{3}{2}\tau \right) + (1 - A) \frac{S(a)}{4} \quad (2.27)$$

gegenen ist. Der konstante Wert von $4\pi H$ ist die Energieausstrahlung der Planetenoberfläche, die nicht mit der Sonneneinstrahlung zusammenhängt, z.B. durch Abkühlung eines heißen Planeten. $4\pi H$ muß durch zusätzliche Betrachtungen über die Energieabstrahlung des Planeten an der Oberfläche des Planetenkörpers an der unteren Grenze der Atmosphäre festgelegt werden.

Wenn der Planet keine Wärme aus dem Inneren abstrahlt ($H = 0$), dann liefert (2.27) wieder das Ergebnis (2.5) für die Temperatur der Oberfläche eines rasch rotierenden Planeten.

An der unteren Grenze der Atmosphäre, die der Oberfläche des festen Planetenkörpers entspricht, ist die von außen her gemessene optische Tiefe gleich τ_{off} und die Temperatur der Atmosphäre ist dort T_{off} . Es gilt nach (2.27) folgende Beziehung zwischen der Atmosphärentemperatur an der Grenze zum Planetenkörper und der Konstanten $4\pi H$:

$$4\pi H = \frac{2 \left(\sigma_{\text{SB}}T_{\text{off}}^4 - \frac{1-A}{4}S(a) \right)}{1 + \frac{3}{2}\tau} \quad (2.28)$$

Diese Beziehung kann verwendet werden, um aus der Energiegleichung T_{off} zu bestimmen (siehe §3.6.4).

Kapitel 3

Entstehung der Atmosphären und Ozeane terrestrischer Planeten

Für den Ursprung der Atmosphären terrestrischer Planeten gibt es im Prinzip vier verschiedene Möglichkeiten:

1. Die älteste Vorstellung ging davon aus, daß zunächst die Planeten ohne Atmosphären entstanden sind. Die Atmosphären wären dann erst später im Zusammenhang mit vulkanischen Aktivitäten durch Ausgasung flüchtiger Komponenten entstanden, die in dem Material enthalten waren, aus dem die Planeten ursprünglich entstanden sind.

2. Planetesimale, die reich an flüchtigen Substanzen sind, haben den ganzen oder größere Teile des Planeten aufgebaut. Sie sind beim Aufschlag auf den Planeten durch die freigesetzte Energie ausgegast und haben von Anfang an eine Atmosphäre auf der Oberfläche des entstehenden Planeten aufgebaut.

3. Die Planeten könnten ursprünglich eine Atmosphäre aus dem Material der Gaskomponente in der Akkretionsscheibe (H und He) besessen haben. Diese wären aber durch kontinuierliche und katastrophale Einschläge von Planetesimalen verlorengegangen. Die heutigen Atmosphären wurden später aus einem äußeren Reservoir flüchtiger Substanzen, z.B. Kometen und Asteroide, auf die Planeten gebracht, die beim Aufschlag ausgasten.

4. Die Planeten entstanden zunächst (fast) ohne Atmosphäre und die flüchtigen Substanzen wurden direkt aus dem Sonnennebel eingefangen, als die Planeten nahezu fertig waren.

Der vierte Prozeß kommt nur für die großen Gasplaneten in Frage. Die Zusammensetzungen der Planetenatmosphären, speziell die Isotopenhäufigkeiten der Edelgase, weichen allzusehr von solaren Verhältnissen ab, die bei Einfang der Gaskomponente aus der Akkretionsscheibe realisiert sein müssten. Die erste Vorstellung ist mit den geologischen Befunden unvereinbar, nach denen die Erde bereits vor mindestens 3.6 Milliarden Jahren Ozeane und ein Klima annähernd wie heute hatte.

Am ehesten wahrscheinlich ist eine Kombination der beiden unter 2. und 3. aufgeführten Prozesse. Speziell der zweite Prozeß, der Aufbau der Atmosphäre

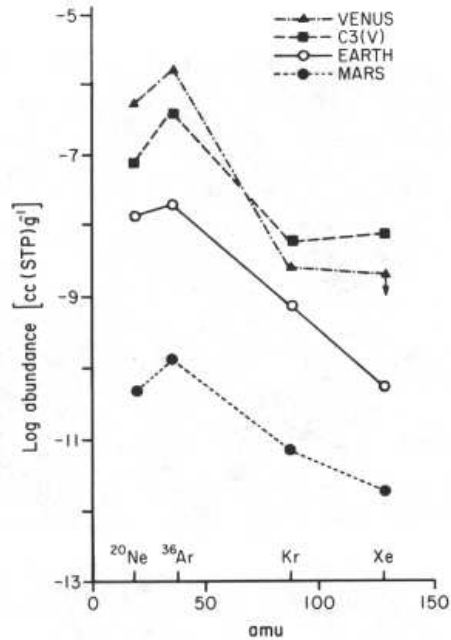


Abbildung 3.1. Häufigkeit der Edelgase (außer He) in den Atmosphären der Planeten Erde, Venus und Mars und in Meteoriten, hier einem CV3 Chondriten (aus AHRENS und Kollegen [30]).

simultan mit dem Wachstum des Planeten, wird heute als der hauptsächlich für die Entstehung der Atmosphären terrestrischer Planeten verantwortliche Prozeß gehalten. Dies gründet sich auf die Tatsache, daß der Prozeß der Entstehung der Planeten durch das sukzessive Aufsammeln kleinerer Körper durch einige wenige große Körper geprägt wird. Die einzelnen Etappen dieses Prozesses sind:

1. Bildung der Planetesimale
2. Wachstum von Protoplaneten aus dem Planetesimalschwarm
3. Einschlag der letzten großen Körper auf den Planeten
4. Aufsammeln der letzten Planetesimale aus der Wachstumszone
5. Die späte, starke Bombardierung
6. Ein langsam abnehmender Einfall von Kometen und Asteroiden

Es erscheint also nur natürlich, daß bei den Einschlägen von Körpern in der Wachstumsphase der Planeten darin eingeschlossene, flüchtige Substanzen freigesetzt werden, die dann von Anfang an eine Atmosphäre um den Planeten bildeten.

3.1 Die Grundidee

Die entscheidenden Ideen für die simultane Entstehung der Atmosphären terrestrischer Planeten im Zusammenhang mit dem Wachstum der Planeten aus dem Planetesimalschwarm wurde 1973 von Arrhenius, De & Alfvén [32] und 1977 von Benlow & Meadows [35] formuliert. Die auffällige Ähnlichkeit der Häufigkeitsverteilung der schwereren Edelgase von Ne bis Xe mit der Häufigkeitsverteilung

dieser Edelgase in den primitiven Meteoriten und die starke Abweichung der Häufigkeitsverteilung der Edelgase in den Planetenatmosphären von deren solarer Häufigkeitsverteilung ließ sie an einen ursächlichen Zusammenhang der Atmosphärenentstehung und dem meteoritischen Material denken.

Die Edelgase werden nicht in größerem Umfang in die Planetenkörper eingebaut. Sie gehen wegen ihrer großen Atommasse auch nicht bei Verlustprozessen im Verlaufe der 4.6×10^9 Jahre der Existenz des Sonnensystems verloren. Nur He entweicht wegen seiner geringen Masse aus der Erdatmosphäre in den interplanetaren Raum. Der gesamte Bestand dieser Edelgase in den heutigen Atmosphären, soweit sie nicht wie ^{40}Ar und einige Xe-Isotope aus dem Zerfall langlebiger radioaktiver Kerne stammen, sollte im Großen und Ganzen mit dem übereinstimmen, was in der Entstehungsphase den Planeten zugeführt und eventuell erst später aus dem Planetenkörper ausgegast wurde. Spätere Zufuhr durch eingefangenes Material aus dem Sonnenwind oder durch Einfall von Kometen oder Asteroiden kann keine wesentliche Quelle darstellen.

Material aus dem Bereich der Mutterkörper der heutigen Meteoriten, also aus dem Asteroidengürtel, muß in der Entstehungsphase der Planeten in gewissem Umfang zum Material der Planeten beigetragen haben. Dieses Material ist in vielen Fällen reich an flüchtigen Komponenten, vor allem Wasser und kohlenstoffhaltigen Verbindungen, und enthält auch in geringen Mengen die Edelgase. Arrhenius, De & Alfvén sowie Benlow & Meadows machten darauf aufmerksam, daß diese flüchtigen Substanzen aller Wahrscheinlichkeit nach beim Aufschlag auf den Planeten in beträchtlichem Umfang freigesetzt werden, vorausgesetzt, die Geschwindigkeit des Einschlags ist hoch genug. Die Geschwindigkeit, mit der Planetesimale auf einem Planeten einschlagen, ist im wesentlichen gleich der Entweichgeschwindigkeit von der Planetenoberfläche und nimmt deswegen mit zunehmender Planetenmasse zu. Dadurch würde auf den Planeten, wenn ihre Masse eine kritische Größe überschreitet, die für das Einsetzen der Ausgasung erforderlich ist, eine vorwiegend aus H_2O und CO_2 bestehende Atmosphäre aufgebaut werden.

Benlow & Meadows haben auf der Basis einiger Daten von Ahrens und O'Keefe [29] zur Ausgasung von Planetesimalen beim Einschlag auf Planeten angenommen, daß ab einer Aufschlaggeschwindigkeit von ca. 5 km s^{-1} beträchtliche Ausgasung beginnt. Mit der Annahme, daß die Einfallgeschwindigkeit gleich der Entweichgeschwindigkeit ist, haben sie abgeschätzt, daß beim Überschreiten einer Masse von $0.08 M_{\oplus}$ ein Planetenembryo anfängt, eine Atmosphäre zu entwickeln. Mond und Merkur wären demnach zu massearm, um auf diese Weise eine nennenswerte Atmosphäre zu entwickeln, während Venus und Erde auf jeden Fall eine dichte Atmosphäre entwickeln könnten. Mars liegt mit seiner Masse im Bereich der kritischen Grenzmasse, sodaß Ausgasung einfallender Planetesimalen nur gegen Ende der Marsentstehung möglich wird und dessen Atmosphäre dadurch nicht sehr dicht ausfällt.

Die Hypothese, daß die Atmosphären terrestrischer Planeten durch die Ausgasung flüchtiger Substanzen beim Aufschlag auf den Protoplaneten aufgebaut werden, paßt zu den heute beobachteten Atmosphären dieser Körper bzw. der heutigen Nichtexistenz von Atmosphären auf Mond und Merkur.

Eine andere Feststellung, die auf ein sehr frühes Ausgasen der flüchtigen Komponenten aus dem Material der Erde hinweist, ist das sehr hohe $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ Isotopenverhältnis (> 5000) im heutigen Erdmantel. ^{36}Ar und ^{40}Ar waren schon in dem Material vorhanden, aus dem die Erde entstanden ist, wobei das entspre-

chende Isotopenhäufigkeitsverhältnis für solare Häufigkeiten $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar} = 296$ beträgt. Zusätzliches ^{40}Ar entsteht im Erdkörper durch Zerfall von ^{40}K mit einer Halbwertszeit von $\tau_{1/2} = 1.26 \times 10^9$ Jahren. Hamato & Ozima [47] haben 1978 darauf hingewiesen, daß das hohe $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ Isotopenverhältnis nur damit verträglich ist, daß das ursprünglich vorhandene Ar bereits zu einem sehr frühen Zeitpunkt aus dem Mantelmaterial ausgegast sein muß, möglicherweise bereits während der Entstehungsphase des Planeten.

Diese Überlegungen und Feststellungen haben dazu geführt, daß die Hypothese der Entstehung der Atmosphären terrestrischer Planeten durch Ausgasung der Planetesimale beim Aufschlag ab 1980 ernsthaft durch experimentelle Untersuchungen zum Ausgasungsprozeß und durch Modellrechnungen verfolgt wurde und heute für den tatsächlich verantwortlichen Prozeß für die Entstehung der Atmosphären gehalten wird.

Die Zusammensetzung der heutigen Atmosphären von Venus, Erde und Mars weicht zwar deutlich von der Zusammensetzung ab, die sich bei Einschlag-Ausgasung von Planetesimalen ergibt, doch hierfür werden Folgeprozesse während der 4.5×10^9 Jahre der späteren Planetenentwicklung nach deren Entstehung verantwortlich gemacht. Auch gewisse Diskrepanzen bei den Isotopenhäufigkeitsverhältnissen der Edelgase mit den Voraussagen des einfachen Einschlag-Ausgasungsmodells werden auf Effekte zusätzlicher Prozesse zurückgeführt, die während oder nach der Entstehungsphase wirksam waren.

3.2 Wachstum der Planeten

In der protoplanetaren Akkretionsscheibe entsteht ca. 0.5×10^6 Jahre nach der Entstehung des Sterns ein Schwarm von Planetesimalen von einigen km Durchmesser, die eine dünne, rotierende Scheibe innerhalb der protoplanetaren Akkretionsscheibe bilden. Die Mitglieder des Schwarms laufen auf Keplerbahnen um die Sonne um. Durch die wechselseitige, gravitative Störung der Bahnen haben die Bahnen der einzelnen Körper kleine Exzentrizitäten, die zur Überschneidung von Bahnen und daraus resultierenden gelegentlichen Zusammenstößen führen. Bei den Zusammenstößen vereinigen sich in vielen Fällen die Körper zu größeren Körpern. Allmählich entstehen in dem Schwarm auch einzelne größere Körper. Wenn in dem Schwarm das Ausreißerwachstum eines einzelnen größeren Körpers begonnen hat, dann sammelt dieser alle Planetesimale aus einem gewissen Bereich seiner Umgebung auf und wächst rasch auf Planetengröße an.

Im Prinzip besteht dieses Wachstum aus einer Serie diskreter Einschlagereignisse großer Planetesimale und Protoplaneten auf dem entstehenden Planeten. In dieser Form ist der Wachstumsprozeß in einer Modellrechnung zur Entstehung einer Planetenatmosphäre allerdings nur schwer zu behandeln. Man beschreibt ihn stattdessen genähert als einen kontinuierlichen Prozeß, in dem über die diskreten Einzelereignisse der Massenzunahme gemittelt ist, und verwendet für das Massenwachstum eine Gleichung für die mittlere Massenzunahme pro Zeiteinheit. Diese Gleichung werden wir jetzt formulieren.

3.2.1 Gleichung für die mittlere Massenzunahme

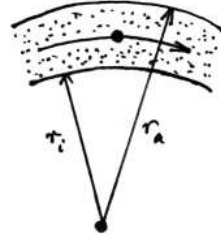
Wenn ρ_{pl} die Massendichte des Planetesimalschwarms in der Umgebung der Bahn des entstehenden Planeten und u_{pl} die mittlere Geschwindigkeit der Pla-

netesimale relativ zum entstehenden Planeten ist, dann ist seine mittlere Massenzunahme pro Zeiteinheit durch Einfang von Planetesimalen

$$\frac{dM_{\text{Pl}}}{dt} = \sigma \rho_{\text{pl}} u_{\text{pl}}. \quad (3.1)$$

M_{Pl} ist die momentane Masse des Planeten und σ der Einfangquerschnitt des Planeten für Planetesimale.

Es wird angenommen, daß der Planet alles Material aus der Akkretionsscheibe aus einer Zone zwischen den Radien r_i und r_a aufsammelt. Als Grenzen r_i und r_a kann man jeweils den halben Abstand zum nächsten Planeten annehmen, da die Planeten bei ihrem Wachstum wahrscheinlich alle kleineren Körper aufsammeln, deren Bahnen im Mittel näher zu dem jeweiligen Planeten verlaufen als zum Nachbarn. Der Bereich der Akkretionsscheibe zwischen r_i und r_a wird als die Fütterungszone des Planeten bezeichnet.



Zur Vereinfachung wird angenommen, daß die Dicke h der Planetesimalscheibe in der Fütterungszone konstant ist. Das Volumen, aus dem der Planet die Planetesimale aufsammelt, ist dann

$$V = \pi(r_a^2 - r_i^2) \cdot h. \quad (3.2)$$

Die Endmasse des Planeten, wenn alle Planetesimale aufgesammelt sind, sei M_e . Die Masse der Planetesimale im Volumen V ist dann $M_e - M_{\text{Pl}}$. Für die Massendichte des Planetesimalschwarms setzt man deswegen

$$\rho_{\text{pl}} = \frac{M_e - M_{\text{Pl}}}{\pi(r_a^2 - r_i^2) \cdot h}. \quad (3.3)$$

Das setzt zum ersten voraus, daß die vorhandene Masse zu jedem Zeitpunkt gleichmäßig über den Bereich V verteilt ist. Zum zweiten ist vorausgesetzt, daß der Planetesimalschwarm keine anderweitigen Verluste erleidet, also keine Streuung aus der Akkretionsscheibe heraus und keine Auswanderung in die Fütterungszone benachbarter Planeten. Mit diesen Voraussetzungen gilt

$$\frac{dM_{\text{Pl}}}{dt} = \sigma \frac{M_e - M_{\text{Pl}}}{\pi(r_a^2 - r_i^2) \cdot h} u_{\text{pl}}. \quad (3.4)$$

3.2.2 Dicke der Planetesimalscheibe

Die Dicke der Planetesimalscheibe kann durch die nachfolgende Überlegung bestimmt werden: Man geht von der Gleichung für die Bewegung der Planetesimale vertikal zur Mittelebene der Scheibe aus. In den späten Phasen der Entwicklung einer protoplanetaren Scheibe ist darin nur noch so wenig Masse enthalten, daß die Bewegung der Planetesimale, ausgenommen während der seltenen nahen Begegnungen zweier Körper aus dem Planetesimalschwarm, durch das Gravitationsfeld des Sterns bestimmt wird. In diesem Fall gilt

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{GM_*}{(r^2 + z^2)^{3/2}} z. \quad (3.5)$$

Bei einer dünnen Scheibe ($z \ll r$) gilt einfach

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{GM_*}{r^3} z. \quad (3.6)$$

M_* ist die Masse des Protosterns, r der radiale Abstand des betrachteten Körpers zum Stern und z seine Höhe über der Mittelebene der Scheibe. Multiplikation mit $v_z = dz/dt$ und Integration liefert

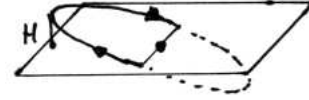
$$v_z^2 = -\frac{GM_*}{r^3} z^2 + C$$

mit einer Integrationskonstanten C . Für die z -Geschwindigkeit in der Mittelebene der Scheibe gilt dann $v_{z,0}^2 = C$ und deswegen

$$v_z^2 = v_{z,0}^2 - \frac{GM_*}{r^3} z^2. \quad (3.7)$$

Die vertikale Bewegung hat einen Umkehrpunkt, in dem $v_z = 0$ ist. Der Abstand H des Umkehrpunkts zur Mittelebene der Scheibe ergibt sich zu

$$H^2 = \frac{r^3}{GM_*} v_{z,0}^2. \quad (3.8)$$



Wir mitteln jetzt über eine große Schar von Planetesimalen im Abstand r vom Protostern. Die mittlere Dicke der Planetesimalenscheibe ist

$$h_{\text{pl}} = 2\langle H \rangle = 2\sqrt{\frac{r^3}{GM_*} \langle v_{z,0}^2 \rangle}, \quad (3.9)$$

wobei $\langle \dots \rangle$ die Mittelung über viele Planetesimale bedeutet. Für die Umlaufzeit P des Planeten im Abstand r von der Sonne gilt

$$\frac{2\pi}{P} = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}} \quad (3.10)$$

und damit

$$h_{\text{pl}} = \frac{P}{\pi} \sqrt{\langle v_{z,0}^2 \rangle}. \quad (3.11)$$

Wenn man annimmt, daß die Pekuliargeschwindigkeiten der Planetesimale relativ zu einer Kreisbahngeschwindigkeit im Mittel isotrop verteilt sind, dann gilt im Mittel

$$\langle v_{x,0}^2 \rangle = \langle v_{y,0}^2 \rangle = \langle v_{z,0}^2 \rangle$$

und für den Betrag u der mittleren Geschwindigkeit gilt

$$u_{\text{pl}}^2 = \langle v_{x,0}^2 \rangle + \langle v_{y,0}^2 \rangle + \langle v_{z,0}^2 \rangle = 3\langle v_{z,0}^2 \rangle.$$

Es folgt

$$h_{\text{pl}} = \frac{P}{\pi} \sqrt{\frac{u_{\text{pl}}^2}{3}} \quad (3.12)$$

Einsetzen in (3.4) ergibt

$$\frac{dM_{\text{Pl}}}{dt} = \sigma \frac{M_e - M_{\text{Pl}}}{(r_a^2 - r_i^2)} \frac{\sqrt{3}}{P}. \quad (3.13)$$

In dieser Näherung fallen die Dicke der Planetesimalscheibe und die mittlere Pekuliargeschwindigkeit u der Planetesimale relativ zur Kreisbahngeschwindigkeit des Planeten aus der Gleichung heraus. Es gehen nur die Umlaufperiode P und die Masse M_e des Planeten ein, die bekannt sind, und die Grenzen r_a und r_i der Fütterungszone, die sich einigermaßen realistisch schätzen lassen.

3.2.3 Einfangquerschnitt

Zur Bestimmung des Einfangquerschnitts betrachtet man die Streuung eines Planetesimals am Planeten. In großer Entfernung vom Planeten gilt für die kinetische Energie und den Relativdrehimpuls der Bahnbewegung im Schwerpunktsystem

$$\ell = mv_\infty p \quad (3.14)$$

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv_\infty^2. \quad (3.15)$$

Im Punkt des geringsten Abstands beim Vorbeiflug des Planetesimals am Planeten gilt (dort ist die Richtung der Bahngeschwindigkeit senkrecht zur Verbindungslinie der Mittelpunkte von Planetesimal und Planet)

$$\ell = mv_0 r_0 \quad (3.16)$$

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv_0^2 - \frac{GM_{\text{Pl}}}{r_0}. \quad (3.17)$$

Wegen der Energie- und Drehimpulserhaltung sind ℓ und E während der ganzen Bewegung konstant. Elimination von ℓ und E zwischen den vorangehenden Gleichungen ergibt

$$v_0 = \frac{p}{r_0} v_\infty \quad (3.18)$$

sowie eine quadratische Gleichung für r_0

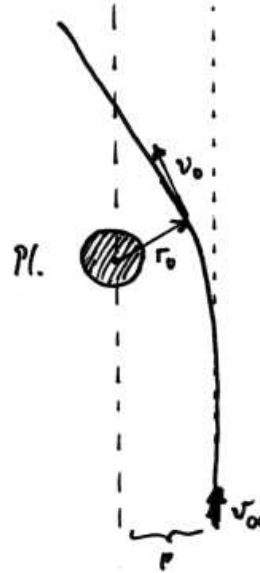
$$r_0^2 + 2\frac{GM_{\text{Pl}}}{v_\infty^2}r_0 - p^2 = 0. \quad (3.19)$$

Deren Lösung ist

$$r_0 = -\frac{GM_{\text{Pl}}}{v_\infty^2} + \sqrt{\left(\frac{GM_{\text{Pl}}}{v_\infty}\right)^2 + p^2}. \quad (3.20)$$

Die Planetesimale treffen den Planeten streifend, wenn

$$r_0 = R_{\text{planetesimal}} + R_{\text{Pl}} \approx R_{\text{Pl}}. \quad (3.21)$$



Letzteres gilt, weil Planetesimale immer viel kleiner als der Planet sind. Der kritische Stoßparameter p_0 für einen streifenden Stoß ist demnach

$$p_0^2 = R_{\text{Pl}}^2 \left(1 + \frac{2GM_{\text{Pl}}}{R_{\text{Pl}}v_\infty^2} \right). \quad (3.22)$$

Für alle Stoßparameter $p < p_0$ schlägt ein Planetesimal auf dem Planeten auf. Der Stoßquerschnitt für Planetesimal-Planet-Stöße ist deswegen πp_0^2 .

Die Geschwindigkeiten v_∞ der Planetesimale vor der Streuung sind die Partikulargeschwindigkeiten der Planetesimale relativ zur Kreisbahngeschwindigkeit des Planeten. Über die Verteilung dieser Geschwindigkeiten muß noch gemittelt werden. Da die genaue Verteilung der Geschwindigkeiten nicht bekannt ist, ersetzen wir näherungsweise den Mittelwert von $1/v_\infty^2$ durch die Größe $1/u_{\text{Pl}}^2$. Für den Stoßquerschnitt des Planeten mit Planetesimalen ergibt sich auf diese Weise

$$\sigma = \pi R_{\text{Pl}}^2 (1 + 2\theta) \quad (3.23)$$

mit dem sog. Safronoff-Parameter

$$\theta = \frac{GM_{\text{Pl}}}{R_{\text{Pl}}u_{\text{Pl}}^2}. \quad (3.24)$$

Das mittlere Geschwindigkeitsquadrat u_{Pl}^2 im Planetesimalschwarm wird in der Phase, in der die Planetenentstehung begonnen hat, durch die Streuung der Planetesimale am Planeten bestimmt. Safronoff hat gezeigt, daß θ Werte im Bereich $3 \lesssim \theta \lesssim 6$ annimmt. Für Zwecke der Modellrechnung zur Entstehung von Planetenatmosphären wird meistens vereinfachend ein fester Wert von $\theta = 4$ angenommen.

3.2.4 Wachstum eines Planeten

Wenn kleine Planetesimale auf einem Planeten aufschlagen, dann wird fast deren gesamte Masse an den Planeten angelagert. Ein kleiner Teil der Trümmerstücke, die beim Aufschlag auf dem Planeten entstehen, wird zwar auf Entweichgeschwindigkeit beschleunigt und verläßt den Planeten, aber deren Massenanteil ist unbedeutend und wird vernachlässigt. Der Stoßquerschnitt (3.23) kann mit dem Einfangquerschnitt identifiziert werden. Der Massenzuwachs des Planeten pro Zeiteinheit durch Einfang von Planetesimalen ist dann

$$\frac{dM_{\text{Pl}}}{dt} = \pi R_{\text{Pl}}^2 (1 + 2\theta) \frac{M_e - M_{\text{Pl}}}{(r_a^2 - r_i^2)} \frac{\sqrt{3}}{P}. \quad (3.25)$$

Der Radius R_{Pl} des Planeten ist durch seine Masse M_{Pl} und seine Zusammensetzung bestimmt. Wenn er eine konstante Massendichte ρ_{Pl} hat, dann gilt

$$M_{\text{Pl}} = \frac{4\pi}{3} \cdot \rho_{\text{Pl}} \cdot R_{\text{Pl}}^3. \quad (3.26)$$

Wird R_{Pl} auf diesem Wege aus der Masse M_{Pl} bestimmt, dann ist (3.25) eine gewöhnliche Differentialgleichung erster Ordnung für die Masse des Planeten M_{Pl} als Funktion der Zeit. Sie kann mit jeder einfachen Integrationsmethode numerisch gelöst werden, da dabei keine besonderen numerischen Schwierigkeiten auftreten.

Tabelle 3.1. Parameter zur Lösung der Wachstumsgleichung für die terrestrischen Planeten

Planet	M_e gr	ρ_{P1} g cm ⁻³	a AE	r_i AE	r_a AE
Merkur	3.30×10^{26}	5.43	0.387	0.267	0.560
Venus	4.87×10^{27}	5.24	0.723	0.560	0.862
Erde	5.97×10^{27}	5.52	1.000	0.862	1.262
Mars	6.42×10^{26}	3.94	1.524	1.262	2.162
Asteroiden			2.8		

Tatsächlich ist die Dichte eines Planeten nicht konstant. Durch den zunehmenden Druck im Planeteninneren bei zunehmender Planetenmasse wird die Materie im Planeten stark komprimiert, sodaß die mittlere Dichte zunimmt. Der Radius des Planeten muß, genau genommen, durch eine Modellberechnung seines inneren Aufbaus parallel zur Integration der Gleichung (3.25) bestimmt werden. Diese Komplikation wird in der Regel aber vermieden und ein konstanter Mittelwert für ρ_{P1} verwendet, beispielsweise die Dichte des fertigen Planeten. Angesichts der sonstigen starken Approximationen, auf denen das Wachstumsmodell (3.25) beruht, ist diese zusätzliche Näherung wohl ausreichend genau.

Parameter, die in die Wachstumsgleichung eingehen, sind M_e , P , ρ_{P1} und die Grenzen der Fütterungszone r_i und r_a . Die entsprechenden Daten für die terrestrischen Planeten sind in Tab. 3.1 zusammengestellt. Die Periode P folgt aus dem mittleren Abstand a zur Sonne und (3.10). Als Grenzen der Fütterungszone sind jeweils der halbe Abstand zum nächsten Planeten gesetzt. Die Innengrenze der Fütterungszone bei Merkur ist geschätzt und die Außengrenze bei Mars ist aus dem hypothetischen Bahnradius eines Planeten in der Asteroidenzone bestimmt (Titius-Bode-Reihe).

3.3 Größenspektrum der Planetesimale

Für das Größenspektrum der Planetesimale wird ein Potenzgesetz der Form

$$n(M)dM = \begin{cases} 0 & \text{für } M < M_0 \\ N M^{-q} dM & \text{für } M_0 \leq M \leq M_1 \\ 0 & \text{für } M > M_1 \end{cases} \quad (3.27)$$

angenommen. M_0 ist die Masse der kleinsten, M_1 Masse der größten Planetesimale im Planetesimalschwarm. N ist ein Normierungsfaktor.

Die gesamte Masse im Planetesimalschwarm ist dann

$$M_{\text{ges}} = \int_{M_0}^{M_1} dM M^{1-q} = \begin{cases} N \frac{M_1^{2-q}}{2-q} \left(1 - \left(\frac{M_0}{M_1}\right)^{2-q}\right) & \text{für } q < 2 \\ N \ln \frac{M_1}{M_0} & \text{für } q = 2 \\ N \frac{M_0^{2-q}}{q-2} \left(1 - \left(\frac{M_0}{M_1}\right)^{q-2}\right) & \text{für } q > 2 \end{cases} \quad (3.28)$$

Für den Prozentsatz der Masse in Planetesimalen mit einer Masse $M_0 \ll M <$

M' gilt im Fall $q < 2$

$$\frac{\int_{M_0}^{M'} dM M^{1-q}}{\int_{M_0}^{M_1} dM M^{1-q}} = \left(\frac{M'}{M_1}\right)^{2-q} \frac{1 - \left(\frac{M_0}{M'}\right)^{2-q}}{1 - \left(\frac{M_0}{M_1}\right)^{2-q}} \approx \left(\frac{M'}{M_1}\right)^{2-q}.$$

Für $q < 2$ ist die meiste Masse in den großen Planetesimalen versammelt, denn $(M'/M_1)^{2-q}$ ist eine monoton wachsende Funktion von M' , die bei $M' = M_1$ den Wert 1 annimmt. Entsprechend ist für $q > 2$ der größte Teil der Masse in den kleinen Planetesimalen konzentriert. Hier interessiert nur der Fall $q < 2$. Dann gilt in guter Näherung

$$N = \frac{M_{\text{ges}}(2-q)}{M_1^{2-q}} \quad (3.29)$$

und damit

$$n(M) = \begin{cases} \frac{M_{\text{ges}}(2-q)}{M_1^2} \left(\frac{M}{M_1}\right)^{-q} & \text{für } M_0 \leq M \leq M_1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.30)$$

Für die Anzahl der Planetesimale aus dem Massenbereich zwischen M und $M + dM$, die pro Zeiteinheit auf dem Planeten einschlagen, gilt für $q < 2$

$$\dot{N} dM = (2-q) \frac{\dot{M}_{\text{Pl}}}{M_1^2} \left(\frac{M}{M_1}\right)^{-q} dM. \quad (3.31)$$

\dot{M} ist die Masseneinfallrate auf den Planeten.

Die Masse des größten Planetesimals im Planetesimalschwarm ist im Rahmen der Theorie von Safronoff durch die Masse M_{Pl} des Protoplaneten festgelegt. Sie ist durch

$$M_1 = \frac{M_{\text{Pl}}}{8\theta^3} \quad (3.32)$$

gegeben. Im Zwischenbereich der Massen von M_1 bis zur Masse des Protoplaneten gibt es keine Körper. Der nächstgrößte Körper in der Umgebung des Planeten hat in der Wachstumsphase nur etwa 1/500 der Masse des Planeten, bei gleicher mittlerer Dichte beträgt dessen Radius aber nur etwa 1/8 des Planetenradius. Der größte Teil der Masse wird einem Planeten beim Wachstum durch Körper zugeführt, die zwar deutlich kleiner sind als der Planet selber, aber nicht sehr klein im Vergleich zum Planeten.

Die Masse M_0 der kleinsten Planetesimale im Planetesimalschwarm ist im Fall $q < 2$ nicht von Interesse.

3.4 Verteilung der Einschlagenergie

Für die weiteren Überlegungen ist die Frage wichtig, wie sich die kinetische Energie der einfallenden Planetesimale beim Einschlag verteilt. Entsprechende Modellrechnungen sind von O'Keefe & Ahrens [59] durchgeführt worden.

In Abb. 3.2 ist die Deformation und das Geschwindigkeitsfeld beim Einschlag eines 100 km großen Planetesimals auf der Oberfläche eines Planeten dargestellt. Die Einschlagsgeschwindigkeit ist zu 12 km s^{-1} angenommen, was etwa

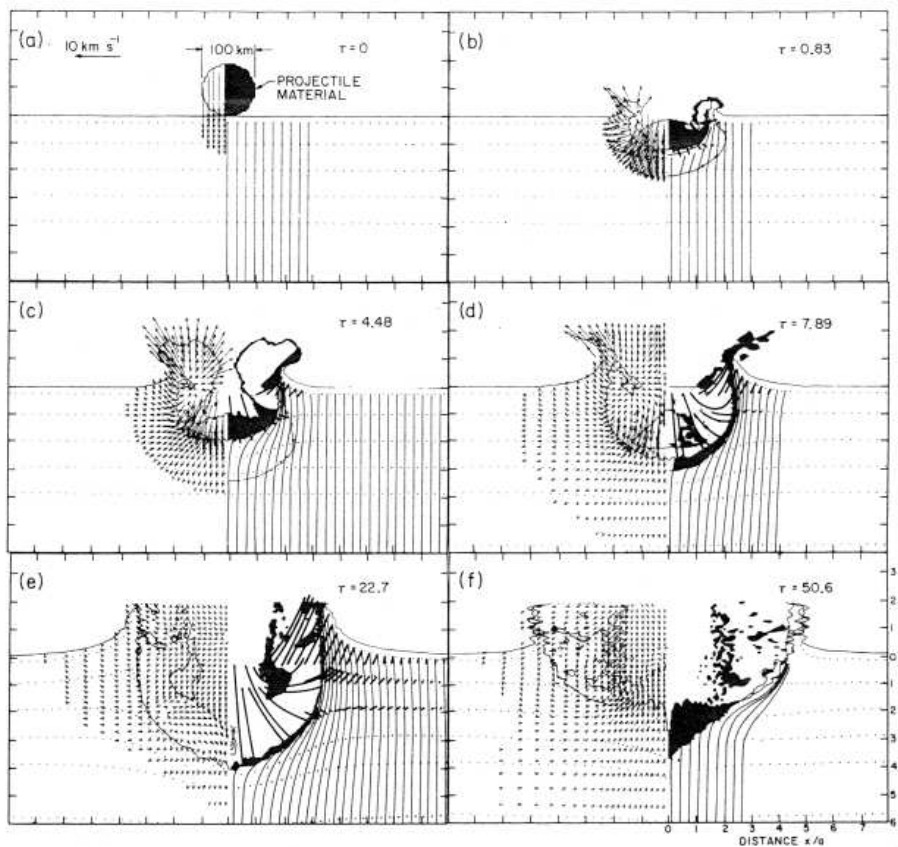


Abbildung 3.2. Strömungsfeld beim Einschlag eines 100 km großen Einschlagkörpers aus Silikatmaterial auf einen Planetenkörper mit einer Einschlaggeschwindigkeit von 12 km s^{-1} für verschiedene Werte der normierten Zeit τ . Die horizontalen, gepunkteten Linien und die dünnen, vertikalen Linien (in den rechten Bildhälften) beziehen sich auf feste Punkte im Zielmaterial und demonstrieren dessen Deformation beim Einschlag. Die Pfeile in den linken Bildhälften geben die Teilchengeschwindigkeiten an (Maßstab für 10 km s^{-1} in (a)). Die dicken Linien in den rechten Bildhälften geben die Bahnen von Massenelementen bei der Kraterentstehung an. Beim Vergleich der Bilder (e) und (f) sieht man, wie durch gravitative Anziehung die Materie am unteren Boden des Kraters während der späteren Entwicklung wieder angehoben wird und sich ein flacher Kraterboden ausbildet (aus AHRENS und Kollegen [30]).

der Einfallgeschwindigkeit von Planetesimalen auf einen Körper mit Erdmasse entspricht. Als Material wurde für den Planetesimal und den Planetenkörper kompaktes Silikat ohne Poren angenommen. Die Bilder geben die Entwicklung des Einschlagkraters zu aufeinanderfolgenden Zeiten in Einheiten der normierten Zeit

$$\tau = t \cdot \frac{v}{d} \quad (3.33)$$

an. d ist der Planetesimaldurchmesser, v die Einschlaggeschwindigkeit. Bei Körpern mit einem Durchmesser von mehr als etwa 10 km wird der Ablauf des Vorgangs stark durch die Gravitationswechselwirkung der ausgeworfenen Materie mit den benachbarten Teilen der Planetenoberfläche beeinflusst. Der Auswurf

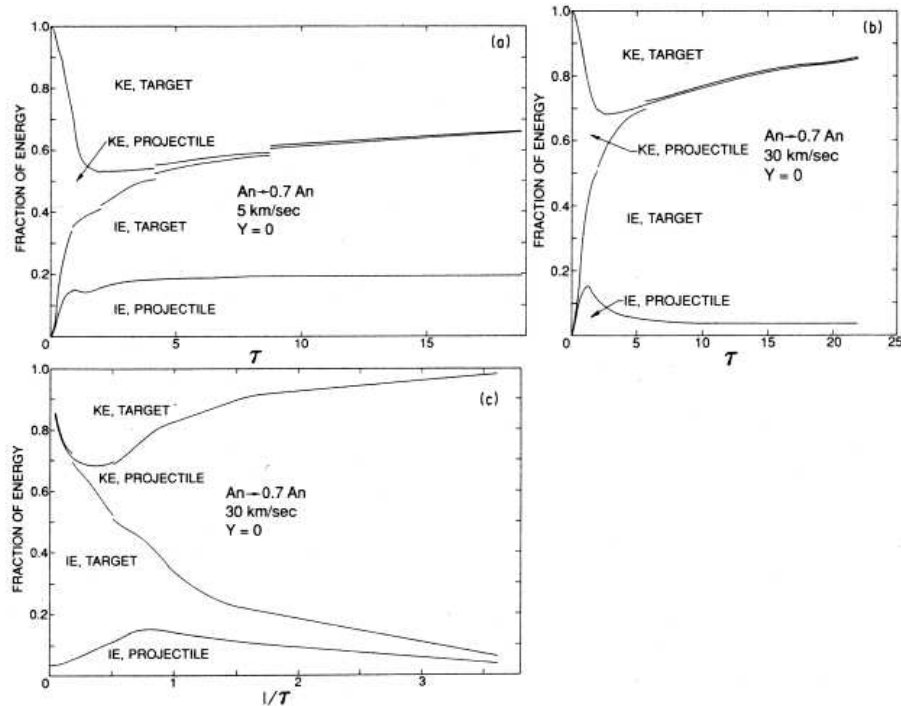


Abbildung 3.3. Verteilung der Einschlagenergie auf die innere und kinetische Energie der Materials des Projektils und des Ziels in Abhängigkeit von der normierten Zeit. Das Projektil ist ein kompakter Silikatkörper, das Ziel ist ein Körper aus Silikatschotter. (a) Einschlaggeschwindigkeit 5 km s^{-1} , (b) Einschlaggeschwindigkeit 30 km s^{-1} , (c) wie (a), aber als Funktion der inversen normierten Zeit (aus AHRENS und Kollegen [30]).

wird zurückgetrieben und der Kraterboden angehoben. Dadurch wird die maximale Tiefe des Einschlagkraters auf ≈ 1.6 Projektildurchmesser begrenzt und später wird der Kraterboden nach oben getrieben, sodaß die Einschlagkrater zum Schluß flache Böden haben.

Abbildung 3.3 zeigt die zeitliche Entwicklung der Verteilung der Energie auf kinetische und innere Energie der Materie des Einschlagkörpers und der Planetenoberfläche als Funktion der normierten Zeit. Das Projektil ist ein Silikatkörper, das Ziel ein Körper aus Silikatschutt. Letzteres berücksichtigt, daß das Oberflächenmaterial des entstehenden Planeten, wenn es nicht geschmolzen ist, durch ständige Planetesimaleinschläge zu Schotter zertrümmert ist. Beim Einschlag wird das Projektil stark komprimiert und teilweise verdampft. Ein Teil der kinetischen Energie des Projektils wird dadurch in innere Energie der Projektilmaterie umgewandelt, die schmilzt und verdampft. Der Rest der kinetischen Energie des Projektils wird in kinetische Energie der Deformationsbewegung im Zielkörper umgewandelt. Ein starker Stoß breitet sich in das umgebende Gestein aus. Später wird ein großer Teil dieser kinetischen Energie durch Arbeitsleistung der Bewegung im Zielkörper in innere Energie umgewandelt.

In der Abbildung sind Ergebnisse für zwei verschiedene Einschlaggeschwindigkeiten dargestellt. Die kinetische Energie des Einschlags wird innerhalb einer Zeitspanne von $\tau \approx 5$ in kinetische Energie der Deformation des Ziels und in

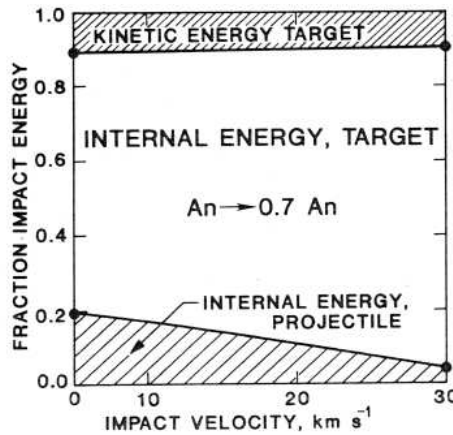


Abbildung 3.4. Verteilung der Einschlagenergie auf die innere und kinetische Energie der Materials des Projektils und des Ziels in Abhängigkeit von der Einschlaggeschwindigkeit. Das Projektil ist ein kompakter Silikatkörper, das Ziel ist ein Körper aus Silikatschotter (aus AHRENS und Kollegen [30])

Tabelle 3.2. Anteil der Energie, der bei einem Planetesimaleinschlag mit 30 km s^{-1} auf die Atmosphäre übertragen wird (aus AHRENS und Kollegen [30])

	Anteil der Energie in langsamen Auswürfen	Effizienz der Übertragung auf die Atmosphäre	Übertrag auf Atmosphäre
Inn. Energie Dampf	0.12	1.0	0.12
Inn. Energie Schmelze	0.15	1.0	0.15
Inn. Energie Gestein	0.03	0.1	0.00
Kin. Energie Dampf	0.01	1.0	0.01
Kin. Energie Schmelze	0.03	1.0	0.03
Kin. Energie Gestein	0.05	1.0	0.05
Stoß in Atmosphäre			0.03
		Gesamt:	0.39

innere Energie der Materie des Projektils und des Ziels umgewandelt. Das Maximum der kinetischen Energie der Deformation wird etwa bei $\tau = 3$ erreicht, später nimmt dieser Anteil durch Arbeitsleistung am Material ab. Der größte Teil dieser kinetischen Energie wird im weiteren Verlauf ebenfalls in innere Energie umgewandelt.

Der Zustand zu späten Zeiten, wenn der Stoß dissipiert ist, wird durch Extrapolation in einer Darstellung als Funktion der inversen normierten Zeit (Abb. 3.3c) bestimmt. Die so bestimmte endgültige Verteilung der Einschlagenergie für $\tau \rightarrow \infty$ ist in Abb. 3.4 dargestellt. Der größte Teil der Einschlagenergie ist in innere Energie des Materials des Einschlagskörpers und des Ziels umgewandelt, ein Teil ist in kinetische Energie des Materials des Ziels umgewandelt, die in den herumfliegenden Trümmern steckt. Letztere wird später durch Wechselwirkung mit der Atmosphäre letztendlich als Wärme auf die Atmosphäre übertragen.

Eine Abschätzung der einzelnen Beiträge zur Energieübertragung auf die Atmosphäre ist in Tab. 3.2 angegeben. Insgesamt werden etwa 40% der Einschlagenergie als Wärme auf die Atmosphäre übertragen und tragen unmittelbar zu deren Heizung bei. Der Rest ist zunächst als innere Energie in dem

Material enthalten, das dem Planetenkörper hinzugefügt worden ist, sodaß ein Teil dieses Materials anfangs als Schmelze vorliegt.

3.5 Ausgasen der Planetesimale

Der entscheidende Prozeß für die Entstehung von Planetenatmosphären ist nach gegenwärtiger Vorstellung das Ausgasen flüchtiger Komponenten beim Einschlag von Planetesimalen auf der Planetenoberfläche während der Entstehungsphase der Planeten.

Die Planetesimale, die im Bereich der terrestrischen Planeten entstanden sind, enthalten in ihrem Material so gut wie kein flüchtiges Material, da sie in einem Bereich der protoplanetaren Akkretionsscheibe entstanden sind, in dem die Temperatur während der ganzen Entwicklungsphase der Akkretionsscheibe viel zu hoch war, als daß flüchtige Substanzen oder als Kristallwasser in Mineralen gebundenes Wasser in diesem Bereich hätten existieren können. Flüchtige Substanzen können in diesem Bereich während der Entstehung von Planetesimalen nicht in diese mit eingebaut worden sein, und bei deren späterem Einschlag auf den entstehenden Planeten tragen sie nichts zur Entstehung der Atmosphäre bei.

Weiter außen jedoch, im Bereich des heutigen Asteroidengürtels und der großen Planeten, waren während der meisten Zeit der Entwicklung der Akkretionsscheibe die Temperaturen niedrig genug, daß flüchtige Substanzen und als Kristallwasser gebundenes Wasser existieren konnten. Jenseits der Schneegrenze, die bei ca. 5 AE lag, existierten auch gefrorenes Wasser und andere gefrorene Gase. Speziell im Bereich des Asteroidengürtels ist in die Planetesimale bei deren Entstehung viel flüchtiges Material und Wasser eingebaut worden, und später sind bei der Aufheizung der großen Planetesimale zahlreiche chemische und mineralogische Veränderungen in deren Material abgelaufen, die weiteres flüchtiges Material produziert haben. Kohlige Chondriten beispielsweise sind bekanntlich reich an Wasser und flüchtigen Substanzen.

Durch wechselseitige gravitative Streuung bei gegenseitigen nahen Begegnungen, später auch durch gravitative Streuung an den entstehenden Planeten, bleiben die Planetesimale nicht strikt an die engere Zone ihrer Entstehung gebunden. Ein Teil kann über merkliche Entfernungen in der Akkretionsscheibe diffundieren oder auf stark exzentrische Bahnen gelenkt werden, die sie in andere Bereiche der Akkretionsscheibe führen. Dadurch tragen zum Wachstum der terrestrischen Planeten in gewissem Umfang auch Planetesimale bei, die aus weiter außen liegenden Bereichen der Akkretionszone stammen und Träger von flüchtigen Substanzen sind.

Der Massenzuwachs der Planeten wird fast gänzlich durch den Einschlag relativ großer Planetesimale mit Durchmessern > 100 km bewirkt, da der größte Teil der Masse des Planetesimalschwarms in solchen Körpern vereinigt ist. Diese waren bereits vor der Hauptphase des Planetenwachstums durch Zerfälle langlebiger, radioaktiver Kerne aufgeheizt und dadurch bereits alle wenigstens teilweise aufgeschmolzen und dabei chemisch und mineralogisch stark verändert. Eis und freies Wasser enthalten sie nicht mehr oder nur noch in geringem Umfang. Den Hauptbestandteil an flüchtigen Substanzen bilden bei diesen Körpern Wasser, das als Kristallwasser gebunden ist, beispielsweise in Serpentin mit der Zusammensetzung $\text{Mg}_2\text{Si}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$, und CO_2 in Karbonaten wie CaCO_3 .

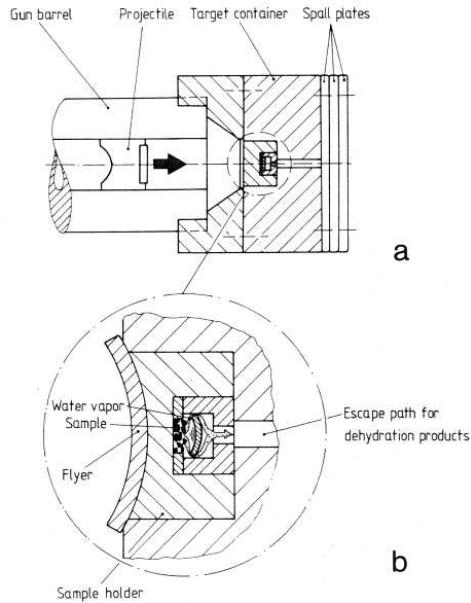


Abbildung 3.5. Schematischer Aufbau der Experimente zur Einschlags-Ausgasung. (a) stellt die Situation kurz vor dem Aufschlag des Projektils dar, (b) die Situation bei der Ausgasung (aus AHRENS und Kollegen [30]).

Beim Aufschlag wird das Material des Planetesimals stark aufgeheizt, wie die Modellrechnungen zum Planetesimaleinschlag (§3.4) zeigen, und dabei können die flüchtigen Substanzen freigesetzt werden.

3.5.1 Laborexperimente zur Ausgasung

Es sind eine Reihe von Laborexperimenten durchgeführt worden, um den Grad der Ausgasung von Mineralien beim Aufschlag auf ein festes Hindernis experimentell zu bestimmen. Die Experimente wurden hauptsächlich mit den Materialien Serpentin und Kalzit als den mutmaßlichen Hauptträgern flüchtiger Komponenten in Planetesimalen und mit meteoritischem Material von T.J. Ahrens und Kollegen durchgeführt.

Die nötigen Drücke für eine Ausgasung erfordern eine Aufschlaggeschwindigkeit von mindestens 2 bis 3 km s^{-1} . Um diese hohen Geschwindigkeiten zu erreichen, wurden die ebenen, polierten Plättchen des Probenmaterials in eine stählerne Halterung montiert und dieses Ziel mit einem Metallkörper beschossen, der mit einer Gas- oder Pulverkanone beschleunigt wurde. Die experimentelle Anordnung ist in Abb. 3.5 skizziert. Das Probenmaterial ist nach dem Schuß stark zertrümmert, wie es analog beim Einschlag von Planetesimalen auf einem Planeten erwartet wird. Es wurde aus dem Probenhalter entfernt und die Metallsplitter herausgepickt. Der Gehalt an flüchtigen Komponenten im Probenmaterial wurde vor und nach dem Schuß bestimmt und daraus der Grad der Entgasung bestimmt. In einigen Fällen wurden auch die ausgegasten Komponenten aufgefangen und deren Menge bestimmt.

Ob tatsächlich bei den Stoßexperimenten Wasser aus der Kristallstruktur ausgetrieben wurde, wurde mit Infrarotspektroskopie überprüft. Abbildung 3.6 vergleicht einige Spektren für unterschiedlich starken Stößen ausgesetztes Serpentin mit dem entsprechenden Spektrum von unverändertem Serpentin. Bemerkenswert ist die starke Abnahme der OH Dehnungsmode bei 3690 cm^{-1} mit

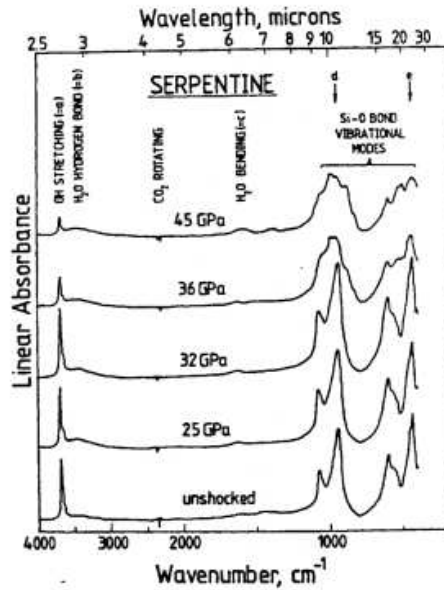


Abbildung 3.6. Infrarote Absorptionsbanden für Serpentin vor und nach Aufschlagexperimenten. An den Kurven ist jeweils der Spitzenwert des Drucks hinter dem Stoß angegeben. Die Absorptionsbande für die OH Dehnungsmode rührt von Kristallwasser her, die Dehnungsmode für die OH-Bindung in H₂O und die Valenzwinkelschwingung rühren von ausgasstem Wasser her (aus LANGE und AHRENS [50]).

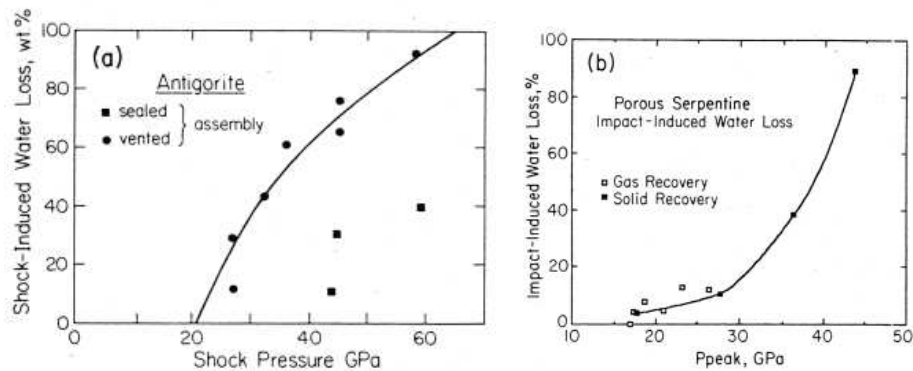


Abbildung 3.7. Stoßinduzierte Ausgasung des Wassergehalts von Serpentin als Funktion des Spitzenwerts des Drucks bei kristallinem (links) und porösem (rechts) Serpentin. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung an die Meßwerte (aus AHRENS und Kollegen [30]).

zunehmendem Wert des Spitzenwerts des Drucks hinter dem Stoß. Diese Bande ist charakteristisch für im Kristallgitter gebundene OH Gruppen. Zugleich ist das Auftreten der Banden der OH Dehnungsschwingung und der Valenzwinkelschwingung von H₂O bei 3450 cm⁻¹ bzw. 1630 cm⁻¹ feststellbar, deren Stärke mit zunehmender Stärke des Stoßes zunimmt. Diese Banden werden durch ausgasstes und dann adsorbiertes Wasser verursacht. Es ist also tatsächlich Kristallwasser beim Aufschlag aus dem Kristallgitter freigesetzt worden.

Abbildung 3.7 zeigt Ergebnisse der Experimente für die Ausgasung von Wasser aus kristallinem und porösem Serpentin. Die Ausgasung beginnt bei einem bestimmten Mindestwert des Spitzendrucks hinter dem Stoß. Bei kristallinem Serpentin liegt dieser bei 20 GPa, bei porösem Serpentin (20% Porenanteil) deutlich niedriger. Ein Beginn der Ausgasung bei porösem Material bei niedrigeren

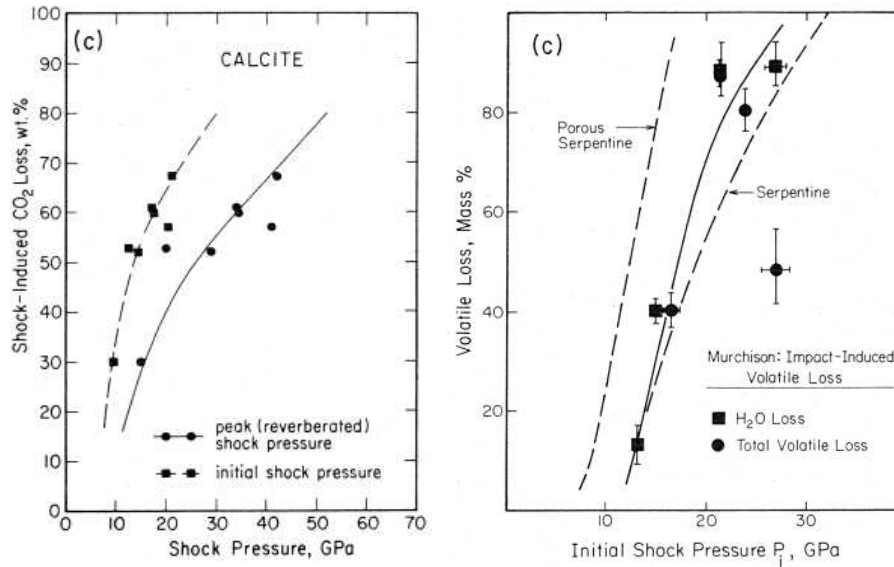


Abbildung 3.8. Links: Stoßinduzierte Ausgasung von CO_2 bei Kalzit-Einkristallen als Funktion des Spitzenwerts des Drucks. Rechts: Ausgasung von H_2O und aller flüchtigen Bestandteile beim Murchison Meteoriten als Funktion des Spitzenwerts des Drucks. Die gestrichelten Linien stellen zum Vergleich die Werte für stoßinduzierte Ausgasung bei porösem und kristallinem Serpentin dar (aus AHRENS und Kollegen [30]).

Spitzenwerten des Drucks ist bei allen Materialien zu beobachten und liegt daran, daß im porösen Material durch die Inhomogenitäten lokal kleine Bereiche mit wesentlich höherer Temperatur als im Durchschnitt entstehen, in denen die Ausgasung bereits beginnt, während im Rest des Materials die Bedingungen hierfür noch nicht erreicht werden. Da die Planetesimale wahrscheinlich aus einem in großen Teilen porösen Material bestehen, sind für die Berechnung der Ausgasung beim Einschlag von Planetesimalen auf einem Planet die Daten für poröses Material maßgeblich.

Abbildung 3.8 zeigt Ergebnisse für die Ausgasung zweier anderer Materialien. Kalzit CaCO_2 ist ein möglicher Lieferant für CO_2 in den Planetenatmosphären durch seine Zersetzung und Ausgasung beim Einschlag. Das Material des Murchison Meteoriten könnte typisch für die Zusammensetzung von Planetesimalen sein, die einen wesentlichen Teil der flüchtigen Substanzen zum Aufbau der Atmosphären geliefert haben. In den Modellrechnungen werden für die Berechnung des Ausgasens deswegen meistens die Daten für den Murchison Meteoriten verwendet.

Vollständige Ausgasung erfordert durchschnittlich einen ca. dreifach höheren Spitzenwert des Drucks hinter dem Stoß als beginnende Ausgasung. Im Zwischenbereich ist die Abhängigkeit des Grades der Ausgasung vom Druck nicht sehr genau festzulegen, da die experimentellen Daten stark streuen. Bei Modellrechnungen wird deswegen zwischen beginnender und vollständiger Ausgasung oft einfach linear interpoliert.

Tabelle 3.3 faßt die wesentlichen Ergebnisse der Laboratoriumsexperimente zur Ausgasung flüchtiger Substanzen, den Mindestdruck für beginnende Ausga-

Tabelle 3.3. Druckbereich für die Ausgasung von flüchtigen Komponenten (aus AHRENS und Kollegen [30])

Material	Gaskomponente	Beginn der Ausgasung [Pa]	Vollständige Ausgasung [Pa]
Serpentin Mg ₃ Si ₂ O ₅ (OH) ₄	H ₂ O	20	65
Serpentin 20% porös	H ₂ O	17	45
Bruzit Mg(OH) ₂	H ₂ O	8	35
Kalzit CaCO ₃	CO ₂	10	40–50
Kohliger Chondrit (Murchison)	H ₂ O, CO ₂ , SO ₂ H ₂ S, ...	12	30

sung und den Druck, ab dem vollständige Ausgasung beginnt, zusammen.

Die Ergebnisse der Experimente von T.J. Ahrens und seiner Kollegen zeigen, daß die Ausgasung flüchtiger Substanzen beim Einschlag von Planetesimalen auf Planeten tatsächlich ein Prozeß ist, durch den bei der Entstehung der Planeten bereits fast von Anfang an erhebliche Gasmengen an ihrer Oberfläche freigesetzt werden können, die dann eine Atmosphäre, bestehend vorwiegend aus H₂O und CO₂, aufbauen.

3.5.2 Einfallgeschwindigkeit der Planetesimale

Zum Zweck der Berechnung des Aufbaus einer Atmosphäre auf einem Planeten durch Ausgasung einfallender Planetesimale muß der Maximaldruck im Planetesimal beim Aufschlag bestimmt werden. Dieser wird durch die Geschwindigkeit bestimmt, mit der die Planetesimale auf die Oberfläche aufschlagen. Die Planetesimale werden beim Flug durch die Atmosphäre und beim Durchschlagen der Wasserschicht eines Ozeans auf der Oberfläche des Planeten zwar abgebremst, da aber für die Massenzufuhr zum Planeten und damit auch für die Zufuhr von flüchtigem Material ganz überwiegend nur die massereichsten Körper aus dem Planetesimalschwarm mit Durchmessern von $D > 100$ km beitragen (§3.3), die viel zu massereich sind um bei der Wechselwirkung mit einer Atmosphäre oder einem Ozean nennenswert abgebremst zu werden, kann eine Abbremsung vor dem Aufschlag auf die Oberfläche des Planetenkörpers vernachlässigt werden.

Wenn u_{pl}^2 der Mittelwert des Quadrats der Pekuliargeschwindigkeiten der Planetesimale relativ zur Kreisbahngeschwindigkeit des Planeten sind, dann gilt für den Mittelwert V_i^2 des Quadrats der Einschlaggeschwindigkeit

$$V_i^2 = \frac{2GM_{\text{Pl}}}{R_{\text{Pl}}} + u_{\text{pl}}^2. \quad (3.34)$$

u_{pl} wird in der Phase der Planetenentstehung durch die gravitative Streuung der Planetesimale am Planeten bestimmt. Nach der Theorie von Safronoff stellt sich für u_{pl}^2 folgender Mittelwert ein

$$u_{\text{pl}}^2 = \frac{2GM_{\text{Pl}}}{R_{\text{Pl}}} \frac{1}{2\theta}. \quad (3.35)$$

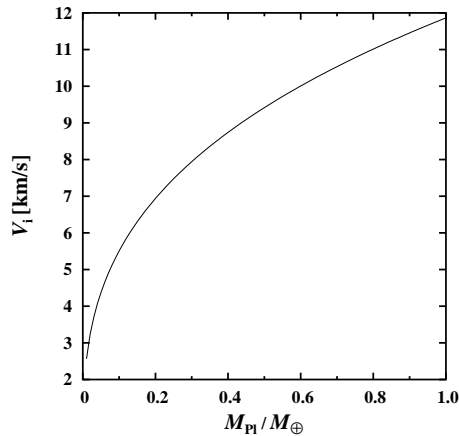


Abbildung 3.9. Variation der Einschlaggeschwindigkeit von Planetesimalen mit der Masse des Protoplaneten.

Der Safronoff-Parameter hat einen Wert von 3...5; bei Modellrechnungen wird meistens ein mittlerer Wert von $\theta = 4$ für diese Größe gewählt.

Die Einschlaggeschwindigkeit

$$V_i^2 = \frac{2GM_{P1}}{R_{P1}} \left(1 + \frac{1}{2\theta} \right) \quad (3.36)$$

ist in dieser Näherung vollständig durch die Masse des Planeten festgelegt. Sie kann im Zusammenhang mit der Lösung der Gleichung (3.25) für das Planetenwachstum unmittelbar berechnet werden. Typische Werte für V_i können aus Abb. 3.9 ersehen werden.

3.5.3 Spitzendruck beim Einschlag der Planetesimale

Der Grad der Ausgasung der Planetesimale beim Einschlag hängt vom Spitzenwert des Drucks ab, der hinter der Stoßfront erreicht wird, die sich ab dem Moment des ersten Kontakts des Planetesimals mit der Planetenoberfläche durch den Planetesimal ausbreitet. Der Druck hinter der Stoßfront läßt sich näherungsweise durch Lösung der Rankine-Hugoniot-Bedingungen für die Ausbreitung der Stoßfront bestimmen.

Die Stoßfront sei als eine sehr dünne Schicht betrachtet, in der die starke Kompression der Materie und der dadurch verursachte Temperaturanstieg stattfinden. Zur Vereinfachung des Problems sei angenommen, daß die Stoßfront eben ist und daß sich ein quasistationärer Zustand eingestellt hat, in dem ebensoviel Materie in den Bereich der Stoßfront von der Seite *vor* der Stoßfront einströmt, wie auf der Seite *hinter* der Stoßfront wieder aus dem Bereich der Stoßfront herausströmt. Die Einzelheiten der Vorgänge im Bereich der Stoßfront interessieren nicht weiter. Es reicht völlig aus, die Verhältnisse kurz vor und hinter der Stoßfront zu untersuchen.

Alle physikalischen Größen im Bereich vor der Stoßfront werden im Folgenden mit einem Index 0 gekennzeichnet, alle Größen hinter der Front mit einem Index 1. U sei die Geschwindigkeit, mit der die Stoßfront durch das Planetesimalgestein läuft.

In einem Bezugssystem, in dem die Stoßfront ruht, ist der Masseneinstrom von der Seite vor der Stoßfront, der in den Bereich der Stoßfront eintritt, gleich

Tabelle 3.4. Empirisch bestimmte Koeffizienten in Gl. (3.40) (aus ZAHNLE und Kollegen [79]).

Material	ρ_0 g cm^{-3}	c_0 km s^{-1}	k
Basalt	2.86	2.60	1.62
Diabas	3.00	4.48	1.19

$\rho_0 U$. Hinter der Stoßfront hat die Materie die Geschwindigkeit v_1 relativ zur Materie vor der Stoßfront. Im Ruhesystem der Stoßfront strömt die Materie dann mit der Geschwindigkeit $U - v_1$ aus dem Bereich der Stoßfront heraus. Der damit verknüpfte Massenstrom ist $\rho_1(U - v_1)$. In einem stationären Zustand sind beide Massenströme einander gleich, sodaß

$$\rho_1(U - v_1) = \rho_0 U \quad (3.37)$$

gilt.

Der Impulsstrom, der von der Seite vor der Stoßfront her in die Stoßfront einströmt, ist $p_0 + \rho_0 U^2$ und der Impulsstrom, der aus der Stoßfront in den Bereich hinter der Stoßfront ausströmt, ist $p_1 + \rho_1(U - v_1)^2$. Im stationären Fall sind beide Impulsströme einander gleich und es gilt

$$p_0 + \rho_0 U^2 = p_1 + \rho_1(U - v_1)^2. \quad (3.38)$$

Mit (3.37) und der naheliegenden Annahme $p_0 \ll p_1$ folgt

$$p_1 = \rho_0 U v_1. \quad (3.39)$$

Für den Zusammenhang zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit U der Stoßfront und der Geschwindigkeit v_1 verwendet man nach dem Vorschlag von Zahnle und Kollegen [79] am besten experimentell bestimmte Werte aus Stoßwellenexperimenten, da an dieser Stelle die Materialeigenschaften eingehen. In diesem Fall setzt man

$$U = c_0 + k v_1. \quad (3.40)$$

Gemessene Werte für die Koeffizienten a und b für einige in Frage kommende Materialien sind in Tab. 3.4 angegeben. Mit dieser Relation gilt

$$p_1 = \rho_0(c_0 + k v_1)v_1. \quad (3.41)$$

Für die Geschwindigkeit v_1 gilt folgendes: Von der Kontaktfläche zwischen Planet und Einschlagkörper breiten sich zwei Stoßfronten aus, von denen eine in den Planeten und die andere in den Planetesimal hineinläuft. Dazwischen befindet sich das komprimierte Material aus dem Planeten und dem Planetesimal. Die Geschwindigkeiten der Ausbreitung dieser Stoßfronten sind im allgemeinen etwas unterschiedlich wegen unterschiedlicher Materialeigenschaften in Planet und Planetesimal. Zur Vereinfachung wird angenommen, daß beide Geschwindigkeiten von gleichem Betrag sind. Dann sind die Geschwindigkeiten v_1 hinter den beiden Stoßfronten gleich groß und aus Symmetriegründen gilt

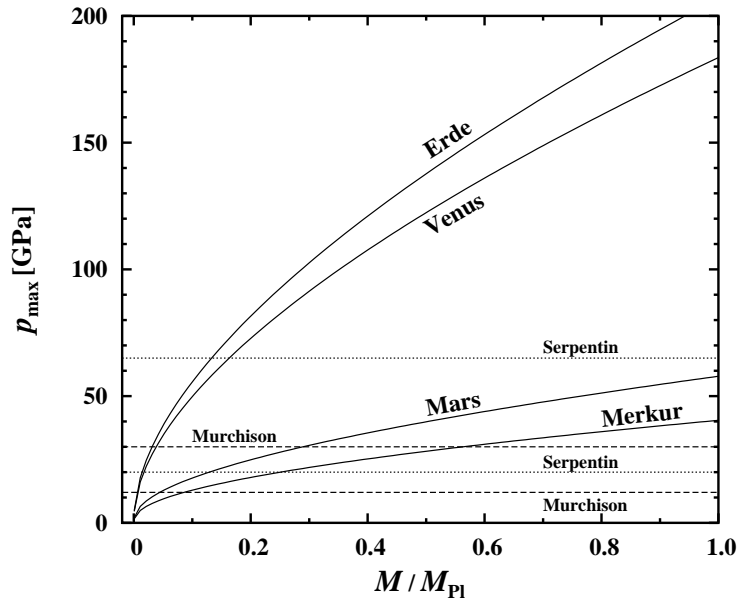


Abbildung 3.10. Variation des Spitzendrucks hinter der Stoßfront beim Einschlag von Planetesimalen bei den terrestrischen Planeten mit der Masse des Protoplaneten (in Einheiten der Endmasse). Die gestrichelten Linien entsprechen dem Druck für beginnende und vollständige Ausgasung für chondritisches Material (Murchison), die gepunkteten Linien gelten entsprechend für Serpentin.

$$2v_1 = V_i, \quad (3.42)$$

wobei V_i die Aufschlaggeschwindigkeit des Planetesimals ist, denn $2v_1$ ist nach Definition von v_1 die Relativgeschwindigkeit des Planetesimalmaterials relativ zum Planetenmaterial.

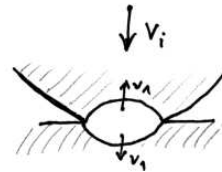
Für den Druck hinter der Stoßfront folgt

$$p_1 = \frac{1}{2}\rho_0 \left(c_0 + \frac{1}{2}kV_i \right) V_i. \quad (3.43)$$

Dies ist mit dem Druck zu identifizieren, der die Ausgasung des Planetesimals bestimmt.

Abbildung 3.10 stellt für die terrestrischen Planeten den Druck p_1 beim Einschlag von Planetesimalen auf der Oberfläche des Protoplaneten in Abhängigkeit von der Masse des Protoplaneten dar. Für c_0 und k wurden die Meßdaten für Basalt verwendet. Bei den gestrichelten Linien stellt die untere Linie den Grenzdruck für beginnende Ausgasung, die obere Linie die Untergrenze für vollständige Ausgasung für chondritisches Material (Murchison Meteorit) dar. Die gepunkteten Linien gelten entsprechend für Serpentin.

Bei Venus und Erde beginnt die vollständige Ausgasung der Planetesimalen beim Einschlag bereits, wenn der Protoplanet noch sehr klein ist (einige Prozent der Endmasse). Fast alles flüchtige Material in den Planetesimalen trägt bei diesen Planeten zum Aufbau einer Atmosphäre bei. Bei Mars ist die Endmasse so klein, daß Ausgasung erst relativ spät einsetzt und auch bei der Endmasse



noch nicht $f_{j,\text{ausg}} = 1$ erreicht. Der größte Teil der flüchtigen Substanzen wird beim Mars nicht freigesetzt, sondern dem Planetenkörper zugeführt.

3.5.4 Wachstum der Atmosphäre

Die Ergebnisse der Laborexperimente zur Abhängigkeit des Grads der Ausgasung flüchtiger Substanzen vom Spitzenwert des Drucks hinter der Stoßfront p_{max} ($= p_1$, Gl. 3.43) werden bei einer Modellrechnung durch einen einfachen Ansatz approximiert. Wenn das Ausgasen der Komponente j bei einem Druck $P_{j,\text{min}}$ beginnt und bei einem Druck oberhalb von $P_{j,\text{max}}$ die Ausgasung vollständig ist, dann wird im Zwischenbereich $P_{j,\text{min}} < p_{\text{max}} < P_{j,\text{max}}$ der Grad der Ausgasung $f_{j,\text{ausg}}$ einfach linear zwischen den beiden Grenzfällen interpoliert. Angesichts der beträchtlichen Streuungen der Messdaten (siehe Abb. 3.7, 3.8) ist diese Approximation genau genug. Man setzt also

$$f_{j,\text{ausg}} = \begin{cases} 0 & \text{für } p_{\text{max}} < P_{j,\text{min}} \\ \frac{p_{\text{max}} - P_{j,\text{min}}}{P_{j,\text{max}} - P_{j,\text{min}}} & \text{für } P_{j,\text{min}} < p_{\text{max}} < P_{j,\text{max}} \\ 1 & \text{für } P_{j,\text{max}} < p_{\text{max}} \end{cases} \quad (3.44)$$

Die Grenzdrücke $P_{j,\text{min}}$ und $P_{j,\text{max}}$ werden den Labormessungen entnommen. Für einige in Frage kommende Materialien sind die Ergebnisse in Tab. 3.3 zusammengestellt. Bei Modellrechnungen wurden bisher für $P_{j,\text{min}}$ und $P_{j,\text{max}}$ immer die Ergebnisse für den Murchison Meteoriten verwendet.

Wenn \dot{M}_{P1} die Rate der Massenzufuhr zum Planeten durch einfallende Planetesimale und f_j der Massenanteil der Planetesimale an einer bestimmten flüchtigen Spezies j ist (z.B. H_2O , CO_2 , HCN , ...), dann ist die Rate der Massenzufuhr der Spezies j zur Atmosphäre des Planeten

$$\frac{dM_{j,\text{atm}}}{dt} = \dot{M}_{\text{P1}} \cdot f_j \cdot f_{j,\text{ausg}} \quad (3.45)$$

$f_{j,\text{ausg}}$ ist die Ausgasungsrate der Spezies j , die im Prinzip für unterschiedliche Spezies unterschiedlich sein kann. Der beim Einschlag ausgegaste Teil der flüchtigen Substanzen baut auf der Oberfläche des Planeten eine Atmosphäre auf. Der Aufbau dieser Atmosphäre wird durch die Gleichungen (3.45), für jede Spezies eine, beschrieben. Die bisher durchgeführten Modellrechnungen konzentrieren sich auf die beiden Hauptkomponenten H_2O und CO_2 , die, nach allem was wir wissen, die Hauptbestandteile der frühen Planetenatmosphären sind. Praktisch werden bei einer Modellrechnung also die beiden Gleichungen für die Massenzufuhr von H_2O und CO_2 berücksichtigt.

Bei nicht vollständiger Ausgasung ($f_{j,\text{ausg}} < 1$) verbleibt ein Teil der flüchtigen Spezies j im Material des Planetesimals und wird Bestandteil des Planetenkörpers. Dieser kann deswegen ebenfalls flüchtige Komponenten enthalten. Dies ist vor allem deswegen von Bedeutung, weil solche Komponenten später über geologisch lange Zeiträume ausgasen können (Vulkanismus, Fumarolen) und dadurch auch später noch weiteres flüchtiges Material der Atmosphäre zugeführt wird. Die Massenzufuhr an flüchtigen Spezies zum Planetenkörper wird für jede Spezies durch folgende Gleichung beschrieben

$$\frac{dM_{j,\text{P1}}}{dt} = \dot{M}_{\text{P1}} \cdot f_j (1 - f_{j,\text{ausg}}) \quad (3.46)$$

Bei einer genauen Modellierung der Atmosphärenentwicklung muß die Wechselwirkung der Atmosphäre mit diesem Reservoir an flüchtigen Substanzen berücksichtigt werden. Dies wird hier vernachlässigt.

3.6 Oberflächentemperatur des Planeten

3.6.1 Einzonen-Modell der Planetenatmosphäre

Für die Berechnung eines Entwicklungsmodells der Planetenatmosphäre wird zunächst ein sehr einfaches Modell der Atmosphäre verwendet. Von der Atmosphäre wird angenommen, daß es sich um eine im Vergleich zum Radius des Planetenkörpers dünne Schicht auf dessen Oberfläche handelt. Das setzt voraus, daß die Masse der Atmosphäre immer sehr klein im Vergleich zur Gesamtmasse des Planeten ist. Diese Annahme ist für die Atmosphären terrestrischer Planeten gerechtfertigt. Des weiteren wird angenommen, daß die Temperatur in der Atmosphäre konstant ist, und zwar in horizontaler und vertikaler Richtung und über längere Zeiträume. Beides ist bei einer realen Planetenatmosphäre eigentlich nicht besonders gut erfüllt. Wenn wir im Folgenden von der Atmosphärentemperatur reden, ist die Temperatur einer idealen, isothermen Atmosphäre gemeint, deren Temperatur in gewissem Sinne eine räumlich und zeitlich gemittelte Temperatur der realen Atmosphäre darstellen soll, wobei offen bleibt, in welcher genauen Beziehung diese Temperatur der isothermen Atmosphäre zu den tatsächlichen Mittelwerten steht.

Bei einer Atmosphäre, deren Ausdehnung gegen den Planetenradius klein ist, können Krümmungseffekte der Oberfläche vernachlässigt werden; die Atmosphäre kann als eine planparallele Schicht behandelt werden. Die Richtung senkrecht zur Planetenoberfläche wird als z -Koordinate eines lokalen, kartesischen Koordinatensystems gewählt. Die lokale Schwerebeschleunigung g an der Oberfläche des Planeten ist (eine eventuelle Abplattung durch Rotation wird vernachlässigt)

$$g = \frac{GM_{\text{P1}}}{R_{\text{P1}}^2}. \quad (3.47)$$

Bei einer fast masselosen Atmosphäre kann der Beitrag der Atmosphäre zu M_{P1} vernachlässigt werden. M_{P1} ist in dieser Näherung nur die Masse des Planetenkörpers. Die Gleichung für die hydrostatische Druckschichtung in der Atmosphäre lautet dann

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho. \quad (3.48)$$

Integration von $z = 0$ (Oberfläche des Planetenkörpers) bis ∞ ergibt mit der Randbedingung

$$\lim_{z \rightarrow \infty} p = 0 \quad (3.49)$$

für den Druck an der Planetenoberfläche

$$p_{\text{off}} = g \int_0^{\infty} dz \rho. \quad (3.50)$$

Multiplikation der Gleichung mit $4\pi R_{\text{P1}}^2$ ergibt

$$4\pi R_{\text{P1}}^2 p_{\text{off}} = g \int_0^{\infty} dz 4\pi R_{\text{P1}}^2 \rho.$$

Die gesamte Masse in der Planetenatmosphäre ist

$$M_{\text{atm}} = \int_0^{\infty} dz 4\pi R_{\text{P1}}^2 \rho, \quad (3.51)$$

sodaß man schließlich folgendes Ergebnis für den Druck an der Planetenoberfläche erhält

$$p_{\text{off}} = \frac{GM_{\text{P1}}}{4\pi R_{\text{P1}}^4} M_{\text{atm}}. \quad (3.52)$$

Die Masse der Atmosphäre ergibt sich aus der Lösung der Gleichungen (3.45) für die Gasspezies der Atmosphäre, und Planetenmasse und Planetenradius ergeben sich aus der Lösung der Gleichungen für das Planetenwachstum. Damit ist auch zu jedem Zeitpunkt während der Entstehung des Planeten der Atmosphärendruck p_{off} bekannt.

Das gilt in dieser Form aber nur so lange, wie kein Ozean auf der Oberfläche des Planeten existiert. Sobald ein Teil der flüchtigen Substanzen (im wesentlichen handelt es sich um die Wasserkomponente) kondensiert, ist die Masse M_{atm} in der gasförmigen Atmosphäre geringer als die Menge an ausgegasteten flüchtigen Substanzen. Der Rest ist im Ozean kondensiert. Wie in diesem Fall vorzugehen ist, wird später behandelt.

Bei einer isothermen Atmosphäre ist die Schallgeschwindigkeit

$$c^2 = \frac{kT}{m} \quad (3.53)$$

konstant. Es wird angenommen, daß für das Gas der Atmosphäre die Zustandsgleichung des idealen Gases

$$p = c^2 \rho \quad (3.54)$$

gilt. Da die Drucke an der Planetenoberfläche bis zu vielen hundert bar betragen können, sind Abweichungen vom idealen Verhalten zu erwarten. In diesem Fall wäre eigentlich die van der Waalsche Zustandsgleichung heranzuziehen. Diese Komplikation wird nicht berücksichtigt. Mit dieser Vereinfachung lautet die Gleichung für das hydrostatische Gleichgewicht in der Atmosphäre

$$\frac{d\rho}{dz} = -\frac{g}{c^2} \rho. \quad (3.55)$$

Sie wird mit der Randbedingung (3.49) durch

$$\rho = \rho_{\text{off}} e^{-z/h} \quad (3.56)$$

gelöst mit der Massendichte ρ_{off} an der Planetenoberfläche und der Skalenhöhe

$$h = \frac{c^2}{g} = \sqrt{\frac{kT}{m}} \frac{R_{\text{P1}}^2}{GM_{\text{P1}}} = \frac{c^2}{v_{\text{esc}}^2} R_{\text{P1}}. \quad (3.57)$$

Bei bekannter Temperatur T_{off} ist durch (3.57) die charakteristische Längenskala der vertikalen Ausdehnung der Planetenatmosphäre gegeben.

Eine selbstverständliche Bedingung für die Stabilität der Atmosphäre gegenüber thermischer Verdampfung ist

$$c \ll v_{\text{esc}}. \quad (3.58)$$

Diese Bedingung ist konsistent mit der Annahme einer dünnen Atmosphäre.

Die Massendichte der Atmosphäre an der Oberfläche ist nach der Zustandsgleichung

$$\rho_{\text{off}} = \frac{p_{\text{off}}}{c^2}. \quad (3.59)$$

Die drei Gleichungen (3.52), (3.59) und (3.57) sowie die Temperatur T_{off} bestimmen in der Näherung der isothermen Atmosphäre die Struktur der Planetenatmosphäre. Sie wird in dieser Näherung als eine einzelne Schicht betrachtet, die auf der Oberfläche des Planetenkörpers aufliegt (Einzonennäherung).

Die Temperatur T_{off} dieser Schicht wird durch das Gleichgewicht von Energiezufuhr und Energieverlust an der Oberfläche des Planeten bestimmt.

3.6.2 Heizung durch Planetesimalenfall

Durch den Einfall von Planetesimalen wird der Planetenatmosphäre die kinetische Energie der Planetesimale letztendlich als Wärme zugeführt. Ein Teil der Energie wird bereits beim Flug durch die Atmosphäre auf diese übertragen. Dies ist bei den Atmosphären der terrestrischen Planeten aber nur ein vernachlässigbarer Teil der gesamten Energie und braucht nicht berücksichtigt zu werden. Beim Einschlag der Planetesimale auf der Oberfläche wird nur ein Teil der Energie sofort auf die Atmosphäre übertragen, der Rest wird zunächst als thermische Energie den äußeren Schichten des Planeten zugeführt, wie in §3.4 diskutiert. Durch Wärmeleitung wird diese Energie dann nach und nach an die Oberfläche transportiert und auf die Atmosphäre übertragen. Da Energietransport durch Wärmeleitung im Gestein des Planeten ein relativ langsamer Prozeß ist, kann der Teil der Einschlagsenergie, der nicht sofort auf die Atmosphäre übertragen wird, relativ lange in den oberen Schichten des anwachsenden Planeten gespeichert werden. Genau genommen müßte deswegen der Prozeß der verzögerten Energiefreisetzung in die Berechnung der Entwicklung der Planetenatmosphäre mit einbezogen werden. Zur Vereinfachung wird aber zunächst angenommen, daß die über einen längeren Zeitraum gemittelte kinetische Energie der einfallenden Planetesimale innerhalb dieses Zeitraums auch wieder freigesetzt wird. Auf diese Weise wird eine mittlere Heizrate der Atmosphäre bestimmt.

Die mittlere Massenzufuhr zum Planeten durch einfallende Planetesimale war \dot{M}_{P1} . Die kinetische Energie pro Masseneinheit der Planetesimale ist gleich $\frac{1}{2}V_i^2$, wobei das Quadrat der mittleren Einschlaggeschwindigkeit durch (3.34) gegeben ist. Die mittlere Energiezufuhr zur Atmosphäre ist dann

$$\dot{E}_{\text{kin}} = \frac{GM_{\text{P1}}}{R_{\text{P1}}} \left(1 + \frac{1}{2\theta}\right) \dot{M}_{\text{P1}}. \quad (3.60)$$

3.6.3 Kühlung durch Abstrahlung

Die Planetenatmosphäre wird durch Abstrahlung in den interplanetaren Raum gekühlt. Wie diese Abstrahlung im einzelnen vonstatten geht, hängt von der optischen Dicke der Atmosphäre und den Details der Energietransportprozesse in der Atmosphäre (Strahlung, Konvektion) ab, die sehr verwickelt sein können.

Zunächst sei der einfachste Fall betrachtet, in dem die Atmosphäre des Planeten grau und optisch dick ist und Energietransport nur durch Strahlung stattfindet. Die Atmosphäre werde von außen von der Protosonne beleuchtet, sie

habe die optische Tiefe τ und die Albedo $A = 0$ und die Temperatur an der Basis der Atmosphäre sei T_{off} . In §2.2.3 ist gezeigt, daß in dieser Näherung die Energieabstrahlung einer Planetenatmosphäre pro Zeit- und Flächeneinheit

$$\dot{E}_{\text{rad}} = \frac{2(\sigma_{\text{SB}}T_{\text{off}}^4 - \frac{1}{4}S(a))}{1 + \frac{3}{2}\tau}. \quad (2.28)$$

ist.

Für die optische Tiefe gilt

$$\tau = \int_0^\infty dz \rho \kappa, \quad (3.61)$$

wobei κ der Masseneextinktionskoeffizient der hier als grau angenommenen Atmosphäre ist. Dieser hängt im allgemeinen von der Temperatur T und von der Massendichte ρ ab. Man verwendet in der einfachsten Näherung der Atmosphäre, bei der diese als eine einheitliche Schicht betrachtet wird, bei der Berechnung von κ die Dichte ρ_{off} und die Temperatur T_{off} . Dann folgt mit (3.56)

$$\tau = \kappa(\rho_{\text{off}}, T_{\text{off}}) \rho_{\text{off}} h. \quad (3.62)$$

Wenn κ als Funktion von ρ und T bekannt ist, beispielsweise in Form einer Tabelle, in der interpoliert werden kann, dann ist bei bekanntem T_{off} im Rahmen des Einzonnenmodells der Atmosphäre auch die optische Tiefe bekannt.

3.6.4 Energiebilanz

Die Temperatur T_{off} der Planetenatmosphäre wird durch die Energiebilanz der Heizungs- und Kühlungsprozesse an der Oberfläche des Planeten bestimmt. Die entsprechende Energiegleichung ist

$$c_p M_{\text{at}} \frac{dT_{\text{off}}}{dt} = \dot{E}_{\text{heiz}} - \dot{E}_{\text{kühl}}. \quad (3.63)$$

c_p ist die spezifische Wärme pro Masseneinheit des Atmosphärenmaterials. Die Zeitskalen für die Änderung der mittleren Heiz- und Kühlraten sind sehr lang (von der Größenordnung 10^6 Jahre) im Vergleich zur Zeitskala für die Einstellung einer Gleichgewichtstemperatur (von der Größenordnung von 10^6 Sekunden). Deswegen ist es sinnvoll, gleich den stationären Gleichgewichtszustand zu betrachten, um unnötige numerische Probleme zu vermeiden, die sich bei der numerischen Lösung der zeitabhängigen Gleichung durch die kurzen Zeitskalen für die Einstellung des Gleichgewichts ergeben können. Wir bestimmen T_{off} also aus der Gleichung

$$\dot{E}_{\text{heiz}} = \dot{E}_{\text{kühl}} \quad (3.64)$$

Die dominierenden Heiz- und Kühlraten sind durch (3.60) bzw. (2.28) gegeben.

Ein zusätzlicher Heizprozeß für die Atmosphäre ist die Energiezufuhr aus dem Planeteninneren. Diese Energie stammt aus drei Quellen:

- Dem Zerfall langlebiger radioaktiver Kerne wie ^{40}K , ^{60}Fe , Th, U.
- Gravitativer Kontraktion des Planeten bei Abkühlung.
- Kristallisationswärme beim Wachstum des festen Eisenkerns.

Diese Prozesse sind während der unmittelbaren Entstehungsphase des Planeten und seiner Atmosphäre unbedeutend, längerfristig werden sie aber wichtig. Wenn q_i den Wärmestrom pro Flächeneinheit aus dem Planeteninneren bezeichnet, dann hat man folgenden zusätzlichen Heizterm für die Planetenatmosphäre

$$\dot{E}_i = 4\pi R_{\text{Pl}}^2 q_i. \quad (3.65)$$

Ein zusätzlicher Kühlprozeß für die Planetenatmosphäre ist die Tatsache, daß das Material der einfallenden Planetesimale eine niedrigere Temperatur als das Material der Planetenoberfläche hat. Da Planetenatmosphären erst relativ spät entstehen, wenn die Gaskomponente der Akkretionsscheibe bereits dissipiert ist, sind die Planetesimale seit ihrer Entstehung bereits beträchtlich ausgekühlt und haben sich der Gleichgewichtstemperatur (2.5) eines atmosphärenlosen Körpers im Bereich der Umlaufbahn des entstehenden Planeten angenähert. Wenn nach hinreichend langer Zeit nach dem Einschlag sich die Temperatur des Planetesimalmaterials an die höhere Oberflächentemperatur des Planeten angeglichen hat, dann ist hierfür der Energiebetrag $c_p(T_{\text{off}} - T_{\text{pla}})m_{\text{pla}}$ verbraucht worden. c_p ist die spezifische Wärme pro Masseneinheit des Planetesimalmaterials. Diese Energie stammt aus der freigesetzten kinetischen Energie beim Planetesimaleinschlag. Die Rate der Energiezufuhr durch einfallende Planetesimale muß demnach um

$$\dot{E}_{\text{th}} = c_p (T_{\text{off}} - T_{\text{pla}}) \dot{M}_{\text{Pl}} \quad (3.66)$$

verringert werden.

Die Gleichung für das Energiegleichgewicht der Atmosphäre lautet also folgendermaßen:

$$\frac{GM_{\text{Pl}}}{R_{\text{Pl}}} \left(1 + \frac{1}{2\theta}\right) \dot{M}_{\text{Pl}} - c_p (T_{\text{off}} - T_{\text{pla}}) \dot{M}_{\text{Pl}} + 4\pi R_{\text{Pl}}^2 q_i = 4\pi R_{\text{Pl}}^2 \dot{E}_{\text{rad}}. \quad (3.67)$$

Dies ist eine nichtlineare Gleichung für T_{off} . Nach ihrer Lösung sind die Eigenschaften der Planetenatmosphäre vollständig bekannt.

Es sei angemerkt, daß im Grenzfall verschwindender Atmosphäre ($\dot{M}_{\text{Pl}} = 0$, $\tau = 0$) die Gleichung (3.67) gegen die Gleichung (2.5) für die Temperatur einer Planetenoberfläche im Gleichgewicht zwischen Zustrahlung durch die Sonne und Abstrahlung von der Oberfläche geht.

Die Gleichung (3.67) setzt voraus, daß die Energiezufuhr zum Planeten in der Zeit gleichmäßig verteilt erfolgt. Tatsächlich sind die Einschläge von Planetesimalen und die damit verbundene Energiezufuhr eine Serie diskreter Ereignisse mit beträchtlichen Zeitabständen zwischen den einzelnen Ereignissen. Die Gleichung definiert eine mittlere Temperatur der Atmosphäre, in der über die starken Schwankungen, die mit den diskreten Einschlagereignissen größerer Planetesimale verknüpft sind, gemittelt ist. Es ist deswegen zu beachten, daß gerade die seltenen Einschläge der massereichsten Planetesimale, die fast für den Gesamtbetrag der Massezufuhr verantwortlich sind, zu starken Abweichungen über längere Perioden vom langfristigen Mittelwert der Temperatur führen können.

3.7 Lösung von H₂O im Magmaozean

Geschmolzene Silikate können beträchtliche Mengen Wasser in gelöster Form aufnehmen. Da die Oberflächentemperatur der entstehenden Planeten zeitwei-

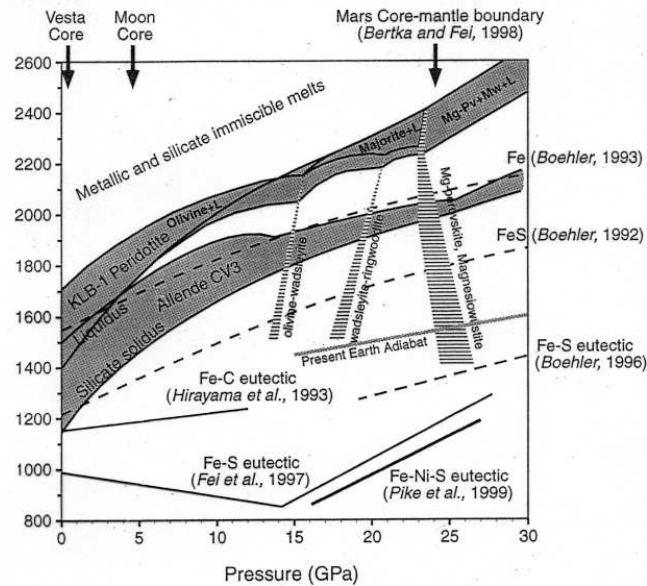


Abbildung 3.11. Experimentell bestimmte Schmelztemperaturen als Funktion des Drucks für das Material eines kohligen Chondriten (Allende, CV) (aus RUSHMER und Kollegen [64])

lig bis über die Schmelztemperatur der Gesteine an seiner Oberfläche ansteigen kann, wird bei einer Atmosphäre in Kontakt mit geschmolzenem Gestein die weitere Entwicklung des H_2O -Gehalts der Atmosphäre nicht mehr allein durch das Ausgasen der einschlagenden Planetesimale, sondern in erheblichem Ausmaß durch die Aufnahme oder Abgabe von Wasserdampf durch die Schmelze bestimmt.

3.7.1 Magmaozean

Das Schmelzen des Gesteins ist kein einfacher Prozeß, da das Material der Planeten und der Planetesimale ein komplexes Gemisch von Mineralen mit sehr unterschiedlichen Schmelzpunkten ist und viele davon Mischkristalle sind, die selber ein komplexes Schmelzverhalten zeigen. Das Schmelzen beginnt damit, daß zunächst sehr wenig Schmelze mit einer Zusammensetzung entsteht, die einer Mischung niedrig schmelzender Komponenten entspricht, während gleichzeitig noch festes Material aus Komponenten mit höheren Schmelzpunkten vorhanden ist. Die niedrigste Temperatur, bei der die erste Schmelze entsteht, wird als die „Solidus“-Temperatur bezeichnet. Mit steigender Temperatur verringert sich der Anteil der festen Phasen. Die höchste Temperatur, bei der die letzten festen Phasen verschwinden, wird als die „Liquidus“-Temperatur bezeichnet. Zwischen Solidus- und Liquidustemperatur ist die Schmelze ein Gemisch aus flüssigen und festen Phasen; oberhalb der Liquidustemperatur liegt nur noch geschmolzenes Material vor, das aber noch aus verschiedenen Komponenten bestehen kann, wenn nicht miteinander mischbare Komponenten vorhanden sind. Die Schmelze, die gegebenenfalls auf der Oberfläche der Planeten entsteht, entspricht im Prinzip dem, was man auf der Erde als das Magma kennt, das bei

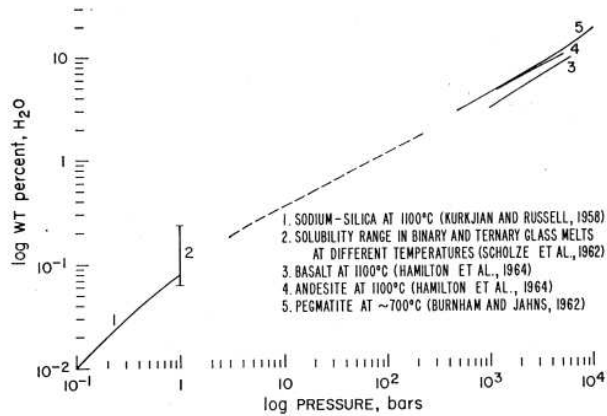


Abbildung 3.12. Löslichkeit von H₂O in Silikatschmelzen als Funktion des Dampfdrucks von H₂O (aus FRICKER und REYNOLDS [42]).

vulkanischen Aktivitäten an die Oberfläche austritt. Im folgenden werden wir das geschmolzene Material deswegen als Magma bezeichnen und bei einer geschmolzenen Planetenoberfläche von einem Magmaozean reden.

In Abb. 3.11 sind die experimentell bestimmten Solidus- und Liquidustemperaturen für das Material eines kohligen Chondriten (Allende, Typ CV3) in Abhängigkeit vom Druck dargestellt. Dieses Material ist ein möglicher Kandidat für das Material der Planeten, aus denen die Planeten gebildet wurden. Typische Werte für Solidus- und Liquidustemperatur chondritischen Materials an der Oberfläche des Planeten bei einem Druck ca. 100 bar (10^{-2} GPa) sind z.B. $T_{\text{sol}} = 1500$ K und $T_{\text{liq}} = 1200$ K, wie der Abb. 3.11 zu entnehmen ist.

Wenn die Oberfläche geschmolzen ist, muß dies nicht automatisch auch für den ganzen Planeten zutreffen. Da die Schmelztemperatur mit steigendem Druck nach Innen zunimmt, wie die Abb. zeigt, können auch trotz nach innen ansteigender Temperatur tiefer liegende Zonen des Planeten sich wieder im festen Zustand befinden.

3.7.2 Sättigungskonzentration von H₂O im Magma

Experimente zeigen, daß geschmolzenes Magma einen erheblichen Massenanteil an Wasser aufnehmen kann. Meßdaten für die Massenkonzentration von gelöstem H₂O in Silikatschmelzen in Abhängigkeit vom Wasserdampfdruck im Gleichgewicht zwischen Dampf und Schmelze sind in Fricker & Reynolds [42] zusammengestellt, siehe Abb. 3.12. Matsui & Abe [57] haben für ihre Modellrechnung zur Entstehung der Erdatmosphäre diese Daten durch einen analytischen Ausdruck der Form

$$X_{w,\text{magma}} = 2 \times 10^{-4} p_{\text{H}_2\text{O}}^{0.54} \quad (P \text{ in Pa}) \quad (3.68)$$

approximiert.

Wenn die Oberflächentemperatur des Planeten über der Solidustemperatur liegt und sich an der Oberfläche ein Magmaozean befindet, dann stellt sich im Gleichgewicht zwischen der Atmosphäre und dem geschmolzenen Magma an dessen Oberfläche der Wassergehalt im Magma entsprechend (3.68) ein. Dann kann nach dem Einschlag eines Planetesimals dessen Material Wasserdampf an die Atmosphäre abgeben, wenn der Wassergehalt des Planetesimals über dem Sättigungswert (3.68) liegt, oder umgekehrt kann das Material des Planetesimals

nach dem Aufschlag Wasserdampf aus der Atmosphäre aufnehmen, wenn der Wassergehalt des Planetesimals unter dem Sättigungswert (3.68) liegt.

Auch feste Silikate können in gewissem Umfang H_2O aufnehmen, wobei hier nicht die wasserhaltigen Silikate wie Serpentin gemeint sind, sondern in das Kristallgitter zusätzlich eingelagertes Wasser. Die Aufnahmefähigkeit fester Silikate für Wasser ist aber nicht so hoch wie die der Schmelze und kann vernachlässigt werden.

Eine Auflösung von CO_2 in Silikatschmelzen scheint für die dominierenden Silikate nur in geringem Umfang möglich zu sein, ist aber beispielsweise für alkalireiche Silikatschmelzen möglich und übersteigt in diesem Fall die Löslichkeit für Wasser. Die Lösung von CO_2 im Magma wird vernachlässigt.

3.7.3 Atmosphärenwachstum bei Anwesenheit eines Magmazozeans

Im Prinzip läuft der Vorgang der Wasserzufuhr zum Planeten durch einfallende Planetesimale bei Anwesenheit eines Magmazozeans folgendermaßen ab: Wenn ein Planetesimal einschlägt, kommt es durch die Energiefreigabe temporär und lokal zu einer erheblichen Störung der Atmosphärentemperatur. Wenn sich alles beruhigt hat, liegt hinterher das Material des Einschlagkörpers in geschmolzener Form vor, wenn die durchschnittliche Oberflächentemperatur des Planeten entsprechend hoch ist. Der Wassergehalt des Materials des ehemaligen Planetesimals hat sich dann dem Sättigungswert angepaßt, der dem Partialdruck des H_2O in der Atmosphäre entspricht. War der ursprüngliche Wassergehalt des Planetesimals höher, ist der Überschuß an die Atmosphäre abgegeben worden, war er niedriger, dann ist die Differenz der Atmosphäre entzogen worden.

Bei der Berechnung des Wassergehalts des Magmas muß berücksichtigt werden, daß im Temperaturbereich zwischen Solidustemperatur T_{sol} und Liquidustemperatur T_{liq} nur der geschmolzene Anteil stark wasserhaltig ist; der feste Anteil nimmt praktisch kein Wasser auf. Zur Vereinfachung wird bei Modellrechnungen angenommen, daß der Anteil α der Schmelze am Oberflächenmaterial in diesem Temperaturbereich linear mit der Temperatur variiert

$$\alpha = \frac{T - T_{\text{sol}}}{T_{\text{liq}} - T_{\text{sol}}}. \quad (3.69)$$

Oberhalb dieses Temperaturbereichs wird dann $\alpha = 1$ gesetzt.

Die Rate der Massenzufuhr in Form von H_2O zum Planeten durch einfallende Planetesimale war $\dot{M}_{\text{Pl}} f_{\text{H}_2\text{O}}$. Der Wassergehalt des Planetesimalmaterials, wenn er sich der übrigen Oberfläche angeglichen hat, ist $\alpha \cdot X_{w,\text{magma}}$. Die Rate der Massenzufuhr von Wasserdampf zur Atmosphäre ist dann oberhalb der Solidustemperatur

$$\frac{dM_{\text{H}_2\text{O,atm}}}{dt} = \dot{M}_{\text{Pl}} (f_{\text{H}_2\text{O}} - \alpha X_{w,\text{magma}}). \quad (3.70)$$

Unterhalb der Solidustemperatur gilt für H_2O die Gleichung (3.45). Entsprechend ist die Massenzufuhr an H_2O zum Planetenkörper oberhalb der Solidustemperatur durch

$$\frac{dM_{\text{H}_2\text{O,atm}}}{dt} = \dot{M}_{\text{Pl}} \alpha X_{w,\text{magma}} \quad (3.71)$$

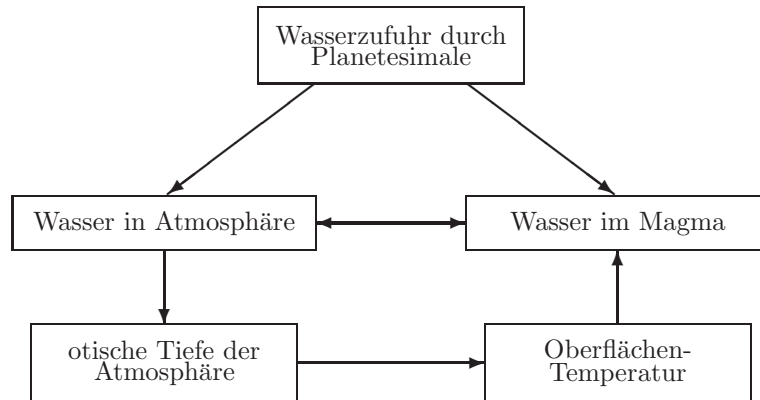


Abbildung 3.13. Regelkreis für den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, wenn ein Magmaozean existiert

gegeben, während unterhalb der Solidustemperatur für H_2O die Gleichung (3.46) gilt.

3.7.4 Konsequenzen der Auflösung von H_2O im Magma

Durch die Auflösung von Wasserdampf im Magma entsteht ein Regelkreis für die Temperatur der Planetenoberfläche:

1. Mit steigender Temperatur wird oberhalb der Solidustemperatur immer mehr H_2O im Magma gelöst und der H_2O Gehalt der Atmosphäre nimmt ab.
2. Die optische Tiefe der Atmosphäre nimmt mit abnehmenden H_2O Gehalt ab, da der Wasserdampf die dominierende Opazitätsquelle ist. Die Temperatur an der Planetenoberfläche nimmt dadurch wieder ab.

Hierdurch entsteht eine starke, negative Rückkopplung (Abb. 3.13), die oberhalb der Solidustemperatur einsetzt und einen weiteren Temperaturanstieg stark begrenzt. Die Temperatur kann dadurch nicht wesentlich über die Solidustemperatur ansteigen.

3.8 Kondensation des Dampfs

In der Anfangsphase der Atmosphärenentstehung liegt das freigesetzte H_2O als Dampf vor, weil die Wassermenge in der Atmosphäre noch gering ist. Das bleibt auch die meiste Zeit während der Entstehungsphase des Planeten so, weil der Protoplanet durch den Planetesimaleinfall stark geheizt wird, sodaß die Oberflächentemperatur bis kurz über die Solidustemperatur ansteigt, woraufhin der Regelkreis zur Temperaturbegrenzung durch Auflösung von Wasser im Magma einsetzt. Wenn der Planetesimalschwarm schließlich zu verarmen anfängt, dann nimmt die Einfallrate der Planetesimale und als Folge dessen auch die Heizrate durch Planetesimaleinfall ab. Die Temperatur der Atmosphäre wird dann geringer, während die Dichte der Atmosphäre in dieser Phase bereits hoch ist, typischerweise von der Größenordnung vieler hundert bar. Wenn die Temperatur

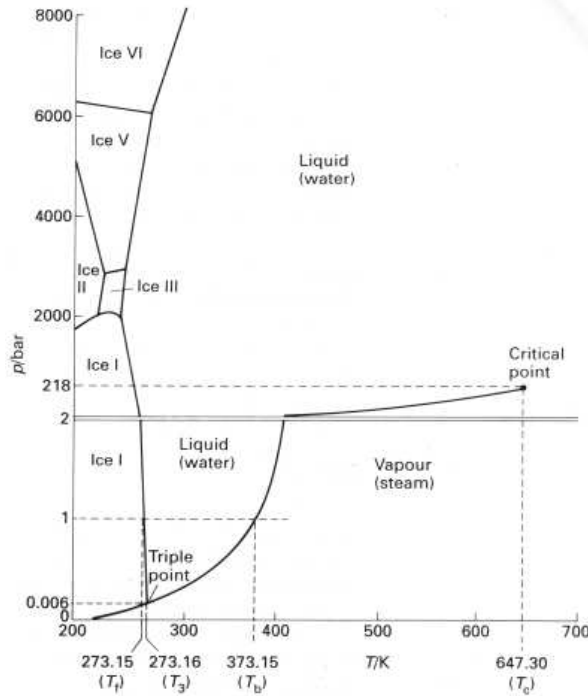


Abbildung 3.14. Phasendiagramm des Wassers. Beachte, daß bei 2 bar die vertikale Skala wechselt

genügend weit absinkt, dann wird die Kondensationsgrenze für flüssiges Wasser unterschritten und die Dampfatosphäre regnet aus. Es bildet sich auf der Oberfläche des Planeten ein Ozean. Allerdings wird dieser Punkt nicht in jedem Fall erreicht, da bei genügend starker Sonneneinstrahlung durch den Treibhauseffekt in einer CO₂-reichen Atmosphäre die Temperatur über der Verdampfungstemperatur des Wassers bleiben kann.

Die Kondensationstemperatur für CO₂ ist sehr viel niedriger als die von H₂O, sodaß das CO₂ in der Gasphase verbleibt. An der Oberfläche des Planeten befindet sich dann eine viele hundert Meter bis mehrere Kilometer dicke Schicht aus flüssigem Wasser und darüber eine gasförmige Atmosphäre aus CO₂. Der Partialdruck des H₂O Dampfs in der Atmosphäre ist nicht besonders hoch, da er nur noch dem Dampfdruck flüssigen Wassers entspricht.

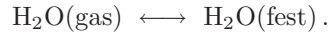
Als unmittelbare Folge des Ausregens nimmt die optische Tiefe der Atmosphäre stark ab, da der Hauptabsorber wegfällt. Eine starke Abnahme der optischen Tiefe bedeutet eine starke Abnahme der Temperatur an der Basis der Atmosphäre. Das Abregnen der Dampfatosphäre ist dadurch mit einem starken Temperatureinbruch an der Oberfläche des Planeten verbunden. Die Temperatur kann unter Umständen, wenn der Abstand des Planeten von der Sonne groß genug ist, sogar soweit fallen, daß der Gefrierpunkt von Wassereis unterschritten wird und der Ozean gefriert.

3.8.1 Das Phasendiagramm von H₂O

Die Existenzbereiche von flüssigem und festem Wasser in Abhängigkeit von Druck und Temperatur können aus dem Phasendiagramm des Wassers entnommen werden, das in Abb. 3.14 dargestellt ist. Es sind drei Temperaturbereiche

zu unterscheiden:

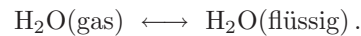
1. Im Temperaturbereich $T < 273.15\text{ K}$ liegt H_2O entweder als Eis oder als Dampf vor. Die Grenze zwischen beiden Bereichen ist die sog. Sublimationskurve $p_s(T)$. Sie entspricht dem Druck von H_2O Dampf im Gleichgewicht mit Eis entsprechend der Reaktion



Die Sublimationskurve von Eis ist durch Labormessungen bekannt und kann Tabellenwerken entnommen werden (z.B. [53]).

Die Grenze zwischen festem und flüssigem Wasser ist die Schmelzkurve. Bekanntlich hat Wasser die Eigenschaft, daß der Schmelzpunkt mit zunehmendem Druck etwas abnimmt. Für das Problem der Planetenatmosphären kann dies vernachlässigt werden, da die Drucke nie so hoch sind, daß es zu einer merklichen Gefrierpunktserniedrigung kommt. Man kann für den Schmelzpunkt einfach $T = 273.15\text{ K}$ setzen.

2. Im Temperaturbereich $T > 273.15\text{ K}$ bis zur kritischen Temperatur von 647 K liegt H_2O entweder als flüssiges Wasser oder als Dampf vor. Die Grenze zwischen beiden Phasen ist die Dampfdruckkurve $p_v(T)$. Sie entspricht dem Druck von H_2O Dampf im Gleichgewicht mit flüssigem Wasser entsprechend der Reaktion



Die Dampfdruckkurve kann aus Tabellenwerken entnommen werden (z.B. [53]).

3. Bei $T = 647\text{ K}$ und $P = 221\text{ bar}$ liegt der kritische Punkt von Wasser, oberhalb dessen der Unterschied zwischen fester und flüssiger Phase verschwindet. Im Temperaturbereich $T > 647\text{ K}$ liegt H_2O immer als Dampf vor.

3.8.2 Berechnung des Kondensationsgrades

Bei der Berechnung eines Modells einer Planetenatmosphäre stellt sich das Problem, bei gegebenen Massen $M_{\text{H}_2\text{O}}$ und M_{CO_2} in der Atmosphäre und einer gegebenen Temperatur T zu ermitteln, in welcher der drei Phasen die H_2O Komponente vorliegt und welcher Anteil des H_2O gegebenenfalls kondensiert vorliegt. Eine mögliche Vorgehensweise ist folgende: Zunächst berechnet man das Atmosphärenmodell unter der Annahme, daß alles H_2O als Dampf vorliegt, wie in §3.6.1 beschrieben. Dann überprüft man, ob der Partialdruck von H_2O in der Atmosphäre je nach Temperatur kleiner als der Dampfdruck von flüssigem Wasser oder Eis ist. Wenn dies erfüllt ist, dann existiert kein kondensiertes H_2O und das Atmosphärenmodell ist korrekt.

Im entgegengesetzten Fall liegt das H_2O zum größten Teil als flüssiges Wasser oder Eis vor. Die „Atmosphäre“ besteht dann aus einer Wasser- oder Eisschicht auf dem Planetenkörper und der darüberliegenden gasförmigen eigentlichen Atmosphäre. Für die weitere Rechnung reicht es aus, sich nur auf diesen gasförmigen Teil zu konzentrieren. Er enthält die nicht kondensierten Anteile des H_2O und die nicht kondensierten Gase, also hauptsächlich CO_2 . Der Basisdruck dieser Atmosphäre ist nach (3.52) durch

$$p_{\text{off}} = M_{\text{gas}} \frac{GM_{\text{Pl}}}{4\pi R_{\text{Pl}}^4} \quad (3.72)$$

gegeben, worin

$$M_{\text{gas}} = (1 - f_w) M_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{CO}_2} \quad (3.73)$$

die gesamte Masse der Atmosphäre ist. f_w ist der Anteil des H_2O , der in kondensierter Form als Wasser oder Eis vorliegt. Die kleine Dicke des Ozeans oder des Eismantels kann bei der Berechnung der Schwerebeschleunigung vernachlässigt werden.

Zur Vereinfachung sei angenommen, daß die Zustandsgleichung des Gases die ideale Gasgleichung ist. Tatsächlich ist der Druck an der Basis der Atmosphäre in der Entwicklungsphase, in der H_2O eventuell in kondensierter Form vorliegt, hoch genug, daß Abweichungen von der idealen Gasgleichung bereits merklich werden können. Dies wird hier vernachlässigt. Mit dieser Vereinfachung gilt für den Partialdruck des H_2O -Dampfes im Gasgemisch der Atmosphäre

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{n_{\text{H}_2\text{O}}}{n_{\text{H}_2\text{O}} + n_{\text{CO}_2}} p_{\text{off}} = \frac{(1 - f_w) \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{H}_2\text{O}}}}{(1 - f_w) \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{H}_2\text{O}}} + \frac{M_{\text{CO}_2}}{m_{\text{CO}_2}}} p_{\text{off}}.$$

$m_{\text{H}_2\text{O}}$ und m_{CO_2} sind die Molekulargewichte von H_2 bzw. CO_2 . Also gilt

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{(1 - f_w) M_{\text{H}_2\text{O}}}{(1 - f_w) M_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} M_{\text{CO}_2}} p_{\text{off}} \quad (3.74)$$

und

$$p_{\text{CO}_2} = p_{\text{off}} - p_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} M_{\text{CO}_2}}{(1 - f_w) M_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} M_{\text{CO}_2}} p_{\text{off}}. \quad (3.75)$$

Wenn H_2O nicht kondensiert ist und die Masse von H_2O in der Gesamtmasse der Atmosphäre stark dominiert, dann gilt für den Partialdruck von CO_2 näherungsweise

$$p_{\text{CO}_2} \approx \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} M_{\text{CO}_2} \frac{GM_{\text{P1}}}{4\pi R_{\text{P1}}^4}. \quad (3.76)$$

Wenn in der Atmosphäre praktisch alles Wasser auskondensiert ist, dann wird die Masse der verbleibenden Atmosphäre durch CO_2 dominiert und es gilt näherungsweise

$$p_{\text{CO}_2} \approx M_{\text{CO}_2} \frac{GM_{\text{P1}}}{4\pi R_{\text{P1}}^4}. \quad (3.77)$$

Trotz gleicher CO_2 -Masse und Temperatur ist der CO_2 Druck in beiden Fällen sehr verschieden, weil der Anteil des CO_2 an der Teilchenzahl in der wasserreichen Atmosphäre um das Verhältnis der Molekülmassen kleiner ist als der Massenanteil.

Es sind jetzt drei Fälle zu unterscheiden.

1. Fall: $T > T_{\text{krit}} = 647\text{K}$. Dann ist H_2O nicht kondensiert und es gilt

$$f_w = 0 \quad (3.78)$$

$$p_{\text{off}} = (M_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{CO}_2}) \frac{GM_{\text{P1}}}{4\pi R^4} \quad (3.79)$$

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{M_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} M_{\text{CO}_2}} p_{\text{off}} \quad (3.80)$$

2. Fall: $273.15 \leq T < T_{\text{krit}}$. Dann ist ein Teil des H_2O kondensiert und dieser Teil f_w muß berechnet werden. Wenn in der Atmosphäre ein Gleichgewicht zwischen flüssiger und gasförmiger Phase vorliegt, dann muß $p_{\text{H}_2\text{O}}$ gleich dem Dampfdruck $p_v(T)$ von H_2O über flüssigem Wasser sein. Dieser ist eine bekannte Funktion der Temperatur und (3.74) lautet in dem Fall

$$p_v(T) = \frac{(1 - f_w)M_{\text{H}_2\text{O}}}{(1 - f_w)M_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}}M_{\text{CO}_2}} \left((1 - f_w)M_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{CO}_2} \right) \frac{GM_{\text{P1}}}{4\pi R^4}. \quad (3.81)$$

Die einzige Unbekannte in dieser Gleichung ist f_w . Durch eine kurze Umformung bringt man die Gleichung auf die Form

$$(1 - f_w)^2 + (1 - f_w) \left(\frac{M_{\text{CO}_2}}{M_{\text{H}_2\text{O}}} - \frac{4\pi R^4 p_v(T)}{GM_{\text{P1}}M_{\text{H}_2\text{O}}} \right) - \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} \frac{4\pi R^4 p_v(T)}{GM_{\text{P1}}M_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{M_{\text{CO}_2}}{M_{\text{H}_2\text{O}}} = 0 \quad (3.82)$$

und erhält f_w als Lösung dieser quadratischen Gleichung.

Sobald f_w bekannt ist ergeben sich mit (3.73) und (3.72) die Masse der gasförmigen Atmosphäre und der Druck p_{off} an der Basis der Atmosphäre und aus (3.75) folgt der Partialdruck von CO_2 in der Atmosphäre. Der Partialdruck von H_2O ist im vorliegenden Fall gleich dem Dampfdruck und die Masse des Ozeans schließlich ist

$$M_w = f_w M_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (3.83)$$

3. Fall: $T < 273.15$. Dieser entspricht vollständig dem zweiten Fall, nur daß hier für $p_v(T)$ der Dampfdruck von H_2O über Eis zu verwenden ist.

Bei bekanntem f_w berechnet sich das mittlere Molekulargewicht in der verbleibenden Atmosphäre aus

$$\mu = \frac{M_{\text{at}}}{(1 - f_w) \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{H}_2\text{O}}} + \frac{M_{\text{CO}_2}}{M_{\text{CO}_2}}} = \frac{1}{(1 - f_w) X_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} X_{\text{CO}_2}}. \quad (3.84)$$

Damit können die Schallgeschwindigkeit

$$c^2 = kT / \mu m_{\text{H}}$$

und die Skalenhöhe

$$h = c^2 / g$$

berechnet werden. Damit sind der Zustand der Atmosphäre und die Masse des Ozeans oder des Eispanzers in der Einzonennäherung eindeutig bestimmt.

3.9 Modellberechnung

Die Entwicklung eines Planeten beginnt mit der Akkretion eines Schwarms von Planetesimalen, die innerhalb einer gewissen Zeit aus der umgebenden Akkretionsscheibe aufgesammelt werden. Wenn die Planetenmasse genügend angewachsen ist, dann ist die Einschlaggeschwindigkeit der Planetesimale hoch genug, daß beim Einschlag flüchtige Substanzen, hauptsächlich H_2O und CO_2 , ausgasen. Es bildet sich auf der Oberfläche des Planeten eine Atmosphäre.

Die häufigen Planetesimaleinschläge heizen die Planetenoberfläche auf. Zusätzlich wird die Oberfläche durch die Energieeinstrahlung der Protosonne aufgeheizt. Gekühlt wird die Oberfläche durch Energieabstrahlung. Solange der Protoplanet vor dem Beginn der Ausgasung noch keine Atmosphäre besitzt, strahlt seine Oberfläche direkt in den umgebenden interplanetaren Raum ab. Nach der Entstehung einer dichten Atmosphäre erfolgt die Energieabstrahlung durch die oberen Schichten der Atmosphäre. Die Energiezufuhr durch einschlagende Planetesimale erfolgt dagegen an der festen (oder geschmolzenen) Oberfläche des Planetenkörpers. Diese Energie muß durch die Atmosphäre hindurch bis in die äußeren Schichten der Atmosphäre transportiert werden, in denen sie nach außen hin optisch dünn wird und die Energie abstrahlen kann. Der Energietransport kann durch Strahlung oder/und Konvektion erfolgen.

Bei einer optisch sehr dicken Atmosphäre werden die Temperaturen an der Oberfläche terrestrischer Planeten in deren Wachstumsphase sehr hoch und das Gesteinsmaterial schmilzt. Wenn sich ein Magmaozean bildet, dann löst sich ein Teil des H_2O aus der Atmosphäre im Magma. Das begrenzt den weiteren Anstieg der H_2O -Masse in der Atmosphäre und den weiteren Anstieg der Oberflächentemperatur.

Bei nachlassender Bombardierung durch Planetesimale am Ende der Wachstumsphase fällt die Temperatur an der Oberfläche des Planetenkörpers. Die Dampfatmosphäre beginnt abzuregenen und es bildet sich ein Ozean. In größerer Entfernung von der Protosonne gefriert dieser zu Eis.

Wenn im Verlaufe der weiteren Entwicklung der Sonne deren Leuchtkraft ansteigt, dann kann der Ozean wieder verdampfen.

Durch diese Prozesse wird die Entstehungsphase der Planeten und ihrer Atmosphären bestimmt. Als wesentlicher Prozeß ist hier nur der Verlust eines Teils der Atmosphäre beim Einschlag großer Planetesimale vernachlässigt. Dieser Prozeß und weitere Prozesse, die im Verlaufe der weiteren Entwicklung im Anschluß an die Entstehungsphase wichtig werden, werden später behandelt.

3.9.1 Das Grundgleichungssystem

Im folgenden wird ein einfaches Modell der Entstehung einer Planetenatmosphäre untersucht, in dem die Atmosphäre vereinfacht in einer Einzonennäherung behandelt wird. Die Grundgleichungen dieses Problems sind im Detail bereits angegeben worden. Der besseren Übersichtlichkeit wegen seien sie noch einmal zusammengefaßt:

1. Wachstumsgleichung für den Planeten

$$\frac{dM_{\text{Pl}}}{dt} = \pi R_{\text{Pl}}^2 (1 + 2\theta) \frac{M_{\text{ges}} - M_{\text{Pl}}}{(r_a^2 - r_i^2)} \frac{\sqrt{3}}{P} \quad (3.25)$$

2. Planetenradius

$$R_{\text{Pl}} = \left(\frac{3M_{\text{Pl}}}{4\pi\rho_{\text{Pl}}} \right)^{1/3}$$

3. Einschlaggeschwindigkeit der Planetesimale

$$V_i^2 = \frac{2GM_{\text{Pl}}}{R_{\text{Pl}}} \left(1 + \frac{1}{2\theta}\right) \quad (3.36)$$

4. Maximaldruck hinter der Stoßfront beim Einschlag

$$p_{\text{max}} = \rho \left(c_0 + k \frac{V_i}{2}\right) \frac{V_i}{2} \quad (3.43)$$

5. Grad der Ausgasung flüchtiger Komponenten beim Einschlag

$$f_i = \begin{cases} 0 & \text{für } p_{\text{max}} < P_{i,\text{min}} \\ \frac{p_{\text{max}} - P_{i,\text{min}}}{P_{i,\text{max}} - P_{i,\text{min}}} & \text{für } P_{i,\text{min}} \leq p_{\text{max}} \leq P_{i,\text{max}} \\ 1 & \text{für } p_{\text{max}} > P_{i,\text{max}} \end{cases} \quad (3.44)$$

6. Zunahme der H₂O-Masse in der Atmosphäre

1. Fall: $T < T_{\text{solidus}}$ (keine Auflösung von H₂O im Magma)

$$\frac{dM_{\text{H}_2\text{O}}}{dt} = \dot{M}_{\text{Pl}} f_{\text{H}_2\text{O}} f_{i,\text{H}_2\text{O}} \quad (3.45)$$

2. Fall: $T > T_{\text{solidus}}$ (Auflösung von H₂O im Magma)

$$\frac{dM_{\text{H}_2\text{O}}}{dt} = \dot{M}_{\text{Pl}} (f_{\text{H}_2\text{O}} - \alpha X_{\text{H}_2\text{O}}) \quad (3.46)$$

mit

$$\alpha = \begin{cases} \frac{T - T_{\text{sol}}}{T_{\text{liq}} - T_{\text{sol}}} & \text{für } T_{\text{sol}} \leq T \leq T_{\text{liq}} \\ 1 & \text{für } T > T_{\text{liq}} \end{cases} \quad (3.69)$$

und

$$X_{w,\text{magma}} = 2 \times 10^{-4} p_{\text{H}_2\text{O}}^{0.54} \quad (P \text{ in Pa}) \quad (3.68)$$

7. Zunahme der H₂O-Masse im Planetenkörper

1. Fall: $T < T_{\text{solidus}}$ (keine Auflösung von H₂O im Magma)

$$\frac{dM_{\text{H}_2\text{O,Pl}}}{dt} = \dot{M}_{\text{Pl}} \cdot f_{\text{H}_2\text{O}} (1 - f_{\text{H}_2\text{O,ausg}}). \quad (3.46)$$

2. Fall: $T > T_{\text{solidus}}$ (Auflösung von H₂O im Magma)

$$\frac{dM_{\text{H}_2\text{O,Pl}}}{dt} = \dot{M}_{\text{Pl}} \alpha X_{w,\text{magma}} \quad (3.71)$$

8. Zunahme der CO₂-Masse in der Atmosphäre

$$\frac{dM_{\text{CO}_2}}{dt} = \dot{M}_{\text{P1}} f_{\text{CO}_2} f_{i,\text{CO}_2} \quad (3.45)$$

9. Druck in der Atmosphäre und Kondensationsgrad

1. Fall: $T > T_{\text{krit}}$ oder $T < T_{\text{krit}}$ und $p_{\text{H}_2\text{O}} < p_{v,\text{H}_2\text{O}}(T)$
keine Kondensation, $f_w = 0$:

$$p_{\text{off}} = M_{\text{atm}} \frac{GM_{\text{P1}}}{4\pi R^4} \quad (3.52)$$

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{M_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} M_{\text{CO}_2}} p_{\text{off}} \quad (3.80)$$

2. Fall: $T < T_{\text{krit}}$ und $p_{\text{H}_2\text{O}} > p_{v,\text{H}_2\text{O}}(T)$
Kondensation, f_w definiert durch

$$(1-f_w)^2 + (1-f_w) \left(\frac{M_{\text{CO}_2}}{M_{\text{H}_2\text{O}}} - \frac{4\pi R^2 p_v(T)}{g M_{\text{H}_2\text{O}}} \right) - \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} \frac{4\pi R^2 p_v(T)}{g M_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{M_{\text{CO}_2}}{M_{\text{H}_2\text{O}}} = 0 \quad (3.82)$$

Druck an der Oberfläche

$$p_{\text{off}} = ((1-f_w)M_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{CO}_2}) \frac{GM_{\text{P1}}}{4\pi R_{\text{P1}}^4}$$

10. Mittleres Molekulargewicht

$$\mu = \frac{1}{(1-f_w)X_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{CO}_2}} X_{\text{CO}_2}} \quad (3.84)$$

11. Schallgeschwindigkeit

$$c^2 = \frac{kT}{\mu m_{\text{H}}}$$

12. Skalenhöhe der Atmosphäre

$$h = \frac{c^2 R_{\text{P1}}^2}{GM_{\text{P1}}} \quad (3.57)$$

13. Massendichte der Atmosphäre

$$\rho = \frac{p_{\text{off}}}{c^2} \quad (3.59)$$

14. Massenabsorptionskoeffizient

$$\kappa = \kappa(\rho, T)$$

15. Optische Tiefe der Atmosphäre

$$\tau = \kappa(\rho, T) \rho h. \quad (3.62)$$

16. Kühlung durch Abstrahlung

$$4\pi H_{\text{at}} = \frac{2(\sigma T^4 - \frac{1}{4}S(t))}{\frac{3}{2}\tau + 1} \quad (2.28)$$

17. Gleichgewicht von Energiezufuhr und Energieabstrahlung an der Oberfläche des Planeten

$$F(T) = 4\pi R_{\text{Pl}}^2 (4\pi H_{\text{at}} - F_i) + c_p(T - T_{\text{einf}})\dot{M}_{\text{Pl}} - \left(1 + \frac{1}{2\theta}\right) \frac{GM_{\text{Pl}}}{R_{\text{Pl}}} \dot{M}_{\text{Pl}} = 0. \quad (3.85)$$

Dieser Satz von Gleichungen bildet das Grundgleichungssystem für die Modellberechnung der Entwicklung der Atmosphären terrestrischer Planeten in ihrer einfachsten Form. Das Gleichungssystem ist ein differentiell-algebraisches System von drei Differentialgleichungen und einer Anzahl nichtlinearer algebraischer Gleichungen, die simultan gelöst werden müssen.

3.9.2 Parameter und Anfangsbedingungen

Die Gleichungen hängen von einer Reihe von Parametern ab, die spezifiziert werden müssen, wenn ein konkretes Modell berechnet wird. Es sind dies im einzelnen:

1. Der Abstand a des Planeten von der Protosonne und der innere und der äußere Radius r_i bzw. r_a der Fütterungszone des Planeten.
2. Die Endmasse M_e des Planeten.
3. Die Masse des Protosterns M_* . Die Umlaufperiode P ergibt sich aus

$$P = 2\pi \sqrt{\frac{a^3}{GM_*}}. \quad (3.86)$$

4. Der Safronoff-Parameter θ .
5. Der Gehalt f_j der Planetesimale an flüchtigen Substanzen.
6. Die Temperatur T_{einf} der einfallenden Planetesimale.
7. Die Entwicklung der Leuchtkraft des Sterns.

Zusätzlich sind eine Reihe von physikalischen Größen zu spezifizieren:

1. Die Parameter für die Ausgasung c_0 , k , $P_{i,\text{min}}$, $P_{i,\text{max}}$.
2. Solidus- und Liquidustemperatur des Magmas.
3. c_p für das Planetesimalmaterial.

4. Dampfdruckkurven für die Atmosphäregase.
5. Opazitätstabellen für das Atmosphärenmaterial.

Zur Lösung der Differentialgleichungen für die Planetenmasse und die Massen der flüchtigen Komponenten sind Anfangsbedingungen vorzuschreiben. Die Bildung der Planeten beginnt ca. 10^6 Jahre nach der Entstehung des Protosterns, wenn nach einer langen Phase von langsamer Staubkoagulation, anschließender rascher Planetesimalbildung und einer längeren Phase des Planetesimalwachstums schließlich das ‘run-away’ Wachstum der Protoplaneten beginnt. Die Masse der Körper beim Beginn ihres ‘run-away’ Wachstums beträgt nach entsprechenden Modellrechnungen etwa 10^{25} g. Ein geeigneter Satz von Anfangsbedingungen ist dann beispielsweise

$$\begin{aligned} M_{\text{P1}} &= 10^{25} \text{ g} \\ M_{\text{H}_2\text{O,atm}} &= M_{\text{H}_2\text{O,pl}} = 0 \\ M_{\text{CO}_2,\text{atm}} &= M_{\text{CO}_2,\text{pl}} = 0 \end{aligned} \quad \text{bei } t = 10^6 \text{ a.} \quad (3.87)$$

Wenn alle diese Größen festgelegt worden sind, dann ist dadurch ein Modell für die Entwicklung einer bestimmten Planetenatmosphäre eindeutig bestimmt.

3.9.3 Lösungsverfahren

Die Gleichungen unter Punkt 1. und 2. sind vom Rest der Gleichungen unabhängig, weil das Problem der Entstehung des Planeten nicht von der Entstehung seiner Atmosphäre abhängt. Sie könnten im Prinzip unabhängig vom Rest der Gleichungen gelöst werden, was aber bei der Modellrechnung keinen besonderen Vorteil mit sich bringt.

Das Problem der Ausgasung, Punkte 3. bis 5., kann bei bekannter Akkretionsrate \dot{M}_{P1} dann sofort berechnet werden, weil es ebenfalls unabhängig von den restlichen Gleichungen ist.

Die Berechnung der Ansammlung von H_2O und CO_2 an der Planetenoberfläche erfordert eine Kenntnis der Temperatur T an der Oberfläche des Planeten, da die Verteilung des H_2O auf die Atmosphäre und den Planetenkörper temperaturabhängig ist. Die restlichen Gleichungen unter Punkt 6. bis 17. sind dadurch stark nichtlinear miteinander gekoppelt.

Wir setzen jetzt voraus, daß zur Integration der Differentialgleichungen ein explizites Verfahren verwendet wird. Dies ist ohne weiteres möglich, da bei der Lösung des Problems keine besonderen Schwierigkeiten auftreten. Beispielsweise ist das Runge-Kutta Verfahren hier problemlos anwendbar. Bei einem expliziten Verfahren wird nur die Kenntnis der Funktionswerte zu einem der diskreten Zeitpunkte t_i benötigt, um die Ableitungen \dot{M}_{P1} , $\dot{M}_{\text{H}_2\text{O,atm}}$, ... zu berechnen, die zur Konstruktion der Funktionen zum Zeitpunkt t_{i+1} benötigt werden.

Man kann dann folgendermaßen vorgehen:

1. Man schätzt einen Wert von T zum Zeitpunkt t_i . Beispielsweise kann hier der Wert von T aus dem letzten Zeitintegrationsschritt verwendet werden.
2. Man berechnet entsprechend den unter Punkt 9., ..., 16. gelisteten Gleichungen nacheinander f_w , P_{ges} , μ , c^2 , H , ρ , κ , τ , H_{atm} .

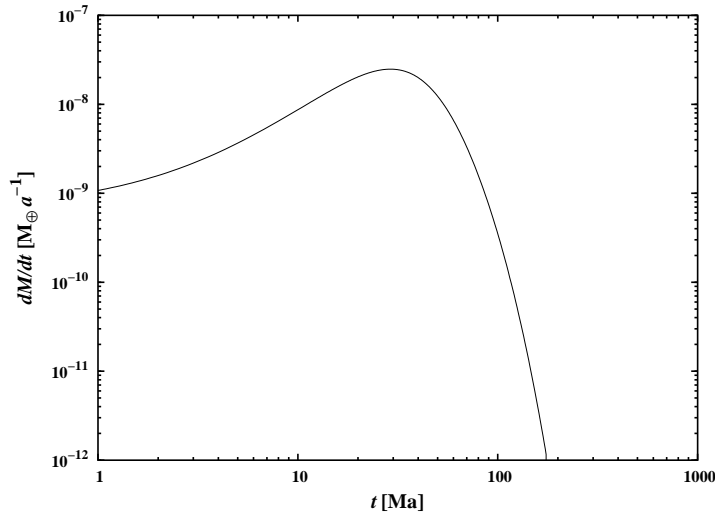


Abbildung 3.15. Zeitliche Entwicklung der Massenakkretionsrate für ein Modell des Wachstums der Erde. Die Akkretionsrate ist zunächst klein, weil die Protoerde noch klein und der Einfangquerschnitt für Planetesimale noch klein ist. Mit zunehmender Masse nimmt der Einfangquerschnitt und damit die Akkretionsrate zu. Wenn die Masse auf etwa die halbe Endmasse angewachsen ist, dann macht sich die Verarmung des Planetesimalschwarms bemerkbar und die Akkretionsrate nimmt rasch ab, nach ca. 60×10^6 Jahren ist praktisch die Endmasse erreicht und nach 100×10^6 a erlischt der Planetesimaleinfall praktisch vollständig.

3. Man überprüft, ob die Energiebilanz, Punkt 17., erfüllt ist. Wenn T die korrekte Lösung für die Temperatur ist, dann müßte die rechte Seite der Gleichung (3.85) gleich null sein. Die Temperaturberechnung erfordert also, die Nullstelle der durch (3.85) definierten Funktion $F(T)$ zu finden.
4. Wenn die Bedingung $F(T) = 0$ nicht genau genug erfüllt ist, dann muß die Schätzung für T korrigiert werden, und die Punkte 2, 3, und 4 müssen erneut durchlaufen werden.

Wenn T mit ausreichender Genauigkeit berechnet worden ist, dann können $\dot{M}_{\text{H}_2\text{O}}$ und \dot{M}_{CO_2} entsprechend Punkt 6., 7., und 8. berechnet werden. Diese werden dann verwendet, um $M_{\text{H}_2\text{O}}$ und M_{CO_2} zum neuen Zeitpunkt zu berechnen.

3.9.4 Ein Beispiel

Als Beispiel betrachten wir die Ergebnisse, die man in der gegenwärtig betrachteten Näherung für die Entwicklung der frühen Erdatmosphäre erhält.

3.9.4.1 Wachstum des Planeten

Abbildung 3.15 zeigt die Entwicklung der Rate der Massenzufuhr \dot{M}_{PI} zum Planeten durch einschlagende Planetesimale. Die Akkretionsrate ist zunächst noch klein, weil der Einfangquerschnitt wegen der kleinen Größe des Protoplaneten noch klein ist. Mit zunehmender Planetenmasse nehmen der Querschnitt und

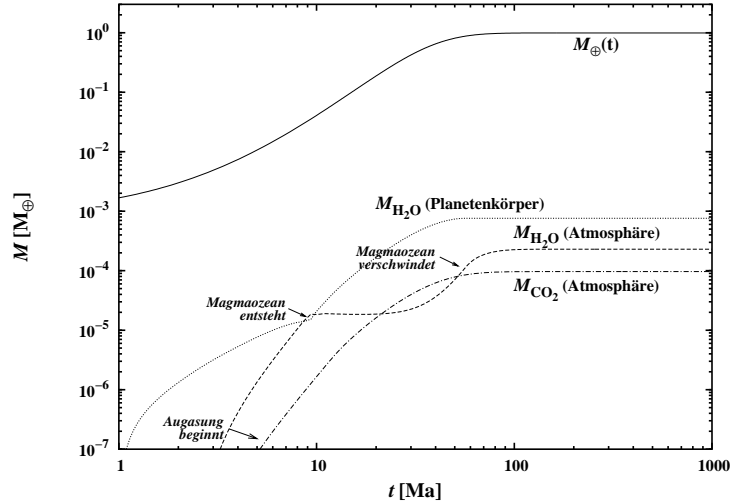


Abbildung 3.16. Zeitliche Entwicklung der Masse der Protoerde und der dominierenden Atmosphärgase für ein Modell des Wachstums der Erde. Etwa 3×10^6 Jahre nach dem Beginn des Wachstums der Protoerde ist die Einschlagsgeschwindigkeit der Planetesimale hoch genug, daß das Ausgasen der flüchtigen Komponenten beginnt. Nach 9×10^6 Jahren ist die Atmosphäre so dicht und optisch dick, daß sich ein Magmaozean bildet. Solange der Magmaozean existiert, wird ein großer Teil des akkretierten Wassers im Magma gelöst. Nach etwa 60×10^6 Jahren nimmt die Oberflächentemperatur durch die nachlassende Akkretionsrate soweit ab, daß die Oberfläche erstarrt. Danach gasen die Planetesimale beim Einschlag wieder vollständig aus, bis nach ca. 100×10^6 Jahren die Akkretion praktisch beendet ist.

die Akkretionsrate rapide zu, bis schließlich, wenn der Protoplanet etwa die Hälfte seiner späteren Endmasse erreicht hat, sich die Verarmung des Planetesimalschwarms an akkretierbaren Planetesimalen bemerkbar macht. Die Rate der Massezufuhr kulminiert in diesem Modell nach 35 Millionen Jahren und nimmt danach rasch ab. Im Fall der Erde wäre dann nach ca. 6×10^7 Jahren praktisch die Endmasse erreicht. Weiteres Wachstum auf geringem Niveau hält aber noch für längere Zeit an.

Abbildung 3.16 zeigt die Entwicklung der Masse M_{PI} des Protoplaneten Erde. Wie deutlich zu erkennen ist, ist der Planet nach ca. 60 Millionen Jahren praktisch fertiggestellt.

3.9.4.2 Entwicklung der Atmosphäre

In der Abb. 3.16 sind drei Phasen der Entwicklung der Atmosphäre zu erkennen.

(1) In der Anfangsphase ist die Einfallsgeschwindigkeit der Planetesimale noch klein, sodaß noch keine Ausgasung stattfindet. In dem Modell hat die frühe Erde während der ersten ca. 3×10^6 Jahre noch keine Atmosphäre.

Das ist natürlich nicht ganz realistisch, denn während dieser Zeit existierte wahrscheinlich die ganze Zeit noch die Gaskomponente der Akkretionsscheibe und die junge Protoerde könnte in dieser Phase etwas Gas aus der Akkretionsscheibe an sich gebunden haben. Diese allererste Atmosphäre würde dann hauptsächlich aus H und He bestehen. Die Frage der Entstehung solcher Urat-

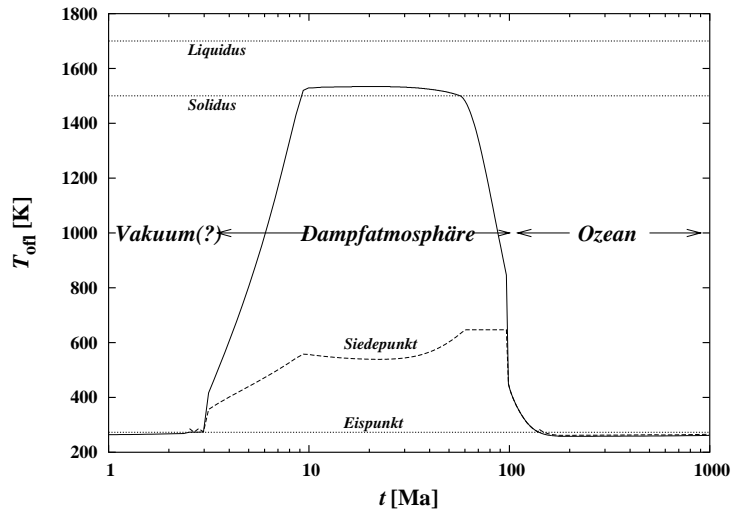


Abbildung 3.17. Zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur des Protoplaneten Erde. Ab 6×10^6 Jahren beginnt der Aufbau einer dichten Dampfatosphäre aus H_2O und CO_2 , die zu einem drastischen Anstieg der Oberflächentemperatur führt. Nach dem Überschreiten der Solidus-Temperatur des Oberflächengesteins beginnt eine teilweise Schmelze der Silikate und die Auflösung von H_2O im Magma. Es setzt der starke Rückkopplungseffekt ein, der die Temperatur auf etwas oberhalb der Solidus-Temperatur festhält. Es folgt eine Phase von ca. 50×10^6 Jahren Dauer, in der auf der Protoerde ein Magmaozean existiert. Die Temperatur liegt die ganze Zeit oberhalb der Siedetemperatur bzw. der kritischen Temperatur von Wasser. Danach sinkt durch die nachlassende Akkretion die Oberflächentemperatur und ca. 100×10^6 Jahre nach Beginn der Erdentstehung regnet die Dampfatosphäre aus. Es entstehen ein Ozean und eine dichte, CO_2 -dominierte Atmosphäre.

mosphären wird später behandelt.

(2) Die Hauptphase der Ansammlung der Atmosphäre erstreckt sich über einen Zeitraum von etwa 5×10^7 Jahre, in dem die Protoerde von ca. 20% auf ca 90% ihrer Endmasse anwächst. Durch Ausgasung bildet sich rasch eine dichte Atmosphäre, deren optische Tiefe hoch genug ist, daß zum Zeitpunkt $T \approx 9 \times 10^6$ Jahre die Solidustemperatur überschritten wird. Es bildet sich ein Magmaozean und der Regelkreis durch Auflösung von Wasserdampf in Magma oder Abgabe von Wasserdampf durch das Magma wird wirksam, der die Temperatur auf einen solchen Wert begrenzt, der gerade für die Aufrechterhaltung eines Magmaozeans bei der gegebenen Heizrate erforderlich ist. Die Wassermenge in der Atmosphäre nimmt in dieser Zeit kaum zu, weil das meiste zugeführte Wasser im Magma gelöst wird. Die CO_2 -Masse steigt aber weiter kontinuierlich an, sodaß die Zusammensetzung der Atmosphäre schließlich durch CO_2 dominiert wird.

(3) In der Endphase der Akkretion, wenn die Einschlagrate der Planetesimale klein wird weil der Planetesimalschwarm fast aufgebraucht ist, fällt die Heizrate allmählich auf den Wert der Heizung durch Sonneneinstrahlung ab. Die Temperatur beginnt zu sinken. Erst erstarrt der Magmaozean. Die Menge an Wasserdampf in der Atmosphäre steigt dann wieder an, weil die Planetesimale beim Einschlag ausgasen und fast alles H_2O der Atmosphäre zuführen. Die

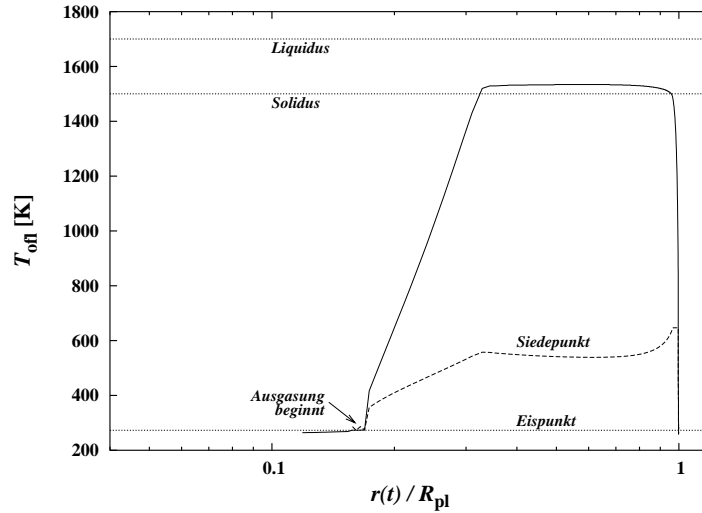


Abbildung 3.18. Entwicklung der Oberflächentemperatur des Protoplaneten Erde als Funktion des aktuellen Planetenradius.

Zusammensetzung der Atmosphäre wird nach einiger Zeit dann wieder durch H_2O dominiert.

3.9.4.3 Entwicklung der Oberflächentemperatur

In Abb. 3.17 ist die Entwicklung der Temperatur an der Oberfläche des Planeten dargestellt. Im Zeitraum bis $t \approx 3 \times 10^6$ Jahre ist die Oberflächentemperatur niedrig, weil unterstellt wurde, daß vor dem Beginn des Ausgasens noch keine Atmosphäre existiert. Sobald das Ausgasen beginnt entwickelt sich sofort eine heiße Dampfatmosphäre und bei $t \approx 9 \times 10^6$ Jahren ist die Solidustemperatur erreicht. Die Temperatur bleibt bis $t \approx 5 \times 10^7$ Jahre fast konstant und nur etwas über der Solidustemperatur. In dieser Zeit existiert der Magmaozean. Danach fällt die Temperatur wegen nachlassender Heizrate und zum Zeitpunkt $t \approx 10^8$ Jahre wird die Siedetemperatur von Wasser unterschritten. Die Dampfatmosphäre regnet aus und es entsteht auf der Erdoberfläche ein Ozean aus flüssigem Wasser. Das CO_2 verbleibt aber in der gasförmigen Phase, sodaß über dem Ozean eine dichte CO_2 -Atmosphäre liegt, in der der Partialdruck von H_2O durch den Dampfdruck des Wassers gegeben ist.

Durch die Abnahme des Partialdrucks von H_2O in der Atmosphäre auf den Wert des Dampfdrucks von Wasser nimmt die optische Tiefe stark ab, da H_2O Moleküle die dominierende Opazitätsquelle sind. Die Temperatur an der Oberfläche wird dadurch plötzlich sehr viel kleiner. In der Abb. 3.18 macht sich das praktisch als ein Temperatursprung bemerkbar.

In dem hier vorgestellten Modell würde die Temperatur bei noch weiter sinkender Heizrate schließlich unter den Gefrierpunkt des Wassers sinken. Das wird aber im Fall der Erde durch den Treibhauseffekt der dichten CO_2 -Atmosphäre verhindert, der in diesem Modell noch nicht berücksichtigt ist.

Abbildung 3.17 zeigt die thermische Entwicklung der Oberflächentemperatur noch einmal in einer Darstellung als Funktion des aktuellen Radius des Planeten.

Die Entwicklung der Partialdrücke von H_2O und CO_2 in der Atmosphäre

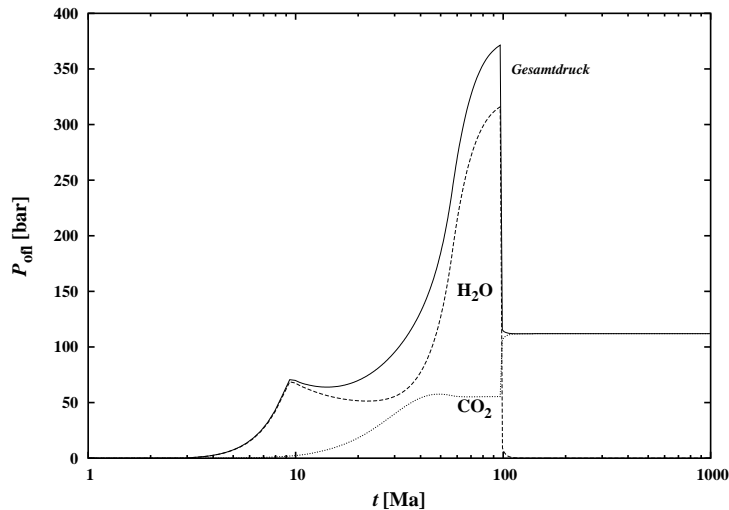


Abbildung 3.19. Zeitliche Entwicklung des Oberflächendrucks des Proto-Planeten Erde und der Partialdrücke von Wasserdampf und CO_2 . Nach dem Überschreiten der Solidus-Temperatur des Oberflächengesteins ca. 10×10^6 Jahre nach dem Beginn der Erdentstehung beginnt eine teilweise Schmelze der Silikate und die Auflösung von H_2O im Magma. Dies ist für den zeitweiligen Rückgang des Oberflächendrucks verantwortlich. Durch abnehmende Oberflächentemperatur in der Periode nach ca. 60×10^6 Jahren fällt zum Zeitpunkt von ca. 100×10^6 Jahre nach Beginn der Erdentstehung der Partialdruck des H_2O unter den Dampfdruck von Wasser und die Dampfatosphäre regnet aus.

sind in Abb. 3.19 dargestellt. Die Bildung des Magmaozeans bei $t \approx 9 \times 10^6$ Jahren prägt sich deutlich in einem Abfall des H_2O Partialdrucks durch die Auflösung im Magma aus. Der Partialdruck von CO_2 nimmt aber weiter zu.

3.9.4.4 Grenzen des Modells

In der Endphase der Akkretion wird das Wachstumsmodell für den Planeten unrealistisch, denn es gibt dann im Sonnensystem eine ganze Reihe von Proto-Planetten von etwa Mondgröße. Es kommt zu vereinzelt Einschlügen solcher großen Körper, die sich nicht durch das kontinuierliche Wachstumsmodell beschreiben lassen. Die Auswirkungen solcher riesiger Einschlagsereignisse sind natürlich viel drastischer als die der bisher angenommenen häufigen Einschläge größerer, aber nicht sehr großer, Planetesimale.

Riesige Einschlagsereignisse können, wenn sie nach der Entstehung eines Ozeans erfolgen, den Ozean verdampfen. Die auf einem Teil der Oberfläche des Planeten beim Einschlag freigesetzte Energie verdampft das Wasser und der Dampf verteilt sich über die ganze Oberfläche. Der starke Opazitätsanstieg lässt die Temperatur über die Solidustemperatur ansteigen und es entsteht erneut ein Magmaozean. Wenn die Einschlagsenergie schließlich abgestrahlt ist, sinkt die Temperatur wieder und schließlich regnet die Dampfatosphäre wieder aus und der Ozean bildet sich zurück. Solche Ereignisse könnten sich in der späten Wachstumsphase eines Planeten einige Male wiederholen.

Bei besonders großen Einschlagkörpern könnte auch die Atmosphäre mit-

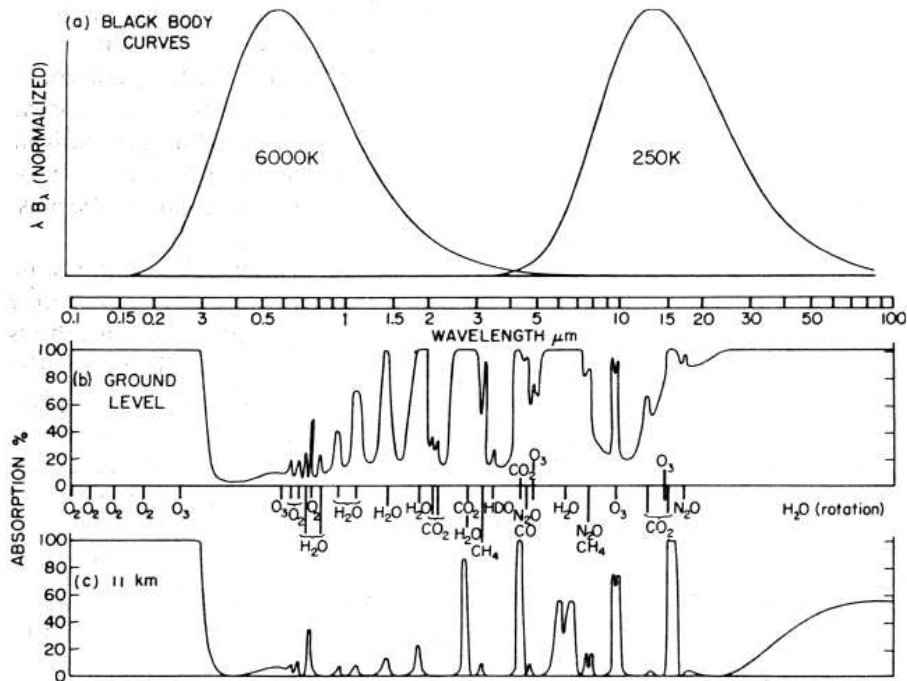


Abbildung 3.20. (a) Wellenlängenbereiche der solaren Einstrahlung in die Atmosphäre und der Wärmestrahlung des Planeten. (b) Durchlässigkeit der Erdatmosphäre bis zum Erdboden für Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge. (c) Durchlässigkeit der Erdatmosphäre bis in 11 km Höhe. Die jeweiligen Absorber sind bei den einzelnen Absorptionsbanden angegeben (aus XXX)

samt Ozean weitgehend verloren gehen. Dies kann nur durch detaillierte hydrodynamische Modellrechnungen zum Ablauf des Einschlagsereignisses untersucht werden, die bisher aber nicht vorliegen. Diese Frage ist insbesondere im Zusammenhang mit der Frage nach der Entstehung des Erdmondes von Interesse, weil dieser wahrscheinlich bei der Kollision der Protoerde mit einem etwa marsgroßen Protoplaneten entstanden ist.

3.10 Der Treibhauseffekt

3.10.1 Strahlungstransport in der Atmosphäre

Nach dem Abregnen der Dampfatosphäre ist die optische Tiefe der Atmosphäre nicht mehr sehr groß. Sie besteht überwiegend aus CO_2 , dessen Absorptionskoeffizient im optischen Spektralbereich klein ist. Heizung durch einfallende Planetesimale spielt in dieser Phase für die Energiebilanz der Atmosphäre kaum noch eine Rolle. Die Temperatur der Atmosphäre wird hauptsächlich durch die Einstrahlung von Sonnenlicht und durch Emission von Wärmestrahlung bestimmt. Unter diesen Umständen kommt folgender Effekt zum Tragen:

1. Das Maximum des Energiestroms der Sonne liegt im optischen Spektralbereich. In diesem Bereich ist der Absorptionskoeffizient weder von H_2O noch der von CO_2 besonders groß, wie aus Abb. 3.20b ersichtlich ist. In der Atmosphäre

gibt es Wolken, die einen Teil des Sonnenlichts aus der Atmosphäre herausstreuen (=Albedo des Planeten), der Rest wird teils in der Atmosphäre absorbiert, an der Planetenoberfläche reflektiert oder von der Planetenoberfläche absorbiert.

2. Die Emission durch das Atmosphärenmaterial und die Planetenoberfläche erfolgt im fernen infraroten Spektralbereich. Nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz gilt für die Schwarzkörperstrahlung

$$\lambda_{\max} [\mu] = \frac{2898 \text{ K}}{\text{T}}. \quad (3.88)$$

Bei einer Oberflächentemperatur von ca. 300 K würde die Abstrahlung des Planeten hauptsächlich im Bereich um $\lambda = 10 \mu\text{m}$ herum erfolgen.

Zunächst einmal ist festzustellen, daß die Wellenlängenbereiche der Ein- und Ausstrahlung völlig voneinander verschieden sind und sich nicht überlappen, wie aus Abb. 3.20a sofort ersichtlich ist. Die beiden Bereiche können völlig getrennt voneinander betrachtet werden.

Im fernen infraroten Spektralbereich wird die Opazität des Gases hauptsächlich durch die Rotations-Vibrationsbanden von H_2O und CO_2 bestimmt. Abbildung 3.20b,c zeigt die Durchlässigkeit der Erdatmosphäre mit ihrer heutigen Zusammensetzung (N_2 , O_2 , etwas H_2O -Dampf und etwas CO_2) und die Quellen der Opazität in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Im Wellenlängenbereich $8 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 23 \mu\text{m}$ ist die Opazität durch Wasserdampf nicht besonders groß und die Atmosphäre ist teilweise transparent. In den Bereichen $\lambda \leq 8 \mu\text{m}$ und $\lambda \geq 23 \mu\text{m}$ ist die Atmosphäre dagegen auf Grund der starken Absorption durch Wasserdampf völlig undurchlässig. Im Wellenlängenbereich von $13 \mu\text{m}$ bis $17 \mu\text{m}$ absorbiert CO_2 sehr stark. Ausgerechnet in diesem Wellenlängenbereich würde ein großer Teil der Abstrahlung eines Planeten ohne Atmosphäre erfolgen. Bei einer frühen Planetenatmosphäre mit ihrem hohen CO_2 Gehalt ist CO_2 deswegen ein sehr wesentlicher Absorber.

3. Da die Energie in dem Spektralbereich, in dem eine optisch dünne Atmosphäre hauptsächlich die eingestrahlte Energie wieder abstrahlen würde, durch die Absorption durch CO_2 behindert wird, heizt sich die Atmosphäre auf, bis sich die Abstrahlung in einen transparenteren Bereich der Atmosphäre verschiebt. Diese Temperaturerhöhung durch die abschirmende Wirkung von CO_2 wird als Treibhauseffekt bezeichnet.

Der Treibhauseffekt ist nach dem Ende des Planetesimaleinfalls der Prozeß, der hauptsächlich die Temperatur der frühen Planetenatmosphären bestimmt. Er muß bei einer Modellierung der Atmosphäre deswegen berücksichtigt werden. Das betrifft den Term E_{rad} in der Gleichung (3.67), der dann nicht mehr durch den einfachen Ausdruck (2.28) für eine optisch dicke, graue Atmosphäre gegeben ist.

Matsui & Abe [58] haben bei einer Modellberechnung erstmals den Treibhauseffekt in einer einfachen Näherung berücksichtigt. Sie betrachteten getrennt den Strahlungstransport im optischen Spektralbereich, in dem das Sonnenlicht absorbiert und gestreut wird, und im infraroten Spektralbereich, in dem die Emission von Wärmestrahlung erfolgt. Sie erhielten folgenden Ausdruck für die Oberflächentemperatur, der sich durch das Gleichgewicht von Ein- und Ausstrahlung an der Planetenoberfläche einstellt

$$\sigma_{\text{SB}} T_{\text{off}}^4 = \frac{S(a)}{4} \frac{[(\lambda + \alpha) - (\lambda - \alpha) e^{-\alpha \tau_{\text{opt}}}] (1 - \beta_0 e^{-\alpha \tau_{\text{opt}}})}{(1 + \alpha) + (1 - \alpha)\beta}. \quad (3.89)$$

$e^{-\alpha\tau_{\text{opt}}}$ ist die optische Tiefe im visuellen Wellenlängenbereich. Weiterhin ist

$$\alpha = \sqrt{1 - \omega} \quad (3.90)$$

$$\beta = \beta_0 e^{-2\alpha\tau_{\text{opt}}} \quad (3.91)$$

$$\beta_0 = \frac{\mu(1 + \alpha) - (1 - \alpha)}{(1 + \alpha) - \mu(1 - \alpha)}. \quad (3.92)$$

ω ist das Verhältnis von Streukoeffizient zu Extinktionskoeffizient im visuellen Spektralbereich und μ der Reflektionskoeffizient an der Planetenoberfläche im visuellen Spektralbereich. Bei der Berechnung eines Modells der Atmosphäre muß dieser Ausdruck für die Oberflächentemperatur T_{off} verwendet werden. Er ersetzt die Gleichung (3.67).

3.10.2 Das Modell von Matsui und Abe

Das erste Modell der Entwicklung der Atmosphären terrestrischer Planeten, das den Aufbau durch Ausgasung von Planetesimalen, Kühlung unter Berücksichtigung des Treibhauseffekts und den Rückkopplungseffekt für die Temperatur durch die Auflösung von Wasser im Magmaozean berücksichtigt, wurde 1986 durch Matsui & Abe publiziert [57, 58]. Insbesondere ergab sich, daß schnell eine Atmosphäre mit beträchtlicher optischer Tiefe aufgebaut wird, und dadurch auf den frühen terrestrischen Planeten für längere Zeit eine heiße Dampfatmosphäre und ein Magmaozean existierten. Dieses Modell demonstrierte erstmals deutlich, daß das Modell der Entstehung der Atmosphären von Venus, Erde und Mars durch Ausgasung flüchtiger Substanzen bei Planetesimaleinschlägen zu Ergebnissen führt, die aller Wahrscheinlichkeit nach die Existenz und Eigenschaften der Atmosphären terrestrischer Planeten erklären.

Die Abbildungen 3.21, 3.22 und 3.23 zeigen Ergebnisse von Matsui & Abe für die Entwicklung der Atmosphären von Erde, Venus und Mars. Beim Aufbau der Atmosphäre ist nur die Ausgasung von H_2O berücksichtigt; andere Gase sind vernachlässigt. Die Bilder zeigen in Abhängigkeit von der Atmosphärenmasse und der Heizrate die Linien konstanter Atmosphärentemperatur. Die Temperatur an der Oberfläche des Planeten ist im Rahmen des Einzonenmodells vollständig durch diese beiden Größen bestimmt.

Im oberen Teil der Abbildungen ist der Bereich, in dem ein Magmaozean existiert, hellgrau markiert. Matsui & Abe haben in der Modellrechnung eine Solidustemperatur von 1500 K und eine Liquidustemperatur von 1 800 K angenommen.

Im unteren Teil der Abbildungen ist der Bereich, in dem die Temperatur durch die Sonneneinstrahlung bestimmt wird, dunkelgrau markiert. Dies ist zugleich der Bereich, der durch den Treibhauseffekt beeinflusst wird. Der schraffierte Bereich markiert den Bereich, in dem H_2O zu Wasser oder Eis kondensiert ist.

Im mittleren Bereich wird die Temperatur an der Basis der Atmosphäre durch die Heizung durch Planetesimaleinfall bestimmt. Der Treibhauseffekt spielt hier keine Rolle. Die Heizrate durch Einfall zu drei verschiedenen Zeiten ist durch Pfeile am linken Bildrand angedeutet.

In den Abbildungen sind Entwicklungswege für die Atmosphären von Venus, Erde und Mars für zwei verschiedene angenommene Werte des Wassergehalts der

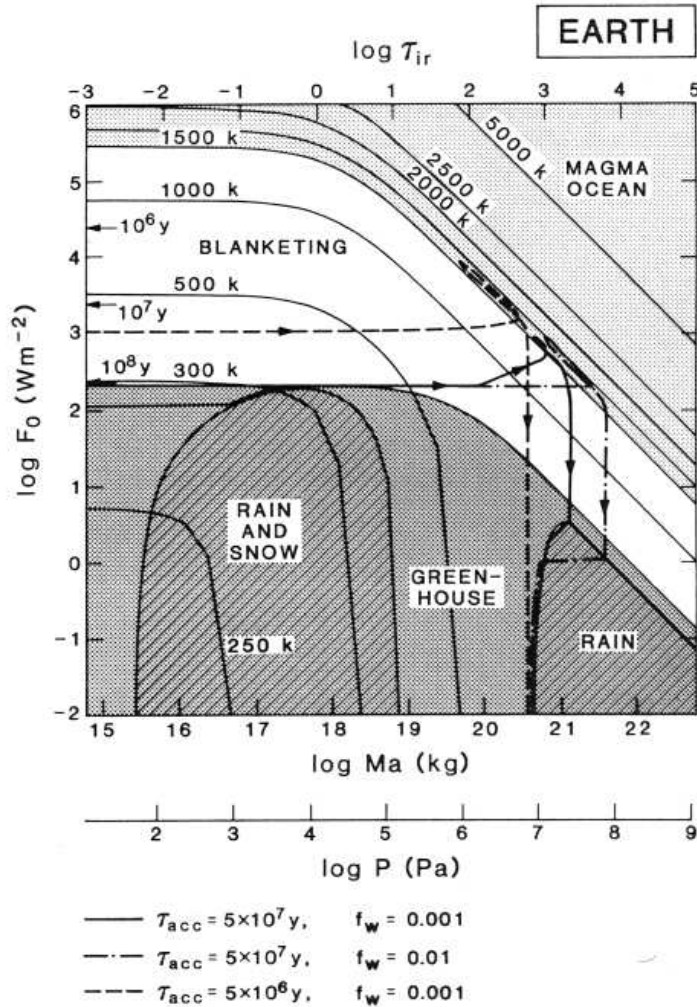


Abbildung 3.21. Modell von MATSUI und ABE für die Entwicklung der frühen Erdatmosphäre. Dargestellt sind die Linien konstanter Temperatur für Atmosphärenmodelle mit gegebener Atmosphärenmasse und gegebener Heizrate, sowie die Entwicklungswege von Modellrechnungen zur Entwicklung der Erdatmosphäre. Die drei Entwicklungswege entsprechen Modellen mit unterschiedlichen Akkretionszeiten und unterschiedlichen Wassergehalten der Planetesimale. Die entsprechenden Werte sind unterhalb der Abb. angegeben. In allen drei Fällen entwickelt sich ein Magmaozean und, außer im Modell mit unrealistisch kurzer Akkretionszeit, reicht der Treibhauseffekt nicht aus, um das Abregnen des Wasserdampfs zu verhindern; es bildet sich ein Ozean (aus AHRENS und Kollegen [30]).

Planetesimale und bei Venus und Erde für zwei verschiedene Akkretionszeiten dargestellt.

Anfangs wächst in den Modellen die Atmosphärenmasse rasch an, während die Heizrate weniger rasch zunimmt (siehe Abb. 3.15 und 3.16). Dies entspricht den horizontalen Teilen der Entwicklungswege. Bei allen drei terrestrischen Pla-

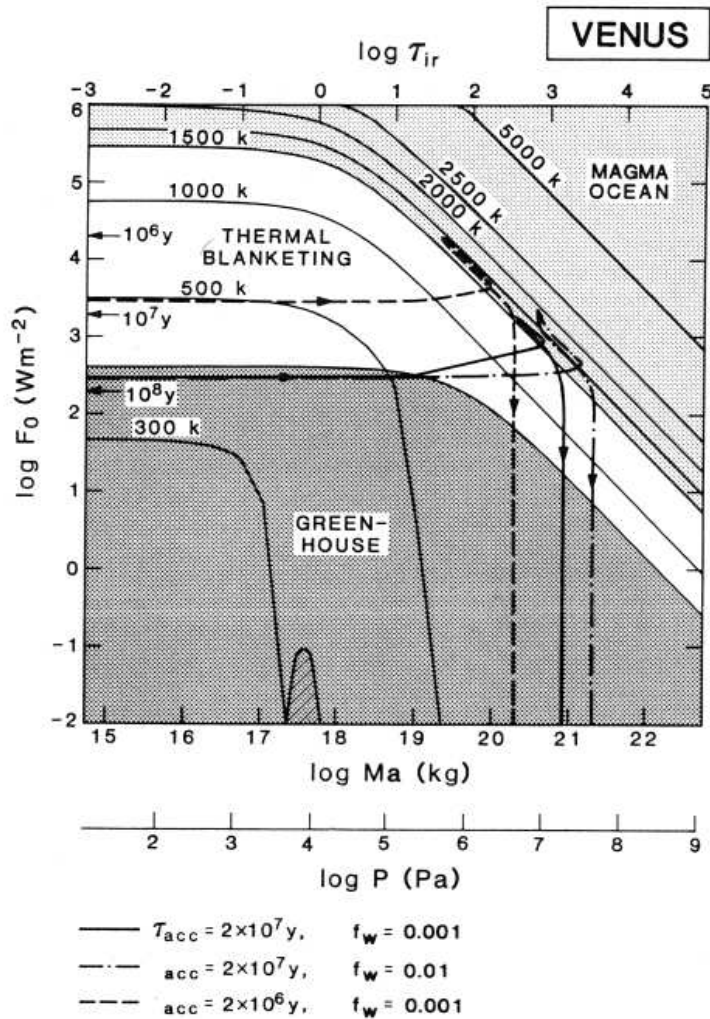


Abbildung 3.22. Modell von MATSUI und ABE für die Entwicklung der frühen Venusatmosphäre. Die drei Entwicklungswege entsprechen Modellen mit unterschiedlichen Akkretionszeiten und unterschiedlichen Wassergehalten der Planetesimale. Die entsprechenden Werte sind unterhalb der Abb. angegeben. In allen drei Fällen entwickelt sich ein Magmazocean und der Treibhauseffekt verhindert das Abregnen des Wasserdampfs. Venus entwickelt eine heiße Dampfatmosfera. (aus AHRENS und Kollegen [30])

neten entsteht zunächst ein Magmazocean.

Die Temperatur bleibt dann bei allen Modellen nahezu konstant und ist nur wenig höher als die Solidustemperatur. Die Masse der Atmosphäre nimmt zunächst etwas ab, da sich ein Teil des H_2O im Magma löst, später aber nimmt sie bei weiter andauernder Wasserzufuhr wieder zu. Dies entspricht den diagonalen Schleifen der Entwicklungswege annähernd parallel zur Isotherme der Solidustemperatur.

Gegen Ende des Planetesimaleinfalls läßt die Heizrate nach und die Atmo-

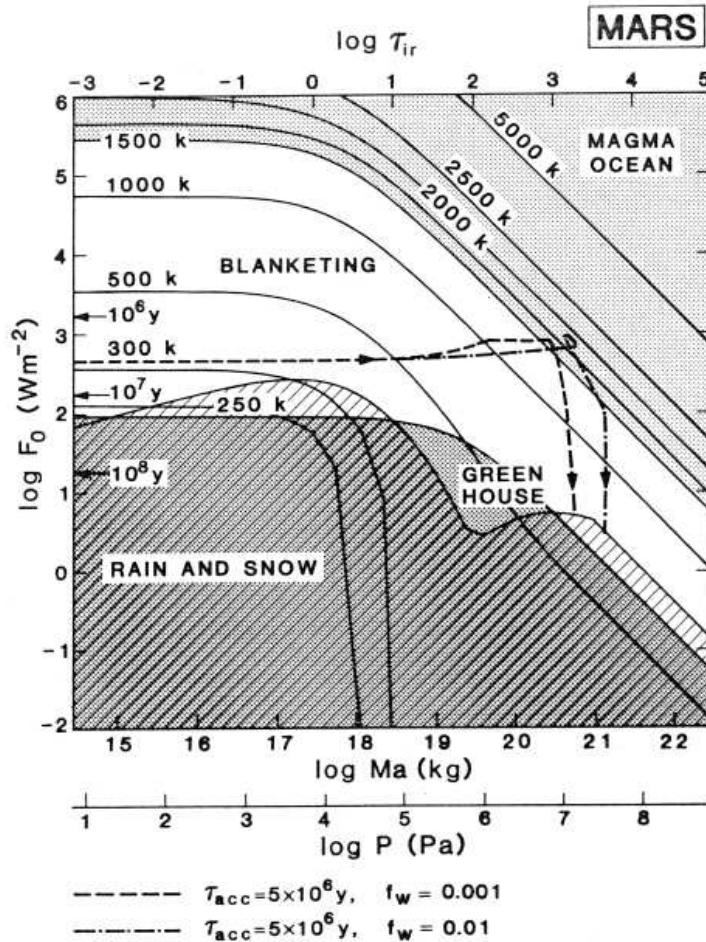


Abbildung 3.23. Modell von MATSUI und ABE für die Entwicklung der frühen Marsatmosphäre. Die beiden Entwicklungswege entsprechen Modellen mit unterschiedlichen Wassergehalten der Planetesimale. Die entsprechenden Werte sind unterhalb der Abb. angegeben. In beiden Fällen entwickelt sich ein Magmaozean und der Treibhauseffekt reicht nicht aus, um das Abregnen des Wasserdampfs zu verhindern; auch auf dem Mars bildet sich zunächst ein Ozean (aus AHRENS und Kollegen [30])

sphärenmasse bleibt dann konstant. Dies entspricht den vertikalen Teilen der Entwicklungswege.

Bis dahin sind alle Entwicklungswege einander ähnlich, da sie durch die Rate des Planetesimaleinfalls und die Masse des Planeten bestimmt werden, die für alle drei Modelle nicht sehr unterschiedlich sind. Erst wenn die Heizrate durch Einfall soweit abgefallen ist, daß die Heizung durch Sonneneinstrahlung wichtig wird, kommen Unterschiede in der Heizrate entsprechend den unterschiedlichen Bahnradien der Planeten zum tragen. Auf diesem Teil des Weges treten dann erhebliche Unterschiede in der weiteren Entwicklung auf.

Bei der Erde existieren im Raum der beiden Parameter Heizrate und Atmosphärenmasse zwei Bereiche, in denen das H_2O aus der Atmosphäre als flüssiges

Wasser oder Eis auskondensiert: ein Bereich kleiner Atmosphärenmasse und niedriger Temperatur, in dem flüssiges Wasser oder Eis existieren, und ein Bereich großer Atmosphärenmasse und hoher Temperatur, in dem heißes Wasser existiert. Dazwischen liegt ein Bereich, in dem durch den Treibhauseffekt nur eine heiße Dampfatosphäre existieren kann. Die Entwicklungswege erreichen, außer bei dem Modell mit unrealistisch kurzer Akkretionszeit, bei fallender Temperatur den Bereich, in dem der Wasserdampf als flüssiges Wasser abregnet und zunächst einen heißen Ozean bildet. Der Treibhauseffekt reicht bei der Erde nicht aus, um die Bildung des Ozeans zu verhindern.

Bei der Venus existiert praktisch keine Parameterkombination von Heizrate und Atmosphärenmasse, bei der flüssiges Wasser oder gar Eis auf der Oberfläche kondensieren könnten. Durch den Treibhauseffekt und die höhere Heizrate durch Sonneneinstrahlung im Vergleich zur Erde entwickelt sich auf der Venus eine heiße Dampfatosphäre.

Beim Mars fällt der Bereich der Existenz von Wasser oder Eis praktisch mit dem Bereich zusammen, in dem die Atmosphärentemperatur allein durch die Sonneneinstrahlung bestimmt wird. Die Entwicklungswege treten beim Mars in diesen Bereich bei einer Temperatur ein, bei dem der Wasserdampf aus der Atmosphäre als Wasser abregnet. Auf dem Mars entsteht also zunächst ebenfalls ein Ozean.

Die heutigen Planetenatmosphären weichen in Zusammensetzung und Eigenschaften von den Vorhersagen dieser Modelle für die Zusammensetzung und die Eigenschaften der Atmosphären terrestrischer Planeten gleich nach dem Ende der Phase des Planetesimaleinfalls erheblich ab. Ein direkter Vergleich mit den heutigen Planetenatmosphären ist aber auch gar nicht möglich, weil eine Reihe wichtiger Prozesse in dem Modell noch nicht berücksichtigt sind. Das sind zum einen Verlustprozesse, durch die ein Teil der Atmosphärgase noch während der Aufbauphase gleich wieder verloren geht, oder die über lange Zeiträume einen späteren Verlust von Teilen der Atmosphäre bewirken. Zum anderen ist das in der Modellrechnung verwendete Atmosphärenmodell, das Einzonenmodell, gegenüber der Realität doch etwas zu stark vereinfacht und bedarf erheblicher Verbesserungen. Zum dritten ist die Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Planetenkörper während der Entwicklung überhaupt nicht berücksichtigt. Zum vierten enthalten die Atmosphären nicht nur Wasserdampf, wie in dem Modell von Matsui & Abe angenommen, sondern auch andere Gase, vor allem CO_2 , die für die Entwicklung der Atmosphäre wichtig sind. Dieser Liste lassen sich noch zahlreiche weitere Punkte hinzufügen.

Die Bedeutung der Modelle von Matsui & Abe liegt, trotz ihrer starken Vereinfachungen, darin, daß sie deutlich machen, daß der Aufbau von Atmosphären und Ozeanen auf den terrestrischen Planeten durch die angenommenen Prozesse prinzipiell möglich ist. Alle Abweichungen dieser Modelle vom heutigen Zustand lassen sich problemlos als das Resultat weiterer Prozesse erklären, die in diesem ersten Versuch einer Modellierung noch nicht berücksichtigt werden konnten.

Literaturverzeichnis

Allgemeine Literatur:

- [1] S. K. Atreya, J. P. Pollack, M. S. Matthews (Editors) (1989) Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres. University of Arizona Press, Tucson
- [2] D. C. Black, M. S. Matthews (1985) Protostars and Planets II. University of Arizona Press, Tucson
- [3] W.F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, R.P. Binzel (2000) Asteroids III. University of Arizona Press, Tucson
- [4] R. M. Canup, K. Righter (2000) Origin of the Earth and Moon. University of Arizona Press, Tucson
- [5] J. W. Chamberlain, D. M. Hunten (1987) Theory of Planetary Atmospheres. An Introduction to their Physics and Chemistry. Academic Press, Orlando etc.
- [6] T. Gehrels (1994) Hazards due to Comets and Asteroides. University of Arizona Press, Tucson
- [7] J. T. Houghton (1977) The physics of atmospheres. Cambridge University Press, Cambridge
- [8] J. F. Kerridge, M. S. Matthews (1988) Meteorites and the Early Solar System. University of Arizona Press, Tucson
- [9] J. S. Lewis (1997) Physics and Chemistry of the Solar System. Revised Ed. Academic Press
- [10] J. S. Lewis, R. G. Prinn (1984) Planets and their Atmospheres: Origin and Evolution. Academic Press, New York
- [11] E. H. Levi, J. I. Lunine (1993) Protostars and Planets III. University of Arizona Press, Tucson
- [12] V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell (2000) Protostars and Planets IV. University of Arizona Press, Tucson
- [13] J. C. G. Walker (1977) Evolution of the Atmosphere. Macmillan, New York

Populäre Übersichtsartikel:

- [14] C. J. Allègre, S. H. Schneider (1994) The Evolution of the Earth. *Scientific American*, Oct. 1994, p. 44
- [15] E. Asphaug (2000) The small Planets. *Scientific American*, May 2000, p. 28
- [16] J. K. Beatty, C. C. Petersen, A. Chaikin (1998) *The New Solar System*, 4th Ed. Cambridge University Press
- [17] M. A. Bullock, D. H. Grinspoon (1999) Global Climate Change on Venus. *Scientific American*, Mar. 1999, p. 34
- [18] M. P. Golombek (1998) The Mars Pathfinder Mission. *Scientific American*, Jul. 1998, p. 24
- [19] R. A. F. Grieve (1990) Impact Cratering on the Earth. *Scientific American*, Apr. 1990, p. 44
- [20] T. V. Johnson (2000) The Galileo Mission to Jupiter and Its Moons. *Scientific American*, Feb. 2000, p. 24
- [21] J. S. Kargel, R. G. Strom (1996) Global Climatic Change on Mars. *Scientific American*, Nov. 1996, p. 60
- [22] J. F. Kasting, O. B. Toon, J. B. Pollack (1988) How Climate Evolved on the Terrestrial Planets. *Scientific American*, Feb. 1988, p. 46
- [23] J. G. Luhman, J. B. Pollack, L. Colin (1994) The Pioneer Mission to Venus. *Scientific American*, Apr. 1994, p. 68
- [24] J. X. Luu, D. C. Jewitt (1996) The Kuiper Belt. *Scientific American*, May 1996, p. 32
- [25] R. Malhotra (1999) Migrating Planets. *Scientific American*, Sep. 1999, p. 46
- [26] R. M. Nelson (1997) Mercury: The Forgotten Planet. *Scientific American*, Nov. 1997, p. 28
- [27] R. T. Pappalardo, J. W. Head, R. Greeley (1999) The Hidden Ocean of Europa. *Scientific American*, Oct. 1999, p. 34
- [28] P. R. Weissman (1998) The Oort Cloud. *Scientific American*, Sep. 1998, p. 62

Artikel:

- [29] T.J. Ahrens, J.D. O'Keefe (1972) Shock melting and vaporization of lunar rocks and minerals. *Moon* **4**, 214–249
- [30] T.J. Ahrens, J.D. O'Keefe, M.A. Lange (1989) Formation of Atmospheres During Accretion of the Terrestrial Planets. In [1], 328–385
- [31] E. Anders, N. Grevesse (1989) Abundances of the elements: Meteoritic and solar. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197–214

- [32] G. Arrhenius, B. R. De, H. Alfvén (1973) Origin of the Ocean. *The Sea* **5**, 839–861
- [33] P.W. Atkins (1994) *Physical Chemistry* 5th Ed., Oxford University Press
- [34] I. Barin (1995) *Thermochemical Data of Pure Substances*, Vol. I + II, 3rd edn. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim
- [35] A. Benlow, A.J. Meadows (1977) The Formation of the Atmospheres of the Terrestrial Planets by Impact. *Astrophysics & Space Sci.* **46**, 293–300
- [36] M. Blander, J.L. Katz: *Geochimica et Cosmochimica Acta* **31**, 1025 (1967)
- [37] N. Calvet, L. Hartmann, S.E. Strom (2000) Evolution of Disc Accretion. In [12], p. 377–399
- [38] J.E. Chambers, G.W. Wetherill (1998) Making the terrestrial planets: N-body integrations of planetary embryos in three dimensions. *Icarus* **136**, 304–327
- [39] M.W. Chase (1985) *JANAF Thermodynamic Tables*, National Bureau of Standards (US). Neuere Versionen auf CD
- [40] M. W. Chase (1998) *NIST-JANAF Thermochemical Tables*. 4th edn. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Monograph No. 9
- [41] D.S. Ebel, L. Grossman (2000) *Geochimica et Cosmochimica Acta* **64**, 339
- [42] P.E. Fricker, R.A.T. Reynolds (1968) Development of the Atmosphere of Venus. *Icarus* **9**, 221–230
- [43] N. Grevesse, A. Noels (1993) Cosmic abundances of the elements. In: N. Prantzos, E. Vangioni-Flam und M. Cassé M. (eds.) *Origin and Evolution of the Elements*. Cambridge University Press, Cambridge, p. 15–25
- [44] L. Grossman (1972) *Geochimica et Cosmochimica Acta* **36**, 597–619
- [45] T. Guillot, G. Chabrier, P. Morel, D. Gauthier (1994) Nonadiabatic Models of Jupiter and Saturn. *Icarus* **112**, 354–367
- [46] K.E. Haisch, E.A. Lada, C.J. Lada (2001) Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters, *Astrophysical J. Let.* **553**, L153-L156
- [47] Y. Hamat, M. Ozima (1978) Earth-atmosphere evolution model based on Ar isotopic data. *Adv. Earth Planet Sci.* **3**, 155–171
- [48] A. Krot, B. Fegley Jr., K. Lodders, H. Palme (2000) Meteoritical and astrophysical constraints on the oxidation state of the solar nebula. In: [12], p. 1019–1054
- [49] O. Kubaschewski, C.B. Alcock (1983) *Metallurgical Chemistry*, 5th Ed. Pergamon Press, Oxford
- [50] M.A. Lange, T.J. Ahrens (1982) Shock induced dehydration of Serpentine: first quantitative results. *Lunar & Planetary Sci. Inst.* **13**, 419–420

- [51] J.W. Larimer (1967) XXXXXXXXXXXXXXXX. *Geocimica et Cosmocimica Acta* **31**, 1215
- [52] J.M. Lattimer, D.N. Schramm, L. Grossman (1978) Condensation in supernova ejecta and isotopic anomalies in meteorites. *Astrophysical J.* **219**, 230–249
- [53] R.D. Lide (1995) *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (78th ed.). CRC Presc, Boca Raton etc.
- [54] K. Lodders, B. Fegley Jr. (1995) The origin of circumstellar silicon carbide grains found in meteorites. *Meteoritics* **30**, 661–678
- [55] K. Lodders, B. Fegley Jr. (1997) Condensation Chemistry of Carbon Stars. In: T.J. Bernatowicz, E.K. Zinner (Eds.) *Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials*. American Institute of Physics, New York, pp. 391–423
- [56] K. Lodders, B. Fegley Jr. (1999) Condensation Chemistry of Circumstellar Grains. In: T. Le Bertre, A. Lèbre, C. Waelkens (Eds.) *Asymptotic Giant Branch Stars*. Astronomical Society of the Pacific, pp. 279–289
- [57] T. Matsui, Y. Abe (1986) Evolution of an impact-induced atmosphere and magma ozean on the accreting Earth. *Nature* **319**, 303–305
- [58] T. Matsui, Y. Abe (1986) Impact-induced atmospheres and ozeans on Earth and Venus. *Nature* **322**, 526–528
- [59] J.D. O’Keefe, T.J. Ahrens (1977) Meteorite impact ejecta: Dependence of mass and energy lost on planetary escape velocity. *Science* **198**, 1249–1251
- [60] A.R. Philpotts (1990) *Principles of Igneous and Metamorphic Petrology*. Prentice Hall, Englewood Cliffs
- [61] J. B. Pollack (1979) Climatic Change on the Terrestrial Planets. *Icarus* **37**, 479–553
- [62] L. Portinari, C. Chiosi, A. Bressan (1998) Galactic chemical enrichment with new metallicity dependent stellar yields. *Astronomy & Astrophysics* **334**, 505–539
- [63] A. Putnis (2001) *An Introduction to Mineral Sciences*. Cambridge University Press, Cambridge
- [64] T. Rushmer, W.G. Minarik, G.J. Taylor (2000) Physical Processes of Core Formation. In [4], p. 227–243
- [65] S.K. Saxena, N. Chatterjee, Y. Fei, G. Shen (1993) *Thermodynamic data on Oxides and Silicates*. Springer, Heidelberg
- [66] S.K. Saxena, G. Eriksson (1986) Chemistry of the Formation of the Terrestrial Planets. In: S.K. Saxena (Ed.) *Chemistry and Physics of Terrestrial Planets*. Springer, New York, pp. 30–105
- [67] H. Schmalzried, A. Navrotsky (1975) *Festkörperthermodynamik*. Verlag Chemie, Weinheim

- [68] H. Schmalzried (1975) *Chemical Kinetics of Solids*. Wiley-VCH, Weinheim
- [69] C.M. Sharp, W.F. Huebner (1990) Molecular equilibrium with condensation. *Astrophysical J. Suppl.* **72**, 417–431
- [70] W.R. Smith, R.W. Missen (1982) *Chemical Reaction Equilibrium Analysis: Theory and Algorithms*. Wiley, New York
- [71] J.C.G. Walker (1986) Impact erosion of planetary atmospheres. *Icarus* **68**, 87–98
- [72] M.J. Walter, H.E. Newsom, W. Ertel, A. Holzheid (2000) Siderophile Elements in the Earth and Moon: Metal/Silicate Partitioning and Implications for Core Formation. In [4], p. 265–289
- [73] J.T. Wasson (1985) *Meteorites. Their Record of Early Solar-System History*. Freeman and Co., New York
- [74] R.C. Weast, M.J. Astle (1981) *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, Boca Raton
- [75] S. J. Weidenschilling, D. Spaute, D. R. Davis, F. Marzari, K. Ohtsuki (1997) Accretional Evolution of a Planetesimal Swarm. *Icarus* **128**, 429–455
- [76] G.W. Wetherill (1989) The Formation of the Solar System: Consensus, alternatives, and missing factors. In: H.A. Weaver, L. Danley (eds.) *The Formation and Evolution of Planetary Systems*. Cambridge University Press, Cambridge, p. 1–30
- [77] G.W. Wetherill, G.R. Stewart (1989) Accumulation of a swarm of small planetesimals. *Icarus* **77**, 330–357
- [78] B.J. Wood, O.J. Kleppa (1981) Thermochemistry of forsterite-fayalite olivine solutions. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **45**, 534
- [79] K.J. Zahnle, J.F. Kasting, J.B. Pollack (1988) Evolution of a Steam Atmosphere during Earth Accretion. *Icarus* **74**, 62–97