Chapter 8

Protoplanetare Scheiben, Planetenentstehung und Exoplaneten

8.1 Einleitung

Schon seit Jahrtausenden wundert man sich wie die Erde entstanden ist, und schon seit Immanuel Kant und Pierre-Simon Laplace im 18. Jahrhundert wird dieses Problem auf wissenschaftliche Weise erforscht. Wir wissen, dass die Planeten in unserem Sonnensystem alle nahezu in einer Ebene liegen, und sich alle Planeten in der selben Richtung um die Sonne drehen. Daraus folgt eigentlich schon direkt, dass sich die Planeten aus einer großen Scheibe gebildet haben, die sich ursprünglich (4,5 Milliarde Jahre her) um die junge Sonne gedreht haben muss. Wie die Scheibe ausgesehen hat, können wir nicht mehr nachvollziehen, aber wir können ähnliche Scheiben rundum junge Sterne beobachten: die sogenannten "protoplanetaren Scheiben" rundum Vorhauptreihen-Sterne. Junge Sterne mit solchen Scheiben werden "T Tauri Sterne" genannt, wenn sie eine Masse niedriger als etwa 1.4 Sonnenmasse haben, und "Herbig Ae/Be Sterne" wenn sie etwa zwischen 1.4 und 16 Sonnenmasse haben.

Eine protoplanetare Scheibe besteht (wahrscheinlich) zu etwa 98% bis 99% aus Gas, und zu 1% bis 2% aus Staub. Der Staub ist der Rohstoff aus dem sich die Planeten (oder zumindestens deren steinige Kerne) bilden. Trotz über 50 Jahre moderner Forschung in diese Richtung wissen wir immer noch nicht genau, wie der Prozess funktioniert, das aus etwa 10^{40} Staubteilen von $\lesssim 1\,\mu$m Größe einen Planet von $\gtrsim 1\,R_{\mathrm{Erde}}$ bildet. Es ist immer noch eine der großen ungelösten Fragen der Astronomie. Es gab in den 60er bis Anfang der 80er Jahre des 20. Jahrhunderts zwar große Fortschritte, aber dann ist, aus Mangel an Beobachtungsdaten von protoplanetaren Scheiben und Exoplaneten, und auch aus Mangel an Computerleistung, das Feld etwas weniger vorangekommen. Seit Ende der 90er Jahre gibt es allerdings jede Menge neue Beobachtungsdaten von sowohl protoplanetaren Scheiben als Exoplaneten. Auch die Computermodelle sind weit vorangekommen. Heutzutage sind die Themen der Exoplaneten und Planetenentstehung sehr lebendig, und gehören zu den Eckpfeilern der modernen Astronomie.

8.2 Protoplanetare Scheiben

Eine protoplanetare Scheibe ist der Überrest von der Akkretionsscheibe aus der der Stern entstanden ist. Es wird vermutet, dass der Prozess der Planetenentstehung anfängt, wenn die Scheibe nur noch eine Masse von weniger als etwa 10% der Stern-masse hat (ganz grobe Abschätzung). Die Akkretionsrate in der Scheibe ist dann auf etwa $\dot{M} \simeq 10^{-8}\,M_\odot/\mathrm{year}$ reduziert. Aus Gleichung 7.20 folgt dann, dass die Temperatur (im Falle eines T Tauri Sterns der Masse 1 $M_\odot$) dort wo z.B. die Erde entstehen könnte ($R = 1$ AU) auf ungefähr 80 K heruntergekommen ist. Mit anderen Worten: protoplanetare Scheiben sind ziemlich kalt. Bei diesen Temperaturen spielt allerdings noch ein anderer Prozess eine Rolle bei der Festlegung der Temperatur: Der Stern kann die Scheibe anstrahlen und erwärmen, genauso wie unsere Erde von der Sonne warm gehalten wird. Ganz grob kann man diese Temperatur abschätzen, indem man einen Staubkörnchen mit Radius a betrachtet, dass von dem Stern aufgeheizt wird, und selbst durch thermische Strahlung in alle Richtungen kühlt:

$$q_+ = \frac{L_*}{4\pi R^2}\,\pi a^2 \qquad , \qquad q_- = 4\pi a^2\,\sigma T^4 \tag{8.1}$$

Mit $q_+ = q_-$ erhält man

$$T_{\mathrm{Staub}} = \left\{\frac{L_*}{16\pi R^2\sigma}\right\}^{0.25} \tag{8.2}$$

Mit z.B. $L_* = 2L_\odot$ und $R = 1\mathrm{AU}$ erhalten wir etwa $T = 330$ K. Das heißt, die Scheibe wird vorwiegend durch die Anstrahlung warm gehalten, anstatt durch die viskose Erhitzung durch Akkretion.

Wegen ihrer geringen Größe (etwa 10 bis 300 AU in Radius) sind protoplanetare Scheiben schwer zu beobachten. Aber mit den modernsten Teleskopen ist schon einiges über sie bekannt. Was wir allerdings leider noch nicht genau wissen, ist wie die Oberflächendichte $\Sigma(R)$ solcher Scheiben aussieht. Die ist schwierig zu messen, da die Scheiben meist sehr optisch dick sind (d.h. sie haben $\tau_\nu \gg 1$). Bis jetzt wurde dies nur in den äusseren Bereichen ($R \gtrsim 20$ AU) gemessen. Ein populäres Modell für die Massenverteilung in so einer Scheibe ist die "Minimum Mass Solar Nebula" (MMSN), was ursprünglich nur für das Sonnensystem ausgedacht wurde:

$$\Sigma^{\mathrm{MMSN}}_{\mathrm{Gas}}(R) = 1700\left(\frac{R}{1\,\mathrm{AU}}\right)^{-3/2}\mathrm{g\,cm^{-2}} \tag{8.3}$$

$$\Sigma^{\mathrm{MMSN}}_{\mathrm{Staub}}(R) = 7\left(\frac{R}{1\,\mathrm{AU}}\right)^{-3/2}\mathrm{g\,cm^{-2}} \tag{8.4}$$

$$\Sigma^{\mathrm{MMSN}}_{\mathrm{Eis}}(R) = 22\left(\frac{R}{1\,\mathrm{AU}}\right)^{-3/2}\mathrm{g\,cm^{-2}} \qquad \text{für } R > 2.7\,\mathrm{AU} \tag{8.5}$$

wo das Eis nur für $R > 2.7$ AU existieren kann (innerhalb 2.7 AU ist es zu warm, und das Eis verdampft). *Achtung: Dieses Modell einer protoplanetaren Scheibe ist wirklich nur ein Modell für die Scheibe aus der die Planeten des Sonnensystems entstanden sein könnten. Aber da wir keine Zeitreise machen können um dies zu überprüfen, sollte man dieses Modell mit Vorsicht genießen.*

8.3 Die Phasen der Planetenentstehung

Obwohl schon viele moderne Theorien für Planetenentstehung existieren, wissen wir viel weniger über Planetenentstehung als über die Entstehung des Universums. Das hat verschiedene Gründe. Erstens: Im Gegensatz zu der Kosmologie können wir Abstand nicht als eine Art "Zeitmaschine" benutzen um in die Vergangenheit zu schauen. Zweitens, wenn wir T Tauri Sterne beobachten, wo vermutlich in diesem Moment Planeten am Entstehen sind, haben wir meist nicht die räumliche Auflösung, um die Scheiben so genau zu betrachten, dass wir Planeten während ihrem Entstehungsprozess beobachten können. Und wenn wir die hätten, findet vieles wahrscheinlich tief in der optisch dicken Scheibe statt, wo wir nicht reinschauen können. Schließlich: viele Aspekte der involvierten Physik lassen sich schwer im Labor untersuchen, noch als analytische Berechnungen darstellen. Wir sind meistens auf komplexe numerische Modelle angewiesen. Deshalb gibt es momentan nur Vermutungen, die jedoch auf fundamentelle Physik beruhen. Das Standardmodell besteht aus 5 Phasen:

1. Die μm-großen Staubteilchen kleben an einander durch van der Waalskräfte, und bilden *Staubaggregate* von bis zu decimeter Größe. Diese Phase heißt die *Staubkoagulationsphase*.

2. Durch noch nicht gut verstandene Prozesse (vermutlich eine Kombination von Turbulenz und Gravitation) bilden sich daraus *Planetesimale*: etwa 1 bis 100 km große gravitativ gebundene Objekte so wie Asteroiden Kometen oder Kuiper-Belt Objekte.

3. Einer oder einige wenige dieser Planetesimalen schafft es, erheblich größer zu werden als allen anderen. Solche *planetaren Embryonen* sammlen die Planetesimalen auf und wachsen so zu erwachsenen steinigen Planeten wie z.B. die Erde oder Mars. Dieses Prozess heißt auf English *oligarchic growth*, weil in dieser Phase einige wenige Embryonen (die "Oligarchen") das ganze Prozess dominieren.

4. In der Endphase kann es zu Zusammenstöße zwischen den Oligarchen kommen. Man vermutet, dass das Erde-Mond-System so entstanden ist. Diese Phase heißt *giant impact phase*. Durch gravitative Wechselwirkung mit der Gasscheibe können Planeten auch ihre Umlaufbahn ändern: dies heißt *planet migration*.

5. Wenn der Steinplanet eine Masse von $\gtrsim 10\ M_{\mathrm{Erde}}$ erreicht, fängt er an, das Gas der Scheibe anzuziehen und zu akkretieren. Dadurch entsteht ein Gasriese wie z.B. Jupiter oder Saturn.

Jede dieser Phasen ist so komplex, dass es jeweils mindestens eine Doppelstunde Vorlesung bedarf, um sie nach Zufriedenheit zu besprechen. Wenn Sie mehr wissen möchten, kann ich das Buch von Phil Armitage "Astrophysics of Planet Formation" (Cambridge University Press) empfehlen.

Um allerdings nicht ganz oberflächlich zu bleiben, werden wir eine sehr vereinfachte Version von Phase 3 (oligarchic growth) hier ausarbeiten.

8.4 Ein Spielzeug-Modell für die Erdentstehung

Lassen Sie uns ein ganz einfaches Modell für Phase 3 der Entstehung der Erde bauen. Dazu machen wir zuerst ein genaueres Modell für die anfängliche Verteilung von Planetesimalen. Dann setzen wir einen Planeten-Embryo herein und berechnen, wie viele Planetesimale pro Jahr dieses Embryo aufsammelt, und damit, wie schnell das Embryo wächst.

8.4.1 Verteilung der Planetesimalen

Für die Verteilung der Planetesimale benutzen wir das MMSN für die Staubloberflächendichte (Gleichung 8.4) und gehen davon aus, dass sich all dieser Staub schon in r_{pts} 1 km große Planetesimale umgewandelt hat ("pts" für "PlaneTeSimal"). Mit einer Materialdichte von $\xi_{\mathrm{pts}} = 1$ g cm^{-3} wird die Masse jedes Planetesimals

$$m_{\mathrm{pts}} = \frac{4\pi}{3}\xi_{\mathrm{pts}} r_{\mathrm{pts}}^3 \tag{8.6}$$

was hier $m_{\mathrm{pts}} = 4.2 \times 10^{15}$ gramm $= 7 \times 10^{-13}\ M_{\mathrm{Earth}}$ entspricht. Das heißt, dass wir etwa 1.4×10^{12} Planetesimale brauchen, um die Erde zu bauen. Dies sind so viele Planetesimale, dass wir weiterhin mit der Oberflächendichte arbeiten können. Nur anstatt $\Sigma^{\mathrm{MMSN}}_{\mathrm{Staub}}(R)$ schreiben wir dann $\Sigma^{\mathrm{MMSN}}_{\mathrm{pts}}(R)$. Und um die Formel nicht zu hässlich zu machen, lassen wir die Buchstaben MMNS einfach weg, also $\Sigma_{\mathrm{pts}}(R)$. Die Gesammtmasse $M_{\mathrm{pts},ab}$ an Planetesimale zwischen zwei willkürlichen Radii R_a und R_b

ist:

$$
\begin{aligned}
M_{\mathrm{pts},ab} &= 2\pi \int_{R_a}^{R_b} \Sigma_{\mathrm{pts}}(R) R dR = 7\,(2\pi)\,\mathrm{AU}^{3/2} \int_{R_a}^{R_b} R^{-1/2} dR \\
&= 7\pi\,\mathrm{AU}^{3/2}\left[R_b^{1/2} - R_a^{1/2}\right]
\end{aligned}
\tag{8.7}
$$

Wenn wir zum Beispiel

$$
R_a = 0.7\,\mathrm{AU} \qquad \text{und} \qquad R_b = 1.3\,\mathrm{AU} \tag{8.8}
$$

wählen, so haben wir eine Gesamtmasse von 1 M_{Erde} an Planetesimalen in dem Ring zwischen 0.7 und 1.3 AU. Damit können wir eine Erde bauen.

Für später ist es nützlich $\Sigma_{\mathrm{pts}}(R)$ in $N_{\mathrm{pts}}(R)$ zu verwandeln: Die Anzahl Planetesimalen pro cm^2:

$$
N_{\mathrm{pts}}(R) \equiv \frac{\Sigma_{\mathrm{pts}}(R)}{m_{\mathrm{pts}}} \tag{8.9}
$$

Für das MMSN-Modell an $R = 1\,\mathrm{AU}$ erhalten wir $N_{\mathrm{pts}}(1\mathrm{AU}) = 1.7 \times 10^{-15}\ \mathrm{cm}^{-2}$. Dies entspricht 1 Planetesimal pro $(244\,\mathrm{km})^2 = 60000\ \mathrm{km}^2$ (also 1 Planetesimal pro Oberfläche der Größe von Bayern).

Die Planetesimalen sind auch nicht alle perfekt auf einer kreisförmigen Umlaufbahn der genau in der Ekliptik (die Ebene der protoplanetaren Scheibe) liegt. In der Regel haben sie kleine Abweichungen von so einer perfekten Umlaufbahn: sie haben eine Exzentrizät e und eine Neigung (Inklination) i ihrer Umlaufbahn im Vergleich zu der Ekliptik. Diese Abweichungen sind zwar klein ($e \ll 1$ und $i \ll 1$), aber sie sind essenziell für das Modell was wir hier aufstellen. Für kleine e und i können wir die Bewegung folgendermaßen betrachten:

$$
\vec{v}(t) = \vec{v}_K(t) + \Delta\vec{v}(t) \tag{8.10}
$$

Also: eine kreisförmige Keplersche Umlaufbahn mit Keplergeschwindigkeit $\vec{v}_K(t)$ mit einer kleinen Störung darauf $\Delta\vec{v}(t)$. Für eine ganz große Anzahl Planetesimalen sind diese Störungen wie eine Art "dynamische Temperatur", also willkürliche Bewegungen mit einer thermischen Maxwell-Boltzmann Verteilung:

$$
\langle|\Delta\vec{v}|^2\rangle = \frac{3kT_{\mathrm{dyn}}}{m_{\mathrm{pts}}} \tag{8.11}
$$

Natürlich ist diese "Temperatur" nicht mit einer richtigen Temperatur zu vergleichen. Für unsere 1km-große Planetesimale mit eine $\sqrt{\langle|\Delta\vec{v}|^2\rangle}$ von etwa 1 km/s würde dies eine dynamische Temperatur von etwa $T_{\mathrm{dyn}} \simeq 10^{41}$ K bedeuten, was ja nur als *dynamische* Temperatur sinn macht, nicht als Temperatur im übligen Sinne. Also werden wir eine dynamische Temperatur ab jetzt nicht mehr in Kelvin, sondern nur als

$$
\Delta v \equiv \sqrt{\langle|\Delta\vec{v}|^2\rangle} \tag{8.12}
$$

ausdrücken.

Die dynamische Temperatur sorgt dafür, dass sich im Schnitt die Positionen der Planetesimale nicht alle genau in der Ekliptik befinden, sondern vertikal verteilt mit einer durchschnittlichen vertikalen Breite $2H$, wo H gegeben wird von

$$
H = \frac{\Delta v}{v_K} R = \frac{\Delta v}{\Omega_K} \tag{8.13}
$$

Mit z.B. $\Delta v = 1$ km/s würden wir bei $R = 1\,\mathrm{AU}$ also eine vertikale Breite der Planetesimalen-"Scheibe" haben von $2H = 0.067\mathrm{AU}$. Die Planetesimalenscheibe ist also sehr dünn (weil $H \ll R$).

Die Planetesimalendichte n_{pts} pro cm^3 wird dann

$$n_{\mathrm{pts}}(R) \equiv \frac{N_{\mathrm{pts}}(R)}{2H} \equiv \frac{\Sigma_{\mathrm{pts}}(R)\,\Omega_K}{2\Delta v\, m_{\mathrm{pts}}} \tag{8.14}$$

Für unser Beispiel ergibt sich $n_{\mathrm{pts}} = 1.7 \times 10^{-27}\ \mathrm{cm}^{-3}$.

Wir haben nun eine vollständige Beschreibung der Planetesimalen-Scheibe.

8.4.2 Akkretionsrate von Planetesimalen auf dem Embryo

Jetzt setzen wir einen Embryo mit Masse m_0 in dieser Scheibe rein, genau am $R = 1$ AU. Wir gehen davon aus, dass $m_0 \gg m_{\mathrm{pts}}$ aber $m_0 \ll M_{\mathrm{Erde}}$. Wir möchten nun berechnen, wie sich die Masse $m_{\mathrm{em}}(t)$ des Embryos mit der Zeit verändert, also wie das Embryo wächst.

Wir können jetzt die Analogie mit dem "Planetesimalen-Gas" benutzen, um aus zu rechnen, wie oft pro Sekunde ein Planetesimal auf den Embryo stürtzt:

$$\text{Aufprallrate} = n_{\mathrm{pts}}\,\Delta v\,\sigma_{\mathrm{geom}}(t) \tag{8.15}$$

Hier ist $\sigma_{\mathrm{geom}}(t)$ der geometrischer Querschnitt des Embryos als Funktion der Zeit t:

$$\sigma_{\mathrm{geom}}(t) = \pi\, r_{\mathrm{em}}(t)^2 \tag{8.16}$$

wo r_{em} der Radius des Embryos ist. Der Radius hängt mit der Masse des Embryos zusammen:

$$m_{\mathrm{em}}(t) = \frac{4\pi}{3}\,\xi_{\mathrm{em}}\, r_{\mathrm{em}}(t)^3 \tag{8.17}$$

wo ξ_{em} die Materialdichte des Embryos ist (nehmen wir dies $\xi_{\mathrm{em}} = 5.5$ gram/cm^3 wie die Erde).

Mit der Aufprallrate von Gleichung 8.15 können wir nun den Zuwachs der Masse des Embryos berechnen:

$$\frac{dm_{\mathrm{em}}(t)}{dt} = m_{\mathrm{pts}}\, n_{\mathrm{pts}}\,\Delta v\,\pi\, r_{\mathrm{em}}(t)^2 \tag{8.18}$$

Alternativ kann man den Zuwachs des Radiuses pro Zeiteinheit berechnen, indem wir $dm = 4\pi\xi r^2 dr$ benutzen:

$$\frac{dr_{\mathrm{em}}(t)}{dt} = \frac{m_{\mathrm{pts}}\, n_{\mathrm{pts}}\,\Delta v}{4\xi_{\mathrm{em}}} \tag{8.19}$$

Mit unseren Annahmen liefert dies einen Wachstum von 1 cm/Jahr. Damit würde es 600 Millionen Jahren dauern, bis die Erde fertig ist. Diese lange Aufbauzeit der Erde ist nicht vereinbar mit Daten die wir über das Alter der Erde haben: es dauert etwa 10× zu lang.

Können wir den Prozess beschleunigen, indem wir Δv vergrößern? Leider nicht. Zwar wird dann Δv in Gleichung 8.19 größer, aber n_{pts} wird durch Gleichung 8.14 kleiner. Wenn wir Gleichung 8.14 in Gleichung 8.19 einsetzen, erhalten wir

$$\frac{dr_{\mathrm{em}}(t)}{dt} = \frac{\Sigma_{\mathrm{pts}}\,\Omega_K}{8\xi_{\mathrm{em}}} \tag{8.20}$$

Man sieht: Δv fällt raus. Auch m_{pts} fällt raus. Die einzige Möglichkeit, den Prozess zu beschleunigen scheint zu sein: Σ_{pts} zu erhöhen. Das würde aber bedeuten, dass man mit viel mehr Material anfängt als später in Form von den Planeten Erde, Mars, Venus, Merkur übrig bleibt. Wo wäre denn all das übrig gebliebene Material geblieben?

8.4.3 Gravitationelle Fokussierung

Es ist offensichtlich, dass etwas in der Theorie fehlt. Was ist es? Die Antwort lautet *gravitationelle Fokussierung* (Eng: gravitational focusing). Die Gravitationskraft des Embryos kann erheblich dazu beitragen, dass vorbeifliegende Planetesimalen auf dem Embryo landen. Ein Planetesimal, dass eigentlich nicht auf Kollisionskurs mit dem Embryo ist, kann durch die Gravitationskraft des Embryos in dessen Richtung abgebogen werden. Dadurch wird der *effektive Querschnitt* σ_{grav} viel größer als der *geometrische Querschnitt* $\sigma_{\text{geom}} \equiv \pi r_{\text{em}}^2$. Da die Gravitationskraft Zeit braucht, um die Richtung des Planetesimals abzubiegen, ist dieses Effekt größer je kleiner Δv ist:

$$\sigma_{\text{grav}} = \sigma_{\text{geom}} \left(1 + \frac{v_{\text{esc}}^2}{\Delta v^2} \right) \tag{8.21}$$

wo v_{esc} die Fluchtgeschwindigkeit (Eng: escape velocity) des Embryos ist:

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2Gm_{\text{em}}}{r_{\text{em}}}} \tag{8.22}$$

Mit diesem Effekt wird Gleichung 8.20

$$\frac{dr_{\text{em}}(t)}{dt} = \frac{\Sigma_{\text{pts}}\, \Omega_K}{8\xi_{\text{em}}} \left(1 + \frac{v_{\text{esc}}^2}{\Delta v^2} \right) \tag{8.23}$$

Der Faktor $(1 + v_{\text{esc}}^2/\Delta v^2)$ heißt der *gravitationelle Fokussierungsfactor*. Da v_{esc} mit der Zeit immer größer wird, wird auch der gravitationelle Fokussierungsfactor immer größer, und der Prozess der Akkretion immer schneller. Dies heißt auf English *run-away growth*. Wenn wir jetzt für die Endphasen (also $m_{\text{em}} = 1M_{\text{Erde}}$ und $r_{\text{em}} = 1R_{\text{Erde}}$) einsetzen, dann wird $v_{\text{esc}} \simeq 11$ km/s. Damit wird der gravitationelle Fokussierungsfactor ungefähr 120. Dies verringert die Zeitskala von 600 Million Jahre (für 1 cm/Jahr Wachstum) auf nur 4 Million Jahre (für 120 cm/Jahr Wachstum). Allerdings sind die Anfangsphasen langsamer. Sie bestimmen also die Dauer.

Auch muss man in Betracht ziehen, dass der Embryo, durch seine Gravitation, die Δv der Planetesimale anregt. Dies ist eine Art dynamische "Aufheizung" der Planetesimalen. Die Erhöhung von Δv reduziert den gravitationellen Fokussierungsfaktor wieder.

Man sieht, jetzt wird alles wieder ganz kompliziert, da Δv sich mit der Zeit, und mit der Entwicklung von $m_{\text{em}}(t)$, verändert, und somit auch die Akkretionsrate und damit die Entwicklung von $m_{\text{em}}(t)$. Genaue Antworten bedürfen detaillierte Modelle, und das letzte Wort ist noch lange nicht gesprochen.