

DISSERTATION

Planetesimalentstehung bei hohen Temperaturen

Der Fakultät für Physik der Universität Duisburg-Essen
vorgelegte Dissertation von

Tabea Bogdan

geboren in Halle (Westf.)

zur Erlangung des akademischen Grades

Dr. rer. nat.

1. Gutachter: Prof. Dr. Gerhard Wurm

2. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Blum

Tag der Disputation: 14.08.2023

KURZFASSUNG

Die Hafteigenschaften von Staubpartikeln in protoplanetaren Scheiben sind für die Bildung von Planetesimalen von großer Bedeutung. Während der frühen Phasen der Planetenentstehung wandern in der Scheibe befindliche Staubkörner durch die radiale Drift getrieben aus kalten, wasserreichen Regionen in den warmen, inneren Teil der Scheibe und sind dabei steigenden Temperaturen ausgesetzt. Damit einher gehen Veränderungen der Zusammensetzung, der Korngröße, der Morphologie und des Wassergehalts der Partikel.

Diese Arbeit befasst sich mit dem Einfluss dieser Faktoren auf die Hafteigenschaften chondritischer Staubproben. Um die Entwicklung der in der protoplanetaren Scheibe vorhandenen Partikel zu verfolgen, werden Stücke zweier Meteoriten zu Staub gemahlen und Temperaturen bis 1400 K in Vakuum und in Wasserstoffatmosphäre ausgesetzt. Die Oberflächenenergie in Abhängigkeit der Temperatur wird mithilfe der als Brazilian-Test bekannten Methode zur Messung der Zugfestigkeit von millimetergroßen Staubaggregaten bestimmt. Um den Zusammenhang zwischen der temperaturabhängigen Entwicklung der Oberflächenenergie und Änderungen der Zusammensetzung des Probenmaterials herzustellen, werden die Ergebnisse durch Mößbauerspektroskopiedaten ergänzt. Als besonders interessant für die Bildung von Planetesimalen stellt sich ein kleiner Bereich im Inneren der Scheibe um 1200 K dadurch heraus, dass Partikelwachstum in diesem Temperaturbereich begünstigt scheint.

Im Magnetfeld des zentralen Sterns kann zudem das Wachstum von Aggregaten mit einem gewissen Anteil metallischen Eisens verstärkt werden. So liefert die in dieser Arbeit vorgestellte Idee der Curie-Line eine Grundlage für die Bildung Merkur-ähnlicher Planeten. Übersteigt das durch die radiale Drift getriebene chondritische Material die Curie-Temperatur, ändert sich die magnetische Charakteristik des im Staub eingebetteten Eisenanteils. Damit ändert sich auch die Sensitivität auf das protoplanetare Magnetfeld, wodurch sich Möglichkeiten für die Bildung eisenhaltiger Planetesimale bieten, die auch einen Einfluss auf die Ringstruktur der Scheibe haben können.

ABSTRACT

The sticking properties of dust particles in protoplanetary disks are of great importance for the formation of planetesimals. During the early stages of planet formation, dust grains located in the disk migrate driven by radial drift from cold, water-rich regions to the warm, inner part of the disk and are exposed to increasing temperatures. This is accompanied by changes in composition, grain size, morphology, and water content.

This work addresses the influence of these factors on the adhesive properties of chondritic dust samples. To follow the evolution of particles located in the protoplanetary disk, pieces of two meteorites are ground into dust and exposed to temperatures up to 1400 K in vacuum and hydrogen atmospheres. The surface energy as a function of temperature is determined using the method known as the Brazilian test to measure the tensile strength of millimeter-sized dust aggregates. In order to link the temperature-dependent evolution of the surface energy to changes in the composition of the sample material, the results are supplemented by data from Mössbauer spectroscopy measurements. A small region around 1200 K in the inner part of the disk turns out to be particularly interesting for the formation of planetesimals, due to the fact that particle growth seems to be favored in this temperature range.

Moreover, in the magnetic field of the central star, the growth of aggregates with some metallic iron content can be enhanced. Thus, the Curie line idea presented in this work provides a basis for the formation of Mercury-like planets. If the chondritic material driven by radial drift exceeds the Curie temperature, the iron contained in the material changes its magnetic characteristic. This changes the sensitivity to the protoplanetary magnetic field, providing opportunities for the formation of iron-rich planetesimals.

PUBLIKATIONSVERZEICHNIS

PUBLIKATIONEN MIT KONKRETEM BEZUG ZU DIESER DISSERTATION

- **T. Bogdan**, C. Pillich, J. Landers, H. Wende und G. Wurm. *Drifting inwards in protoplanetary discs I. Sticking of chondritic dust at increasing temperatures*. *Astronomy & Astrophysics* 638, A151 (2020).
- C. Pillich, **T. Bogdan**, J. Landers, G. Wurm und H. Wende. *Drifting inwards in protoplanetary discs II. The effect of water on sticking properties at increasing temperatures*. *Astronomy & Astrophysics* 652, A106 (2021).
- **T. Bogdan**, C. Pillich, J. Landers, H. Wende und G. Wurm. *The Curie line in protoplanetary disks and the formation of Mercury-like planets*. *Astronomy & Astrophysics* 670, A6 (2023).
- C. Pillich, **T. Bogdan**, J. Tasto, J. Landers, G. Wurm und H. Wende. *Composition and Sticking of Hot Chondritic Dust in a Protoplanetary Hydrogen Atmosphere*. *The Planetary Science Journal*, 4:195 (6pp) (2023).

WEITERE REFERIERTE VERÖFFENTLICHUNGEN

- **T. Bogdan**, J. Teiser, N. Fischer, M. Kruss und G. Wurm. *Constraints on compound chondrule formation from laboratory high-temperature collisions*. *Icarus* 319 (2019) 133-139.
- T. Demirci, M. Kruss, J. Teiser, **T. Bogdan**, F. Jungmann, N. Schneider und G. Wurm. *Are Pebble Pile Planetesimals Doomed?* *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 484, 2779-2785 (2019).
- T. Demirci, N. Schneider, T. Steinpilz, **T. Bogdan**, J. Teiser und G. Wurm. *Planetesimals in rarefied gas: wind erosion in slip flow*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 493, 5456-5463 (2020).
- **T. Bogdan**, J. E. Kollmer, J. Teiser, M. Kruss und G. Wurm. *Laboratory impact splash experiments to simulate asteroid surfaces*. *Icarus* 341, 113646 (2020).

KONFERENZBEITRÄGE

- **T. Bogdan**, J. Teiser, M. Kruss, G. Wurm. *Constraints on Compound Chondrule Formation from Laboratory High Temperature Collisions*. PFE 2019, Rostock. Poster.
- J. Teiser, **T. Bogdan**, N. Fischer, M. Kruss und G. Wurm. *High Temperature Collisions in the Lab - Constraints on Compound Chondrule Formation*. Origins of Solar Systems GRC 2019, South Hadley (MA). Poster.
- J. Kollmer, **T. Bogdan**, C. Krause, M. Kruss, J. Teiser und G. Wurm. *Laboratory Experiments on Splashes Generated by Slow Impacts into Granular Beds*. EPSC-DPS Joint Meeting 2019, Genf. Poster.
- **T. Bogdan**, G. Wurm, C. Pillich, J. Landers und H. Wende. *The Influence of Water and Mineralogy on Sticking Properties at Increasing Temperatures*. EPSC 2021, online. Vortrag.
- **T. Bogdan**, C. Pillich, J. Landers, H. Wende und G. Wurm. *Strongly Enhanced Sticking of Dry (Hot) Grains and a Sweet Spot for Planet Formation*. AGU Fall Meeting 2021, online. iPoster.
- **T. Bogdan**, C. Pillich, J. Landers, H. Wende und G. Wurm. *Influence of Early Formation Steps on Inner Planetary System Architecture and Composition: High-Temperature Dust boosts Planetesimal Formation*. PFE-SPP1992 Joint Meeting 2022, Berlin. Vortrag.
- **T. Bogdan**, C. Pillich, J. Landers, H. Wende und G. Wurm. *Influence of Early Formation Steps on Inner Planetary System Architecture and Composition: High-Temperature Dust boosts Planetesimal Formation*. EPSC 2022, Granada. Vortrag.
- **T. Bogdan**, C. Pillich, J. Landers, H. Wende und G. Wurm. *The Curie-Line in Protoplanetary Disks*. DPS 2022, London (ON). iPoster.

INHALTSVERZEICHNIS

Teil I

THEMATISCHE EINFÜHRUNG

EINLEITUNG

Mayor und Queloz (1995) gelang die Entdeckung der ersten Exoplaneten aus der Beobachtung periodischer Schwankungen der Radialgeschwindigkeit des beobachteten Sterns, wofür sie im Jahr 2019 mit dem Nobelpreis in Physik ausgezeichnet wurden. Mittlerweile ist die Existenz mehrerer Tausend extrasolarer Planeten bekannt (Roques und Schneider, 2022). Weltraumteleskope wie COROT (CONvection, ROTation et Transits planétaires) und Kepler haben maßgeblich zu deren Entdeckung beigetragen. Dabei geht unsere Vorstellung von der Planetenentstehung in protoplanetaren Scheiben bis zu Kant ins 18. Jahrhundert zurück (Kant, 1755). Heute ermöglicht das Atacama Large Millimeter Array (ALMA) die Beobachtung protoplanetarer Scheiben bei Wellenlängen im Millimeterbereich von der Erde aus (Hendler u. a., 2020; Trapman u. a., 2020) und mit dem im sichtbaren Spektrum arbeitenden Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch (SPHERE) Instrument des Very Large Telescope (VLT) können sogar Planeten in den Scheiben aufgelöst werden (Haffert u. a., 2019; Keppler u. a., 2018). Dies ermöglicht die Beobachtung von Stern-Planeten-Systemen wie beispielsweise DPS 70, einem etwa 5 Millionen Jahre alten Stern mit zwei sich bildenden Exoplaneten in seiner Scheibe. Im Inneren der Scheibe spielen sich jedoch eine Vielzahl von Prozessen ab, die aufgrund der hohen optischen Dichte nicht beobachtbar sind. So können wir zwar den Staub als Ausgangsmaterial und Planeten als Endprodukt detektieren, jedoch bleiben uns die Zwischenphasen, in denen sich der Staub zu fertigen Planeten entwickelt, verborgen. Um die Entstehung von Planeten zu verstehen, bedarf es daher einer Kombination aus Theorie, numerischen Simulationen und Laborexperimenten. Dabei liefern Experimente wichtige Parameter für theoretische Modelle und dienen dazu, diese zu verifizieren.

Laborexperimente sind der Kern der vorliegenden Arbeit. Während Teil I das aktuelle Verständnis der Planetenentstehung und die dafür nötigen Grundlagen liefert, werden in Teil II und III die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente zum Einfluss hoher Temperaturen in der Planetesimalentstehung diskutiert. Mit einem Durchmesser von Kilometern sind Planetesimale die Bausteine, die einen wichtigen Zwischenschritt in der Entstehung der Planeten darstellen. Teil IV gibt einen Ausblick auf mögliche weiterführende Versuche, bevor im Fazit die Erkenntnisse in Bezug zueinander gesetzt und in den Gesamtkontext eingeordnet werden.

2.1 PROTOPLANETARE SCHEIBEN

Die Planetenentstehung ist eng mit der Entstehung von Sternen verknüpft. Große Molekülwolken aus Gas und Staub kollabieren in kalten Gebieten aufgrund ihrer Eigengravitation. Inmitten der Wolke entsteht ein Protostern, der seine Umgebung gravitativ dominiert. Es bildet sich ein Zentralkraftfeld und aufgrund der Drehimpulserhaltung entwickelt sich aus der Wolke eine rotierende Scheibe (Mannings u. a., 2000). Diese sogenannten protoplanetaren Scheiben bestehen zu 99 % (Masseanteil) aus Gas, vornehmlich Wasserstoff und Helium, und nur zu etwa 1 % aus festem Staub (Hayashi u. a., 1985). Dieses Verhältnis verändert sich in der Scheibe lokal durch Prozesse wie der Entstehung von Planeten und anderer Staubentwicklungen stetig (Sanchis u. a., 2021). Hinzu kommen Photoevaporation, Akkretion, Sternwinde und Interaktionen mit anderen Sternen, die allgemein zu einer Masseabnahme der Scheibe mit der Zeit beitragen (Haworth u. a., 2021; Hutchison und Clarke, 2021; Schib u. a., 2021). Daraus ergeben sich Lebenszeiten von wenigen Millionen Jahren (Haisch Jr u. a., 2001), die auch die Dauer der Entstehung von Gasplaneten begrenzen. Danach ist die Planetenentstehung auf die Bildung von terrestrischen Planeten aus kleineren Körpern begrenzt.

Es existieren diverse Modelle, die die Form und Beschaffenheit protoplanetarer Scheiben beschreiben. Darunter ist das Modell des Minimum Mass Solar Nebula (MMSN) ein weit verbreitetes (Hayashi, 1981). Der radiale Temperaturverlauf des MMSN ist nach Hayashi (1981) beschrieben durch das Verhältnis der Leuchtkraft L des zentralen Sterns zur Leuchtkraft L_{\odot} unserer Sonne

$$T = 280 \text{ K} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-1/2} \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)^{1/4} \text{ K}, \quad (2.1)$$

wobei r die radiale Entfernung vom Stern in astronomischen Einheiten (AU) beschreibt. Nahe dem zentralen Protostern liegen die Temperaturen bei über 2000 K, sodass alle Materialien in der Gasphase vorliegen und der innerste Bereich der Scheibe frei von festen Partikeln ist (Wood, 2000). In den äußeren Bereichen kann die Temperatur bis auf wenige zehn Kelvin absinken (Dullemond u. a., 2020; Li u. a., 2020; Wood, 2000). Durch diesen Temperaturverlauf begründet ergeben sich charakteristische Entfernungen zum Stern, bei denen flüchtige Stoffe wie beispielsweise Wassereis oder CO_2 kondensieren, die als Icelines oder Snowlines bezeichnet werden. Diese Phasenumwandlung hat einen starken Einfluss auf die lokale Dichte fester Materie in diesen Bereichen.

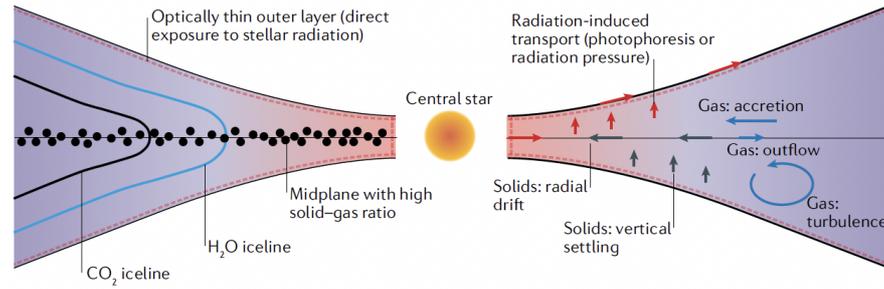


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Querschnitts einer protoplanetaren Scheibe. Die linke Seite verdeutlicht die hohe Dichte an Festkörpern in der Mittelebene, die zu Aggregaten weit jenseits ihrer anfänglichen Mikrometergröße gewachsen sind, während die rechte Seite einen Überblick über die Transportmechanismen in der Scheibe gibt. Der Temperaturverlauf ist als Farbgradient hinterlegt. Abbildung aus Wurm und Teiser (2021) entnommen.

Die Gasdichte folgt in vertikaler Richtung einem hydrostatischen Gleichgewicht mit exponentiellem Abfall mit der Skalenhöhe H als charakteristischer Größe. Die vertikale Ausdehnung in einer Entfernung von 1 AU zum zentralen Stern beträgt etwa 3% des radialen Abstandes und nimmt mit wachsender Entfernung zu. Die sich daraus ergebende bikonkave Form ist in Abbildung ?? angedeutet. Die Abbildung zeigt schematisch den Querschnitt einer protoplanetaren Scheibe und umfasst sowohl den vorherrschenden Temperaturgradienten als auch die wichtigsten Transportprozesse.

Auch die Gasdichte ρ_{gas} der protoplanetaren Scheibe ist im Ansatz des MMSN quantitativ beschrieben. So gilt für diese als Funktion von r und der Höhe über der Mittelebene z :

$$\rho_{\text{gas}}(r, z) = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^3 \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-2,75} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right). \quad (2.2)$$

Die Mittelebene $z = 0$, in der sowohl die Gas- als auch die Staubdichte maximal sind, ist für das Wachstum planetarer Körper von großer Bedeutung. Durch den sich aus der Dichteverteilung des Gases ergebenden radialen Druckgradienten wird das Gas gestützt und rotiert infolgedessen mit einer geringeren Geschwindigkeit als der Keplergeschwindigkeit um den zentralen Protostern. In der Scheibe befindlicher Staub unterliegt der Wechselwirkung mit dem Gas, wobei die Stärke der Kopplung durch das Verhältnis der Partikelmasse zur Querschnittsfläche sowie durch die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Staub bestimmt ist. Eine entscheidende Größe ist dabei die Ankopplzeit τ , die den zeitlichen Rahmen der Ankopplung eines Partikels an die Gasbewegung beschreibt.

Im Gegensatz zum Gas werden die Staubpartikel nicht durch den Druckgradienten gestützt, sondern bewegen sich auf Keplerbahnen um den Stern. Die resultierende Relativgeschwindigkeit v_{rel} zwischen Staub und Gas führt dazu, dass der Staub eine Gasreibung erfährt, die abhängig von der Dichte des Gases ρ_{gas} und der Größe der Partikel

in zwei verschiedene Regime unterteilt werden kann (Armitage, 2020). Liegt die freie Weglänge λ des Gases unterhalb des Partikelradius r_p , ist die Dynamik durch die Stokesche Reibung $F_{\text{St}} = 6\pi\eta r_p v_{\text{rel}}$ mit der Gasviskosität η beschrieben. Für die Ankoppelzeit in diesem Regime ergibt sich mit der Partikeldichte ρ_p :

$$\tau_{\text{St}} = \frac{2}{9} \frac{\rho_p}{\eta} r_p^2. \quad (2.3)$$

Im Epstein-Regime, das für kleine Partikel mit Radien unterhalb von λ gilt, werden die Gasmoleküle hingegen als freie, ballistische Teilchen angenommen. Für die Ankoppelzeit ist daher das Verhältnis ρ_p/ρ_{gas} von Partikel- zu Gasdichte relevant (Armitage, 2020; Wurm und Teiser, 2021). Wenn v_{gas} die thermische Gasgeschwindigkeit beschreibt, so gilt für die Ankoppelzeit:

$$\tau_{\text{Epst}} = \frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho_{\text{gas}}} \frac{r_p}{v_{\text{gas}}}. \quad (2.4)$$

Während sich große Körper nahezu ungestört durch das Gas bewegen, nimmt die Ankoppelzeit mit kleiner werdender Partikelaußenabmessung ab, sodass die Teilchen zunehmend durch die Relativgeschwindigkeit $v_{\text{rel}} = F\tau/m_p$, mit Reibungskraft F und Partikelmasse m_p , gebremst werden. Daraus resultiert eine radiale Drift zum zentralen Stern, die mit der Teilchengröße variiert (Weidenschilling, 1977; Weidenschilling und Cuzzi, 1993). Die radiale Drift ist mit etwa 50 m/s maximal für Körper in der Größenordnung 1 m (Johansen u. a., 2014). Neben der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Partikel bestimmt die Ankoppelzeit auch maßgeblich die Relativgeschwindigkeit zwischen den Staubpartikeln und damit deren Partikelkollisionsgeschwindigkeiten. Zudem werden Partikel durch den vertikalen Beitrag der Gravitation des Sterns g_z zur Mittelebene hin beschleunigt, bis sich im Gleichgewicht mit der Gasreibung die Sedimentationsgeschwindigkeit $v_s = \tau g_z$ einstellt. Somit ist v_s größenabhängig und trägt ebenfalls zu Kollisionen der Partikel untereinander bei.

Einen weiteren Einfluss auf die Relativgeschwindigkeiten des in der Scheibe befindlichen Staubs haben Turbulenzen in der Gasbewegung, die die Bewegung der Partikel in vertikaler und radialer Richtung beeinflussen können (Birnstiel u. a., 2010; Ormel und Cuzzi, 2007). Als Hauptursache wird die von Balbus und Hawley (1991) eingeführte Magnetorotationsinstabilität angesehen. Sie trägt zu einer Erhöhung der Viskosität des Gases bei und beeinflusst vornehmlich den heißen, inneren Bereich protoplanetarer Scheiben, da sie eng an das Vorhandensein ionisierten Gases geknüpft ist (Armitage, 2020; Hartmann u. a., 2016; Klahr u. a., 2018; Turner u. a., 2014).

2.2 KOLLISIONEN UND KONTAKTMECHANIK

Planetenentstehung ist maßgeblich durch Kollisionen geprägt. Stoßen zwei Staubpartikel oder Staubaggregate miteinander, sind verschiedene Resultate dieser Kollision von Bedeutung. Abbildung ?? zeigt mögliche Kollisionsergebnisse in Abhängigkeit der Partikelgröße in einer Entfernung von 1 AU vom zentralen Stern sowie die Kollisionsgeschwindigkeiten zweier Partikel.

Bleiben die beiden Stoßpartner aneinander haften, so wird dies als Sticking bezeichnet. Die Kollisionsgeschwindigkeit, unterhalb derer zwei sphärische Teilchen mit reduziertem Radius $R^{-1} = R_1^{-1} + R_2^{-1}$ und Dichte ρ_p haften bleiben, ist nach Chokshi u. a. (1993) und Dominik und Tielens (1997) beschrieben durch:

$$v_{\text{stick}} = 1,07 \frac{\gamma^{5/6}}{E^{*1/3} R^{5/6} \rho_p^{1/2}}. \quad (2.5)$$

Dabei ist γ die Oberflächenenergie und die elastischen Kräfte gehen über die Materialkonstante E^* in die Gleichung ein. Die Haftgeschwindigkeit v_{stick} kann durch die das Verhältnis von Hohlraumvolumen zu Gesamtvolumen beschreibende Porosität der Aggregate beeinflusst werden, da diese die interne Dissipation der kinetischen Energie beim Stoß modifizieren kann.

Wird die Haftgeschwindigkeit überschritten, können die Stoßpartner voneinander abprallen, was als Bouncing bezeichnet wird. Kompakte Aggregate tendieren zu diesem Kollisionsergebnis.

Fragmentation tritt ein, wenn eine Kollision so energiereich ist, dass die Kontakte innerhalb eines Aggregats aufgebrochen werden und die Stoßpartner in Bruchstücke zerfallen. Dies ist jedoch kein rein destruktiver Prozess. Unterscheiden sich die beiden Stoßpartner in Größe oder Volumenfüllung, kann der größere bzw. kompaktere unversehrt bleiben, während der kleinere bzw. porösere Stoßpartner zerbricht und einen Teil seiner Masse auf das kompaktere Teilchen überträgt (Beitz u. a., 2011; Teiser und Wurm, 2009b; Teiser u. a., 2011a; Wurm u. a., 2005).

Eine wesentliche Größe für die Aggregation ist demnach die zum Aufbrechen eines Kontakts zwischen zwei Partikeln benötigte Kraft. Bei dieser Haftkraft kann es sich um Kohäsion (Anziehung zwischen zwei gleichen Materialien), Adhäsion (Anziehung zwischen zwei ungleichen Materialien), Rollreibung und Gleitreibung handeln. Zwei Kugeln mit reduziertem Radius R und Oberflächenenergie γ werden beispielsweise erst bei Aufbringen der von den elastischen Eigenschaften unabhängigen kritischen Zugkraft

$$F_{\text{crit}} = -3\pi\gamma R \quad (2.6)$$

getrennt (Dominik und Tielens, 1997; Johnson u. a., 1971). Diese Gleichung beinhaltet die beiden grundlegenden, in diesem Zusammenhang wichtigen Parameter: die Oberflächenenergie und die Partikelgröße. Die Radien der beiden Körper gehen in Form des reduzierten

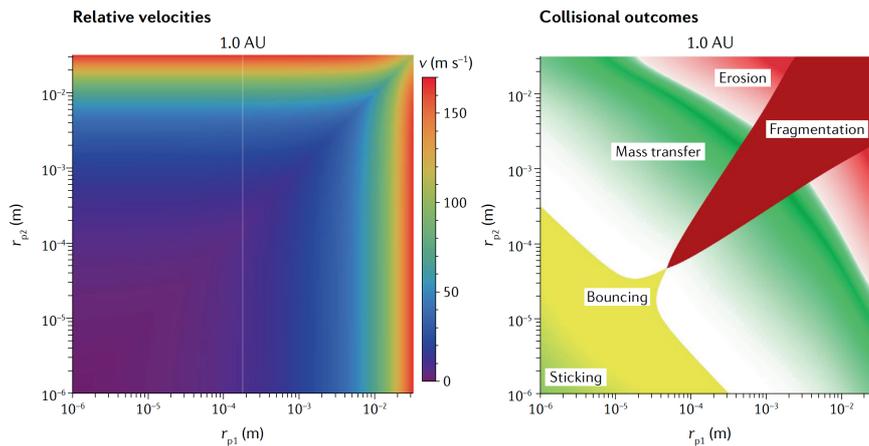


Abbildung 2.2: Kollisionengeschwindigkeiten (links) und Kollisionsergebnisse (rechts) zweier Partikel mit Radien r_{p1} und r_{p2} in einer Entfernung von 1 AU vom zentralen Stern. Abbildung im Original von Husmann u. a. (2016), adaptiert von und entnommen aus Wurm und Teiser (2021).

Radius R in die Gleichung ein. Die kritische Haftkraft steigt linear mit der Teilchengröße, sodass zwei einzelne große Kugeln stärker aneinander gebunden sind als zwei kleine. Dicht gepackt bilden jedoch kleinere Körner stabilere Aggregate, da die Zahl der Kontakte mit $1/R^2$ skaliert und eine höhere Zahl an Kontakten auch eine höhere kritische Kraft zum Brechen aller Kontakte benötigt.

Die Oberflächenenergie γ ist ein Maß für die Energie, die zur Vergrößerung der Oberfläche notwendig ist. Mikroskopisch können der Oberflächenenergie unterschiedliche Wechselwirkungen zugrunde liegen, worunter allgemein beispielsweise elektrostatische Interaktionen, Polarisationseffekte und elektromagnetische Wechselwirkungen fallen, die aber besonders von van-der-Waals-Kräften und induzierten Dipolen dominiert werden. Eine Aufteilung auf die einzelnen Beiträge ist nur schwerlich möglich, die Oberflächenenergie kann aber mit absoluten Werten gemessen werden. Darauf wird im späteren Verlauf der Arbeit noch genauer eingegangen.

2.3 PLANETENENTSTEHUNG

Partikel im Bereich bis zu wenigen $100 \mu\text{m}$, die mit geringen Geschwindigkeiten (vgl. Abbildung ??) kollidieren, bleiben nach der Kollision aneinander haften. Diese Hit-and-Stick-Prozesse bilden die Grundlage des Wachstums größerer Körper und auf Zeitskalen von bis zu 1000 Jahren bilden sich Millimeter große Aggregate (Dominik und Tielens, 1997; Okuzumi u. a., 2012; Wada u. a., 2009, 2013). Die für kleine Partikel relevante Brownsche Bewegung verliert mit zunehmender Aggregatgröße an Bedeutung und die vertikale und radiale Drift der Partikel zur Mittelebene der Scheibe und hin zum zentralen Stern sowie Turbulenzen in der Gasscheibe bestimmen die Kollisionsgeschwindigkeiten. Mit steigender Aggregatmasse steigt auch die kinetische Energie, die nunmehr nur durch Restrukturierung innerhalb der Aggregate

dissipiert werden kann, sodass Aggregate in der Folge kompaktieren. Kontakte zwischen Partikeln werden durch Rollen oder Gleiten verschoben (Blum und Wurm, 2000; Dominik und Tielens, 1997) und der Volumenfüllfaktor, der das Verhältnis der Einzelvolumen der im Aggregat enthaltenen Partikel zum Gesamtvolumen des Aggregats beschreibt, liegt zwischen 30 % bis 40 % (Meisner u. a., 2013; Teiser u. a., 2011b; Weidling u. a., 2009). Ab diesem Füllfaktor kann zunächst nur noch wenig Energie durch weitere Restrukturierung und Kompaktierung dissipiert werden, wenn keine Fragmentationsgrenzen überschritten werden, und die Stöße werden elastisch. Anstatt aneinander haften zu bleiben, prallen die Aggregate voneinander ab und das Partikelwachstum kommt zum Erliegen. Dieses Phänomen der Wachstumshürde wird als Bouncing Barrier bezeichnet (Zsom u. a., 2010).

Über die Bouncing Barrier hinaus gibt es weitere Hürden. Wird angenommen, dass einige wenige Aggregate größere Durchmesser erreichen, wird die radiale Drift entscheidender. Meter große Objekte werden innerhalb von 100 Jahren bis zu 1 AU nach innen transportiert (Weidenschilling, 1977; Weidenschilling und Cuzzi, 1993), was den Zeitraum des möglichen Wachstums begrenzt. Die sich daraus ergebende Wachstumshürde wird als Radial Drift Barrier bezeichnet. Zudem steigen die Relativgeschwindigkeiten zwischen Partikeln mit zunehmender Größe, da sie nicht mehr allein auf die Brownsche Bewegung beschränkt sind, sodass weiteres Wachstum durch die Fragmentationsgrenze gehemmt wird. Die Energien in Kollisionen werden so groß, dass bestehende Kontakte aufgebrochen werden. Wachstum gleich großer Partikel durch Kollisionen ist somit nicht mehr möglich, da beim Stoß beide fragmentieren (Beitz u. a., 2011; Deckers und Teiser, 2014; Katsuragi und Blum, 2018; Kothe u. a., 2010; Meisner u. a., 2012). Unterscheiden sich dagegen die Kollisionspartner in Größe oder Volumenfüllung, überträgt der kleinere einen Teil seiner Masse auf den größeren, welcher in der Folge weiter wachsen kann (Beitz u. a., 2011; Deckers und Teiser, 2014; Teiser und Wurm, 2009a,b; Teiser u. a., 2011a,b; Wurm u. a., 2005). Damit ist die Entstehung von Planetesimalen durch Aufsammeln kleinerer Impaktoren durchaus möglich (Windmark u. a., 2012), jedoch ist weder der Ursprung entsprechend großer Aggregate geklärt, noch scheinen die benötigten Zeitskalen mit Blick auf die Radial Drift Barrier ausreichend klein (Wurm und Teiser, 2021). Die Entstehung 100 m großer Körper durch Kollisionswachstum würde in einer Entfernung von 3 AU etwa 1 Million Jahre dauern (Windmark u. a., 2012). Auch unabhängig von der Radial Drift Barrier ist dies eine zu lange Zeitspanne für das Erreichen von Planeten-Bausteinen im Gesamtbild.

Allein durch Kollisionen lässt sich die Entstehung von Planeten also nicht erklären. Es bedarf weiterer Prozesse, die zur Überwindung der verschiedenen Wachstumshürden beitragen. Die Streaming Instability ist ein entsprechender hydrodynamischer Prozess, um Partikel durch kollektive Effekte so weit zu konzentrieren, bis ein lokaler Kollaps durch Eigengravitation eintritt (Johansen u. a., 2007; Simon u. a., 2016; Squire und Hopkins, 2018; Youdin und Goodman, 2005). Aktuelle Modelle protoplanetarer Scheiben berücksichtigen die Streaming

Instability bereits als gängigen Mechanismus, der durch die Rückkoppelung der Teilchen auf das Gas verursacht wird. Maßgeblich sind dabei ein ausreichend hohes Staub-zu-Gas Verhältnis und die durch das Produkt der Ankoppelzeit und der Keplerfrequenz Ω_K gegebene Stokes-Zahl $St = \tau \Omega_K$ (Auffinger und Laibe, 2018; Drażkowska und Alibert, 2017; Schaffer u. a., 2018). Die Streaming Instability ist besonders wirksam für Teilchen im Bereich von $St \approx 1$. Die Teilchengröße betreffend entspricht dies je nach Entfernung zum Stern Durchmesser im Zentimeter- bis Meterbereich (Bai und Stone, 2010; Drażkowska und Dullemond, 2014; Johansen u. a., 2014; Yang u. a., 2017). Ungeklärt bleibt jedoch, wie die Größenordnung zwischen den an der Bouncing Barrier angelangten Partikeln und der Mindestgröße zum Einsetzen der Streaming Instability überwunden werden kann. Zu den diskutierten Mechanismen gehören der Einfluss der Temperatur, elektrische und magnetische Wechselwirkungen sowie Transporteffekte (Jungmann und Wurm, 2021; Jungmann u. a., 2018; Kimura u. a., 2015; Kruss und Wurm, 2020; Lee u. a., 2015; Steinpilz u. a., 2020). Der Einfluss hoher Temperaturen auf die Planetesimalentstehung sowie die daraus resultierende Möglichkeit der magnetischen Aggregation werden im Rahmen dieser Arbeit genauer untersucht.

2.4 METEORITEN

Der Begriff Meteorit definiert „ein makroskopisches Gestein, das aus dem interplanetaren Raum stammt und auf natürliche Weise auf einer Planetenoberfläche (z. B. der Erde) gelandet ist“ (Jacquet, 2020).

Bevor aber ein makroskopischer Gesteinsbrocken als Meteorit bezeichnet werden kann, muss er vom interplanetaren Raum durch die Atmosphäre auf die Erde gelangen. Solange sich das makroskopische Gestein im interplanetaren Raum befindet, wird es als Meteoroid bezeichnet. Abhängig von der relativen Bewegungsrichtung zwischen Erde und Meteoroid erreicht dieser den Anziehungsbereich der Erde mit Geschwindigkeiten zwischen 12 km/s und 71 km/s (Okrusch und Matthes, 2014). Tritt ein Meteoroid in die Erdatmosphäre ein, so wird er durch die entstehende Reibungswärme aufgeschmolzen und verdampft. Es kommt zur Ionisierung der dabei freigesetzten Atome, die kurz darauf wieder rekombinieren. Die dadurch entstehende Leuchtspur wird als Meteor bezeichnet. Kleinere Staubteilchen, auch Interplanetary Dust Particles (IDPs) genannt, sind als Sternschnuppen bekannt, während große, kosmische Körper als Feuerball verglühen und von gewaltigen Schallerscheinungen begleitet werden. Nur wenn der Meteoroid groß genug ist, dass in einer Höhe zwischen 10 km bis 30 km oberhalb der Erdoberfläche noch Material übrig ist, fällt dieses als Meteorit zu Boden (Okrusch und Matthes, 2014). Je nachdem, ob sie beim Absturz beobachtet wurden oder nicht, werden sie als Fall oder als Fund bezeichnet. Unabhängig davon werden Meteoriten aber vor allem nach ihrer chemischen Zusammensetzung und ihrem Mineralbestand klassifiziert (z.B. Krot u. a. (2007)).

Undifferenzierte Steinmeteoriten

Die Frühphase der Entstehung unseres Sonnensystems ist durch die in Meteoriten gefundenen Minerale dokumentiert. Die primitivsten Meteoriten sind die sogenannten Chondrite. Deren Mutterkörper bildeten sich während der Kondensation unseres solaren Nebels, der mit aus dem Tod dutzender Sterne früherer Generationen entstammenden Mineralen durchsetzt war. Durch das Abkühlen des Nebels entstanden weitere Minerale, die teils mit dem Gas reagierten und verschwanden, teils konserviert wurden (McCoy, 2010). Da Meteoriten dieser Klasse zu keiner Zeit eine komplette Aufschmelzung erfahren haben, werden sie auch als undifferenzierte Steinmeteoriten bezeichnet. Eingebettet in eine Matrix aus kosmischem Staub fügen sich einzelne Mineralkörner, Kalzium-Aluminium-reiche Einschlüsse (CAI) und sogenannte Chondren zu Chondriten zusammen. CAI sind die ältesten bekannten Materialien in unserem Sonnensystem, die aus verschiedenen Kalzium-Aluminium-Silikaten und -Oxiden bestehen. Sie stellen frühe Kondensate aus dem Solarnebel dar. Zu den in den CAI dominierenden Mineralen zählen Spinell, Melilith, Perowskit, Hibonit, kalkhaltiges Pyroxen, Arorthit und Forsterit (MacPherson, 2003). Mit ihrer teils rundlichen, teils irregulären Form sind sie charakteristischer Bestandteil vieler Chondrite (Bischoff und Keil, 1983). Etwa 2 Millionen Jahre später entstanden die Chondren (Kleine und Rudge, 2011). Anders als Staubpartikel und CAI bildeten sie sich gemäß dem heutigen Verständnis durch Kristallisation aus einer Gesteinsschmelze in der Akkretionsphase des Sonnensystems. Die Mechanismen, die zu entsprechenden Heizereignissen führten, sind jedoch noch immer Bestandteil kontroverser Diskussion (De Pater und Lissauer, 2015; Scott und Krot, 2005; Zanda, 2004). Gemäß ihrem Mineralbestand und der chemischen Zusammensetzung werden Chondrite in vier Haupttypen eingeteilt, die im Folgenden kurz angerissen werden. Abbildung ?? fasst diese mit ihren Untergruppen und petrographischen Gefügetypen zusammen. Für eine detaillierte Charakterisierung sei beispielsweise auf Meibom und Clark (1999) oder Okrusch und Matthes (2014) verwiesen.

Enstatit-Chondrite (E) tragen ihren Namen, da sie das Mineral Enstatit enthalten. Sie werden nach ihrem Gesamteisengehalt in EH-Chondrite mit hohem und EL-Chondrite mit entsprechend niedrigem Eisenanteil unterschieden. Das enthaltene Eisen ist nicht oxidiert, sondern zu metallischem Eisen reduziert oder als Sulfid gebunden.

Die stärker oxidierten gewöhnlichen Chondrite werden ebenfalls nach ihrem Gesamteisengehalt gegliedert in Olivin-Bronzit-Chondrite (H) mit hohem Eisengehalt (high iron), Olivin-Hypersthen-Chondrite (L) mit niedrigem Eisengehalt (low iron) und Amphoterite (LL) mit einem geringen Anteil sowohl des gesamten als auch des metallischen Eisens (low iron, low metal) (Okrusch und Matthes, 2014).

Die Rumuruti-Chondrite (R) sind nach dem Auftreffort eines 1934 in Kenia niedergegangenen Meteoritenschauers benannt. Sie sind stark oxidiert und ihr Hauptmineral ist eisenreiches Olivin. Sie enthalten kaum metallisches Eisen.

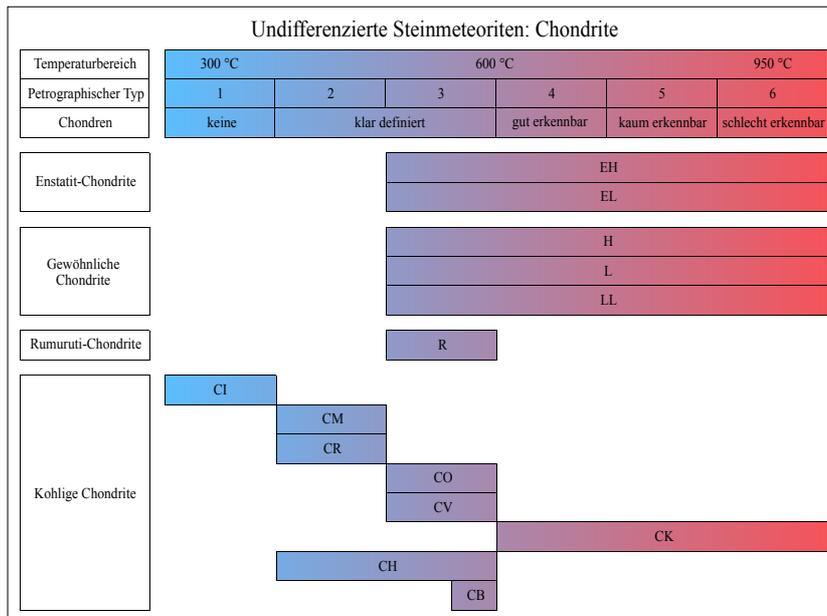


Abbildung 2.3: Petrographische Gefügetypen der Untergruppen der undifferenzierten Steinmeteoriten.

Die nach ihrem hohen Kohlenstoffanteil benannten kohligen Chondrite (C) sind in die meisten Untertypen gegliedert. Neben den primitivsten kohligen CI-Chondriten, die nach dem Fall von Ivunia in Tansania benannt wurden und keine Chondren enthalten, gibt es sieben weitere Typen, die in einer feinkörnigen Matrix mehr oder weniger hohe Anteile an Chondren, CAI und Einzelkörnern aufweisen. Der wohl bekannteste kohlige Chondrit ist der der Gruppe der CV-Chondrite (nach Vigarano in Italien) zuzuordnende Allende-Meteorit. Mit einem Gesamtgewicht aller Bruchstücke von etwa zwei Tonnen ging dieser im Februar 1969 in der mexikanischen Provinz Chihuahua als Meteoritenschauer nieder und führte zur erstmaligen Entdeckung von CAI. Der Eisengehalt der verschiedenen Untertypen variiert stark.

Im Entstehungsprozess der verschiedenen Chondrite kam es zu verschiedenen stark ausgeprägten thermischen Überprägungen. Das heißt die Strukturen und Texturen wurden durch Metamorphoseprozesse beeinflusst, der Ausgangszustand jedoch nicht gänzlich unkenntlich gemacht. Die Chondren lassen sich damit zunehmend schlechter identifizieren, da sie immer stärker in die Matrix integriert wurden. Van Schmus und Wood (1967) definieren daher abhängig vom Grad der Überprägung sechs petrographische Gefügetypen. Während Typ 1 keine Chondren enthält, sind sie in Typ 2 und 3 klar definiert. Diese drei Typen sind nicht äquilibrium, was einem Temperaturbereich von $< 150\text{ °C}$ bis 600 °C entspricht. Äquilibrium bezeichnet den Vorgang, bei dem ein System in seinen Gleichgewichtszustand übergeht. Typen 4 bis 6 sind äquilibrium und haben einen entsprechend höheren Temperaturbereich zwischen 600 °C und 950 °C erfahren (Norton, 2002). In Typ 4 sind die Chondren noch gut definiert, in Typ 5 dagegen nur noch kaum und in Typ 6 schlecht erkennbar.

Differenzierte Meteoriten

Anders als die Chondrite ist die Klasse der Achondrite, auch als differenzierte Steinmeteoriten bezeichnet, durch Aufschmelz- und Differentiationsprozesse aus einem ursprünglich primitiven Material entstanden. Es wird zwischen Asteroiden-Achondriten, Mars-Meteoriten und Mond-Meteoriten, sogenannten Lunaiten, unterschieden.

Auch die Klasse der Stein-Eisen-Meteoriten gehört zu den differenzierten Meteoriten. Darunter fallen Lodraniten und Acapulcoiten, Mesosideriten und Pallasiten, die sich in ihrem Mineralbestand und ihrer Genese stark voneinander unterscheiden.

Stein-Eisen-Meteoriten bilden die Übergangsgruppe zu den Eisenmeteoriten, die die Kernzusammensetzungen von differenzierten Asteroiden widerspiegeln und hauptsächlich aus unterschiedlichen Eisen-Nickel-Legierungen bestehen. Dazu zählen

1. das eine kubisch innenzentrierte Kristallstruktur aufweisende Kamacit α -(Fe,Ni), das auch als Balkeneisen bezeichnet wird,
2. das kubisch flächenzentrierte Taenit γ -(Fe,Ni), auch Bandeisen genannt,
3. und Plessit, das sogenannte Fülleisen, welches ein feinkörniges Gemenge aus beiden Phasen darstellt.

Die Eisenmeteoriten lassen sich in drei Gefügetypen unterteilen, namentlich die Oktaedriten, die Hexaedriten und die Ataxiten. Die Gefügemerkmale spiegeln dabei Unterschiede im Kamacit-Taenit-Verhältnis wider. Nach Wasson (1985) werden die Eisenmeteoriten zudem unabhängig von ihrer strukturellen Gliederung gemäß ihrer Verhältnisse an Ga:Ni, Ge:Ni und Ir:Ni in 22 chemische Gruppen unterteilt, auf die hier jedoch nicht genauer eingegangen werden soll. Als weiterführende Literatur seien hier Okrusch und Matthes (2014) und Wasson (1985) genannt.

2.5 MÖSSBAUERSPEKTROSKOPIE UND XRD

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse werden in Bezug zu Veränderungen der Zusammensetzung und Morphologie der chondritischen Probenmaterialien gesetzt, die vorwiegend durch Mößbauerspektroskopie ermittelt werden. Ebenso lässt sich die Komposition der Probe mithilfe dieser Spektren bestimmen, womit sich die für nachfolgende Berechnungen benötigte Dichte abschätzen lässt. Auch wenn die Aufnahme und Analyse der Mößbauerspektren selbst außerhalb des Umfangs der vorliegenden Arbeit liegt, sollen zum Verständnis kurz die theoretischen Grundlagen dieses Messverfahrens vermittelt werden. Für eine tiefergehende Ausführung sei etwa auf die Lehrbücher von Wegener (1966) und Barb (1980) verwiesen.

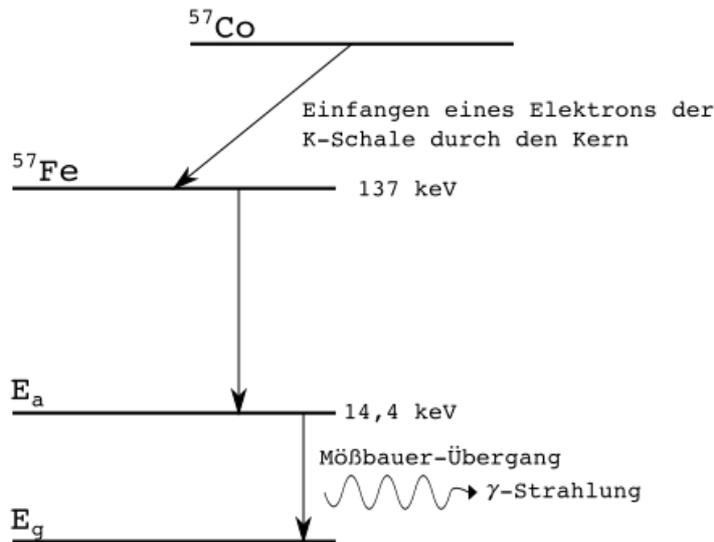


Abbildung 2.4: Beispiel eines γ -Strahlers. ^{57}Co geht durch K-Einfang in einen angeregten Zustand des ^{57}Fe über, der durch Emission einer γ -Kaskade in den Grundzustand zurückkehrt.

Eine Entdeckung von Rudolf Ludwig Mößbauer im Jahre 1957 stellt den Grundstein für die heute als Mößbauerspektroskopie bekannte Form der Resonanzspektroskopie dar, die sogenannte „Rückstoßfreie Kernresonanzabsorption von Gammastrahlung“ (Mößbauer, 1970). Dabei handelt es sich um ein Resonanzphänomen, bei dem Atomkerne als Sender bzw. Empfänger beteiligt sind, zwischen denen rückstoßfrei emittierte und absorbierte γ -Quanten als transmittierte elektromagnetische Strahlung auftreten (Gütlich, 1970). Die Untersuchung von Molekülsymmetrien, Bindungsverhältnissen, magnetischen Phänomenen und dynamischen Vorgängen in Festkörpern sind nur Beispiele für die Vielzahl an Anwendungen der Mößbauerspektroskopie. Die Messmethode basiert auf der Kombination zweier Effekte, namentlich dem Mößbauer-Effekt und dem Doppler-Effekt. Atome und Kerne können in einen höheren Energiezustand angeregt werden, wobei sie nur diskrete Schwingungszustände annehmen. So geht beispielsweise ^{57}Co durch Einfang eines Elektrons der K-Schale durch den Atomkern in ^{57}Fe über, fällt aber kurz darauf in einen niedrigeren, jedoch noch immer angeregten Energiezustand E_a . Beim Übergang in den Grundzustand E_g des ^{57}Fe -Kerns wird 14,4 keV γ -Strahlung emittiert, die hier von Interesse ist. Der Gesamtimpuls \vec{p} bei der Emission eines γ -Quants bleibt dabei erhalten. Abbildung ?? zeigt das Zerfallsschema von ^{57}Co .

Wird ein freies, mit thermischer Geschwindigkeit \vec{v}_{therm} bewegtes Atom der Masse M_A betrachtet, so beträgt die Kernenergie im angeregten Zustand vor der Emission

$$E_v = E_a + \frac{\vec{p}^2}{2M_A} \quad (2.7)$$

und nach der Emission

$$E_n = E_g + \frac{(\vec{p} - (h/2\pi)\vec{k})^2}{2M_A}, \quad (2.8)$$

wobei der Impuls des γ -Quants mit $\frac{h}{2\pi}\vec{k}$ angegeben wird.

Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und \vec{k} der Wellenvektor des γ -Quants. Die vom γ -Quant mitgenommene Energie E_γ entspricht der Differenz der beiden Energien

$$\begin{aligned} E_\gamma &= \frac{h}{2\pi}\omega = E_v - E_n \\ &= \frac{h}{2\pi}\omega_0 + \frac{h}{2\pi}(\vec{k} \cdot \vec{v}_{\text{therm}}) - \frac{(\frac{h}{2\pi})^2 k^2}{2M_A} \end{aligned} \quad (2.9)$$

mit Frequenz ω und $\frac{h}{2\pi}\omega_0 = E_a - E_g$. Die Energien unterscheiden sich folglich um die Dopplerverschiebung $\frac{h}{2\pi}(\vec{k} \cdot \vec{v}_{\text{therm}})$ und den sogenannten Rückstoßterm $(\frac{h}{2\pi})^2 k^2 / (2M_A)$. Die natürliche Linienbreite Γ der γ -Strahlung ist dabei jedoch um einige Größenordnungen geringer als diese beiden Terme. Anstelle einer einzelnen Spektrallinie sendet eine gasförmige Quelle bei der konstanten Frequenz ω_0 ein durch den Rückstoßeffect verschobenes und durch den Dopplereffect verschmieretes Frequenzspektrum aus. Emittiert dagegen der Atomkern eines in einen Kristall eingebetteten Atoms in einem Festkörper ein γ -Quant, wird der Rückstoß-Impuls praktisch an das gesamte Gitter übertragen. Somit wirkt ein ruhender ($\vec{v}_{\text{therm}} = 0$) Kristall in gewisser Weise als Riesenmolekül, das im Vergleich zum einzelnen Atom eine deutlich größere Masse ($M_K \gg M_A$) besitzt. Rückstoßeffect und Dopplerverschiebung entfallen und die Hauptlinie schrumpft auf ihre natürliche Linienbreite zusammen. Diese Linie wird als Mößbauerlinie bezeichnet und die Tatsache, dass sie existiert, als Mößbauer-Effekt.

Enthält ein als Kristall vorliegender Absorber die gleiche Isotopenart wie die Quelle, kann es zur Resonanzabsorption kommen. Dabei wird die Wahrscheinlichkeit für eine Resonanz durch den temperaturabhängigen Lamb-Mößbauerfaktor $f(T)$ beschrieben, der die relative Intensität der Mößbauerlinie widerspiegelt. Besitzen die von der Quelle ausgesandten γ -Quanten genau die richtige Energie $\frac{h}{2\pi}\omega_0$, werden die Atome des Absorberisotops in einen angeregten Zustand gehoben, aus dem diese wiederum durch innere Umwandlung oder Reemission eines γ -Quants in den Grundzustand zurückkehren.

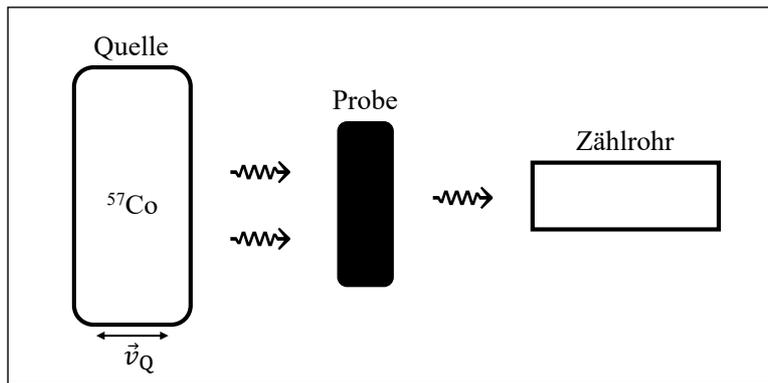


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines Mössbauer-Spektrometers. Die von der sich bewegenden Quelle ausgesandte γ -Strahlung wird resonant von der Probe absorbiert, was die Aufnahme eines Mössbauerspektrums durch das Zählrohr ermöglicht.

Wird die Quelle durch einen Motor oder eine Lautsprechermembran bewegt, führt der Doppler-Effekt zu einer Frequenzverschiebung der austretenden γ -Strahlung. Dies ermöglicht das Durchfahren verschiedener Energien und so die Aufnahme eines Spektrums. Die Zählrate Z in einem hinter der Probe platzierten Zählrohr hängt dabei von der Quellgeschwindigkeit v_Q ab. Da die Resonanzanregung γ -Quanten verbraucht, sinkt die Zählrate bei der in Abbildung ?? dargestellten Anordnung von Quelle, Absorber (die zu untersuchende Probe) und Zählrohr. Die Struktur der Spektren hängt von der Wechselwirkung des Atomkerns mit seiner Umgebung ab. Es gibt Effekte, die zu einer Hyperfeinaufspaltung der Spektren führen können und an dieser Stelle nur kurz genannt werden sollen: magnetische Hyperfeinstrukturaufspaltung, elektrische Quadrupolaufspaltung, Isomerieverschiebung und relativistische Temperaturverschiebung. Die als Funktion der Geschwindigkeit aufgetragene Zählrate $Z(v_Q)$ wird als Mössbauerspektrum der Probe bezeichnet. Anhand eines solchen Spektrums, wie es für eine chondritische Probe in Abbildung ?? exemplarisch dargestellt ist, können die Beiträge verschiedener eisenhaltiger Phasen zugeordnet und so die mineralogische Zusammensetzung des Probenmaterials bestimmt werden.

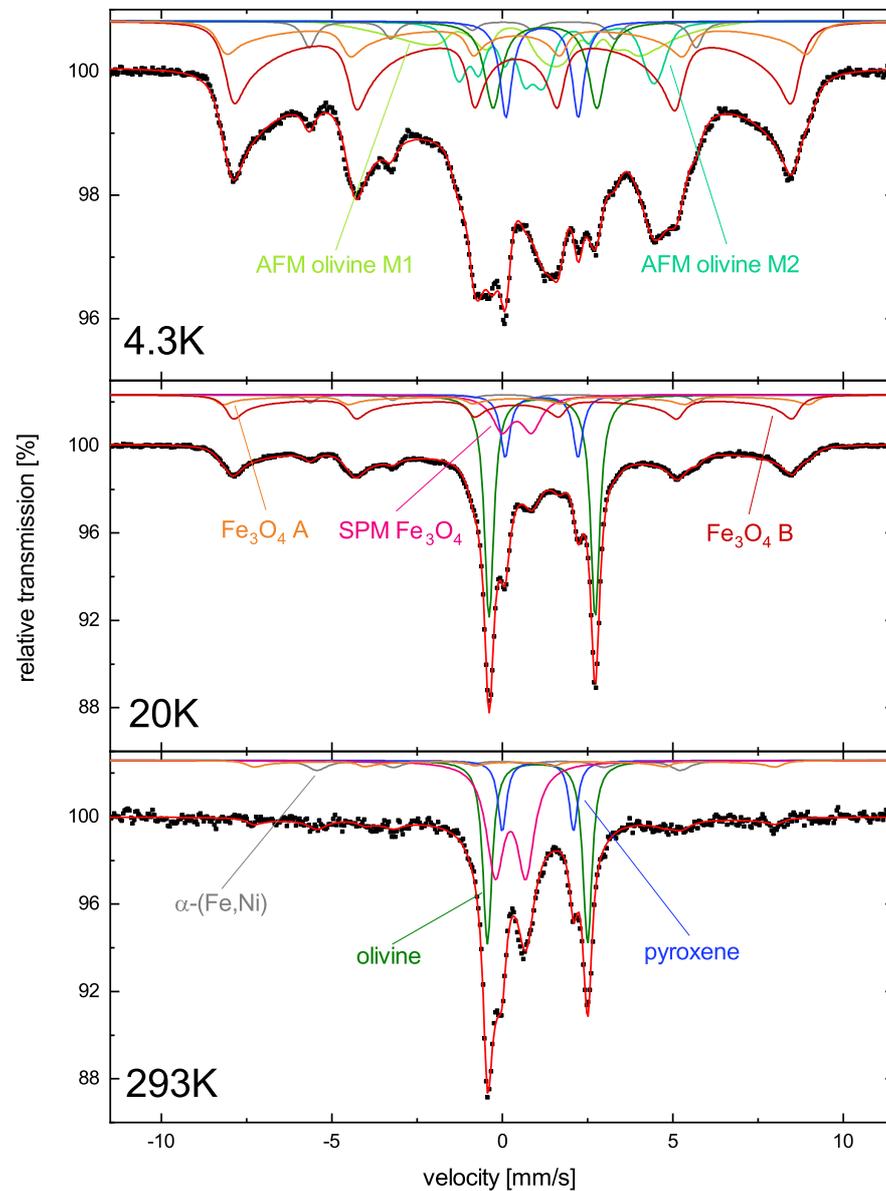


Abbildung 2.6: Mößbauerspektrum der ungeheizten Sayh al Uhaymir-Probe, gemessen bei 4,3 K (oben), 20 K (mittig) und Raumtemperatur (unten). Die Beiträge der verschiedenen eisenhaltigen Phasen sind markiert. Abbildung aus Bogdan u. a. (2020) entnommen.

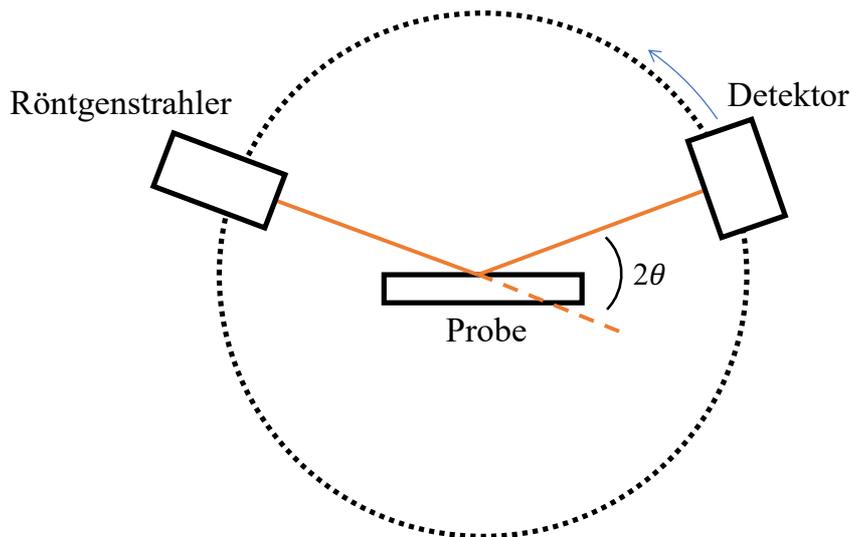


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung eines Röntgendiffraktometers. Ein Detektor fährt kreisförmig um eine Probe und misst die von der Probe gebeugte Röntgenstrahlung.

Röntgenbeugung, zu Englisch X-ray diffraction (XRD), ist eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung der Mineralphasen eines Materials. Da mit ^{57}Fe -Mößbauerspektroskopie lediglich eisenhaltige Phasen detektiert werden, kann die Aufnahme von Beugungsdiagrammen eine sinnvolle Ergänzung darstellen. Ein schematischer Aufbau eines Röntgendiffraktometers ist in Abbildung ?? gezeigt. Eine Probe wird mit monochromatischer Röntgenstrahlung bestrahlt, während ein Detektor in definierten Schritten kreisförmig um die Probe fährt. Dabei wird die Intensität der an bestimmten Gitterebenen im Kristallgitter der Probe reflektierten Strahlung in Abhängigkeit des Winkels (2θ) aufgenommen. Ist die Bragg-Gleichung

$$n\lambda_r = 2d\sin(\theta) \quad (2.10)$$

mit Beugungsordnung n , Wellenlänge der Röntgenstrahlung λ_r und Abstand zwischen parallelen Gitterebenen d erfüllt, kommt es zu konstruktiver Interferenz und die für ein Material spezifischen Reflexe zeigen sich als Intensitätsspitzen im Diagramm. Abbildung ?? zeigt ein solches Beugungsdiagramm einer chondritischen Probe. Die schwarze Linie stellt die gemessene Intensitätsverteilung dar und die auffälligsten Intensitätsspitzen sind mit farbigen Balken den entsprechenden Mineralen zugeordnet. Über diese Zuordnung der Maxima der Intensitätsverteilung kann die Zusammensetzung der Probe bestimmt werden.

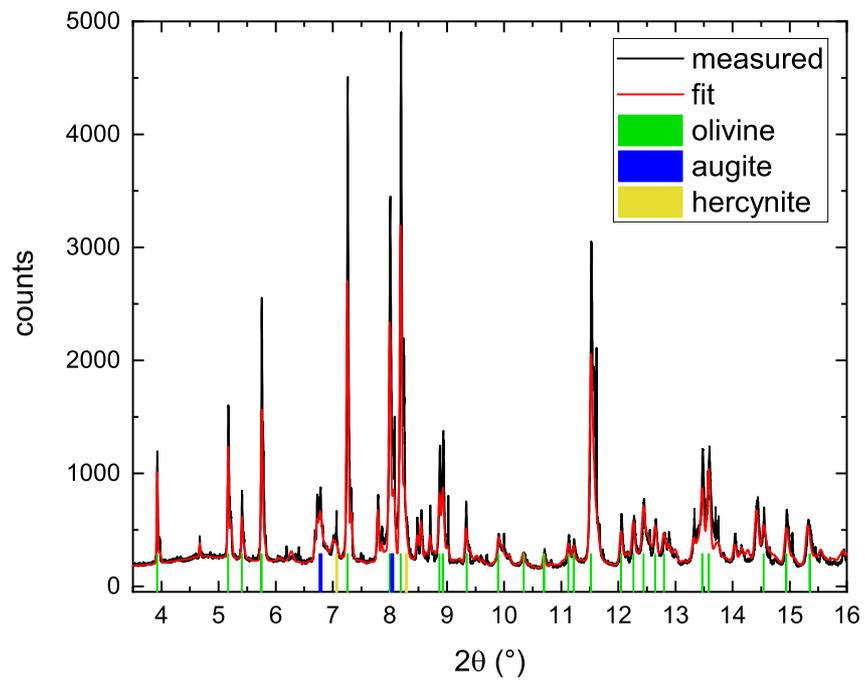


Abbildung 2.8: Gemessenes Synchrotron-Röntgendiagramm der unbehandelten Allendepulver-Probe (schwarze Linie) und die auffälligsten Diagramm-Peaks, die von Olivin, Augit und Hercynit verursacht werden (farbige Balken). Abbildung aus Pillich u. a. (2023) entnommen.

Teil II

HAFTEIGENSCHAFTEN BEI STEIGENDEN TEMPERATUREN

PROBENMATERIAL

Für die Untersuchung von Hafteigenschaften werden im Rahmen dieser Arbeit insgesamt drei verschiedene Staubproben verwendet. Da es in großen Mengen verfügbar ist, wird für Machbarkeitsstudien und zu Testzwecken kommerziell erhältlich Basaltpulver eingesetzt. Der Staub in der protoplanetaren Scheibe besteht aus einer Vielzahl von Mineralen. Aufgrund seiner Zusammensetzung ist Basaltpulver ein angemessenes Analogmaterial für die Durchführung erster Messungen (Demirci u. a., 2017; de Beule u. a., 2017). Um jedoch ein möglichst realistisches Mischverhältnis der im protoplanetaren Staub befindlichen Minerale anzunähern, werden im weiteren Verlauf Stücke zweier Meteoriten zu Probenmaterial zerkleinert. Der Sayh al Uhaymir 001 (SaU) ist ein gewöhnlicher Chondrit, der im März 2000 im Oman gefunden wurde. Als L_{4/5} klassifiziert hat er lediglich eine leichte thermische Metamorphose durchlebt (vgl. Kapitel ??) und ist somit eine gute Annäherung an die tatsächlich vorherrschenden Mineralverhältnisse. Um den Datenpool zu erweitern und den Ursprung des frühen Sonnennebels noch ein Stück weit besser abzubilden, wird außerdem ein Stück des kohligen Chondriten Allende genutzt, der bereits im ersten Kapitel Erwähnung fand. Er ist als CV₃ klassifiziert, also unäquibriert, und kommt somit einer realistischen Mischung an Mineralen am nächsten. Abbildung ?? zeigt den verwendeten Allende-Meteoriten in seiner unzerkleinerten Form.

Um die radiale Drift in der protoplanetaren Scheibe hin zum zentralen Stern zu simulieren, wird das Probenmaterial im Experimentverlauf in einem Temperaturbereich von 600 K bis 1400 K geheizt. Für das ungeheizte Material wird die Temperaturbezeichnung 300 K verwendet. Das Heizen chondritischer Materialien kann sich auf zweierlei Weise auswirken. Einerseits kann es zur Phasenumwandlung interner Minerale kommen. Dabei ist es von Belang, ob der Meteorit als Ganzes oder im zu Staub zerkleinerten Zustand geheizt wird, da die Umwandlung der Oberflächenminerale durch das umgebende Gas auf andere



Abbildung 3.1: Fotos des verwendeten Allende-Meteoriten.

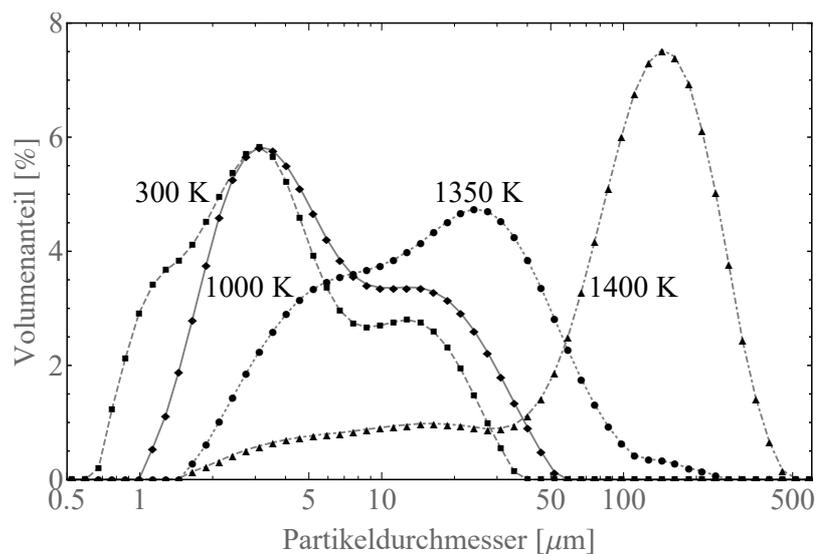


Abbildung 3.2: Beispielfähige Größenverteilung des Sayh al Uhaymir geheizt bei verschiedenen Temperaturen und gemessen mit dem Malvern Mastersizer 3000. Daten aus Bogdan u. a. (2020) entnommen.

Weise beeinflusst werden kann als Minerale im Inneren des Meteoriten (Braukmüller u. a., 2018). Andererseits kann sich das Heizen auch auf die Korngröße der Probe auswirken, die wiederum die Hafteigenschaften stark beeinflusst. Abbildung ?? zeigt beispielhaft die Größenverteilungen des Sayh al Uhaymir bei verschiedenen Temperaturen geheizt. Auf die durch das Heizen entstandenen Veränderungen des Probenmaterials wird in der Analyse der Daten genauer eingegangen. Im Folgenden soll das Ausgangsmaterial in ungeheizter Form vorgestellt werden.

3.1 PARTIKELGRÖSSEN

Beide Meteoriten werden zerkleinert und mit einer Kugelmühle zu Mikrometer-Staub gemahlen. Die Partikel sollen klein genug sein, um für Messungen der Zugfestigkeit ausreichende Haftkräfte zu entwickeln. Ebenso sollen die Anfangskorngrößen der miteinander zu vergleichenden Proben in derselben Größenordnung liegen. Daher wird auch der Basaltstaub, der nach Herstellerangaben eine Korngröße von $d_p \leq 125 \mu\text{m}$ aufweist, mit der Kugelmühle zu noch feinerem Staub gemahlen. Die Größenverteilungen werden mithilfe eines kommerziellen Geräts (Malvern Mastersizer 3000) aufgenommen, welches die Korngrößen durch Lichtstreuung und Mie-Analyse misst. Basierend auf den optischen Eigenschaften der zu messenden Probe liefert das Gerät Äquivalentdurchmesser von kugelförmigen Körnern. Kleine Änderungen der optischen Konstanten, die durch Mineral- und Größenänderungen hervorgerufen werden können, werden hierbei nicht berücksichtigt. Die Genauigkeit des Mastersizers hängt dabei von der Probe und der Probenvorbereitung ab. Daher wird der Fehler der Partikeldurchmesser durch mehrmaliges Aufnehmen der gleichen Größenverteilung

Sayh al Uhaymir 001		Allende	
Bestandteil	Gew. %	Bestandteil	Gew. %
Olivin MgFeSiO_4	48,8	Olivin MgFeSiO_4	72,6
Eisenoxid Fe_3O_4	27,0	Augit $\text{CaMg}_{0,5}\text{Fe}_{0,5}\text{Si}_2\text{O}_6$	13,0
Pyroxen $\text{MgFeSi}_2\text{O}_6$	21,9	Goethit $\text{FeO}(\text{OH})$	8,6
Kamacit $\text{Fe}_{0,95}\text{Ni}_{0,05}$	2,2	Hercynit FeAl_2O_4	5,7

Tabelle 3.1: Zusammensetzung der Chondrite SaU und Allende berechnet aus den Mößbauerspektren, gerundet auf eine Stelle nach dem Komma. Die Angaben sind in Gewichtsprozent.

und der sich daraus ergebenden Standardabweichung ermittelt und als allgemeine Fehlergröße des Mastersizers angesehen. Auf diese Weise ergibt sich der Fehler zu etwa 22 % und die Ausgangsgrößen der drei Proben bezogen auf die Volumenverteilung belaufen sich auf $d_{\text{Basalt}} = 5,2 \pm 1,1 \mu\text{m}$, $d_{\text{SaU}} = 6,0 \pm 1,3 \mu\text{m}$ und $d_{\text{Allende}} = 1,3 \pm 0,3 \mu\text{m}$.

3.2 ZUSAMMENSETZUNG

Die mineralogische Zusammensetzung der beiden Meteoriten lässt sich aus den Mößbauerspektren bestimmen. Die Flächen der einzelnen Spektren korrelieren mit der Menge an Eisen in der vorliegenden Phase relativ zum Gesamtanteil im Material und lassen sich in Gewichtsprozent umrechnen. Da die ^{57}Fe -Mößbauerspektroskopie nur für eisenhaltige Minerale sensitiv ist, sind die Messungen auf diese begrenzt. Aus ergänzenden XRD-Messungen lässt sich jedoch erkennen, dass nur sehr wenige bis keine Phasen ohne Eisen vorliegen, weshalb die Messungen als vollständig angesehen werden können. Die prozentualen Anteile der so ermittelten Minerale der beiden chondritischen Proben sind in Tabelle ?? aufgeführt. Alle Angaben sind in Gewichtsprozent (Gew. %). Die beiden Meteoriten bestehen aus je vier Mineralen. Hauptbestandteil beider Meteoriten ist das Eisen-Silikat Olivin, wobei der Anteil in Allende mit 72,6 % deutlich höher ist als der in Sayh al Uhaymir mit 48,8 %. Ebenfalls in beiden Meteoriten vorhanden ist das Kettensilikat Pyroxen, wobei hier der Anteil in Sayh al Uhaymir etwa doppelt so groß ist wie der in Allende, wo es in Form von Augit vorliegt. Weitere Bestandteile sind Eisenoxid und Kamacit für Sayh al Uhaymir und Goethit und Hercynit für Allende.

Bestandteil	Dichte ρ [g/cm ³]
Augit $\text{CaMg}_{0,5}\text{Fe}_{0,5}\text{Si}_2\text{O}_6$	3,40
Eisenoxid Fe_3O_4	5,15
Goethit $\text{FeO}(\text{OH})$	3,80
Hercynit FeAl_2O_4	4,39
Kamacit $\text{Fe}_{0,95}\text{Ni}_{0,05}$	7,90
Olivin MgFeSiO_4	3,74
Pyroxen $\text{MgFeSi}_2\text{O}_6$	3,40

Tabelle 3.2: Dichten der einzelnen Bestandteile der chondritischen Proben.

3.3 MATERIALDICHTE

Auch die Dichten der chondritischen Proben lassen sich über die aus der Mößbauerspektroskopie ermittelten Gewichtsanteile berechnen. Zu Grunde gelegt sind die in Tabelle ?? aufgeführten Dichten der einzelnen Bestandteile. Mit den in Tabelle ?? angegebenen Gewichtsanteilen der einzelnen Komponenten ergeben sich die mittleren Dichten der Staubproben beider Meteoriten im ungeheizten Zustand zu

$$\rho_{\text{SaU}} = 4,20 \text{ g/cm}^3 \quad \text{und}$$

$$\rho_{\text{Allende}} = 3,73 \text{ g/cm}^3.$$

Da die Basaltstaubprobe nur zu Testzwecken verwendet wird, ist die Berechnung der genauen Dichte aus der Zusammensetzung nicht notwendig. Sie wird daher gerundet und mit $\rho_{\text{Basalt}} = 3 \text{ g/cm}^3$ angenommen (Bahlburg und Breitzkreuz, 2018).

MESSUNG DER ZUGFESTIGKEIT

4.1 BRAZILIAN-TEST

Zur Messung der Zugfestigkeit ist der Brazilian-Test eine bewährte Methode, die bereits von verschiedenen Autoren, wie beispielsweise Bischoff u. a. (2020), Gundlach u. a. (2011, 2018), Meisner u. a. (2012), San Sebastián u. a. (2020) und Steinpilz u. a. (2019), im Zusammenhang mit Planetenentstehung und protoplanetarem Staub angewandt wird.

Abbildung ?? zeigt den prinzipiellen Aufbau des Brazilian-Tests. Mit der Klinge wird ein immer höherer Druck auf die Mantelfläche eines Probenzylinders ausgeübt, bis dieser gerade in zwei gleich große Teile zerbricht, während die dafür benötigte Kraft mit dem Kraftsensor gemessen wird.

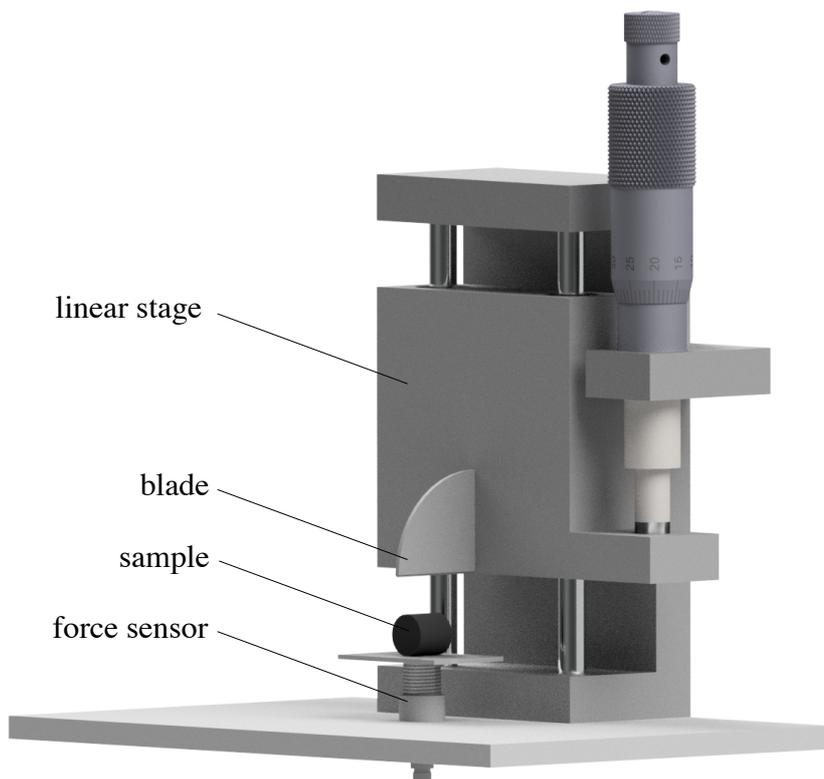


Abbildung 4.1: Experimentaufbau des Brazilian-Tests. Der Linearversteller (linear stage) wird so lange nach unten gefahren, bis die zylindrische Probe (sample) bricht. Der Kraftsensor (force sensor) misst die dabei benötigte maximale Kraft. Abbildung aus Bogdan u. a. (2020) entnommen.

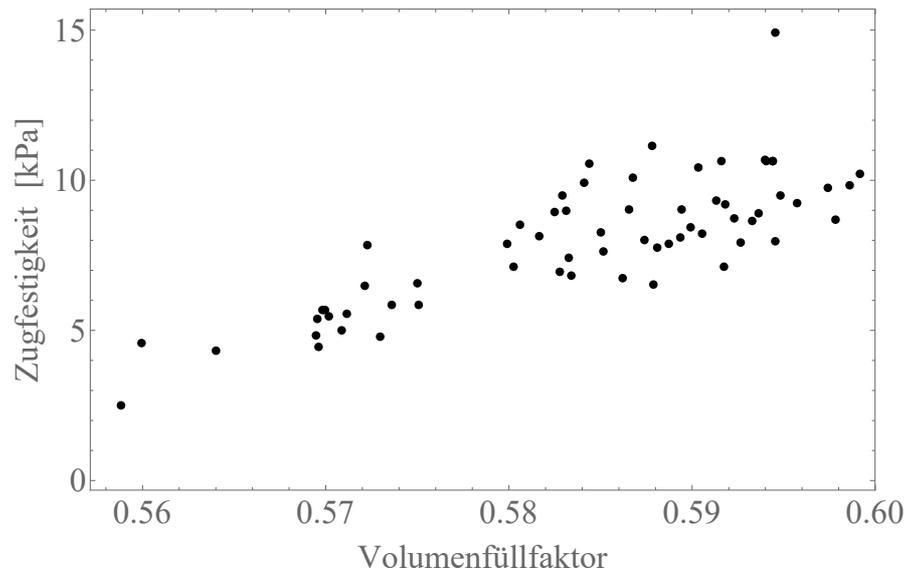


Abbildung 4.2: Zugfestigkeit σ aufgetragen über Volumenfüllfaktor Φ der ungeheizten Basaltprobe. Daten aus Pillich u. a. (2021) entnommen.

Die zum Brechen des Zylinders benötigte Kraft F_t kann in die Zugfestigkeit σ umgerechnet werden:

$$\sigma = \frac{2F_t}{\pi d_Z L}. \quad (4.1)$$

Für den Brazilian-Test ist es erforderlich, dass das Probenmaterial in Zylinderform gebracht wird. Dazu wird es in kleine Zylindermodule von $d_Z = 8,0 \pm 0,1$ mm Durchmesser gepresst. Die Länge der Zylinder beträgt zwischen $0,5 d_Z < L < 1 d_Z$. Aus dem Verhältnis der messbaren Dichte des Zylinders zur Dichte der verwendeten Staubprobe berechnet sich der Volumenfüllfaktor Φ zu:

$$\Phi = \frac{V_{\text{Staub}}}{V_{\text{Zylinder}}} = \frac{\rho_{\text{Zylinder}}}{\rho_{\text{Staub}}}. \quad (4.2)$$

Durch unterschiedlich starke Kompression des Staubs ist eine Variation der Füllichte möglich. Da abhängig von der Vorbehandlung der Staubprobe unterschiedlich viel Druck benötigt wird, um einen stabilen Zylinder zu erhalten, wird das Pressen händisch vorgenommen. Die innere Struktur der gepressten Zylinder wird als homogen angenommen, was sich auch an glatten Bruchkanten erkennen lässt.

Abbildung ?? zeigt beispielhaft die Zugfestigkeit σ aufgetragen über den Volumenfüllfaktor Φ von ungeheiztem Basaltstaub. Die Streuung der Daten deutet darauf hin, dass beim Brechen der Zylinder mikroskopisch gesehen nicht immer dieselbe Zahl an Kontakten aufgespalten werden.

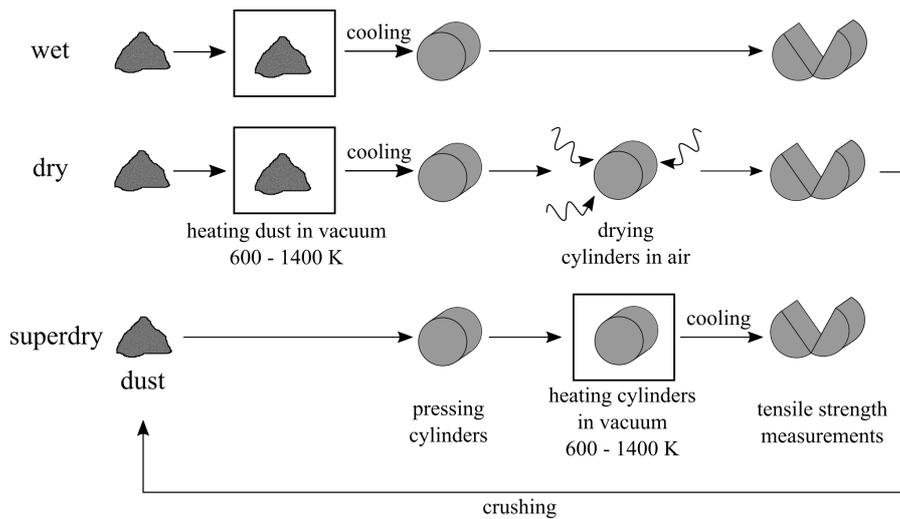


Abbildung 4.3: Schema des Ablaufs der drei verschiedenen Messreihen feucht (oben), trocken (mittig) und super trocken (unten). Nach der Zugfestigkeitsmessung werden die Zylinder zu Staub zerdrückt und die Probe der nächsthöheren Heiztemperatur ausgesetzt. Abbildung aus Pillich u. a. (2021) entnommen.

4.2 MESSABLAUF

Wie zuvor erwähnt wird die radiale Drift durch Heizen der Probe simuliert. Der wesentliche Messablauf besteht aus drei Schritten. Nach (1) einem einstündigen Heizen bei konstanter Temperatur in einem Bereich zwischen 600 K und 1400 K wird (2) die Staubprobe zu Zylindern gepresst und (3) die Zugfestigkeit gemessen. Der Ofen ist dabei auf 10^{-3} mbar bis 10^{-2} mbar evakuiert, um Einflüsse der Umgebungsluft auszuschließen. Im Anschluss wird der zerbrochene Zylinder wieder ganz zu Staub zerstoßen und der nächsthöheren Heiztemperatur T_H ausgesetzt, woraus sich ein Messkreislauf ergibt. Das Heizen wirkt sich dabei auf das Probenmaterial aus, sodass die Probe - einmal auf eine gewisse Temperatur erhitzt - nicht mehr für Messungen tieferer Temperaturen verwendet werden kann. Für jeden Temperaturschritt wird jedoch ein kleiner Teil des Materials für spätere Mößbauermessungen sowie die Messung der Partikelgrößen aufgehoben. Wie Kimura u. a. (2015) und Steinpilz u. a. (2019) zeigen, spielt Oberflächenwasser eine wichtige Rolle für die Hafteigenschaften. Da der Einfluss des Wassers im soeben vorgestellten Messablauf nicht berücksichtigt ist, wird dieser als feucht bezeichnet und durch das oberste Flussdiagramm in Abbildung ?? dargestellt.

Zur Berücksichtigung des Oberflächenwassers wird der Messablauf in erster Erweiterung durch einen Trocknungsschritt ergänzt. Bei dem in Abbildung ?? entsprechend als trocken bezeichneten Messablauf wird der gepresste Zylinder vor dem Brazilian-Test für 24 Stunden bei 250 °C an Luft geheizt. Dieser Vorgang wird als Trocknen bezeichnet.

Wie sich im späteren Verlauf zeigen wird, wirkt sich das Trocknen auf die chemische Zusammensetzung des chondritischen Staubs aus. Um Reaktionen wie beispielsweise die Oxidation des in der Probe befindlichen Eisens auszuschließen, wird daher im als supertrocken bezeichneten Messablauf die Trocknung an Luft dadurch ersetzt, dass nicht das Pulver geheizt, sondern der bereits gepresste Zylinder für je eine Stunde der entsprechenden Heiztemperatur ausgesetzt wird. Auf diese Weise werden Heizen und Trocknen in einem Schritt miteinander verbunden.

Das am häufigsten vorkommende Element in protoplanetaren Scheiben ist gasförmiger Wasserstoff. Um den potentiellen Einfluss einer solchen Umgebung auf die Ergebnisse zu untersuchen, kann die Probe im supertrockenen Messablauf nicht nur in Vakuum, sondern auch in einer Wasserstoffatmosphäre geheizt werden. Dabei wird die Heizkammer während des gesamten Heizvorgangs mit Wasserstoff durchspült und konstant abgepumpt, sodass immer frisches Gas zur Verfügung steht.

5.1 FEUCHTE MESSREIHE

Im Folgenden sollen die Auswertung der Daten sowie der Einfluss des Heizens am Datensatz des Sayh al Uhaymir gezeigt werden.

Die Kontaktkraft zwischen zwei Partikeln ist stark von der Oberflächenkrümmung an der jeweiligen Kontaktstelle und der mineralspezifischen Zusammensetzung abhängig. Die Bestimmung der Kontaktkräfte zwischen den einzelnen Staubkörnern ist im Experiment nicht möglich. Über die Zugfestigkeit σ lässt sich jedoch die durchschnittlich in einem Aggregat wirkende Kontaktkraft F_K berechnen, da beide Größen über die Rumpfsche Gleichung (Rumpf, 1970)

$$\sigma = \frac{\Phi N}{\pi d_p^2} F_K \quad (5.1)$$

miteinander verbunden sind. Dabei beschreibt die Koordinationszahl N die Zahl der sich berührenden Nachbarkörner, d_p den Durchmesser der einzelnen Partikel und Φ den Volumenfüllfaktor. Die Partikel in den verwendeten Staubproben sind irreguläre Körner und nicht sphärisch. Abhängig von der Kompression der Zylinder für den Brazilian-Test variiert daher sowohl die Koordinationszahl als auch die zum Brechen eines Kontakts benötigte Kraft mit dem Volumenfüllfaktor. Somit kann Gleichung (5.1) umgeschrieben werden zu:

$$\sigma = \left(\frac{1}{\pi d_p^2} \right) (\Phi N F_K) \quad (5.2)$$

Abbildung 5.1 zeigt beispielhaft die Zugfestigkeit aufgetragen über den Volumenfüllfaktor für die bei verschiedenen Temperaturen in Vakuum geheizte Sayh al Uhaymir-Probe. Die vier gezeigten Messungen decken den gesamten Temperaturbereich ab. Wie auch schon Meisner u. a. (2012) und Steinpilz u. a. (2019) zeigen, kann die Abhängigkeit durch ein Potenzgesetz beschrieben werden. So gilt im Allgemeinen:

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^a, \quad (5.3)$$

mit Exponent a und Zugfestigkeit σ_0 bei einem bestimmten Volumenfüllfaktor Φ_0 .

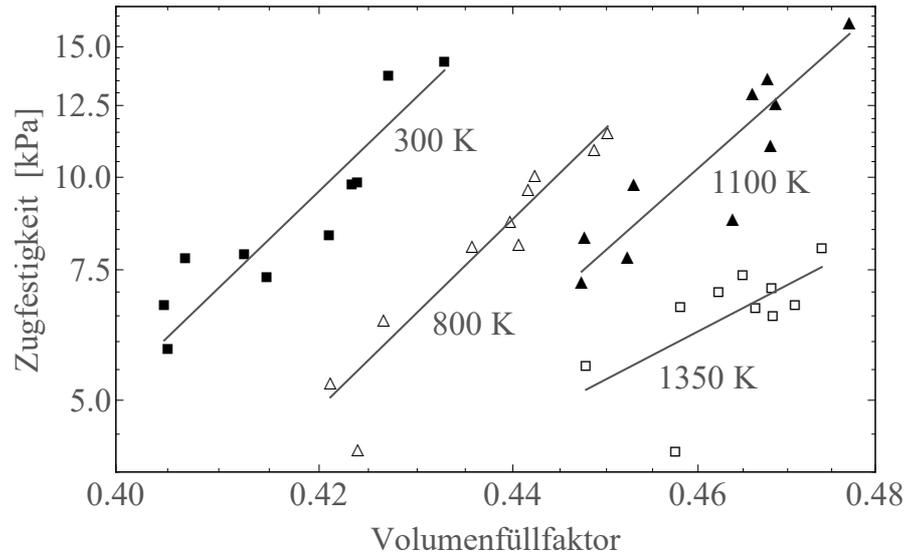


Abbildung 5.1: Zugfestigkeit σ über Volumenfüllfaktor Φ der bei verschiedenen Heiztemperaturen für je 1 h in Vakuum geheizten Proben. Potenzgesetze sind entsprechend Gleichung (??) an die Daten angepasst. Daten aus Bogdan u. a. (2020) entnommen.

Wenn die Gesamtabhängigkeit der Zugfestigkeit auf ein Potenzgesetz zurückzuführen ist, kann angenommen werden, dass auch die einzelnen, Φ -abhängigen Komponenten durch ein Potenzgesetz beschrieben werden können. So gilt:

$$N_{\Phi} = N_0 \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^{a_1}, \quad F_{\Phi} = F_0 \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^{a_2}, \quad \Phi_{\Phi} = \Phi_0 \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^1. \quad (5.4)$$

Werden die Potenzgesetze der einzelnen Komponenten in Gleichung (??) eingesetzt, ergibt sich für die Zugfestigkeit:

$$\sigma = \left(\frac{1}{\pi d_p^2} \right) \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^{a_1+a_2+1} N_0 F_0 \Phi_0. \quad (5.5)$$

Der mittlere Volumenfüllfaktor Φ_0 ist dabei so zu wählen, dass er im Bereich der untersuchten Füllfaktoren liegt. N_0 und F_0 sind damit die Zahl der Nachbarn und die mittlere Kontaktkraft bei entsprechendem Φ_0 .

Wird der Exponent a der Potenzgesetze für alle Heiztemperaturen aufgetragen, so ergibt sich die in Abbildung ?? gezeigte Grafik. Der Fehlerbalken entspricht dem den Fitparametern entnommenen Fehler des Exponenten. Bis inklusive 1250 K variiert der Exponent nicht bedeutend im Rahmen der Fehlerbalken. Wenn sich die Partikelgröße nicht wesentlich ändert, werden sich die Staubkörner für einen bestimmten Volumenfüllfaktor immer auf ähnliche Weise anordnen. Abbildung ?? zeigt die Entwicklung des Partikeldurchmessers mit der Heiztemperatur basierend auf den gemessenen Volumenverteilungen der Sayh al Uhaymir-Probe.

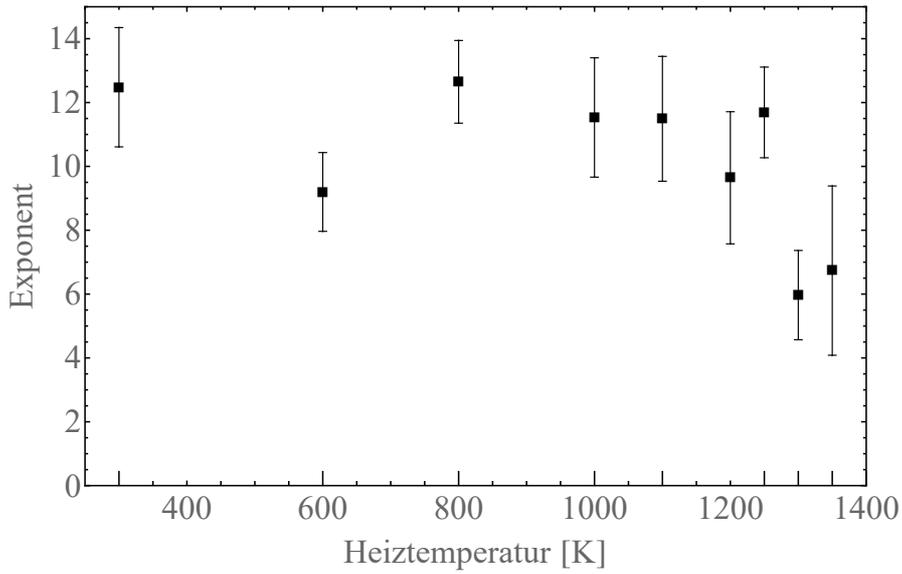


Abbildung 5.2: Exponent a in Abhängigkeit der Heiztemperatur T_H . Daten aus Bogdan u. a. (2020) entnommen.

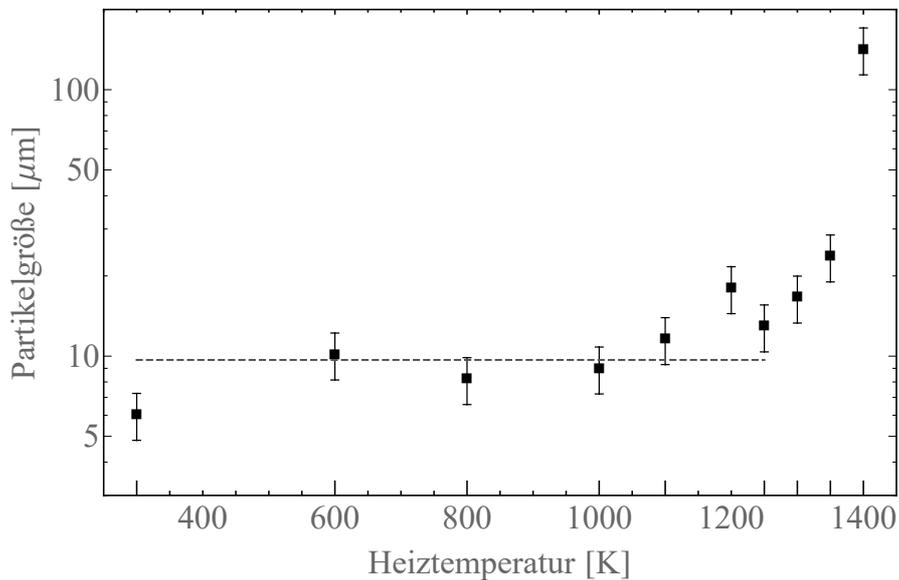


Abbildung 5.3: Entwicklung der Partikelgröße d_p mit steigender Heiztemperatur T_H . Gezeigt sind die gemittelten Durchmesser der entsprechenden Volumenverteilungen des Sayh al Uhaymir. Die gestrichelte Linie markiert den Mittelwert von $9,7 \pm 2,5 \mu\text{m}$ aller gemittelten Durchmesser im Temperaturbereich zwischen 300 K und 1250 K. Daten aus Bogdan u. a. (2020) entnommen.

Wie durch die gestrichelte Linie angedeutet ist, kann der Durchmesser bis zu einer Temperatur von 1250 K als annähernd konstant angesehen werden. Der Wert bei 1200 K fällt dabei deutlich aus der Reihe. Es ist nicht plausibel, dass die Partikel mit steigender Temperatur erst an Größe zunehmen und dann abnehmen. Da dieser Wert zudem mehr als 70 % oberhalb des Mittelwerts aller Temperaturen zwischen 300 K und 1250 K liegt, wird er als Ausreißer gewertet und geht nicht in die Bildung des Mittelwerts ein. So ergibt sich der konstante Mittelwert zu $9,7 \pm 2,5 \mu\text{m}$, wobei der Fehler auf die Standardabweichung der für diesen Wert relevanten Durchmesser zurückzuführen ist. Mit einem konstanten Mittelwert der Partikeldurchmesser ist auch ein konstanter Exponent bis 1250 K plausibel. Die Exponenten der beiden höchsten Temperaturen in Abbildung ?? liegen deutlich unterhalb des Exponenten der tieferen Temperaturen, was entweder auf eine Veränderung der Partikelgröße oder der Kontaktkraft selbst zurückzuführen ist. Was die Partikelgröße betrifft, so steigt sie für diese hohen Temperaturen sichtlich. Sie beläuft sich für 1300 K auf $16,6 \pm 3,3 \mu\text{m}$, für 1350 K auf $23,7 \pm 4,7 \mu\text{m}$ und für 1400 K auf $142,1 \pm 28,4 \mu\text{m}$. Für die bei 1400 K geheizte Probe ist eine Präparation von für den Brazilian-Test ausreichend stabilen Zylindern nicht mehr möglich, da die Kontaktkräfte zwischen den Staubpartikeln zu gering sind. Daher existieren für diese Heiztemperatur keine Messungen der Zugfestigkeit. Der Anstieg der Partikelgröße spiegelt sich in den Exponenten wider. Unabhängig davon ist Gleichung (??) für alle Volumenfüllfaktoren gültig und der Exponent kann als

$$a = 1 + a_1 + a_2 \quad (5.6)$$

geschrieben werden. Werden unter diesem Aspekt Gleichungen (??) und (??) gleichgesetzt, ergibt sich daraus:

$$\sigma_o = \left(\frac{1}{\pi d_p^2} \right) N_o F_o \Phi_o. \quad (5.7)$$

Da das Interesse der Kraft gilt, kann dieser Ausdruck zu

$$F_o = \frac{\pi \sigma_o d_p^2}{N_o \Phi_o} \quad (5.8)$$

umgeschrieben werden.

Für die Haftkraft wird auf das JKR-Modell von Johnson, Kendall und Roberts (Johnson u. a., 1971) zurückgegriffen (Gleichung (??), Kapitel ??). Werden Kontakte zwischen gleich großen Partikeln angenommen, so kann darüber mit

$$F_o = 3\pi\gamma_e \frac{d_p}{4} \quad (5.9)$$

die effektive Oberflächenenergie γ_e definiert werden. Das Gleichsetzen der Gleichungen (??) und (??) ergibt:

$$\gamma_e = \frac{4d_p}{3} \cdot \frac{\sigma_o}{N_o\Phi_o}. \quad (5.10)$$

Für den Datensatz des feuchten Sayh al Uhaymir liegt der mittlere Volumenfüllfaktor bei $\Phi_o = 0,44$. Die mittlere Zugfestigkeit σ_o wird für jede Temperatur an dieser Stelle mithilfe des Potenzgesetzes entsprechend Gleichung (??) extrapoliert. Die mittlere Koordinationszahl N_o sollte grundsätzlich zwischen den Werten 2 und 12 liegen, die einfache Ketten und die hexagonal dichteste Kugelpackung charakterisieren. Smith u. a. (1929) finden für kugelförmige Teilchen experimentell einen Zusammenhang zwischen Koordinationszahl und Porosität, mit welchem die Koordinationszahl im Bereich zwischen 5,2 und 6,0 läge. Für nicht-sphärische Staubkörner sind jedoch Variationen möglich, sodass $N_o = 6,5$ eine plausible Näherung für den mittleren Volumenfüllfaktor darstellt (Omura und Nakamura, 2017; Rumpf, 1970; Steinpilz u. a., 2019). Beispielhaft für 300 K berechnet ergibt sich die effektive Oberflächenenergie der feuchten Messreihe des Sayh al Uhaymir mit $d_p = 9,7 \mu\text{m}$, $\sigma_o = 16,45 \text{ kPa}$, $N_o = 6,5$ und $\Phi_o = 0,44$ zu:

$$\gamma_{\text{ewet}}(300 \text{ K}) = 0,07 \pm 0,01 \text{ J/m}^2. \quad (5.11)$$

Der Fehler berechnet sich aus der Fehlerfortpflanzung, wobei der Fehler des Partikeldurchmessers auf die Standardabweichung des Mittelwerts bis 1250 K zurückzuführen ist, während sich der Fehler der Zugfestigkeit aus den Fitparametern des an die Daten angepassten Potenzgesetzes ergibt. Die Koordinationszahl und der Volumenfüllfaktor wurden nicht berechnet sondern aus physikalischen Überlegungen festgelegt, weshalb sie nicht in die Berechnung des Fehlers eingehen. In Anbetracht der Tatsache, dass eine Abweichung möglich ist, kommt dadurch eine systematische Unsicherheit hinzu, die sich jedoch nicht im Fehlerbalken widerspiegelt.

Werden die effektiven Oberflächenenergien in Relation zueinander gesetzt, wird die Änderung der effektiven Oberflächenenergie durch den im weiteren Verlauf als relative Oberflächenenergie γ_r bezeichneten Faktor beschrieben. Dazu wird die effektive Oberflächenenergie der jeweiligen Heiztemperatur T_H auf den Wert der tiefsten Messtemperatur, in diesem Fall $T_H = 300$ K, normiert. Somit gilt:

$$\gamma_{r_{\text{wet}}} = \frac{\gamma_{\text{ewet}}(T_H)}{\gamma_{\text{ewet}}(300 \text{ K})}. \quad (5.12)$$

Dabei kommt jedoch die Abhängigkeit des Volumenfüllfaktors Φ vom Exponenten a zum Tragen. Variiert der Exponent stark, so variiert auch das Verhältnis der extrapolierten Zugfestigkeiten abhängig von der Wahl des Φ_0 stark. Wie bereits in Abbildung ?? deutlich wird, ist ein konstanter Exponent von 300 K bis 1250 K plausibel. Werden nun die Potenzgesetze in diesem Temperaturbereich mit einer über diesen Temperaturbereich konstanten Partikelgröße von $9,7 \pm 2,5 \mu\text{m}$ und einem konstanten Exponenten von $11,2 \pm 1,3$ angepasst, verliert sich die a -Abhängigkeit und die relativen Oberflächenenergien sind von der Wahl des Φ_0 unabhängig.

Oberhalb von 1250 K ist die Verwendung eines konstanten Exponenten sowie einer konstanten Teilchengröße nicht mehr vertretbar. Die Partikel werden größer und der Exponent nimmt ab, was zu der Annahme führt, dass sich die Morphologie der Partikel ebenfalls ändert. Das hat zur Folge, dass die effektive Oberflächenenergie mit dem Volumenfüllfaktor variiert. Deshalb werden für 1300 K wie auch für 1350 K jeweils der gemessene Exponent sowie die entsprechende gemessene Teilchengröße verwendet.

5.2 BERÜCKSICHTIGUNG VON OBERFLÄCHENWASSER

In den bisher beschriebenen Berechnungen wurde Oberflächenwasser nicht berücksichtigt. Durch die in der Scheibe vorherrschende Drift fester Partikel hin zum zentralen Stern kann sich jedoch nicht nur die Zusammensetzung der Staubaggregate ändern. Je nach Modell, Temperatur und Entwicklungsstand der protoplanetaren Scheibe liegt zwischen 2 AU und 11 AU entfernt vom zentralen Stern die Wasser-Snowline, innerhalb derer Wassereis sublimiert und nur eine Monolage Wasser auf der Oberfläche der einzelnen Staubkörner hinterlässt (Bitsch u. a., 2015; Blevins u. a., 2016; Martin und Livio, 2012; Ros u. a., 2019; Xiao u. a., 2017). Mit fortwährender Drift nach innen werden die Körner immer heißer, sodass das Wasser gänzlich verschwinden kann.

Bereits Kimura u. a. (2015) und Steinpilz u. a. (2019) zeigen, dass das Oberflächenwasser eine bedeutende Rolle spielt. Für amorphe Silikate wird die Haftkraft durch die Anwesenheit von Wasser auf der Oberfläche der Staubkörner um etwa einen Faktor 10 reduziert. Diese Tendenz wird auch durch Nagaashi u. a. (2021) bestärkt, die Kohäsionskräfte von verschiedenen Proben mit der Zentrifugalmethode messen und basierend auf der geschätzten Menge an Wasserdampf auf den

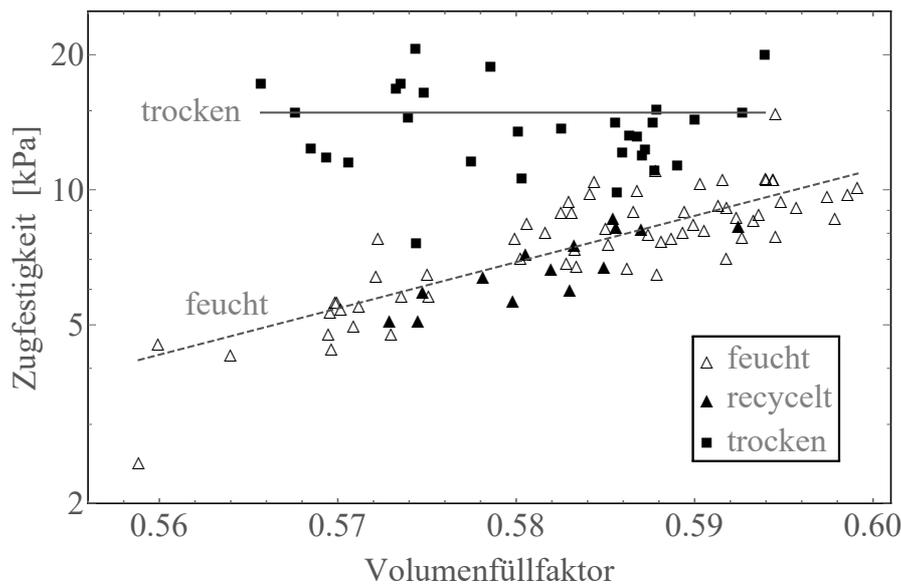


Abbildung 5.4: Zugfestigkeit σ über Volumenfüllfaktor Φ der feuchten und trockenen Basaltprobe. Die gestrichelte Linie ist ein Potenzgesetz für die feuchten Proben (leere Dreiecke), die durchgezogene Linie ist eine durchschnittliche Konstante für die trockenen Proben (gefüllte Quadrate). Die recycelte Probe (gefüllte Dreiecke) wurde vor der Messung getrocknet, zerkleinert und neu aufbereitet. Daten aus Pillich u. a. (2021) entnommen.

Probenpartikeln etwa einen Faktor 10 Unterschied zwischen den Kohäsionskräften in Vakuum und an freier Luft finden.

Um das vorhandene Oberflächenwasser zu entfernen, wird bei der Messreihe der trockenen Probe nach dem Pressen des Zylinders für 24 Stunden bei 523 K an Luft geheizt. Zum Testen dieser Prozedur wird der Basaltstaub verwendet. Abbildung ?? zeigt die Zugfestigkeit aufgetragen über den Volumenfüllfaktor der feuchten und der trockenen Basaltprobe. Auch hier zeigt sich ein Unterschied zwischen den beiden Messreihen. Da die Probe nach dem Trocknen nicht heiß gemessen werden kann, steht sie für eine gewisse Zeit (wenige Stunden bis Tage) an Luft. Daraus ergibt sich die Frage, ob der Trocknungsprozess nachhaltig wirkt oder die Zylinder während dieser Zeit wieder feucht werden. Diesbezüglich durchgeführte Testmessungen sind in Abbildung ?? als recycelt bezeichnet und mit einem gefüllten Dreieck dargestellt. Für einen solchen Datenpunkt wird ein trockener Zylinder nach dem Brechen für eine erneute Messung ohne den eingeschobenen Trocknungsprozess verwendet. Da sich die Probe wieder wie die feuchte Probe zuvor verhält, kann geschlossen werden, dass kein Wasser in die Kontaktbereiche eines getrockneten Zylinders diffundiert. Ist die Probe zwischendurch jedoch staubförmig und wird zu neuen Zylindern gepresst, sammelt sich erneut Wasser auf der Oberfläche der Staubkörner an. Die als recycelt bezeichneten Datenpunkte bestärken die Annahme, dass der Unterschied in der Zugfestigkeit tatsächlich auf den Verlust des Oberflächenwassers zurückzuführen ist. Somit scheint der Messablauf geeignet und wird auf die chondritische Staubprobe angewandt.

KORREKTUR DER FEUCHTEN MESSDATEN

Bei der Berechnung der feuchten Probe wurde die Masse des Oberflächenwassers in erster Näherung außen vor gelassen. Mithilfe der getrockneten Probe kann jedoch der Wassergehalt der feuchten Probe berechnet und die Daten können entsprechend korrigiert werden. Die Dichte des Probenmaterials geht in den Volumenfüllfaktor ein. Besteht die Probe nicht nur aus dem Probenmaterial, sondern wird das Oberflächenwasser in der feuchten Probe berücksichtigt, ist die Bestimmung einer effektiven Dichte ρ_{eff} notwendig. Die Masse des Probenzylinders m_Z der getrockneten Probe wird jeweils vor dem Trocknen (m_f) sowie vor dem Brazilian-Test entsprechend nach dem Trocknen (m_t) gemessen. Aus der Differenz dieser beiden Massen lässt sich der Massendifferenzfaktor

$$f_{\text{diff}} = \left| \frac{m_t - m_f}{m_t} \right| \quad (5.13)$$

zwischen der feuchten und der trockenen Probe berechnen.

Für jede Heiztemperatur wird dabei der Mittelwert aller Messdaten der trockenen Probe bei entsprechender Temperatur verwendet, womit sich die durch den vorhandenen Wassergehalt reduzierte Probenmasse m_{red} und die in der jeweiligen Probe vorhandene Wassermasse m_w berechnen lassen. Es gilt:

$$\begin{aligned} m_{\text{red}} &= m_Z - m_Z \cdot f_{\text{diff}}, \\ m_w &= m_Z \cdot f_{\text{diff}} \quad \text{und} \\ m_Z &= m_{\text{red}} + m_w. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Aus dem effektiven Volumen

$$V_{\text{eff}} = \frac{m_{\text{red}}}{\rho} + \frac{m_w}{\rho_w} \quad (5.15)$$

ergibt sich die effektive Dichte zu:

$$\rho_{\text{eff}} = m_Z / V_{\text{eff}}. \quad (5.16)$$

Wird nun im Volumenfüllfaktor die Dichte des reinen Staubs mit der effektiven Dichte ersetzt, ergibt sich der korrigierte Volumenfüllfaktor:

$$\Phi_{\text{korr}} = \frac{\rho_{\text{Zylinder}}}{\rho_{\text{eff}}}. \quad (5.17)$$

Dies führt zur Verschiebung der Volumenfüllfaktoren durch die Korrektur des Wassergehalts um 0,0046 hin zu höheren Werten. Wenn im weiteren Verlauf der Arbeit die Messdaten der feuchten Probe gezeigt oder mit anderen Ergebnissen verglichen werden, handelt es sich stets um die korrigierten Werte.

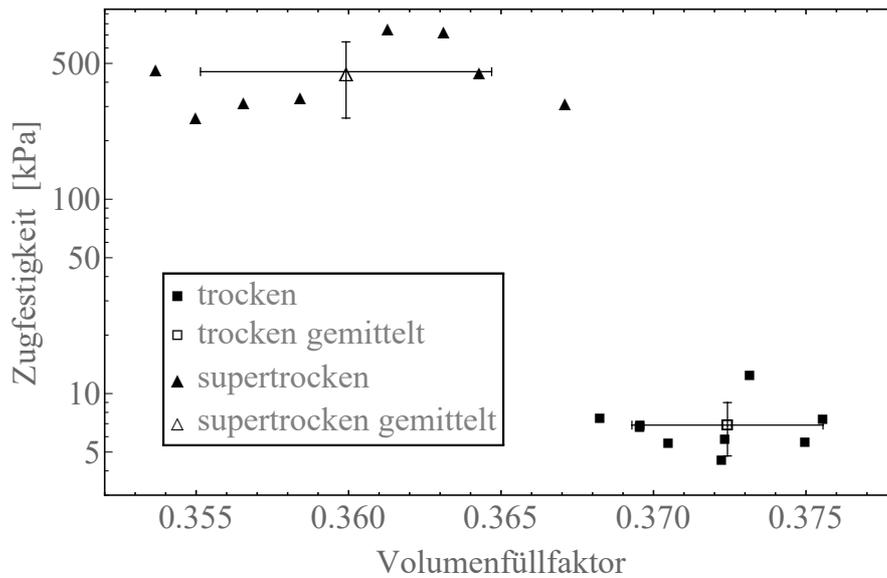


Abbildung 5.5: Messdaten (ausgefüllte Symbole) der Zugfestigkeit σ aufgetragen über Volumenfüllfaktor Φ der bei 1300 K geheizten trockenen und supertrockenen Sayh al Uhaymir-Probe. Die leeren Symbole stellen die Durchschnittswerte mit der jeweiligen Standardabweichung dar. Die Durchschnittswerte werden zur Berechnung der Oberflächenenergie in Gleichung (??) verwendet. Daten aus Pillich u. a. (2021) entnommen.

5.3 TROCKENE UND SUPERTROCKENE MESSREIHE

Für die Auswertung der trockenen und der supertrockenen Messreihe des Sayh al Uhaymir wird wieder für jede Heiztemperatur die effektive Oberflächenenergie berechnet. Aufgrund der sich mit dem Heizen ändernden Hafteigenschaften des getrockneten Pulvers ist der durch händisches Pressen der Zylinder abgedeckte Bereich des Volumenfüllfaktors jedoch um einen Faktor 0,4 kleiner als bei der feuchten Probe. Zudem lässt bereits Abbildung ?? erkennen, dass sich die Abhängigkeit vom Volumenfüllfaktor stark von dem für die feuchte Probe als angemessen angesehenen Potenzgesetz unterscheidet. Im Wesentlichen ist für die trockene Probe keine Abhängigkeit der Zugfestigkeit vom Volumenfüllfaktor mehr erkennbar. Abbildung ?? zeigt beispielhaft die Zugfestigkeiten der trockenen und der supertrockenen Probe in Abhängigkeit des Volumenfüllfaktors bei 1300 K als ausgefüllte Symbole. Das Nähern der Daten mit einem Potenzgesetz ist hier nicht mehr sinnvoll. Mit dem Verlust des Oberflächenwassers verliert auch der Gesamtexponent a aus Gleichung (??) an Bedeutung. In dem begrenzten Bereich der Füllfaktoren hat die direkte Abhängigkeit von Φ (Potenz 1) nur wenig Einfluss. Auch die allgemeine Kontaktkraft F_0 (Potenz a_2) sollte sich nur wenig ändern, da sie einen Durchschnitt der zwischen den einzelnen Körnern wirkenden Kräfte darstellt. Systematische Änderungen der Kontaktkräfte kommen erst bei hohen Temperaturen um 1400 K zum Tragen, wenn Form und Größe der Körner durch den Heizprozess verändert werden. Demnach muss die Koordinationszahl (Potenz a_1) der entscheidende Faktor sein, der sich durch das Trocknen

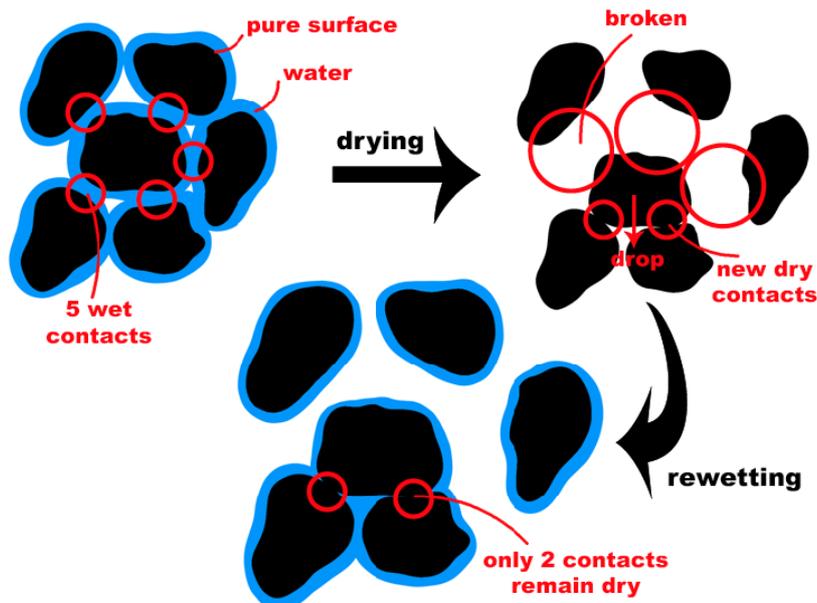


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Restrukturierung der Kontakte innerhalb der Probe nach dem Trocknen. Durch die beim Trocknen entstehenden Lücken zwischen den Kontakten entsteht eine geringere Anzahl neuer und trockener Kontakte zwischen den Körnern. Bei erneuter Befeuchtung unter Laborbedingungen wird die Anzahl der Kontakte nicht wieder erhöht und das Wasser diffundiert nicht zurück in den Kontaktbereich. Die stabilste Konfiguration, in der keine Rotation mehr möglich ist, hat $N_o = 3$ Kontakte ($N_o = 2$ in zwei Dimensionen). Abbildung aus Pillich u. a. (2021) entnommen.

ändert und die Abhängigkeit vom Füllfaktor verliert. Abbildung ?? verdeutlicht schematisch einen möglichen Erklärungsansatz dafür. Der Trocknungsprozess findet erst nach dem Pressen der Zylinder statt, also nachdem sich bereits „feuchte“ Kontakte gebildet haben. Die Partikel haben eine Schicht Wasser auf ihrer Oberfläche und sind nicht frei beweglich. Wird dieses Oberflächenwasser nun durch das Trocknen zu einer Monolage reduziert oder verschwindet ganz, entstehen Lücken zwischen den Kontakten und die Partikel organisieren sich zu neuen, stabilen Kontakten um. Die Stabilität ist dabei von der Kohäsion der Partikel abhängig. Wird Kohäsion zwischen den Teilchen berücksichtigt, so sind zwei Kontakte das Minimum für eine stabile Konfiguration. Ohne Kohäsion sind Partikel mit vier Kontakten stabil. Da Kohäsion für die verwendeten Staubpartikel von Relevanz ist, zwei Kontakte jedoch das untere Minimum darstellen, scheint $N_o = 3$ eine sinnvolle Annahme. Dabei ist der genaue Zahlenwert jedoch von kleinerer Bedeutung als die Tatsache, dass eine konstante Koordinationszahl mit den trockenen Daten übereinstimmt. Auch wenn die Probe nach dem Trocknen erneut den feuchten Laborbedingungen ausgesetzt ist, wird die Anzahl der Kontakte nicht wieder erhöht, da das Wasser nicht zurück in die neu geformten Kontaktbereiche diffundiert.

Jedoch können auch σ_o und Φ_o für die Berechnung der effektiven Oberflächenenergie gemäß $\gamma_e = \frac{4d_P}{3} \cdot \frac{\sigma_o}{N_o\Phi_o}$ nicht von den Daten der feuchten Messreihe übernommen werden. Die Definition eines temperaturübergreifenden Mittelwerts für den Volumenfüllfaktor erscheint nicht sinnvoll und die Extrapolation der Zugfestigkeit ohne Potenzgesetz ist nicht möglich. Daher wird mit den Mittelwerten jeder einzelnen Heiztemperatur für Φ_o und σ_o gerechnet. Der Mittelwert der bei 1300 K geheizten trockenen und supertrockenen Proben ist in Abbildung ?? als leeres Symbol dargestellt und die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung in der Mittelung der Zugfestigkeit und des Volumenfüllfaktors. Bei der Berechnung der effektiven Oberflächenenergien geht nun auch die Standardabweichung des Volumenfüllfaktors in die Fehlerrechnung mit ein. Zudem sollte wieder bedacht werden, dass die Wahl der Koordinationszahl eine systematische Unsicherheit mit sich führt, die nicht im Fehlerbalken berücksichtigt wird. Für die Auswertung des Einflusses von Wasser auf die Hafteigenschaften bei steigenden Temperaturen werden die relativen Oberflächenenergien der trockenen und supertrockenen Messreihe gemäß

$$\gamma_{r,dry} = \frac{\gamma_{e,dry}(T)}{\gamma_{e,wet}(T, \Phi_{dry}(T))} \cdot \frac{\gamma_{e,wet}(T)}{\gamma_{e,wet}(300\text{ K})} \cdot \frac{N_{6,5}}{N_3} \quad (5.18)$$

mit $T = T_H$ berechnet. Dabei setzt der erste Term die effektive Oberflächenenergie der trockenen bzw. supertrockenen Probe ins Verhältnis zur effektiven Oberflächenenergie der feuchten Probe bei der entsprechenden Volumenfüllung. Der zweite Term entspricht der relativen Oberflächenenergie der feuchten Probe, während der letzte Term den Unterschied in der Koordinationszahl berücksichtigt.

5.4 ZUSAMMENSETZUNG UND ATMOSPHERE

Um die Wirkung der Zusammensetzung auf die Hafteigenschaften zu bestimmen, wird die supertrockene Messreihe ebenfalls mit der Allende-Probe durchgeführt. Zur Untersuchung des Einflusses der Atmosphäre wird die supertrockene Messreihe zudem ein weiteres Mal mit beiden Meteoritenproben wiederholt, wobei in einer Wasserstoffatmosphäre geheizt wird. Die effektive Oberflächenenergie wird wie in Kapitel ?? beschrieben berechnet. Eine Normierung auf die feuchte Sayh al Uhaymir-Probe erscheint an dieser Stelle jedoch nicht mehr sinnvoll und für die in Wasserstoffatmosphäre geheizten Proben existieren keine Messungen bei 300 K. Für die Berechnung der relativen Oberflächenenergien werden daher die effektiven Oberflächenenergien der verschiedenen Heiztemperaturen gemäß

$$\gamma_r = \frac{\gamma_e(T_H)}{\gamma_e(600\text{ K})} \quad (5.19)$$

jeweils auf den Wert der effektiven Oberflächenenergie der entsprechenden Probe und Atmosphäre bei $T_H = 600\text{ K}$ normiert.

ERGEBNISSE

6.1 EINFLUSS DES OBERFLÄCHENWASSERS

Die relative Oberflächenenergie in Abhängigkeit der Heiztemperatur aller drei Messreihen des Sayh al Uhaymir in Vakuum ist in Abbildung ?? gezeigt. Die Datenpunkte der feuchten Messreihe sind als leere Dreiecke dargestellt. Bis 1250 K sinkt die Oberflächenenergie um etwa einen Faktor 5. Da es sich bei der verwendeten Probe um irreguläre Körner handelt, ändern sich die Kontakte und dementsprechend die Haftkräfte der Körner untereinander, wenn die Probe zu Aggregaten gepresst wird. Bis 1250 K ist diese Abhängigkeit für alle Proben gleich. Die Abnahme der Oberflächenenergie ist in der Abbildung als Trendlinie eingezeichnet. Die Werte oberhalb von 1250 K müssen gesondert betrachtet werden, da die effektive Oberflächenenergie nun vom Volumenfüllfaktor abhängig ist. Die eingezeichneten Datenpunkt für 1300 K und 1350 K stellen die relativen Oberflächenenergien basierend auf dem mittleren Volumenfüllfaktor von $\Phi_0 = 0,44$ dar und die Fehlerbalken dieser beiden Werte ergeben sich aus der Variation des Volumenfüllfaktors. Die unteren und oberen Grenzen der Fehlerbalken sind jeweils auf den mit $\Phi_{\min} = 0,40$ niedrigsten und $\Phi_{\max} = 0,48$ höchsten gemessenen Faktor zurückzuführen.

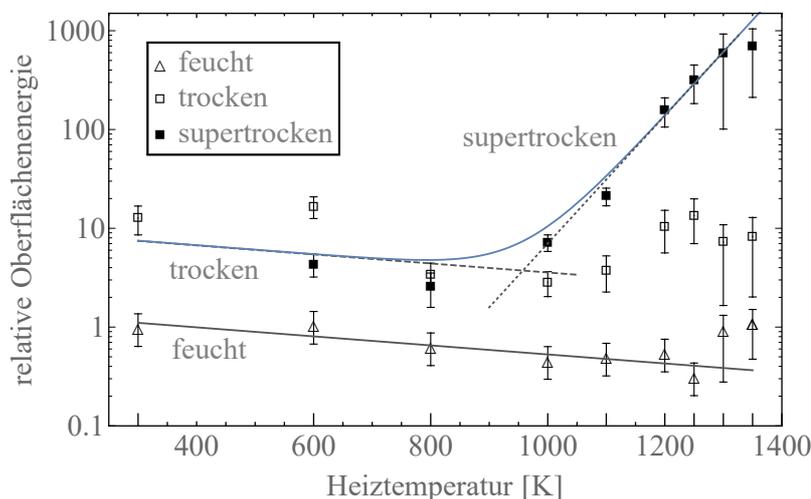


Abbildung 6.1: Relative Oberflächenenergie der drei Messreihen feucht $\gamma_{r_{\text{wet}}}$ (leere Dreiecke), trocken $\gamma_{r_{\text{dry}}}$ (leere Quadrate) und supertrocken $\gamma_{r_{\text{sdry}}}$ (gefüllte Quadrate). Die eingezeichneten Geraden sind empirisch gewählt, um die Entwicklung mit der Heiztemperatur T_H zu verdeutlichen. Die blaue Linie stellt ein Modell (vgl. Gleichung (??)) für die Gesamtabhängigkeit der effektiven Oberflächenenergie von der Temperatur dar. Daten aus Pillich u. a. (2021) entnommen.

Die mithilfe der Mößbauerspektroskopie analysierte Zusammensetzung der Probe macht deutlich, dass zu Beginn der Messreihe vier Minerale vorhanden sind: Eisenoxid Fe_3O_4 , Olivin MgFeSiO_4 , Pyroxen $\text{MgFeSi}_2\text{O}_6$ und Kamacit $\text{Fe}_{0,95}\text{Ni}_{0,05}$. Abbildung ?? zeigt die Gewichtsanteile dieser vier Minerale bei der jeweiligen Heiztemperatur für die feuchte (oben) und die trockene Probe (unten) in Prozent. Bei der feuchten Probe ist Kamacit zu Beginn mit etwa 2 % vertreten, bei 600 K jedoch bereits auf die Hälfte gesunken und bei 800 K nicht mehr vorhanden. Ab 1000 K sinkt auch der Pyroxen-Anteil stetig. Bei hohen Temperaturen flacht die Abnahme ab, sodass Pyroxen bei 1400 K noch etwa 17 % der Zusammensetzung ausmacht. Am deutlichsten ist die Entwicklung des Eisenoxids und des Olivins. Oberhalb von 800 K nimmt die Menge an Eisenoxid stark ab, der Olivinanteil hingegen steigt deutlich. So ist bei 1400 K kein Eisenoxid mehr vorhanden, während sich der Anteil an Olivin von 49 % auf 93 % vergrößert hat. Änderungen der Kontaktkräfte infolge der Entwicklung der Zusammensetzung und der Oberflächenkrümmung, beispielsweise durch nanoskalige Änderungen der Korngröße, gehen in die effektive Oberflächenenergie ein und beeinflussen so die Entwicklung der relativen Oberflächenenergie. Diese Entwicklung steht im Zusammenhang mit den Hafteigenschaften. Die Abnahme der Oberflächenenergie korreliert mit der Reduktion des Eisenoxids und dessen Integration in das Olivin. So werden die Kontakte bei hohen Temperaturen durch Olivin dominiert. Die Partikelgröße ändert sich dabei bis 1300 K auf der Mikrometer-Ebene nicht. Zwischen 1300 K und 1400 K wächst die Korngröße der Partikel mikroskopisch an, was zu einer Abhängigkeit der Oberflächenenergie vom Volumenfüllfaktor führt. Je nach Stärke der Kompression des Staubs innerhalb der Messzylinder ändern sich die Kontakte zwischen den Partikeln und obwohl die effektive Oberflächenenergie bei hohen Temperaturen zunimmt, sind die Aggregate aufgrund der größeren Partikel dennoch instabiler. Mit dem deutlichen Sprung in der Partikelgröße bei 1400 K wird die Staubprobe von etwa 142 μm -Körnern dominiert und die Bildung stabiler Aggregate ist nicht mehr möglich. Wachstum durch Kollisionen bei Temperaturen oberhalb von 1300 K für feuchte chondritische Materialien ist daher unwahrscheinlich.

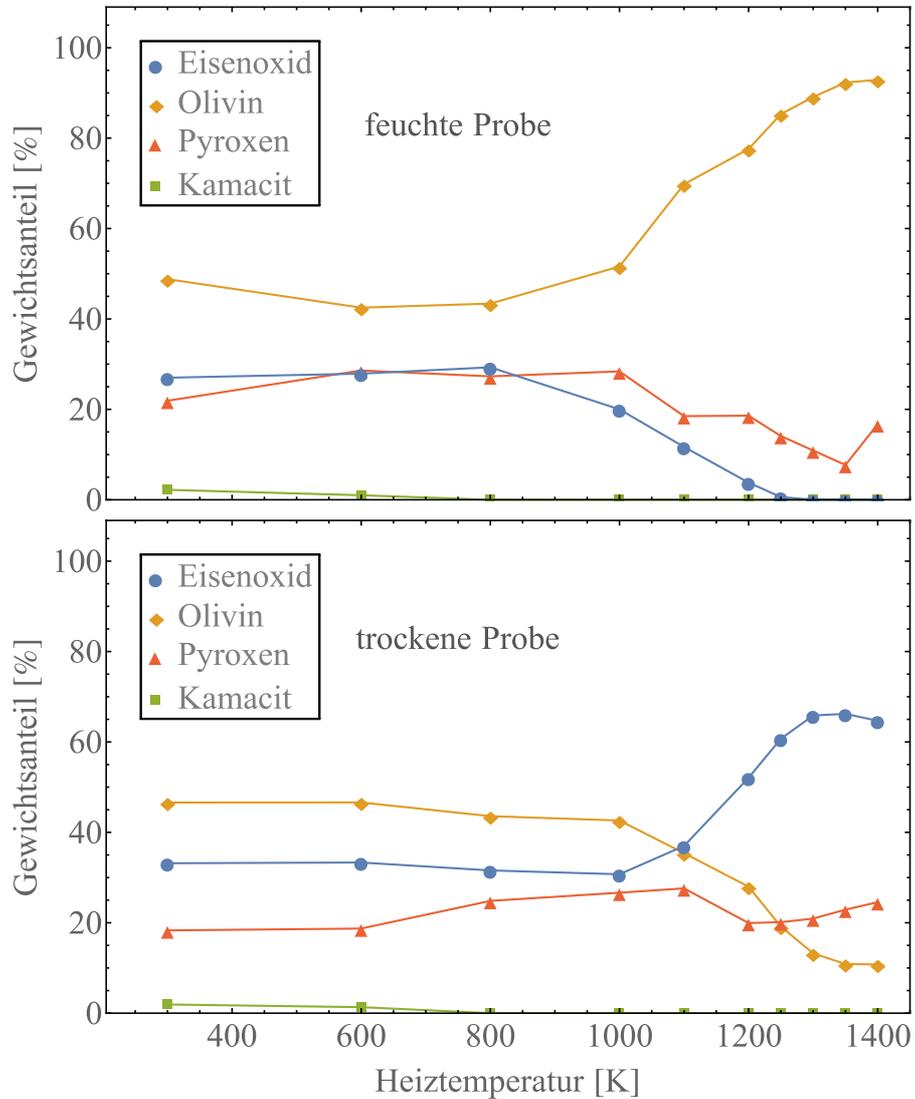


Abbildung 6.2: Gewichtsanteile der Minerale des Sayh al Uhaymir, die anhand ihrer relativen Spektralbereiche aus den Mößbauerspektren ermittelt wurden, aufgetragen über die Heiztemperatur T_H . Die Angaben sind in Prozent. Daten aus Pillich u. a. (2021) entnommen.

Die Daten der trockenen Messreihe sind in Abbildung ?? als leere Quadrate dargestellt. Bis zu einer Temperatur von 1000 K folgt der Verlauf der trockenen dem der feuchten Messreihe, um einen Faktor 10 zu höheren Energien verschoben. Der zuvor für Silikate gefundene Faktor (Kimura u. a., 2015; Steinpilz u. a., 2019) bestätigt sich somit auch für eine scheinbare Zusammensetzung an Mineralen. Der Wert für 600 K fällt dabei etwas aus der Reihe. Der zugrundeliegende Trend, der sich aus der Kompositionsänderung durch den Heizvorgang ergibt, ist dennoch erkennbar. Wird die Entwicklung der relativen Oberflächenenergie extrapoliert, wird diese im Temperaturbereich zwischen 300 K und 1250 K wie bei der feuchten Probe um einen Faktor 5 reduziert. Dieser Zusammenhang ist jedoch ab 1200 K nicht mehr gültig und die relative Oberflächenenergie erreicht Werte, die dem Wert bei Raumtemperatur gleichen. Der Unterschied zwischen der feuchten und der trockenen Messreihe ist ein vierundzwanzigstündiges Trocknen bei 523 K an Luft. Bis 1000 K scheint dieser zusätzliche Trocknungsprozess keinen Einfluss auf die temperaturbedingte Änderung der Zusammensetzung zu haben (vgl. Abbildung ??). Oberhalb dieser Temperatur unterscheidet sich die Entwicklung der Zusammensetzung der trockenen jedoch deutlich von der Entwicklung der feuchten Probe. Während sich der Olivinanteil der feuchten Probe mehr als verdoppelt, wird das Olivin der trockenen Probe signifikant reduziert. Durch das Trocknen an Luft wird das Eisen der Olivine entfernt und oxidiert, was im Anstieg des Eisenoxidanteils deutlich wird. Damit dominiert für hohe Temperaturen das Eisenoxid die Haftung der Partikel, was sich in steigenden Oberflächenenergien zeigt. Aufgrund dieses zusätzlichen Faktors der Oxidation durch den Trocknungsvorgang ist die Vergleichbarkeit für die Werte der trockenen Messreihe bei hohen Temperaturen nicht mehr gegeben. Diese Werte werden daher im gesamten Vergleich nicht weiter berücksichtigt.

Bei der supertrockenen Messreihe ist die Oxidation dadurch unterbunden, dass es keine zusätzliche Trocknung der Zylinder an Luft gibt, sondern dass Heizen und Trocknen der Probe als Zylinder in einem Schritt kombiniert sind. In Abbildung ?? als ausgefüllte Quadrate dargestellt entsprechen die Daten der supertrockenen Messreihe bis zu einer Heiztemperatur von 800 K den Daten der trockenen Messreihe. Auch hier ist also die Verschiebung um einen Faktor 10 im Vergleich zur feuchten Messreihe sichtbar. Ab 900 K weichen die Daten der supertrockenen Messreihe nach oben ab. Die Oberflächenenergie steigt exponentiell um bis zu einem Faktor 100 bei etwa 1300 K. Die Komposition der supertrockenen Probe entspricht derjenigen der feuchten Probe. Der starke Anstieg der Oberflächenenergie ist also nicht auf temperaturbedingte Phasenübergänge zurückzuführen, sondern vielmehr gewinnt der Verlust des Oberflächenwassers mit steigender Temperatur an Bedeutung. Kimura u. a. (2015) stellen Oberflächenenergien von hydrophilem amorphem Siliziumdioxid unter verschiedenen Bedingungen zusammen, wobei sich auch hier ein Anstieg in der Oberflächenenergie zeigt, wenn das Wasser auf der Oberfläche verschwindet. Dies führt zu stärkeren Kontakten, was wiederum ein Ansteigen der kritischen Haftgeschwindigkeit zur Folge hat.

Die Gesamtentwicklung der effektiven Oberflächenenergie im Temperaturbereich zwischen 300 K und 1300 K kann somit durch eine Kombination von Effekten der Kompositionsänderung und des Oberflächenwassers modelliert werden:

$$\gamma_e = \gamma_{e_w} \left(f_w e^{-\frac{T-300\text{K}}{T_w}} + f_{sd} e^{\frac{T-300\text{K}}{T_{sd}}} \right). \quad (6.1)$$

Der sich auf $\gamma_{e_w} = 0,07 \text{ J/m}^2$ belaufende Faktor beschreibt dabei einen Referenzwert für die feuchte Probe bei 300 K. Dieser Wert entspricht der effektiven Oberflächenenergie der unkorrigierten feuchten Messreihe des Sayh al Uhaymir. Mit der in Kapitel ?? beschriebenen Verschiebung der Daten ändert sich dieser Wert auf $0,055 \text{ J/m}^2$. Hierbei handelt es sich um einen effektiven Wert, der auf den in vorigen Kapiteln beschriebenen Annahmen beruht und für andere Basiswerte, wie beispielsweise für amorphe Silikate, durch entsprechend angepasste Werte ersetzt werden sollte. Daher wurde der ursprünglich berechnete Wert von $0,07 \text{ J/m}^2$ (Bogdan u. a., 2020) in Pillich u. a. (2021) beibehalten. Die nachfolgend beschriebenen Wasser- und Temperaturabhängigkeiten sind ungeachtet dessen gültig. Der Faktor f_w zusammen mit der charakteristischen Temperatur T_w setzt trockene Proben in protoplanetaren Scheiben in Relation zur feuchten Probe im Labor. Der Faktor f_{sd} und die charakteristische Temperatur T_{sd} berücksichtigen den exponentiellen Anstieg der supertrockenen Probe. Die beste Übereinstimmung mit den hier gezeigten Daten ergeben $f_w = 7,5$ und $f_{sd} = 0,0002$. Damit ist f_{sd} um mehrere Größenordnungen kleiner als f_w und der zum starken Anstieg der Oberflächenenergie führende Einfluss des Oberflächenwassers gewinnt erst mit steigender Temperatur an Bedeutung. Die charakteristischen Temperaturen ergeben sich zu $T_w = 950,06 \text{ K}$ und $T_{sd} = 67,16 \text{ K}$. Neben der Oberflächenenergie beeinflusst auch die Größe der Staubkörner die Aggregation. So wird das Wachstum zwischen 1300 K und 1400 K durch die Zunahme der Partikeldurchmesser erschwert, bis oberhalb von 1400 K kein klassisches Kollisionswachstum mehr möglich ist.

Unter Berücksichtigung dieses limitierenden Faktors bleibt ein enger Temperaturbereich von 1000 K bis 1300 K, der das Haften von Partikeln begünstigt und zu einem Anstieg der Oberflächenenergie bis zu einem Faktor 100 führt. Dies stellt die Relevanz dieses Bereiches für Partikelwachstum in protoplanetaren Scheiben heraus.

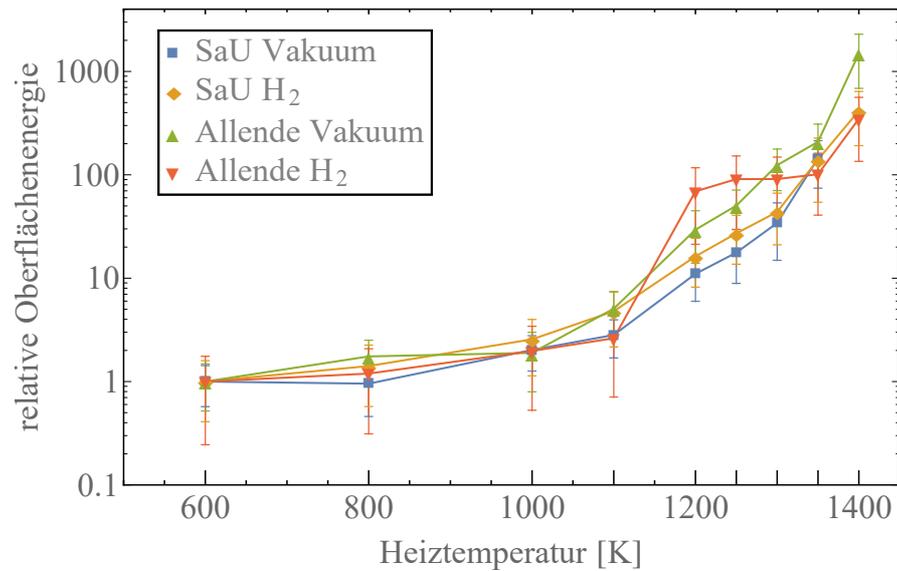


Abbildung 6.3: Relative Oberflächenenergie γ_r über Heiztemperatur T_H der beiden Meteoriten für je 1 h in Vakuum und in Wasserstoff geheizt. Die Werte sind auf die effektive Oberflächenenergie bei 600 K der jeweiligen Proben-Atmosphären-Kombination normiert. Daten aus Pillich u. a. (2023) entnommen.

6.2 EINFLUSS DER ZUSAMMENSETZUNG UND DER ATMOSPHÄRE

Die zuvor gezeigten Ergebnisse beruhen alle auf den Messungen des Sayh al Uhaymir. Nachfolgend werden die Ergebnisse der super-trockenen Messreihe um Messungen der Allende-Probe sowie beider Meteoriten in Wasserstoffatmosphäre geheizt ergänzt. Die Berechnung der relativen Oberflächenenergie erfolgt dabei gemäß Gleichung (??). Die Daten werden nun nicht mehr ins Verhältnis zur feuchten Messreihe gesetzt. Abbildung ?? zeigt die relative Oberflächenenergie in Abhängigkeit der Heiztemperatur der beiden Meteoritenproben für je eine Stunde als Zylinder in Vakuum und in Wasserstoff geheizt. Zur Berechnung der effektiven Oberflächenenergien werden die in Abbildung ?? dargestellten Durchmesser verwendet. Bis einschließlich 1100 K wird der Durchmesser der jeweiligen Probe gemittelt. Der verwendete Mittelwert ist als Linie in der Abbildung eingezeichnet. Im Gegensatz zu dem in Vakuum geheizten Sayh al Uhaymir ist für die anderen Kombinationen aus Meteorit und Atmosphäre die Messung der Zugfestigkeit auch bei der bei 1400 K geheizten Probe noch möglich. Oberhalb dieser Temperatur wird jedoch auch hier das Partikelwachstum durch die Partikelgröße limitiert.

Die vier in Abbildung ?? gezeigten Messungen ähneln sich in ihrem Verlauf stark. Die im Wasserstoff geheizte Allende-Probe hebt sich in ihrer Entwicklung der Oberflächenenergie deutlicher von den anderen Messreihen ab, was jedoch auf den sprunghaften Anstieg des Partikeldurchmessers bei 1200 K zurückzuführen ist. Abgesehen davon folgen die relativen Oberflächenenergien des Allende sowie des in Wasserstoff geheizten Sayh al Uhaymir dem allgemeinen Trend des in Vakuum geheizten Sayh al Uhaymir. Die relative Oberflächenenergie

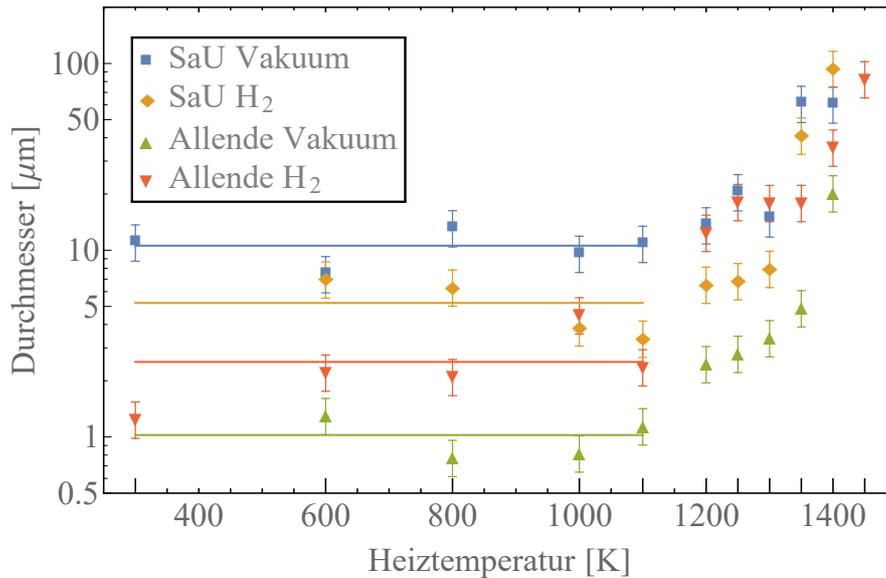


Abbildung 6.4: Entwicklung der Durchmesser d_p in Abhängigkeit der Heiztemperatur T_H . Die eingezeichneten Geraden stellen den Mittelwert der jeweiligen Probe bis einschließlich 1100 K dar. Von oben nach unten (blau zu grün): $10,6 \pm 2,1 \mu\text{m}$, $5,2 \pm 1,8 \mu\text{m}$, $2,5 \pm 1,2 \mu\text{m}$ und $1,0 \pm 0,3 \mu\text{m}$. Der Fehler ergibt sich dabei aus der Standardabweichung der Mittelung.

nimmt monoton zu und steigt zwischen 1000 K und 1400 K um mehrere Größenordnungen. Oberhalb von 1000 K erfolgt der Anstieg unterschiedlich steil. Die Oberflächenenergie der in Vakuum geheizten Allende-Probe nimmt dabei am stärksten zu. Bei 1350 K ist im Rahmen der Fehlerbalken kein signifikanter Unterschied zwischen den vier Proben erkennbar. Würde der Verlauf der relativen Oberflächenenergie der in Wasserstoff geheizten Sayh al Uhaymir-Probe entsprechend seiner vorherigen Entwicklung weitergeführt, könnte der Wert für 1400 K im Rahmen der Fehlerbalken dem Wert der in Vakuum geheizten Allende-Probe bei dieser Temperatur gleichen. Damit wäre ein gewisser Einfluss der Atmosphäre erkennbar. Da für 1400 K jedoch kein Messwert für die in Vakuum geheizte Sayh al Uhaymir-Probe existiert, ist die Vergleichbarkeit bei dieser Temperatur erschwert. Auch hier haben die unterschiedlich stark zunehmenden Partikeldurchmesser einen Einfluss. Ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Anstieg der Oberflächenenergie und Atmosphäre ist daher nicht herzustellen.

Der Anstieg der Oberflächenenergie der supertrockenen Messreihe wurde im vorigen Kapitel dem Verlust des Oberflächenwassers zugeschrieben. Da die Ausgangszusammensetzung des Allende sich von der des Sayh al Uhaymir unterscheidet, ist eine Änderung der Abhängigkeit von der Zusammensetzung nicht auszuschließen. Die mit Mößbauerspektroskopie ermittelten Entwicklungen der Zusammensetzung in Abhängigkeit der Heiztemperatur für beide Meteoritenproben geheizt in Vakuum und in Wasserstoff sind in den Abbildungen ?? und ?? dargestellt.

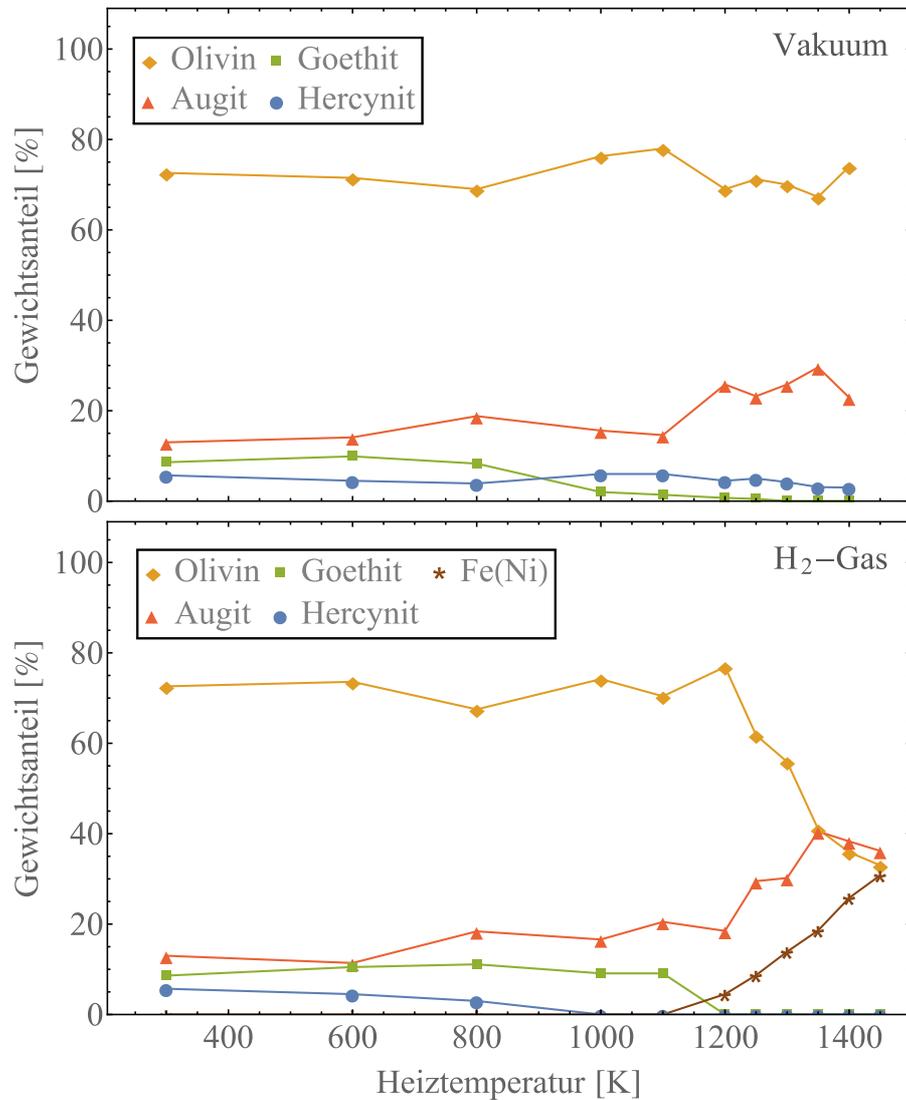


Abbildung 6.5: Gewichtsanteile der in Allende enthaltenen Minerale, die anhand ihrer relativen Spektralbereiche aus den Mößbauerspektren ermittelt wurden, in Abhängigkeit der Heiztemperatur T_H . Die Probe wurde dabei je 1 h in Vakuuum (oben) und in Wasserstoffatmosphäre (unten) geheizt. Daten aus Pillich u. a. (2023) entnommen.

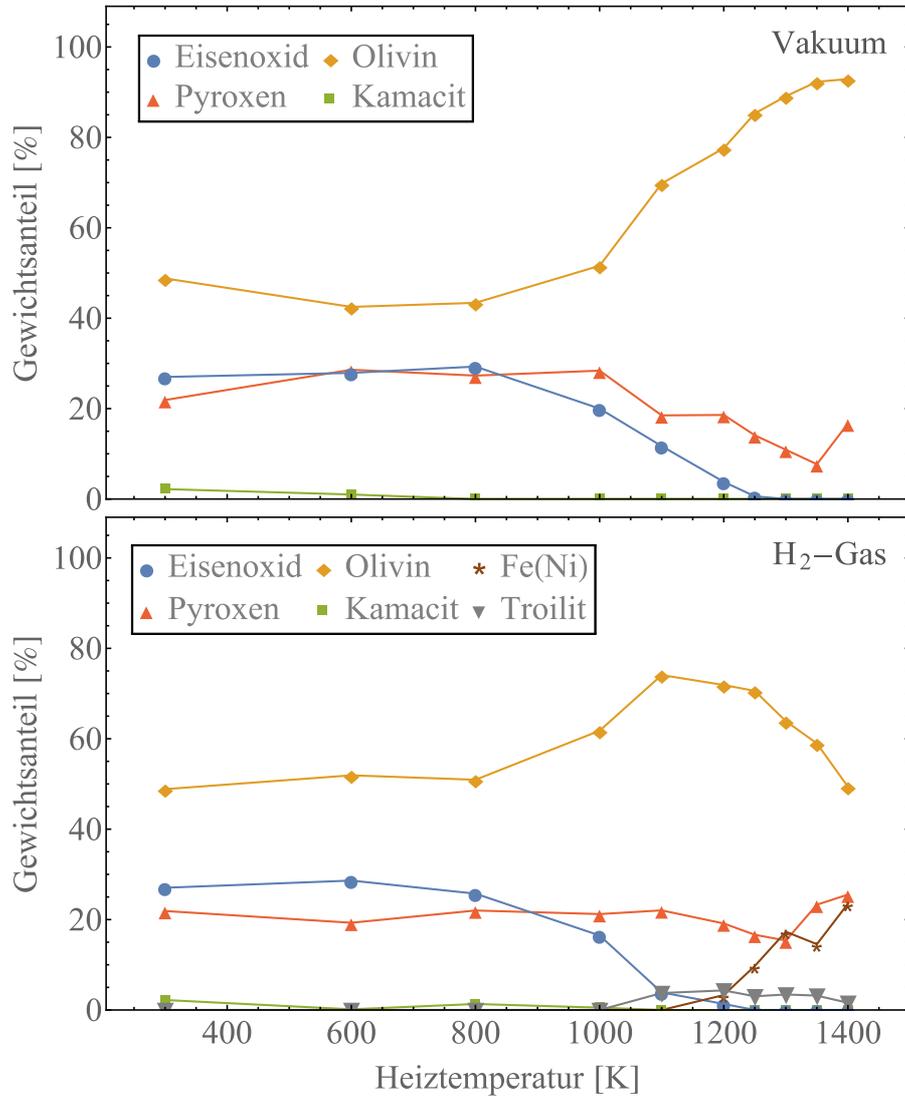


Abbildung 6.6: Gewichtsanteile der in Sayh al Uhaymir enthaltenen Minerale, die anhand ihrer relativen Spektralbereiche aus den Mößbauerspektren ermittelt wurden, in Abhängigkeit der Heiztemperatur T_H . Die Probe wurde dabei je 1 h in Vakuum (oben) und in Wasserstoffatmosphäre (unten) geheizt.

Mit der entsprechenden Dichte des jeweiligen Bestandteils wird aus der Zusammensetzung die Gesamtdichte der entsprechenden Probe berechnet. Die Dichten der verschiedenen Proben in Abhängigkeit der Temperatur sind in Abbildung ?? dargestellt und spiegeln die Entwicklung der Probenzusammensetzung mit der Heiztemperatur in gewissem Maße wider. Der Unterschied der Anfangszusammensetzungen zeigt sich in den verschiedenen Anfangsdichten der beiden Meteoriten. Bis 1000 K ändert sich die Zusammensetzung weder für den Sayh al Uhaymir noch für den Allende wesentlich, weshalb auch die Dichte etwa konstant bleibt. Oberhalb dieser Temperatur ist ein deutlicher Einfluss der Atmosphäre erkennbar. Während die Dichte des in Vakuum geheizten Allende über den gesamten Temperaturbereich bei etwa $3,7 \text{ g/cm}^3$ bleibt und die Dichte des in Vakuum geheizten Sayh al Uhaymir von $4,2 \text{ g/cm}^3$ auf $3,7 \text{ g/cm}^3$ sinkt, steigen die Dichten der in Wasserstoff geheizten Proben bis auf $4,7 \text{ g/cm}^3$ bzw. $4,9 \text{ g/cm}^3$ deutlich an.

In Vakuum dominiert Olivin die Zusammensetzung der beiden Meteoriten. Diejenige des Allende ändert sich im Bereich hoher Temperaturen nur geringfügig. Der Beitrag des Goethit verschwindet, während der Pyroxenanteil leicht ansteigt. Der Abfall in der Dichte des Sayh al Uhaymir ist auf die Zunahme des Olivinanteils auf Kosten des Eisenoxids und des Pyroxens zurückzuführen. Das Heizen in Wasserstoff führt dagegen zur Bildung metallischen Eisens bei Temperaturen oberhalb von 1200 K. Der Olivinanteil beider Meteoriten nimmt zugunsten einer Eisen-Nickel-Verbindung (Fe(Ni)) und Pyroxen ab. Nach dem Erhitzen auf 1400 K in Wasserstoffatmosphäre besteht die Allende-Probe zu fast gleichen Teilen aus Olivin, Pyroxen und Fe(Ni)-Phasen. Bei der Sayh al Uhaymir-Probe entsprechen der Eisen- und Pyroxenanteil bei 1400 K gemeinsam etwa dem Anteil an Olivin, wobei zusätzlich ein weiteres eisenhaltiges Mineral, Troilit, einen geringen Anteil der oberhalb von 1000 K geheizten Probe ausmacht. Die sich bei hohen Temperaturen bildenden, metallisches Eisen enthaltenden Phasen erfahren im Magnetfeld der protoplanetaren Scheibe möglicherweise eine verstärkte magnetische Aggregation, worauf im nächsten Teil der Arbeit eingegangen wird. Auf die Oberflächenenergie und damit die Haftkräfte scheint jedoch weder die Zusammensetzung noch die Atmosphäre beim Heizen einen eindeutig erkennbaren Einfluss zu haben.

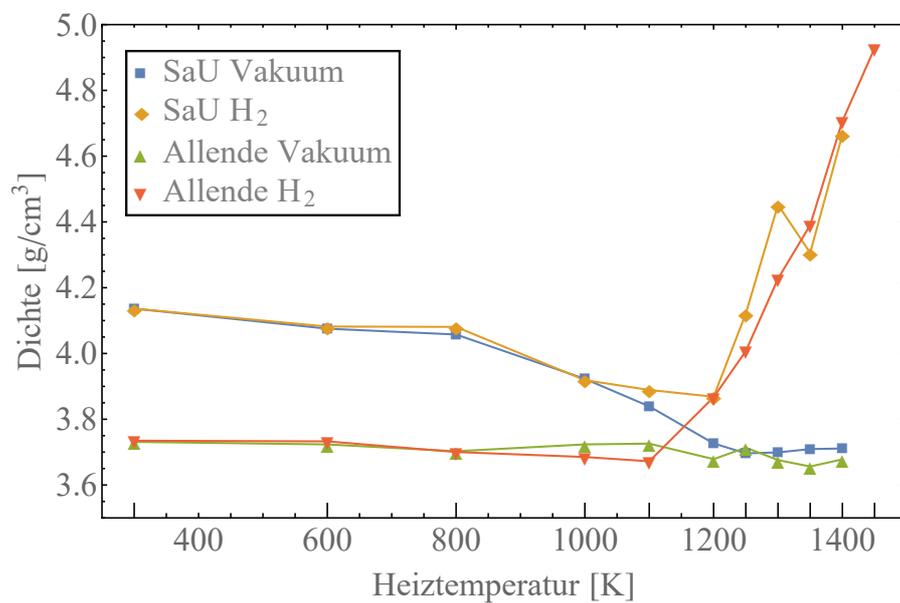


Abbildung 6.7: Entwicklung der Dichte ρ der jeweils in Vakuum und Wasserstoff geheizten Meteoritenproben mit der Heiztemperatur T_H . Die Dichten berechnen sich aus der mit Mößbauerspektroskopie ermittelten anteiligen Zusammensetzung der Proben.

BEDEUTUNG FÜR PROTOPLANETARE SCHEIBEN

Die zuvor beschriebenen Entwicklungen der Oberflächenenergien stehen in Beziehung zu der Entwicklung der Hafteigenschaften chondritischen Materials in der protoplanetaren Scheibe. Das Wachstum von Staubaggregaten hängt stark von diesen ab (Pinilla u. a., 2021). Abbildung ?? zeigt eine schematische Darstellung der protoplanetaren Scheibe. Durch die radiale Drift getrieben bewegen sich die in der Scheibe befindlichen Staubpartikel nach innen zum zentralen Stern.

Je nach Partialdruck des Wasserdampfes in der Scheibe liegt die Temperatur der Snowline zwischen 145 K und 170 K (Bitsch u. a., 2015; Hayashi, 1981; Podolak und Zucker, 2004). Unter der Annahme einer Temperatur von etwa 150 K, berechnet sich die Entfernung zum Stern im Minimum Mass Solar Nebula mit Gleichung (??) zu etwa 3,5 AU. Beim Überqueren dieser Snowline sublimiert das auf den Partikeln befindliche Wasser und es bleibt nur eine Monolage auf der Oberfläche der Partikel zurück. In den äußeren Bereichen der Scheibe werden die Hafteigenschaften noch stark von diesem Oberflächenwasser bestimmt. Mit geringer werdender Entfernung zum Stern und steigender Temperatur ändert sich die mineralogische Zusammensetzung der Partikel und die Oberflächenenergie nimmt ab, was durch kleiner werdende Aggregate in der Abbildung dargestellt ist.

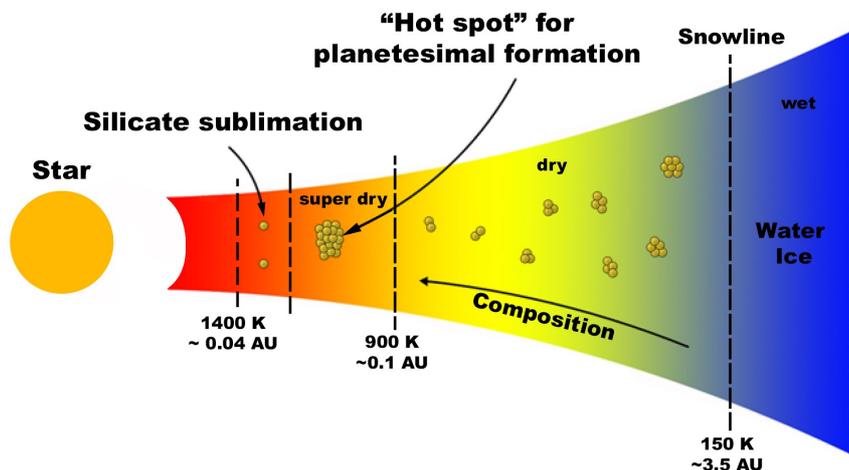


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung einer protoplanetaren Scheibe und der darin für das Wachstum von Aggregaten relevanten Bereiche. Der Verlust des Oberflächenwassers im warmen, inneren Teil der Scheibe führt zu stärkeren Kontakten, woraus sich ein für die Planetesimalentstehung bevorzugter Temperaturbereich ergibt. Temperaturen und Entfernungen beziehen sich auf den Minimum Mass Solar Nebula. Abbildung aus Pillich u. a. (2021) entnommen.

Oberhalb von 900 K gewinnt die Reduktion des Oberflächenwassers an Bedeutung. Ist auch die noch vorhandene restliche Monolage sublimiert, steigt die Oberflächenenergie exponentiell an. Das Wachstum von Aggregaten scheint hier begünstigt, was eine potentielle Verschiebung der Bouncing Barrier bis in das für Mechanismen zur Partikelkonzentration zugängliche Größenregime ermöglicht. Damit ist der Bereich zwischen 1000 K und 1300 K besonders interessant für die Bildung von Planetesimalen. Steigt die Temperatur weiter, so nimmt ab 1300 K die Partikelgröße zu, was die Aggregate wieder instabiler macht, bis oberhalb von 1400 K kein Kollisionswachstum im klassischen Sinne mehr möglich ist.

Die in Abbildung ?? dargestellte Entwicklung der Hafteigenschaften ist dabei robust innerhalb der im Rahmen dieser Arbeit getesteten Variationen. Weder die leicht unterschiedliche anfängliche Zusammensetzung der beiden verwendeten Meteoriten noch die Atmosphäre (Vakuum oder Wasserstoff) beim Heizen der Proben bewirkt eine signifikante Veränderung der Entwicklung der Oberflächenenergie. Dies spricht dafür, dass die Aggregation von Staubpartikeln im warmen Inneren der protoplanetaren Scheibe anders verläuft als in den kühleren Regionen weiter außen und den sehr nah am Stern befindlichen Hochtemperaturbereichen. Bei Temperaturen um etwa 1200 K scheint das Wachstum begünstigt zu sein. Nimmt die Wahrscheinlichkeit des Vorhandenseins größerer Aggregate zu, so wird auch das Einsetzen der Streaming Instability wahrscheinlicher, was diesen Bereich zum potentiellen Hot Spot für die Planetesimalentstehung macht.

Teil III

DIE CURIE-LINE

MOTIVATION

Das uns bekannteste Planetensystem ist unser Sonnensystem, in welchem Beobachtungen und Weltraummissionen zum Verständnis unserer Nachbarplaneten beigetragen haben. So wissen wir nicht nur um ihre Größen, sondern können auch ihre Dichten und Zusammensetzungen abschätzen. Während die vier äußeren Planeten, zwei Eisriesen und zwei Gasriesen, Dichten zwischen 687 kg/m^3 und 1638 kg/m^3 besitzen, liegt die Dichte der inneren vier terrestrischen Planeten zwischen 3934 kg/m^3 und 5513 kg/m^3 (Lang, 2011). Einen Spezialfall stellt dabei jedoch Merkur dar. Trotz eines um etwa 50 % geringeren Durchmessers und einer damit einhergehenden geringeren gravitativen Kompression gegenüber der Erde weisen beide Planeten ähnliche mittlere Dichten auf. Daraus lässt sich auf einen überdurchschnittlich hohen Eisenanteil in Merkurs Kern schließen, dessen Durchmesser etwa 80 % des Planetendurchmessers beträgt (Hauck u. a., 2013; Margot u. a., 2018; Smith u. a., 2012; Spohn u. a., 2001). In unserem Sonnensystem einmalig, ist Merkur galaktisch betrachtet jedoch keineswegs ein Einzelfall. Außerhalb des Sonnensystems ist die Bestimmung der Dichte und der Ausdehnung von Planetenkern und -mantel sowie der Zusammensetzung auf die Beobachtung des Radius, der Masse und der Sternspektren angewiesen. Mithilfe von Modellen ist es damit aber möglich, den inneren Aufbau der Exoplaneten abzuschätzen (Noack und Lasbleis, 2020; Wagner u. a., 2011; Zeng u. a., 2019). Neben dem Sonnensystem gibt es weitere Planetensysteme, in denen der innerste Planet den größten Eisenkern aufweist, und zudem eine Reihe extrasolarer Planeten, deren Dichte derer Merkurs entspricht oder diese sogar übersteigt (Lam u. a., 2021; Rappaport u. a., 2013; Santerne u. a., 2018; Sinukoff u. a., 2017).

Die Erklärungsansätze für die Entstehung solch eisenreicher Planeten sind vielfältig. Eine häufig aufgeführte Theorie basiert auf dem Verlust eines Großteils des Planetenmantels in einer hochenergetischen Kollision. So könnte Merkur durch eine Kollision zwischen einem kleinen Körper mit hoher Geschwindigkeit oder durch ein „Hit-and-Run“-Ereignis, bei dem der Proto-Merkur der kleinere Körper war, entstanden sein (Asphaug und Reufer, 2014; Benz u. a., 1988; Stewart u. a., 2013). Dies steht jedoch im Konflikt mit der Häufigkeit flüchtiger Elemente im jetzigen Mantel des Merkur, die durch die MESSENGER Mission beobachtet werden konnte (Ebel und Stewart, 2018; Nittler u. a., 2011; Peplowski u. a., 2011). Ein hochenergetischer Impakt hat ein extremes Erhitzen des Planeten oder seiner Vorläufermaterialien zur Folge, sodass der Planet in flüchtigen Elementen verarmt. Die Akkretion interplanetaren Staubs auf langen Zeitskalen oder das Aufnehmen flüchtiger Stoffe durch übrig gebliebene Planetesimale könnten zu einer nachträglichen Anreicherung mit volatilen Verbindungen beigetragen haben (Frantseva u. a., 2022; Morbidelli u. a.,

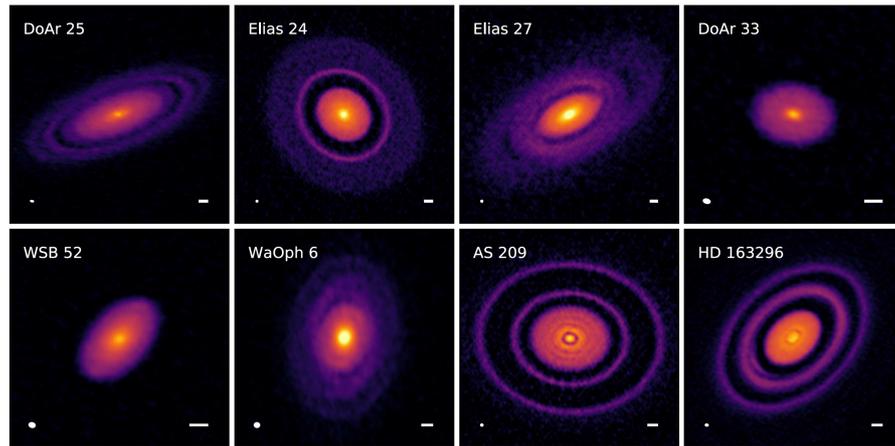


Abbildung 8.1: Acht der zwanzig 240 GHz-(1, 25 mm)-Kontinuumsmissionsbilder der protoplanetarischen Scheiben der DSHARP Stichprobe. Die Strahlengrößen (links) und ein 10 AU Skalenbalken (rechts) sind in den unteren Ecken der einzelnen Bilder angegeben. Abbildung ausschnittsweise aus Andrews u. a. (2018) entnommen.

2012; Raymond und Izidoro, 2017). Franco u. a. (2022) zeigen allerdings, dass die Wahrscheinlichkeit der Entstehung Merkurs aus einem einzigen Impakt sehr gering ist. Cameron (1985) untersucht die Hypothese, dass der ursprüngliche Proto-Merkur wesentlich massereicher war, im Hochtemperaturfeld des sich auflösenden Sonnennebels jedoch einen großen Teil seines Mantels durch Verdampfung verlor. Die lokale Zusammensetzung der Scheibe in einer Entfernung von Merkurs Orbit zum zentralen Stern könnte auch durch radiale Drift interplanetarer Staubpartikel aus dem äußeren Sonnensystem verändert worden sein (Ebel und Alexander, 2011). Andersherum können Silikate durch photophoretische Sortierung am inneren Rand der protoplanetarischen Scheibe selektiv ins Äußere der Scheibe transportiert werden (Cuello u. a., 2016; Wurm u. a., 2013). Einen weiteren Erklärungsansatz liefert Hubbard (2014) in Form der magnetischen Erosion. So führen die durch das Magnetfeld der Scheibe induzierten Dipolmomente in eisenhaltigen Staubkörnern dazu, dass diese bevorzugt und mit höheren Geschwindigkeiten miteinander stoßen und so Silikate von den eisenhaltigen Körnern abschlagen können. Daraus entstehende Planetesimale wären mit Eisen angereichert. Nicht nur Fragmentation, sondern auch Aggregation eisenreicher Partikel kann durch das Vorhandensein eines Magnetfeldes gefördert werden. So finden Kruss und Wurm (2018, 2020), dass Aggregate mit einem kritischen Eisenanteil im Magnetfeld der protoplanetarischen Scheibe zu größeren Clustern aus mehreren Aggregaten heranwachsen. Damit kann die Bouncing Barrier für eisenreiche Materialien in einen für die Streaming Instability zugänglichen Bereich verschoben werden. Dies könnte die Grundlage für die Bildung Merkur-ähnlicher Planeten liefern.

Die im folgenden Kapitel vorgestellte Idee der Curie-Line knüpft an diese Ergebnisse von Kruss und Wurm (2018, 2020) an. Zudem liefert sie einen Erklärungsansatz für die in aktuellen Beobachtungen sichtbar gewordenen Ringstrukturen in protoplanetaren Scheiben, die sich in unterschiedlichen Entfernungen zum zentralen Stern befinden (Andrews u. a., 2018; Huang u. a., 2018; Long u. a., 2018; Miotello u. a., 2022; Zhang u. a., 2015, 2021). Abbildung ?? zeigt eine Auswahl protoplanetarer Scheiben mit Ringstrukturen aus dem am ALMA-Observatorium durchgeführten Programm Disk Substructures at High Angular Resolution Project (DSHARP) (Andrews u. a., 2018; Dullemond u. a., 2018). In der Literatur werden Staubfallen infolge von lokalen Druckunterschieden, temperaturabhängige Haftigenschaften, photophoretische Konzentration, Snowlines und lokale Instabilitäten als Ursachen für das Auftreten der Ringe diskutiert (Charnoz u. a., 2021; Jiang und Ormel, 2021; Krauss und Wurm, 2005; Kuwahara u. a., 2022; Lesur u. a., 2022; Li u. a., 2022).

Auch Wechselwirkungen zwischen der Scheibe und einem oder mehreren Planeten sind eine gängige Erklärung für die ringförmigen Strukturen (Fouchet u. a., 2010; Paardekooper und Mellema, 2004; Papaloizou und Lin, 1984). Der im Folgenden vorgeschlagene Mechanismus der magnetischen Aggregation an der Curie-Line könnte eine Ursache der Ringbildung innerhalb von 1 AU Entfernung zum zentralen Stern sein, die mit der Entstehung von Merkur-ähnlichen Planeten in Verbindung stehen könnte.

MAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN

Zum Verständnis der magnetischen Aggregation soll zunächst ein kurzer Einblick in die magnetischen Eigenschaften von Festkörpern gegeben werden. Für detailreichere Erläuterungen sei auf Lehrbücher wie beispielsweise von Kopitzki und Herzog (1989) verwiesen.

Der magnetische Zustand eines Materials wird durch die Magnetisierung \vec{M} beschrieben, die sich aus der Summe aller magnetischen Momente \vec{m} pro Volumen V ergibt:

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}}{V}. \quad (9.1)$$

Dabei beschreibt das magnetische Moment die Orientierung und die Stärke der magnetischen Dipole der Atome, Ionen oder Moleküle eines Materials. Die Magnetisierung verknüpft außerdem über

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (9.2)$$

die magnetische Flussdichte \vec{B} , die im üblichen Sprachgebrauch oft als Magnetfeld bezeichnet wird, und die magnetische Feldstärke \vec{H} miteinander. Die magnetische Feldkonstante μ_0 gibt das Verhältnis der magnetischen Flussdichte zur magnetischen Feldstärke in Vakuum an.

Eine weitere wichtige Größe für die Diskussion der Ausprägung verschiedener Arten von Magnetismus ist die das Verhältnis aus Magnetisierung und magnetischer Feldstärke beschreibende magnetische Suszeptibilität:

$$\chi = \frac{M}{H}. \quad (9.3)$$

Diese ist ein Maß für die Magnetisierbarkeit eines Materials und im einfachsten Fall eine materialspezifische Größe, kann jedoch neben Größen wie der Frequenz des Magnetfeldes insbesondere von der Form des Magnetismus abhängen.

Magnetismus kann in verschiedenen Formen auftreten. Wird durch ein äußeres Magnetfeld in den Bausteinen eines Festkörpers ein dem äußeren Magnetfeld entgegengesetztes Magnetfeld induziert, so wird von Diamagnetismus gesprochen. Werden die durch Bahnbewegung und den Spin der Elektronen bedingten, bereits vorhandenen magnetischen Momente im Körper in Richtung eines äußeren Magnetfeldes ausgerichtet, so handelt es sich um Paramagnetismus, wenn für die Ausrichtung allein das äußere Feld verantwortlich ist. Ist für die Ausrichtung eine Wechselwirkung mit den anderen Gitteratomen entscheidend, handelt es sich dagegen um Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus. Im Rahmen dieser Arbeit sind vor allem Ferromagnetismus

	T_C [K]	Θ [K]	C [K]	$M_s(0)$ [A/m]
Fe	1043	1100	2,22	$1,747 \cdot 10^6$

Tabelle 9.1: Experimentell ermittelte, charakteristische Parameter metallischen Eisens entnommen aus Kopitzki und Herzog (1989). Von links: Curie-Temperatur T_C , paramagnetische Curie-Temperatur Θ , Curie-Konstante C und spontane Magnetisierung $M_s(0)$ bei $T = 0$ K.

und Paramagnetismus von Bedeutung, weshalb auf diese beiden etwas genauer eingegangen werden soll.

Bei idealen Paramagneten sind die einzelnen magnetischen Momente untereinander entkoppelt. Ist ein äußeres Magnetfeld vorhanden, so richten sich die magnetischen Momente parallel zu diesem aus und das innere Magnetfeld des Materials wird verstärkt. Ohne äußeres Magnetfeld überwiegt die Wärmebewegung der momenttragenden Teilchen und das innere Magnetfeld bricht zusammen. Für die paramagnetische Suszeptibilität gilt $\chi > 0$. Mit steigender Temperatur nimmt der Paramagnetismus ab.

In einem Ferromagneten dagegen sind die magnetischen Momente innerhalb sogenannter Weisscher Bezirke miteinander gekoppelt. In diesen begrenzten, einige Nanometer bis wenige Mikrometer großen Bereichen sind die Momente auch ohne äußeres Magnetfeld parallel ausgerichtet, was als spontane Magnetisierung M_s bezeichnet wird. Die Ausrichtung der einzelnen Bezirke ist dabei statistisch verteilt, sodass der Gesamtkörper unmagnetisch erscheint. Durch ein äußeres Magnetfeld können die Bezirke jedoch gleichgerichtet werden. Diese Gleichrichtung wird so lange beibehalten, bis die spontane Magnetisierung durch Erhitzen über die ferromagnetische Curie-Temperatur verloren geht und das Material paramagnetisch wird. Dabei ist die Curie-Temperatur T_C eine materialspezifische Größe. Die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität wird im paramagnetischen Zustand, also für $T \gg T_C$, durch das Curie-Weiss-Gesetz mit der Curie-Konstante C beschrieben:

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta}. \quad (9.4)$$

Dabei ist die paramagnetische Curie-Temperatur Θ immer größer als T_C . In Tabelle ?? sind die beiden Curie-Temperaturen, die Curie-Konstante sowie die spontane Magnetisierung bei $T = 0$ K für metallisches Eisen zusammengefasst.

9.1 MAGNETFELDER IN PROTOPLANETAREN SCHEIBEN

In protoplanetaren Scheiben existieren Magnetfelder, deren Beobachtung oder Berechnung jedoch keinesfalls trivial ist, da diese nicht durch eine allgemeingültige Formel zu beschreiben sind (Bertrang u. a., 2017; Bjerkeli u. a., 2016; Delage u. a., 2022). Im Allgemeinen nimmt die Stärke des Feldes mit steigendem radialen Abstand zum zentralen Stern ab (Bertrang u. a., 2017; Brauer u. a., 2017; Donati u. a., 2005; Dudorov und Khaibrakhmanov, 2014; Maurel u. a., 2019; Wardle, 2007). Im innersten Bereich der Scheibe um FU Orionis, bei etwa 0,05 AU, weisen Donati u. a. (2005) ein Feld von 100 mT nach. Beobachtungen der in Sichtlinie liegenden zirkularen Polarisierung in Moleküllinien, die durch Zeeman-Aufspaltung erzeugt werden, bieten ein direktes Maß für die Stärke des Magnetfeldes. Auf diese Weise können auch im äußeren Bereich protoplanetarer Scheiben Magnetfeldstärken abgeschätzt werden. Sie liegen im Bereich von 0,1 μT bis 0,9 μT (Brauer u. a., 2017; Harrison u. a., 2021). Auch Meteoriten können zur Bestimmung von Feldstärken beitragen. Mithilfe paläomagnetischer Messungen der remanenten Magnetisierung in Meteoriten kann auf das Magnetfeld zum Zeitpunkt der Bildung dieser geschlossen werden (Levy, 1978; Weiss u. a., 2021). So lassen Chondrite ein Magnetfeld von einigen wenigen Mikrottesla bis etwa 100 μT bei 3 AU bis 7 AU Entfernung zum zentralen Stern vermuten (Borlina u. a., 2021; Cournede u. a., 2015; Fu u. a., 2020). Neben diesen Methoden der direkten Messung sind Magnetfeldstärken in der protoplanetaren Scheibe auch mithilfe von Simulationen abzuschätzen. Je nach theoretischem Modell und in Abhängigkeit der Masse des zentralen Sterns liefern Simulationen Feldstärken zwischen wenigen Mikrottesla und wenigen Millitesla (Dudorov und Khaibrakhmanov, 2014; Wardle, 2007). Unabhängig von der genauen Stärke wird zusammenfassend die Existenz eines signifikanten Magnetfeldes in der Größenordnung einiger Millitesla in den inneren Bereichen der protoplanetaren Scheibe deutlich.

QUELLEN METALLISCHEN EISENS

Kosmisches Eisen enthält einen größeren Nickelanteil als das rare, in der Erdkruste befindliche gediegene Eisen. Vornehmlich findet es sich in Eisen- und Stein-Eisen-Meteoriten und kommt in diesen, wie in Kapitel ?? bereits erwähnt, hauptsächlich in zwei metallischen Mineralphasen vor: Kamacit und Taenit. Neben den Achondriten gehören die Eisen- und Stein-Eisen-Meteoriten der Klasse der differenzierten Meteoriten an, sind also Differentiationsprodukte eines Aufschmelzprozesses. Ursprünglicher und repräsentativ für die frühe Bildungsphase des Sonnensystems sind dagegen die Chondrite, die in geringeren Mengen ebenfalls Eisen beinhalten. Eine übliche Darstellungsform des Verhältnisses des nicht oxidierten Eisens in Metallen und Sulfiden zum oxidierten Eisen in Silikaten und Oxiden ist das in Abbildung ?? gezeigte Urey-Craig-Diagramm (Krot u. a., 2014; Urey und Craig, 1953; Weisberg u. a., 2006). Es stellt das Eisen in den Silikat- und Oxidphasen dem Eisen in den Metall- und Sulfidphasen gegenüber und gibt somit einen Überblick über den relativen Eisengehalt und die Oxidationsstufen der Chondritgruppen. Mit Ausnahme der EH und EL Meteoriten, die einen überdurchschnittlich hohen Anteil an Eisen aufweisen, sind gewöhnliche Chondrite weniger oxidiert als kohlige Chondrite.

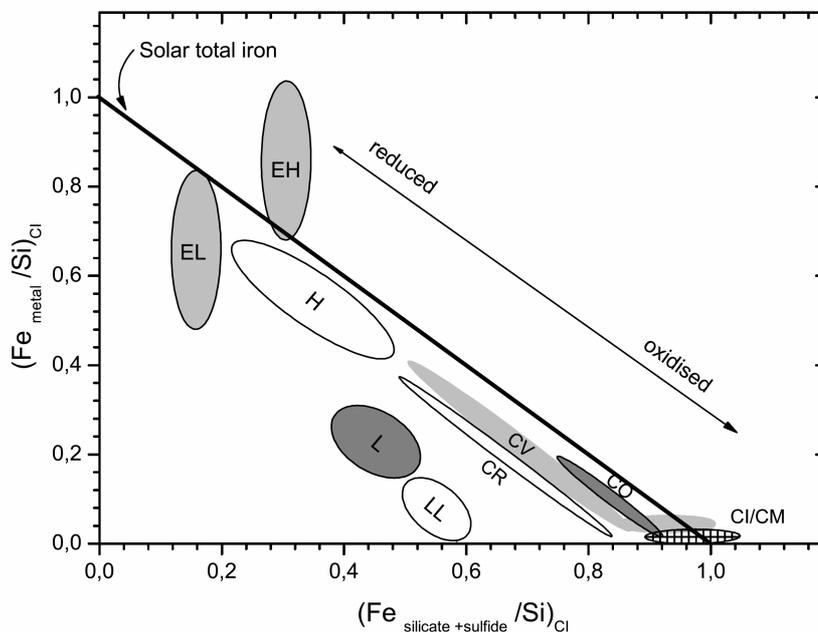


Abbildung 10.1: Urey-Craig Diagramm, das die verschiedenen Verhältnisse des Gesamteisengehalts und des Oxidationszustandes einiger Chondrite darstellt. Abbildung im Original von Trieloff und Palme (2006), adaptiert von und entnommen aus Wurm u. a. (2013).

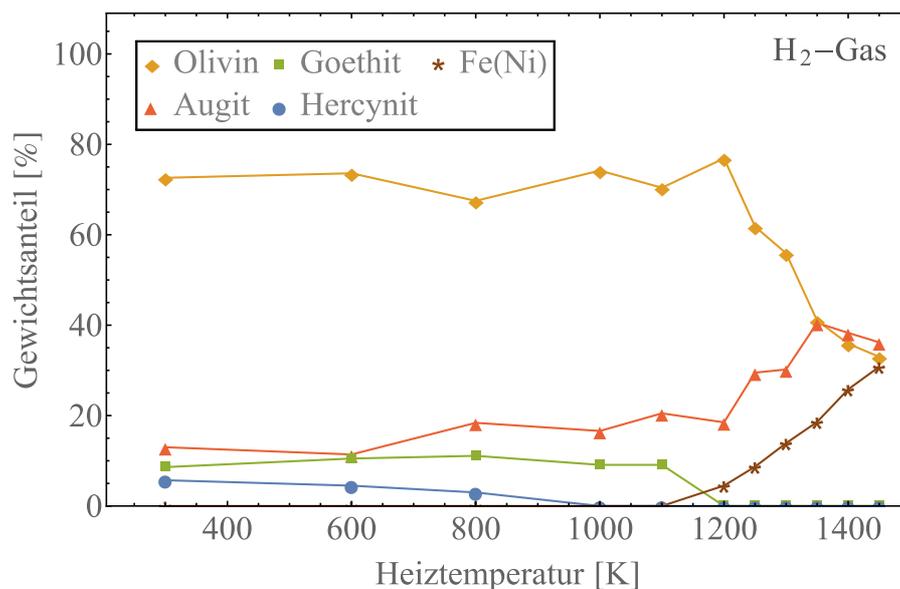


Abbildung 10.2: Gewichtsanteil über Heiztemperatur T_H der mit Mößbauerspektroskopie aufgenommenen Minerale des Allende-Meteoriten, geheizt für je 1 h in Wasserstoffatmosphäre. Daten aus Pillich u. a. (2023) entnommen.

Im Vergleich zu Werten des Sonnensystems sind chondritische Mutterkörper vergleichsweise arm an Eisen, sei es in oxidierter Form in Silikaten oder als reduziertes Metall (Wurm u. a., 2013). Dennoch macht Eisen in chondritischen Meteoriten bis zu 10 % der Masse aus (Weisberg u. a., 2006). Metallisches Eisen ist also zweifelsfrei Bestandteil protoplanetarischer Scheiben. Während es in den aus dem Asteroidengürtel stammenden, chondritischen Meteoriten in eher geringen Anteilen vorhanden ist (Trieloff und Palme, 2006), steigt der Eisenanteil im Sonnensystem mit sinkender Entfernung zur Sonne. Dieser radiale Eisengradient ist nicht nur in unserem Sonnensystem vorhanden. So sind eisenreiche Partikel ebenfalls signifikanter Bestandteil der Feststoffe in den inneren Regionen vieler protoplanetarischer Scheiben, was darin begründet liegt, dass die hohen Temperaturen in sternnahen Bereichen Prozesse zur Bildung von Eisen begünstigen (Ebel, 2006). Hinzu kommt, dass feste Partikel eine Drift zum zentralen Stern hin erfahren. Somit werden auch in den äußeren Bereichen der Scheibe befindliche eisenhaltige Minerale kontinuierlich ins Scheibeninnere transportiert.

10.1 EXPERIMENTE ZUR PHASENUMWANDLUNG

Mit sinkender Entfernung zum zentralen Stern sind die Minerale steigenden Temperaturen ausgesetzt, was zu Sublimation und Phasenumwandlungen führt (Ebel und Alexander, 2011). Um dies zu simulieren, wird wie in Abschnitt ?? beschrieben ein Teil des zu Staub zerkleinerten Allende-Meteoriten in einer kontinuierlichen Wasserstoffatmosphäre schrittweise für je eine Stunde bis zu einer Temperatur von 1400 K geheizt. Mithilfe der Mößbauerspektroskopie kann dabei die Phasenumwandlung der eisenhaltigen Minerale zu metallischem Eisen nachvollzogen werden. Abbildung ?? zeigt die Gewichtsanteile der in Allende

Temperatur [K]	Massenanteil in %
< 1200	0
1200	4,6
1250	8,7
1300	13,9
1350	18,6
1400	25,8

Tabelle 10.1: Massenanteile des metallischen Eisens Fe(Ni) aus den Mößbauerspektren der in Wasserstoff geheizten Allende-Probe. Daten aus Bogdan u. a. (2023) entnommen.

enthaltenen Minerale und deren Änderung mit steigender Temperatur. Bei Temperaturen oberhalb von 1000 K ist die Bildung metallischen Eisens in Form einer Eisen-Nickel-Verbindung (Fe(Ni)) durch die Phasenumwandlung des im Meteoriten befindlichen Hercynits und Olivins erkennbar. Tabelle ?? quantifiziert entsprechend die aus den Mößbauerspektren bestimmten Massenanteile des metallischen Eisens für die jeweiligen Heiztemperaturen. Wie aus Abbildung ?? und Tabelle ?? zu entnehmen ist, wird das anfangs hauptsächlich in den Silikaten eingebettete Eisen mit steigender Temperatur teilweise zu metallischem Eisen reduziert.

Exemplarische Studien, die außerhalb des Rahmens dieser Arbeit stattfanden, haben den Einfluss der Heizdauer auf die mineralogische Zusammensetzung der geheizten Probe untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die Dauer keinen signifikanten Einfluss darauf hat, welche Minerale gebildet werden, die Phasenübergangstemperaturen aber bei einer Heizdauer von 100 Stunden um etwa 100 K bis 200 K abnehmen (Bogdan u. a., 2023). Damit können die Bedingungen zur Bildung von metallischem Eisen auf Temperaturen von etwa 1000 K gesenkt werden. Um den Einfluss des neu geformten metallischen Eisens auf die magnetischen Eigenschaften der Staubprobe zu untersuchen, werden die Mößbauerspektroskopiedaten um Magnetometrie-Messungen ergänzt.

Magnetische Momente in Proben können auf verschiedene Weisen gemessen werden. Die Methoden lassen sich in drei Hauptklassen aufteilen. Eine Möglichkeit ist die Messung der auf eine in einem ungleichförmigen Magnetfeld befindliche Probe wirkenden Kraft, die jedoch einen Gradienten im Feld voraussetzt und so nur schwerlich die Bestimmung der Magnetisierung in einem gleichförmigen Feld ermöglicht (Wolf, 1957). Indirekte Verfahren machen sich die magnetischen Eigenschaften betreffende Phänomene wie den Faraday-Effekt oder den ferromagnetischen Hall-Effekt zunutze, sind dadurch jedoch auf bestimmte Materialklassen beschränkt (Foner, 1956). Eine dritte Möglichkeit ist die Messung der magnetischen Induktion in der Nähe einer Probe. Dabei wird in einer Detektionsspule die Spannung gemessen, die durch eine Flussänderung induziert wird, wenn das angelegte Magnetfeld, die Spulenposition oder die Position der Probe verändert wird (Dwight u. a., 1958; Smith, 1956). In einem Vibrating-Sample Magnetometer (VSM) (Foner, 1959) wird dabei eine Probe durch Vibrieren oszillierend in das Magnetfeld hinein und wieder heraus bewegt, wobei die Bewegungsrichtung senkrecht zum externen Feld ist. Der von der Magnetisierbarkeit der Probe abhängige Spannungsverlauf wird aufgenommen und kann direkt in die Magnetisierung umgerechnet werden. Mithilfe einer synchron bewegten Referenzprobe erfolgt die absolute Skalierung der Magnetisierung sowie die entsprechende Spannungskalibrierung. Dieses Messverfahren erlaubt die präzise Bestimmung magnetischer Momente als Funktion der Temperatur, des magnetischen Feldes und der kristallographischen Orientierung.

Abbildung ?? zeigt die mit einem VSM gemessene Magnetisierung in Abhängigkeit des angelegten magnetischen Feldes für die verschiedenen Heiztemperaturen. Die angelegten Felder übersteigen dabei deutlich die in protoplanetaren Scheiben zu findenden Feldstärken (vgl. Kapitel ??). Die Form der Magnetisierungskurve und die Analyse der Mößbauerspektren lassen jedoch annehmen, dass die Magnetisierung auf zwei Anteile aufzuteilen ist: auf einen para- und diamagnetischen Hintergrund sowie einen ferromagnetischen Beitrag des metallischen Eisens, der sich auch schon bei moderaten Feldstärken ausrichtet. Die Sättigungsmagnetisierung FeM_S des ferromagnetischen Eisens, die sich aus den in Abbildung ?? gezeigten Magnetisierungskurven ergibt, ist in Abbildung ?? dargestellt. Wie zu erkennen ist, steigt die Sättigungsmagnetisierung der Probe um einen Faktor 2 zwischen der ungeheizten und der bei 1000 K geheizten Probe. Bis 1400 K nimmt sie um einen weiteren Faktor 5 zu.

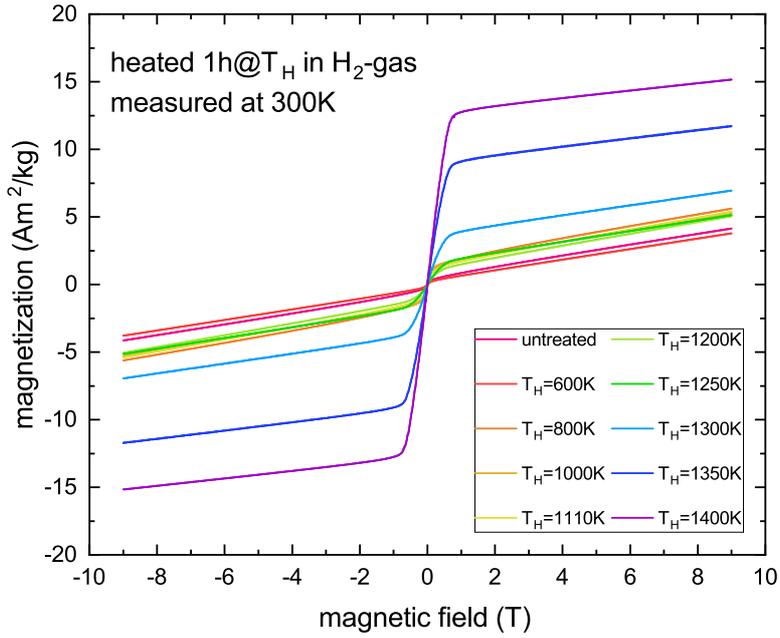


Abbildung 10.3: Magnetisierungskurven M der Allende-Probe für verschiedene Heiztemperaturen T_H aufgetragen über das angelegte Magnetfeld B . Die Probe wurde für je 1 h bei der jeweiligen Temperatur in Wasserstoffatmosphäre geheizt. Abbildung aus Bogdan u. a. (2023) entnommen.

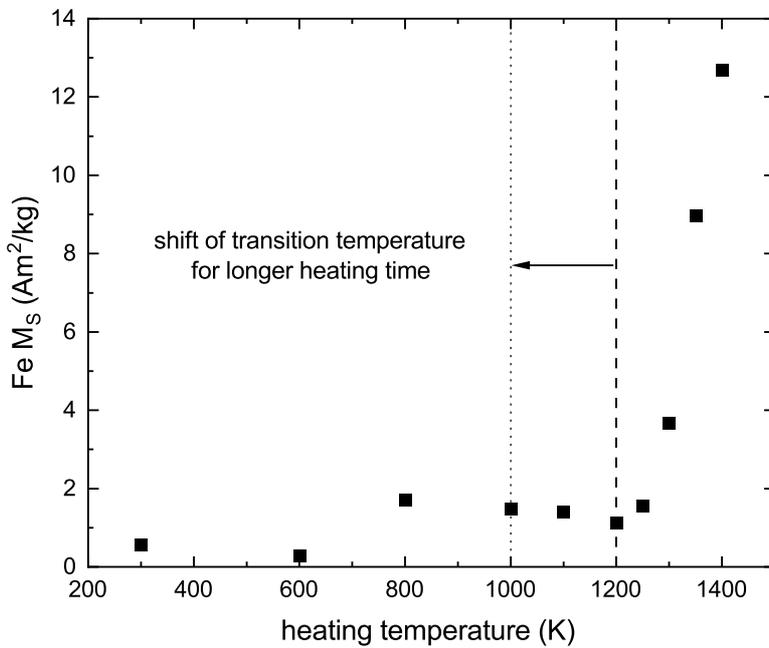


Abbildung 10.4: Sättigungsmagnetisierung $Fe M_s$ des ferromagnetischen Eisens aus Abbildung ?? entnommen. Der Pfeil stellt die Verschiebung der Grenztemperatur bei einer Heizdauer von einer Stunde (größer gestrichelte Linie) zu längeren Zeiten (kleiner gestrichelte Linie) dar. Abbildung aus Bogdan u. a. (2023) entnommen.

AGGREGATION AN DER CURIE-LINE

Die Entfernungen vom zentralen Stern, bei der flüchtige Bestandteile des Scheibengases kondensieren können, werden als Snowlines bezeichnet. So frieren etwa Wasser oder Kohlendioxid an ihrer entsprechenden Snowline aus der Gasphase aus und liegen in Form von Eis vor, was zu einem sprunghaften Anstieg der Dichte festen Materials in dieser Region führt (Hayashi, 1981; Liu u. a., 2017; Qi u. a., 2013). In Analogie dazu kann die Entfernung, die der Curie-Temperatur eines ferromagnetischen Materials entspricht, als Curie-Line bezeichnet werden. An der Curie-Line von Eisen verändert sich dagegen nicht der Aggregatzustand des in der Scheibe befindlichen Eisens, sondern seine magnetische Charakteristik. So ist das vorhandene Eisen innerhalb der Curie-Line paramagnetisch und spürt demnach keinen starken Einfluss des äußeren Magnetfeldes der protoplanetaren Scheibe. Außerhalb der Curie-Line, also in Regionen mit Temperaturen unterhalb der Curie-Temperatur, ist das vorhandene Eisen dagegen ferromagnetisch. Mit 1041 K, was im Minimum Mass Solar Nebula einer Entfernung von etwa 0,07 AU entspricht, liegt die Curie-Line nah dem zentralen Stern im inneren Bereich der protoplanetaren Scheibe. In diesem Bereich, bei Temperaturen um 1000 K, ist nach Johansen und Dorn (2022) auch die selektive Keimbildung von metallischem Eisen möglich. Durch die hohe Oberflächenspannung von Eisen findet dieser Prozess direkt aus der Gasphase statt. Aufgrund der dafür nötigen hohen Übersättigung bildet sich nur eine geringe Zahl nanoskaliger Eisenpartikel aus, die aus einem großen Reservoir an Eisen in der Gasphase schöpfen können. Im Gegensatz zu Silikatkeimen, die im gleichen Temperaturbereich in großer Zahl entstehen, können aus den wenigen Eisenkernen durch Ablagerungswachstum bis zu Zentimeter große Eisenpartikel entstehen. Dies findet seine Analogie bei der Wassereis-Snowline, in deren naher Umgebung wenige Eispartikel eine Größe bis zu einigen Zentimetern erreichen können, während Silikatpartikel der Staubgröße nicht erwachsen und in die Scheibe diffundieren (Hyodo u. a., 2019; Ros u. a., 2019). Aguichine u. a. (2020) legen nahe, dass sich feste Materie in der Nähe von Sublimations- bzw. Kondensationsfronten konzentriert, und finden in ihrem Modell Hinweise darauf, dass die Bildung eisenreicher Regionen einen Einfluss auf die Entstehung von Merkurs großem Eisenkern haben könnte. Zudem ähnelt die Zusammensetzung von sich bildenden Planeten überwiegend den Verhältnissen des zentralen Sterns (Schulze u. a., 2021; Thiabaud u. a., 2015). Auch Adibekyan u. a. (2021) vermuten einen Zusammenhang zwischen der Zusammensetzung der protoplanetaren Scheibe und der Dichte der darin entstehenden Planeten. Sie finden fünf massereichere Merkur-Analogons, die alle Sterne mit hohem Eisenanteil umkreisen. So könnte der in der Scheibe befindliche Eisenanteil auf eine effizientere Planetenbildung hindeuten.

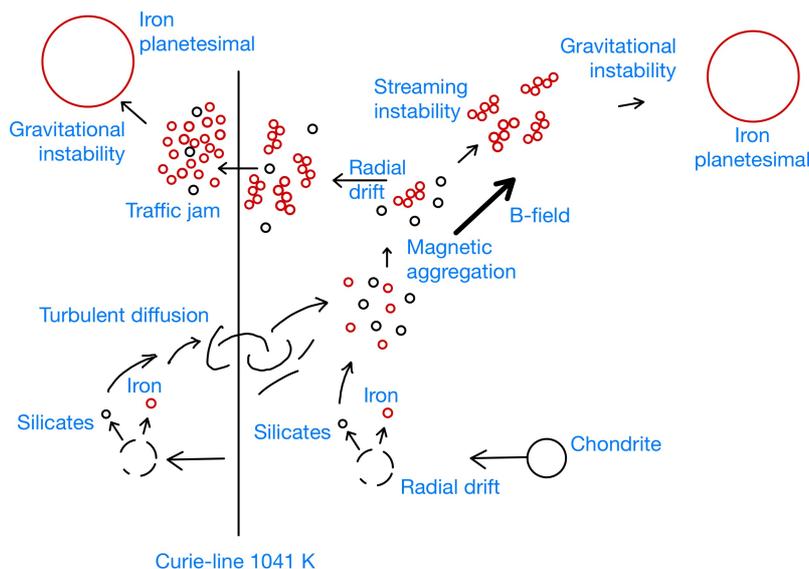


Abbildung 11.1: Schematische Darstellung der Entstehung von Eisenplanetesimalen an der Curie-Line: Chondritisches Material erfährt eine radiale Drift nach innen. Das enthaltene Eisen wird an der Curie-Line zu metallischem Eisen reduziert. Die Curie-Line trennt die magnetische Aggregation im Feld der protoplanetaren Scheibe und die Auflösung bestehender Aggregate. Dadurch bieten sich zwei Möglichkeiten für die Bildung eisenhaltiger Planetesimale. Abbildung aus Bogdan u. a. (2023) entnommen.

Partikel erfahren in der inneren Region nicht nur die radiale Drift zum zentralen Stern, sondern können durch Turbulenzen auch in die entgegengesetzte Richtung diffundieren (Johansen und Dorn, 2022), was ein Überqueren der Curie-Line in beide Richtungen ermöglicht. Somit können also eisenreiche und reine Eisenpartikel sowohl innerhalb als auch außerhalb der Curie-Line angenommen werden. Abbildung ?? zeigt eine schematische Darstellung zweier Szenarien zur Entstehung eisenreicher Planetesimale um die Curie-Line. Außerhalb der Curie-Line kann das dort ferromagnetische Eisen das Magnetfeld der Scheibe spüren und unter dessen Einfluss durch magnetische Dipolwechselwirkung größere Aggregate formen, was in Kruss und Wurm (2018, 2020) beschrieben wird, wobei die Ausprägung des Effekts sowohl von der Magnetfeldstärke als auch vom Eisenanteil in den Aggregaten abhängt. Ein höherer Eisenanteil resultiert in größeren Aggregaten. Im Bereich der Curie-Temperatur, innerhalb 1 AU, können aufgrund des hohen Ionisationsgrades des Gases Felder auf Millitesla-Niveau vorhanden sein (Brauer u. a., 2017; Dudorov und Khaibrakmanov, 2014; McDonough und Yoshizaki, 2021; Wardle, 2007). Damit liegen die für die magnetische Aggregation benötigten Magnetfelder in der Größenordnung der zu erwartenden Werte der Feldstärken. Ist die magnetische Aggregation eisenreicher Partikel im Magnetfeld der Scheibe effizient genug, verschiebt sich die Bouncing Barrier und Aggregate können möglicherweise in den für die Streaming Instability zugänglichen Bereich wachsen (Drażkowska und Dullemond, 2014;

Kruss und Wurm, 2018; Yang u. a., 2017). Damit besteht die direkte Möglichkeit der Entstehung eisenreicher Planetesimale in dieser Region. Reicht die Effizienz nicht aus und die durch magnetische Aggregation gebildeten Aggregate driften wieder nach innen, zerfallen sie beim Überqueren der Curie-Line wieder, da die in Kollisionen wirkenden Kräfte nicht mehr durch magnetische Dipolkräfte kompensiert werden können (Kruss und Wurm, 2018). Auch dieses Phänomen hat seine Analogie bei der Snowline, wo Eispartikel beim Überqueren sublimieren und Staubpartikel freisetzen. Daraus resultiert eine Art Partikelstau, der wiederum zum Einsetzen der Streaming Instability und gravitativer Instabilitäten führen kann (Aly u. a., 2021; Carrera u. a., 2021; Ida und Guillot, 2016; Saito und Sirono, 2011). Auch innerhalb der Curie-Line kommt es durch das Auflösen der Aggregate zu einem Partikelstau und einer hohen Dichte an Eisenpartikeln, infolge derer eisenreiche Planetesimale bevorzugt entstehen können.

In Abbildung ?? als scharfe Linie dargestellt, ist die Curie-Line nach dem Curie-Weiss-Gesetz (vgl. Gleichung (??)) kein sprunghafter Übergang, sondern die Suszeptibilität konvergiert gegen die Curie-Temperatur. An den soeben beschriebenen Mechanismen ändert sich dadurch jedoch nichts. Der eine hohe Dichte eisenreicher Partikel aufweisende Bereich ist dadurch lediglich breiter. Damit markiert die Curie-Line eine Region in der protoplanetaren Scheibe, in der die Streaming Instability oder gravitative Instabilitäten eisenreicher Materie durch große Aggregate oder dichte Wolken ausgelöst werden könnten. Aufgrund der Ansammlung eisenreicher Materie an der Curie-Line und dem Einfluss des Magnetfeldes der protoplanetaren Scheibe dient sie als bevorzugte Region magnetischer Aggregation und somit als Geburtsort für Merkur-ähnliche Planeten. Trägt die Wechselwirkung dieser Planeten mit der Scheibe zur Bildung der ringförmigen Strukturen protoplanetarer Scheiben bei, so könnten diese Merkur-ähnlichen Planeten die Ursache möglicher Ringe in den inneren 1 AU sein, die bislang nicht aufgelöst werden können.

Teil IV

AUSBLICK

Die Messung der Zugfestigkeit und die daraus abgeleiteten Ergebnisse für die Hafteigenschaften chondritischer Materialien in protoplanetaren Scheiben wurden in den vorausgegangenen Kapiteln mithilfe statischer Experimente vorgestellt. Staubpartikel in protoplanetaren Scheiben interagieren jedoch dynamisch miteinander. Hochtemperatur-Kollisionsexperimente stellen daher einen wichtigen Beitrag zur Erschließung des Planetenwachstums und der Entstehung von Planetesimalen dar.

Eine Möglichkeit zur experimentellen Untersuchung von dynamischer Interaktion ist das von Jankowski u. a. (2012) und Kelling u. a. (2014) erstmals zur Untersuchung von Partikelkollisionen im Kontext der Planetenentstehung entwickelte Konzept. Dabei wird sich zunutze gemacht, dass sich unter einem auf einer heißen Oberfläche platzierten, porösen Staubaggregat ein Überdruck bildet, der die Aggregate auf dem dadurch entstehenden Luftpolster schweben lässt. Der zugrunde liegende Mechanismus wird als thermisches Kriechen bezeichnet (Knudsen, 1909; Muntz u. a., 2002) und beschreibt die Gasbewegung von der kalten zur warmen Seite einer Verbindungskapillare, deren Durchmesser unterhalb der mittleren freien Weglänge des umgebenden Gases liegt. Werden die Poren in einem Staubaggregat als Ansammlung solcher Kapillaren betrachtet und das Aggregat von unten geheizt, kann der Gewichtskraft durch den entstehenden Gasfluss entgegengewirkt und das Aggregat levitiert werden. Während Kruss und Wurm (2018, 2020) und Kruss u. a. (2016, 2017) diese experimentelle Methode zur Analyse von Partikelwachstum an der Bouncing Barrier im Magnetfeld der protoplanetaren Scheibe nutzen, untersuchen Demirci u. a. (2017) den Einfluss der Temperatur auf die Aggregation basaltischen Staubs. Dabei finden sie eine starke Korrelation zwischen der maximalen Aggregatgröße bis zum Erreichen der Bouncing Barrier einer Staubprobe und der Temperatur. Das Wachstum unterhalb von 1000 K scheint begünstigt zu sein, während es bei Temperaturen oberhalb von 1000 K unterdrückt wird. Das verwendete Material ist eine Probe aus Mikrometer-großem Basaltstaub, die im Temperaturbereich zwischen 873 K und 1273 K geheizt wurde. Durch den Aufbau bedingt werden die Kollisionen unabhängig von der Heiztemperatur des Probenmaterials bei 900 K beobachtet. Somit lässt sich der Einfluss der durch das Heizen bedingten Variationen in der Zusammensetzung auf die Hafteigenschaften analysieren. Eine Untersuchung des Verhaltens der Staubpartikel in Hochtemperaturkollisionen selbst und der Einfluss von Faktoren wie der Viskosität auf die Hafteigenschaften ist dabei jedoch nicht möglich.

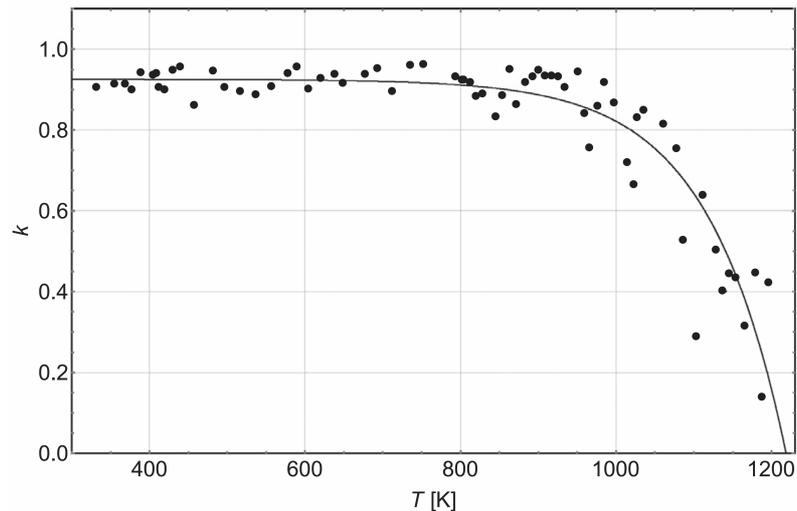


Abbildung 12.1: Restitutionskoeffizient k über Temperatur T für 1 mm große Basaltkugeln. Die Kugeln treffen mit einer Geschwindigkeit von 0,8 m/s auf eine Glasplatte. Abbildung aus Bogdan u. a. (2019) entnommen.

Ein Versuchsaufbau zur Untersuchung von Hochtemperatur-Kollisionen wird in Bogdan u. a. (2019) vorgestellt. Glas- und Basaltkugeln von 1 mm Durchmesser werden in einem Keramikrohr geheizt und nach Erreichen der gewünschten Temperatur auf eine Glasplatte fallen gelassen. Dabei wird der Restitutionskoeffizient k , der das Verhältnis der Geschwindigkeiten vor und nach dem Stoß beschreibt, in Abhängigkeit der Heiztemperatur ermittelt. Oberhalb von 1000 K ist ein deutlicher Abfall des Restitutionskoeffizienten zu beobachten und die Kollisionen werden immer inelastischer. Abbildung ?? zeigt den Restitutionskoeffizienten aufgetragen über die Temperatur für Basaltkugeln mit einer Auftreffgeschwindigkeit von 0,8 m/s. Wird das in der Abbildung mit der Linie dargestellte Potenzgesetz an die Daten angepasst, lassen sich haftende Kollisionen oberhalb von 1200 K vermuten. Der Fokus liegt dabei auf der Untersuchung von Chondren und dem Zusammenschmelzen dieser zu Compound-Chondren. Aufgrund technischer Limitierungen dieses Experiments können solche Temperaturen allerdings nicht erreicht werden. Kollidieren die heißen Kugeln mit einer zweiten heißen Kugel anstelle einer kalten Fläche, sind Änderungen dieser Entwicklung zu erwarten. Der zu vermutende Temperaturbereich für haftende Kollisionen ähnelt dabei dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit gefundenen bevorzugten Bereich für Staubaggregation. Im Kontext der Planetenentstehung wäre die Untersuchung des Einflusses von Oberflächenenergie und Viskosität auf Aggregate bei Hochtemperaturkollisionen interessant. Die Beobachtung haftender Kollisionen zwischen Staubaggregaten und die Erweiterung des von Bogdan u. a. (2019) gemessenen Temperaturbereichs bis zu Temperaturen um 1400 K wäre wünschenswert. Limitierender Faktor der Versuchsanordnung ist jedoch die Viskosität, die bei hohen Temperaturen zum Haften der Probe am Heizmechanismus führt und so ein Fallen der Partikel verhindert.

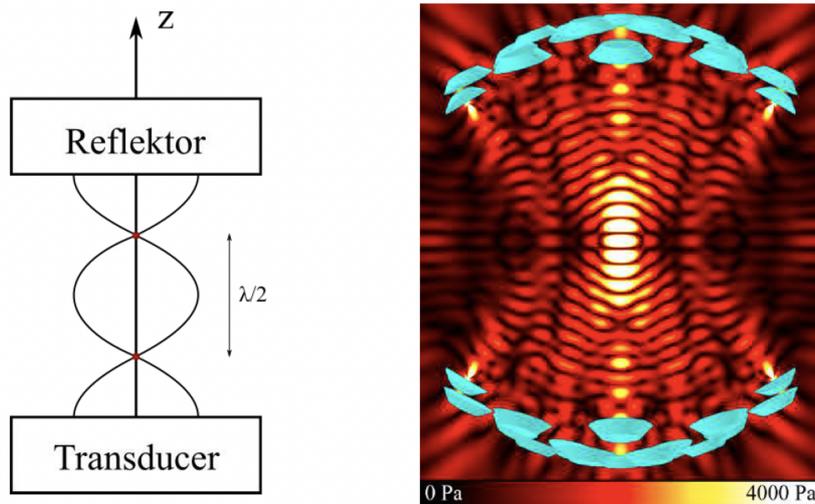


Abbildung 12.2: links: Schematische Darstellung eines einachsigen akustischen Levitators. Eine stehende Welle breitet sich zwischen einem Ultraschallwandler und einem Reflektor aus. Die Knotenpunkte der akustischen Welle im Abstand der halben Wellenlänge λ sind Levitationspunkte. rechts: Akustisches Feld eines akustischen Levitators aus zwei gegenübergestellten Ultraschallwandler-Arrays mit dem Programm AcousticFieldSim simuliert. Abbildungen aus Onyeagusi (2020) entnommen.

12.1 AKUSTISCHE LEVITATION

Eine Möglichkeit der kontaktlosen Untersuchung und Probenpräparation bieten akustische Levitatoren. Grundprinzip der akustischen Levitation ist die Erzeugung stehender, akustischer Wellen, in deren Feld Partikel mit einem Radius R unterhalb der Wellenlänge λ gefangen werden können (Andrade u. a., 2018; Hoshi u. a., 2014; Watanabe u. a., 2018). Abbildung ?? zeigt auf der linken Seite eine schematische Darstellung eines einachsigen akustischen Levitators. Ein Ultraschallwandler und eine Reflektorplatte erzeugen ein akustisches Feld, dessen Knotenpunkte sich als Levitationspunkte ausbilden. Durch die Anordnung mehrerer Ultraschallwandler in einem Array oder durch das Ersetzen der Reflektorplatte durch weitere Ultraschallwandler lassen sich komplexere akustische Felder erzeugen. Eine Anordnung mit zwei gegenüberliegenden Arrays, die aus jeweils 15 in drei konzentrischen Kreisen angeordneten Ultraschallwandlern bestehen, ist auf der rechten Seite der Abbildung ?? gezeigt. In dem simulierten akustischen Druckfeld sind die Knotenpunkte als helle Bereiche dargestellt.

Das gezielte Fallenlassen mehrerer, gleichzeitig levitierter Partikel ermöglicht Kollisionen zwischen den Partikeln untereinander oder mit einem unterhalb des Levitators befindlichen Objekt. Die zur Untersuchung von Hochtemperaturkollisionen benötigten Temperaturen könnten kontaktlos durch die Bestrahlung der levitierten Partikel mit einem fokussierten Laserstrahl erreicht werden. Dabei korreliert die

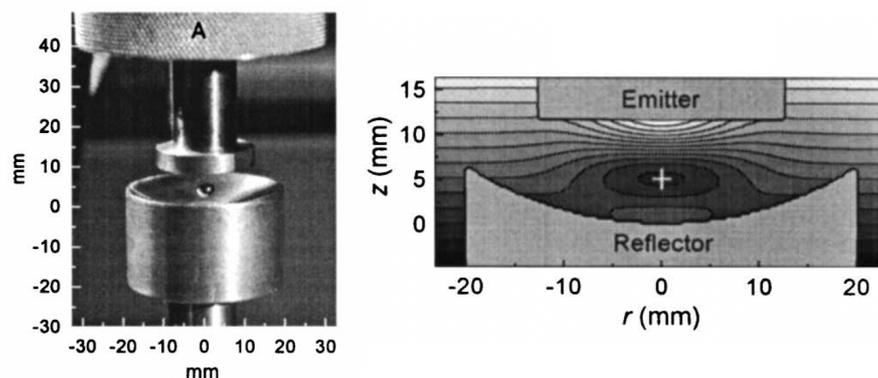


Abbildung 12.3: Foto (links) und schematische Darstellung (rechts) eines optimierten, einachsigen akustischen Levitators. Mit der sphärischen Reflektoroberfläche und einem angepassten Abstand zwischen Emitter und Reflektor kann eine Iridiumkugel von 4 mm Durchmesser im Knotenpunkt levitiert werden. Abbildungen aus Xie u. a. (2002) entnommen.

Temperatur der bestrahlten Probe mit der Laserleistung. Onyeagusi (2020) erweitert eine Array-Anordnung, wie die beispielhaft in Abbildung ?? gezeigte, durch einen Laser, um Basaltkugeln zu heizen. Dabei liegt die maximal erreichte Probentemperatur bei 190°C . Oberhalb dieser Temperatur stellt sich das Heizen als problematisch heraus. Mit steigender Temperatur des Probenpartikels wird auch die das Teilchen umgebende Luft aufgeheizt. Die nach oben steigende, warme Luft übt eine aerodynamische Auftriebskraft auf das Partikel aus, die sich als Störfaktor auswirkt, sodass Konvektion zum Herunterfallen des schwebenden Partikels führt. Ein akustischer Levitator, wie er auf der rechten Seite der Abbildung ?? dargestellt ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und mit einem Laser als Heizmechanismus ergänzt. Die Stabilität der Levitationspunkte reichte dabei nicht aus, um die gewünschten hohen Temperaturen zu erreichen. Das Kreuzen zweier akustischer Levitatoren zur Erhöhung der Stabilität stellte sich als ungeeignet heraus, da die perfekte Überlagerung zweier, durch viele Ultraschallwandler erzeugter, akustischer Felder kaum möglich ist.

Wird anstelle vieler Ultraschallwandler ein einzelner Wandler zusammen mit einem Reflektor zur Erzeugung der stehenden Welle verwendet, ist die Verwendung einer Sonotrode zur Fokussierung des Ultraschalls und der Maximierung der Amplitude der stehenden Welle sinnvoll. Diese stellt eine Erweiterung des Ultraschallwandlers dar und muss entsprechend an dessen Frequenz und Größe angepasst werden (Field und Scheeline, 2007). Die Maße der Sonotrode, die Form des Reflektors sowie der Abstand zwischen diesen beiden Komponenten haben einen signifikanten Einfluss auf die Probenlevitation. Eine erheblich verbesserte Stabilität erreichen Xie u. a. (2002) durch Optimierung der geometrischen Parameter eines einachsigen akustischen Levitators bestehend aus einem einzelnen Ultraschallwandler mit Sonotrode und einem Reflektor. Mit dem in Abbildung ?? dargestellten Aufbau ist die Levitation einer Iridium-Kugel mit einem Durchmesser von 4 mm möglich. Dabei wird die Levitationskraft durch eine kugel-

förmige, reflektierende Oberfläche maximiert (Xie und Wei, 2002). In dieser Anordnung ist das Probenpartikel jedoch derart räumlich in der kugelförmigen Reflektorfläche eingeschränkt, dass die Bestrahlung mit einem Laser nicht mehr realisierbar ist.

Die alleinige Verwendung eines akustischen Levitators scheint daher nicht ausreichend. Um die Partikel auch während des Aufheizvorgangs stabil levitieren zu können, bedarf es einer Erweiterung des Levitationskonzepts.

12.2 AERODYNAMISCHE LEVITATION

Auch aerodynamische Levitatoren erlauben in Kombination mit einem Laser das kontaktlose Heizen von Proben auf hohe Temperaturen. Pack u. a. (2010) stellen einen aerodynamischen Levitator vor, mit dem flüssige Silikattropfen mit einem Durchmesser von etwa 2 mm stabil levitiert werden können. Dabei können mit einem Laser Temperaturen der levitierten Probe von bis zu 3273 K erreicht werden (Landron u. a., 2003). Beitz u. a. (2013) erweitern den in Pack u. a. (2010) vorgestellten Levitator und reichern das zum Levitieren verwendete Gas mit Mikrometer großen Staubpartikeln an, sodass diese bei etwa 1373 K mit einem Millimeter großen Chondren-Analog kollidieren. Damit eignet sich der Versuchsaufbau zur Untersuchung von Chondren und die Chondren umgebenden Akkretionsrändern. Die Beobachtung von Kollisionen zwischen gleich großen Partikeln ist dabei jedoch nicht möglich. Zudem ist auch hier das levitierte Partikel räumlich eingeschränkt, da es in einem Trichter levitiert, der das Fallenlassen aufgeheizter Partikel erschwert.

12.3 AERO-AKUSTISCHE LEVITATION

Weber u. a. (1994) kombinieren aerodynamische und akustische Kräfte und stellen das Konzept eines aero-akustischen Levitators vor. Die Position der Probe wird durch drei Ultraschallwandler-Paare gesteuert. Eine zusätzliche Gasströmung von unten erzeugt aerodynamische Kräfte, durch welche die schwebende Probe gestützt wird. Beim Heizen der Probe durch einen Laserstrahl sorgt die Gasströmung zudem für eine dünne und stabile thermische Grenzschicht, die Instabilitäten durch Konvektion des die Probe umgebenden Gases entgegenwirkt. Somit wird das Herausfallen des Probenpartikels aus dem Levitationspunkt verhindert. Durch dynamisches Anpassen des Gasdurchsatzes während des Aufheizprozesses kann die durch Proben temperatur und -form hervorgerufene Änderung der aerodynamischen Auftriebskraft kompensiert werden. Abbildung ?? zeigt eine schematische Darstellung des aero-akustischen Levitators und dessen wichtigster Komponenten. Mit dieser Anordnung ist das Heizen von Proben mit einem Durchmesser von 2,5 mm bis 4 mm und einer Dichte von bis zu 9 g/cm^3 bei Temperaturen von bis zu 2700 K möglich (Weber u. a., 1994).

Mit einem solchen Aufbau wäre der für die Planetenentstehung interessante Temperaturbereich abgedeckt und das kontaktlose Hei-

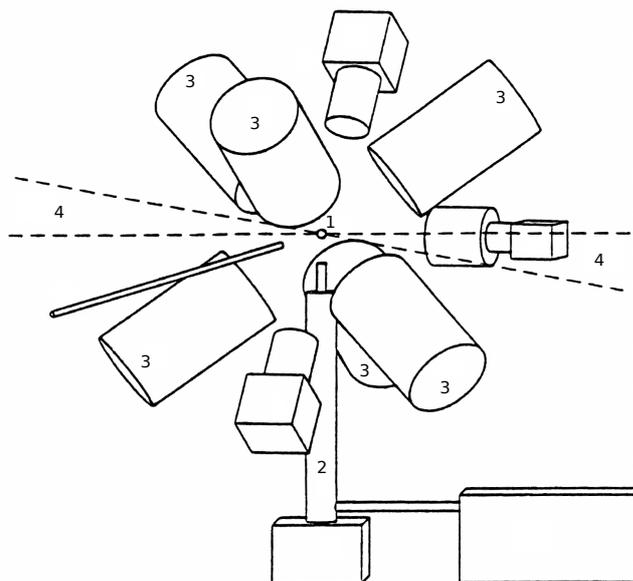


Abbildung 12.4: Schematische Darstellung eines aero-akustischen Levitators. Die wichtigsten Komponenten sind wie folgt beschriftet: (1) levitiertes Probenpartikel, (2) Gasflussröhre und -heizer, (3) dreiachsiger akustischer Levitator und (4) Laserstrahl. Abbildung adaptiert aus Weber u. a. (1996).

zen von sphärischen Probenpartikeln möglich. Das Herausfallen der geheizten Probe aus dem Levitationspunkt könnte durch abruptes Ändern des Gasflusses oder durch einen seitlich auf die Probe gerichteten, weiteren Gasstrom bewirkt werden. Damit sollte die Möglichkeit zur Beobachtung von heißen Kollisionen mit einem festen Objekt gegeben sein. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, dass die Wahl des im aero-akustischen Levitator zur Unterstützung verwendeten Gases durchaus entscheidend ist. Untersuchungen in Vakuum sind aufgrund der aerodynamischen Komponente nicht möglich, jedoch ist die Verwendung von Wasserstoff in großem Umfang bei hohen Temperaturen kritisch. Weber u. a. (1994) führen Untersuchungen in Sauerstoff-, Luft- und Argon-Atmosphäre durch. Mit welchem Gas eine Durchführung möglich ist und die in der protoplanetaren Scheibe herrschenden Bedingungen am ehesten imitiert werden können, sollte eruiert werden. Aufgrund der Komplexität dieser Anordnung und der begrenzten zeitlichen Möglichkeiten würde die Ergänzung der in den vorherigen Kapiteln vorgestellten statischen Messungen um mit einem aero-akustischen Levitator durchgeführte dynamische Messungen den Rahmen dieser Arbeit übersteigen. Der potentielle Aufbau eines solchen aero-akustischen Levitators und die Frage, inwieweit diese Anordnung für Kollisionen zwischen Partikeln untereinander und für das Aufheizen nicht-sphärischer Proben geeignet ist, verbleibt damit für zukünftige Untersuchungen.

12.4 MIKROGRAVITATIONSEXPERIMENTE

Der Vollständigkeit halber sollen auch Mikrogravitationsexperimente nicht unerwähnt bleiben, denn freie Kollisionen lassen sich nicht nur im Labor untersuchen. Die Nutzung von Plattformen wie Fallturm, Parabelflug oder Raumstation ermöglicht die Durchführung von Experimenten ohne den Einfluss der Erdgravitation. Die Dauer der Schwerelosigkeit variiert dabei je nach Plattform zwischen 4,5 Sekunden und mehreren Monaten. Auch die Durchführung von Heizexperimenten ist möglich, wobei der Fokus bereits existierender Arbeiten auf der Entstehung von Chondren liegt (Güttler u. a., 2006; Poppe u. a., 2005; Springborn u. a., 2006). Das von Spahr u. a. (2020) vorgestellte Projekt EXCISS (Experimental Chondrule Formation at the ISS) ist ein Experiment unter Langzeit-Mikrogravitationsbedingungen an Bord der Internationalen Raumstation (ISS). Es befasst sich mit der Entstehung von Chondren durch elektrische Entladungen. Poröse Staubpartikel werden geheizt, indem diese hochenergetischen Bogenentladungen ausgesetzt werden und damit Temperaturen von bis zu 2100 K erreichen. Dies ermöglicht das Schmelzen von Staubpartikeln und deren Vereinigung zu größeren Objekten (Spahr u. a., 2022).

Ein Ausbau dieser Experimente im Hinblick auf die Planetenentstehung im Allgemeinen ist denkbar. So könnten das Aufheizen von Staub und heiße Kollisionen in Mikrogravitationsexperimenten eine Erweiterung der bereits bestehenden Untersuchungen für die Zukunft darstellen. Experimente in Schwerelosigkeit bedürfen jedoch eines eigenen Projektes, welches die finanzielle Grundlage für die Nutzung von Mikrogravitationsplattformen sowie den zeitlichen Rahmen der Experimententwicklung bietet.

Teil V

ABSCHLUSS

FAZIT

Die frühen Phasen der Planetenentstehung werden maßgeblich durch die Hafteigenschaften der in protoplanetaren Scheiben befindlichen Staubpartikel bestimmt (Pinilla u. a., 2021). Können ausreichend große Aggregate wachsen, steigt die Wahrscheinlichkeit der Entstehung von Planetesimalen, die einen wichtigen Zwischenschritt für die Planetenentstehung darstellen. Die Voraussetzungen für Wachstum sind jedoch nicht überall in der Scheibe gleich. Durch die radiale Drift getrieben wandern Partikel aus den kalten äußeren Bereichen der Scheibe in den warmen inneren Teil, wobei sie einen großen Temperaturbereich durchleben. Diese Arbeit befasst sich mit der sich aus dieser Drift ergebenden Entwicklung chondritischen Materials. Dazu wird aus zwei Meteoriten gewonnener, chondritischer Staub steigenden Temperaturen ausgesetzt. Für jede temperierte Probe wird die Zugfestigkeit von Staubaggregaten gemessen und die Zusammensetzung mittels ergänzenden Mößbauerspektroskopiedaten bestimmt, um zu klären, wie und warum sich die Hafteigenschaften in den warmen Regionen protoplanetarer Scheiben ändern.

Im Fokus liegt die bisher noch nicht gut bekannte Rolle des Wassers, das unter Umgebungsbedingungen allgegenwärtig ist. Die Auswirkungen eines variierenden Oberflächenwassergehalts auf die Kontakte zwischen den Körnern werden untersucht und die sich daraus ergebenden Änderungen der Oberflächenenergie nachvollzogen. Dabei stellt sich heraus, dass der Verlust des Oberflächenwassers zu einem starken Anstieg der Oberflächenenergie führt. Im Inneren der protoplanetaren Scheibe bei Temperaturen zwischen 1000 K bis 1300 K scheint das Wachstum von Staubaggregaten begünstigt zu sein. Diese Ergebnisse sind robust innerhalb der im Rahmen dieser Arbeit getesteten Variationen. Weder die Änderung der Ausgangszusammensetzung des Probenmaterials noch die Atmosphäre beim Heizen bewirken dabei eine signifikante Änderung in der Entwicklung der Oberflächenenergie. Dies bekräftigt die Annahme, dass der Temperaturbereich um 1200 K als Hot Spot für die Planetesimalentstehung fungiert (Bogdan u. a., 2020; Pillich u. a., 2021, 2023).

Darüber hinaus hat auch die Magnetisierung des Materials Einfluss auf die Aggregation eisenhaltiger Partikel im Magnetfeld der protoplanetaren Scheibe (Kruss und Wurm, 2018, 2020). Beim Überschreiten der Curie-Temperatur ändern sich die magnetischen Eigenschaften des in den Staubpartikeln befindlichen Eisenanteils von ferromagnetisch zu paramagnetisch. Unterhalb dieser Temperatur können eisenhaltige Partikel im protoplanetaren Magnetfeld größere Aggregate bilden, aus denen eisenreiche Planetesimale entstehen können. Reicht die Effizienz für die Bildung von Planetesimalen nicht aus, sondern driften die Aggregate nach innen, zerfallen sie oberhalb der Curie-Temperatur wieder. Dies kann zu einer hohen Dichte an Eisenpartikeln führen,

infolge derer wiederum bevorzugt eisenreiche Planetesimale entstehen können. Dieser als Curie-Line bezeichnete Übergangsbereich im Inneren der Scheibe kann damit als Geburtsort Merkur-ähnlicher Planeten dienen (Bogdan u. a., 2023).

Sowohl die durch hohe Temperaturen geförderten Hafteigenschaften als auch die durch das Magnetfeld der protoplanetaren Scheibe unterstützte magnetische Aggregation erhöhen die Wahrscheinlichkeit der Aggregation und des Wachstums von Staubaggregaten bei Temperaturen um und oberhalb von 1000 K. Ab 1300 K nimmt die Größe der Partikel selbst zu, wodurch Aggregate instabiler werden, bis oberhalb von 1400 K das Kollisionswachstum zum Erliegen kommt. Für die Beobachtung heißer Kollisionen stellt die aero-akustische Levitation eine vielversprechende Möglichkeit dar, deren Implementation und Erweiterung in weiterführenden Experimenten nachgegangen werden könnte. Die hohen Temperaturen im inneren Bereich protoplanetarer Scheiben bieten also günstige Bedingungen für die Planetesimalentstehung, womit die inneren 1 AU als relevant im Kontext der Entstehung von Planetesimalen und folglich von Planeten angesehen werden können.

LITERATURVERZEICHNIS

- Adibekyan, V., C. Dorn, S. G. Sousa, N. C. Santos, B. Bitsch, G. Israelian, C. Mordasini, S. C. C. Barros, E. Delgado Mena, O. D. S. Demangeon u. a. (2021). „A compositional link between rocky exoplanets and their host stars“. In: *Science* 374.6565, S. 330–332.
- Aguichine, A., O. Mousis, B. Devouard und T. Ronnet (2020). „Rocklines as cradles for refractory solids in the protosolar nebula“. In: *The Astrophysical Journal* 901.2, S. 97.
- Aly, H., J.-F. Gonzalez, R. Nealon, C. Longarini, G. Lodato und D. J. Price (2021). „Dust traffic jams in inclined circumbinary protoplanetary discs—I. Morphology and formation theory“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 508.2, S. 2743–2757.
- Andrade, M. A. B., T. S. A. Camargo und A. Marzo (2018). „Automatic contactless injection, transportation, merging, and ejection of droplets with a multifocal point acoustic levitator“. In: *Review of Scientific Instruments* 89.12, S. 125105.
- Andrews, S. M., J. Huang, L. M. Pérez, A. Isella, C. P. Dullemond, N. T. Kurtovic, V. V. Guzmán, J. M. Carpenter, D. J. Wilner, S. Zhang u. a. (2018). „The disk substructures at high angular resolution project (DSHARP). I. Motivation, sample, calibration, and overview“. In: *The Astrophysical Journal Letters* 869.2, S. L41.
- Armitage, P. J. (2020). *Astrophysics of planet formation*. Cambridge University Press.
- Asphaug, E. und A. Reufer (2014). „Mercury and other iron-rich planetary bodies as relics of inefficient accretion“. In: *Nature Geoscience* 7.8, S. 564–568.
- Auffinger, J. und G. Laibe (2018). „Linear growth of streaming instability in pressure bumps“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 473.1, S. 796–805.
- Bahlburg, H. und C. Breitkreuz (2018). *Grundlagen der Geologie*. Springer-Verlag.
- Bai, X.-N. und J. M. Stone (2010). „Dynamics of solids in the midplane of protoplanetary disks: Implications for planetesimal formation“. In: *The Astrophysical Journal* 722.2, S. 1437.
- Balbus, S. A. und J. F. Hawley (1991). „A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I-Linear analysis. II-Nonlinear evolution“. In: *The Astrophysical Journal* 376, S. 214–233.
- Barb, D. (1980). *Grundlagen und Anwendungen der Mössbauerspektroskopie*. Hrsg. von W. Meisel. De Gruyter.
- Beitz, E., C. Güttler, J. Blum, T. Meisner, J. Teiser und G. Wurm (2011). „Low-velocity collisions of centimeter-sized dust aggregates“. In: *The Astrophysical Journal* 736.1, S. 34.
- Beitz, E., J. Blum, R. Mathieu, A. Pack und D. C. Hezel (2013). „Experimental investigation of the nebular formation of chondrule rims and the formation of chondrite parent bodies“. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta* 116, S. 41–51.

- Benz, W., W. L. Slattery und A. G. W. Cameron (1988). „Collisional stripping of Mercury’s mantle“. In: *Icarus* 74.3, S. 516–528.
- Bertrang, G. H.-M., M. Flock und S. Wolf (2017). „Magnetic fields in protoplanetary discs: from MHD simulations to ALMA observations“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 464.1, S. L61–L64.
- Birnstiel, T., C. P. Dullemond und F. Brauer (2010). „Gas- and dust evolution in protoplanetary disks“. In: *Astronomy & Astrophysics* 513, A79.
- Bischoff, A. und K. Keil (1983). „Ca–Al-rich chondrules and inclusions in ordinary chondrites“. In: *Nature* 303.5918, S. 588–592.
- Bischoff, D., C. Kreuzig, D. Haack, B. Gundlach und J. Blum (2020). „Sticky or not sticky? Measurements of the tensile strength of microgranular organic materials“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 497.3, S. 2517–2528.
- Bitsch, B., A. Johansen, M. Lambrechts und A. Morbidelli (2015). „The structure of protoplanetary discs around evolving young stars“. In: *Astronomy & Astrophysics* 575, A28.
- Bjerkeli, P., M. H. D. van der Wiel, D. Harsono, J. P. Ramsey und J. K. Jørgensen (2016). „Resolved images of a protostellar outflow driven by an extended disk wind“. In: *Nature* 540.7633, S. 406–409.
- Blevins, S. M., K. M. Pontoppidan, A. Banzatti, K. Zhang, J. R. Najita, J. S. Carr, C. Salyk und G. A. Blake (2016). „Measurements of water surface snow lines in classical protoplanetary disks“. In: *The Astrophysical Journal* 818.1, S. 22.
- Blum, J. und G. Wurm (2000). „Experiments on sticking, restructuring, and fragmentation of preplanetary dust aggregates“. In: *Icarus* 143.1, S. 138–146.
- Bogdan, T., J. Teiser, N. Fischer, M. Kruss und G. Wurm (2019). „Constraints on compound chondrule formation from laboratory high-temperature collisions“. In: *Icarus* 319, S. 133–139.
- Bogdan, T., C. Pillich, J. Landers, H. Wende und G. Wurm (2020). „Drifting inwards in protoplanetary discs I Sticking of chondritic dust at increasing temperatures“. In: *Astronomy & Astrophysics* 638, A151.
- (2023). „The Curie line in protoplanetary disks and the formation of Mercury-like planets“. In: *Astronomy & Astrophysics* 670, A6.
- Borlina, C. S., B. P. Weiss, J. F. J. Bryson, X.-N. Bai, E. A. Lima, N. Chatterjee und E. N. Mansbach (2021). „Paleomagnetic evidence for a disk substructure in the early solar system“. In: *Science Advances* 7.42, eabj6928.
- Brauer, R., S. Wolf und M. Flock (2017). „Magnetic fields in circumstellar disks-The potential of Zeeman observations“. In: *Astronomy & Astrophysics* 607, A104.
- Braukmüller, N., F. Wombacher, D. C. Hezel, R. Escoube und C. Münker (2018). „The chemical composition of carbonaceous chondrites: Implications for volatile element depletion, complementarity and alteration“. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta* 239, S. 17–48.
- Cameron, A. G. W. (1985). „The partial volatilization of Mercury“. In: *Icarus* 64.2, S. 285–294.

- Carrera, D., J. B. Simon, R. Li, K. A. Kretke und H. Klahr (2021). „Protoplanetary disk rings as sites for planetesimal formation“. In: *The Astronomical Journal* 161.2, S. 96.
- Charnoz, S., G. Avice, R. Hyodo, F. C. Pignatale und M. Chaussidon (2021). „Forming pressure traps at the snow line to isolate isotopic reservoirs in the absence of a planet“. In: *Astronomy & Astrophysics* 652, A35.
- Chokshi, A., A. G. G. M. Tielens und D. Hollenbach (1993). „Dust coagulation“. In: *The Astrophysical Journal* 407, S. 806–819.
- Cournede, C., J. Gattacceca, M. Gounelle, P. Rochette, B. P. Weiss und B. Zanda (2015). „An early solar system magnetic field recorded in CM chondrites“. In: *Earth and Planetary Science Letters* 410, S. 62–74.
- Cuello, N., J.-F. Gonzalez und F. C. Pignatale (2016). „Effects of photophoresis on the dust distribution in a 3D protoplanetary disc“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 458.2, S. 2140–2149.
- De Pater, I. und J. J. Lissauer (2015). *Planetary sciences*. Cambridge University Press.
- Deckers, J. und J. Teiser (2014). „Macroscopic dust in protoplanetary disks—from growth to destruction“. In: *The Astrophysical Journal* 796.2, S. 99.
- Delage, T. N., S. Okuzumi, M. Flock, P. Pinilla und N. Dzyurkevich (2022). „Steady-state accretion in magnetized protoplanetary disks“. In: *Astronomy & Astrophysics* 658, A97.
- Demirci, T., J. Teiser, T. Steinpilz, J. Landers, S. Salamon, H. Wende und G. Wurm (2017). „Is there a temperature limit in planet formation at 1000 K?“ In: *The Astrophysical Journal* 846.1, S. 48.
- Dominik, C. und A. G. G. M. Tielens (1997). „The physics of dust coagulation and the structure of dust aggregates in space“. In: *The Astrophysical Journal* 480.2, S. 647.
- Donati, J.-F., F. Paletou, J. Bouvier und J. Ferreira (2005). „Direct detection of a magnetic field in the innermost regions of an accretion disk“. In: *Nature* 438.7067, S. 466–469.
- Drażkowska, J. und Y. Alibert (2017). „Planetesimal formation starts at the snow line“. In: *Astronomy & Astrophysics* 608, A92.
- Drażkowska, J. und C. P. Dullemond (2014). „Can dust coagulation trigger streaming instability?“ In: *Astronomy & Astrophysics* 572, A78.
- Dudorov, A. E. und S. A. Khaibrakhmanov (2014). „Fossil magnetic field of accretion disks of young stars“. In: *Astrophysics and Space Science* 352.1, S. 103–121.
- Dullemond, C. P., T. Birnstiel, J. Huang, N. Kurtovic, S. M. Andrews, V. V. Guzmán, L. M. Pérez, A. Isella, Z. Zhu, M. Benisty u. a. (2018). „The disk substructures at high angular resolution project (DS-HARP). VI. Dust trapping in thin-ringed protoplanetary disks“. In: *The Astrophysical Journal Letters* 869.2, S. L46.
- Dullemond, C. P., A. Isella, S. M. Andrews, I. Skobleva und N. Dzyurkevich (2020). „Midplane temperature and outer edge of the protoplanetary disk around HD 163296“. In: *Astronomy & Astrophysics* 633, A137.

- Dwight, K., N. Menyuk und D. Smith (1958). „Further Development of the Vibrating-Coil Magnetometer“. In: *Journal of Applied Physics* 29.3, S. 491–492.
- Ebel, D. S. (2006). „Condensation of Rocky Material in Astrophysical Environments“. In: *Meteorites and the Early Solar System II*. Hrsg. von D. S. LaRetta und H. Y. McSween, S. 253.
- Ebel, D. S. und C. M. O’D. Alexander (2011). „Equilibrium condensation from chondritic porous IDP enriched vapor: Implications for Mercury and enstatite chondrite origins“. In: *Planetary and Space Science* 59.15, S. 1888–1894.
- Ebel, D. S. und S. T. Stewart (2018). „The Elusive Origin of Mercury“. In: *Mercury: The View after MESSENGER*. Hrsg. von S. C. Solomon, L. R. Nittler und B. J. Anderson. Cambridge: Cambridge University Press, 497–515.
- Field, C. R. und A. Scheeline (2007). „Design and implementation of an efficient acoustically levitated drop reactor for in stillo measurements“. In: *Review of Scientific Instruments* 78.12, S. 125102.
- Foner, S. (1956). „Hall effect and magnetic properties of Armco iron“. In: *Physical Review* 101.6, S. 1648.
- (1959). „Versatile and sensitive vibrating-sample magnetometer“. In: *Review of Scientific Instruments* 30.7, S. 548–557.
- Fouchet, L., J.-F. Gonzalez und S. T. Maddison (2010). „Planet gaps in the dust layer of 3D protoplanetary disks-I. Hydrodynamical simulations of T Tauri disks“. In: *Astronomy & Astrophysics* 518, A16.
- Franco, P., A. Izidoro, O. C. Winter, K. S. Torres und A. Amarante (2022). „Explaining mercury via a single giant impact is highly unlikely“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 515.4, S. 5576–5586.
- Frantseva, K., D. Nesvorný, M. Mueller, Floris FS van der Tak, I. L. ten Kate und P. Pokorný (2022). „Exogenous delivery of water to Mercury“. In: *Icarus*, S. 114980.
- Fu, R. R., P. Kehayias, B. P. Weiss, D. L. Schrader, X.-N. Bai und J. B. Simon (2020). „Weak magnetic fields in the outer solar nebula recorded in CR chondrites“. In: *Journal of Geophysical Research: Planets* 125.5, e2019JE006260.
- Gundlach, B., S. Kiliyas, E. Beitz und J. Blum (2011). „Micrometer-sized ice particles for planetary-science experiments – I. Preparation, critical rolling friction force, and specific surface energy“. In: *Icarus* 214.2, S. 717–723.
- Gundlach, B., K. P. Schmidt, C. Kreuzig, D. Bischoff, F. Rezaei, S. Kothe, J. Blum, B. Grzesik und E. Stoll (2018). „The tensile strength of ice and dust aggregates and its dependence on particle properties“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 479.1, S. 1273–1277.
- Gütlich, P. (1970). „Physikalische Methoden in der Chemie: Mößbauer-Spektroskopie I“. In: *Chemie in unserer Zeit* 4.5, S. 133–144.
- Güttler, C., T. Poppe, J. Blum, T. Springborn und J. Wasson (2006). „Experiments on Chondrule Formation by "Lightning"“. In: *Meteoritics and Planetary Science Supplement* 41, S. 5124.

- Haffert, S. Y., A. J. Bohn, J. De Boer, I-A. G. Snellen, J. Brinchmann, J. H. Girard, C. U. Keller und R. Bacon (2019). „Two accreting protoplanets around the young star PDS 70“. In: *Nature Astronomy* 3.8, S. 749–754.
- Haisch Jr, K. E., E. A. Lada und C. J. Lada (2001). „Disk frequencies and lifetimes in young clusters“. In: *The Astrophysical Journal* 553.2, S. L153.
- Harrison, R. E., L. W. Looney, I. W. Stephens, Z.-Y. Li, R. Teague, R. M. Crutcher, H. Yang, E. G. Cox, M. Fernández-López und H. Shinnaga (2021). „ALMA CN Zeeman Observations of AS 209: Limits on Magnetic Field Strength and Magnetically Driven Accretion Rate“. In: *The Astrophysical Journal* 908.2, S. 141.
- Hartmann, L., G. Herczeg und N. Calvet (2016). „Accretion onto pre-main-sequence stars“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 54, S. 135–180.
- Hauck, S. A. u. a. (2013). „The curious case of Mercury’s internal structure“. In: *Journal of Geophysical Research: Planets* 118.6, S. 1204–1220.
- Haworth, T. J., J-S. Kim, A. J. Winter, D. C. Hines, C. J. Clarke, A. D. Sellek, G. Ballabio und K. R. Stapelfeldt (2021). „Proplyds in the flame nebula NGC 2024“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 501.3, S. 3502–3514.
- Hayashi, C. (1981). „Structure of the solar nebula, growth and decay of magnetic fields and effects of magnetic and turbulent viscosities on the nebula“. In: *Progress of Theoretical Physics Supplement* 70, S. 35–53.
- Hayashi, C., K. Nakazawa und Y. Nakagawa (1985). „Formation of the solar system“. In: *Protostars and Planets II*, S. 1100–1153.
- Hendler, N., I. Pascucci, P. Pinilla, M. Tazzari, J. Carpenter, R. Malhotra und L. Testi (2020). „The evolution of dust disk sizes from a homogeneous analysis of 1–10 Myr old stars“. In: *The Astrophysical Journal* 895.2, S. 126.
- Hoshi, T., Y. Ochiai und J. Rekimoto (2014). „Three-dimensional non-contact manipulation by opposite ultrasonic phased arrays“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 53.7S, 07KE07.
- Huang, J., S. M. Andrews, C. P. Dullemond, A. Isella, L. M. Pérez, V. V. Guzmán, K. I. Öberg, Z. Zhu, S. Zhang, X.-N. Bai u. a. (2018). „The disk substructures at high angular resolution project (DSHARP). II. Characteristics of annular substructures“. In: *The Astrophysical Journal Letters* 869.2, S. L42.
- Hubbard, A. (2014). „Explaining Mercury’s density through magnetic erosion“. In: *Icarus* 241, S. 329–335.
- Husmann, T., C. Loesche und G. Wurm (2016). „Self-sustained recycling in the inner dust ring of pre-transitional disks“. In: *The Astrophysical Journal* 829.2, S. 111.
- Hutchison, M. A. und C. J. Clarke (2021). „Dust delivery and entrainment in photoevaporative winds“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 501.1, S. 1127–1142.
- Hyodo, R., S. Ida und S. Charnoz (2019). „Formation of rocky and icy planetesimals inside and outside the snow line: effects of diffusion,

- sublimation, and back-reaction". In: *Astronomy & Astrophysics* 629, A90.
- Ida, S. und T. Guillot (2016). „Formation of dust-rich planetesimals from sublimated pebbles inside of the snow line". In: *Astronomy & Astrophysics* 596, S. L3.
- Jacquet, E. (2020). *Meteorites*. Hrsg. von M. Gargaud, W. M. Irvine, R. Amils, P. Claeys, H. J. Cleaves, M. Gerin, D. Rouan, T. Spohn, S. Tirard und M. Viso. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, S. 1–11. ISBN: 978-3-642-27833-4.
- Jankowski, T., G. Wurm, T. Kelling, J. Teiser, W. Sabolo, P. J. Gutiérrez und I. Bertini (2012). „Crossing barriers in planetesimal formation: The growth of mm-dust aggregates with large constituent grains". In: *Astronomy & Astrophysics* 542, A80, A80.
- Jiang, H. und C. W. Ormel (2021). „Survival of ALMA rings in the absence of pressure maxima". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 505.1, S. 1162–1179.
- Johansen, A. und C. Dorn (2022). „Nucleation and growth of iron pebbles explains the formation of iron-rich planets akin to Mercury". In: *Astronomy & Astrophysics* 662, A19.
- Johansen, A., J. S. Oishi, M.-M. Mac Low, H. Klahr, T. Henning und A. Youdin (2007). „Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks". In: *Nature* 448.7157, S. 1022–1025.
- Johansen, A., B. Blum, H. Tanaka, C. Ormel, M. Bizzarro und H. Rickman (2014). „The Multifaceted Planetesimal Formation Process". In: *Protostars and Planets VI*. University of Arizona Press.
- Johnson, K. L., K. Kendall und A. D. Roberts (1971). „Surface Energy and the Contact of Elastic Solids". In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 324.1558, S. 301–313. ISSN: 00804630. (Besucht am 01.09.2022).
- Jungmann, F. und G. Wurm (2021). „Observation of bottom-up formation for charged grain aggregates related to pre-planetary evolution beyond the bouncing barrier". In: *Astronomy & Astrophysics* 650, A77.
- Jungmann, F., T. Steinpilz, J. Teiser und G. Wurm (2018). „Sticking and restitution in collisions of charged sub-mm dielectric grains". In: *Journal of Physics Communications* 2.9, S. 095009.
- Kant, I. (1755). *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels, nach Newtonischen Grundsätzen abgehandelt*.
- Katsuragi, H. und J. Blum (2018). „Impact-induced energy transfer and dissipation in granular clusters under microgravity conditions". In: *Physical Review Letters* 121.20, S. 208001.
- Kelling, T., G. Wurm und M. Köster (2014). „Experimental study on bouncing barriers in protoplanetary disks". In: *The Astrophysical Journal* 783.2, S. 111.
- Keppler, M., M. Benisty, A. Müller, T. Henning, R. Van Boekel, F. Cantalloube, C. Ginski, R. G. Van Holstein, A.-L. Maire, A. Pohl u. a. (2018). „Discovery of a planetary-mass companion within the gap of the transition disk around PDS 70". In: *Astronomy & Astrophysics* 617, A44.

- Kimura, H., K. Wada, H. Senshu und H. Kobayashi (2015). „Cohesion of amorphous silica spheres: Toward a better understanding of the coagulation growth of silicate dust aggregates“. In: *The Astrophysical Journal* 812.1, S. 67.
- Klahr, H., T. Pfeil und A. Schreiber (2018). „Instabilities and Flow Structures in Protoplanetary Disks: Setting the Stage for Planetesimal Formation“. In: *Handbook of Exoplanets*. Springer International Publishing, S. 2251–2286.
- Kleine, T. und J. F. Rudge (2011). „Chronometry of meteorites and the formation of the Earth and Moon“. In: *Elements* 7.1, S. 41–46.
- Knudsen, M. (1909). „Eine Revision der Gleichgewichtsbedingung der Gase. Thermische Molekularströmung“. In: *Annalen der Physik* 336, S. 205–229.
- Kopitzki, K. und P. Herzog (1989). *Einführung in die Festkörperphysik*. Bd. 4. Springer.
- Kothe, S., C. Güttler und J. Blum (2010). „The physics of protoplanetary dust agglomerates. V. Multiple impacts of dusty agglomerates at velocities above the fragmentation threshold“. In: *The Astrophysical Journal* 725.1, S. 1242.
- Krauss, O. und G. Wurm (2005). „Photophoresis and the pile-up of dust in young circumstellar disks“. In: *The Astrophysical Journal* 630.2, S. 1088.
- Krot, A. N., K. Keil, E. R. D. Scott, C. A. Goodrich und M. K. Weisberg (2007). „1.05 - Classification of Meteorites“. In: *Treatise on Geochemistry*. Hrsg. von H. D. Holland und K. K. Turekian. Oxford: Pergamon, S. 1–52. ISBN: 978-0-08-043751-4.
- (2014). „Classification of meteorites and their genetic relationships“. In: *Meteorites and cosmochemical processes* 1, S. 1–63.
- Kruss, M. und G. Wurm (2018). „Seeding the formation of Mercurys: an iron-sensitive bouncing barrier in disk magnetic fields“. In: *The Astrophysical Journal* 869.1, S. 45.
- (2020). „Composition and size dependent sorting in preplanetary growth: seeding the formation of Mercury-like planets“. In: *The Planetary Science Journal* 1.1, S. 23.
- Kruss, M., T. Demirci, M. Koester, T. Kelling und G. Wurm (2016). „Failed growth at the bouncing barrier in planetesimal formation“. In: *The Astrophysical Journal* 827.2, S. 110.
- Kruss, M., J. Teiser und G. Wurm (2017). „Growing into and out of the bouncing barrier in planetesimal formation“. In: *Astronomy & Astrophysics* 600, A103.
- Kuwahara, A., H. Kurokawa, T. Tanigawa und S. Ida (2022). „Dust ring and gap formation by gas flow induced by low-mass planets embedded in protoplanetary disks-I. Steady-state model“. In: *Astronomy & Astrophysics* 665, A122.
- Lam, K. W. F., S. Csizmadia, N. Astudillo-Defru, X. Bonfils, D. Gandolfi, S. Padovan, M. Esposito, C. Hellier, T. Hirano, J. Livingston u. a. (2021). „GJ 367b: A dense, ultrashort-period sub-Earth planet transiting a nearby red dwarf star“. In: *Science* 374.6572, S. 1271–1275.

- Landron, C., L. Hennem, D. Thiaudiere, D. L. Price und G. N. Greaves (2003). „Structure of liquid oxides at very high temperatures“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 199, S. 481–488.
- Lang, K. R. (2011). *The Cambridge guide to the solar system*. Cambridge University Press.
- Lee, V., S. R. Waitukaitis, M. Z. Miskin und H. M. Jaeger (2015). „Direct observation of particle interactions and clustering in charged granular streams“. In: *Nature Physics* 11.9, S. 733–737.
- Lesur, G., B. Ercolano, M. Flock, M.-K. Lin, C.-C. Yang, J. A. Barranco, P. Benitez-Llambay, J. Goodman, A. Johansen, H. Klahr u. a. (2022). „Hydro-, Magnetohydro-, and Dust-Gas Dynamics of Protoplanetary Disks“. In: *arXiv preprint arXiv:2203.09821*.
- Levy, E. H. (1978). „Magnetic field in the primitive solar nebula“. In: *Nature* 276.5687, S. 481.
- Li, M., S. Huang, M. I. Petaev, Z. Zhu und J. H. Steffen (2020). „Dust condensation in evolving discs and the composition of planetary building blocks“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 495.3, S. 2543–2553.
- Li, R., Y.-X. Chen und D. N. C. Lin (2022). „Dust accumulation near the magnetospheric truncation of protoplanetary discs around T Tauri stars“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 510.4, S. 5246–5265.
- Liu, C.-J., Z. Yao und W.-B. Ding (2017). „The snowline in the protoplanetary disk and extrasolar planets“. In: *Research in Astronomy and Astrophysics* 17.8, S. 078.
- Long, F., P. Pinilla, G. J. Herczeg, D. Harsono, G. Dipierro, I. Pascucci, N. Hendler, M. Tazzari, E. Ragusa, C. Salyk u. a. (2018). „Gaps and Rings in an ALMA Survey of Disks in the Taurus Star-forming Region“. In: *The Astrophysical Journal* 869.1, S. 17.
- MacPherson, G. J. (2003). „Calcium-aluminum-rich inclusions in chondritic meteorites“. In: *Treatise on Geochemistry* 1, S. 711.
- Mannings, V., A. Boss und S. Russell (2000). „Protostars and Planets IV“. In: *Icarus* 143.1, S. 1.
- Margot, J.-L., S. A. Hauck II, E. Mazarico, S. Padovan und S. J. Peale (2018). „Mercury’s internal structure“. In: *Mercury: The View after MESSENGER* 21, S. 85.
- Martin, R. G. und M. Livio (2012). „On the evolution of the snow line in protoplanetary discs“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 425.1, S. L6–L9.
- Maurel, C., B. P. Weiss und J. F. J. Bryson (2019). „Meteorite cloudy zone formation as a quantitative indicator of paleomagnetic field intensities and cooling rates on planetesimals“. In: *Earth and Planetary Science Letters* 513, S. 166–175.
- Mayor, M. und D. Queloz (1995). „A Jupiter-mass companion to a solar-type star“. In: *Nature* 378.6555, S. 355–359.
- McCoy, T. J. (2010). „Mineralogical evolution of meteorites“. In: *Elements* 6.1, S. 19–23.

- McDonough, W. F. und T. Yoshizaki (2021). „Terrestrial planet compositions controlled by accretion disk magnetic field“. In: *Progress in Earth and Planetary Science* 8.1, S. 1–12.
- Meibom, A. und B. E. Clark (1999). „Evidence for the insignificance of ordinary chondritic material in the asteroid belt“. In: *Meteoritics & Planetary Science* 34.1, S. 7–24.
- Meisner, T., G. Wurm und J. Teiser (2012). „Experiments on centimeter-sized dust aggregates and their implications for planetesimal formation“. In: *Astronomy & Astrophysics* 544, A138.
- Meisner, T., G. Wurm, J. Teiser und M. Schywek (2013). „Preplanetary scavengers: Growing tall in dust collisions“. In: *Astronomy & Astrophysics* 559, A123.
- Miotello, A., I. Kamp, T. Birnstiel, L. I. Cleeves und A. Kataoka (2022). „Setting the Stage for Planet Formation: Measurements and Implications of the Fundamental Disk Properties“. In: *arXiv preprint arXiv:2203.09818*.
- Morbidelli, A., J. I. Lunine, D. P. O'Brien, S. N. Raymond und K. J. Walsh (2012). „Building Terrestrial Planets“. In: *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 40.1, S. 251–275.
- Mößbauer, R. L. (1970). *Resonanzspektroskopie von Gammastrahlung*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, S. 22–30.
- Muntz, E. P., Y. Sone, K. Aoki, S. Vargo und M. Young (2002). „Performance analysis and optimization considerations for a Knudsen compressor in transitional flow“. In: *Journal of Vacuum Science Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 20.1, S. 214–224.
- Nagaashi, Y., T. Aoki und A. M. Nakamura (2021). „Cohesion of regolith: Measurements of meteorite powders“. In: *Icarus* 360, S. 114357.
- Nittler, L. R., R. D. Starr, S. Z. Weider, T. J. McCoy, W. V. Boynton, D. S. Ebel, C. M. Ernst, L. G. Evans, J. O. Goldsten, D. K. Hamara u. a. (2011). „The major-element composition of Mercury's surface from MESSENGER X-ray spectrometry“. In: *Science* 333.6051, S. 1847–1850.
- Noack, L. und M. Lasbleis (2020). „Parameterisations of interior properties of rocky planets-An investigation of planets with Earth-like compositions but variable iron content“. In: *Astronomy & Astrophysics* 638, A129.
- Norton, O. R. (2002). *The Cambridge encyclopedia of meteorites*.
- Okrusch, M. und S. Matthes (2014). *Eine Einführung in die spezielle Mineralogie, Petrologie und Lagerstättenkunde*. Springer.
- Okuzumi, S., H. Tanaka, H. Kobayashi und K. Wada (2012). „Rapid coagulation of porous dust aggregates outside the snow line: A pathway to successful icy planetesimal formation“. In: *The Astrophysical Journal* 752.2, S. 106.
- Omura, T. und A. M. Nakamura (2017). „Experimental study on compression property of regolith analogues“. In: *Planetary and Space Science* 149, S. 14–22.
- Onyeagusi, F. C. (2020). „Realisierung verschiedener Variationen akustischer Levitatoren für die kontaktlose Untersuchung von mm-Partikeln“. In: *Masterarbeit an der Universität Duisburg-Essen, Fakultät für Physik*.

- Ormel, C. W. und J. N. Cuzzi (2007). „Closed-form expressions for particle relative velocities induced by turbulence“. In: *Astronomy & Astrophysics* 466.2, S. 413–420.
- Paardekooper, S.-J. und G. Mellema (2004). „Planets opening dust gaps in gas disks“. In: *Astronomy & Astrophysics* 425.1, S. L9–L12.
- Pack, A., K. Kremer, N. Albrecht, K. Simon und A. Kronz (2010). „Description of an aerodynamic levitation apparatus with applications in Earth sciences“. In: *Geochemical transactions* 11.1, S. 1–16.
- Papaloizou, J. und D. N. C. Lin (1984). „On the tidal interaction between protoplanets and the primordial solar nebula. I-Linear calculation of the role of angular momentum exchange“. In: *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 285, Oct. 15, 1984, p. 818-834. 285, S. 818–834.
- Peplowski, P. N., L. G. Evans, S. A. Hauck, T. J. McCoy, W. V. Boynton, J. J. Gillis-Davis, D. S. Ebel, J. O. Goldsten, D. K. Hamara, D. J. Lawrence u. a. (2011). „Radioactive elements on Mercury’s surface from MESSENGER: Implications for the planet’s formation and evolution“. In: *Science* 333.6051, S. 1850–1852.
- Pillich, C., T. Bogdan, J. Landers, G. Wurm und H. Wende (2021). „Drifting inwards in protoplanetary discs - II. The effect of water on sticking properties at increasing temperatures“. In: *Astronomy & Astrophysics* 652, A106.
- Pillich, C., T. Bogdan, J. Tasto, J. Landers, G. Wurm und H. Wende (2023). „Composition and Sticking of Hot Chondritic Dust in a Protoplanetary Hydrogen Atmosphere“. In: *The Planetary Science Journal* 4.10, S. 195.
- Pinilla, P., C. T. Lenz und S. M. Stammer (2021). „Growing and trapping pebbles with fragile collisions of particles in protoplanetary disks“. In: *Astronomy & Astrophysics* 645, A70, A70.
- Podolak, M. und S. Zucker (2004). „A note on the snow line in protostellar accretion disks“. In: *Meteoritics & Planetary Science* 39.11, S. 1859–1868.
- Poppe, T., T. Springborn, J. Blum und J. Wasson (2005). „Simulation of chondrule formation by flash melting of porous charges and cooling during free fall“. In: *Meteoritics and Planetary Science Supplement* 40, S. 5323.
- Qi, C., K. I. Öberg, D. J. Wilner, P. d’Alessio, E. Bergin, S. M. Andrews, G. A. Blake, M. R. Hogerheijde und E. F. Van Dishoeck (2013). „Imaging of the CO snow line in a solar nebula analog“. In: *Science* 341.6146, S. 630–632.
- Rappaport, S., R. Sanchis-Ojeda, L. A. Rogers, A. Levine und J. N. Winn (2013). „The Roche limit for close-orbiting planets: Minimum density, composition constraints, and application to the 4.2 hr planet KOI 1843.03“. In: *The Astrophysical Journal Letters* 773.1, S. L15.
- Raymond, S. N. und A. Izidoro (2017). „Origin of water in the inner Solar System: Planetesimals scattered inward during Jupiter and Saturn’s rapid gas accretion“. In: *Icarus* 297, S. 134–148.
- Roques, F. und J. Schneider (2022). *The Extrasolar Planets Encyclopaedia*. www.exoplanet.eu, abgerufen am 05.12.2022.

- Ros, K., A. Johansen, I. Riipinen und D. Schlessinger (2019). „Effect of nucleation on icy pebble growth in protoplanetary discs“. In: *Astronomy & Astrophysics* 629, A65.
- Rumpf, H. C. H. (1970). „Zur Theorie der Zugfestigkeit von Agglomeraten bei Kraftübertragung an Kontaktpunkten“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 42.8, S. 538–540.
- Saito, E. und S.-i. Sirono (2011). „Planetesimal formation by sublimation“. In: *The Astrophysical Journal* 728.1, S. 20.
- San Sebastián, I. L., A. Dolff, J. Blum, M. G. Parisi und S. Kothe (2020). „The tensile strength of compressed dust samples and the catastrophic disruption threshold of pre-planetary matter“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 497.2, S. 2418–2424.
- Sanchis, E., L. Testi, A. Natta, S. Facchini, C. F. Manara, A. Miotello, B. Ercolano, T. Henning, T. Preibisch, J. M. Carpenter u. a. (2021). „Measuring the ratio of the gas and dust emission radii of protoplanetary disks in the Lupus star-forming region“. In: *Astronomy & Astrophysics* 649, A19.
- Santerne, A., B. Brugger, D. J. Armstrong, V. Adibekyan, J. Lillo-Box, H. Gosselin, A. Aguichine, J.-M. Almenara, D. Barrado, S. C. C. Barros u. a. (2018). „An Earth-sized exoplanet with a Mercury-like composition“. In: *Nature Astronomy* 2.5, S. 393–400.
- Schaffer, N., C.-C. Yang und A. Johansen (2018). „Streaming instability of multiple particle species in protoplanetary disks“. In: *Astronomy & Astrophysics* 618, A75.
- Schib, O., C. Mordasini, N. Wenger, G.-D. Marleau und R. Helled (2021). „The influence of infall on the properties of protoplanetary discs—Statistics of masses, sizes, lifetimes, and fragmentation“. In: *Astronomy & Astrophysics* 645, A43.
- Schulze, J. G., J. Wang, J. A. Johnson, B. S. Gaudi, C. T. Unterborn und W. R. Panero (2021). „On the Probability That a Rocky Planet’s Composition Reflects Its Host Star“. In: *The Planetary Science Journal* 2.3, S. 113.
- Scott, E. R. D. und A. N. Krot (2005). „Chondritic Meteorites and the High-Temperature Nebular Origins of Their Components“. In: *Chondrites and the Protoplanetary Disk*. Hrsg. von A. N. Krot, E. R. D. Scott und B. Reipurth. Bd. 341. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, S. 15.
- Simon, J. B., P. J. Armitage, R. Li und A. N. Youdin (2016). „The mass and size distribution of planetesimals formed by the streaming instability. I. The role of self-gravity“. In: *The Astrophysical Journal* 822.1, S. 55.
- Sinukoff, E., A. W. Howard, E. A. Petigura, B. J. Fulton, I. J. M. Crossfield, H. Isaacson, E. Gonzales, J. R. Crepp, J. M. Brewer, L. Hirsch u. a. (2017). „K2-66b and K2-106b: two extremely hot sub-Neptune-size planets with high densities“. In: *The Astronomical Journal* 153.6, S. 271.
- Smith, D. E., M. T. Zuber, R. J. Phillips, S. C. Solomon, S. A. Hauck, F. G. Lemoine, E. Mazarico, G. A. Neumann, S. J. Peale, J.-L. Margot u. a. (2012). „Gravity field and internal structure of Mercury from MESSENGER“. In: *Science* 336.6078, S. 214–217.

- Smith, D. O. (1956). „Development of a vibrating-coil magnetometer“. In: *Review of Scientific Instruments* 27.5, S. 261–268.
- Smith, W. O., Paul D. Foote und P. F. Busang (1929). „Packing of Homogeneous Spheres“. In: *Phys. Rev.* 34 (9), S. 1271–1274.
- Spahr, D., T. E. Koch, D. Merges, A. A. Beck, B. Bohlender, J. M. Carlsson, O. Christ, s. Fujita, P.-T. Genzel, J. Kerscher u. a. (2020). „A chondrule formation experiment aboard the ISS: Experimental set-up and test experiments“. In: *Icarus* 350, S. 113898.
- Spahr, D., T. E. Koch, D. Merges, L. Bayarjargal, P.-T. Genzel, O. Christ, F. Wilde, F. E. Brenker und B. Winkler (2022). „A chondrule formation experiment aboard the ISS: microtomography, scanning electron microscopy and Raman spectroscopy on Mg₂SiO₄ dust aggregates“. In: *Physics and Chemistry of Minerals* 49.5, S. 10.
- Spohn, T., F. Sohl, K. Wiczerkowski und V. Conzelmann (2001). „The interior structure of Mercury: what we know, what we expect from BepiColombo“. In: *Planetary and Space Science* 49.14-15, S. 1561–1570.
- Springborn, T., T. Poppe, C. Güttler, J. Blum und J. Wasson (2006). „Analogous Experiments on Chondrule Formation Using Rapid IR-Laser Heating“. In: *Meteoritics and Planetary Science Supplement* 41, S. 5123.
- Squire, J. und P. F. Hopkins (2018). „Resonant drag instabilities in protoplanetary discs: the streaming instability and new, faster growing instabilities“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 477.4, S. 5011–5040.
- Steinpilz, T., J. Teiser und G. Wurm (2019). „Sticking Properties of Silicates in Planetary Formation Revisited“. In: *The Astrophysical Journal* 874.1, S. 60.
- Steinpilz, T., K. Joeris, F. Jungmann, D. Wolf, L. Brendel, J. Teiser, T. Shinbrot und G. Wurm (2020). „Electrical charging overcomes the bouncing barrier in planet formation“. In: *Nature Physics* 16.2, S. 225–229.
- Stewart, S. T., Z. M. Leinhardt und M. Humayun (März 2013). „Giant Impacts, Volatile Loss, and the K/Th Ratios on the Moon, Earth, and Mercury“. In: *44th Annual Lunar and Planetary Science Conference*. Lunar and Planetary Science Conference, S. 2306.
- Teiser, J. und G. Wurm (2009a). „Decimetre dust aggregates in protoplanetary discs“. In: *Astronomy & Astrophysics* 505.1, S. 351–359.
- (2009b). „High-velocity dust collisions: forming planetesimals in a fragmentation cascade with final accretion“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 393.4, S. 1584–1594.
- Teiser, J., M. Küpper und G. Wurm (2011a). „Impact angle influence in high velocity dust collisions during planetesimal formation“. In: *Icarus* 215.2, S. 596–598.
- Teiser, J., I. Engelhardt und G. Wurm (2011b). „Porosities of protoplanetary dust agglomerates from collision experiments“. In: *The Astrophysical Journal* 742.1, S. 5.
- Thiabaud, A., U. Marboeuf, Y. Alibert, I. Leya und K. Mezger (2015). „Elemental ratios in stars vs planets“. In: *Astronomy & Astrophysics* 580, A30.

- Trapman, L., G. Rosotti, A. D. Bosman, M. R. Hogerheijde und E. F. Van Dishoeck (2020). „Observed sizes of planet-forming disks trace viscous spreading“. In: *Astronomy & Astrophysics* 640, A5.
- Trieloff, M. und H. Palme (2006). „The origin of solids in the early Solar System“. In: *Planet Formation*. Hrsg. von H. Klahr und W. Brandner. Cambridge: Cambridge University Press, 64–89.
- Turner, N. J., S. Fromang, C. Gammie, H. Klahr, G. Lesur, M. Wardle und X.-N. Bai (2014). „Transport and accretion in planet-forming disks“. In: *Protostars and Planets VI* 411.
- Urey, H. C. und H. Craig (1953). „The composition of the stone meteorites and the origin of the meteorites“. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta* 4.1-2, S. 36–82.
- Van Schmus, W. R. und J. A. Wood (1967). „A chemical-petrologic classification for the chondritic meteorites“. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta* 31.5, S. 747–765.
- Wada, K., H. Tanaka, T. Suyama, H. Kimura und T. Yamamoto (2009). „Collisional growth conditions for dust aggregates“. In: *The Astrophysical Journal* 702.2, S. 1490.
- Wada, K., H. Tanaka, S. Okuzumi, H. Kobayashi, T. Suyama, H. Kimura und T. Yamamoto (2013). „Growth efficiency of dust aggregates through collisions with high mass ratios“. In: *Astronomy & Astrophysics* 559, A62.
- Wagner, F. W., F. Sohl, H. Hussmann, M. Grott und H. Rauer (2011). „Interior structure models of solid exoplanets using material laws in the infinite pressure limit“. In: *Icarus* 214.2, S. 366–376.
- Wardle, M. (2007). „Magnetic fields in protoplanetary disks“. In: *Astrophysics and Space Science* 311.1, S. 35–45.
- Wasson, J. T. (1985). „Meteorites: their record of early solar-system history“. In: *New York: Freeman*.
- Watanabe, A., K. Hasegawa und Y. Abe (2018). „Contactless fluid manipulation in air: Droplet coalescence and active mixing by acoustic levitation“. In: *Scientific reports* 8.1, S. 10221.
- Weber, J. K. R., D. S. Hampton, D. R. Merkley, C. A. Rey, M. M. Zatarski und P. C. Nordine (1994). „Aero-acoustic levitation: a method for containerless liquid-phase processing at high temperatures“. In: *Review of scientific instruments* 65.2, S. 456–465.
- Weber, J. K. R., J. J. Felten, B. Cho und P. C. Nordine (1996). „Design and performance of the aero-acoustic levitator“. In: *Journal of The Japan Society of Microgravity Application* 13.1, S. 27.
- Wegener, H. (1966). *Der Mössbauer-Effekt und seine Anwendungen in Physik und Chemie*. ger. Mannheim.
- Weidenschilling, S. J. (1977). „Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 180.2, S. 57–70.
- Weidenschilling, S. J. und J. N. Cuzzi (1993). „Formation of planetesimals in the solar nebula“. In: *Protostars and planets III*, S. 1031–1060.
- Weidling, R., C. Güttler, J. Blum und F. Brauer (2009). „The physics of protoplanetary dust agglomerates. III. Compaction in multiple collisions“. In: *The Astrophysical Journal* 696.2, S. 2036.

- Weisberg, M. K., T. J. McCoy, A. N. Krot u. a. (2006). „Systematics and evaluation of meteorite classification“. In: *Meteorites and the early solar system II* 19, S. 19–52.
- Weiss, B. P., X.-N. Bai und R. R. Fu (2021). „History of the solar nebula from meteorite paleomagnetism“. In: *Science advances* 7.1, ea-ba5967.
- Windmark, F., T. Birnstiel, C. Güttler, J. Blum, C. P. Dullemond und T. Henning (2012). „Planetesimal formation by sweep-up: how the bouncing barrier can be beneficial to growth“. In: *Astronomy & Astrophysics* 540, A73.
- Wolf, W. P. (1957). „Force on an anisotropic paramagnetic crystal in an inhomogeneous magnetic field“. In: *Journal of Applied Physics* 28.7, S. 780–781.
- Wood, J. A. (2000). „Pressure and Temperature Profiles in the Solar Nebula“. In: *Space Science Reviews* 92.1, S. 87–93.
- Wurm, G. und J. Teiser (2021). „Understanding planet formation using microgravity experiments“. In: *Nature Reviews Physics* 3.6, S. 405–421.
- Wurm, G., G. Paraskov und O. Krauss (2005). „Growth of planetesimals by impacts at 25 m/s“. In: *Icarus* 178.1, S. 253–263.
- Wurm, G., M. Tieloff und H. Rauer (2013). „Photophoretic separation of metals and silicates: The formation of Mercury-like planets and metal depletion in chondrites“. In: *The Astrophysical Journal* 769.1, S. 78.
- Xiao, L., R. Niu und H. Zhang (2017). „Time evolution of the water snowline in viscous discs“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 467.3, S. 2869–2878.
- Xie, W. J. und B. Wei (2002). „Dependence of acoustic levitation capabilities on geometric parameters“. In: *Physical Review E* 66.2, S. 026605.
- Xie, W. J., C. D. Cao, Y. J. Lü und B. Wei (2002). „Levitation of iridium and liquid mercury by ultrasound“. In: *Physical review letters* 89.10, S. 104304.
- Yang, C.-C., A. Johansen und D. Carrera (2017). „Concentrating small particles in protoplanetary disks through the streaming instability“. In: *Astronomy & Astrophysics* 606, A80.
- Youdin, A. N. und J. Goodman (2005). „Streaming instabilities in protoplanetary disks“. In: *The Astrophysical Journal* 620.1, S. 459.
- Zanda, B. (2004). „Chondrules“. In: *Earth and Planetary Science Letters* 224.1, S. 1–17. ISSN: 0012-821X.
- Zeng, L., S. B. Jacobsen, D. D. Sasselov, M. I. Petaev, A. Vanderburg, M. Lopez-Morales, J. Perez-Mercader, T. R. Mattsson, G. Li, M. Z. Heising u. a. (2019). „Growth model interpretation of planet size distribution“. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 116.20, S. 9723–9728.
- Zhang, K., G. A. Blake und E. A. Bergin (2015). „Evidence of fast pebble growth near condensation fronts in the HL Tau protoplanetary disk“. In: *The Astrophysical Journal Letters* 806.1, S. L7.
- Zhang, K. u. a. (2021). „Molecules with ALMA at Planet-forming Scales (MAPS). V. CO Gas Distributions“. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 257.1, 5, S. 5.

- Zsom, A., C. W. Ormel, C. Güttler, J. Blum und C. P. Dullemond (2010).
„The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders,
or planetesimals?-II. Introducing the bouncing barrier“. In: *Astro-
nomy & Astrophysics* 513, A57.
- de Beule, C., J. Landers, S. Salamon, H. Wende und G. Wurm (2017).
„Planetesimal Formation in the Warm, Inner Disk: Experiments
with Tempered Dust“. In: *The Astrophysical Journal* 837.1, S. 59.

DANKSAGUNG

Sechs Jahre nun schon sind verronnen,
seit ich in der AG begonnen.
Erst Bachelor und dann Master schreiben,
ich hatte Glück und durfte bleiben.
Der Abschluss ist jetzt nicht mehr weit,
drum möcht ich danken für die Zeit.

Hab viel gelernt in diesen Tagen
und stets ein freundlich Mensch sich fand,
der bei Problemen oder Fragen
mit Rat und Tat zur Seite stand.

Nicht nur in Pausen mit viel Witz,
auch in der Freizeit auf dem Sitz
des Rads, beim Fußball oder Wein,
bei Regen wie bei Sonnenschein,
beim Cachen gern auf neuen Wegen
fand ich hier mehr als nur Kollegen.

Werd gern und oft erinnern mich,
die Zeit mir viel bedeutet.
Von Herzen allen danke ich,
die mich dabei begleitet!

SELBSTSTÄNDIGKEITSERKLÄRUNG

Hiermit versichere ich, dass diese Dissertation von mir selbstständig verfasst wurde. Alle Quellen und verwendeten Hilfsmittel sind als solche kenntlich gemacht, ebenso alle Zitate. Die Dissertation wird nur in diesem Promotionsverfahren eingereicht. Es wird der Doktorgrad Dr. rer. nat angestrebt.

Ort, Datum

Tabea Bogdan

DuEPublico

Duisburg-Essen Publications online

UNIVERSITÄT
DUISBURG
ESSEN

Offen im Denken

ub | universitäts
bibliothek

Diese Dissertation wird via DuEPublico, dem Dokumenten- und Publikationsserver der Universität Duisburg-Essen, zur Verfügung gestellt und liegt auch als Print-Version vor.

DOI: 10.17185/duepublico/81264

URN: urn:nbn:de:hbz:465-20231201-143624-1

Alle Rechte vorbehalten.