

# Schallausbreitung in Kometen-relevantem Material

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität zu Köln

vorgelegt von

*Dipl.-Phys. Michael Kretschmer*

aus *Hockenheim*

6. Dezember 2000

*Angefertigt am Institut für Raumsimulation  
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)  
51170 Köln*



**Berichtersteller:**

*Prof. Dr. F.M. Neubauer,  
Prof. Dr. D. Möhlmann*

**Tag der mündlichen Prüfung:**

*28. Februar 2001*



# ZUSAMMENFASSUNG

Kometen stellen eine einzigartige Möglichkeit dar, das Material, aus dem vor ca. 4,5 Milliarden Jahren das Sonnensystem – und damit auch die Erde – entstanden ist, zu untersuchen, da sie dieses Material seit damals in großer Entfernung zur Sonne bei Weltraumkälte konserviert haben. Die ROSETTA-Mission der ESA, benannt nach dem ‘Rosetta-Stein’, der die Entschlüsselung der altägyptischen Hieroglyphen ermöglichte, startet im Jahr 2003 zu einem *Rendez-vous* mit dem Kometen 46P/Wirtanen. Dort wird ein Lander auf der Oberfläche des Kometenkerns aufsetzen und zum ersten Mal kometares Material *in situ* analysieren. U.a. wird dabei das SESAME/CASSE-Instrument erstmalig mittels akustischer Sondierung die Eigenschaften und Strukturen der Kometenmaterie ermitteln. Wie hier gezeigt wird, liefert die Messung der Geschwindigkeiten von Kompressions-, Scher- und Oberflächen- (Rayleigh-)Wellen elastische Material-Parameter wie Poisson-Zahl, Elastizitätsmodul und Bruchfestigkeit. Da man auf der Kometenoberfläche eine poröse Eis-Mineralstaub-Mischung erwartet, wurden dafür repräsentative, poröse, wie granulare Materialien (Sand, Kies, Staub, Eis, Aerogel, etc.) im Labor akustisch untersucht. Die beabsichtigte Messmethode von CASSE konnte verifiziert werden; die Ergebnisse flossen in die Entwicklung des Instruments ein und dienen der Interpretation der in der Mission gelieferten Daten. Im besonderen wurde versucht, einen Zusammenhang zwischen akustisch- und strukturell-mechanischen Größen zu finden. Hierzu wurden verschiedene Modelle zur Schallausbreitung in porösem, bzw. granularem Material vorgestellt, entwickelt und mit den Messergebnissen verglichen. Besonders die Veränderung der Schallgeschwindigkeit in granularem Eis mit der Zeit, d.h. mit wachsender Versinterung, wurde untersucht und dafür ein spezielles Verfahren zur Herstellung monodisperser Eiskugeln entwickelt. Auffällig war bei allen untersuchten porösen Materialien die starke Verlangsamung des Schalls bis auf wenige Prozent der Geschwindigkeit im nicht-porösen Medium. Eine mögliche Erklärung hierfür konnte durch akustische Vielfachstreuung an den Korngrenzen gegeben und mit Hilfe von Computersimulationen nachvollzogen werden.

# ABSTRACT

Comets present the unique opportunity to investigate the material which formed, 4.5 billion years ago, the solar system and the earth. Since that time the material was conserved far away from the sun in the cold of space. The ROSETTA Mission of the European Space Agency (ESA), named after the Rosetta Stone, that enabled the deciphering of the ancient Egyptian writing, will be launched in 2003 to *rendez-vous* with comet 46P/Wirtanen. In orbit around the comet's nucleus the ROSETTA LANDER will descend to the surface to the first ever *in situ* analysis of the cometary material. SESAME/CASSE, one of several lander instruments, will be the first to investigate properties and structure of the surface and sub-surface material by acoustic sounding. As shown here, the measuring of the velocities of acoustic compressional, shear and surface (Rayleigh) waves provides the elastic properties of the material, as Poisson's Ratio, Young's Modulus and strength parameters. Since we expect to find a porous ice-dust-mixture on the surface of a comet, some representative porous and granular media, such as sand, mineral dust, ice, aerogel, etc., have been acoustically investigated. The possibility of the acoustic method of CASSE was confirmed, the results influenced the development of the instrument and enable the interpretation of the acquired data to come. Especially the relationship of acoustic and structural mechanic properties was a subject of interest. Several models of the sound propagation process in porous and granular media were introduced, developed and compared to the experimental data. To investigate especially the dependence of the sound velocity on elapsing time, i.e. on the sintering state of granular ice, a method of preparing monodisperse ice spheres was developed. A result of all these measurements was that the sound velocities of porous and granular media are only a fraction of the velocities in the compact materials. A possible explanation could be found in the multiple scattering of acoustic waves by the grain boundaries. This effect was shown in computer simulations.

# INHALTSVERZEICHNIS

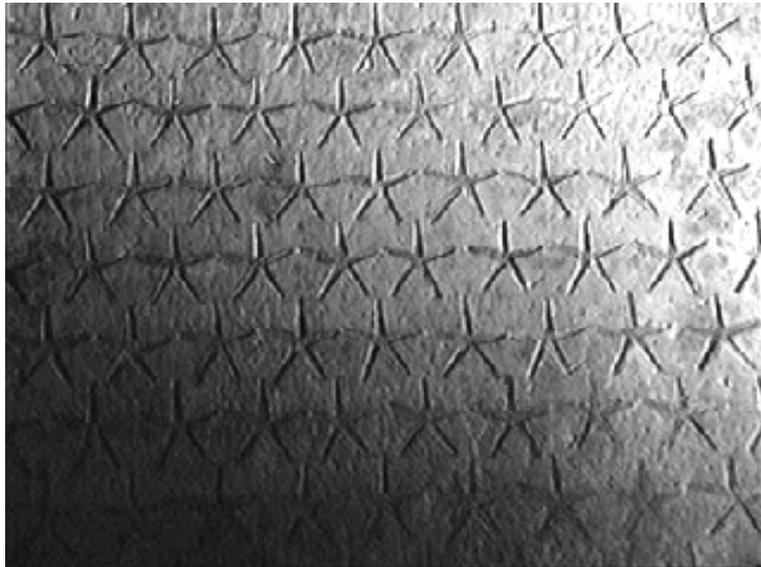
<b>1. Einleitung</b> . . . . .	1
1.1 Kometen in der Geschichte . . . . .	1
1.2 Das heutige Interesse an Kometen . . . . .	4
1.2.1 Nukleus und Aktivität . . . . .	5
1.2.2 Die Kometenoberfläche . . . . .	6
1.2.3 Regolith und Substrukturen . . . . .	9
1.3 Weltraum-Missionen zu Kometen . . . . .	12
<b>2. Die ROSETTA-Mission</b> . . . . .	15
2.1 Der Stein von Rosette . . . . .	15
2.2 Missionsprofil . . . . .	16
2.3 46P/Wirtanen . . . . .	18
2.4 Das Instrument CASSE . . . . .	20
2.4.1 Aufbau . . . . .	20
2.4.2 Abstrahlcharakteristik der FüÙe . . . . .	26
2.4.3 Elektronik . . . . .	27
2.4.4 Betriebsmodi . . . . .	29
Passiver Betrieb . . . . .	29
Aktiver Betrieb . . . . .	30
2.5 Ziele dieser Arbeit . . . . .	31
<b>3. Schallausbreitung im Festkörper</b> . . . . .	33
3.1 Einführung . . . . .	33
3.1.1 Der Elastizitätstensor . . . . .	33

---

3.1.2	Zweikomponentige und poröse Medien . . . . .	34
3.1.3	Die Bewegungsgleichungen . . . . .	36
3.1.4	Elastische Wellen im porösen Festkörper . . . . .	37
3.2	Sonderfälle . . . . .	40
3.2.1	Schall in Kohlekörnchen . . . . .	40
3.2.2	Kraftfluss im granularen Medium . . . . .	41
3.2.3	Oberflächenwellen . . . . .	42
3.2.4	Dünne Platten – Das ‘Eierschalenmodell’ . . . . .	44
<b>4.</b>	<b>Untersuchungen an kometen-relevantem Material . . . . .</b>	<b>47</b>
4.1	Daten aus der Literatur . . . . .	47
4.2	Messanordnung . . . . .	50
4.3	Mineralischer Staub: Dunit . . . . .	52
4.4	Sand und Kies . . . . .	55
4.4.1	Materialparameter und Schallgeschwindigkeit . . . . .	55
4.4.2	Einfluss des Poren-Gasdrucks . . . . .	55
4.5	Aerogel . . . . .	56
4.5.1	Schallgeschwindigkeit . . . . .	57
4.5.2	Einfluss des Poren-Gasdrucks . . . . .	57
4.6	‘Swampy’ . . . . .	59
4.7	Eis . . . . .	60
4.7.1	Sintern . . . . .	60
4.7.2	Kometar-Analoges Material . . . . .	63
4.7.3	Vergleich mit Grönlandeis . . . . .	63
4.7.4	Zeitabhängigkeit und Sintern . . . . .	65
4.7.5	Einfluss des Staubanteils . . . . .	66
4.7.6	Langzeitbeobachtung von kompaktem Eis . . . . .	67
4.7.7	Elektrische Leitfähigkeit . . . . .	67
4.7.8	Temperaturabhängigkeit von $E$ . . . . .	70
4.8	Zusammenfassung der Messergebnisse . . . . .	71

---

<b>5. Modelle</b> . . . . .	75
5.1 Experimente . . . . .	76
5.1.1 Kugelmkette . . . . .	77
Hertz'sche Theorie . . . . .	78
Harte Materialien: Glas . . . . .	78
Weiche Materialien: Gummi . . . . .	79
5.1.2 Gekerbte Stäbe . . . . .	81
5.1.3 Eiskugeln . . . . .	84
Herstellung monodisperser Eiskugeln . . . . .	84
Sinterabhängige Schallgeschwindigkeit . . . . .	85
Federketten-Modell . . . . .	87
5.2 Computer-Simulation . . . . .	88
5.2.1 Die Software . . . . .	89
5.2.2 Ergebnisse . . . . .	90
5.2.3 Diskussion . . . . .	90
5.3 Streuung von Wellen . . . . .	93
<b>6. Zusammenfassung</b> . . . . .	97
<b>A. IAU-Bezeichnungssystem für Kometen</b> . . . . .	101
<b>B. Zusammenstellung verwendeter Variablen</b> . . . . .	103
<b>C. Die Inschrift auf dem Rosetta-Stein</b> . . . . .	105
<b>Literaturverzeichnis</b> . . . . .	112
<b>Anlagen</b> . . . . .	113



*... der über seine Feinde triumphiert, der das gesittete Leben der Menschen wiederhergestellt hat, Herr der Dreißig-Jahr-Feiern, gerecht wie PTAH der Große, ein König dem RA gleich, großer König der Oberen und Unteren Länder [Ägyptens], ... dem die Sonne Sieg gegeben hat, das lebende Ebenbild des AMUN, Sohn der Sonne, PTOLEMAIOS.\**

## Kapitel 1

# EINLEITUNG

### 1.1 Kometen in der Geschichte

Eine der frühesten Darstellungen des gestirnten Himmels findet sich im antiken Ägypten in der Grabkammer der Pyramide des UNAS (2380–2350 v.Chr., Abbildung links). Neben einer praktischen Nutzung der Sterne als pünktliche Ankündigung der jährlichen, Fruchtbarkeit bringenden Nilschwemme durch den ersten morgendlichen Aufgang von Sirius sind hier auch erstmals kosmologische Deutungen des himmlischen Geschehens wiedergegeben. Sehr lange Zeit konnte das Firmament nur mit dem bloßen Auge betrachtet und erforscht werden. In Ermangelung besserer Beobachtungsmöglichkeiten wurden die unverständlichen Vorgänge am Himmel mystifiziert und mit den Ereignissen auf der Erde in Korrelation gesetzt. So wurden Sonne, Mond, die Fixsterne und die regelmäßige Bahnen ziehenden Planeten mit Göttern oder den Ahnen besetzt. In Ägypten etwa spielten hierbei die nördlichen, zirkumpolaren Sterne eine besondere Rolle als der Ort, an den der KA, die Seele des verstorbenen Königs, wandert [Bel82] [Kee65].

Kometen (‘Haarsterne’, vom griechischen ‘κομήτης’, ‘langhaarig’, ‘gefiedert’, bzw. lateinischen ‘COMA’ für Haupthaar) hingegen erschienen (und erscheinen) unregelmäßig am Himmel und folgen zumeist Bahnen, die sich völlig von denen der Planeten unterscheiden. Sie schienen sich nicht an die Gesetzmäßigkeiten der himmlischen Sphären zu halten und damit die göttliche Ordnung des Himmels zu stören. Sie wurden daher als schlechtes Omen, als Verkünder von Unheil, Umstürzen und Katastrophen aller Art angesehen.

---

\* Teil der Inschrift auf dem Stein von Rosette. Hierzu und zu den folgenden Kapiteln siehe Anhang C.

Dies änderte sich auch nicht in historischen Zeiten, wie z.B. die Erscheinung des Halley'schen Kometen im Jahr 1066 zeigt, die zugegebenermaßen sehr eindrucksvoll gewesen sein muss: Der Komet passierte die Erde damals einen Monat nach dem sonnennächsten Punkt seiner elliptischen Bahn (Perihel) in nur 0,1 Astronomischen Einheiten (AE, Abstand Erde – Sonne: ca. 150 Millionen km) und wurde dadurch von einem Tag auf den anderen am Morgenhimmel sichtbar. Auf dem Wandteppich von Bayeux ist die Szene festgehalten, wie der Anblick des Schweifsterns König Harold II. von England auf seinem Thron erschreckt wanken lässt; mit Recht, wie es scheint: Wurde doch noch im selben Jahr England von den Normannen erobert und der König in der Schlacht von Hastings getötet. Aus der Sicht des Normannenführers William dürfte jedoch der Komet nicht gerade ein Unglückszeichen gewesen sein.

Über die kosmische Natur der Kometen war man sich auch in der griechischen Antike nicht im klaren; Aristoteles hielt sie für 'Ausdünstungen der Erde', also für ein meteorologisches Phänomen. Erst der Fortschritt in der Mathematik und der Himmelsmechanik, sowie die Verbesserung der Beobachtungstechnik durch Teleskop und Spektrometer brachten wesentlich neues. Tycho Brahe (1546–1601) fand 1577 durch Triangulation, dass Kometen den 'translunaren' Sphären angehören und nicht etwa meteorologische Objekte sind. 1705 gelang es Sir Edmond Halley (1656–1742) unter Zuhilfenahme der Newton'schen Mechanik nachzuweisen, dass Kometen planetare (d.h. nicht-selbstleuchtende, sonnenumrundende) Körper sind, die sich wie die großen Planeten auf – allerdings sehr exzentrischen – Ellipsen um die Sonne bewegen. Damit wurden die Bahnen von Kometen berechenbar; Halley erkannte anhand der Bahnparameter (sonnenfernster Punkt (Aphel) 36 AE, Umlaufszeit ca. 76 Jahre, u.a.), dass der von ihm 1682 beobachtete Komet identisch ist mit den Kometen von 1531 und 1607, und wagte eine Vorhersage der Wiederkehr im Jahr 1759. Tatsächlich erschien der Komet in diesem Jahr wieder am Himmel, was Halley allerdings nicht mehr erleben sollte. Ihm zu Ehren wurde jedoch der Komet von da an 'Halley's Komet' genannt. Diese Tradition wurde bis heute beibehalten; ein neu entdeckter Komet erhält jeweils den Namen des Erstbeobachters. (Seit 1995 existiert eine systematischere Bezeichnungsvorschrift, die auch im Folgenden verwendet wird. Siehe hierzu Anhang A. Danach wird etwa der Halley'sche Komet offiziell mit 1P/1682 Q1 Halley, oder kurz 1P/Halley, bezeichnet.)

Seit der Erkenntnis Sir Edmond Halleys wuchs unser Wissen über die Natur der Kometen beträchtlich an. All diese Fortschritte wurden allein durch systematische Beobachtungen von der Erde aus erzielt. Mit Hilfe von Teleskopen wurden mehr Kometen entdeckt, Strukturen und Veränderungen des Erscheinungsbildes dokumentiert und die Bahnen immer genauer vermessen, wozu auch die Fortschritte in der Mathematik und später der Datenverarbeitung erheblich beitrugen. Mit spektroskopischen Methoden konnten schließlich die Bestandteile der Schweifsterne identifiziert werden, darunter zum größten Teil  $\text{OH}^-$ , was auf Wassereis als Quelle schließen ließ, sowie mineralischer Staub, der das Sonnenlicht streut und

daher etwa in der Größenordnung der Lichtwellenlänge (etwa Mikrometer) liegen muss. Trotzdem blieben etliche Rätsel ungelöst, so z.B. der Aufbau des vermuteten Kerns, der auch mit den größten Teleskopen nicht abgebildet werden konnte. Was am Himmel als Komet sichtbar wird, ist eigentlich nur eine einige Millionen Kilometer ausgedehnte, verdünnte Gas- und Staubwolke. Die Quelle von Gas und Staub blieb unbekannt. Bei der Wiederkehr des Halley'schen Kometen im Jahr 1910 zog der Komet zufällig vor der Sonnenscheibe vorbei; er war dabei jedoch vollkommen unsichtbar. Weder die großräumigen Strukturen (d.h. die sehr dünn verteilte Materie des Schweifs), noch ein Kern (der deshalb nur wenige Kilometer klein sein kann) waren in der Distanz von  $0,16 \text{ AE} = 24,3 \cdot 10^6 \text{ km}$  auszumachen. Dieser spekulative Freiraum über den 'inneren' Aufbau eines Kometen, der zu einer großen Zahl von unterschiedlichen Kometenmodellen geführt hat, schreit förmlich im Zeitalter der Raumfahrt nach einer Untersuchung vor Ort.



**Abb. 1.1:** Komet C/1995 O1 Hale-Bopp, aufgenommen am 29. März 1997 im Sternbild Andromeda. Sehr gut zu erkennen ist der gekrümmte Staubschweif, der bläuliche Plasmaschweif lässt sich erahnen. Der Komet war zu diesem Zeitpunkt  $0,91 \text{ AE}$  von der Sonne,  $1,34 \text{ AE}$  von der Erde entfernt und hatte eine visuelle Helligkeit von  $-1 \text{ mag}$ . Die gepunktete Linie stammt von einem Flugzeug, das das Sternbild Cassiopeia durchquert. (Bild: Autor)

Trotz der vielen Fakten, die heute über Kometen bekannt sind, bleibt das sporadische und (im wahrsten Sinne des Wortes) *Auf-sehen*-erregende Erscheinen eines solchen Himmelskörpers, wie z.B. 'Hale-Bopp' 1997 (Abb. 1.1), ein Ereignis, das selbst in der heutigen Zeit zu parawissenschaftlich-mystischen Deutungen zu verleiten scheint [Hal96], die mitunter gefährliche Züge annehmen können, wie die Selbstmordaktion einer amerikanischen Sekte 1997 dramatisch zeigt. Hier ist weitere Aufklärungsarbeit notwendig, die nicht zuletzt durch weitere Erforschung u.a. durch spektakuläre Weltraummissionen unterstützt werden kann.

## 1.2 Das heutige Interesse an Kometen

Wie und woraus entstand das Sonnensystem? Die Entstehungszeit scheint eindeutig zu sein: Geologische (radiologische) Untersuchungen an Erd- und Mondgestein, an Meteoriten und astrophysikalische Modelle der Sonne liefern ein konsistentes Alter:  $4,53 \pm 0,02$  Milliarden Jahre [Uns99]. Aber woraus sind Sonne und Planeten entstanden? Kometen sind zur Klärung dieser Frage besonders geeignete Himmelsobjekte. Im Gegensatz zu den Planeten, Monden und Asteroiden haben sie die meiste Zeit seit ihrer Bildung bei der Entstehung des Sonnensystems in großer Entfernung von der Sonne verbracht und dürften somit die Materie des Urnebels, aus dem Sonne und Planeten entstanden sind, in nahezu unverändertem Zustand unter Weltraumkälte (nahe des absoluten Nullpunkts) konserviert haben.

Der Astronom Jan Hendrik Oort konnte 1950 anhand von Bahnberechnungen an einigen bis dahin bekannten langperiodischen (d.h., Umlaufzeit größer als 200 Jahre) Kometen zeigen [Oor50] [Oor85], dass sie aus einem ‘Reservoir’, einer sphärischen Wolke, die das Sonnensystem in großem Abstand von ca. 50.000 AE umgibt, stammen: der später nach ihm benannten Oort’schen Wolke. Die Tatsache, dass die Kometen, die von dort kommen, sozusagen aus allen Himmelsrichtungen, d.h. isotrop, erscheinen, und nicht auf die Ekliptik, die Bahnebene der Planeten um die Sonne, konzentriert sind, weist darauf hin, dass die Oort’sche Wolke kugelschalenförmig sein muss. Dort bewegen sich die Kometenkerne mit sehr geringer Geschwindigkeit in der Kälte des interstellaren Raums um die Sonne. Durch z.B. den Vorbeiflug naher Sterne, interstellarer Wolken oder – wie vor kurzem gezeigt werden konnte [Mat96] in beträchtlichem Maße – durch die Gezeitenwirkung der galaktischen Scheibe und des Milchstraßen-Zentrums werden die Bahnen der in dieser Entfernung inaktiven, ‘tiefgefrorenen’ Kometenkerne gestört. Sie können dabei entweder das Sonnensystem verlassen oder aber auf hoch-exzentrischen Ellipsenbahnen in das innere Sonnensystem gelenkt werden. Dass die Kometen jedoch mit Sicherheit zu unserem Sonnensystem gehören, belegen zwei Beobachtungen: Erstens stimmt ihre isotopische Zusammensetzung mit der der Sonne überein, und zweitens wurde bisher kein Komet beobachtet, der eine hyperbolische Bahn aufweist, also von außerhalb des Sonnensystems kommt. Alle bekannten Bahnen sind entweder Ellipsen oder nahezu parabolisch, was bedeutet, dass der Körper immernoch gravitativ an die Sonne gebunden ist.

Weitere Beobachtungen zeigen, dass noch ein zweites Kometenreservoir existieren muss. Aus der isotropen Verteilung langperiodischer Kometen mit dementsprechend großer Bahnhalbachse schließt man auf die sphärische Gestalt der Oort’schen Wolke. Kurzperiodische Kometen (Umlaufzeit kleiner 200 Jahre) zeigen hingegen eine Konzentration zur Ekliptik hin. Sie haben scheinbar ihren Ursprung in einem breiten Ring, der sich an die Umlaufbahn des Planeten Neptun (ab ca. 40 AE) anschließt. Dieser wird nach seinem Entdecker Kuiper-Gürtel genannt und als der eigentliche Entstehungsort der Kometenkerne betrachtet. Es ist

anzunehmen, dass diese später durch Wechselwirkung mit den großen Planeten in die heutige Oort'sche Wolke gestreut wurden. Mit Hilfe von modernen, mit elektronischen Detektoren (CCD) bestückten Teleskopen war es erstmals Anfang der 90er Jahre möglich, kleine, nur wenige 100 km durchmessende, trans-neptunische planetare Körper direkt zu beobachten und somit die Existenz des Kuiper-Gürtels zu bestätigen. [Jew93]

Eine besondere Stellung unter den kurzperiodischen Kometen nimmt die sogenannte Jupiterfamilie ein. Hierbei handelt es sich um Kometen, deren Bahn durch (möglicherweise mehrfache) gravitative Beeinflussung durch Jupiter so verändert wurde, dass ihr Aphel (sonnenfernster Bahnpunkt) noch innerhalb der Jupiterbahn (ca. 5 AE) liegt. Diese Kometen weisen eine Periode von i.a. weniger als 20 Jahren auf.

Kometen könnten auch eine Rolle beim Transport flüchtiger Stoffe in das anfangs zu heiße innere Sonnensystem gespielt haben. Speziell ist hier Wasser, der Hauptbestandteil der Kometen, zu nennen; ein Großteil der Wassermassen in tiefen Mondkratern, auf dem frühen Mars und schließlich der Erde könnten einst durch ein Kometenbombardement aus dem kühleren, äußeren Sonnensystem nach innen gebracht worden sein [Del00]. Es wird sogar spekuliert, dass die in Kometen nachweislich vorhandenen organischen Bestandteile (darunter z.B. CHOOH, Ameisensäure) den Prozess der Entstehung des Lebens auf unserem Planeten gefördert oder sogar erst in Gang gebracht haben könnten. Ein gewichtiger Grund, die 'Haarsterne' einer genaueren Untersuchung zu unterziehen.

### 1.2.1 Nukleus und Aktivität

Die meiste Zeit seit ihrer Entstehung driften die Kometenkerne fernab der Sonne in der Kälte jenseits der Bahnen von Neptun und Pluto. Sobald aber solch ein inaktiver Nukleus in die Nähe der Sonne gerät, entwickelt sich die eigentliche Aktivität, die den eher kleinen Körper mit nur wenigen Kilometern Größe schließlich für uns als Komet mit millionenfach größeren Abmessungen am Himmel in Erscheinung treten lässt.

Während der Annäherung des Kometenkerns an die Sonne auf einige AE verdampfen (sublimieren) die gefrorenen, flüchtigen Bestandteile des Kometenmaterials (hauptsächlich Wassereis (80%), daneben: Eise von CO (15%), CO<sub>2</sub> (4%), CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>, N<sub>2</sub> (zusammen ca. 1%)\* an der Oberfläche und bilden um den Nukleus eine Atmosphäre ('Koma') mit einem Durchmesser bis zu 10<sup>5</sup> km. Hierbei können in unterschiedlichen Entfernungen (d.h. bei unterschiedlicher Sonneneinstrahlung) jeweils andere Stoffkomponenten in der Koma dominant vertreten sein, wie beim Kometen 46P/Wirtanen während seiner Wiederkehr 1997 beobachtet werden konnte [Sch98]. Reaktionen mit der UV-Strahlung der Sonne und dem

---

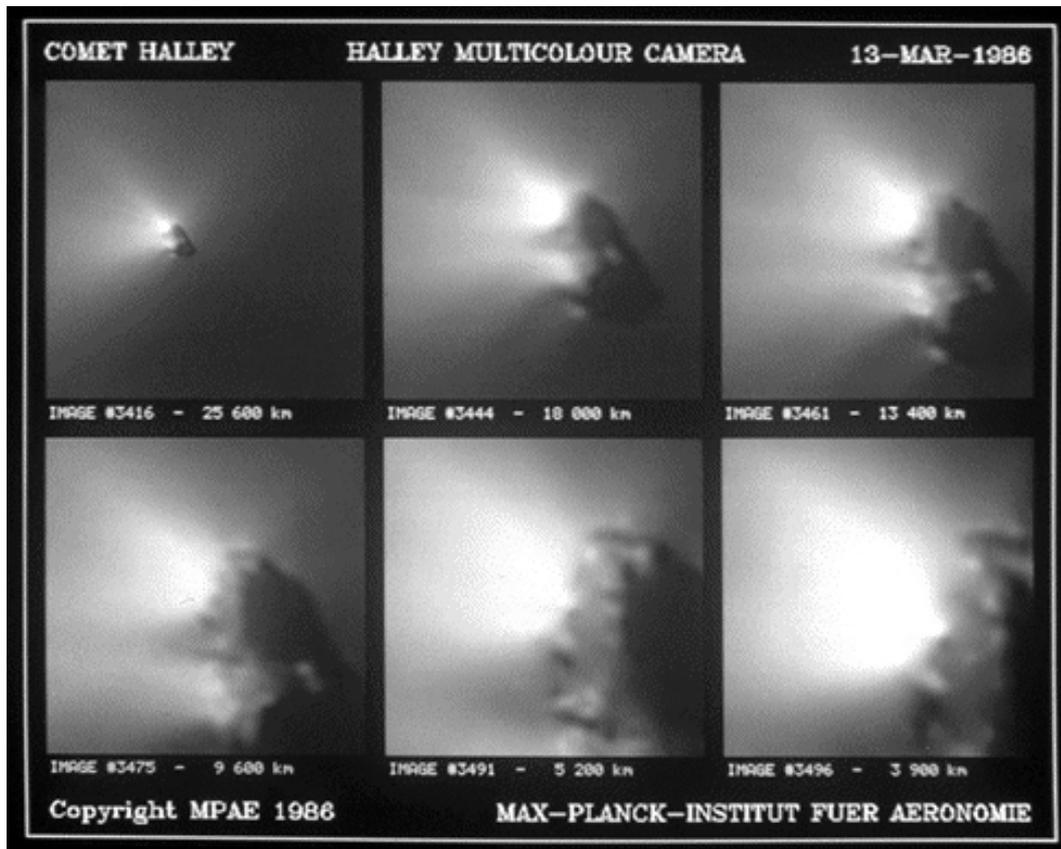
\* Gemessen bei 1P/Halley. Die Zusammensetzung variiert von Komet zu Komet.

Sonnenwind (größtenteils Protonen, die mit einigen 100 – 1000 km/s von der Sonne abströmen) lassen aus der Koma den sog. Plasma-Schweif des Kometen entstehen, der stets von der Sonne weggerichtet ist und eine Länge von  $10^7$  bis einige  $10^8$  km erreichen kann. Mit den Gasen werden auch große Mengen von im Eis eingelagertem mineralischen (hauptsächlich silikatischen) Staub mit Korngrößen von Mikro- bis Dezimetern emittiert, was Fred Whipple Anfang der 50er Jahre zum Kometenmodell des ‘schmutzigen Schneeballs’ führte [Whi50]. Der entwichene Staub übertrifft den Gasanteil massenmäßig und bildet schließlich den Staubschweif, das augenfälligste Merkmal eines Kometen. Dieser unterliegt der Gravitation und dem Lichtdruck der Sonne und weicht daher i.a. vom Plasma-schweif ab. Er zeigt bisweilen eine deutlich sichtbare Krümmung oder Auffächerung, wie zuletzt 1997 bei C/1995 O1 Hale-Bopp mit bloßem Auge beobachtet werden konnte (Abb. 1.1).

Diese großräumigen Komponenten – Koma, Plasma- und Staubschweif – lassen den Kometen unter günstigen Bedingungen auch mit bloßem Auge auf der Erde sichtbar werden; der eigentliche Kern mit seiner Ausdehnung von nur einigen Kilometern bleibt dagegen weitgehend unbeobachtbar, da er mit heutigen Teleskopen auf die typischen, kosmischen Entfernung nicht auflösen ist und zudem von der Koma verschleiert wird.

Die ersten und bis heute (2000) einzigen Bilder eines Kometenkerns lieferte die umfangreiche Erkundungsmission von fünf Raumsonden im Jahre 1986 zum Kometen 1P/Halley. Die größte Annäherung an den Kern wurde dabei von der europäischen Raumsonde GIOTTO (siehe auch Tab. 1.1, Seite 13) mit ca. 600 km erreicht (Abb. 1.2) [Kel86]. Die Bilder bestätigten erstmalig, dass ein Komet tatsächlich einen festen, zusammenhängenden Kern besitzt. Die Missionen zum Halley’schen Kometen konnten viele Antworten liefern, hielten aber auch einige Überraschungen bereit: So scheint der Kern nicht auf der gesamten Oberfläche zu sublimieren, sondern nur in wenigen aktiven Gebieten. Im übrigen ist das Oberflächenmaterial überraschend dunkel; nur 2 – 4% des Lichts werden reflektiert. Dies entspricht etwa dem Reflexionsvermögen von Holzkohle oder schwarzem Samt.

Die Halley-Missionen mussten sich aus bahnmechanischen Gründen jeweils mit einem schnellen Vorbeiflug (ca. 68 km/s) begnügen und konnten somit nur eine Momentaufnahme des Kerns darstellen. Um die Entwicklung eines Kometen während seiner gesamten Annäherungsphase an die Sonne studieren zu können, ist eine Langzeitmission notwendig. Dieses Ziel wird mit der ROSETTA-Mission verfolgt, die zum Kometen 46P/Wirtanen fliegen und diesen etwa ein Jahr lang auf seiner Bahn begleiten und beobachten soll. Als Missionshöhepunkt soll ein Landemodul auf der Kometenoberfläche abgesetzt werden, um das Kometenmaterial *in situ* zu untersuchen. Mehr hierüber in Kapitel 2.



**Abb. 1.2:** Der Kern des Kometen 1P/Halley, aufgenommen von der europäischen Raumsonde Giotto bei ihrem Vorbeiflug 1986. Deutlich ist zu sehen, dass der Kometenkern mit einer räumlichen Ausdehnung von ca.  $16 \times 8 \times 8 \text{ km}^3$  nicht als ganzes aktiv ist, sondern sich die Aktivität auf einige wenige Gebiete beschränkt. (Alternativ ist jedoch auch eine strömungstechnische Fokussierung durch die Topographie der Oberfläche denkbar [Cri99].) Der Kern wird von links von der Sonne beschienen. (Bild: MPAAe, Lindau.)

### 1.2.2 Die Kometenoberfläche

Der Kern eines Kometen ist i.a. ein nur wenige Kilometer durchmessender, planetarer (d.h. sonnumkreisender) Körper. So besitzt z.B. 1P/Halley, vermessen anhand der Bilder der Giotto-Sonde, eine Ausdehnung von nur  $16 \times 8 \times 8 \text{ km}^3$ . Beobachtungen von 46P/Wirtanen (siehe Abschnitt 2.3), dem Zielkometen der ROSETTA-Mission (Tab. 1.1), zeigen, dass es sich hierbei sogar um einen eher kleinen Vertreter seiner Spezies handelt [Ric98]: Der Durchmesser wird auf ca. 1 km geschätzt. Es könnte sich also um ein Bruchstück ('Building Block') eines vormals größeren Kometenkerns handeln [Mö96].

Aus geringen Abweichungen von der vorausberechneten Bahn und der Annahme nichtgravitativer Kräfte, z.B. dem Rückstoß durch das emittierte Material, konnte für den Kern von 1P/Halley eine Gesamtmasse abgeschätzt werden. Zusammen mit den Abmessungen wurde hieraus eine Dichte von nur  $0,2 - 0,4 \text{ g/cm}^3$

ermittelt. Dies ist etwa ein Zehntel der mittleren Dichte der terrestrischen Planeten. Nimmt man diese Dichte auch für 46P/Wirtanen, sowie einen Radius von 500 m an, so führt dies zu einer Schwerebeschleunigung an der Oberfläche, die etwa nur  $10^{-4}$  bis  $10^{-6}$  der Schwere an der Erdoberfläche entspricht. Die daraus resultierende Fluchtgeschwindigkeit beträgt nur wenige Meter bis Dezimeter pro Sekunde, im Vergleich zur Erde mit ca. 11 km/s äußerst gering. Dies führt zu folgenden, die Oberfläche, wie auch eine dort geplante Landung (siehe Kapitel 2) betreffenden Konsequenzen: Erstens, Objekte können den Anziehungsbereich des Kometen leicht verlassen; zweitens, werden Strukturen kaum eingeebnet, so dass die Oberfläche rauh und bizarr, damit aber auch locker und porös beschaffen sein kann, worauf Radar-Beobachtungen an anderen Kometen hinweisen [Cam89] [Har89]. D.h. eine geplante Landung könnte auf sehr unebenem Terrain stattfinden müssen, der Boden könnte jedoch auch so locker sein, dass das Landegerät möglicherweise unerwünscht tief einsinkt. Eine weitere Gefahr für Kometen-Orbiter und -Lander stellt die staubige Umgebung dar; oben erwähnte Radar-Beobachtungen lassen vermuten, dass (vor allem in Perihelnähe) die Umgebung des Kometenkerns mit emittierten Staubteilchen bis zu Dezimeter-Größe 'verschmutzt' ist. Dass diese Gefahr real ist, zeigt die Tatsache, dass die Raumsonde GIOTTO wenige Sekunden vor ihrer größten Annäherung an den Kern von 1P/Halley von einem etwa millimeter-großen Staubkorn getroffen wurde und so ins Trudeln geriet, dass die Funkverbindung zur Erde abbrach. (Dies war natürlich auch auf die hohe Relativgeschwindigkeit von 68 km/s zurückzuführen; im Orbit um Komet 46P/Wirtanen treten solche Geschwindigkeiten nicht auf.) Ebenso könnte das mit einigen 100 – 1000 m/s vom Kern entweichende Gas eine erhebliche Wirkung auf die großflächigen Solarzellen-Ausleger des Orbiters haben. Die Flugbahn könnte auf unerwünschte Weise verändert und die Solarzellen in ihrer Funktion beeinträchtigt werden.

Bei Kometen, die schon etliche Periheldurchgänge erlebt haben, wird die Oberfläche wahrscheinlich nicht mehr von dem ursprünglichen Kometenmaterial gebildet. Vielmehr dürften die oberen, prozessierten Bereiche des Kerns einen deutlich differenzierten und geschichteten Aufbau aufweisen:

- Bei größeren Kometen mit ausreichender Schwerkraft liegt zu oberst eine möglicherweise bis zu einigen Metern dicke Schuttschicht ('Regolith'), die aus mineralischen Anteilen (Staub, 'Steinchen', Felsblöcke) besteht, die zurückbleiben, wenn die leicht-flüchtigen Anteile des ursprünglichen Materials verdampft sind. Diese Schicht wirkt isolierend, so dass, erstens, eine weitere Erwärmung des darunterliegenden Materials verlangsamt, und zweitens, die freie Sublimation der Volatilen behindert wird. Dies kann dazu führen, dass dieser Oberflächenbereich völlig inaktiv (oder wie [Uns99] schreibt 'versiegelt') wird, wie es auch zum großen Teil bei der GIOTTO-Aufnahme des Kerns von 1P/Halley beobachtet werden konnte. Bei einem starken Zusammenhalt des Regoliths kann sich darunter auch bei fortgesetzter Erwärmung ein Gasdruck aufbauen, der die Deckschicht aufbricht,

Rutschungen erzeugt und so schlagartig frisches Material exponiert. Dies könnte eine Ursache für die gelegentlich beobachteten Helligkeitsausbrüche von Kometen sein.

Kleinere Kometen, wie 46P/Wirtanen, besitzen womöglich nicht genügend Gravitation, um den losen Staub zu halten. Hier können große Teile der Oberfläche regolithfrei sein, so dass das volatile Material ungehindert in den Raum sublimieren kann.

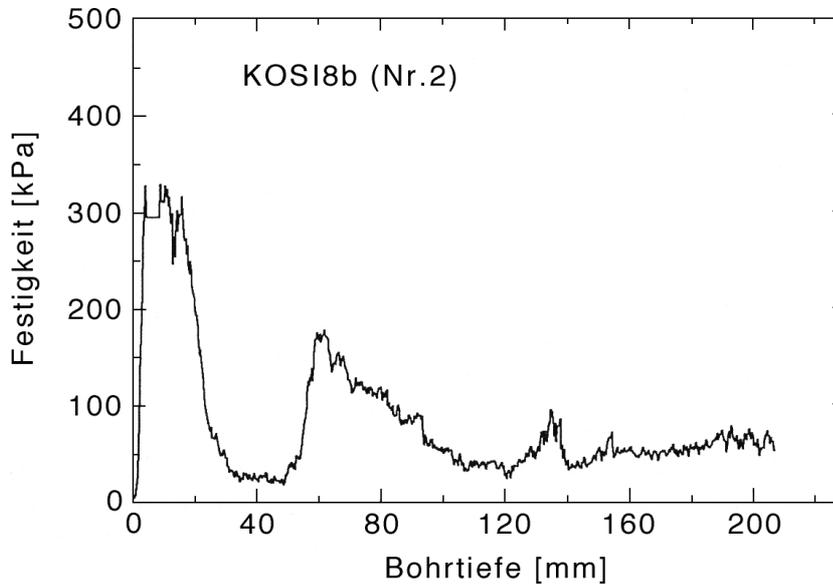
- Darunter folgen Schichten, in denen Anteile von volatileren Fraktionen (z.B. CO gegenüber H<sub>2</sub>O) bereits fehlen. Darunter liegt eine Übergangszone, wo das ‘Urmaterial’ zwar noch nicht angegriffen, aber durch Diffusion und Rekondensation der auch von außen nach innen diffundierenden Gase verfestigt sein kann.
- In Tiefen, die weder von der eindringenden Wärmefront noch von diffundierendem Gas erreicht werden, befindet sich schließlich das ursprüngliche Material, das dort seit der Entstehungszeit der Kometen vor einigen Milliarden Jahren konserviert wurde.

Zum geschichteten Aufbau der Oberfläche kommt auch eine laterale Fraktionierung des Materials. Zwar können die austretenden Gase wegen der geringen Schwerkraft an der Oberfläche Partikel bis zur Größe von einigen Dezimetern mitreißen [Mö94]; da jedoch, wie die Nahaufnahmen von GIOTTO zeigen, die Aktivität des Kerns lokal beschränkt sein kann, wird das meiste Material die lokalen Gasströme (‘Jets’) bald wieder verlassen und auf die Oberfläche zurückfallen. Dabei findet z.T. eine Fraktionierung des Materials statt: Leichte Teilchen werden weiter von dem aktiven Gebiet fortgetragen, als schwerere [Mö94].

Die oben erwähnte erwartete Schichtung von prozessiertem Kometenmaterial wurde bereits im Labor bei Kometensimulationsexperimenten (z.B. ‘KOSI’) beobachtet [Sea99]: Zuerst bildet sich ein Staubmantel, nachdem das flüchtige Material abgedampft ist. Darunter entstehen verhärtete Schichten durch Rekondensation des abwärts diffundierenden Dampfes. Abbildung 1.3 (Seite 10) zeigt die mit Hilfe eines Penetrometers gemessene Bruchfestigkeit einer KOSI-Probe in Abhängigkeit der Tiefe nach 40 stündiger Bestrahlung des Materials in einer Vakuumkammer des Instituts für Raumsimulation, DLR Köln.

### 1.2.3 Regolith und Substrukturen

Eine Regolith-Schicht ist i.a. ein sehr locker gebundenes, granulares Medium, das vor allem auf größeren und kurzperiodischen Kometen das ursprüngliche Oberflächenmaterial bedeckt. Sie setzt sich aus mineralischen Staubteilchen jeder Größenordnung (zum größten Teil Mikrometer, vereinzelt auch bis zu Zenti- und Dezimeter) zusammen. In Folge lateraler Fraktionierung (s.o.) kann in der Nähe



**Abb. 1.3:** Messung der Bruchfestigkeit in Abhängigkeit der Tiefe in einer Probe porösen Eises nach einer 40 stündigen Bestrahlung mit 1 Solarkonstanten ( $\sim 1500 \text{ W/m}^2$ ) in einer Vakuumkammer. Man kann einen geschichteten Aufbau erkennen, der dadurch entsteht, dass an der Oberfläche sublimierter Wasserdampf auch in das Innere der Probe diffundiert und dort wieder ausfriert, was zu einer Verfestigung der Bindung zwischen den Eiskörnchen führt. (Experiment KOSI8b.)

von Aktivitätszentren (Jets) mit einer Anreicherung von grobkörnigem Material gerechnet werden.

Solch eine regolithische Deckschicht ist auch auf anderen planetaren Körpern zu finden, wie z.B. den Marsmonden Phobos und Deimos, den Asteroiden 951 Gaspra und 243 Ida und auch auf unserem Mond. Die von APOLLO-Astronauten und Raumsonden zur Erde gebrachten Proben sind ausnahmslos Stücke aus dieser viele Meter dicken, lunaren Regolith-Schicht. Die Bildung des Regoliths auf diesen Körpern ist jedoch auf einen anderen Prozess zurückzuführen, als bei Kometen. Hier handelt es sich um zerkleinertes Gesteinsmaterial, das sich im Laufe von Jahrtausenden durch Impakte, 'Space Weathering', etc. angesammelt hat.

Im Gegensatz dazu stellt ein Komet eine Mikrogravitationsumgebung dar, so dass der zurückgebliebene bzw. -gefallene Staub zwar sedimentiert, jedoch nicht kompaktiert wird. Weiterhin fehlen auf einem Kometen im Gegensatz z.B. zum Mond energiereiche und kataklysmische Ereignisse, wie z.B. Meteoriteneinschläge, die in der Lage sind, durch hohen Druck und Temperatur lockeres Material zu kompaktieren, verschmelzen oder 'verglasen'. Zwar können durchaus auch Meteoride auf Kollisionskurs einen Kometenkern treffen, doch ist die Wahrscheinlichkeit sehr gering; erstens, allein wegen der kleinen räumlichen Ausdehnung des Kerns, und zweitens wegen der geringen Gravitationswirkung, die kaum in der Lage ist, Objekte mit 'kosmischen' Geschwindigkeiten ( $>10 \text{ km/s}$ ) einzufangen. Ein solcher

Treffer würde leicht genügend Energie freisetzen, um den schwachen Zusammenhalt des Kerns zu überwinden und diesen damit weitgehend zu zerstören. Für diese teilweise recht lockere Bindung von Kometenkernen gibt es zahlreiche Hinweise.

So wurde bereits im 19. Jahrhundert das Auseinanderbrechen von Kometen dokumentiert: 1846 spaltete sich 3D/Biela in zwei Teile, die nur einen Umlauf später noch einmal gesehen wurden. 16P/Brooks 2 zerbrach in der Nähe Jupiters in mehrere Bruchstücke, von denen nur das größte heute noch beobachtbar ist [Uns99]. Weitere Ereignisse dieser Art sind das Zerbrechen von 73P/Schwassmann-Wachmann 3 [Boh95] [Sek96] und der wohl spektakulärste Fall im 20. Jahrhundert: Der Komet D/Shoemaker-Levy 9, der 1992 bei einer nahen Passage an Jupiter eingefangen und dabei in mindestens 21 Fragmente zerlegt wurde. Diese umkreisten Jupiter und schlugen 1994 auf dem Planeten ein. Das letzte erwähnenswerte Splitting fand im Juli des Jahres 2000 statt, als der Komet D/1999 S4 LINEAR kurz nach seinem Perihel zerbrach und sich völlig auflöste. Das neue 8-m-Very Large Telescope (VLT) ANTU der Europäischen Südsternwarte (ESO) konnte noch ein letztes Bild der Trümmerwolke aufnehmen (Abb. 1.4). Diese Beobachtungen zeigen, dass Kometen unter der Einwirkung von Gezeitenkräften (also in der Nähe des Perihels oder des Riesenplaneten Jupiter) fragmentieren können, was auf geringe interne Bindungskräfte von Substrukturen des Kerns im Bereich von Kilo-Pascal schließen lässt.



**Abb. 1.4:** Fragmente des Kometen D/1999 S4 LINEAR wenige Tage nach seinem Periheldurchgang im Juli 2000. Der Kern wurde durch die Gezeitenkräfte in Sonnennähe in Teile zerrissen und löste sich daraufhin vollständig auf. Dies lässt auf einen lockeren Zusammenhalt von Substrukturen ('Building Blocks') innerhalb des Kometenkerns schließen. (Bild: VLT ANTU, ESO PR Photo 20/00)

Ein ähnliches Ergebnis liefert eine Untersuchung von Mehrfach-Einschlagskratern auf verschiedenen Monden unseres Sonnensystems, die nahelegt, dass Kometenkerne aus wenigen festeren Bausteinen ('Building Blocks') locker zusammengesetzt sind, die kurz vor dem Einschlag auseinandergerissen werden. Zudem sind solche Mehrfachkrater erst ab einer bestimmten Größe zu finden [Asp98]. Dies schließt ein Modell aus, wonach Kometenkerne nur gravitativ gebundene Anhäufungen von kleinem Eis- und Gesteins-'Schotter' ('Rubble-pile' [Wei86]) sind.

Was bedeutet dies für die Entwicklung einer Regolithschicht? Erstens besitzt ein solcher Building Block eine frisch freigelegte und weitgehend unveränderte Oberfläche mit der ursprünglichen Materialzusammensetzung und ohne Differenzierung oder Schichtung. Ein solches Kernfragment sollte eine nahezu vollständig aktive Oberfläche aufweisen. Zweitens sind diese Substrukturen relativ klein ( $\sim$ km) und verfügen damit über eine geringe Anziehungskraft, so dass nur wenig Material auf den Kern zurückfällt und keine dicke Regolithschicht aufgebaut werden kann. Im Fall des Kometen 46P/Wirtanen, der für die ROSETTA-Mission (siehe folgendes Kapitel) als Ziel ausgewählt wurde, scheint dieser Fall vorzuliegen. Beobachtungen zeigen, dass es sich bei diesem Kometen um einen solchen Building Block eines ehemals größeren Kometen handeln könnte. Außerdem zeigt seine bisher bekannte Geschichte (siehe Abschnitt 2.3 und Tab. 2.1, Seite 19), dass Wirtanen erst eine relativ kurze Zeit von wenigen hundert Jahren im inneren Sonnensystem verbracht hat und damit noch ein guterhaltenes Zeugnis aus der Entstehungszeit des Sonnensystems darstellen könnte. Ein lohnendes Ziel für eine Untersuchung vor Ort!

### 1.3 Weltraum-Missionen zu Kometen

Das Zeitalter der Raumfahrt eröffnet den Wissenschaftlern eine völlig neue Dimension der Weltraum- und Kometenforschung. Zum ersten mal in der Menschheitsgeschichte können wir die Himmelsobjekt direkt 'vor Ort' studieren (wenngleich auch heute der Großteil der Forschung weiterhin am Teleskop erfolgt). Eine Reihe von Raumsonden, speziell zum Kometen 1P/Halley bei seiner Wiederkehr 1986, hat uns eine Menge neuer Erkenntnisse beschert, und für die nahe Zukunft sind einige Missionen geplant, die diese *in situ*-Erkundung weiter vorantreiben werden. (Tab. 1.1)

Mission	Ankunft	Ziel-Komet	Abstand	Anmerkung
ICE	09/1985	21P/Giacobini-Zinner	$10^5$ km	Schweif Durchflug
VEGA-1	03/1986	1P/Halley	8900 km	Venus-Halley Mission
SUISEI	03/1986		$10^5$ km	Rot. 2,2 d entdeckt
VEGA-2	03/1986		8000 km	
SAKIGAKE	03/1986		$15 \cdot 10^6$ km	Sonnenwind-WW.
GIOTTO	03/1986		600 km	Größte Annäherung
GEM	07/1992	26P/Grigg-Skjellerup	200 km	Giotto Ext. Mission
<b>Geplante Missionen</b>				
DEEPSpace1	2001	19P/Borelly	200 km	Opt. Beobachtung
STARDUST	2003	81P/Wild 2	150 km	Probenrückführung
CONTOUR	2003	2P/Encke	jeweils	Cometary Nucleus Tour
	2006	73P/Schwassmann- Wachmann 3	100 km	
	2008	6P/d'Arrest		
DEEPIMPACT	2005	9P/Tempel 1	0	Orbiter + Impaktor
ROSETTA	2011	46P/Wirtanen	0	Orbiter + Lander

**Tab. 1.1:** Zusammenstellung vergangener (oben) und zukünftiger (unten) Weltraum-Missionen zur Erkundung von Kometen.



*... und er hat einige Abgaben und Steuern erlassen, die in Ägypten erhoben wurden, und andere hat er ermäßigt, damit das Volk und alle anderen während seiner Herrschaft in Wohlstand leben mögen.*

## Kapitel 2

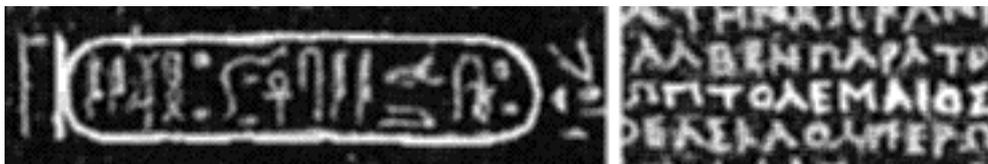
# DIE ROSETTA-MISSION

Eine der in naher Zukunft geplanten Kometenerkundungs-Missionen ist die ROSETTA-Mission zum Kometen 46P/Wirtanen. Vor einer eingehenden Beschreibung dieser erklärten *Cornerstone Mission* der ESA sei zunächst zur Erklärung der Namensgebung ein kurzer Ausflug in die Geschichte und das faszinierende Land am Nil, Ägypten, erlaubt.

### 2.1 Der Stein von Rosette

Im Jahr 1799 wurde bei einer Erweiterung des französischen Forts Julien im westlichen Nildelta nahe des Dorfs Raschid (franz. *Rosette*), eingebaut in einer alten Mauer, eine Tafel aus dunklem Basalt gefunden. Über ihre gesamte Höhe von 114 cm und Breite von 72 cm ist sie mit eingemeißelten Schriftzeichen bedeckt. Das besondere, das diesen schwarzen Quader für immer als ‘Stein von Rosette’ oder ‘Rosetta-Stein’ in die Geschichte eingehen ließ: Er trägt eine gravierte Inschrift, ein Dekret des gräko-ägyptischen Königs Ptolemaios V. Epiphanes (208–180 v. Chr.), und das in dreifacher Ausfertigung: in ‘heiliger’ (Hieroglyphen), ‘einheimischer’ (demotischer Schreib-) und griechischer (Amts-)Schrift. Ging die Entzifferung der altägyptischen Hieroglyphen bis dahin eher schleppend und vom Zufall getrieben voran, so war nun einer systematischen Erforschung und Entschlüsselung der Weg geebnet.

Doch ganz so einfach waren die alten ‘heiligen’ Zeichen nicht zum Sprechen zu bringen. Abzüge der Texte, wobei der Stein als Druckplatte verwendet wurde, gingen an Orientalisten und Linguisten in aller Welt. Es bildeten sich bald mehrere Lager heraus, wobei die einen die Ansicht vertraten, die Hieroglyphen seien alphabetische oder Silbenzeichen, während die anderen davon ausgingen, es handle sich um Ideogramme, die ganze Worte und Dinge bezeichnen.



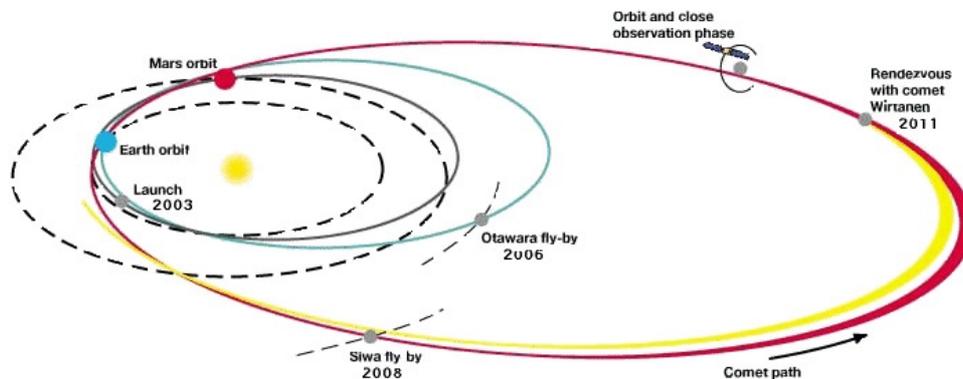
**Abb. 2.1:** Der Name des griechisch-ägyptischen Königs Ptolemaios V. Epiphanes (208–180 v.Chr.) auf dem Stein von Rosetta, in Hieroglyphen ('Ringname' (Namenskartusche) links, von rechts nach links zu lesen!) und griechischer Schrift (rechts, 'ΠΤΟΛΕΜΑΙΟΣ'). Dieser Name stellte das erste Mosaiksteinchen zur Lösung des Rätsels der Hieroglyphen durch Young und Champollion 1822 dar.

Durch die Entzifferung des Namens von König Ptolemaios (Abb. 2.1) und der Identifizierung des Namens innerhalb der drei unterschiedlichen Inschriften durch den Arzt und Physiker Thomas Young (1773–1829) schien sich das Blatt in Richtung der Silben-Befürworter zu wenden [You19]: Jedem Buchstaben des Namens konnte jeweils ein eigenes hieroglyphisches Zeichen zugeordnet werden. Im September 1822 erkannte Jean Francois Champollion (1790–1832) jedoch, dass die Hieroglyphenschrift sowohl alphabetisch als auch nicht-alphabetisch verwendet werden konnte [Cha22]. Durch seine besonderen Kenntnisse des Koptischen, einer mittelalterlichen, ägyptischen Sprache, die in direkter Linie mit dem Altägyptischen verwandt ist, konnte er sowohl der demotischen Schrift, als auch den Hieroglyphen jeweils Phoneme und damit eine Bedeutungen zuordnen, so dass die 'heiligen' Zeichen der alten Ägypter nach Jahrtausenden endlich wieder, im wahrsten Sinne des Wortes, zu sprechen begannen.

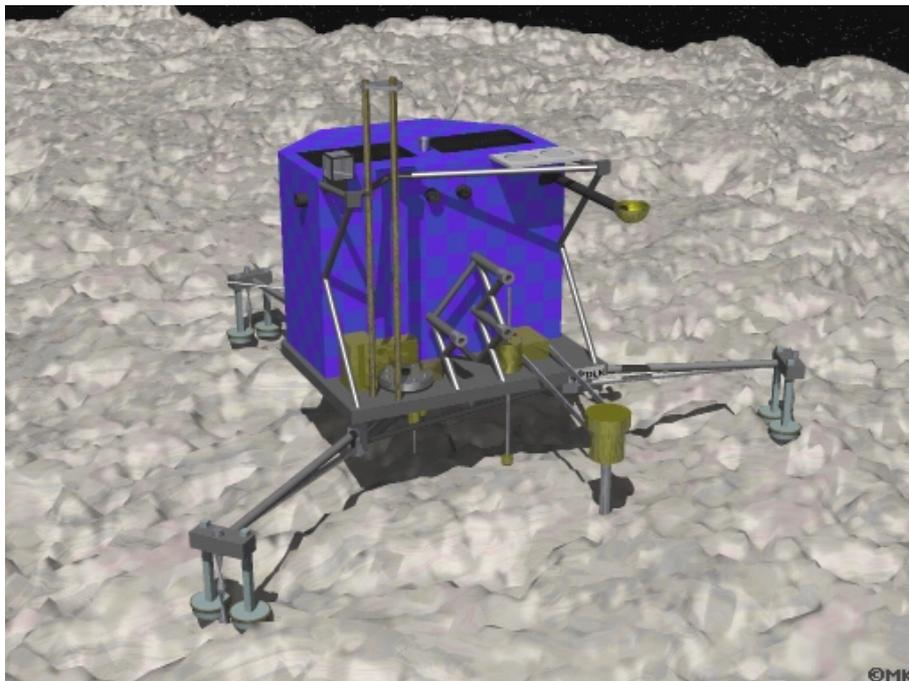
## 2.2 Missionsprofil

204 Jahre nach der Entdeckung des Steins von Rosette: Die europäische Weltraum-Agentur ESA plant für das Jahr 2003 den Start einer Mission zur Erkundung des Kometen 46P/Wirtanen [BN93] [Sch99]. Wie der Stein von Rosette den entscheidenden Schlüssel zum Verständnis der ägyptischen Hieroglyphen lieferte, soll die 'ROSETTA' genannte Raumsonde einen wichtigen Schritt zum Verständnis der Kometen, ihrer Entstehung und Herkunft, und damit auch der Anfangsphase unseres Sonnensystems beitragen.

Der Missionsverlauf ist wie folgt geplant: Nach dem Start mit einer Ariane-5-Rakete im Januar 2003 wird die ESA-Sonde durch 'Gravity-Assist'-Manöver an Erde, Mars und nochmals Erde auf den Weg zu dem Kometen 46P/Wirtanen gebracht (Abb. 2.2). Während der beiden Passagen durch den Asteroiden-Gürtel sollen zusätzlich zwei kleinere Himmelskörper, die Asteroiden Otawara (im Jahr 2006) und Siwa (2008) untersucht werden. 2011 schließlich wird ROSETTA Wirtanen in einer heliozentrischen Distanz von 4,8AE erreichen und nach einer ca. einjährigen Drift- und Annäherungsphase in einen Orbit um den Kometen eintreten.



**Abb. 2.2:** Die voraussichtliche Flugbahn der ROSETTA-Sonde zum Kometen 46P/Wirtanen. Eine Ariane-5-Rakete wird 2003 die Sonde auf ihren Weg bringen. Nach drei Gravity-Assist-Manövern (Mars, Erde (2005), Erde (2007)) wird sie eine ausreichende Geschwindigkeit haben, um sich der Bahn des Kometen in einer Entfernung von ca. 3,25 AE zu nähern. Nach eingehender Fernerkundung wird der ROSETTA LANDER auf die Oberfläche abgesetzt. Auf dem Weg in das äußere Sonnensystem werden zusätzlich die Asteroiden Otawara (2006) und Siwa (2008) passiert, die im Vorbeiflug fernerkundet werden sollen. (Bild: ESA)



**Abb. 2.3:** Der ROSETTA LANDER auf der Kometenoberfläche. Mit neun Instrumenten wird *in situ* die Zusammensetzung des Oberflächenmaterials bestimmt und dessen langzeitliche Entwicklung während der Annäherung an die Sonne beobachtet. Das Instrument CASSE führt akustische und seismische Messungen durch. Dazu sind die Füße mit piezo-elektrischen Transmittern (Sendern) und Akzelerometern (Empfängern) bestückt. (Bild: Autor)

Nach eingehender Sondierung und Kartierung der Kometenoberfläche wird zu Beginn 2013, im heliozentrischen Abstand von 3,25 AE eine Landesonde, der sogenannte ROSETTA LANDER, abgeworfen [Ula97]. Diese soll im freien Fall, bzw. um den Abstieg zu verkürzen von einer Feststoffrakete beschleunigt, auf die Kometenoberfläche gelangen und erstmalig das dort vorgefundene Material aus den Anfängen des Sonnensystems *in situ* untersuchen (Abb. 2.3).

Die ROSETTA-Mission soll den Kometenkern dann bis zu seinem Periheldurchgang – also für ca. 1 Jahr – weiter beobachten und uns damit erstmals die orbitale Entwicklung der kometaren Aktivität aus nächster Nähe zeigen.

### 2.3 46P/Wirtanen

Der Zielkomet der ROSETTA-Mission, 46P/Wirtanen, gehört mit einer Umlaufzeit von 5,45 Jahren zur kurzperiodischen Jupiterfamilie. Der sonnenfernste Punkt seiner Bahn (Aphel: 5,18 AE) liegt in der Nähe der Umlaufbahn des Jupiter und es ist damit zu rechnen, dass der Riesenplanet seine Bahn, wie bereits geschehen (siehe Tab. 2.1), auch in Zukunft noch beeinflussen wird. Da jedoch schon kleine Bahnänderungen über längere Zeit betrachtet große Auswirkungen haben können, ist die Bahn P/Wirtanens weder in die Vergangenheit noch in die Zukunft sehr präzise berechenbar. (Die nächste Begegnung mit Jupiter wird für das Jahr 2054 erwartet. Durch den geringen Abstand von nur 0,11 AE könnte dann das Perihel von heutigen 1,05 AE auf etwa 2 AE angehoben werden [Mö97].) Die Tatsache, dass Wirtanen (oder ein eventueller Mutterkörper) von Jupiter irgendwann auf die heutige Bahn gezwungen wurde, lässt vermuten, dass es einmal eine sehr enge Begegnung gegeben haben muss, wobei der ursprüngliche Komet vielleicht sogar durch die Gezeitenkräfte Jupiters in Fragmente zerrissen wurde. 46P/Wirtanen könnte einer dieser ‘Building Blocks’ sein, was seinen vermuteten geringen Durchmesser von nur 1 km erklären würde. [Mö96]

Durch seine kurze Periode hat 46P/Wirtanen bereits etliche Periheldurchgänge mit einer derzeitigen Periheldistanz von ca. 1,1 AE hinter sich gebracht. An seiner Oberfläche darf also eine Schichtung und Fraktionierung des Materials erwartet werden. Beobachtungen des Kometen während seines Perihels 1997 lassen allerdings vermuten, dass er (wenn überhaupt!) nur eine sehr dünne bzw. regional begrenzte Regolithschicht aufgebaut hat, d.h. nahezu die gesamte Oberfläche aktiv sein muss. Die Gasproduktionsrate, die man aus der Helligkeit und Dichte der Koma berechnen kann, wäre für solch einen kleinen Kern mit starkem, bzw. großflächigem Regolith nicht erklärbar. Die Abschätzung des Kerndurchmessers auf nur ca. 1 km wurde durch eine erstmalige Beobachtung des Kerns in der Nähe des Aphels im Mai 1999 durch das ESO VLT KUEYEN nochmals bestätigt. 46P/Wirtanen befand sich zu dieser Zeit in einer heliozentrischen Distanz von 4,98 AE und ca. 600 Millionen Kilometer von der Erde entfernt. Es war keine Koma erkennbar, so dass man annehmen kann, erstmals den ‘nackten’ Nukleus beob-

Jan. 1948	<b>Entdeckt</b> von Carl A. Wirtanen (1910-1990) am Lick Observatory, California. Erscheinung: diffus, Helligkeit 16 mag. Perihel: 2. Dez. 1947, 1,625 AE, Periode: 6,71 Jahre.
Sep. 1954	Wiederentdeckt von C.A. Wirtanen. Maximale Helligkeit: 18,5 mag.
Okt. 1960	Wiederentdeckt von Elizabeth Roemer. Ungünstige Position, Helligkeit: 18,0 mag.
Okt. 1967	Wiederentdeckt von Koichiro Tomita: 15 mag. Größte Annäherung an Erde: 0,657 AE, 27. Nov. Perihel: 15. Dez. – Letzte Beobachtung: Roemer, 24. Mär. mit Helligkeit 19,5 mag.
Apr. 1972	Passiert <b>Jupiter</b> in nur 0,28 AE! Verringert Periheldistanz von 1,61 AE auf 1,26 AE. Verkürzt Periode von 6,65 auf 5,87 Jahre.
Dez. 1974	Wiederentdeckt von Roemer und L.M. Vaughn. Helligkeit: 21,5 mag. Perihel: 5. Jul. 1974.
1980	Unbeobachtet durch ungünstige Position. Perihel: 22. Mai.
<b>1982</b>	Erneute Bahnänderung durch <b>Jupiter!</b> Periheldistanz von 1,256 AE auf 1,085 AE. Periode 5,87 auf 5,50 Jahre.
Nov. 1985	Wiederentdeckt von Gilmore und Kilmartin. Helligkeit: 19 mag. Größte Erd-Annäherung: 1,5900 AE, 26. Mär. 1986.
Jul. 1991	Wiederentdeckt von T. Seki (Geisei, Japan). Helligkeit: 17 mag. Größte Erdnähe: 1,3501 AE, 8. Sep., Helligkeit: 10 mag.
<b>1997</b>	Größte Annäherung: 1,4917 AE, 9. Sep. 1996. Größte südliche Deklination: $-33,9^\circ$ , 20. Sep. Kleinste Elongation: $44^\circ$ , Feb./Mär. 1997. Perihel: 1,065 AE, 14. März. Größte nördliche Deklination: $+30,3^\circ$ , 11. Mai.
<b>1999</b>	Erstmalige Sichtung im Aphel (5 AE!) durch ESO VLT. Keine Koma erkennbar. Schätzung des Kerndurchmessers auf ca. $1,1 \pm 0,1$ km bestätigt (3% Albedo).
<b>2054</b>	Nächste nahe Begegnung mit <b>Jupiter</b> (0,11 AE). Erwartete Bahnänderung: Anheben des Perihels, damit Vergrößerung der Umlaufzeit.

Tab. 2.1: Historie des ROSETTA-Zielkometen 46P/Wirtanen.

achtet zu haben. Die Helligkeit betrug 25 mag oder ‘50 Millionen mal schwächer, als das menschliche Auge noch wahrnehmen kann’ [ESO99] und war über die Beobachtungsdauer von 3 Stunden unverändert. Dies bedeutet: Erstens, mit einer angenommenen (Halley-ähnlichen) Albedo (Reflexionsvermögen) von 3% ergibt sich aus der Helligkeit ein Durchmesser des Kerns von  $1,1 \pm 0,1$  km. (Sollte die Albedo größer sein, so wäre der Kern entsprechend kleiner.) Zweitens, deutet die Konstanz der Helligkeit darauf hin, dass a.) der Kern nahezu sphärisch ist, b.) die Oberfläche von gleichförmigem (regolithlosen?) Aussehen ist (nicht ‘fleckig’ wie bei 1P/Halley), oder c.) der Kern sehr langsam rotiert (was vorteilhaft für eine Landung wäre). Da das *Rendez-vous* ROSETTAs mit 46P/Wirtanen in eben dieser Aphel-Distanz (und damit Inaktivität) stattfinden wird, ist für die Phase des Anflugs somit keine große Gefahr zu erwarten.

## 2.4 Das Instrument CASSE

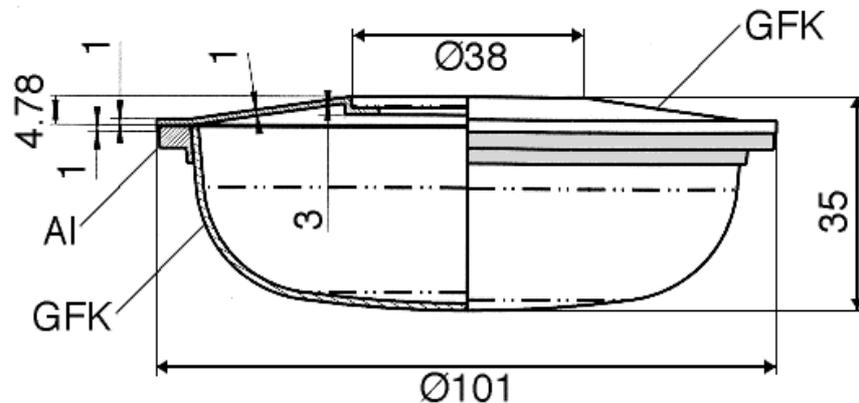
Eines von neun Instrumenten (siehe Tab. 2.2) an Bord des ROSETTA LANDERS ist SESAME, das aus drei Teilinstrumenten besteht: DIM (Dust Impact Monitor), PP (Permittivity Probe) und ‘CASSE’ [Mö95] [Kre96]. Dieses Akronym steht für ‘Cometary Acoustic Surface Sounding Experiment’ und gibt eine kurze Beschreibung: Das Instrument registriert die seismisch-akustische Aktivität des Kometenkerns und untersucht durch akustische Sondierung die Beschaffenheit des kometaren Oberflächenmaterials. Die Entwicklung von CASSE, sowie die Integration des gesamten SESAME-Instruments wird durchgeführt am Institut für Raumsimulation des DLR in Köln. Da der Autor maßgeblich an der Realisierung sowohl der Hardware, als auch der Betriebs- und Auswertungssoftware von CASSE beteiligt ist und im übrigen die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen und Ergebnisse der Interpretation der vom Instrument gelieferten Daten dienen sollen, folgt nun eine eingehende Beschreibung des Instruments.

### 2.4.1 Aufbau

Wie in Abbildung 2.3 (Seite 17) zu sehen ist, besitzt der ROSETTA LANDER drei Beine, die in jeweils zwei Füßen enden. Diese bestehen aus einer Schale aus Glasfaser-Epoxy-Material mit einem Außendurchmesser von ca. 9,5 cm, sowie einem Aluminiumring, der den oberen Rand versteift und zur Befestigung des Deckels und des Landebeins dient. (Abb. 2.4.) Im Bereich der beiden Füße ist außerdem pro Bein eine sogenannte Eisschraube angebracht, die sich im Moment des Auftreffens auf die Oberfläche allein durch den Impuls des Landers in den Boden bohren sollen, um eine minimale Haftung zu erreichen, falls die eigentlich zur Verankerung gedachten Harpunen versagen sollten. (Eine solide Verankerung auf der Kometenoberfläche ist unbedingt notwendig, da der ca. 80 kg wiegende Lander in der Mikrogravitation des Kerns nur noch das Gewicht etwa eines Blatts

Instrument	Beschreibung, Aufgabe
APX	Alpha-Proton-Röntgen Spektrometer, chem. Anal. (Oberfl.)
CHAMPAGNE	Gamma-Spektrometer, chem. Analyse (Untergrund)
CIVA ROLIS	Panorama-, Stereo- und Makro-Kameras Infrarot-Spektrometer/Kamera
COSAC SD2	Ofen und Gas-Massenspektrometer, chem. Analyse Bohrer und Probenverteiler
CONCERT	Radiowellen-‘Tomographie’ mit Hilfe des Orbiters
MUPUS	Penetrator, mechanische u. thermische Eigenschaften
PTOLEMY	Gaschromatograph, chem./isotop. Analyse
ROMAP	Plasmawelleninstrument, Magnetfeld, Sonnenwind
SESAME	CASSE: Aktive und passive akustische Bodensondierung PP: Permittivity Probe, ‘Geoelektrik’, Dielektr. Konst. DIM: 3D-Staubeinschlagsdetektor, Staubgröße und -rate

**Tab. 2.2:** Die wissenschaftliche Nutzlast (Instrumente) an Bord des ROSETTA LANDERS [DLR97].



**Abb. 2.4:** Aufbau eines Landefußes. Die ca. 10 cm durchmessende Fußschale besteht aus Glasfaser-Epoxy-Material (GFK). Sie ist außen mit einem Aluminiumring verklebt, der zur Befestigung des Deckels dient. Der ROSETTA LANDER besitzt pro Bein zwei dieser Füße, insgesamt also sechs. Pro Bein ist in jeweils einem Fuß ein Piezo-Transmitter, im anderen ein Akzelerometer als Empfänger für CASSE untergebracht. (Nach: MP Ae, Lindau)

Papier aufbringt, so dass jegliche Aktion des Landers (etwa Bohren) ihn wieder von der Oberfläche abheben lassen würde!) Die Füße können nach der Landung in der Höhe variiert werden, so dass für diverse Messungen die Bodenfrieheit des ROSETTA LANDERS verringert werden kann. Ein weiterer Freiheitsgrad ist das mögliche Drehen des Landerkörpers auf dem Landegestell, um z.B. Bodenproben von verschiedenen Stellen der Oberfläche zu bekommen.

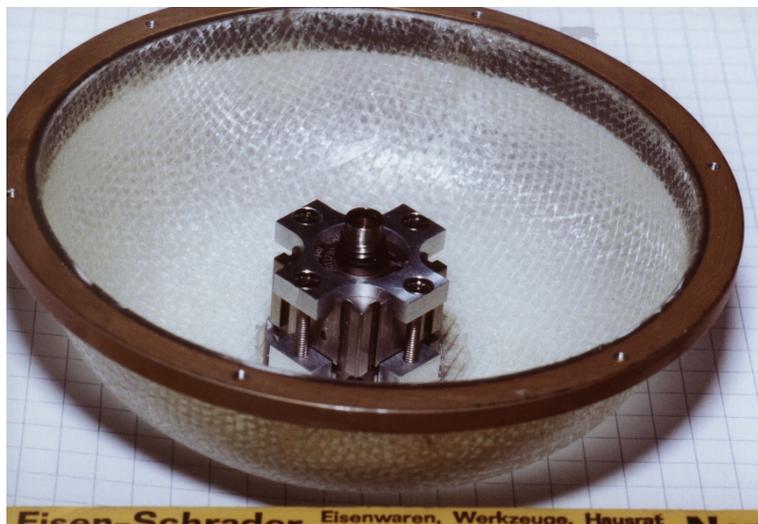
Pro Landebein ist in den beiden Füßen jeweils ein akustisches Sender/Empfänger-Paar für das CASSE-Instrument untergebracht. Beide nutzen in ihrer Funktion den *piezo-elektrischen*\* Effekt. Die Sender (Transmitter) bestehen aus Aktuatoren, die den sogenannten *reziproken* piezo-elektrischen Effekt nutzen: Wird ein piezo-elektrisches Material (ein Kristall oder eine spezielle Keramik) einem elektrischen Feld ausgesetzt, so führt dies zu einer mechanischen Verformung. Dies kann im einfachsten Fall eine Dicken- oder Längenänderung sein; bei kombinierten Werkstoffen oder Bauweisen lassen sich auch kompliziertere Reaktionen, wie Biegung oder Torsion, beim Anlegen einer elektrischen Spannung erreichen. Der Hub bei sog. Dickenschwingern bewegt sich bei Betriebsspannungen von einigen Duzent Volt typischerweise im Bereich von einigen 100 nm bis wenigen Mikrometern. Durch Aufeinanderichten vieler Einzelelemente ('Stacking') kann diese Auslenkung noch vervielfacht werden, was bei den CASSE-Transmittern genutzt wird. Hier kommen zudem sogenannte 'Compound Piezos' zum Einsatz: Mikroskopisch kleine Stäbchen aus piezo-elektrischer Keramik sind parallel in eine Kunststoffmatrix eingebettet. Der Keramikanteil beträgt nur ca. 30%. Dies spart Masse und erlaubt durch geeignete Wahl der Konstruktionsparameter eine gewisse Freiheit bei der Festlegung der akustischen und elektrischen Eigenschaften. So ist durch die weichere Kunststoffmatrix die Resonanzfrequenz niedriger, als bei vollem Keramikmaterial. Das kommt dem Instrument entgegen, da der Einsatzbereich zwischen 100 Hz und 10 kHz liegen soll; die Resonanzen eines einzelnen keramischen Piezo-Elements liegen typischerweise im Megahertz-Bereich.



**Abb. 2.5:** Prototyp eines Landerfußes aus Glasfaser-Epoxy. Der quer eingebaute Transmitter (Piezo-Stack) regt die Fußschale zu akustischen Schwingungen an. Der gut zu erkennende Aluminiumring dient zur Versteifung des oberen Randes und zur Montage des Deckels.

\* Der piezo-elektrische Effekt wurde 1880 von den Gebrütern Curie zum ersten Mal beschrieben. Sie untersuchten, wie bestimmte Kristalle (z.B. Turmalin, Quarz, etc.) unter Druck an entgegengesetzten Endflächen elektrische Ladungen freisetzen. Die Vorsilbe 'Piezo-' stammt von dem griechischen Wort für 'drücken', 'pressen':  $\pi\iota\epsilon\zeta\epsilon\iota\nu$ .

Der CASSE-Transmitter, ein Stapel aus ca. 80 einzelnen Scheiben mit einer Gesamtlänge von 63 mm, ist querliegend im Fuß eingebaut (Abbildung 2.5), so dass er im Betrieb mit seinen Längenänderungen die Fußschale verformt. Durch die Versteifung des oberen Randes durch den Aluminiumring und den Deckel überträgt sich dies auf die Fußsohle, die nach unten ausschwingt und damit akustische Wellen in die kometarye Oberfläche emittiert. Die Piezo-Stacks werden vom Institut für zerstörungsfreie Prüfverfahren (IzFP) der Fraunhofer Gesellschaft (FhG), Saarbrücken, exklusiv entwickelt und gefertigt. Bei ersten Tests mit Prototypen haben sich Schwingungsamplituden von einigen Mikrometern an der Fußsohle ergeben. Weitere Untersuchungen in einem Sandbett haben gezeigt, dass dies ausreicht, um Schallwellen über ca. 2 m (Fußabstand des Landers) durch ein lockeres Medium (Sand) zu übertragen. Für den Einsatz bei einer Weltraummission müssen die Transmitter, wie alle anderen Komponenten auch, noch einige von der ESA spezifizierte Qualifikationstest über sich ergehen lassen. Bei einem Schütteltest werden die Vibrationen beim Start simuliert, die die Bauteile unbeschadet überstehen müssen; bei Thermal-Vakuum-Tests wird untersucht, wie sich die Weltraumbedingungen auf die Funktion auswirken. Letztere wurden erfolgreich in der (neuen) Planeten- und Weltraumsimulationskammer [Koc97] [Kre97] am Institut für Raumsimulation, DLR Köln, durchgeführt. (Siehe Bericht [Kre00b].)



**Abb. 2.6:** Prototyp eines Landerfußes bestückt mit einem dreiachsigen Akzelerometer in der Sohlenmitte zum Empfang von akustischen Signalen. (Bild: H. Kochan)

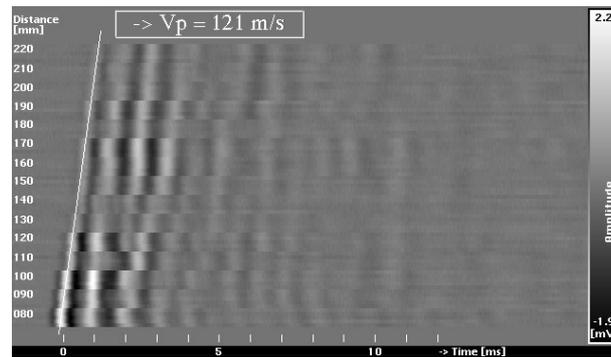
Die im jeweils anderen Fuß untergebrachten Sensoren (Abbildung 2.6) nutzen ebenfalls den piezo-elektrischen Effekt: In einem würfelförmigen Gehäuse mit einer Kantenlänge von 17 mm ist ein Ring aus piezo-keramischem Material auf einem zentralen Pfosten befestigt. Ein Metallring um diesen herum hat mehrere Aufgaben: 1. spannt er den Piezo-Ring an dem zentralen Pfosten fest, 2. bildet er die Gegenelektrode zu dem Pfosten und 3. dient er als Probemasse. Wird

der Sensor beschleunigt, so übt der Metallring durch seine Trägheit eine Kraft (proportional zur Beschleunigung) auf den Piezo-Ring aus. Das piezo-elektrische Material reagiert auf die äußere Kraft mit einer proportionalen Freisetzung von elektrischen Ladungen. Diese werden auf einem internen Kondensator angesammelt und dessen Spannung über einen Impedanzwandler nach außen gegeben. Die Ausgangsspannung ist also proportional zur Beschleunigung, es handelt sich also um einen Beschleunigungsmesser (Akzelerometer). Die Elektroden im Inneren sind zudem segmentiert und die eingebaute Elektronik dreifach vorhanden, so dass der Sensor zugleich die Richtungsinformation der Beschleunigung liefern kann. Das Signal wird über ein vierpoliges Kabel ausgelesen, über das auch die eingebaute Elektronik versorgt wird. Das ganze Gerät wiegt nur 15 g und wird industriell von der Firma Brüel&Kjær ('Type 4506') gefertigt.

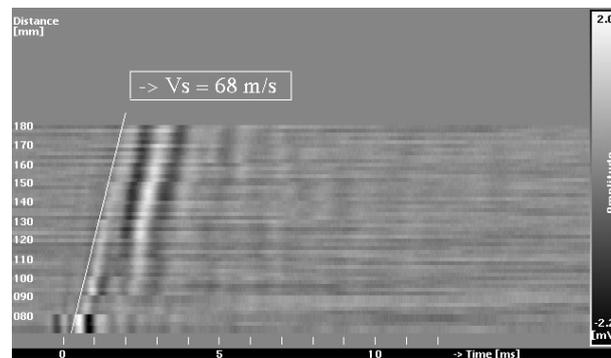
Der Vorteil von dreiachsigen, (elektronisch) aktiven Akzelerometern gegenüber einachsigen, (evtl. einfacher zu handhabenden und robusteren) passiven, die ebenfalls kommerziell erhältlich sind, liegt im verbesserten Signal-zu-Rausch-Verhältnis und in der definierten Empfindlichkeit: Bei großen Kabellängen wird bei passiven Akzelerometern die Ausgangsspannung durch parasitäre Kabelkapazitäten mitbestimmt. Zudem erleichtert das simultane Abtasten mehrerer Raumachsen bei weitem die Identifikation der wichtigsten akustischen Wellentypen 'P' (longitudinal) und 'S' (transversal polarisiert) (siehe Kapitel 3), wie im folgenden Versuch gezeigt wird (Abb. 2.7 - 2.9, Seite 25):

In einem mit Sand gefüllten Messbehälter werden zwei einachsige Akzelerometer, sowie zwei Piezo-Scheibensender in variabler Entfernung (maximal 24 cm) zu den Akzelerometern untergebracht. (Mehr zur Messtechnik in Abschnitt 4.2.) Ein Sender- und Empfänger-Paar wird dabei koaxial ausgerichtet, so dass hauptsächlich P-Wellen erzeugt und registriert werden. Das andere Paar wird mit gleichem Abstand senkrecht liegend dazu eingebaut, so dass hier hauptsächlich S-Wellen gemessen werden. Wie in der folgenden Abbildung 2.7 zu sehen ist, lässt die P-Konfiguration eine eindeutige Bestimmung der Geschwindigkeit  $c_p$  zu: Sie ergibt sich in dem gezeigten Weg-Zeit-Diagramm aus der Steigung der Geraden, die man durch die führende Wellenfront legen kann. Das gleiche gilt für S-Wellen und deren Geschwindigkeit  $c_s$  (Abb. 2.8). Bei der gemischten Konfiguration (P-Sender und S-Empfänger, Abb. 2.9) ist keine eindeutige Geschwindigkeitskomponente erkennbar, es gelingt nicht, eine Gerade durch eine Wellenfront zu legen; das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis lässt eine P/S-Diskriminierung also nicht ohne weiteres zu. Dieses Ergebnis zeigt, dass bei CASSE zur leichteren Identifikation der Wellentypen die Verwendung der dreiachsigen Akzelerometertypen zu empfehlen ist. [Koc00]

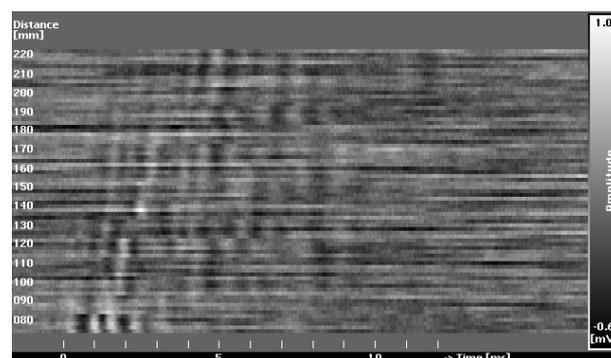
Wie bereits erwähnt, besitzen die ausgewählten Beschleunigungsmesser vom Typ Brüel&Kjær 4506 für die drei Achsen jeweils einen eingebauten Vorverstärker (Ladungskonverter und Impedanzwandler). Damit handelt man sich jedoch auch Nachteile ein, so z.B. eine erhöhte Temperaturempfindlichkeit (Abb. 2.10) [Kre99] durch die integrierte Elektronik, sowie die Notwendigkeit einer Versorgungsspan-



**Abb. 2.7:** Weg-Zeit-Diagramm von akustischen Signalen in Sand, erzeugt in P-Konfiguration: Sender und Empfänger sind koaxial aufeinander ausgerichtet. Die Amplitude wird durch Graustufen repräsentiert. Die Gerade durch den führenden Wellenberg liefert den Wert für  $c_p$  (hier  $V_p$  genannt).

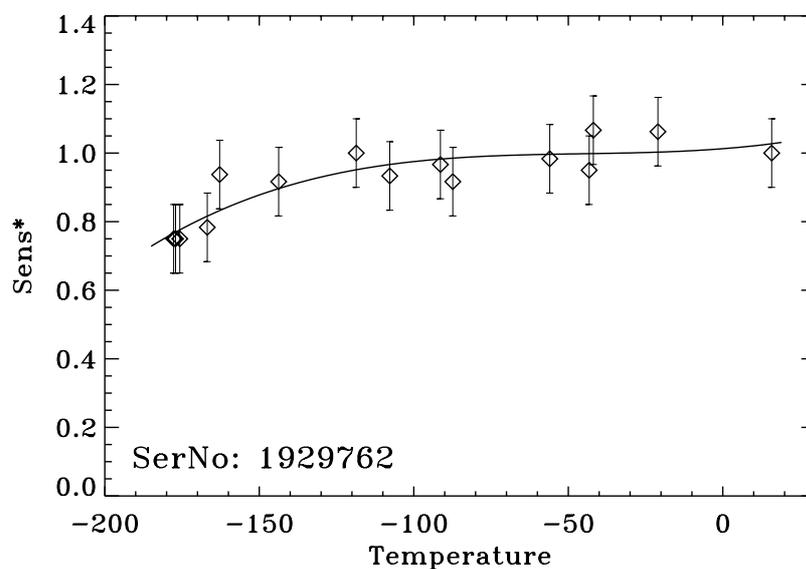


**Abb. 2.8:** Sender und Empfänger in S-Konfiguration: senkrecht zur Verbindungslinie. Auch hier liefert eine Gerade durch die Wellenfront ziemlich klar die gesuchte Geschwindigkeit  $c_s$  (hier  $V_s$  genannt).



**Abb. 2.9:** Hier liegt eine gemischte Konfiguration vor: Das Signal des P-Senders wird mit dem S-Empfänger aufgenommen. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis lässt eine eindeutige Zuordnung der Wellenfronten zu P oder S kaum zu. Dieser Fall läge bei der Verwendung von einachsigen Akzelerometern vor. Zur deutlichen Diskriminierung der Wellentypen sind also mehrachsige Empfänger zu empfehlen.

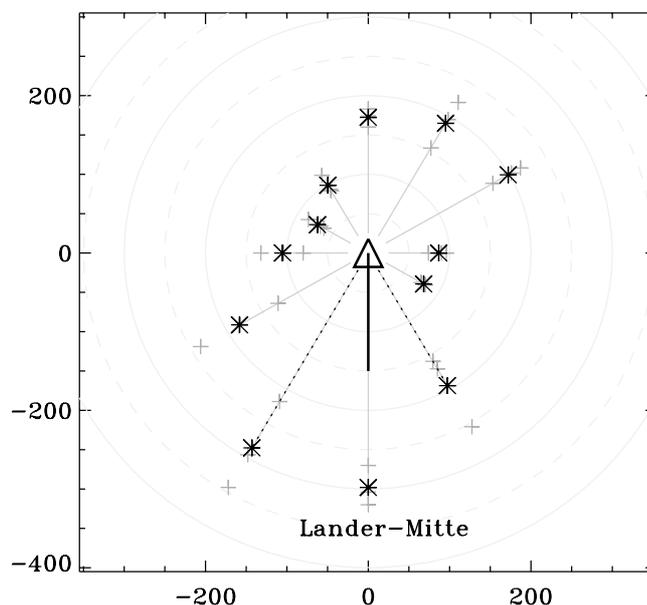
nung, die hier jedoch über die Signalleitungen eingespeist werden kann. (Die Signale werden der Versorgungsspannung überlagert und lassen sich mittels eines Kondensators wieder herausfiltern.) Insgesamt überwiegen aber die Vorteile: eine geringe Ausgangsimpedanz, so dass Störsignale – z.B. über die mehrere Meter langen Messkabel – weniger einkoppeln, womit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis im ganzen verbessert wird, sowie die wohldefinierte (ab Werk kalibrierte) Messempfindlichkeit von  $10 \text{ mV/ms}^{-2}$ , die, im Gegensatz zu passiven (ladungsverstärkten) Akzelerometern, völlig unabhängig von der Kabellänge (Kabelkapazität) ist.



**Abb. 2.10:** Typische Temperaturabhängigkeit der Akzelerometer vom Typ Brüel&Kjær 4506 (hier von Seriennummer 1929762), gemessen in der Weltraumsimulationskammer des DLR Instituts für Raumsimulation, Köln. *Sens\** bezeichnet die relative Empfindlichkeit für ein temperaturkompensiertes Standardsignal bezogen auf Raumtemperatur. (Aus: [Kre99].)

### 2.4.2 Abstrahlcharakteristik der FüÙe

Eine wichtige Rolle, wie denn nun das akustische Signal der Transmitter in den Boden gelangt und von den Akzelerometern registriert wird, spielen natürlich die FüÙe und deren Form. Untersuchungen an vorherigen Prototypen ('1'), die nicht wie die in den Abbildungen 2.4 - 2.6 gezeigten eine Rotationssymmetrie aufwiesen, sondern von nierenförmiger Gestalt waren, zeigten erwartungsgemäß eine deutliche Richtcharakteristik (Abb. 2.11). Das Diagramm wurde gewonnen, indem ein Sendefuß in 2,2 m Entfernung (Fußabstand des ROSETTA LANDERS) zu einem Empfangsfuß möglichst reproduzierbar in ein Sandbett gestellt und dann jeweils um  $30^\circ$  gedreht wurde. Der Versuch wurde mehrmals wiederholt und die gemessenen Empfangsamplituden gemittelt.



**Abb. 2.11:** Akustische Abstrahlcharakteristik der Prototyp-1 Landerfüße. In einem Sandbett wurde der Fuß jeweils um  $30^\circ$  gedreht und die Amplitude des Empfangssignals in 2,2 m Entfernung gemessen. Die Kreuze zeigen die Amplitude eines Durchgangs, die Sterne den jeweiligen Mittelwert an. Die Einheit ist Mikrovolt. In der Mitte ist der Fuß mit einem Stück Lande Bein angedeutet, um eine Orientierungshilfe zu geben. Das Zentrum des Landers befindet sich unten im Bild. Die beiden gestrichelten Linien zeigen zu den beiden anderen Füßen, wo später die Empfänger sitzen werden.

Diese Füße zeigten eine Charakteristik, bei der durch bauliche Veränderungen (Schlitze an der zur Landermitte gerichteten Fußkante) eine Intensivierung des Signals in Richtung der anderen Füße erreicht werden konnte. Die neuen, rotationssymmetrischen Landefüße (Prototyp-2, Abb. oben), die nun aus Gründen einer günstigeren Masseverteilung eingeführt wurden, sollten eine ganz andere Abstrahlcharakteristik aufweisen. In wie weit diese noch durch 'chirurgische' Eingriffe in eine optimale Richtung für CASSE zu lenken ist, müssen nun weitere Experimente zeigen.

### 2.4.3 Elektronik

Die Elektronik des SESAME-Instruments ist im temperaturgeregelten Zentralbereich des Landers (E-Box) untergebracht und besteht insgesamt aus 6 Platinen (Printed Circuit Board, 'PCB') mit den Abmessungen  $10 \times 12 \text{ cm}^2$ . Drei davon stehen für die einzelnen Teilinstrumente CASSE, DIM und PP zur Verfügung, ein weiteres PCB beinhaltet den gemeinsamen Controller. Diese sog. 'Common DPU' basiert auf dem stackorientierten 16 bit FORTH-Prozessor RTX-2010

(Radiation-Hard) von Harris und verfügt über 512 KB RAM, einen Takt von 6 MHz und einen eigenen Bus zur Ansteuerung der Peripherie (die drei Instrumente). Ein weiteres PCB, das 'Interface Board', dient zum Anschluss von SESAME an die Spannungsversorgung und das Kommunikationssystem des Lander-Bordcomputers ('CDMS'). Außerdem sind hier Bauteile zum Power-Management und Kurzschluss-Sicherungen (im Fall des sog. Latch-ups, der durch radioaktive Strahlung in Halbleitern auftreten kann) untergebracht. Das sechste Board, der 'SESAME Experiment Bus', schließlich dient der Verbindung der fünf anderen und enthält hauptsächlich sog. High-Density Platinensteckverbinder, in die die anderen Boards eingesteckt werden, sowie die Anschlüsse zu den Steckverbindungen nach 'draußen' zu den jeweiligen Sensoren.

Auf dem CASSE-Board ist im Prinzip alles untergebracht, um mit den oben beschriebenen Transmittern und Akzelerometern aktive und passive akustische Messungen durchzuführen. Es verfügt über zwölf Eingangskanäle, die in beliebiger Anzahl und Reihenfolge abgetastet werden können. Neun davon belegen drei dreiaxige Akzelerometer (eines pro Bein), die zudem über das CASSE-Board mit Strom versorgt werden. Die übrigen drei Kanäle fragen die Transmitter ab, die im passiven Modus als zusätzliche Sensoren geschaltet werden können. Die zwölf Kanäle werden von einem Multiplexer auf einen Signalverstärker durchgeschaltet, der mittels 16 einstellbaren Verstärkungsstufen dem Messbereich angepasst werden kann. Das verstärkte Signal wird von einem quasi-logarithmischen Analog-Digital-Konverter in 8 bit-Datenwerte ('Samples') umgesetzt. Die Abtastrate kann hier zwischen 100 Hz und 100 kHz eingestellt werden, die sich dann auf die ausgewählten Kanäle verteilt: So kann z.B. 1 Kanal mit hoher zeitlicher Auflösung von bis zu 100.000 Samples/s eingelesen werden, oder alle drei Akzelerometer (9 Kanäle) noch mit ca. 10 kSamples/s. Nach dem Abtasttheorem, das vorschreibt, dass eine Schwingung mit mindestens der doppelten vorkommenden Frequenz abgetastet werden muss, ließen sich damit immerhin noch akustische Signale von 5 kHz aufnehmen.

Die digitalisierten Datenwerte (Bytes) werden hintereinander in einen CASSE-eigenen Arbeitsspeicher (RAM) von 128 KB geschrieben, der als Ringpuffer organisiert ist: Ist der Speicher voll, so werden die folgenden Daten wieder an den Anfang des RAMs geschrieben (und die alten Daten damit gelöscht). Gleichzeitig wird das Datenbyte in einen Dual-Komparator geschrieben, der per Hardware erkennt, ob ein vorher eingestellter Wert (Trigger-Level) über- oder unterschritten wird. Ist dies der Fall, so wird ein Bit (Flag) im Trigger-Status-Register gesetzt, das dem Controller (Common DPU) das Auftreten eines Ereignisses anzeigt (Event Detection). Daraufhin wartet die DPU eine einstellbare Zeit (Messdauer), stoppt dann die Datenaufnahme und liest die Daten aus dem Ringpuffer aus. Durch den Einsatz des Ringpuffers ist es möglich, auch noch Datenwerte zu erhalten, die vor dem eigentlichen Trigger-Zeitpunkt auftraten. Im Arbeitsspeicher der Common DPU können die Daten weiterverarbeitet, komprimiert und dann zum CDMS geschickt werden, das sie über den Orbiter zur Erde funkt. [Kre00a]

Das Sendesignal für den aktiven Betrieb der Transmitter wird durch einen Frequenzteiler mit einstellbarem Teilverhältnis vom Samplefrequenzgenerator abgeleitet. Die minimale Frequenzteilung ist hier 2, so dass dem Abtasttheorem genüge getan ist. Das Signal wird auf drei identische Ausgangsverstärker gegeben, die für jeden Transmitter ein- und ausschaltbar sind. Diese bestehen aus je einer Komplementär-Transistor-Gegentakt-Endstufe, die die Transmitter mit einem symmetrischen Rechtecksignal von  $\pm 28$  V anregen.

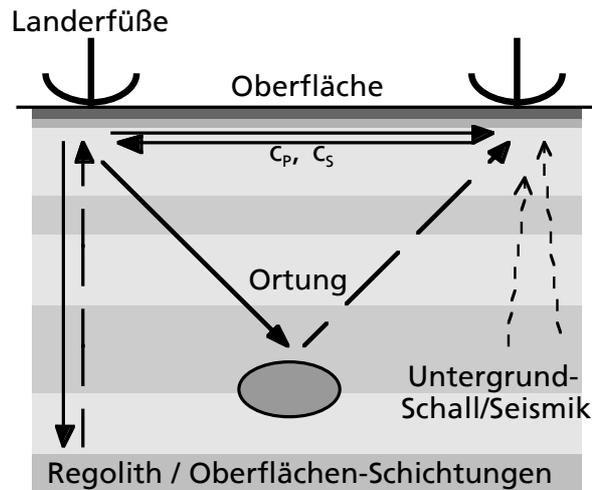
Um ein elektromagnetisches Überkoppeln des Sendesignals über die mehrere Meter langen Kabel zu den Füßen zu unterbinden, werden die Signale der Akzelerometer über eigene, abgeschirmte (4-polige AWG 32) Leitungen in das Innere des Landers geführt. Die Transmitter teilen sich pro Bein ein zweites, ebenfalls abgeschirmtes (9-poliges AWG 32) Kabel mit den PT1000-Thermowiderständen, die ebenfalls in den Füßen angebracht sind, um die Betriebstemperaturen der Transmitter und Akzelerometer zu messen. Ein Überkoppeln des Sendesignals auf die PT-Leitungen ist weniger tragisch, da beide nie gleichzeitig benutzt werden. Alle Kabel (3× 4- und 3× 9-polig) verlassen die temperierte Elektronik-Box des Landers, laufen in einer Schraubenlinie hinunter zum Landegestell (um die Drehung des Landers zu ermöglichen) und verteilen sich dann jeweils auf die drei Landebeine, wo sie teils außen, teils innerhalb der Kohlefaserrohre entlanggeführt werden. Das Isolationsmaterial der Kabel (Polyimid, Kapton<sup>(R)</sup>) wurde so gewählt, dass es auch unter der extremen Weltraumkälte – zum Test wurde flüssiger Stickstoff mit  $-196^\circ\text{C}$  verwendet – noch biegsam genug bleibt, um nicht das Ausklappen der Beine kurz vor der Landung zu behindern. Am Ende der Beine verzweigen sich die Kabel nach einem Stecker, der die Integration des ganzen vereinfacht, in die beiden Füße.

#### 2.4.4 Betriebsmodi

Mit den in den Landefüßen eingebauten akustischen Transmittern und Akzelerometern lassen sich für CASSE nun mehrere Betriebsmodi realisieren (Abb. 2.12, Seite 30):

##### Passiver Betrieb

Die Transmitter werden nicht benutzt. Die Akzelerometer ‘lauschen’ in den Kometen hinein, um eventuelle akustische oder seismische Ereignisse zu registrieren. Diese können durch (z.B. thermische, oder Gezeiten-) Spannungen im Kometenkern (Kometenbeben), einschlagendes Meteoriten- oder zurückstürzendes Kometenmaterial, Geräusche, die durch die Strömung des Gases zur Oberfläche entstehen, oder aber durch Aktivitäten anderer Lander-Instrumente (Bohrer ‘SD2’, Penetrator ‘MUPUS’) verursacht werden. Durch die Verwendung aller drei Sensorfüße, die einen Abstand von ca. 2,2 m voneinander haben, lässt sich eventuell



**Abb. 2.12:** Die verschiedenen Messmodi des CASSE-Instruments. Im aktiven Modus werden Schallwellen in den Untergrund geschickt. Damit werden die Schallgeschwindigkeiten  $c_p$  und  $c_s$  gemessen und Inhomogenitäten unterhalb des Landers detektiert. Im passiven Betriebsmodus registrieren die Sensoren den seismischen und akustischen Untergrund des Kometenkerns, sowie die Aktivität von Geräten an Bord des Landers.

sogar die Quelle lokalisieren. (Dass die Transmitter in diesem Modus nicht eingesetzt werden, ist nicht ganz korrekt. Sie können auch passiv betrieben werden. Wie die Akzelerometer geben sie eine Spannung (genauer: Ladung) ab, wenn sie durch Schwingungen des Bodens verformt werden. Das Abhören der Transmitter ist in der CASSE-Elektronik bereits vorgesehen. Im Gegensatz zu den Akzelerometern sind hier jedoch keine quantitativen Messungen möglich; es gibt keinen definierten Zusammenhang zwischen der Ausgangsspannung und der Mechanik der verursachenden Bewegung. Qualitative Messungen (Einsatzzeitpunkte von Wellen etwa) sind jedoch durchaus denkbar.)

### Aktiver Betrieb

Der aktive Modus bietet zwei Funktionen, die aufeinander aufbauen:

- Die Schallgeschwindigkeiten des Oberflächenmaterials werden gemessen. Dazu sendet ein Transmitter ein Pulssignal ab, das mit den Akzelerometern auf den anderen Füßen registriert wird. Mit Hilfe der räumlichen Information der Dreiachs-Akzelerometer lassen sich die Wellentypen P und S sauber trennen. Aus der Laufzeit der jeweiligen Welle und dem Abstand der Füße erhält man die Schallgeschwindigkeiten für P und S,  $c_p$  bzw.  $c_s$ . (Siehe hierzu Kapitel 3.) Mit den Beziehungen (3.23) und (3.24) (Seite 39) lassen sich daraus die elastischen Parameter des Oberflächenmaterials bestimmen.
- Sind die Schallgeschwindigkeiten bekannt, so können die Sender und Empfänger zur akustischen Sondierung des Untergrunds eingesetzt werden.

In einer Art Echolot-Betrieb sollte CASSE die vermuteten Schichtungen und andere Strukturen (Blöcke, Hohlräume) in der Kometenmaterie bis einige Meter unterhalb des ROSETTA LANDERS feststellen können. Durch eine Phasenverschiebung der Sendepulse, die von den Füßen abgestrahlt werden, lässt sich in gewissem Maße die Abstrahlrichtung des Gesamtpulses steuern ('Phased Array'-Prinzip) und damit der Untergrund punktweise abtasten. (In der Elektronik ist eine zeitliche Unabhängigkeit der Sendesignale leider nicht vorgesehen. Die aufgezeichneten Signale lassen sich jedoch auch später im Rechner überlagern, um so ein 'Software Phased Array' zu realisieren.)

Weitere Einsatzgebiete für CASSE, speziell die Akzelerometer, im weiteren Rahmen des Lander-Systems wären z.B. als Staubdetektor in der Abstiegsphase, oder eine 'Touch Down'-Erkennung bei der Landung, redundant zur Lander-eigenen. (Unabhängig vom Lander-System ist jedoch auch ein Aufzeichnen des Landepulses wissenschaftlich interessant. Es könnte die allererste *in situ*-Information der Kometenoberfläche liefern: Trifft der Lander auf eine harte Oberfläche oder wird er von einer lockeren Schicht mehr oder weniger sanft abgebremst und sinkt möglicherweise ein? Das sollte aus dem Signal der CASSE-Akzelerometer abzulesen sein. Deshalb wurde bei der Missionsplanung der Wunsch geäußert, dass das Instrument während der Landung eingeschaltet sein soll.)

## 2.5 Ziele dieser Arbeit

Das Instrument CASSE an Bord des ROSETTA LANDERS wird es zum ersten Mal ermöglichen, das Material an der Oberfläche eines Kometen einer akustischen Sondierung zu unterziehen. Hierbei werden primär die Schallgeschwindigkeiten in der Oberfläche gemessen, um daraus elastische Parameter des Materials zu bestimmen. Im weiteren wird versucht, mit akustischen Methoden die Beschaffenheit des Untergrunds unter dem Lander zu ermitteln.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden hierfür zahlreiche, für die kometa-re Umgebung relevante (d.h. mehr oder weniger analoge) Materialien im Labor einer akustischen Untersuchung unterzogen, Daten aus der Literatur vorgestellt und z.T. miteinander verglichen, um einen Überblick über das Thema Schall in porösen, insbesondere kometenbezogenen Medien zu erhalten.

Astronomische Beobachtungen des Zielkometen 46P/Wirtanen deuten darauf hin, dass an seiner Oberfläche weniger mit Regolith als mit frei sublimierendem Eis gerechnet werden kann. Daher spielt eine besondere Rolle bei den Laboruntersuchungen poröses (granulares) Eis und der Einfluss der Zeit, d.h. des Sintergrades, also der zunehmenden Bindungsstärke der losen Körnchen auf die Schallgeschwindigkeit. Allgemein soll ein Zusammenhang zwischen strukturellen Parametern und der Schallgeschwindigkeit gefunden werden, auch wenn wegen der Vielfalt unterschiedlicher Strukturen von Eis nicht zu erwarten ist, dass durch Erfassung von

zwei Messgrößen, wie  $c_p$  und  $c_s$  (siehe folgendes Kapitel), eindeutige Aussagen getroffen werden können. Hierzu ist der Parameterraum, der die Eigenschaften von Eis bestimmt, zu vieldimensional.

Ein Materialparameter, der gerade bei Eis eine wichtige Rolle spielt, ist der Grad der Versinterung. Für eine gezielte Untersuchung der Dynamik des Sinterprozesses wird ein Verfahren zur Herstellung identisch großer ('monodisperser') Eiskugeln entwickelt, die als 'überschaubare' Modellsubstanz verwendet werden sollen.

Die bei granularen Medien feststellbare sehr starke Herabsetzung der Schallgeschwindigkeit bis zu wenigen Prozent der Kompaktkörper-Schallgeschwindigkeit wird auf mikroskopischer Ebene gedeutet, in Computer-Simulationsrechnungen modelliert und mit verschiedenen anderen Modellen verglichen.

Die hierbei gewonnenen Erkenntnisse sollen dazu beitragen, das Instrument zu optimaler Funktionalität zu entwickeln und die Daten, die CASSE von der Kometenoberfläche zur Erde senden wird, besser zu verstehen und interpretieren zu können. Ein kleines Mosaiksteinchen auf dem Weg zur Entschlüsselung der hieroglyphischen Botschaft, die uns Kometen von der Vergangenheit und dem Ursprung unseres Sonnensystems überliefern.

*Als der Nil im achten Jahr seiner Herrschaft stark anstieg, was gewöhnlich zur Überschwemmung des flachen Landes führt, verhinderte er das, indem er an vielen Stellen die Ausgänge der Kanäle mit Dämmen abspernte, wofür er nicht wenig Geld ausgab, und er stellte die Reiter und Fußtruppen auf, um sie zu bewachen.*

## Kapitel 3

# SCHALLAUSBREITUNG IM FESTKÖRPER

## 3.1 Einführung

### 3.1.1 Der Elastizitätstensor

Die Schallausbreitung in einem Festkörper ist eng mit dessen elastischen Eigenschaften verknüpft. Letztere untersuchte bereits Robert Hooke (1635–1703) und fand 1678 das nach ihm benannte Gesetz, in seinen Worten: [Smi93]

UT TENSIO SIC VIS,

d.h. bei einem idealen elastischen Körper ist die (eindimensionale) Dehnung (oder Stauchung) proportional der (in dieser Richtung) ausgeübten Kraft:  $u \sim F$ .

In der allgemeinsten, auch räumlich wechselwirkende Effekte berücksichtigenden Form lautet diese sogenannte ‘Stress-Strain Relation’ (Spannungs-Dehnungs-Beziehung; im folgenden als ‘SSR’ ange kürzt):

$$\sigma_{ij} = E_{ijkl} u_{kl}. \quad (3.1)$$

$\sigma_{ij}$  bezeichnet hier die Komponenten des Spannungstensors und  $u_{kl}$  die Komponenten der Verschiebungen entlang der Raumachsen  $x_k = x, y, z$  ( $i, j, k, l = 1, 2, 3$ ). (*Achtung!* Summenkonvention: Über doppelt vorkommende Indizes wird summiert!) Das elastische Verhalten wird beschrieben vom Elastizitätsmodul  $E$ ,

einem Tensor vierter Stufe. I.a. besitzt ein solcher Tensor  $3 \times 3 \times 3 \times 3 = 81$  unabhängige Komponenten. Da  $E$  hier jedoch zwei symmetrische Tensoren zweiter Stufe ( $\sigma$  und  $u$ ) verknüpft und damit die Eigenschaft

$$E_{ijkl} = E_{jikl} = E_{ijlk} \quad (3.2)$$

haben muss, bleiben von 81 noch 36 unabhängige Komponenten übrig. Eine thermodynamische Betrachtung [Smi93] führt weiterhin zu der Symmetrie:  $E_{ijkl} = E_{klij}$ , womit sich die Zahl weiter auf 21 freie Parameter reduziert. Diese beschreiben allgemein und vollständig das Verhalten eines elastischen Körpers.

Unter der Annahme eines isotropen Mediums muss  $E$  invariant gegenüber orthogonalen Achsentransformationen sein. Der allgemeinste isotrope Tensor vierter Stufe lautet

$$E_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) + \nu (\delta_{ik} \delta_{jl} - \delta_{il} \delta_{jk}). \quad (3.3)$$

Aus der Symmetriebedingung (3.2) folgt, dass  $\nu = 0$ . Damit hat der allgemeinste, isotrope Elastizitätstensor die Form:

$$E_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk})$$

Setzt man diesen in die SSR (3.1) ein, so erhält man:

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} u_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} u_{kl} + \delta_{il} \delta_{jk} u_{kl})$$

und mit  $\delta_{kl} u_{kl} = u_{kk}$ ,  $\delta_{ik} \delta_{jl} u_{kl} = u_{ij}$  und der Symmetrie  $u_{ij} = u_{ji}$  ergibt sich:

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} u_{kk} + 2\mu u_{ij}. \quad (3.4)$$

Dies entspricht der Beschreibung eines elastischen Körpers nach Lamé. Die Konstanten  $\lambda$  und  $\mu$  heißen daher Lamé'sche Konstanten und beschreiben vollständig die elastischen Eigenschaften eines isotropen Mediums. Weitere gängige Größen der Elastizität lassen sich aus ihnen ableiten. Umrechnungsvorschriften sind in Tab. 3.1 angegeben.

### 3.1.2 Zweikomponentige und poröse Medien

Zur Betrachtung der Schallausbreitung in porösen Medien erweitert man den Lamé'schen Ansatz um eine nicht-feste Komponente, die das Verhalten der Porenfüllung berücksichtigt [Bio56] [Gee61]. (Einen Überblick über die teilweise dramatische Historie der Theorie poröser Medien gibt [Boe91].)

Zur Kennzeichnung der Größen, die zum Füllmaterial gehören, tragen diese im

Parameter	$K$	$G (= \mu)$	$\lambda$	$E$	$\nu$
$K, G$	$K$	$G$	$K - \frac{2}{3}G$	$\frac{9KG}{3K+G}$	$\frac{3K-2G}{2(3K+G)}$
$\lambda, \mu$	$\lambda + \frac{2}{3}\mu$	$\mu$	$\lambda$	$\mu \frac{3\lambda+2\mu}{\lambda+\mu}$	$\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$
$E, \nu$	$\frac{E}{3(1-2\nu)}$	$\frac{E}{2+2\nu}$	$\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	$E$	$\nu$

**Tab. 3.1:** Zusammenhang verschiedener elastischer Parameter von Festkörpern.  $K$  = Kompressionsmodul,  $G$  = Schermodul,  $\lambda = 1$ . Lamé'sche Konstante,  $\mu = 2$ . Lamé'sche Konstante ( $=G$ ),  $E$  = Elastizitätsmodul,  $\nu$  = Poisson-Zahl. [Hä95]

folgenden den oberen Index P ('Porenfüllung'); das Gerüstmaterial wird mit dem Index M für 'Matrix' bezeichnet.

$$\sigma_{ij}^M = \lambda \delta_{ij} u_{kk} + 2\mu u_{ij} + q\epsilon \quad (3.5)$$

$$\sigma_{ij}^P = q \delta_{ij} u_{kk} + r\epsilon = s \quad (3.6)$$

Gleichung (3.6) gilt unter der Annahme, dass die (vollständige, d.h. sättigende) Porenfüllung eine Flüssigkeit oder ein ideales Gas darstellt, in denen keine Scherkräfte auftreten und die unter dem hydrostatischen Druck  $p$  stehen.  $s$  ist eine von  $p$  und der Porosität  $\Phi$  abhängigen Größe mit:  $s = -p\Phi$ . *Terzaghis Prinzip* formuliert es so: 'Der auf die Begrenzungen einer gesättigten Probe [eines zweikomponentigen Mediums, MK] wirkende 'Stress'-Tensor ist gleich dem effektiven 'Stress'-Tensor auf das Gerüstmaterial plus dem Wasser- (i.a. hydrostatischen) Druck in den Poren.' [Hic98].

Hierbei ist  $r$  ein Maß für den Druck, um ein bestimmtes Volumen der Porenfüllung in das Porenvolumen hineinzupressen,  $q$  beschreibt die Wechselwirkung der beiden Phasen des gesättigten, porösen Festkörpers. Dementsprechend bezeichnet man die Terme, die  $q$  enthalten, als *phasenfremden* Stress-Anteil; Terme ohne  $q$  heißen *phaseneigene* Anteile. Die relative Verschiebung des Porenmaterials wird mit  $\epsilon$  beschrieben:

$$\epsilon = \frac{\partial u_i^P}{\partial x_i} = \text{div } u^P.$$

Setzt man  $s = 0$ , so folgt hieraus:

$$\epsilon = -\frac{q}{r} e \quad (3.7)$$

mit  $e = \text{div } u^F$ .

### 3.1.3 Die Bewegungsgleichungen

I.a. beschreiben die Bewegungsgleichungen den Zusammenhang zwischen Kraft und Bewegungszustand eines Systems. Man erhält sie hier durch Einsetzen der Verschiebungskomponenten  $u_i^M$  und  $u_i^P$  als Lagrange'sche Koordinaten in die Lagrange-Gleichung (hier für den Fall einer dissipativen Komponente) mit  $\mathcal{L} = T - D - U$  und Lösen der Gleichung(en)

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{u}_i} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{u}_i}. \quad (3.8)$$

Die Lagrange-Funktion  $\mathcal{L}$  setzt sich zusammen aus:

- $T$ , der kinetischen Energie:

$$T = \frac{1}{2} \left( \rho_1 \left( \frac{\partial u_i^M}{\partial t} \right)^2 + 2 \rho_{12} \frac{\partial u_i^M \partial u_i^P}{\partial t^2} + \rho_2 \left( \frac{\partial u_i^P}{\partial t} \right)^2 \right)$$

$\rho_1$ ,  $\rho_{12}$ ,  $\rho_2$  sind Massendichtekoeffizienten. Für den Fall, dass  $u_i^P = u_i^M$ , also keine Relativbewegung zwischen den beiden Komponenten stattfindet (gekoppelte Bewegung), ergibt sich:

$$T = \frac{1}{2} (\rho_1 + 2\rho_{12} + \rho_2) \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2 = \frac{1}{2} \rho_{ges} \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2$$

Das bedeutet:

$$\rho_{ges} = \rho_1 + 2\rho_{12} + \rho_2 = \rho^M (1 - \Phi) + \rho^P \Phi.$$

- $D$ , der Dissipationsfunktion, ein Dämpfungsterm, der von der Relativgeschwindigkeit zwischen Porenfüllung und Gerüstmaterial abhängt:

$$D = \frac{1}{2} \delta \left( \frac{\partial u_i^M}{\partial t} - \frac{\partial u_i^P}{\partial t} \right)^2$$

mit:  $\delta = \Phi^2 \eta / \kappa$ ,  $\eta$ : Viskosität der Füllung und  $\kappa$  dem Darcy'schen Permeabilitätskoeffizienten.

- $U$ , der potentiellen Energie mit:

$$U = \frac{1}{2} \sigma_{ij} u_{ij}$$

Dies in die Lagrange-Gleichung (3.8) eingesetzt liefert die generalisierten Impulse. Aus deren Ableitung erhalten wir die Kraftkomponenten  $F$ , die identisch mit dem ‘Stress’-Gradienten sind:

$$\begin{aligned} F_i^M &= \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{u}_i^M} = \text{grad } \sigma_{ij}^M \\ &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_1 u_i^M + \rho_{12} u_i^P) + \delta \frac{\partial}{\partial t} (u_i^M - u_i^P) \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} F_i^P &= \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{u}_i^P} = \text{grad } \sigma_{ij}^P = \text{grad } s \\ &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{12} u_i^M + \rho_2 u_i^P) - \delta \frac{\partial}{\partial t} (u_i^M - u_i^P) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Diese Gleichungen beschreiben vollständig das dynamische Verhalten des porösen, gesättigten Festkörpers unter Krafteinwirkung.

### 3.1.4 Elastische Wellen im porösen Festkörper

Setzen wir nun in die Bewegungsgleichungen (3.9), (3.10) in die SSR (3.5), (3.6) ein, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} \mu \Delta u_i^M + \text{grad } ((\lambda + \mu)e + qe) &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_1 u_i^M + \rho_{12} u_i^P) + \delta \frac{\partial}{\partial t} (u_i^M + u_i^P) \\ \text{grad } (qe + re) &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{12} u_i^M + \rho_2 u_i^P) - \delta \frac{\partial}{\partial t} (u_i^M + u_i^P) \end{aligned}$$

Durch Bildung der Divergenz ergeben sich hieraus die Bewegungsgleichungen für gedämpfte Dilatationswellen im porösen, gesättigten Festkörper. Mit den bereits bekannten Beziehungen  $\epsilon = \text{div } u_i^P$  und  $e = \text{div } u_i^M$  erhält man:

$$\begin{aligned} \Delta((\lambda + 2\mu)e + qe) &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_1 e + \rho_{12} \epsilon) + \Phi^2 \frac{\eta}{k} \frac{\partial}{\partial t} (e - \epsilon) \\ \Delta(qe + re) &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{12} e + \rho_2 \epsilon) - \Phi^2 \frac{\eta}{k} \frac{\partial}{\partial t} (e - \epsilon) \end{aligned}$$

Mit der von Biot, Geertsma und Smith eingeführten Substitution  $\xi = \Phi(e - \epsilon)$  wird hieraus:

$$\Delta(H e - K \xi) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( (\rho_1 + \rho_{12})e - \frac{\rho_{12}}{\Phi} \xi \right) + \frac{\mu \Phi}{k} \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (3.11)$$

$$\Delta(K e - L \xi) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\rho_{12} + \rho_2}{\Phi} e - \frac{\rho_2}{\Phi^2} \xi \right) - \frac{\mu}{k} \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (3.12)$$

mit den Größen

$$H = \lambda + 2\mu + 2q + r, \quad K = \frac{q + r}{\Phi} \quad \text{und} \quad L = \frac{r}{\Phi^2}.$$

Damit lässt sich die SSR (3.5), (3.6) auch schreiben als:

$$\sigma = \left(H - \frac{4}{3}\mu\right)e - K\xi \quad (3.13)$$

$$p = Ke - L\xi \quad (3.14)$$

Geertsma [Gee61] zeigt, dass für einen makroskopisch homogenen und isotropen Festkörper gilt:

$$e = (c^M - c^F)p + c^M\sigma \quad (3.15)$$

$$\xi = -(c^M - (1 + \Phi)c^F + \Phi c^P)p + (c^M - c^F)\sigma \quad (3.16)$$

mit  $c^i$  den Kompressibilitäten von Matrix ( $i = M$ ), Porenfüllung ( $i = P$ ) und dem gesamten Festkörper ( $i = F$ ). Löst man unter Zuhilfenahme der Substitution  $\mathcal{K} = c^M - (1 + \Phi)c^F + \Phi c^P$  die Funktionen  $e(p, \sigma)$  (3.15) und  $\xi(p, \sigma)$  (3.16) nach  $\sigma$  und  $p$  auf, so erhält man die SSR in Abhängigkeit der Materialgrößen  $c^M$ ,  $c^P$ ,  $c^F$  und  $\Phi$ :

$$\sigma(e, \xi) = \frac{\frac{\mathcal{K}e}{c^M - c^F} + \xi}{\frac{\mathcal{K}c^M}{c^M - c^F} + c^M - c^F} \quad (3.17)$$

$$= \left( \frac{(1 - \frac{c^F}{c^M})^2}{(1 - \Phi - \frac{c^F}{c^M})c^F + \Phi c^P} + \frac{1}{c^M} \right) e + \frac{1 - \frac{c^F}{c^M}}{(1 - \Phi - \frac{c^F}{c^M})c^F + \Phi c^P} \xi$$

$$p(e, \xi) = \frac{\frac{c^M - c^F}{c^M}e - \xi}{c^M - (1 + \Phi)c^F + \Phi c^P - \frac{(c^M - c^F)^2}{c^M}}$$

$$= \frac{1 - \frac{c^F}{c^M}}{(1 - \Phi - \frac{c^F}{c^M})c^F + \Phi c^P} e - \frac{1}{(1 - \Phi - \frac{c^F}{c^M})c^F + \Phi c^P} \xi \quad (3.18)$$

Koeffizientenvergleich zwischen (3.13) und (3.17) bzw. (3.14) und (3.18) liefert für die elastischen Konstanten  $H$ ,  $K$  und  $L$ :

$$H = \frac{(1 - \frac{c^F}{c^M})^2}{(1 - \Phi - \frac{c^F}{c^M})c^F + \Phi c^P} + \frac{1}{c^M} + \frac{4}{3}\mu \quad (3.19)$$

$$K = \frac{1 - \frac{c^F}{c^M}}{(1 - \Phi - \frac{c^F}{c^M})c^F + \Phi c^P}$$

$$L = \frac{1}{(1 - \Phi - \frac{c^F}{c^M})c^F + \Phi c^P}$$

Nehmen wir an, dass sich in dem Festkörper ebene Dilatationswellen der Form  $e = C_1 e^{i(\omega t - kx)}$  und  $\xi = C_2 e^{i(\omega t - kx)}$  ausbreiten. Setzen wir diesen Ansatz in die Bewegungsgleichungen (3.11) und (3.12) ein, so erhalten wir die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Wellen. Vorausgesetzt, dass  $\omega$  hinreichend klein, d.h. die

Wellenlänge sehr viel größer als der Korn- bzw. Porendurchmesser ist, so ergibt sich:

$$c_p^2 = \frac{H}{\rho} \quad (3.20)$$

Für den hier hauptsächlich betrachteten Fall eines porösen Festkörpers mit dünner Gas- (bzw. überhaupt keiner) Porenfüllung, d.h.  $c^P \rightarrow \infty$ , geht (3.19) über in

$$H = \frac{1}{c^M} + \frac{4}{3}\mu = \frac{3}{c^M} \frac{1-\nu}{1+\nu} = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}$$

mit  $E$  dem Elastizitätsmodul und  $\nu$  der Poissonzahl. Damit wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit für Kompressionswellen (3.20) zu

$$c_p^2 = \frac{E}{\rho} \frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}. \quad (3.21)$$

Für Scherwellen (Index  $s$ ) ergibt sich entsprechend

$$c_s^2 = \frac{E}{\rho} \frac{1}{2+2\nu} \quad (3.22)$$

Um aus gemessenen Schallgeschwindigkeiten die elastischen Materialkonstanten  $E$  und  $\nu$  zu bestimmen, formt man (3.21) und (3.22) nach diesen Größen um und erhält:

$$E = \rho c_s^2 \frac{4c_s^2 - 3c_p^2}{c_s^2 - c_p^2} \quad (3.23)$$

$$\nu = \frac{c_s^2 - \frac{1}{2}c_p^2}{c_s^2 - c_p^2}. \quad (3.24)$$

Tabelle 3.1 kann nun durch folgende Zeile ergänzt werden, die den Zusammenhang zwischen elastischen Konstanten und der Schallgeschwindigkeit enthält.

Parameter	$K$	$G (= \mu)$	$\lambda$	$E$	$\nu$
$c_p^2, c_s^2$	$\rho(c_p^2 - \frac{4}{3}c_s^2)$	$\rho c_s^2$	$\rho(c_p^2 - 2c_s^2)$	$\rho c_s^2 \frac{4c_s^2 - 3c_p^2}{c_s^2 - c_p^2}$	$\frac{c_s^2 - \frac{1}{2}c_p^2}{c_s^2 - c_p^2}$

**Tab. 3.2:** Ergänzung zu Tab. 3.1. Berechnung diverser elastischer Parameter aus den Schallgeschwindigkeiten  $c_p$  und  $c_s$ .

Ein weiterer für die CASSE-Anwendung interessanter Materialparameter ist die Bruchfestigkeit  $\sigma_F$ , die mit dem Elastizitätsmodul  $E$  über die sog. ‘Griffith-Gleichung’ verknüpft ist: [Lan89]

$$\sigma_F = \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi a}}, \quad (3.25)$$

wobei  $\gamma$  hier die Oberflächenspannung und  $a$  die Größe der Probe darstellt.

Die Dichte  $\rho$  des Materials geht in die Gleichungen (3.23) und (3.24) ein und beeinflusst damit direkt die Geschwindigkeiten. Wie im nächsten Kapitel zu sehen ist, kommen bei porösen oder granularen Festkörpern jedoch noch weitere Effekte zum Tragen, die i.a. die Schallgeschwindigkeit überproportional zur Abnahme der Dichte weiter herabsetzen.

## 3.2 Sonderfälle

Ein Sonderfall wurde bereits betrachtet, nämlich die Näherung für einen ungesättigten, porösen Festkörper, für den gilt:  $c^P \rightarrow \infty$ . Dass diese Näherung hier gültig ist, also der Restdruck eines Gases in den Poren keine Rolle bei der Schallausbreitung spielt, wird in Abschnitt 4.4.2 experimentell gezeigt. Ebenso folgert G. Hara aus einer elektrisch-analogen Betrachtung der akustischen Impedanzen von Matrix und Porenfüllung [Har35], ‘daß bei Erregung durch Körperschall die Körnchen die Hauptrolle spielen, bei Erregung durch Luftschall jedoch die eingeschlossenen Luft maßgebend ist’. Da in den hier betrachteten Fällen eine Schallerregung stets durch einen schwingenden Festkörper vermittelt wird, kann der Beitrag der Porenfüllung, sofern überhaupt vorhanden, vernachlässigt werden.

### 3.2.1 Schall in Kohlekörnchen

G. Hara behandelte in ‘*Elektrische Nachrichtentechnik*’ bereits 1935 das Thema der ‘Akustischen Schwingungsausbreitung in gekörnten Substanzen’ zur Klärung der Funktionsweise von Kohlemikrofonen [Har35]. Er erhält nach einem rein geometrisch-mechanischen Ansatz mit zwei verschiedenen Packungsformen von ideal angenommenen Kugeln:

$$c_1 = 1,92 k_f (AK)^{1/6} E^{1/3} \rho^{-1/2},$$

für eine kubische (unrealistische, aber einfache) Kugelpackung, sowie

$$c_1 = 2,18 k_f (AK)^{1/6} E^{1/3} \rho^{-1/2},$$

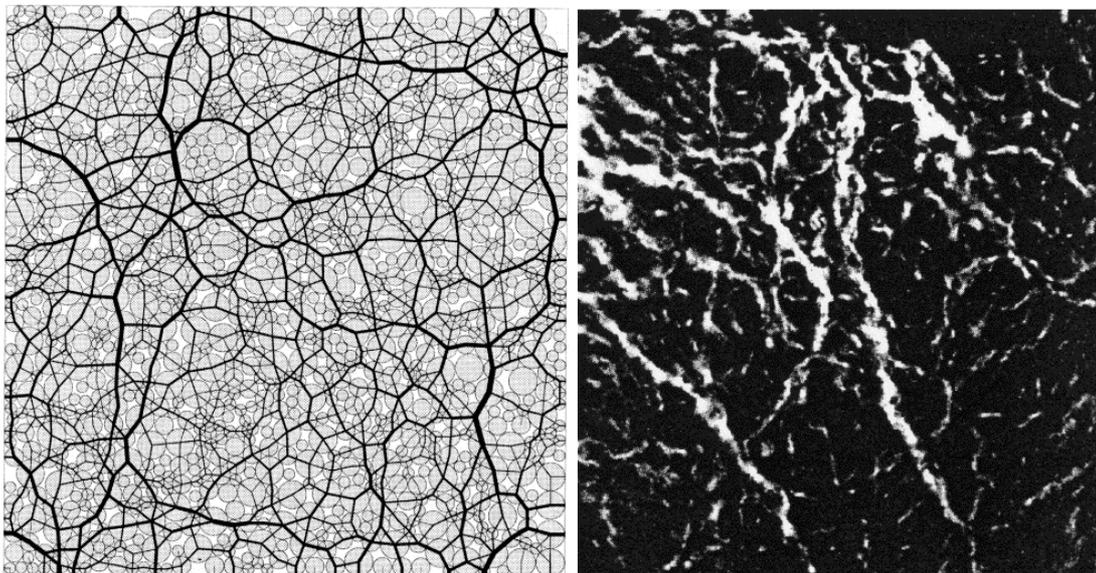
für eine hexagonal dichteste Packung. Hierbei bezeichnet  $c_1$  die P-Wellengeschwindigkeit,  $k_f$  ist ein frequenzabhängiger Faktor, der für den Fall, dass die Wellenlänge groß ist gegenüber dem Kugelradius  $A$ , nahezu 1 ist. Die Kraft, die die Kugeln zusammenpresst, ist  $K$ , bereits bekannte Größen sind E-Modul  $E$  und Dichte  $\rho$ .

Die Schallgeschwindigkeiten der Packungsformen unterscheiden sich nur unwesentlich durch einen leicht geänderten Vorfaktor. Die wesentlichen Abhängigkeiten bleiben jedoch gleich:  $c \sim K^{1/6} E^{1/3} \rho^{-1/2}$ . Im Vergleich zum Ausdruck (3.21)

fällt zwar die identische Dichteabhängigkeit auf, jedoch ist dort  $c \sim E^{1/2}$ ! Dies liegt jedoch daran, dass Hara hier noch die Presskraft mit berücksichtigt, ein statischer Druck, der entweder bauartbedingt sein kann (Kohlemikrofon), oder aber durch das Gewicht darüberliegender Schichten (bei Lockergesteinen) verursacht wird. Hier geht  $E$  mit ein, so dass es zu dem Exponenten  $1/3$  kommt. Wegen des auf Kometen vernachlässigbaren Eigengewichts sind obige Beziehungen für das Oberflächenmaterial jedoch nicht anzuwenden. Die Arbeit Haras sollte jedoch an dieser Stelle wegen ihrer nahezu rein geometrischen Herleitung nicht unerwähnt bleiben.

### 3.2.2 Kraftfluss im granularen Medium

Im Gegensatz zur Druckverteilung in einem kompakten Material (oder dem hydrostatischen Druck in einer Flüssigkeit) kann der Kraftfluss in einem granularen Medium auf wenige Kraftbrücken (Perkolation) konzentriert sein, so dass viele Partikel nur wenig, oder auch gar nichts zur Kraftübertragung beitragen und der Druck auf einer bestimmten Fläche sehr inhomogen verteilt sein kann (Abb. 3.1). (Dieser Umstand führte bereits zu Unfällen an Anlagen und Behältnissen, die granulares Material verarbeiten oder lagern (z.B. Futtermittel-Silos), da in der Schüttung die vorherberechnete, maximal zulässige Last lokal überschritten wurde und dadurch tragende Strukturen, z.B. Böden, brachen.)



**Abb. 3.1:** Kraftfluss in granularen Medien, Simulation und Messung. Eine von oben über die ganze Breite wirkende Kraft verteilt sich hauptsächlich auf wenige Kraftbrücken. Die meisten Teilchen werden nur wenig oder gar nicht belastet. *Links:* Computer-Simulation [Dip98]. *Rechts:* Messung an 3 mm großen Pyrex-Kugeln. Der Bildausschnitt beträgt  $40 \text{ mm} \times 42 \text{ mm}$ . Über einen Kolben wirkt von oben eine Kraft von 200 N. Die Belastung der Kugeln ist mittels zweier Polarisationsfilter als Aufhellung zu sehen [Liu95].

Dieser Umstand hat natürlich Konsequenzen für die Schallausbreitung, da diese an das Festkörpergerüst gekoppelt ist. Die akustischen Wellen können entlang von Flusslinien konzentriert sein, während bestimmte Domänen vom Schall überhaupt nicht erreicht werden. Dieser Effekt ist jedoch auch abhängig vom Verhältnis der Korngröße zu den betrachteten Dimensionen. In mikrometerfeinem Staub sollten sich die Kraftbrücken über makroskopische Entfernungen ausmitteln. Dennoch kann bei geringer Dichte dieser Effekt wieder Auswirkungen zeigen, z.B. im Fall von porösem Eis mit einer Dichte unter  $0,5 \text{ g/cm}^3$ . Nach [Mel75] (siehe auch Abb. 4.21) liegt hier eine akustisch gemessene Abhängigkeit von  $E \sim e^\rho$  vor. Dies könnte durch folgende einfache Überlegung erklärbar sein:

In erster Näherung wird in einem Material mit wenigen ( $n$ ) Kontakten (Bindungen) zwischen einzelnen Konstituenten, die zur Kraft- (Schall-) Übertragung beitragen, gelten:  $E \sim n$ . Nimmt man weiterhin an, dass bei wachsender Teilchendichte  $\rho/m$  entsprechend die Anzahl der Kontakte und der Verzweigungen untereinander zunimmt, so heißt das:

$$\frac{dn}{dV} \sim -\rho n \quad \text{und damit} \quad \frac{dn}{d\rho} \sim n.$$

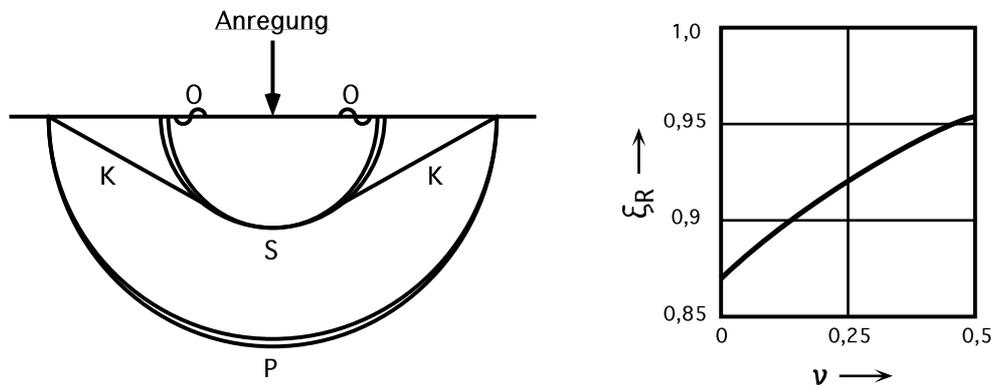
Daraus ergibt sich tatsächlich die beobachtete Abhängigkeit des E-Moduls von der Dichte mit

$$E \sim n \sim e^\rho. \quad (3.26)$$

### 3.2.3 Oberflächenwellen

Eine punktförmige, senkrechte Anregung an der Oberfläche eines Halbraums setzt u.a. P- und S-Wellen in Bewegung, die sich in den Halbraum hinein ausbreiten (Abb. 3.2, links). Ein gewisses Maß der Anregungsenergie wird allerdings auch durch Wellen davongetragen, die sich hauptsächlich an der Oberfläche ausbreiten und mit der Tiefe stark (d.h. exponentiell) gedämpft sind. Sie schwingen senkrecht zur Oberfläche und parallel zur Ausbreitungsrichtung (Rayleigh-Wellen). Ein weiterer Typ von Oberflächenwellen, sogenannte Love-Wellen, mit einer Transversalkomponente parallel zur Oberfläche ('SH') spielt nur eine untergeordnete Rolle und soll daher hier nicht weiter vertieft werden. (Siehe dazu [Gel82].)

Diese Oberflächenwellen können in der Form  $u = \text{const} \cdot e^{i(kx - \omega t)} e^{\kappa z}$  dargestellt werden, wenn der Halbraum durch die  $x$ - $y$ -Ebene begrenzt wird und sich in Richtung  $-z$  erstreckt. Die Welle breitet sich an dieser Oberfläche entlang der  $x$ -Achse aus. Die Größe  $\kappa$  stellt die charakteristische Dämpfung der Welle mit der Tiefe dar, die i.a. von der Wellenlänge abhängig ist. Der Verschiebungsvektor  $u$  setzt sich zusammen aus einem longitudinalen und transversalen Anteil, der jeweils mit  $c_p$ , bzw.  $c_s$  propagiert. Bei Raumwellen breiten sich diese Anteile unabhängig voneinander aus. Auf Grund der Randbedingungen an der Grenzfläche ( $\sigma_{iz} = 0$ ) ist



**Abb. 3.2:** Links: Wellentypen in einem Halbraum, die durch eine punktförmige Anregung senkrecht zur Oberfläche ausgelöst werden. In den Raum hinein breiten sich P-Wellen (P) und etwas langsamere S-Wellen (S) aus. Die Breite der Doppellinien ist ein Maß für die Amplitude. An der Schnittstelle zwischen P-Wellen und Oberfläche werden wiederum S-Wellen erzeugt, die sog. Kopfwellen (K). An der Oberfläche selbst laufen Wellen entlang, die nur unwesentlich in den Raum eindringen und daher Oberflächenwellen (O) genannt werden. Rechts: Zusammenhang zwischen Rayleigh-Faktor  $\xi_R$  und Poisson-Zahl  $\nu$ . (Nach [Lan89].)

dies jedoch bei Oberflächenwellen nicht der Fall. Der Verschiebungstensor hat zusammenhängende longitudinale und transversale (senkrecht zur Oberfläche) Anteile  $u_l$  und  $u_t$ , die sich phasengekoppelt mit der Geschwindigkeit  $c_R$  fortbewegen. Dabei beschreibt ein Punkt an der Oberfläche, über den die Welle hinwegläuft, eine retrograde Ellipse. [Tel90]

Wie [Lan89] zeigt, hängt die Geschwindigkeit der Rayleigh-Wellen  $c_R$  nur durch einen Faktor  $\xi_R$  von der Scherwellengeschwindigkeit  $c_s$  ab.  $\xi_R$  wiederum ist nur abhängig vom Verhältnis der Raumwellengeschwindigkeiten  $c_s/c_p$  und wird bestimmt durch die Lösungen des Polynoms

$$\xi_R^6 - 8\xi_R^4 + 8\xi_R^2 \left( 3 - 2\frac{c_s^2}{c_p^2} \right) - 16 \left( 1 - \frac{c_s^2}{c_p^2} \right) = 0.$$

Betrachtet man die Gleichungen (3.21) und (3.22), so fällt auf, dass das Verhältnis  $c_s/c_p$  allein von der Poisson-Zahl  $\nu$  abhängig ist, und zwar in der Form:

$$\frac{c_s}{c_p} = \sqrt{\frac{1 - 2\nu}{2(1 - \nu)}}.$$

Damit ist der Proportionalitätsfaktor  $\xi_R$ , der die Rayleigh-Wellengeschwindigkeit mit der Scherwellengeschwindigkeit verknüpft ( $c_R = \xi_R \cdot c_s$ ), eine Funktion der Poissonzahl  $\nu$ . In einem realistischen Wertebereich von 0 bis 0,5 für  $\nu$  ändert sich  $\xi_R$  monoton von 0,874 bis 0,955. Eine graphische Darstellung von  $\xi_R(\nu)$  zeigt Abbildung 3.2, rechts.

Bei einer Anregung an der Oberfläche, wie es bei CASSE der Fall ist, geht i.a. ein großer Anteil der Energie in die Oberflächenwellen. Diese sind zudem im Gegensatz zu den Raumwellen weniger stark gedämpft, da sich die Energie nur über die Fläche verbreitet und nicht im Raum. Da jedoch  $\xi_R$  stets kleiner als 1 ist, ist die Geschwindigkeit der Rayleigh-Welle immer kleiner, als die S-Wellengeschwindigkeit. Somit dürften die Ankunftszeiten der für das Instrument interessanten Wellentypen P und S klar erkennbar sein, ohne vom Oberflächenanteil gestört zu werden. Die Geschwindigkeit der i.a. deutlichen Rayleighwelle kann dann zusammen mit  $c_s$  dazu herangezogen werden, um nach obigem Zusammenhang die Poisson-Zahl  $\nu$  des Oberflächenmaterials zu bestimmen.

### 3.2.4 Dünne Platten – Das ‘Eierschalenmodell’

Die in den KOSI-Experimenten beobachtete Rekondensationsschicht (Abb. 1.3) kann im Hinblick auf den Kometenkern bedeuten, dass dieser nach etlichen Periheldurchgängen (möglicherweise) eine verhärtete Schicht an oder nahe der Oberfläche besitzt, während das tieferliegende Material unverändert und locker vorliegt (‘Egg-Shell Model’ [Mö00]). Dies würde dazu führen, dass sich der Schall hauptsächlich in dieser dünnen, aber festen Schicht ausbreitet, während im dagegen lockeren Untergrund nur eine verlangsamte und stark gedämpfte Wellenfortpflanzung stattfindet. Für diesen Fall ist die Schallausbreitung in einer (verglichen zur Wellenlänge) dünnen Platte von Interesse und soll hier näher untersucht werden. Nach [Lan89] (Kap.III §25) sind dabei für die relativ zur Plattenebene unterschiedlichen Schwingungszustände jeweils andere Ausbreitungsgeschwindigkeiten mit essentiell unterschiedlicher funktionaler Abhängigkeit zu erwarten. Zunächst sei der einfachere Fall beschrieben, wo die Auslenkungen der Wellen innerhalb der Plattenebene liegen.

Die Hauptebene der Platte sei durch die  $x$ - $y$ -Ebene definiert, ihre endliche Dicke in  $z$ -Richtung betrage  $h$ . Der Elastizitätstensor reduziere sich im isotropen Fall zur skalaren Materialkonstanten  $E$ . Damit lauten die Gleichungen, die das Kräftegleichgewicht bei Verformungen des Materials in der Ebene beschreiben:

$$Eh \left( \frac{1}{1-\nu^2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{1}{2(1+\nu)} \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} \right) + P_x = 0,$$

$$Eh \left( \frac{1}{1-\nu^2} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{1}{2(1+\nu)} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \right) + P_y = 0,$$

wobei  $P_x$  und  $P_y$  die Volumenkräfte in der Plattenebene bezeichnen. Ersetzt man letztere für den dynamischen Fall durch  $-\rho h \partial^2 u_x / \partial t^2$  bzw.  $-\rho h \partial^2 u_y / \partial t^2$ , so erhält man die Gleichungen für Wellen innerhalb der Platte:

$$\begin{aligned}\frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= \frac{1}{1-\nu^2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{1}{2(1+\nu)} \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y}, \\ \frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} &= \frac{1}{1-\nu^2} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{1}{2(1+\nu)} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y}.\end{aligned}$$

(Man beachte, dass die Plattendicke  $h$  in die Wellengleichungen hier nicht mehr eingeht!)

Für eine in  $x$ -Richtung propagierende Welle in der Platte ergibt sich daraus:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} - \frac{E}{\rho(1-\nu^2)} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} - \frac{E}{2\rho(1+\nu)} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} = 0.$$

Aus den Faktoren vor dem jeweiligen Raumableitungsterm ergeben sich die Geschwindigkeiten  $c_l$  für longitudinale und  $c_t$  für transversale Wellen zu

$$c_l = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \quad \text{und} \quad c_t = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}}.$$

Die Geschwindigkeit  $c_l$  für Kompressionswellen in der Platte unterscheidet sich damit geringfügig von der Geschwindigkeit  $c_p$  im unbegrenzten Medium (Gl. 3.21). Dagegen ist  $c_t$ , die Geschwindigkeit von Wellen, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, aber in der Plattenebene schwingen ('SH'), völlig identisch mit  $c_s$ , der Transversalwellengeschwindigkeit (Gl. 3.22). Beide Geschwindigkeiten hängen somit nur von den Materialkonstanten  $E$  und  $\rho$  ab, jedoch nicht von der Frequenz. Anders sieht es aus, wenn man BiegeWellen, also Wellen mit Auslenkungen orthogonal zur Ausbreitungsrichtung und zur Plattenebene ('SV') betrachtet.

Die Verformung der oben eingeführten Platte in  $z$ -Richtung sei hinreichend klein und es gelte  $u_z = \zeta(x, y) \gg u_x, u_y$ . Durch Minimierung der freien Energie der Platte erhält man schließlich die Gleichgewichtsbedingung

$$D\Delta^2\zeta - P_z = 0 \quad \text{mit der Biegesteifigkeit } D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}.$$

Hier ist  $\Delta^2$  der Laplace-Operator in zwei Dimensionen. Die Größe  $P_z$  bezeichnet die senkrecht zur Platte, d.h. bei kleiner Auslenkung in  $z$ -Richtung, wirkende äußere Kraft. Ersetzt man diese durch  $-\partial^2\zeta/\partial t^2 \rho h$ , so gelangt man zu den Wellengleichungen für transversale Plattenschwingungen:

$$\frac{D}{h}\Delta^2\zeta + \rho\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2} = 0.$$

Setzt man eine monochromatische Welle der Form  $\zeta = \text{const} \cdot e^{i(kx - \omega t)}$  als mögliche Lösung ein, so ergibt sich die Beziehung:

$$\frac{D}{h}k^4 - \rho\omega^2 = 0 \quad \text{und damit} \quad \omega = k^2 \sqrt{\frac{D}{\rho h}} = k^2 \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1 - \nu^2)}}.$$

Das heißt, bei Wellen, die transversal zur Plattenebene schwingen, hängt die Wellenlänge nicht mehr linear-reziprok mit der Frequenz zusammen, es liegt also Dispersion vor und die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer solchen Welle ist abhängig von ihrer Wellenlänge. Diese Geschwindigkeit (Gruppengeschwindigkeit) errechnet sich über  $U = \partial\omega/\partial k$  zu

$$U = \sqrt{\frac{Eh^2}{3\rho(1 - \nu^2)}} k.$$

Im Hinblick auf CASSE bedeutet dies: Sollte der ROSETTA LANDER auf einer Oberfläche stehen, die gegenüber dem Untergrund um Größenordnungen fester, aber relativ dünn ist, so müsste dies mit Hilfe von CASSE feststellbar sein. Da das Instrument einen Sendebereich von 100 Hz bis 10 kHz überdeckt, ist damit die dispersive Ausbreitung von Transversalwellen des Typs 'SV' in einer harten Oberflächenschicht deutlich messbar.

*... und als Belohnung für diese Dinge  
haben ihm die Götter Gesundheit, Sieg, Kraft  
und all die anderen schönen Dinge gegeben,  
und er und seine Kinder sollen  
die Königswürde für alle Zeiten behalten.*

## Kapitel 4

# UNTERSUCHUNGEN AN KOMETEN-RELEVANTEM MATERIAL

Zunächst sei an dieser Stelle erwähnt, was unter ‘kometen-relevant’ zu verstehen sein soll. Es handelt sich hierbei um Medien, die potentiell auf Kometen anzutreffen sind, wie z.B. Wassereis, Mineralstaub, durchaus jedoch auch in ihrer reinen Form, also nicht notwendigerweise in kometar-analogenem Gemisch. In weiterem Sinne zählen auch Stoffe dazu, die in ihrer Struktur, nicht aber der chemischen Zusammensetzung nach, wichtig für die Untersuchung der Schallausbreitung in kometarem Regolith sein können, also z.B. Sand und Kies.

### 4.1 Daten aus der Literatur

Wie bereits Messungen der NASA an Mond-Regolith, aber auch Untersuchungen an anderen porösen und granularen Medien zeigen, ist in solch lockeren Medien zwar eine Schallausbreitung möglich, die Schallgeschwindigkeit ist jedoch sehr gering und liegt bisweilen unterhalb der Schallgeschwindigkeit in Luft unter Normaldruck (330 m/s)!

Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über einige Messwerte aus der Literatur. Hierbei bezeichnet  $c_p$  die Geschwindigkeit der Kompressionswellen. Ein ebenso charakteristischer Wert ist die Geschwindigkeit der Scherwellen  $c_s$ , die stets kleiner ist als  $c_p$ . Diese Wellenform mit transversaler Polarisierung kann sich nur in Festkörpern ausbreiten; in Flüssigkeiten oder Gasen kommt sie nicht vor. Die Bezeichnungen ‘P’ und ‘S’ stammen aus der Seismik, wo die zuerst eintreffende Kompressionswelle in einem Seismogramm als ‘primär’, die spätere Scherwelle als ‘sekundär’ bezeichnet wird. Diese Wellen werden auch Raumwellen genannt, da

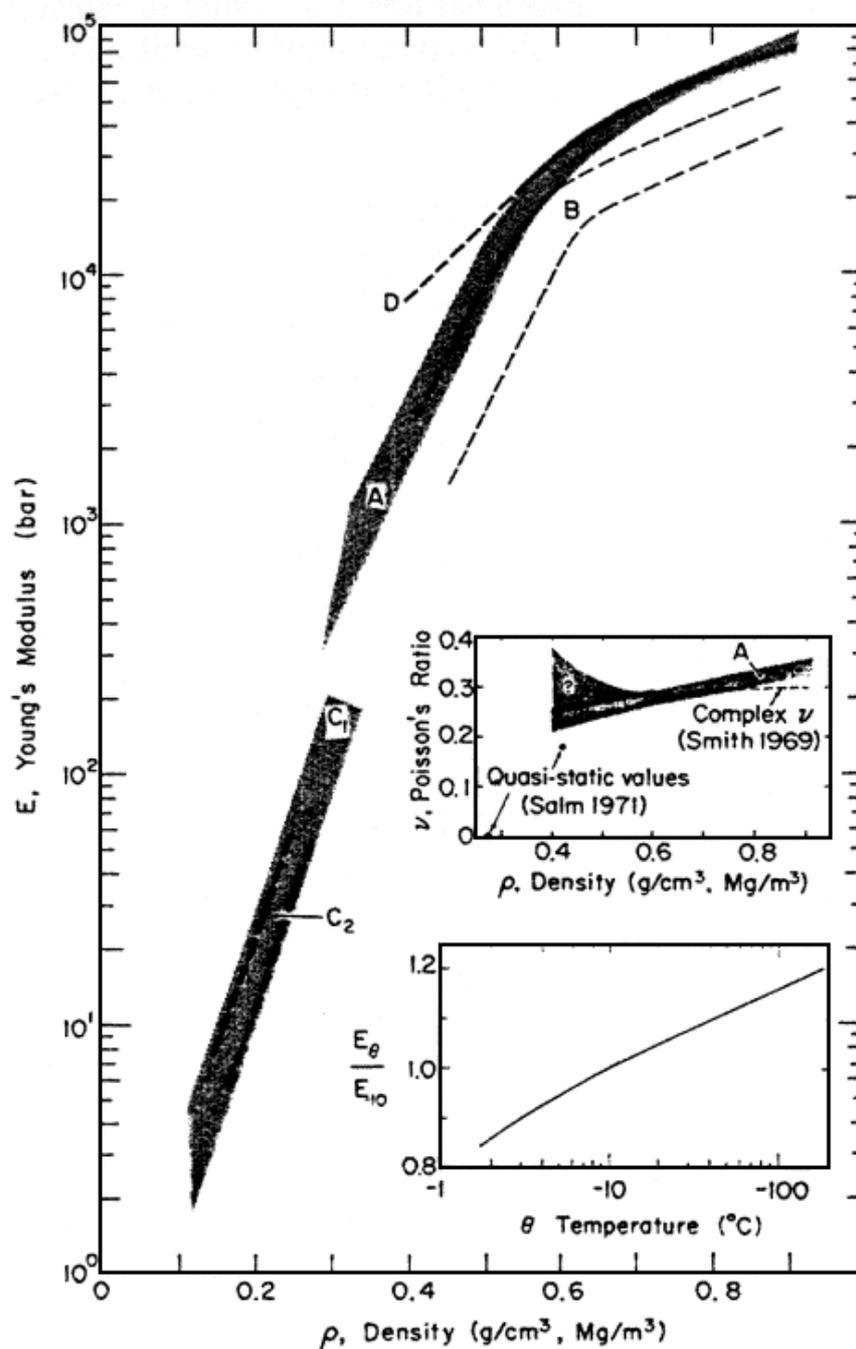
Material	$c_p$ [m/s]	Referenz
Aluminium	7050	[Pre66b]
Stahl	6150 – 6300	[Pre66b]
Glas	5800	[Pre66b]
Plexiglas	2550	[Pre66b]
Gummi	1040	[Pre66b]
Wasser (25° C)	1509	[Pre66b]
Binneneis	3300 – 3500	[Pre66b]
Gletschereis (0° C)	3600 – 3800	[Pre66b]
Luft (25° C)	330	
Grönland-Eis (0,6 g/cm <sup>3</sup> )	2518	[Smi65]
Grönland-Eis (0,4 g/cm <sup>3</sup> )	1024	[Smi65]
Sand*	~270	[Sch64]
Kugelschüttung**	~425	[Sch64]
Mond-Regolith	92 – 114	[McK91, Co074]

**Tab. 4.1:** Übersicht über die Schallgeschwindigkeiten verschiedener kompakter, poröser und granularer Medien. Zu beachten ist die drastische Reduzierung der Geschwindigkeit in porösen, erst recht in granularen Materialien. Allein durch geometrische Wegverlängerung ist der Betrag dieser Verlangsamung nicht erklärbar. \*Korngröße: 0,85 mm, Porosität: 40%, \*\*Korngröße: 0,1 mm, Porosität: 40%.

sie einen Körper räumlich zu durchdringen vermögen. Andere Wellenformen, wie Oberflächenwellen, sollen in den hier vorgestellten Untersuchungen nicht weiter berücksichtigt werden.

Aus den primären Messgrößen  $c_p$  und  $c_s$  soll auf mechanische Eigenschaften des untersuchten Materials geschlossen werden (siehe voriges Kapitel). Eine gute Zusammenstellung von mechanischen Parametern eines im Hinblick auf Kometen wichtigen Stoffes, nämlich Schnee, liefert M. Mellor in [Mel75]. Abbildung 4.1 zeigt einen Überblick über das Elastizitätsmodul  $E$  in Abhängigkeit der Dichte  $\rho$ . Ein für Kometen wichtiger Wertebereich der Dichte ( $\rho < 0,5 \text{ g/cm}^3$ ) zeigt dabei ein Verhalten ( $E \sim e^\rho$ ), das einen Rückschluss auf die innere Struktur zulässt und bereits in Abschnitt 3.2.4 veranschaulicht wurde. Von Bedeutung ist ebenfalls das obere kleine Insert in Abbildung 4.1: Es zeigt den Wertebereich für die Poisson-Zahl  $\nu$ , der bei porösem Eis erwartet werden kann. Mit Hilfe der Scherwellengeschwindigkeit  $c_s$  und der Rayleigh-Wellen-Geschwindigkeit  $c_R$  kann dieser Parameter vom CASSE-Instrument bestimmt werden, um ihn mit den irdischen Werten von [Mel75] vergleichen zu können (vorausgesetzt, der ROSETTA LANDER sollte auf einer Eis-dominierten Oberfläche stehen.)

Die oben tabellierten Messungen an irdischen, porösen bzw. granularen Medien (Sand, Schnee, etc.) zeigen: Die gemessenen Geschwindigkeiten sind meist weitaus kleiner, als die von kompakten (d.h. nicht-porösen) Materialien, manchmal sogar



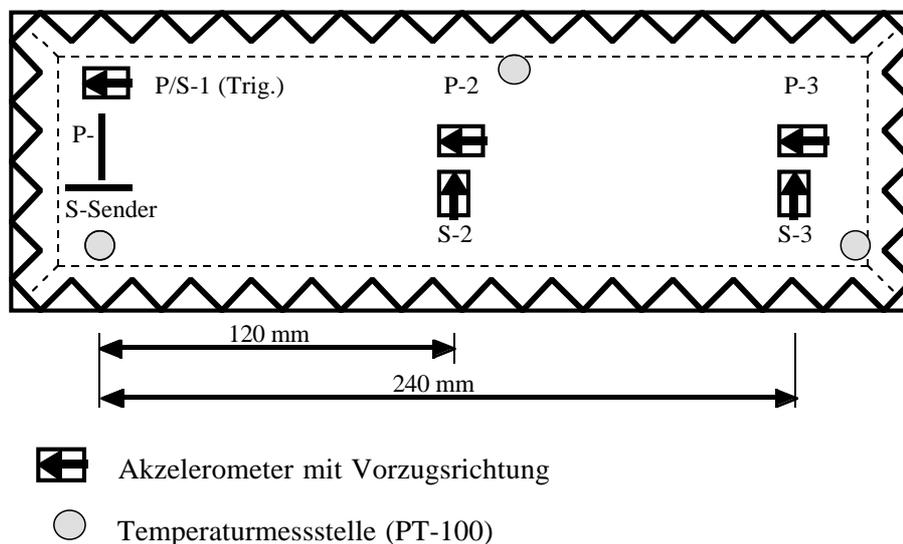
**Abb. 4.1:** Übersicht über Messungen des Elastizitätsmoduls  $E$  von porösem Eis (Schnee) in Abhängigkeit der Dichte  $\rho$ . Interessant im Hinblick auf kometares Material ist im besonderen der Dichtebereich  $\rho < 0,5 \text{ g/cm}^{-3}$ . Die Buchstaben in den einzelnen Wertebereichs-Flächen bezeichnen verschiedene Methoden, mit denen die jeweiligen Messwerte ermittelt wurden (siehe Quelle). Das obere, kleine Insert zeigt die Abhängigkeit der Poisson-Zahl  $\nu$  von der Dichte  $\rho$ . (Aus: [Mel75])

als die von Luftschall. Dies erstaunt besonders, da die Schallleitung in einem kohäsiven Festkörper i.a. besser ist, als in einem Gas.

Da die kometare Oberfläche (ggf. Regolith) noch weitaus lockerer aufgebaut sein kann, als die in der Tabelle aufgeführten Feststoffe, ist zunächst die Frage zu klären, wie gut in einem solchen Medium überhaupt eine akustische Leitung stattfindet. Wovon hängt sie ab, auf welchen Mechanismen beruht die (stark verlangsamte) Ausbreitung des Schalls und welche Rückschlüsse sind aus den Messwerten auf die Materialparameter möglich? Diese Fragen werden z.T. durch verschiedene Modelle, die im nächsten Kapitel vorgestellt werden, beantwortet. Hier seien nun einige Messungen vorgestellt. Zunächst jedoch eine Beschreibung der angewandten Messtechnik.

## 4.2 Messanordnung

Zur Messung der Schallgeschwindigkeiten wird das jeweilige (granulare) Material in einen rechteckigen Messbehälter gefüllt, dessen Wände zur Unterdrückung von Reflexionen und stehenden Wellen jeweils um  $7,5^\circ$  zur Senkrechten geneigt und mit einem Noppenschaumstoff als Dämmmaterial beschichtet sind. Die verbleibenden Innenabmessungen betragen in Höhe der Messstrecke  $32 \times 10 \times 12 \text{ cm}^3$ . (Abb. 4.2.)



**Abb. 4.2:** Messtechnische Anordnungen zur Bestimmung von Schallgeschwindigkeiten in porösen/granularen Materialien, wie für die meisten Experimente hier verwendet. Die Wände des Behälters sind mit genopptem Schaumstoff (gezackte Linie) ausgekleidet, um Reflexionen zu unterdrücken. Links sind die Erreger (Piezo-Schallwandler-Scheiben) für akustische Longitudinal- ('P') und Transversal- ('S') Wellen angeordnet. Als Empfänger dienen einachsige, passive (ladungsverstärkte) Akzelerometer. Ihre Hauptempfindlichkeitsachse ist durch einen Pfeil angedeutet. Thermosensoren (PT-100) messen die Temperaturen innerhalb der Probe.

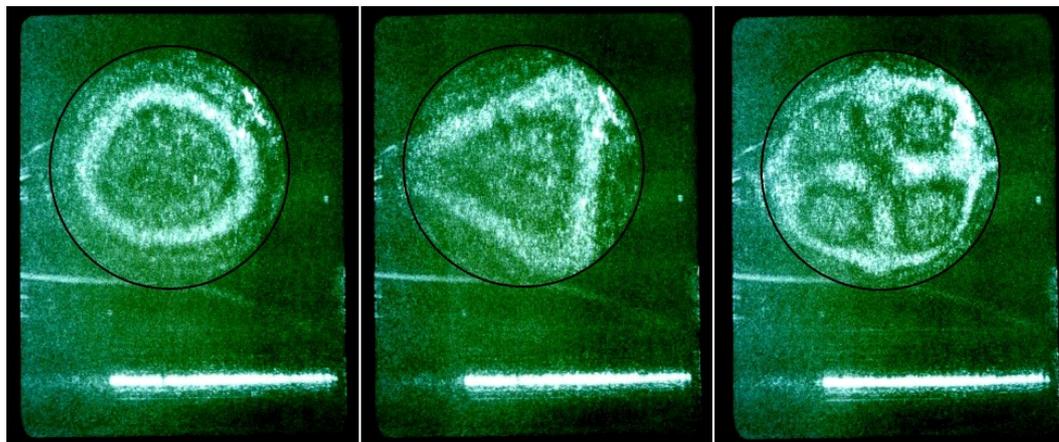
Das eingefüllte Material wird mit piezo-elektrischen, akustischen Sendern und Empfängern in einer Tiefe von ca. 5 cm bestückt. Somit wird die Anregung von störenden Oberflächenwellen weitgehend vermieden. Als Sender dienen Piezo-Schallwandler in Form einer flachen Scheibe, Durchmesser: 35 mm, Dicke: 0,5 mm, mit einer Resonanzfrequenz von ca. 2,2 kHz (Abb. 4.3). Es handelt sich hierbei um kommerzielle Produkte, wie sie vielfach in der Unterhaltungselektronik als Miniaturlautsprecher, z.B. in Armbanduhren, Glückwunschkarten, etc. breite Anwendung finden.



**Abb. 4.3:** Piezo-elektrische Schallwandler, wie sie in den meisten der hier beschriebenen Laborversuchen mit kometen-relevantem Material als akustische Erreger eingesetzt werden (*Links:* Mit Kupferlackdraht kontaktiert. *Mitte:* Durchmesser 35 mm, Dicke 0,5 mm, Resonanzfrequenz 2,2 kHz). Der Vorteil dieser Schallwandler ist ihre einfache, kompakte Bauweise, die im Gegensatz zu elektrodynamischen Systemen auch eine Funktion unter extremen Bedingungen (Kälte, Vakuum) gewährleistet. (Ebenso erwähnenswert ist der günstige Beschaffungspreis, der kaum den Wert der zum Größenvergleich verwendeten Münze (*rechts*) übersteigt.)

Dort ist das piezo-elektrische Material in einer dünnen Schicht auf einem runden Metallplättchen aufgebracht, das gleichzeitig als Träger und Resonanzkörper fungiert. Es stellt gleichzeitig eine Seite eines Plattenkondensators (Elektrode) dar, dessen Feld auf das Piezo-Material verformend einwirkt. Die andere Elektrode ist eine auf der anderen Seite des Piezo-Materials aufgedampfte Silberschicht, die in Abbildung 4.3 deutlich zu sehen ist (links bereits mit Kupferlackdraht kontaktiert). Eine angelegte Spannung bewirkt eine Kontraktion der Piezo-Schicht, was zu einer Biegeschwingung des Metallträgers führt. Dies ist in Abbildung 4.4 (Seite 52) zu sehen. In diesen Laser-interferometrisch erzeugten Bildern sieht man die Schwingungsformen einer Piezo-Scheibe (Umriss als schwarzer Kreis angedeutet) bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen.

Links ist die Grundschwingung zu sehen, der helle Kreis bei ca.  $2/3$  des Radius' stellt eine Knotenlinie dar; der Mittelpunkt der Scheibe schwingt gegenphasig zum Rand. Die Scheiben strahlen bei der Grundschwingung somit vorwiegend in der Mitte Kompressionswellen senkrecht zur Fläche ab. Zur gezielten Anregung von P- und S-Wellen im Medium werden zwei Sender senkrecht zueinander in die Probe gegeben. Der P-Sender weist dabei mit seiner Flächennormalen in Richtung der Empfänger, während der S-Sender mit einer Kante in diese Richtung zeigt, da bei Biegeschwingungen S-Wellen radial von der Scheibenkante ausgehen.



**Abb. 4.4:** Laser-Interferogramme einer Piezo-Sendescheibe (vergl. Abb. 4.3, Mitte) bei unterschiedlichen Frequenzen. Der Umriss der Scheibe ist in Schwarz eingezeichnet. Dicke, helle Stellen zeigen Ruhe, also Schwingungsknoten an. Links ist die Grundschiwingung mit 2,2 kHz zu sehen: Die Scheibe führt eine kreissymmetrische Biegeschwingung aus, bei der die Mitte gegenphasig zum Rand schwingt; bei ca.  $2/3$  des Radius' befindet sich die kreisförmige Knotenlinie. Die Bilder in der Mitte und rechts wurden bei höheren Frequenzen aufgenommen und zeigen höhere Schwingungsmoden.

Als Empfänger werden passive Piezo-Akzelerometer mit einer Empfindlichkeit von  $0,32 \text{ pC/ms}^{-2}$  eingesetzt. Ein nachgeschalteter Ladungswandler und -verstärker liefert damit eine Empfindlichkeit von  $10 \text{ mV/ms}^{-2}$ . Diese Sensoren werden in ca. 5 cm Tiefe im Material begraben, und zwar jeweils in 12 cm (Messpunkt 2) und in 24 cm (Messpunkt 3) Entfernung von den Sendern. Da die Akzelerometer eine ausgesprochene Richtcharakteristik\* aufweisen, werden an den beiden Messpunkten jeweils zwei Sensoren so positioniert, dass sie eine leichte Trennung von P- und S-Wellen erlauben (P-2, S-2, P-3, S-3) (vergl. Seite 25) [Koc00]. Ein fünfter Beschleunigungsmesser (P/S-1) wird direkt neben den Sendern platziert und als Trigger-Signalgeber eingesetzt.

Der Vorteil bei der Verwendung von piezo-elektrischen Sendern und Empfängern im Gegensatz zu elektrodynamischen ist die weitgehende Unempfindlichkeit gegen tiefe Temperaturen und Vakuum, die teilweise in den folgenden Messungen vorherrschen.

### 4.3 Mineralischer Staub: Dunit

Ein Extremum für die kometare Oberfläche ist poröses Eis. Dies stellt sozusagen den Urzustand des Kometenkerns dar. Das andere Extrem ist eine feinkörnige, lose gekoppelte, mineralische Staubschicht, die einen Teil des Regoliths bildet, nachdem der Komet in Sonnennähe bereits eine starke Erosion erlitten hat.

\* Die Empfindlichkeit in transversaler Richtung liegt laut Datenblatt [Bru94] unter 5%.

(Auch wenn dieser Fall beim Kometen 46P/Wirtanen eher unwahrscheinlich erscheint, so soll er hier dennoch als Extremfall zur Schallausbreitung betrachtet werden.)

<b>Zusammensetzung</b>	$(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$
<b>Dichte (kompakt)</b>	$3,27 \text{ g/cm}^3$ [Bir66]
<b>Schallgeschwindigkeit</b>	$\approx 7 \text{ km/s}$ [Bir66]
<b>Dichte (Staub)</b>	$1,22 \pm 0,12 \text{ g/cm}^3$
<b>Porosität</b>	$0,61 \pm 0,04$
<b>Korngröße</b>	$0,1 - 5 \mu\text{m}$

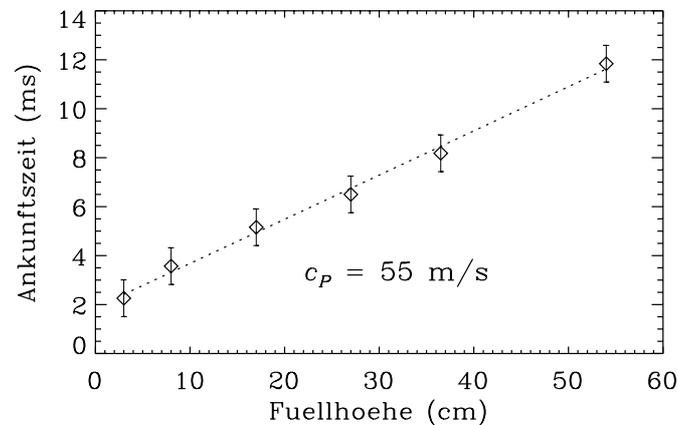
**Tab. 4.2:** Daten des hier verwendeten olivinischen Gesteinsmehls (Dunit). Der mikrometerfeine Staub wird entweder als mineralische Komponente zum ‘Kometeneis’ beigemischt oder in reiner Form als Modells substanz einer staubigen Regolithoberfläche eingesetzt.

Unter diesem Gesichtspunkt wird die Schallgeschwindigkeit in Dunit, einem Olivin-Mineral, in Form eines mikrometerfein gemahlten Staubs bestimmt. Einige physikalisch-chemische Daten des verwendeten Dunits sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die Frage ist hierbei: Wird in dem lockeren, porösen Gefüge überhaupt eine Schallausbreitung messbar sein, und wenn ja, ist die – sicherlich frequenzabhängige – Dämpfung so stark, dass in einem für die Lander-FüÙe relevanten Abstand (ca. 2,2 m) die Signalamplitude zu klein für die eingesetzten Akzelerometer ist?

Hierzu wird eine andere Versuchsanordnung als in Kapitel 4.2 beschrieben verwendet: Eine Röhre mit einem Durchmesser von 15 cm wird sukzessive mit Dunit aufgefüllt. Am unteren (elastischen) Boden ist als Sensor ein Akzelerometer befestigt. Auf die Dunit-Oberfläche wird ein elektrodynamischer Pulsgeber (Lautsprechermembran) mit ca. 3/4 des Durchmessers der Röhre gesetzt, der gewährleisten soll, dass eine quasi-ebene Welle die Staubsäule durchläuft. Die Pulse haben eine Gauß-Form mit einer Breite von ca. 1 ms. Dies ergibt eine mittlere Sendefrequenz von 1 kHz. Die Laufzeit des Signals von der Oberfläche zum Boden wird bestimmt, die Messwerte werden in ein Weg-Zeit-Diagramm eingetragen und die Geschwindigkeit anhand der Steigung einer Regressionsgeraden bestimmt (Abb. 4.5, Seite 54).

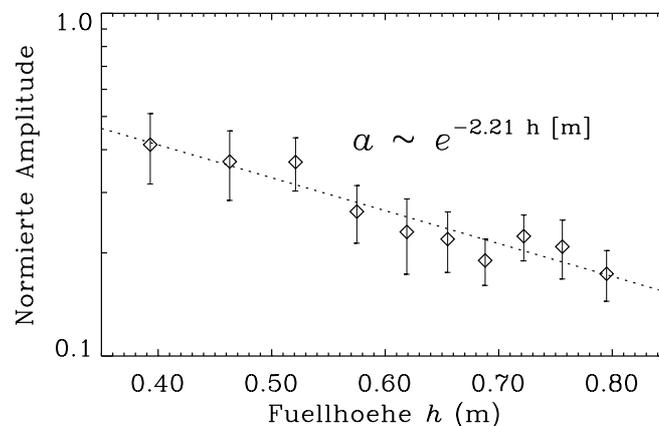
Wie an den Messwerten zu sehen ist, wird eine etwaige Vergrößerung der Geschwindigkeit infolge der Kompression der unteren Schichten durch die wachsende Auflast nicht beobachtet. Der nichtverschwindende t-Achsenabschnitt in Abbildung 4.5 rührt von einer Auslöseverzögerung der Messung her; dies hat jedoch keinen Einfluss auf die Steigung der Geraden, also die Geschwindigkeit.

Die gemessene P-Wellengeschwindigkeit beträgt nur  $55 \pm 3 \text{ m/s}$ , mit der kleinste Wert aller hier durchgeführten Experimente überhaupt! Ein schon beachtliches Ergebnis, ist doch die Schallgeschwindigkeit in Dunit in kompakter Form um einen Faktor von immerhin ca. 130 größer! (Vergl. Tab. 4.2.) Eine dermaßen drastische



**Abb. 4.5:** Ergebnisse der Laufzeitmessung in Olivinstaub (Dunit). Aus der Steigung der Regressionsgeraden ergibt sich eine P-Wellen-Geschwindigkeit von  $55 \pm 3 \text{ m/s}$ .

Verringerung der Geschwindigkeit ist mit einer bloßen Wegverlängerung (Verzweigung des Schallwegs) innerhalb des granularen Mediums nicht zu erklären. Ein mögliches Modell dieses ‘Brems’-Effekts wird in Kapitel 5 gegeben werden.



**Abb. 4.6:** Dämpfung der Signalpulse im Dunitstaub in Abhängigkeit der Wegstrecke (Füllhöhe  $h$ ) bei einer Sendefrequenz von 1 kHz. Die Amplitude  $a$  wird bei  $h = 0$  zu 1 normiert.

Aus der beobachteten Dämpfung ( $\sim e^{-2,21 \cdot h \text{ [m]}}$ ) (Abb. 4.6) bei der verwendeten Sendefrequenz von 1 kHz lässt sich abschätzen, dass bei dem gegebenen Abstand der Lander-Füße von 2,2 m eine Abschwächung des Signals um  $7,7 \cdot 10^{-3}$  stattfindet. Bei einer Erregungs-Amplitude (d.h. die Amplitude der Ausgangsspannung eines Akzelerometers, das direkt neben dem Sender plaziert ist) von typischerweise 100 mV resultiert in einer Signalspannung von 0,77 mV. Dies dürfte mit den geplanten Akzelerometern gut zu messen sein, da dieses Signal deutlich über dem typischen Signalrauschen von ca.  $50 \mu\text{V}$  liegt.

Dieses Ergebnis ist natürlich frequenzabhängig. Für die Abschätzung der Funktion von CASSE ist das Ergebnis hier jedoch ausreichend. Die verwendete Frequenz liegt (logarithmisch gesehen) genau in der Mitte des Bandes, für das das Instrument ausgelegt ist. Zu tieferen Frequenzen nimmt die Dämpfung noch ab. (Mehr zur Frequenzabhängigkeit in [Koc00].) Beim Einsatz von CASSE auf der Kometenoberfläche ist also eine Signalübertragung durch das Oberflächenmaterial selbst im schlimmsten Fall von mikrometerfeinem, staubigen Regolith zwischen den Füßen durchaus realistisch. Jedes festere Material kann die Übertragungsbedingungen nur verbessern. Quantitative Messungen mit Prototypen der Lander-Füße sind dazu unbedingt notwendig. Ein ernstzunehmendes Problem stellt hierbei die direkte Schalleitung durch das Landegestell dar. Die in den Füßen erzeugten Schwingungen pflanzen sich nämlich nicht nur durch den Boden fort, sondern zu einem nicht zu vernachlässigenden Teil auch durch das Kohlefasergerüst des Landegestells. Dort sind sie schätzungsweise schneller und zudem weniger gedämpft, als im Oberflächenmaterial. Um eine deutliche Trennung vom 'Nutzsignal' aus dem Boden zu erreichen, sollte das Direktsignal so weit wie möglich durch Dämpfungsmaßnahmen an geeigneten Stellen der Lander-Beine unterdrückt werden. Eine genaue Kenntnis der Struktur des Direktsignals könnte helfen, das Bodensignal von diesem zu trennen. Hierzu sind Messungen am möglichst realistischen Landegestell notwendig.

## 4.4 Sand und Kies

### 4.4.1 Materialparameter und Schallgeschwindigkeit

Da feiner Staub sicherlich nur einen Extremfall der kometaren Regolithschicht darstellt, werden weitere Experimente in Quarzsand (Korngröße ca. 0,2 mm) und Feinkies (ca. 2 mm) durchgeführt. Die Dichte dieser Medien wurde zu 1,72 bzw. 1,54 g/cm<sup>3</sup>, ihre Porosität zu  $0,33 \pm 0,02$  bzw.  $0,40 \pm 0,02$  bestimmt. Zum Vergleich: die Dichte von kompaktem Quarz liegt etwa bei 2,6 g/cm<sup>3</sup>, die Schallgeschwindigkeit bei 5,26 km/s [Pre66a]. Im Quarzsand und dem Feinkies wurde die Kompressionswellengeschwindigkeit zu 120 m/s, bzw. 140 m/s gemessen.

### 4.4.2 Einfluss des Poren-Gasdrucks

Zwar erwartet G. Hara (vergl. Abschn. 3.2), dass die Schalleitung in einem granularen Material fast ausschließlich durch die Festkörper-Matrix erfolgt, jedoch soll dies hier nochmals einer genauen Untersuchung unterzogen werden. Um die Frage zu klären, in wie weit die Schallgeschwindigkeit in einem granularen Festkörper vom Gasdruck in den Poren abhängig ist, sind Materialien wie Sand und Kies geeignet, da man davon ausgehen kann, dass durch die makroskopischen Poren

ein Entgasen relativ gut durchzuführen ist. Im Gegensatz dazu erweisen sich mikroskopisch-granulare Körper, wie das zuvor erwähnte Dunit als nicht problemlos zu evakuieren, da durch die sehr große innere Oberfläche das Gas adhesiv gebunden werden kann. So zeigt eine zu evakuierende Probe von Dunit-Staub regelrechte Gasexplosionen, wenn der Druck eingeschlossener Gasblasen die lokalen Bindungskräfte übersteigt. Der Staub scheint quasi zu kochen.

Eine Änderung der Schallgeschwindigkeit im granularen/porösen Medium bei vermindertem Gasdruck ist, wenn überhaupt, beim Übergang zum sog. Knudsen-Regime zu erwarten. Hierbei überschreitet die mittlere freie Weglänge (MFW)  $\lambda_G$  der Gasmoleküle die Porengröße des festen Mediums. Die MFW in einem Gas lässt sich abschätzen zu:

$$\lambda_G = \frac{1}{\sigma_G \cdot n_G} \quad (4.1)$$

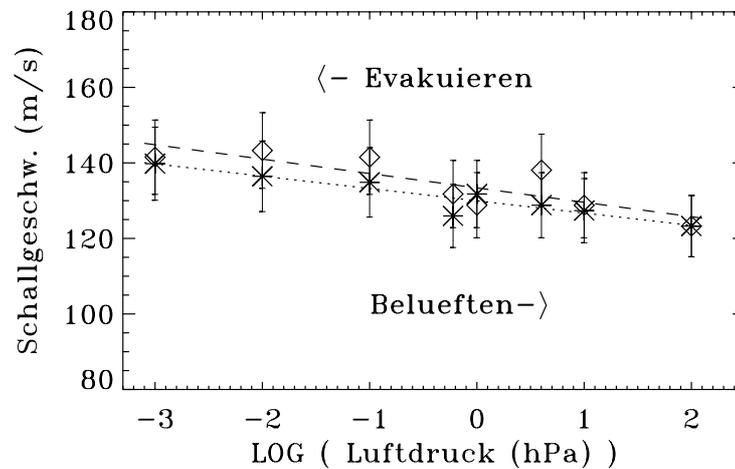
Hierbei ist  $\sigma_G$  der Wirkungsquerschnitt eines Gasmoleküls und wird für Luft (Stickstoff) mit  $5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$  angegeben.  $n_G$  ist die Teilchendichte und beträgt bei Normaldruck  $2,7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ . Dies ergibt eine MFW von 74 nm, was weit unterhalb der typischen Porengröße von Sand und Kies mit Korndurchmessern von 0,2 bzw. 2 mm liegt.

Bei einem Zehntausendstel des Normaldrucks ( $10^{-1} \text{ hPa}$ ) vergrößert sich  $\lambda_G$  bereits auf  $7,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ , d.h. 0,74 mm. Diese MFW liegt bereits über der mittleren Porengröße zumindest des 0,2 mm feinen Sandes, wir befinden uns hier also bereits im Knudsen-Regime. Die Dauer der Druckverminderung beträgt ca. 6 Stunden, so dass angenommen werden kann, dass sich die Poren hinreichend im Druckgleichgewicht befinden. Die Schallgeschwindigkeit wird mit der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Anordnung gemessen.

Es zeigt sich nur eine geringe Zunahme der Schallgeschwindigkeit von etwas weniger als 10% (Abb. 4.7). Bei den hier untersuchten Materialien mit im Vergleich zum Gas viel höherer Dichte spielt die Schallübertragung der Gasphase also eine untergeordnete bis vernachlässigbare Rolle. Sonst wäre beim Übergang zum Knudsen-Regime, hier bei etwa  $7,5 \cdot 10^{-1} \text{ hPa}$ , ein viel stärkerer Einfluss des Gases zu erkennen. Dieses Ergebnis bestätigt die Aussage von G. Hara (Abschn. 3.2), wonach in einem porösen Festkörper, der durch einen anderen Festkörper angeregt wird, die Ankopplung an die Gasphase aus Impedanzgründen zu vernachlässigen ist [Har35].

## 4.5 Aerogel

Ein weiteres potentiell Analogon für eine hochporöse, aber kohäsive, kometare Oberflächenschicht stellt Aerogel dar. Bei diesem neuartigen und vielbeachteten Werkstoff handelt es sich um hoch- und nano-poröse Materialien mit sehr niedriger Dichte ( $<0,1 \text{ g/cm}^3$  möglich) aus z.B. Siliziumdioxid (Silika-Aerogel) mit



**Abb. 4.7:** Einfluss des Gasdrucks auf die Schallgeschwindigkeit in Quarzsand (Korngröße ca. 0,2 mm). Zwar nimmt  $c_p$  leicht ( $<10\%$ ) zu, doch ist eine größere Änderung beim Übergang zum Knudsen-Regime (ca.  $7,5 \cdot 10^{-1}$  hPa) nicht zu erkennen. Dies bedeutet, dass die Gasphase in diesem granularen Material keinen nennenswerten Beitrag zur Schallübertragung leistet.

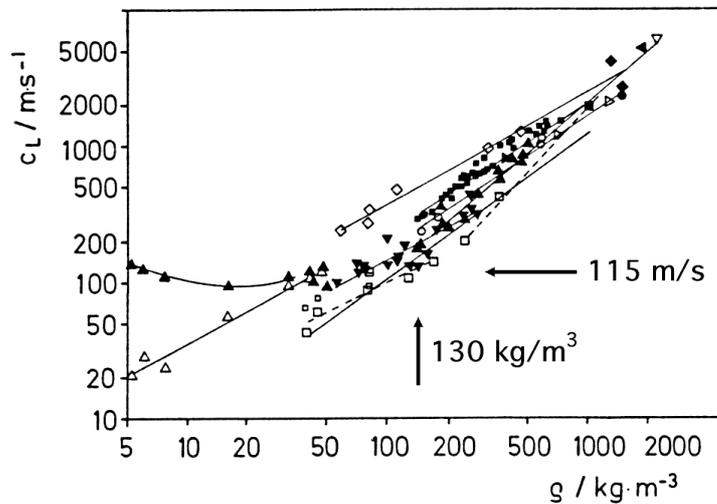
bemerkenswerten Eigenschaften: Leicht, geringe Wärmeleitung, hochoberflächentemporebeständig, durchsichtig, füllbares Porenvolumen. Eine konkrete Anwendung stellen beispielsweise Schmelztigel aus Aerogel dar, die eine gute Wärmeisolation bei gleichzeitiger Beobachtbarkeit des Schmelzgutes gewährleisten. Herstellung und Angaben zu mechanischen Eigenschaften siehe z.B. [Woi88] [Gro92].

### 4.5.1 Schallgeschwindigkeit

Zur Messung der Schallgeschwindigkeit in Aerogel wird ein ca. 12 cm langer Quader, der dankenswerterweise von Kristin Grosse, DLR Institut für Raumsimulation, Arbeitsgruppe 'Aerogele', zur Verfügung gestellt wurde, mit einer Piezoscheibe und am anderen Ende mit einem Akzelerometer versehen. Die Befestigung stellt sich als nicht ganz einfach heraus, da das Material leicht absplittert. Dennoch konnte die Schallgeschwindigkeit  $c_p$  ermittelt werden. Sie beträgt 115 m/s bei einer Dichte von (nur)  $0,13 \text{ g/cm}^3$ . Abbildung 4.8 (Seite 58) aus [Gro92] zeigt, dass diese Werte recht typisch sind für Aerogele.

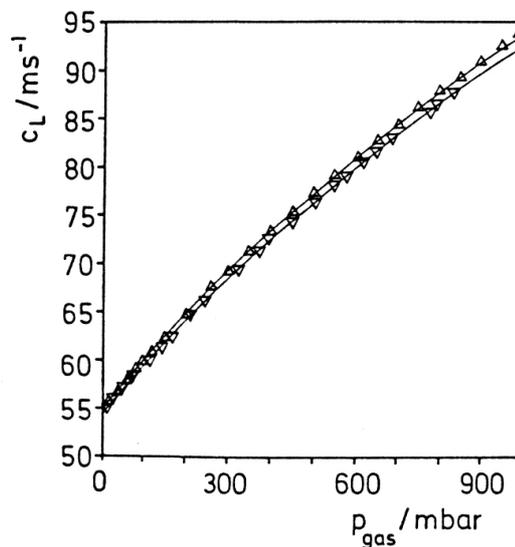
### 4.5.2 Einfluss des Poren-Gasdrucks

Im Gegensatz zu den bisher untersuchten granularen Medien (Dunit, Sand, Kies) ist die Schallgeschwindigkeit in Aerogel in starkem Maße vom Poren-Gasdruck abhängig. Die Porengröße liegt hier jedoch im Nanometer-Bereich, so dass sich



**Abb. 4.8:** Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Aerogelen mit unterschiedlicher Dichte. Wie einige andere mechanische Größen auch, verhält sich  $c_p$  zur Dichte nach einem Potenzgesetz. (Nach [Gro92].) Die Pfeile bezeichnen die ermittelten Werte des hier verwendeten Aerogels.

das Gas in dem Aerogel stets im Knudsen-Regime befindet. Zudem ist hier durch die hohe Porosität, die damit verbundene geringe Dichte und die enorme innere Oberfläche der Einfluss der Gasphase nicht mehr vernachlässigbar (Abb. 4.9).



**Abb. 4.9:** Einfluss des Gasdrucks auf die Schallgeschwindigkeit in Silika-Aerogel. Im Gegensatz zu den zuvor untersuchten granularen Medien, hängt  $c_p$  sehr stark vom Gasdruck ab. Bei typischen Porengrößen im Nanometerbereich befindet sich das Füllgas stets im Knudsen-Bereich. (Nach [Gro92])

Gross und Fricke [Gro92] untersuchten verschiedene Aerogele mittels Ultraschall und stellten fest, dass sie ‘bis zu 100 MHz als homogene Medien betrachtet werden können’ und bis mindestens 5 MHz ‘keinerlei Dispersion zeigen’.

Wie auch diverse andere Materialkonstanten, skalieren die P- und S-Schallgeschwindigkeiten (Abb. 4.8) in Aerogel mit seiner Dichte nach einem Potenzgesetz:

$$x_A/x_S = (\rho_A/\rho_S)^{\alpha_x},$$

wobei  $x$  die zu untersuchende Größe und  $\alpha_x$  den dazugehörigen Exponenten darstellt. Die Indizes  $A$  und  $S$  bezeichnen jeweils die Eigenschaft des Aerogels oder des nichtporösen Festkörpers. Eine Erklärung für dieses Verhalten wurde bisher nicht gefunden; es wird versucht, mit perkolations-theoretischen und fraktalen Ansätzen diesem Verhalten auf die Spur zu kommen.

## 4.6 ‘Swampy’

Ein weiteres für eine eher kohäsiv-poröse Kometenoberfläche analoges Material ist ein Kunststoff-Hartschaum, wie er z.B. für Blumengestecke verwendet wird. Das Material ist unter dem Namen ‘Swampy’ im Handel erhältlich, hat eine sehr geringe Dichte, zeigt wenig Elastizität, eher Sprödigkeit. Es lässt sich leicht mit dem Finger eindrücken. Die genaue Zusammensetzung konnte nicht ermittelt werden. Von seinen mechanischen Eigenschaften her könnte dieses Material jedoch interessant sein und es wurde bereits als Modell-Oberfläche für Landesimulationen mit dem ROSETTA LANDER in Erwägung gezogen. Die ermittelten Eigenschaften sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

<b>Zusammensetzung</b>	unbekannt
<b>Dichte</b>	0,022 g/cm <sup>3</sup>
<b>Porosität</b>	> 90%
<b>Porengröße</b>	~ 0,1 mm
<b>c<sub>p</sub>, c<sub>s</sub></b>	274 m/s, 143 m/s
<b>E-Modul</b>	1,2 MPa

**Tab. 4.3:** Eigenschaften von ‘Swampy’, einem Kunststoff-Hartschaum, der evtl. als Modell-Kometenoberfläche für Landesimulationen mit dem ROSETTA LANDER in Frage kommt. Erhältlich im Blumenhandel.

## 4.7 Eis

Da ein Kometenkern zum Großteil aus Wassereis besteht, stellt dieses natürlich eine weitere, wichtige zu untersuchende Substanz dar. Einen besonderen Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit in porösem Eis hat ein Effekt, der in den bisher untersuchten Materialien nicht auftritt, bei Eis jedoch im Laufe der Zeit die Bindungskräfte der anfangs ungebundenen Eiskörnchen beträchtlich anwachsen lässt: das Sintern. Vor der Beschreibung weiterer Ergebnisse bezüglich der Schallgeschwindigkeit, hier zunächst ein Einschub zur Grundlage des Sinterns.

### 4.7.1 Sintern

Die vorigen Messungen haben gezeigt, dass die Schallgeschwindigkeit in einem porösen, granularen Festkörper stark von dem Kontakt zwischen den einzelnen Körnchen abhängt. Die bereits untersuchten Materialien – porös-granular (Sand), wie porös-kohäsiv (Aerogel) – zeigten hierbei keine zeitliche Veränderung des Kontakts. Anders bei Eis. Die Kopplung, der Zusammenhalt in Eis wird im Laufe der Zeit im wesentlichen dadurch verbessert, dass das Eis ab einer gewissen Temperatur (hier beobachtet: ab ca.  $-70^\circ\text{C}$ ) zu sintern beginnt und die lose Kopplung der Körnchen dabei in eine solide Verbindung, also der granulare in einen kohäsiven Festkörper übergeht. Der Vorgang des Sinterns beruht auf mehreren Einzel-Prozessen: (siehe [Rat94])

#### 1. *Sublimation und Rekondensation:*

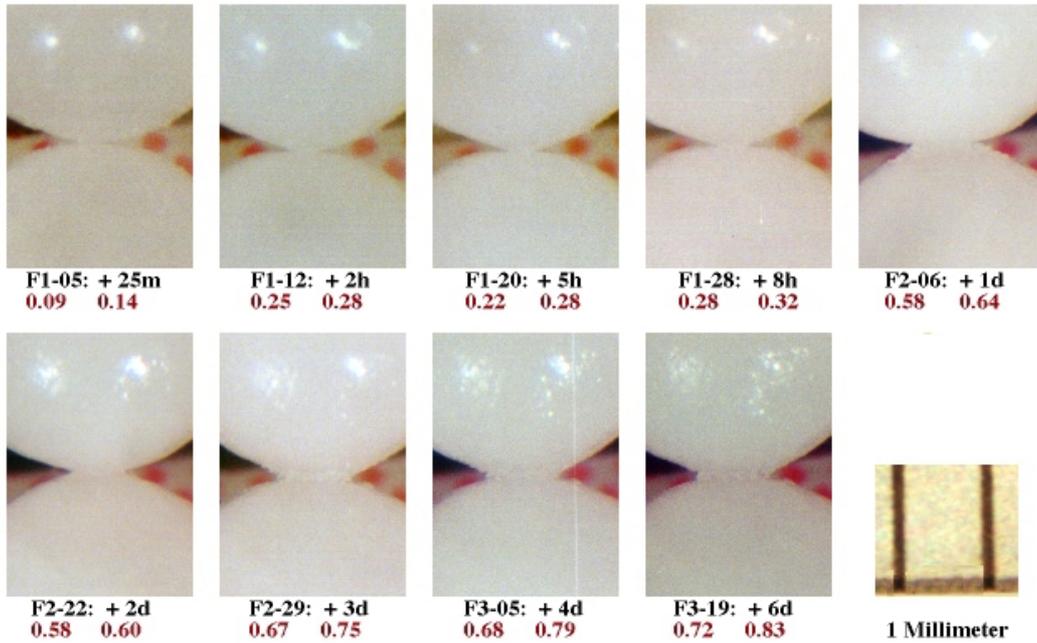
Über einer konvex gekrümmten Oberfläche eines volatilen Stoffes (hier Eis) bildet sich ein höherer Dampfdruck aus, als über einer konkav gekrümmten. Dies bewirkt einen Materialtransport von der konvexen zur konkaven Fläche. Im konkreten Fall zweier benachbarter, sich berührender Eiskörper bedeutet das, dass von der Oberfläche sublimierender Wasserdampf an der Kontaktstelle rekondensiert und einen sogenannten Sinterhals ausbildet.

Die Zunahme des Sinterhals-Radiuses  $r_s$  in Abhängigkeit von der Zeit und dem Kugelradius erfolgt nach dem Gesetz:

$$r_s^3 = 3\pi\Omega \frac{p_0(T)}{\sqrt{2\pi\mu_{mol}R_G T}} \frac{\sigma_s\Omega}{R_G T} \cdot R \cdot t \quad (4.2)$$

wobei  $\Omega$  das Molekylvolumen ( $V_{mol}/N_A$ ) des volatilen Stoffes darstellt,  $\sigma_s$  die Oberflächenspannung,  $\mu_{mol}$  die Molmasse,  $R_G$  die kinetische Gaskonstante und  $T$  die absolute Temperatur. Wie oben bereits erwähnt, spielt der Dampfdruck  $p_0$  eine Rolle, der eine Funktion der Temperatur ist.  $R$  bezeichnet den Kugelradius (allgemeiner: den Krümmungsradius an der Sinterstelle) und  $t$  die Zeit. D.h., die Halsdicke wächst mit  $t^{1/3} \cdot R^{2/3}$ . Dies konnte

in Laborexperimenten mit Eiskügelchen unter dem Mikroskop sowohl von [Tho92] für  $R = 120 \mu\text{m}$ , als auch hier für  $R = 1,85 \text{ mm}$  bestätigt werden. Diese Kugeln wurden nach dem in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Verfahren hergestellt. Abbildung 4.10 zeigt das Wachstum eines Sinterhalses zwischen zwei dieser Eiskugeln innerhalb von sechs Tagen. Der Sinterhalsdurchmesser in Abhängigkeit der Zeit ist in Abbildung 4.11 (Seite 62) aufgetragen.



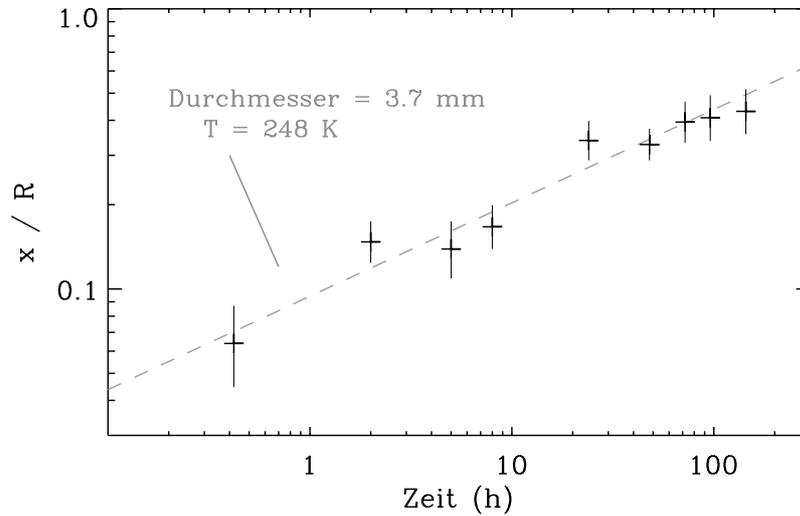
**Abb. 4.10:** Das Wachstum eines Sinterhalses zwischen zwei 3,7 mm großen Kugeln aus Eis bei  $-25^\circ\text{C}$ . Die Beschriftung gibt in der ersten Zeile jeweils die Bildnummer und die verstrichene Sinterzeit an. In der zweiten Zeile erfolgt eine minimale und eine maximale Durchmesserbestimmung in mm.

## 2. Oberflächendiffusion:

Die unterschiedliche Oberflächenspannung von konkaven und konvexen Flächen treibt ebenfalls die Moleküle von der Kugeloberfläche zum Sinterhals. Dies ist im Eis nahe des Schmelzpunkts dadurch begünstigt, dass es eine quasi-flüssige Oberflächenschicht ausbildet, in der die Moleküle frei beweglich sind. Das Wachstum eines Sinterhalses gehorcht dem Gesetz:

$$r_s^7 = n_s \frac{56 D_s \sigma_s \Omega^2}{k_B T} \cdot R^3 \cdot t \quad (4.3)$$

Wie in Abbildung 4.11 zu sehen ist, trägt der Prozess der Oberflächendiffusion unterhalb  $-25^\circ\text{C}$  nicht mehr erkennbar zum Sintern bei. Die Beweglichkeit der Moleküle scheint bei dieser Temperatur bereits zu weit eingeschränkt zu sein. (Vergleiche auch Abschnitt 4.7.7.)



**Abb. 4.11:** Das Wachstum des Sinterhalses aus Abbildung 4.10 in Abhängigkeit von der Zeit. Das von der Sinter-Theorie für Sublimation und Rekondensation vorhergesagte  $t^{1/3}$ -Gesetz wird sehr gut bestätigt und damit die anderen Sinterprozesse weitgehend ausgeschlossen. Die eingezeichneten Fehlerbalken resultieren von der Parallaxe, da der beobachtete Sinterhals nicht immer genau senkrecht unter dem Mikroskop lag.

### 3. Volumendiffusion von einer Oberflächenquelle:

Die unterschiedliche Oberflächenspannung kann auch dazu führen, dass Moleküle von oberflächennahen Schichten durch das Volumen zum Sinterhals wandern. Dies trägt zum Halswachstum nach folgender Beziehung bei:

$$r_s^5 = 10\pi D_V c_\infty \frac{\sigma_s \Omega^2}{k_B T} \cdot R^2 \cdot t \quad (4.4)$$

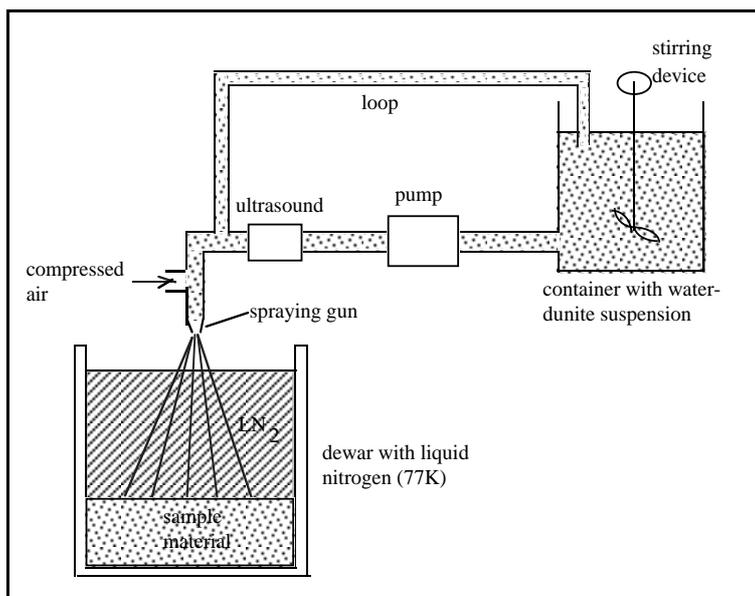
Dieser Anteil ist hier völlig vernachlässigbar und wird auch nicht beobachtet.

Drei weitere Mechanismen (siehe [Rat94]), die allerdings alle zu einer Verdichtung des Materials führen, sollen hier unberücksichtigt bleiben. Sie spielen hier eine untergeordnete Rolle, da eine Verdichtung des untersuchten Materials nicht beobachtet wird.

Eine Untersuchung der Schallgeschwindigkeit in gesintertem, porösen Eis gibt uns die Möglichkeit, das oben beschriebene, akustische Messverfahren und die Ergebnisse mit bereits existierenden Messungen an Grönland-Eis ähnlicher Porosität zu vergleichen. Hierzu muss zunächst ein geeigneter poröser Eiskörper hergestellt werden.

### 4.7.2 Kometar-Analoges Material

Die Herstellung von porösem bzw. granularem Eis geht auf ein Verfahren zur Produktion von Modell-Kometen für die KOSI-Experimente zurück [Sau86] [Rö90]. Das Produkt wird 'kometar-analoges Material' (CAM) genannt. Im DLR Institut für Raumsimulation existiert eine Anlage zur Herstellung von CAM (Abb. 4.12):

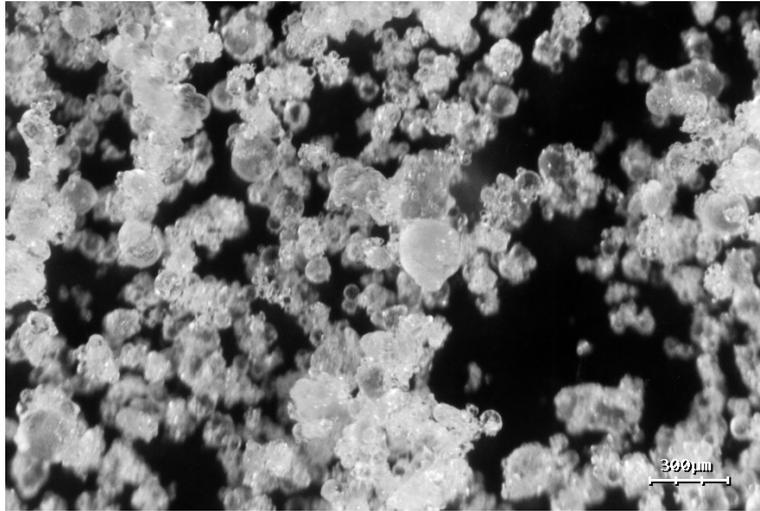


**Abb. 4.12:** Anlage zur Herstellung von kometar-analogem Material (CAM). Wasser bzw. ein Gemisch aus Wasser und möglichen Beimengungen, z.B. Mineralstaub, wird mittels druckluftbetriebener Sprühpistolen in einen Behälter mit Flüssig-Stickstoff (LN<sub>2</sub>) gesprüht. Die gefrorenen Wassertröpfchen sammeln sich als loses, krümeliges Eis am Boden des Behälters. (Bild: M. Zuzic, H. Kochan)

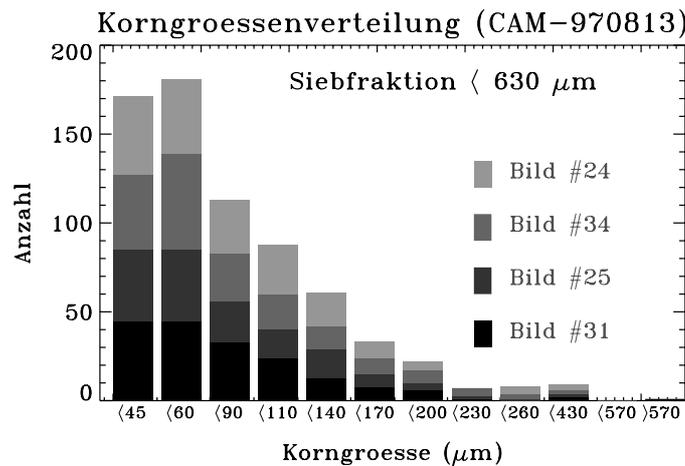
Wasser wird aus einem Tank mit Rührwerk, wo man gegebenenfalls verschiedene mineralische Bestandteile beimengen kann, über Druckluft-Sprühpistolen in einen Dewar-Behälter mit Flüssigstickstoff (LN<sub>2</sub>,  $-196^{\circ}\text{C}$ ) gesprüht. Die Wassertröpfchen gefrieren zu einem losen, krümeligen Eispulver (Abb. 4.13, Seite 64), das auf den Boden des Dewar-Behälters sinkt, wo man es auch längere Zeit unverändert unter LN<sub>2</sub> lagern kann. Abbildung 4.14 gibt die Korngrößenverteilung einer Siebfraktion unterhalb  $630\ \mu\text{m}$  wieder.

### 4.7.3 Vergleich mit Grönlandeis

Der ungefähr zur Hälfte mit CAM gefüllte Dewar-Behälter wird für ca. zwei Wochen in einer Klimakammer bei  $-20^{\circ}\text{C}$  gelagert. Nach ca. einem Tag ist der restliche Flüssig-Stickstoff verdampft, das körnige CAM erwärmt sich auf die Umgebungstemperatur und beginnt, sich durch den Sinter-Prozess zu einem kohäsiven Block zu verfestigen. Die Dichte ändert sich hierbei nicht messbar. Nach der



**Abb. 4.13:** Kometar-analoges Material (CAM) unter dem Mikroskop. Die grobkörnige Struktur kommt von Aggregaten, die sich aus vielen, kleineren Eiskörnern, den ursprünglich gesprühten und gefrorenen Wassertropfchen, zusammensetzen. Diese Aggregate erreichen Größen von mehreren Millimetern, während die Konstituenten größtenteils kleiner als 1/10 mm sind.



**Abb. 4.14:** Korngrößenverteilung von kometar-analogem Material (CAM). Das in Flüssig-Stickstoff gesprühte Eis wurde zunächst gesiebt, um der Einfachheit halber größere Aggregate fernzuhalten oder in ihre Bestandteile aufzubrechen. Die Durchmesser der Körner wurden dann auf mehreren Mikroskop-Bildern ausgezählt.

Sinterzeit erhält man einen porösen, zylindrischen Block aus Eis, den man zur Untersuchung aus dem Dewar-Behälter entnehmen kann, mit folgenden Daten:  $\rho = (438 \pm 28) \text{ kg/m}^3$ , Durchmesser 50 cm, Höhe 30 cm. An diesem Probekörper werden auf einer Stirnfläche Akzelerometer befestigt, auf der anderen Seite werden durch reproduzierbares Aufschlagen eines Pendels auf eine Schlagplatte Wellen erzeugt, die den Zylinder durchdringen und von den Akzelerometern auf der anderen Seite registriert werden. So wird gesichert, dass es sich bei den Empfangssignalen tatsächlich um Raumwellen handelt, und nicht um Oberflächenwellen.

Die Messung der Geschwindigkeiten ergibt für P- und S-Wellen:

$$c_p = (1655 \pm 173) \text{ m/s} \quad \text{und} \quad c_s = (723 \pm 34) \text{ m/s}.$$

Mitte der sechziger Jahre fand James L. Smith im Rahmen einer Messkampagne des Cold Regions Research & Engineering Laboratory (CRREL) der U.S. Army eine empirische Beziehung zwischen Schallgeschwindigkeit, Dichte und weiteren elastischen Parametern von Grönland-Eis. Danach hängt die P-Wellengeschwindigkeit von der Dichte folgendermaßen ab: [Smi65]

$$c_p = 7,967 \text{ m}^4\text{kg}^{-1}\text{s}^{-1} \cdot \rho - 1916 \text{ ms}^{-1} \quad (4.5)$$

Entsprechend beträgt die S-Wellengeschwindigkeit:

$$c_s = 4,013 \text{ m}^4\text{kg}^{-1}\text{s}^{-1} \cdot \rho - 887 \text{ ms}^{-1} \quad (4.6)$$

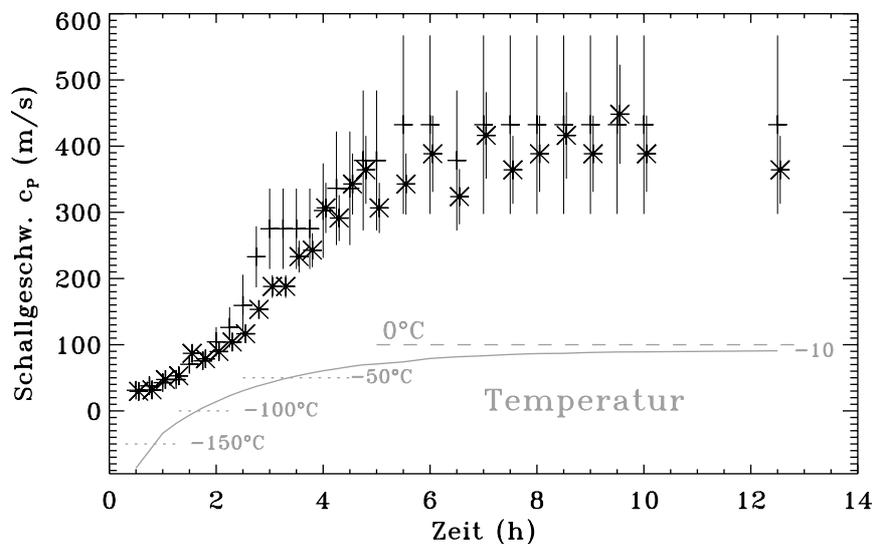
Es darf angenommen werden, dass die von Smith untersuchten Bohrkern vollständig gesintert waren, was sie mit dem oben beschriebenen Eiskörper vergleichbar macht. Setzen wir nun die Dichte  $\rho = (438 \pm 28) \text{ kg/m}^3$  des untersuchten Eiskörpers in 4.5 und 4.6 ein, so erhalten wir die folgenden Geschwindigkeiten:

$$c_p = (1574 \pm 223) \text{ m/s} \quad \text{und} \quad c_s = (871 \pm 112) \text{ m/s}.$$

Diese recht gute Übereinstimmung der hier gemessenen Werte mit den von Smith gefundenen zeigt, dass die verwendete Messmethode realistische Ergebnisse liefert. Das künstliche, gesinterte CAM ist also durchaus vergleichbar mit in der Natur vorkommendem porösen Eis. In den Versuchen mit CAM stellt sich heraus, dass das Sintern erst ab einer Temperatur von ca.  $-70^\circ\text{C}$  merklich einsetzt. Dieser Effekt sollte auch bei dem Eismaterial der Kometenoberfläche auftreten. Je nach Temperaturexposition des Materials ist ein mehr oder weniger fester Zusammenhalt zu erwarten. Auch mit dem CAM sollte ein beliebig einstellbarer Sintergrad zu realisieren sein. Dazu wird das zeitliche Verhalten beim Sintern genauer untersucht.

#### 4.7.4 Zeitabhängigkeit und Sintern

Die im vorigen Kapitel beschriebene Messung wurde an einer Eisprobe durchgeführt, die nach dem Sprüh-Verfahren hergestellt und für ca. zwei Wochen in einer Klimakammer bei ca.  $-20^\circ\text{C}$  gelagert wurde. Gegenüber dem frisch gesprühten Zustand zeigt das Eis eine deutliche Verfestigung. Dies sollte sich auch in der Schallgeschwindigkeit bemerkbar machen. Wie sieht der Übergang vom locker-granularen zum kohäsiven Festkörper aus und lassen sich durch Messung der Schallgeschwindigkeiten während des Sinterns Rückschlüsse auf den inneren Aufbau des Materials machen?



**Abb. 4.15:** Zunahme der (P-) Schallgeschwindigkeit während des Sinterprozesses in CAM. Typisches Bild für zahlreiche Messungen. Durch die Verstärkung der Bindungen zwischen den Eisteilchen vergrößert sich die Geschwindigkeit von 33 m/s auf 420 m/s.

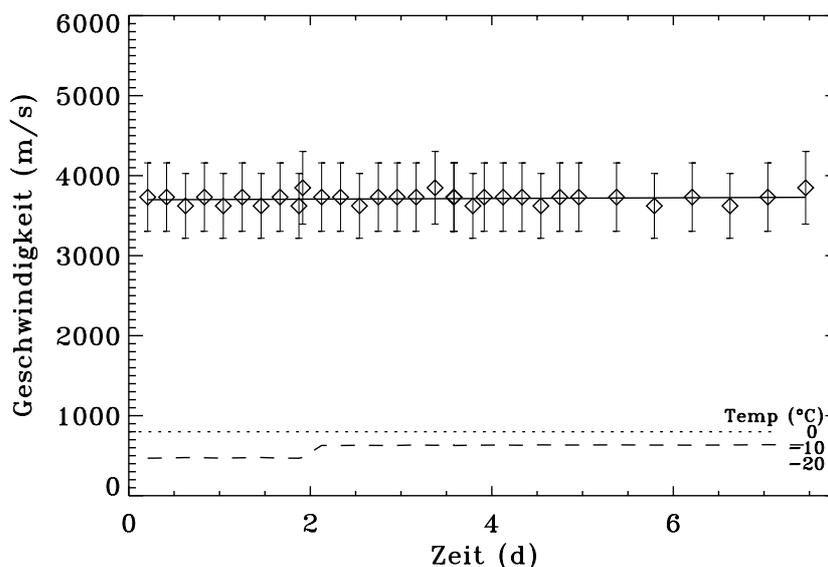
Die Schallgeschwindigkeit wird während des Sinterprozesses ständig gemessen und aufgezeichnet. Frisch gesprühtes CAM wird in den in Abschnitt 4.2 beschriebenen Behälter gefüllt und mit einem akustischen Sender und zwei Akzelerometern im Abstand von 3,5 und 13 cm vom Sender bestückt. Während das CAM im Lauf von 12 Stunden die Umgebungstemperatur annimmt, sintern die Eiskörner zusammen und beschleunigen die Ausbreitungsgeschwindigkeit der akustischen Wellen. Hierbei ist eine Zunahme von anfangs 33 m/s auf 420 m/s zu beobachten (Abb. 4.15). Die zeitliche Abhängigkeit wird in Abschnitt 5.1.3 noch genauer untersucht werden.

#### 4.7.5 Einfluss des Staubanteils

Alle bisher beschriebenen Messungen wurden an reinem (Leitungswasser-) Eis durchgeführt. Die CAM-Sprühanlage bietet jedoch auch die Möglichkeit, mineralischen Staub in das kometen-analoge Material zu mischen, was es im Hinblick auf Kometen noch realistischer macht. Die Zunahme der Schallgeschwindigkeit von Eisproben mit einem Staub-Massenanteil von 25% während des Sinterns werden von U. Konopka in [Kon95] eingehend beschrieben. Im allgemeinen lässt sich sagen, dass der Staubanteil einen sinter-beschleunigenden Effekt hat: Die Endgeschwindigkeit der Probe wird schneller erreicht und der Wert liegt höher, als bei reinem Wassereis. Wahrscheinlich beschleunigen die mikrometerkleinen Staubkörner durch ihre kleinen Krümmungsradien den Sintervorgang.

### 4.7.6 Langzeitbeobachtung von kompaktem Eis

Zur Kontrolle, ob die Änderung der Schallgeschwindigkeit mit der Zeit allein eine Auswirkung der Sinterhalsbildung ist, oder aber auch auf eine intrinsische Veränderung des Eises ('Ostwald-Reifung', o.ä.) zurückzuführen ist, wird ein Messbehälter von ca. 30 cm Länge und 12 cm Breite mit Wasser gefüllt, mit einem Sender und Sensoren bestückt und das ganze bei  $-20^{\circ}\text{C}$  eingefroren.



**Abb. 4.16:** Untersuchung des langzeitlichen Verhaltens der Schallgeschwindigkeit  $c_p$  in kompaktem (nicht porösen) Eis. Es zeigt sich auch nach Tagen keine Änderung des Wertes von 3700 m/s. Somit kann die beobachtete Zunahme der Schallgeschwindigkeiten in porösem Eis durch eine intrinsische Veränderung des Materials ausgeschlossen werden.

Die Schallgeschwindigkeit wird über acht Tage hinweg laufend automatisch gemessen. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.16. Innerhalb dieser Zeit ist keine Veränderung feststellbar. Der gemessene Wert der Schallgeschwindigkeit bleibt konstant bei  $c_p = 3700 \text{ m/s}$ . Sollte dennoch eine Veränderung der Eisstruktur auftreten, so spielt sie für die o.g. Messungen keine Rolle, da sich die dort gefundene Zunahme der Schallgeschwindigkeit innerhalb von wenigen Stunden abspielt.

### 4.7.7 Elektrische Leitfähigkeit

Einen Einfluss auf den Sinterprozess durch Oberflächendiffusion (siehe Abschnitt 4.7.1, Punkt 2) hat sicherlich die an der Oberfläche von Eis vorhandene, dünne Wasserschicht. Diese soll hier kurz untersucht und ihr Temperaturverhalten abgeschätzt werden.

Flüssiges Wasser zeigt eine natürliche elektrische Leitfähigkeit, die auf der Autoprotolyse in  $\text{H}_3\text{O}^+$  und  $\text{OH}^-$  beruht, im allgemeinen jedoch noch durch ionische Verunreinigungen um etliche Größenordnungen verstärkt wird. Im gefrorenen Zustand sind die Wassermoleküle nahezu ortsfest an ihre Gitterplätze gebunden, elektrische Leitung findet dann nur durch das Umklappen von Protonen-Gitterfehlern statt [Oss88]. Diese Restleitfähigkeit beruht also vollkommen auf Protonen als Ladungsträgern, im Gegensatz zu den Elektronen in einem Metall. Sie wirkt sich jedoch nur unter hohen Spannungen merklich aus.

Eis zeigt jedoch auch bei Niederspannung bereits eine deutliche elektrische Leitfähigkeit. Dies ist mit einem dünnem Wasserfilm zu erklären, der selbst unterhalb des Gefrierpunkts noch den (quasi) nichtleitenden Eiskörper überzieht. H. Bader führt dies auf ein ‘Aufweichen’ des Gitters am Rand des Kristalls zurück und beschreibt dies folgendermaßen: ‘One might say that the lattice becomes fuzzy close to the surface.’ [Bad62]. Diese Schicht, in der die Wassermoleküle nahezu frei beweglich sind, ist zwischen 1 und 20 nm dünn und bewirkt sowohl die elektrische Leitfähigkeit als auch eine Oberflächendiffusion, die den Sintervorgang beeinflusst.

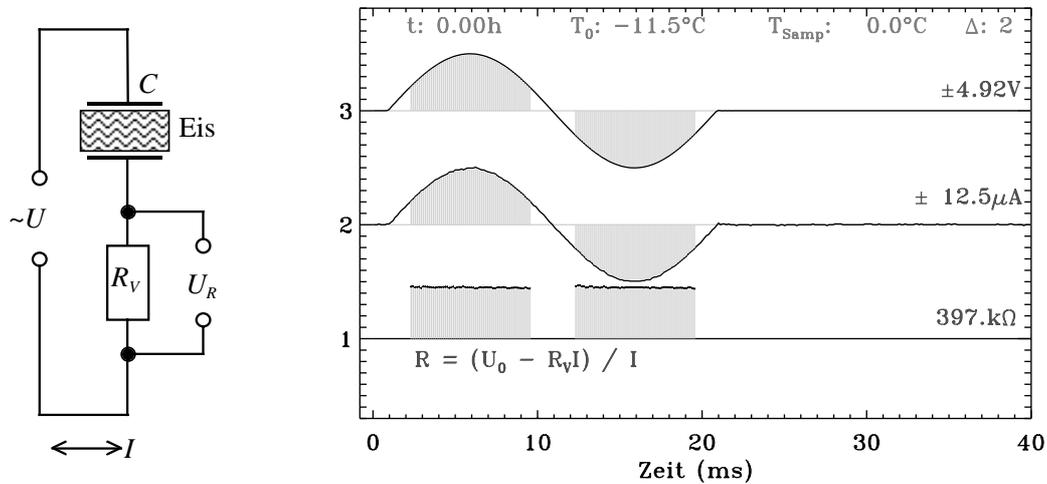
Zur Untersuchung der Leitfähigkeit von teilweise gesintertem CAM wird eine Probe in einen kupfernen Plattenkondensator eingefüllt. Die Platten mit einer Fläche von je  $158,8 \text{ cm}^2$  haben einen Abstand von  $1,0 \text{ cm}$ . Dies ergibt eine Kapazität von  $C = \epsilon_0 A/d = 14 \text{ pF}$ . Da für diese Messung nur die Gleichstromleitfähigkeit von Interesse ist, dient die Kapazität nur zur Abschätzung des Fehlers in Folge der Verwendung von Wechselspannung, um elektrolytische Effekte auszuschließen. Der allein durch den Kondensator verursachte Fehlstrom ist daher  $I_C = U_0 \cdot \omega C = 5 \text{ V} \cdot 2\pi \cdot 50 \text{ Hz} \cdot 14 \text{ pF} = 21,9 \text{ nA}$ . Dies liegt genügend weit unterhalb der Nachweisgrenze der Messanordnung von  $0,1 \mu\text{A}$ .

Zur Messung der Stromstärke dient ein in Reihe geschalteter Widerstand mit  $R_V = 1008 \Omega$ . Der Widerstand der Messstrecke wird jeweils durch Aufzeichnung von  $U_0 \approx 5 \text{ V}_{\text{SS}}$  und  $I = I_R = U_R/R_V$  während eines Sinus-Wellenzugs von  $20 \text{ ms}$  Dauer aufgenommen (Abb. 4.17), damit ergibt sich für den Widerstand des Eises

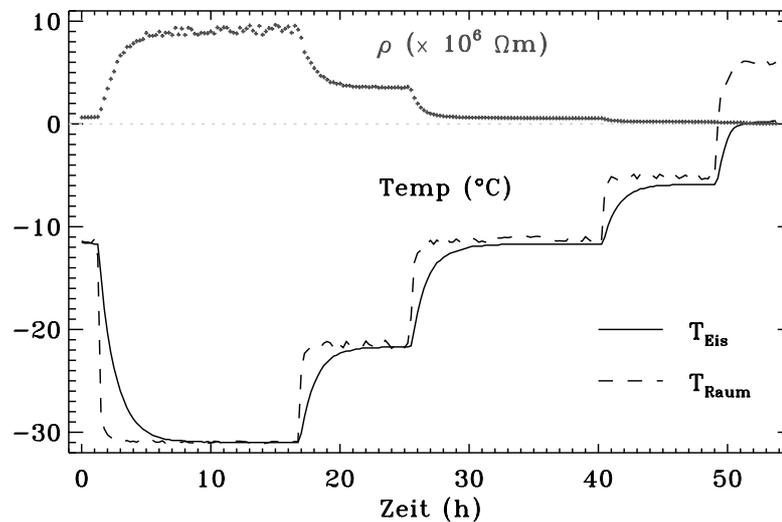
$$R = \frac{U_0 - R_V I}{I} = R_V \frac{U_0 - U_R}{U_R},$$

genauer, das Mittel aller in Abbildung 4.17 grau markierten Einzelmesswerte. Da der Widerstand jedoch noch von der Geometrie der Anordnung abhängt, wird diese durch Multiplikation mit  $A/d$  eliminiert. (Ein Vergrößern von  $d$  lässt den Widerstand proportional wachsen (Serienschaltung), eine Erhöhung von  $A$  verringert ihn proportional (Parallelschaltung).) Daraus folgt der spezifische Widerstand  $\rho_e$  der Eisprobe in  $[\Omega\text{m}]$ .

Wie in Abbildung 4.18 zu sehen ist, liegt eine eindeutige Abhängigkeit des spezifischen Widerstands  $\rho_e$  von der Temperatur vor. Trägt man diesen gegen die Temperatur  $T$  auf, so erhält man Abbildung 4.19. Der elektrische Widerstand

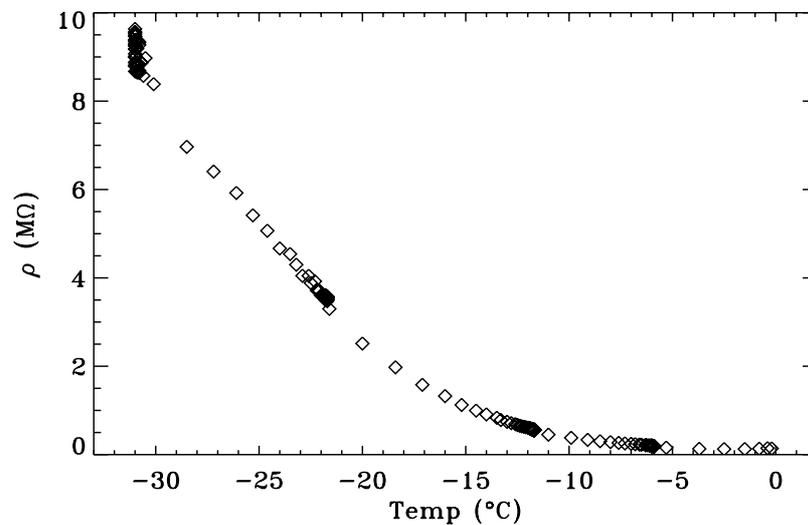


**Abb. 4.17:** Leitfähigkeitsmessung an CAM. Der elektrische Widerstand der Messstrecke ( $C$  mit Eis, links) (Kurve 1, rechts) wird aus der angelegten Spannung  $U_0$  (3) und der resultierenden Stromstärke  $I$  (2) bestimmt. Der Strom wird als Spannungsabfall an einem Vorwiderstand ( $R_V$ ) gemessen. Um Elektrolyse zu vermeiden, wird eine Wechselspannung von 50 Hz gewählt. Der Fehlstrom, bedingt durch die Kapazität  $C$  der Messstrecke, spielt bei dieser Frequenz keine Rolle.



**Abb. 4.18:** Der nach obigem Verfahren (Abb. 4.17) ermittelte spezifische Widerstand  $\rho_e$  der Eisprobe (obere Kurve in Mega- $\Omega\text{m}$ ) zeigt einen deutlichen Zusammenhang mit der Temperatur (untere Kurve, Grad Celsius). Die Zahlenwerte auf der Abszisse gelten für beide Kurven.

nimmt mit fallender Temperatur zu, d.h. die Leitfähigkeit nimmt ab, da die quasi-flüssige, nur Nanometer dünne Oberflächenschicht verringert wird und ausfriert. Dies bedeutet jedoch nicht nur eine Abnahme der Leitfähigkeit, sondern allgemein eine Verringerung der Beweglichkeit der Moleküle auf der Oberfläche.



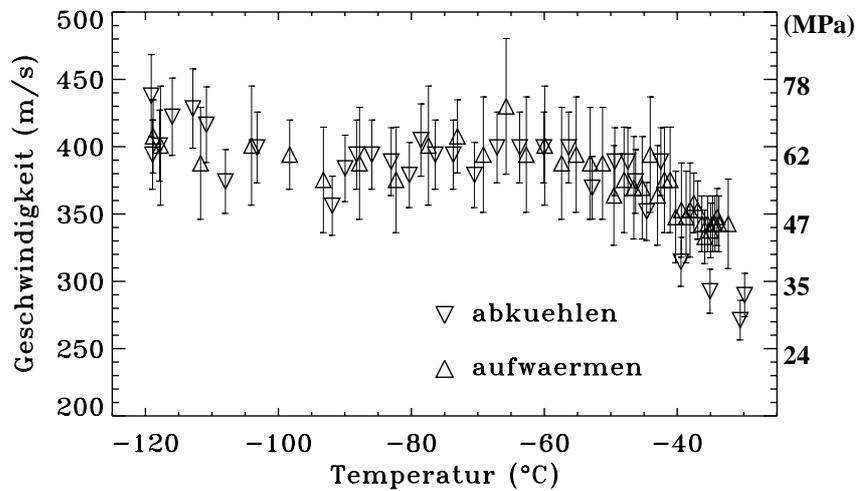
**Abb. 4.19:** Spezifischer Widerstand  $\rho_e$  einer CAM-Probe. Mit abnehmender Temperatur nimmt der Widerstand zu, was auf ein Verkleinern der leitenden, quasi-flüssigen Oberflächenschicht der Eiskörner zurückzuführen ist. Dies bewirkt ebenfalls eine Verringerung des Oberflächendiffusionsanteils beim Sintern, so dass unterhalb von ca.  $-20^\circ\text{C}$  der Sinterprozess von Sublimation und Rekondensation dominiert wird.

Damit wird auch der auf der Oberflächendiffusion beruhende Sinterprozess gebremst und das Sintern beruht hauptsächlich auf dem Vorgang von Sublimation und Rekondensation. Dies dürfte etwa unterhalb von  $-20^\circ\text{C}$  der Fall sein, wie auch schon in Abschnitt 4.7.1 vermutet wurde. Eine Empfehlung, die hieraus folgt (und im weiteren hier auch berücksichtigt wird): Rekondensations-dominierte Sinterexperimente an Eis sollten bei weniger als  $-25^\circ\text{C}$ , optimal etwa bei  $-30^\circ\text{C}$  durchgeführt werden.

#### 4.7.8 Temperaturabhängigkeit von $E$

Um die reine Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls  $E$  von porösem Eis, d.h. gesintertem CAM, zu bestimmen, wird eine Probe zunächst in der Klimakammer bei  $-20^\circ\text{C}$  gesintert und dann in einem Flüssig-Stickstoff-Bad auf  $-120^\circ\text{C}$  abgekühlt. Dabei wird ständig die Schallgeschwindigkeit gemessen. Danach darf sich die Probe wieder langsam erwärmen und auch hierbei wird die Schallgeschwindigkeit aufgezeichnet.

Aus der Schallgeschwindigkeit wird das Elastizitätsmodul (mit  $\rho = 440\text{ kg/m}^3$  und  $\nu = 0,25$ ) berechnet. Der Zusammenhang zwischen Temperatur und E-Modul ist in Abbildung 4.20 zu sehen. Die Symbole mit der Spitze nach unten markieren die Messwerte, die beim Abkühlen gewonnen wurden; Spitzen nach oben zeigen die Aufwärmphase. Ein eindeutiger Zusammenhang ist zu sehen.



**Abb. 4.20:** Temperaturabhängigkeit des E-Moduls bei porösem Eis (gesintertes CAM). Die Probe wurde im Stickstoffbad langsam auf ca.  $-120^{\circ}\text{C}$  abgekühlt (Symbol: Spitze nach unten) und danach wieder auf  $-20^{\circ}\text{C}$  erwärmt (Spitze nach oben). Ein funktionaler Zusammenhang ist festzustellen. Die linke Abszisse zeigt die gemessene Schallgeschwindigkeit, rechts ist das damit verbundene  $E$  in Mega-Pascal aufgetragen.

Wie zu erwarten war, zeigt poröses (bereits versintertes) Eis auch ein temperaturabhängiges E-Modul, auch wenn der genaue funktionale Zusammenhang hier nicht weiter untersucht werden soll.

## 4.8 Zusammenfassung der Messergebnisse

Die in diesem Kapitel gezeigten akustischen Untersuchungen an kometen-relevanten Materialien zeigen, dass das CASSE Instrument in der Lage sein sollte, von der Kometenoberfläche sinnvolle Daten zu liefern. Im (für 46P/Wirtanen unwahrscheinlichen) Fall einer Landung in einem nur von losem Staub bedeckten Gebiet ist auch dort mit einer brauchbaren akustischen Transmission zu rechnen. Loses oder versintertes Eis erhöht jedoch die Qualität der Messung. Der Vergleich mit Messungen aus der Literatur zeigt die Brauchbarkeit der geplanten Messmethode des Instruments zur Bestimmung von Schallgeschwindigkeiten, um daraus weitere Parameter abzuleiten. Weitere Schlussfolgerungen bezüglich CASSE werden in der Zusammenfassung (Kap. 6) gegeben werden. Hier folgt zunächst eine Diskussion der Ergebnisse obiger Experimente.

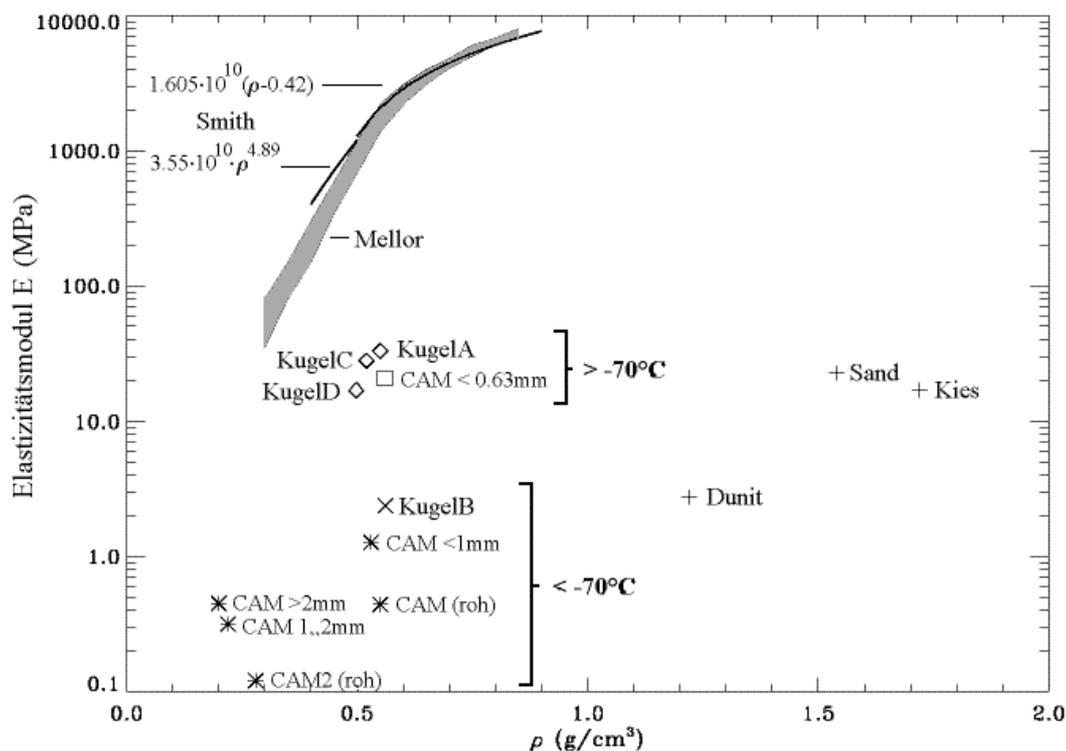
Die bei den hier gezeigten Untersuchungen erhaltenen Daten sind mit den Werten aus der Literatur ([Mel75], [Smi65]) zusammenfassend in ein Diagramm (Abb. 4.21, Seite 73) eingetragen. Zusätzlich enthalten sind Ergebnisse von Messungen mit Eiskugeln, auf die speziell im folgenden Kapitel noch eingegangen wird.

Die gemessenen Werte der Schallgeschwindigkeiten überdecken einen weiten Bereich: von ca. 30 m/s (frisch gesprühtes CAM) über 55 m/s (Dunit-Staub) bis hin zu 400 m/s bis 1700 m/s (gesintertes CAM). Kompaktes Eis leitet akustische Wellen sogar mit 3700 m/s. In Abbildung 4.21 sind die daraus und aus den Größen Dichte (gemessen) und Poisson-Zahl (falls nicht bekannt, typischerweise zu 0,25 abgeschätzt, siehe Abb. 4.1 (Insert), Seite 49) berechneten Werte für das Elastizitätsmodul  $E$  zu sehen.

Weitere, bisher nicht dargestellte Messwerte sind die Dämpfung und deren Frequenzabhängigkeit. Bei vielen hier durchgeführten Messungen an CAM zeigte sich eine nahezu (auch zeitlich, d.h. sinterunabhängige) konstante Dämpfungslänge von 12 cm. D.h., nach dieser Strecke nahm die Amplitude auf  $1/e$  ab. Allerdings zeigte sich auch, dass diese Messungen der Amplitude äußerst sensitiv auf die Ankopplungsgüte der Sensoren reagieren (was in einem krümeligen Material nicht immer reproduzierbar ist), so dass von einer weiteren Auswertung der Amplituden und deren Dämpfung in Eis Abstand genommen wurde. Es wurden lediglich, wie dies auch bei CASSE der Fall sein wird, die (kopplungsunabhängigen) Ankunftszeiten der Wellen ausgewertet. I.a. wurde beim Sendesignal ein Puls mit einer Mittenfrequenz von 1 kHz verwendet. Eine Dispersion war hierbei nichts zu erkennen, jedoch ist eine frequenzabhängige Dämpfung sehr wohl vorhanden. Aus o.g. Gründen konnte dies bei Eis nicht untersucht werden; lediglich bei Dunit wurde die Frequenzabhängigkeit der Dämpfung bestimmt. (Siehe [Kon95] und [Koc00].) Für CASSE könnte eine Messung der frequenzabhängigen Dämpfung des kometaren Materials jedoch von Bedeutung sein, da die bei hohen Frequenzen (sofern diese von dem Instrument erreicht werden) auftretende Resonanzstreuung Rückschlüsse auf die Korngrößenverteilung zulassen könnte. [Kö97]

Zurück zur zusammenfassenden Darstellung der gefundenen Werte von  $E$ . In der Abbildung ist zwar ein gewisser (gesuchter) Zusammenhang zwischen strukturellen Parametern (Dichte, bzw. Porosität) und den gemessenen Schallgeschwindigkeiten (und damit  $E$ ) zu erkennen. Jedoch hat auch die (nicht immer bekannte) Entstehungsgeschichte, speziell z.B. der Sintergrad des Eises zum Zeitpunkt der Messung oder der Anteil nichtflüchtiger Komponenten (Minerale) einen deutlichen Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit. So finden sich frische Materialien zunächst unten im Diagramm und wandern mit der Zeit (dem fortlaufenden Sinterprozess) nach oben, wo sie einen Endwert erreichen. Die Geschwindigkeit dieser Wanderung ist von zahlreichen Parametern, wie der Temperatur (-Geschichte), der Art der Beimischungen, etc. abhängig.

Im übrigen wurde festgestellt, dass eine deutliche Veränderung der Messgrößen im Eis erst ab einer Temperatur oberhalb von  $-70^{\circ}\text{C}$  einsetzt, welche jedoch ausschliesslich auf einen grobstrukturellen Prozess (Sintern) zurückzuführen ist; das Eis selbst zeigt über die hier untersuchten Zeiträume keine erkennbare Veränderung (Abschnitt 4.7.6). Um einen Einfluss der bei Wassereis vorhandenen quasi-flüssigen Oberflächenschicht zu vermindern, sollten Rekondensations-dominierte Sinterexperimente bei etwa  $-30^{\circ}\text{C}$  durchgeführt werden (Abschnitt 4.7.7).



**Abb. 4.21:** Überblick über akustische Messungen des Elastizitätsmoduls verschiedener poröser Medien, insbesondere Eis. Zum Vergleich sind die Ergebnisse von Mellor [Mel75] und der von Smith [Smi65] gefundene empirische Zusammenhang (in Pascal) zwischen Dichte und E-Modul von Grönlandeis mit eingezeichnet. Die Messungen, die zu dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurden teils an frisch hergestelltem, ungesintertem Eis ( $< -70^\circ\text{C}$ ), teils an frischem, aber bereits sintertendem Eis ( $> -70^\circ\text{C}$ ) gemacht. Es zeigen sich zwar z.T. eindeutige Zusammenhänge zwischen den elastischen ( $E, c$ ) und strukturellen ( $\rho, \Phi$ ) Parametern, doch nur im Fall der selben Historie des Materials. Ohne Kenntnis derselben bleibt eine eindeutige Relation unsicher.

Eines wurde jedoch bei den akustischen Untersuchungen an kometen-relevantem Material deutlich: Alle gemessenen Werte der Schallgeschwindigkeit in den porösen, bzw. granularen Medien zeigen eine deutliche Verringerung gegenüber der Geschwindigkeit im kompakten Festkörper. Der Mechanismus, auf dem diese Verlangsamung beruht, soll im folgenden Kapitel genauer betrachtet werden, um dadurch weitere Informationen über die Struktur zu erhalten.



*Und ein Festtag soll jährlich für den König  
PTOLEMAIOS, der ewig lebt, geliebt von PTAH, ...  
in den Tempeln des ganzen Landes abgehalten werden,  
vom 1. Tag des THOT an für fünf Tage, an welchen sie  
Kränze tragen und Brand- und Trankopfer darbringen  
und die anderen üblichen Ehrungen erweisen sollen.*

## Kapitel 5

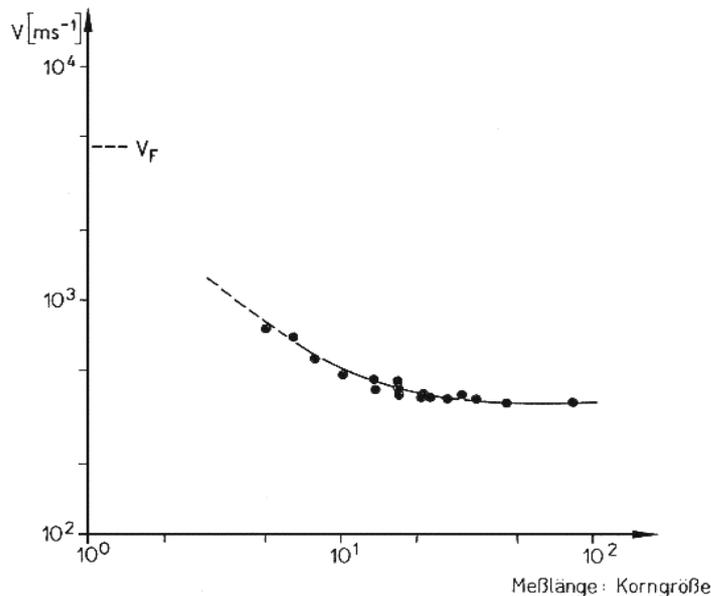
# MODELLE

Die im vorigen Kapitel beschriebenen Experimente, sowie Daten aus der Literatur zeigen, dass in einem porösen, bzw. granularen Stoff die Ausbreitungsgeschwindigkeit akustischer Wellen einer drastischen Verringerung unterworfen ist, die z.T. nur noch wenige Prozent der Schallgeschwindigkeit des kompakten Festkörpers übrig lässt. Diese Verlangsamung der Wellen ist nicht durch eine geometrische Wegverlängerung allein erklärbar; das würde bei einer ‘Umleitung’ der hauptsächlich in Vorwärtsrichtung laufenden Welle, z.B. einem 45°-Zickzack, höchstens einen Faktor  $\sqrt{2}$ , vielleicht 2, ausmachen, nicht aber einen Faktor 130, wie z.B. in lockerem Mineralstaub beobachtet (siehe Abschnitt 4.3).

Existierende Ansätze zur Lösung dieses Problems gehen daher von einer Lockerung des Zusammenhalts des Materials zwischen den Körnchen aus, was durch ein System von Massepunkten mit (schwacher) Federkopplung beschrieben wird. Diese Modelle bekommen zwar auch eine Verlangsamung zustande, können jedoch folgendes Phänomen nicht erklären:

Bei akustischen Untersuchungen an granularen Medien (‘Lockergestein’) empfiehlt Schön [Sch64] mit Hinweis auf Wyllie und Hunter [Wyl56] [Hun61], eine Mindestlänge der Messstrecke von 50 Korndurchmessern (Abb. 5.1, Seite 76) zu verwenden. Erst ab dieser Länge stellt sich die volle Verlangsamung des Schalls in diesen Medien ein. Hier handelt es sich also um einen akkumulativen Prozess, der mit Massen und Federn so nicht erklärt werden kann.

Die einem neuen Ansatz zu Grunde liegende Idee ist, dass an jeder Grenzstelle innerhalb des inhomogenen Mediums das passiert, was auch von anderen Grenzflächen im Ausbreitungsweg einer Welle bekannt ist: Ein Teil der Welle wird entgegen der Ausbreitungsrichtung reflektiert, ein entsprechend verringerter Anteil transmittiert. Kann dieser in einem granularen Material vielfach auftretende Effekt die Verlangsamung der Ausbreitung erklären?



**Abb. 5.1:** Wyllie [Wyl56] und Hunter [Hun61] fanden, dass die gemessene Schallgeschwindigkeit in granularen Medien (Bodenmaterialien) von dem Verhältnis *Messstrecke:Korngröße* abhängt. Bei wenigen Korndurchmessern wird noch die Geschwindigkeit des kompakten Materials (hier  $v_F$ ) gemessen. Erst nach vielen Korndurchmessern nähert sich die Schallgeschwindigkeit dem Wert im porösen Medium an. Für Experimente zur Schallausbreitung ‘in Lockergestein’ empfiehlt Schön [Sch64] daher eine Mindestprobenlänge von 50 Korndurchmessern.

Zunächst würde man annehmen, dass eine solche Vielfachstreuung gar nicht auftritt, da die Wellenlänge der hier verwendeten Frequenzen im allgemeinen sehr viel größer, als der Korndurchmesser ist. Die Körnchen sollten sich also als Ganzes bewegen, was innerhalb eines Kornes allerdings eine unendlich hohe Schallgeschwindigkeit impliziert. Nun liegen aber auf einer typischen Messstrecke sehr viele Körnchen, so dass sich auch ein ansonsten vernachlässigbarer Effekt bemerkbar machen sollte.

Zu diesem Ansatz werden im folgenden Experimente und Computersimulationen durchgeführt und das ganze mit einer theoretischen Betrachtung der akustischen Vielfachstreuung abgeschlossen.

## 5.1 Experimente

Die Schallausbreitung in einem porösen und granularen Material wird von der Dichte, aber auch von der Art der Kontaktstellen zwischen den Körnchen bestimmt. Um zu verstehen, wie sich Schall in einem solchen Material ausbreitet, ist es nützlich, eine Reihe von Experimenten durchzuführen und das Verständnis anhand geeigneter Modelle zu verifizieren.

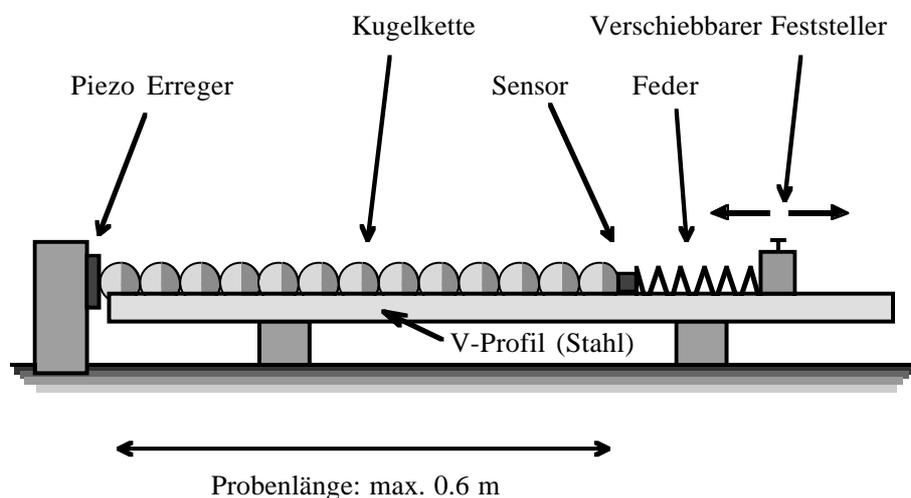
Zunächst seien hier einige Experimente angeführt, die helfen sollen, die Mechanismen der Schallausbreitung in einem granularen Material besser zu verstehen.

Wie bereits in den Voruntersuchungen geschildert, verringert sich die Schallgeschwindigkeit in einem solchen Medium um einen Faktor, der mit geometrischer Wegverlängerung allein nicht zu erklären ist.

### 5.1.1 Kugelmkette

Das i.a. räumliche Medium der Schallausbreitung soll zunächst auf den simpleren Fall von nur einer Dimension reduziert werden. Hierdurch soll gezeigt werden, dass der Mechanismus der Verlangsamung *nicht* auf geometrische Wegverlängerung basiert (da in einer linearen Anordnung der Schall keine ‘Umwege’ mehr nehmen kann), sondern von der Art der Kontakte zwischen den Granulen bestimmt wird. [Cos98]

Als einfachster Fall eines granularen Mediums dienen hier Kugeln. Eine Reihe von Kugeln gleichen Durchmessers (einige cm) und gleicher Beschaffenheit (Kugelmkette) wird auf eine Metallschiene gelegt (Abb. 5.2). Das eine Ende der Kugelmkette liegt an einem piezo-elektrischen Erreger an. Am andere Ende übt eine Metallfeder, die durch einen feststellbaren Schieber gespannt wird, einen wohldefinierten Druck auf die Kette aus. Die Druckkraft ist bis ca. 5 N einstellbar (bei größeren Kräften besteht die Gefahr, dass die Kugeln zur Seite hin auszubrechen versuchen), die Länge der zu untersuchenden Kugelmkette kann maximal 60 cm betragen.



**Abb. 5.2:** Vorrichtung zur Messung der Schallgeschwindigkeit in einer Reihe von Kugeln (‘Kugelmkette’). Links liegen die Kugeln an einem piezo-elektrischen Signalgeber an, der einen akustischen Puls durch die Kette schickt. Rechts werden die Kugeln von einer Feder mit einer definierten Kraft an den Sender gepresst.

Mit dieser Anordnung soll untersucht werden, in wie weit die Schallgeschwindigkeit in der Kette von dem Kontakt der einzelnen Kugeln, speziell der Kontaktfläche, abhängig ist. Sollte die Geschwindigkeit von dem oben erwähnten

Transmissionskoeffizienten an der Kontaktstelle abhängen, so müsste sich eine Veränderung der Schallgeschwindigkeit mit der Variation der Kontaktfläche zeigen. Dafür ist aber zunächst noch die Beziehung zwischen der Fläche und dem Anpressdruck nötig.

### Hertz'sche Theorie

Im Jahr 1880 beschäftigte sich Heinrich Hertz (1857-1894) mit der Beschreibung von Pressungen verschiedener Festkörper, der dabei entstehenden Kontaktfläche ('Hertz'sche Fläche') und der auftretenden Druckverteilung [Her82]. Berühren sich zwei Körper mit näherungsweise sphärischen Kontaktstellen, so tritt ein punktförmiger Kontakt mit unendlich hohem Pressdruck auf. Durch ihre natürliche Elastizität verformen sich jedoch die Körper an der Kontaktstelle, so dass aus dem Punkt eine Kontaktfläche wird, im allgemeinen eine Ellipse; im hier relevanten Fall zweier in allen Richtungen identische positive Krümmungsradien aufweisenden Oberflächen (also Kugeln mit den Radien  $R$  und  $R'$ ) eine Kreisfläche. Diese habe den Radius  $r_{Hz}$ , der für den Fall kleiner Kräfte (so dass  $r_{Hz} \ll R$ ) folgendermaßen berechnet werden kann:

$$r_{Hz} = F^{1/3} \left( D \frac{RR'}{R + R'} \right)^{1/3}.$$

Der Parameter  $D$  enthält hier die elastischen Materialkonstanten mit

$$D = \frac{3}{4} \left( \frac{1 - \nu^2}{E} + \frac{1 - \nu'^2}{E'} \right),$$

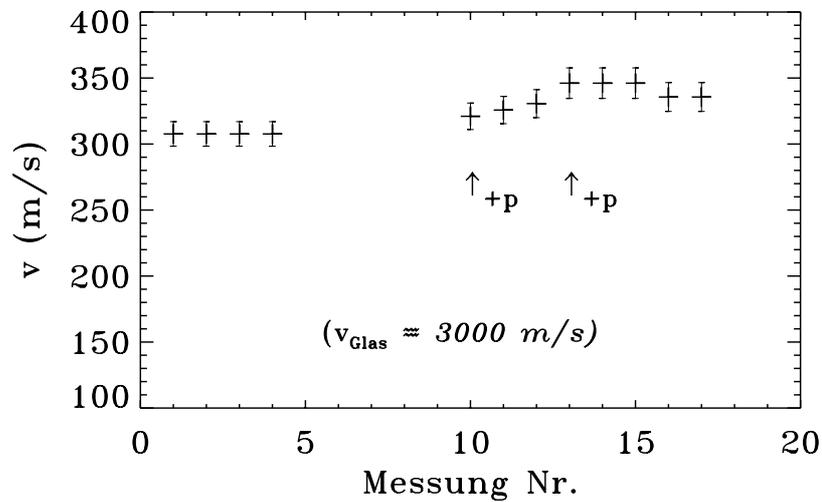
wobei  $E$  und  $\nu$  den in Kapitel 3 bereits eingeführten Größen Elastizitätsmodul und Poisson-Zahl entsprechen. (Nach [Lan89], weitere Herleitungen sind auch in [Sza58] und [Dec75] zu finden.)

Für den hier untersuchten Fall von identischen Kugeln ergibt sich damit also für den Radius der Herz'schen Fläche:

$$r_{Hz} = F^{1/3} \left( \frac{3}{4} \frac{1 - \nu^2}{E} R \right)^{1/3}. \quad (5.1)$$

### Harte Materialien: Glas

Die Messung der Schallgeschwindigkeit in einer Kette aus Glaskugeln ergibt bereits bei der hier verwendeten Länge von 22 Kugeln einen Wert von ca. 300 m/s, also nur ca. 10% des Wertes in Glas von etwa 3000 m/s (Abb. 5.3). Die anfängliche Anpresskraft beträgt 2 N. Nach zweimaliger Erhöhung der Pressung um jeweils



**Abb. 5.3:** Schallgeschwindigkeit in einer Kette aus 22 Glaskugeln. Der Wert von ca. 300 m/s beträgt nur etwa 10% der Geschwindigkeit in Glas. Bei den durch '+p' gekennzeichneten Messungen wird der Anpressdruck der Kette erhöht.

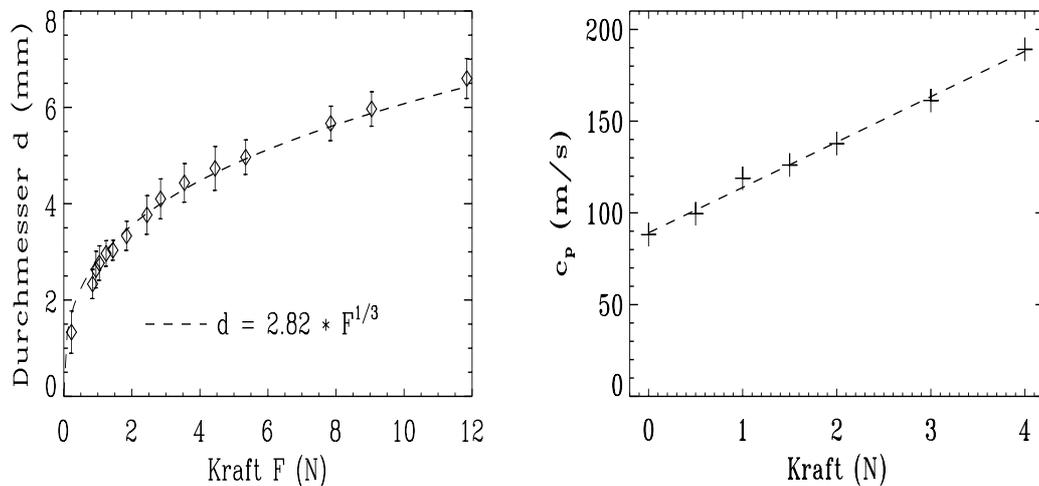
1 N (in Abb. 5.3 durch '+p' gekennzeichnet) erhöht sich auch die Schallgeschwindigkeit in der Kugelskette.

Bei einem für diese Zwecke harten Medium, wie Glas, lassen sich durch die hier verwendeten Andruckkräfte von wenigen Newton nur sehr geringe Deformationen, und damit Änderung der Kontaktfläche erwarten. Ein Wert von  $E = 76$  GPa für Quarzglas [Ger82] liefert bei 1 N nach (5.1) einen Durchmesser der Kontaktfläche von  $82,2 \mu\text{m}$ . Diese wird jeweils verdoppelt, wenn die Andruckkraft verachtzefacht wird ( $r_{Hz} \sim F^{1/3}$ ). Einen deutlicheren Einfluss lässt der Einsatz weitaus weicherer Materialien erwarten.

### Weiche Materialien: Gummi

Das Material der Kugeln wird nun so gewählt, dass bereits bei geringen Druckkräften eine deutliche Verformung eintritt. Auf diese Weise lässt sich bereits durch einen geringen Pressdruck von wenigen Newton eine deutliche Hertz'sche Fläche erzeugen. Die Wahl fällt auf Gummikugeln mit einem Durchmesser von 26 mm. Leider sind diese nicht als vollkommen homogene Kugeln erhältlich, sondern bestehen aus zwei jeweils verklebten Halbkugeln. Die folgenden Experimente werden so durchgeführt, dass die Kraft stets senkrecht zu dieser Klebefläche wirkt.

Zunächst wird untersucht, in wie weit diese Kugeln dem Hertz'schen Gesetz gehorchen. Dazu werden einige Kugeln nacheinander auf eine Glasfläche aufgelegt und mit einer anderen dazu parallelen Platte von oben mit unterschiedlichen Gewichten belastet. Die Pressfläche lässt sich dann von unten durch die Glasplatte



**Abb. 5.4:** Links: Untersuchung von Gummikugeln auf Hertz'sches Verhalten. Aufgetragen ist hier der Durchmesser  $d = 2r_{Hz}$  der Pressfläche bei der jeweiligen Kraft  $F$ . Die Fehlerbalken stellen die Standardabweichungen über mehrere Messungen dar. Die gestrichelte Linie ist die vom Hertz'schen Gesetz vorhergesagte  $F^{1/3}$ -Abhängigkeit. Rechts: Erhöhung der Schallgeschwindigkeit  $c_p$  in einer Kette aus Gummikugeln unter wachsendem Anpressdruck  $F$ .

vermessen. Der Versuch wird mehrmals wiederholt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.4, links. Dort ist der Durchmesser  $d = 2r_{Hz}$  der bei der Kraft  $F$  entstehenden Pressfläche aufgetragen. Die Fehlerbalken stellen die jeweilige Standardabweichung bei mehrfacher Wiederholung der Messung und bei verschiedenen Kugeln dar. Insgesamt wurden drei Kugeln je dreimal untersucht. Die gestrichelte Linie ist eine Potenzfunktion, mit der aus dem Hertz'schen Gesetz (Gl. 5.1) bekannten Abhängigkeit von  $d \sim F^{1/3}$  und einem Vorfaktor  $f$  als Fitparameter. Diese Funktion approximiert die Messwerte in hervorragender Weise. Man kann den untersuchten Gummikugeln für den hier beabsichtigten Einsatzbereich von wenigen Newton eine nahezu vollkommene 'Hertzizität' attestieren. Aus dem Anpassungsparameter ( $f = 2,82 \cdot 10^{-3} \text{ m/N}^{1/3}$ ) lässt sich zudem unter Zuhilfenahme der Hertz'schen Gleichung 5.1 das Elastizitätsmodul  $E$  des Gummimaterials berechnen. Unter Verwendung des Kugelradius'  $R = 13 \text{ mm}$  und der typischen Poissonzahl von  $\nu = 0,25$  ergibt sich damit

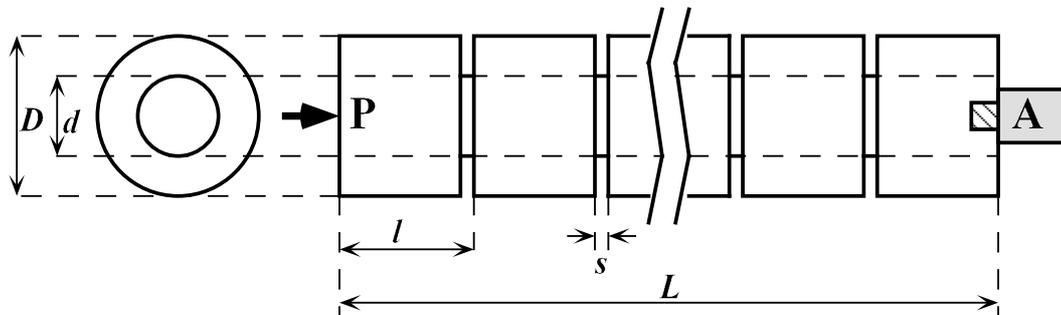
$$E_{\text{Gummi}} = \frac{3}{4} \frac{1 - \nu^2}{f^3} R = 408 \text{ kPa} .$$

Abbildung 5.4, rechts, zeigt die Zunahme der Schallgeschwindigkeit  $c_p$  in der Gummikugelnkette unter wachsendem Anpressdruck  $F$ . Die Geschwindigkeitszunahme wird durch eine Gerade sehr gut beschrieben, d.h.  $c_p \sim F$ . Da  $c_p$  jedoch auch von der Dichte abhängt (Gl. 3.21), die (ideal) proportional zur Presskraft zunimmt (bei weichen Materialien, wie Gummi nicht zu vernachlässigen!), so dass

noch ein Faktor von  $\sqrt{F}$  in  $c_p$  ‘versteckt’ ist, lautet die Abhängigkeit:  $c_p \sim F^{1/2}$ . Mit  $d \sim F^{1/3}$  lautet der gesuchte Zusammenhang zwischen Schallgeschwindigkeit und strukturellen Parametern (hier der Durchmesser der Kontaktfläche) für den Fall der hier betrachteten Gummikugeln also:  $c_p^2 \sim d^3$ . Auch hier ist also die Geschwindigkeit nicht linear mit der Kontakt-*Fläche* verknüpft, sondern mit dem Durchmesser hoch 1,5.

### 5.1.2 Gekerbte Stäbe

Als Analogie zur Schallausbreitung in der Kugelkette soll nun ein Festkörper dienen. Hierzu werden Rundstäbe aus Polyethylen periodisch so eingekerbt, dass die Länge  $l$  der Segmente ungefähr dem Außendurchmesser  $D$  entspricht. Die Kerbtiefe  $k$  wird variiert, so dass in der Mitte des jeweiligen Stabs ein Kern vom Durchmesser  $d = D - 2k$  übrigbleibt. Der Außendurchmesser  $D$  der Stäbe beträgt einheitlich 22 mm, die Gesamtlänge  $L$  ist 320 mm. Insgesamt sollen fünf Stäbe mit unterschiedlichem Kerndurchmesser untersucht werden:  $d = 8$  mm, 12 mm, 16 mm, 20 mm und 22 mm, d.h. der letzte Stab besitzt die Kerbtiefe 0 mm, er ist also unverändert. Die Stäbe werden jeweils in die Vorrichtung von Abschnitt 5.1.1 (Abb. 5.2) eingebaut und an einem Ende mit einem Piezo-Schallwandler zu Kompressionswellen angeregt. Ein Akzelerometer, das am anderen Ende des Stabs mit einer Schraube befestigt ist, soll die Ankunftszeit der Schallwellen registrieren (Abb. 5.5).

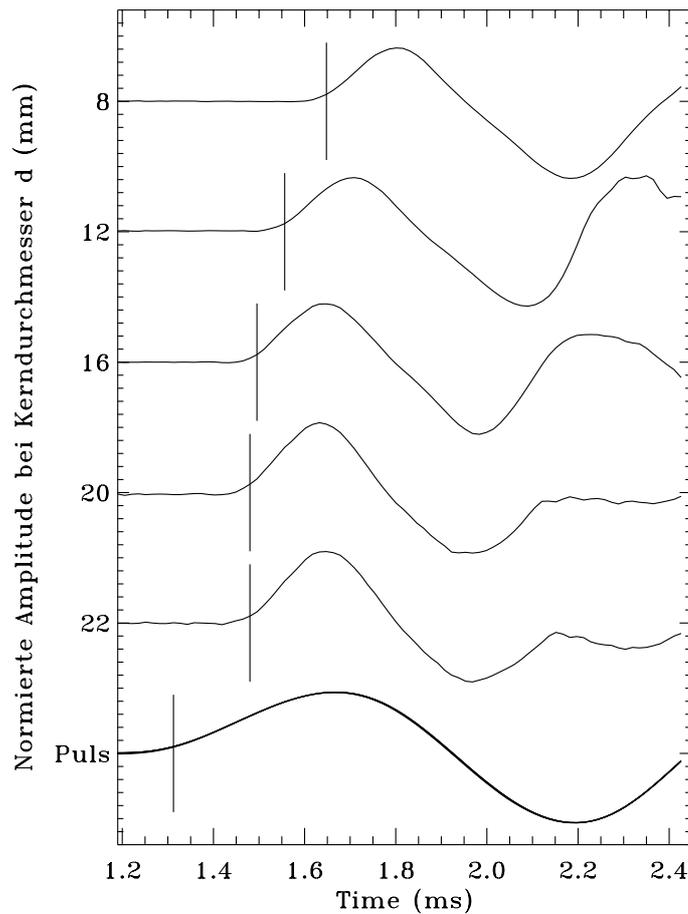


**Abb. 5.5:** Gekerbter Stab zur Untersuchung der Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Kerbtiefe  $k$ . Als Ausgangsmaterial dienen Rundstäbe aus Polyethylen mit einer Länge  $L = 320$  mm und einem Durchmesser  $D = 22$  mm. Der Abstand der Kerben beträgt  $l = 20$  mm mit einer Spaltbreite von je  $s = 1$  mm. Für die Untersuchung werden fünf Stäbe verschieden tief eingekerbt. Die Kerndurchmesser betragen damit  $d = D - 2k = 22$  mm, 20 mm, 16 mm, 12 mm und 8 mm. Am Punkt P wird ein akustischer Puls eingekoppelt, der den Stab durchläuft und mit dem Akzelerometer A registriert wird.

Nach [Lan89] (Kap. III §25) lautet die Bewegungsgleichung von Verformungen eines Stabs in Richtung seiner Hauptachse ( $=z$ ), d.h. mit einzig  $\sigma_{zz}$  als von Null verschiedener Komponente des Spannungstensors:

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = 0.$$

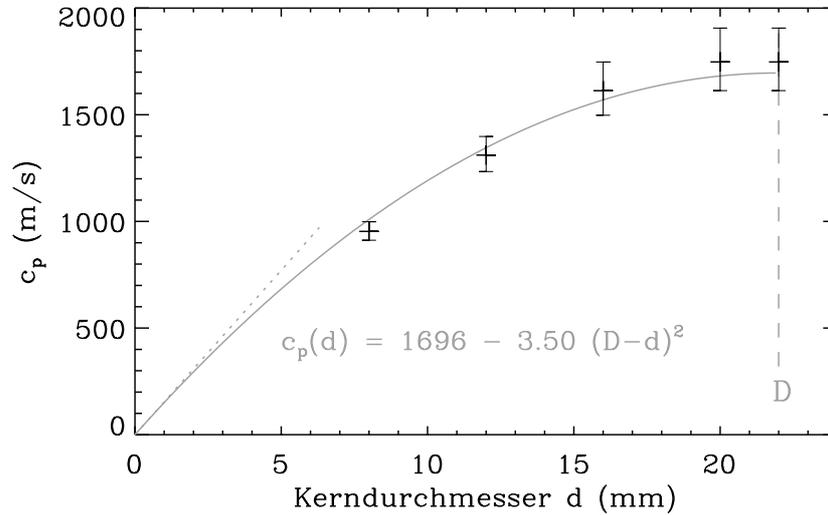
Die Kompressionswellengeschwindigkeit lautet damit  $c_p = \sqrt{E/\rho}$  und hängt nur von den Materialkonstanten  $E$  und  $\rho$  ab. Hängt  $c_p$  jedoch messbar von der ‘Kontaktfläche’ (Kerndurchmesser) der Segmente ab, dann sollten die Ankunftszeiten der Wellen in den Stäben mit wachsender Kerbtiefe (d.h. abnehmendem Kerndurchmesser) größer werden.



**Abb. 5.6:** Laufzeiten von Schallwellen in gekerbten Stäben. Aufgetragen ist jeweils das normierte Signal der Akzelerometer. Die Kerbtiefe der Stäbe nimmt von oben nach unten ab, der verbleibende Kerndurchmesser (links angegeben) nimmt entsprechend zu. Der fünfte Stab ist ungekerbt ( $d = D = 22$  mm). Die unterste Kurve stellt den Signalpuls dar, der durch den Stab geschickt wird. Die Einsatzzeitpunkte (senkrechte Linien) sind durch die Zeit gegeben, in der das jeweilige Signal 10% der Maximalamplitude erreicht.

Das Ergebnis zeigt Abb. 5.6. Aufgetragen sind hier die normierten Signale der Akzelerometer, links ist der jeweilige Kerndurchmesser notiert. Die unterste Kurve ist der Signalpuls, der in den Stab eingebracht wird. Die senkrechten Linien geben die Einsatzzeitpunkte an, definiert durch den Zeitpunkt, wenn das Signal 10% der Maximalamplitude überschreitet. Eine deutliche Verlangsamung der Signale mit wachsender Kerbtiefe – also geringerer Kerndurchmesser  $d$  zwischen

den Segmenten – ist zu sehen. Die Kompressionswellengeschwindigkeit  $c_p$  über den Kerndurchmesser  $d$  aufgetragen ergibt Abbildung 5.7.



**Abb. 5.7:** Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit  $c_p$  in gekerbten Stäben vom Kerndurchmesser  $d = D - 2k$  ( $k =$  Kerbtiefe). Der Außendurchmesser  $D$  beträgt 22 mm. Die Geschwindigkeit im ungekerbten Stab beträgt 1696 m/s  $\pm$  152 m/s. Die Punkte werden durch die eingezeichnete Parabel gut approximiert. Die gestrichelte Linie ist die Tangente an die Parabel bei  $d = 0$ .

Die Messwerte werden am besten durch eine Parabel der Form

$$c_p(d) = c_{p,0} - f (D - d)^2$$

mit den Parametern  $c_{p,0} = 1696$  m/s,  $D = 22$  mm und  $f = 3,50 \cdot 10^6$  /ms approximiert. Die Form der Parabel ist hauptsächlich durch  $c_{p,0}$  bestimmt, das mittels eines Fehler-gewichteten Optimierungsverfahrens der quadratischen Abweichungen von den Messwerten gewonnen wird. Der Parameter  $f$  wird dann so dimensioniert, dass folgende Randbedingungen erfüllt werden: Bei  $d = 0$  wird auch  $c_p = 0$ , da ohne Kontakt zwischen den Segmenten keine Schallausbreitung mehr möglich ist. Für  $d = D$  wird die Stab-Schallgeschwindigkeit  $c_{p,0}$  erreicht. Für Werte von  $d$ , die wenig unterhalb von  $D$  liegen, sollte  $c_p \approx c_{p,0}$ , da eine geringe Einkerbung nur einen kleinen Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit haben dürfte, wie es auch die Messung zeigt.

Die gestrichelte Linie in Abbildung 5.7 ist die Tangente an die Parabel im Nullpunkt. Die Abhängigkeit bei kleinen Kerndurchmessern (analog: kleine Kontaktfläche bei Kugeln) wird also durch eine Gerade gut wiedergegeben. Die Abweichung erreicht erst bei einem Durchmesser von 3,9 mm oder 18% des Außendurchmessers eine Größe von 10%. Das heißt also, dass bei hinreichend kleinem Durchmesser die Schallgeschwindigkeit *linear* vom Durchmesser abhängt, und nicht radikal, wie man zuerst vermuten möchte, da ja die Bindung eigentlich von

der Kontakt-*Fläche* bestimmt wird. Dieses Ergebnis ist verblüffend, jedoch deutete auch schon die Messung mit den Gummikugeln (voriger Abschnitt) in diese Richtung. Das bedeutet, dass die Größe der Schallgeschwindigkeit *nicht* durch die Bindung selbst, sondern durch einen geometrischen Faktor, der meist linear vom Kontaktradius abhängt, bestimmt wird! Das gleiche Ergebnis wird auch unten nochmals bei Experimenten mit sinternden Eiskugeln (folgender Abschnitt) bestätigt werden.

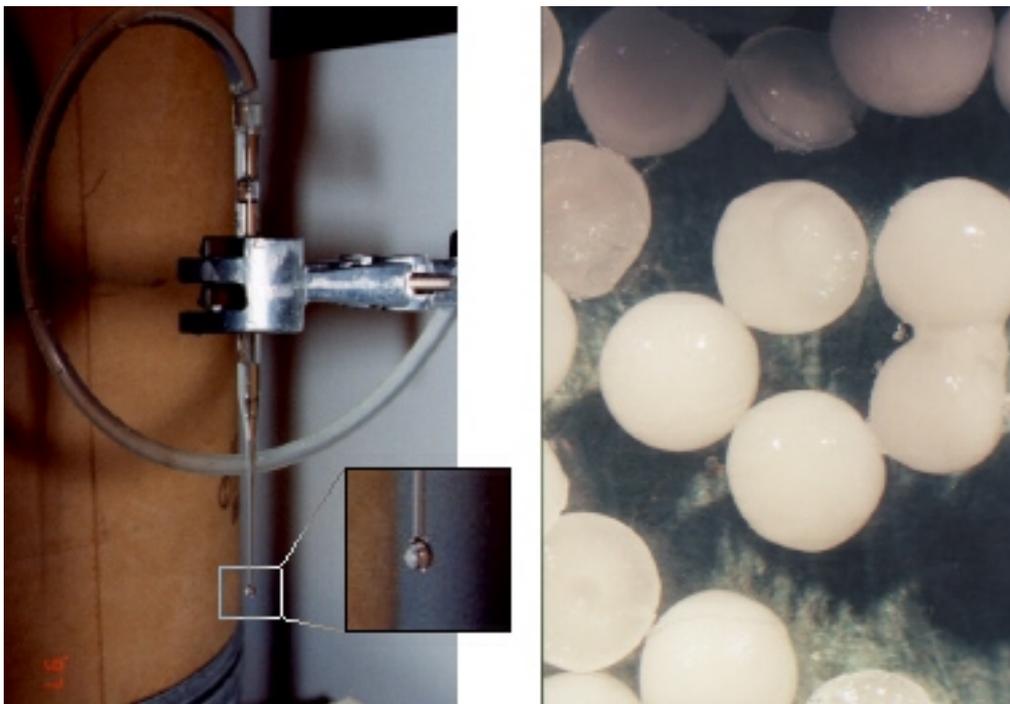
### 5.1.3 Eiskugeln

Zurück zum Eis. Für eine eingehende Untersuchung des Zusammenhangs Sinterzustand – Schallgeschwindigkeit ist das oben beschriebene CAM (Abschnitt 4.7.2) wenig geeignet. Die Korngrößen, die direkt in die Sintergeschwindigkeit eingehen, sind zu breit verteilt und die beim Sprühen gebildeten Eisaggregate stellen bereits teilweise gesintertes Material dar. Um ein einfacheres Sintersystem im Labor zur Verfügung zu haben, werden weitgehend monodisperse Eiskugeln in verschiedenen Größen benötigt. Hierzu wird ein Herstellungsverfahren entwickelt.

#### Herstellung monodisperser Eiskugeln

Auf 2°C vorgekühltes Wasser wird durch einen Schlauch von einem höhergelegenen Vorratsbehälter durch eine Glasspitze (Abb. 5.8, links) oder eine Metall-Kanüle in flüssigen Stickstoff getropft. Die Tropfrate wird auf ca. 1 Tropfen pro 10 Sekunden(!) eingestellt. Diese geringe Rate ist notwendig, da durch den Leidenfrost-Effekt die Tropfen nicht sofort gefrieren, sondern auf einem Stickstoff-Dampfkissen bis zu 30 Sekunden berührungsfrei auf der Oberfläche umherschweben. Erst im vollständig gefrorenen Zustand sinken sie auf den Boden des LN2-Behältes. Bei zu hohen Tropfraten können noch flüssige Tropfen zu größeren Eisgebilden zusammenwachsen, was es zu verhindern gilt. Bei der oben erwähnten Tropfgeschwindigkeit ist die Herstellung von ausreichenden Mengen für Messungen entsprechend zeitaufwendig.

Da die Tropfen auf der LN2-Oberfläche in einen Rotationszustand geraten, werden die gefrorenen Kugeln nahezu vollkommen rund (Abb. 5.8, rechts). Der Durchmesser lässt sich durch Wahl verschiedener Spitzen in einem gewissen Bereich variieren, bleibt bei der selben Spitze jedoch bis auf ca. 1/10 mm konstant (Tab. 5.1). Ab einem Durchmesser von ca. 4 mm kommt es durch innere Spannungen bei den meisten Kugeln zu einer spontanen Spaltung in zwei Hälften. Diese Größe stellt die natürliche obere Grenze dieses Herstellungsverfahrens dar.



**Abb. 5.8:** Herstellung von Eiskugeln. Wasser tropft aus einer Spitze (*links*) in einen Behälter mit Flüssig-Stickstoff. Die Tropfen rotieren ca. 30 s auf der Oberfläche, isoliert von einem Dampffilm aus Stickstoff, und sinken erst im vollkommen durchgefrorenen Zustand nach unten. Auf dem Boden sammeln sich Eiskugeln (*rechts*), deren Durchmesser von der verwendeten Spitze abhängig ist (hier: 3,7 mm).

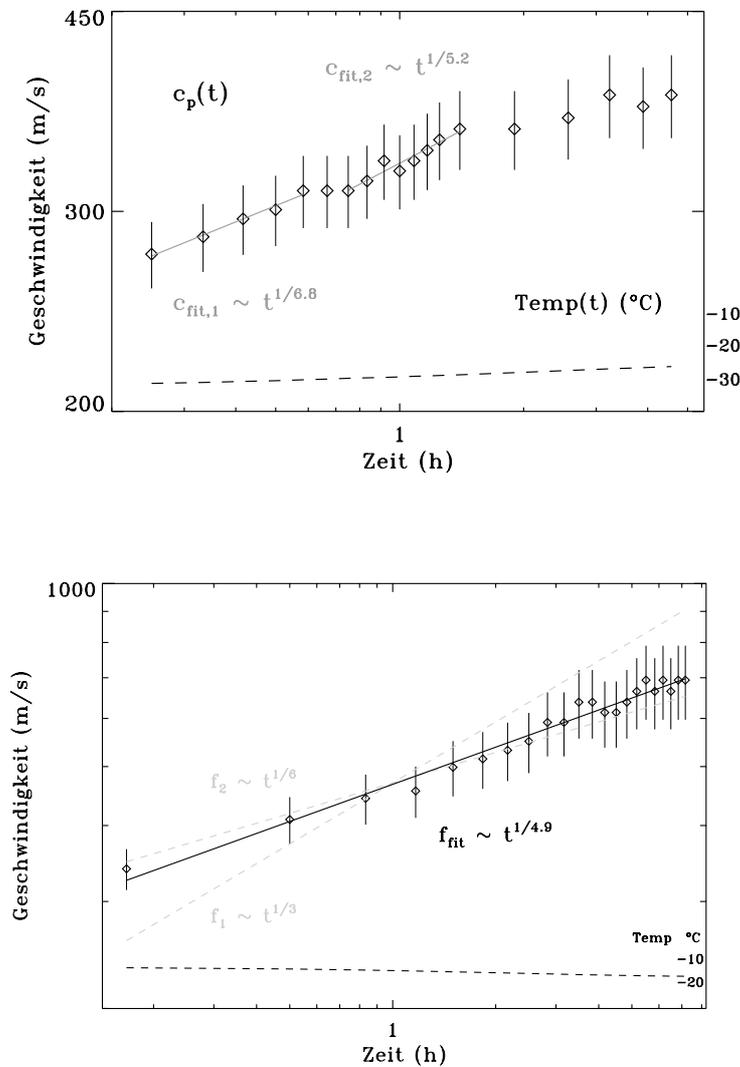
Bez.	Durchmesser	Schütt-Dichte	Poros.	End-Geschw.
D	$2,632 \pm 0,096$ mm	$0,498$ g/cm <sup>3</sup>	50,3%	400 m/s
C	$2,998 \pm 0,099$ mm	$0,527$ g/cm <sup>3</sup>	47,3%	500 – 700 m/s
A	$3,672 \pm 0,059$ mm	$0,561$ g/cm <sup>3</sup>	43,9%	500 – 700 m/s
B	$4,828 \pm 0,087$ mm	$0,550$ g/cm <sup>3</sup>	45,0%	400 – 600 m/s

**Tab. 5.1:** Eigenschaften der verschiedenen Eiskugeln, geordnet nach ihrem Durchmesser. Die Bezeichnung ‘A’ - ‘D’ entspricht der in Abbildung 4.21 verwendeten. Die Durchmesser wurden anhand von Mikroskopbildern vermessen. Unter End-Geschwindigkeit ist die am Ende des Sinterprozesses erreichte Schallgeschwindigkeit  $c_p$  zu verstehen. Diese variiert mit verschiedenen Sinterbedingungen.

### Sinterabhängige Schallgeschwindigkeit

Jeweils gleiche Eiskugeln werden in die in Abschnitt 4.2 beschriebene Messapparatur eingefüllt und die Schallgeschwindigkeit von einem computergesteuerten Messsystem laufend gemessen und aufgezeichnet. Die Messung wird für die anderen Kugelgrößen ebenfalls durchgeführt. Die Frage ist, ob die Schallgeschwindigkeit während des Sinterns einem ähnlich einfachen Gesetz der Zeit folgt, wie z.B. der Sinterhalsdurchmesser ( $\sim t^{1/3}$ , Abschnitt 4.7.1). Ist das der Fall, so kann man

von einem fundamentalen Gesetz zwischen Festigkeit (E-Modul, Schallgeschwindigkeit) und Sintergrad ausgehen.



**Abb. 5.9:** Zunahme der Schallgeschwindigkeit  $c_p$  während des Sintervorgangs bei Eiskugeln mit einem Durchmesser von 3,7 mm. Die Abbildungen sind typisch für zahlreiche Messungen, auch mit anderen Kugeldurchmessern (siehe Tab. 5.1). *Oben:* Die Temperatur wurde nahezu konstant unter  $-25^\circ\text{C}$  gehalten. Der Exponent des Wachstumsgesetzes liegt bei Werten um  $1/6$ . Die anfängliche Zunahme geht schließlich in einen Endwert für  $c_p$  von ca. 400 m/s über. *Unten:* Sintern bei höherer Temperatur, ca.  $-15^\circ\text{C}$ . Ein Fit ergibt hier einen Exponenten von  $1/4,9$ . Aber auch die Zunahme mit  $t^{1/6}$  ist noch gut verträglich. Die Endgeschwindigkeit liegt hier höher, bei ca. 700 m/s.

Tatsächlich wird bei verschiedenen Kugeldurchmessern und Temperaturen zunächst ein ähnliches zeitliches Verhalten der Schallgeschwindigkeit festgestellt. Die Geschwindigkeit wächst mit Potenzen von  $t$ , die mit  $1/6$  gut verträglich sind. (Abb. 5.9) Nach dieser potentiellen Zunahme wird asymptotisch ein Endwert

erreicht, der ebenfalls vom Kugeldurchmesser, aber auch von der Umgebungstemperatur abhängt.

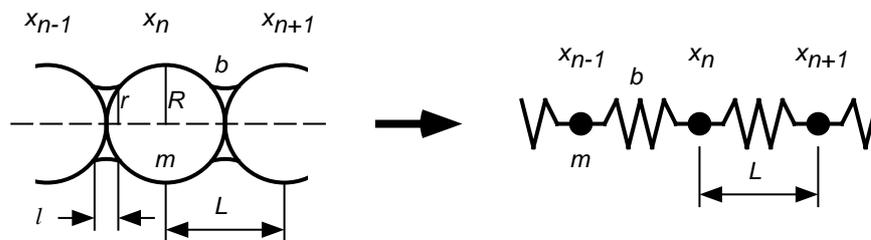
Da  $c \sim E^{1/2}$  ist und zu Beginn mit  $t^{1/6}$  zunimmt, bedeutet dies, dass  $E \sim t^{1/3}$ . Der Sinterhalsradius  $x$  wächst ebenfalls mit  $t^{1/3}$ , daraus folgt:

$$E \sim x.$$

Das gleiche, erstaunliche Ergebnis, wie in den vorigen Abschnitten, da man eigentlich annehmen sollte, dass die Kopplung ( $E$ ) zwischen den Körnchen proportional zu deren Kontaktfläche und nicht zum Radius des Kontakts ist. Ein Blick auf ein anderes, oft verwendetes Modell im Zusammenhang mit porösen Medien, das Federketten-Modell, kann hier weiterhelfen.

### Federketten-Modell

Um einen möglichen Zusammenhang zwischen Strukturparametern und der Schallgeschwindigkeit herzuleiten, soll die Struktur zunächst nicht beachtet werden. Die Kugelkette wird auf ein rein mechanisches Modell reduziert: Die (identischen) Kugeln mit Radius  $R$  schrumpfen auf Massenpunkte  $m_n = m$  an den Koordinaten  $x_n$  zusammen, die miteinander über (masselose) Federn mit der Federkonstanten  $b$  verbunden sind (Abbildung 5.10). Der Abstand der Massenpunkte sei  $L$ , d.h.  $x_{n+1} - x_n = L = 2R$ .



**Abb. 5.10:** Dynamisches Modell der Kugelkette. Die Kugeln werden repräsentiert durch Massen  $m$ , die durch masselose Federn der Stärke  $b$  (die Sinterhalse) verbunden sind.

Die Bewegungsgleichung des Massenpunkts  $m_n$  lautet damit:

$$m_n \frac{\partial^2 x_n}{\partial t^2} = b(x_{n+1} - x_n) + b(x_n - x_{n-1}) = 2b\delta,$$

mit  $\delta$  der Auslenkung der Masse  $m_n$  aus der Ruhelage in Richtung  $x$ .

Geht man zur Vereinfachung auf ein Kontinuum über, d.h.  $L \rightarrow 0$ , so lautet die Wellengleichung:

$$\frac{1}{c^2} \frac{d^2 \delta}{dt^2} - \frac{d^2 \delta}{dx^2} = 0$$

mit  $c^2 = \sigma/\mu$ , wobei  $\mu = m/L$  die lineare Massendichte und  $\sigma = bL$  die Linienspannung darstellen. ( $\sigma/\mu$  ist analog zu der Größe  $b/m$  eines Federpendels zu verstehen, die die Schwingungsfrequenz ausdrückt.)

Nach dem Hooke'schen Gesetz ist

$$\frac{\delta}{l} = \frac{1}{E} \frac{F}{A} \quad \text{und damit} \quad b = \frac{EA}{l},$$

womit strukturelle Parameter ( $l$ ,  $F = \pi r^2$ ) mit einem elastischen ( $E$ ) verknüpft sind, was gesucht war.

Zurück zu den Kugeln. Aus  $\sigma = bL$  wird dann  $2bR = 2EAR/l$  und  $\mu = m/L$  geht über in  $m/2R$ . Damit wird  $c^2 (= c_p^2) = \sigma/\mu$  zu

$$c^2 \approx \frac{4EAR^2}{lm} = \frac{3}{\pi} \frac{EA}{lR\rho} \quad \text{mit} \quad m = \frac{4}{3}R^3\rho.$$

Sei die Kontaktfläche der Kugeln  $A = \pi r^2$  so folgt daraus:

$$c = r \sqrt{\frac{3E}{\rho l R}}.$$

Damit ist also  $c_p \sim r$ , dem Sinterhalsradius, genau wie in obigen Experimenten beobachtet und so ist eine mögliche Erklärung gegeben, wie es zu dem Verhalten kommt, dass die Schallgeschwindigkeit nicht von der Fläche, sondern vom Radius des Kontakts zwischen den Kugeln abhängt.

## 5.2 Computer-Simulation

Die Experimente mit der geraden Kugelkette zeigten bereits den gesuchten Effekt der Schallverlangsamung. Mittels Simulationsrechnungen auf dem Computer soll nun gezeigt werden, dass die Abbremsung mit dem Prinzip der mehrfachen Streuung, also Reflexion und Transmission, gut erklärt werden kann. Der simple Grundgedanke des Programms ist hierbei folgender: Eine Größe propagiert durch eine lineare Anordnung von Speicherelementen, beispielsweise Wasser in einer Eimerkette, wobei der Inhalt aller Elemente jeweils pro Iterationsschritt an das nächstfolgende Element weitergegeben wird. Ein einstellbarer Transmissionskoeffizient  $T$  gibt dabei an, wieviel des Inhalts jeweils weitergegeben wird. Verlustfreiheit vorausgesetzt, verbleibt also ein Anteil von  $R = 1 - T$  im Behälter, der zu dem transmittierten Anteil des davorliegenden hinzuaddiert wird. Dieses recht einfache und noch in keinsten Weise auf den hier behandelten Spezialfall von Schall im porösen Festkörper festgelegte Verfahren soll nun zeigen, ob es die Propagation z.B. einer 'pulsförmigen Füllung' der Eimerkette abzubremsen vermag.

### 5.2.1 Die Software

Der Kern des Simulationsprogramms sieht wie folgt aus\*:

```

; - - - - - Initialisierung - - - - -

B = fltarr( Zahl ) ; 'Eimerkette': (Zahl) Floats reservieren
NB = fltarr( Zahl ) ; 'Hilfseimerkette': dto. (0..Zahl-1)
tr =                ; <--HIER GEWUENSCHTEN KOEFFIZIENTEN EINTRAGEN!
rf = 1.0 - tr

repeat begin      ; - - - - - Main Loop - - - - -

; - - - - - Propagation - - - - -

    NB(0) = rf * B(0)                ; Sonderfall: erstes Element
    for i=1, Zahl-2 do begin
        NB(i) = tr*B(i-1) + rf*B(i) ; Inhalte weiterreichen
    endfor ; i
    NB(Zahl-1) = tr*B(Zahl-2)        ; Sonderfall: letztes Element

    B = NB                            ; Neue Inhalte merken

; - - - - - Total Energy - - - - -

    Etot = total( abs(NB) )           ; Gesamtinhalt bestimmen
; print, ' E=', Etot                ; (sollte konstant sein)

    nt = nt + 1                       ; Iterationsschritte zaehlen
    rtime = rtime + dt                 ; Echtzeit mitzaehlen

endrep until (nt ge Zahl) ; - - - - - End Main Loop - - - - -

```

Zahl bezeichnet die Anzahl der Elemente in der Kette, B und NB sind Felder, die die jeweiligen (aktuellen bzw. neuen) Inhalte der Kettenelemente festhalten. nt zählt die Anzahl der Iterationen, rtime die vergangene 'Echtzeit' ( $dt = l/c$ , mit  $l$ : Länge eines Elements,  $c$ : Schallgeschwindigkeit innerhalb des Elements.) Etot ist ein Maß für den Gesamtinhalt aller Elemente, der während der Propagation konstant sein sollte.

---

\* Hier in 'IDL'. Der dargestellte Code sollte sich jedoch auch in jede andere Programmiersprache übertragen lassen.

### 5.2.2 Ergebnisse

Das Ergebnis einiger Runs mit verschiedenen Parametern zeigen die Abbildungen 5.11 und 5.12 (Seite 91 und 92).

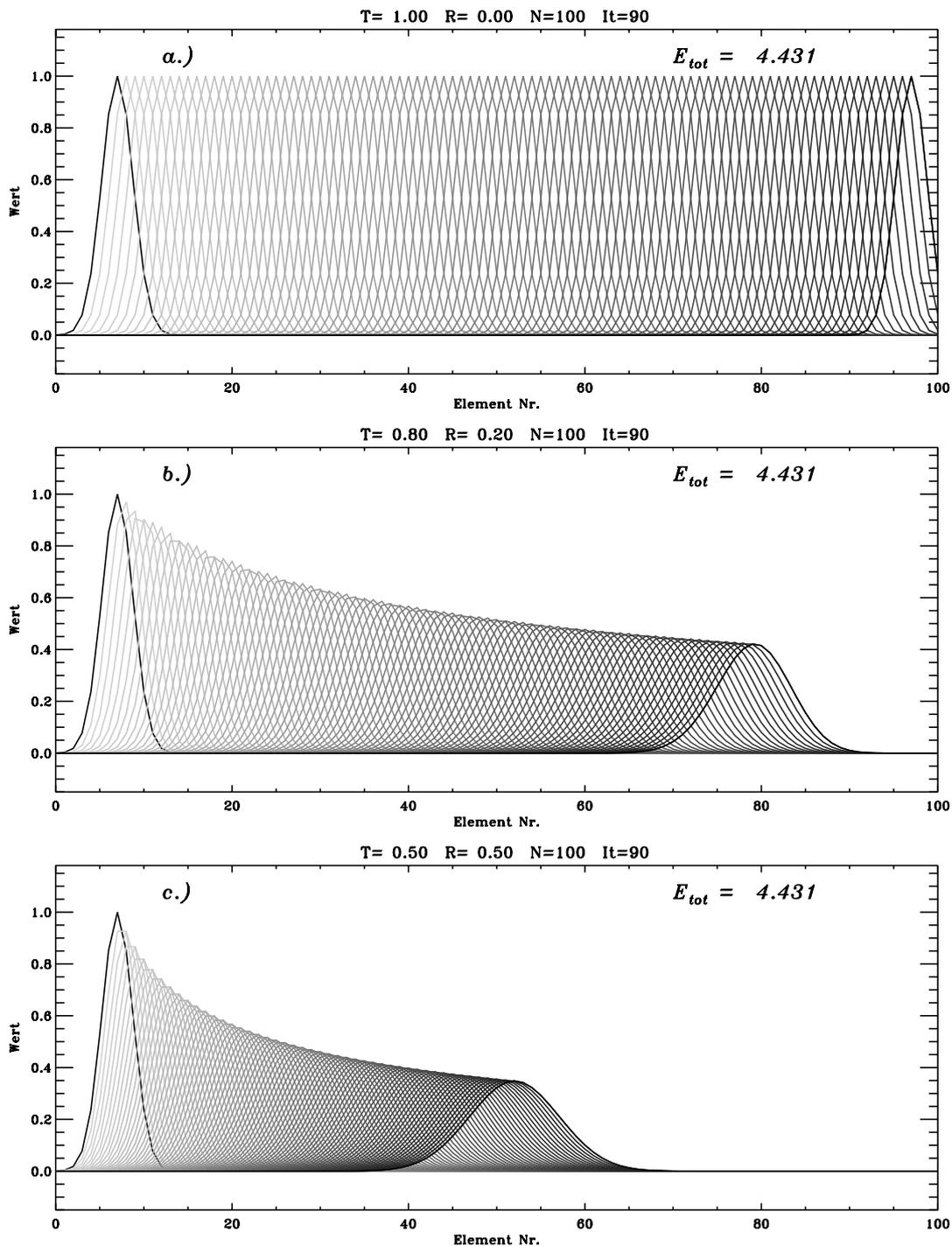
Die Bilder zeigen einen gaußförmigen Puls, der durch die Kette wandert. Dargestellt sind hier jeweils 100 Elemente. Der Puls beginnt links (hellgrau) und endet nach jeweils 90 Iterationsschritten rechts davon (schwarz). Dies simuliert das Fortschreiten des Pulses in jeweils dem gleichen Zeitintervall. Das entscheidende Ergebnis: Je nachdem, wie groß der Transmissionskoeffizient  $T$  gewählt wird, ändert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit und der Puls legt im gleichen Zeitintervall unterschiedlich lange Strecken zurück! Gleichzeitig läuft er auseinander und wird breiter. Das bedeutet, dass dieses einfache Modell Dispersion zeigt: Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist abhängig von der Wellenlänge.

Der Propagations-Vorgang nochmals im einzelnen betrachtet:

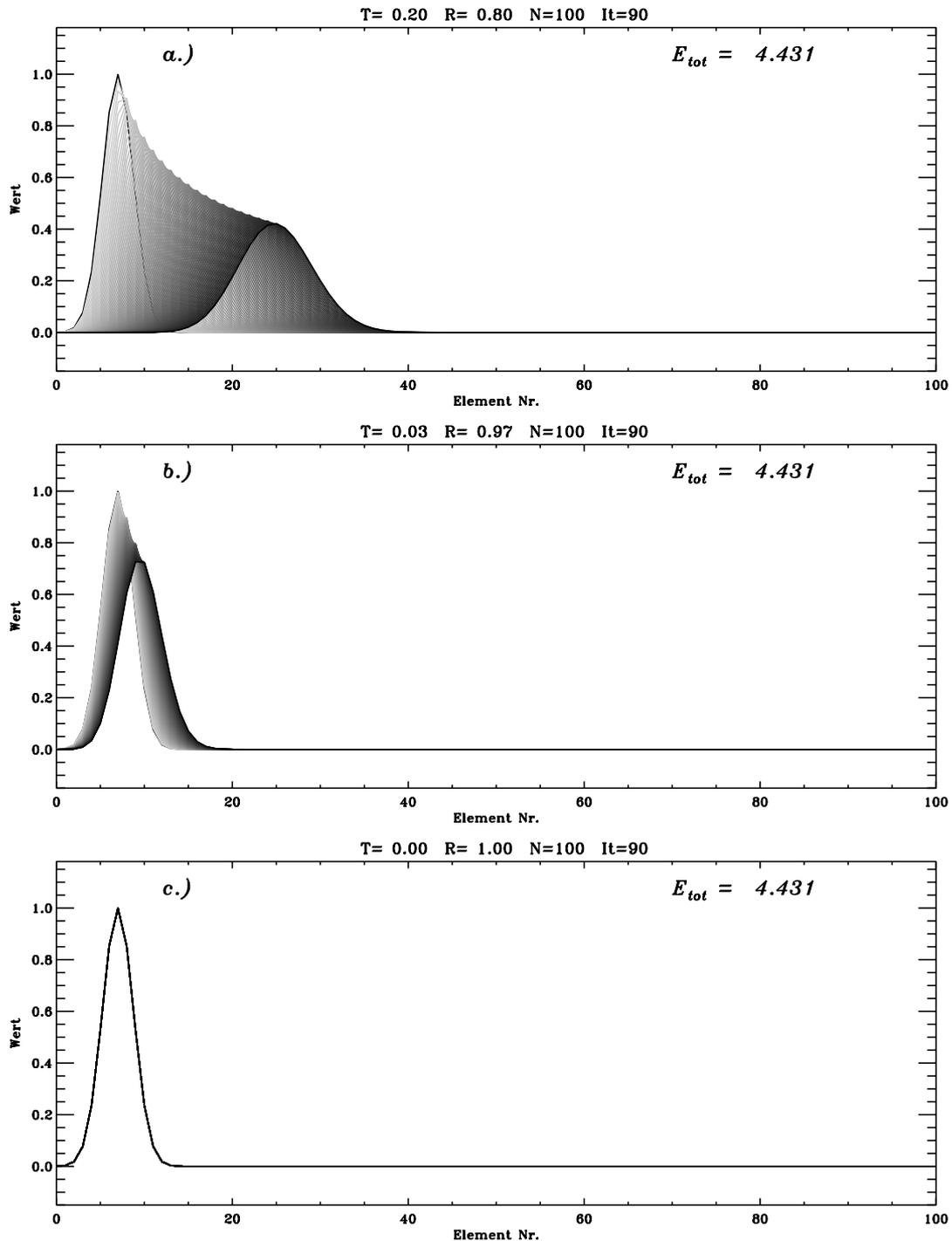
- Für  $T = 1,00$  passiert das, was man bei einer ungestörten und verlustfreien Ausbreitung erwartet: Der Puls wandert gleichförmig von links nach rechts durch die Kette. Nach ca. 90 Iterationsschritten ist er gerade am Ende angekommen. (Bei 100 wäre er gerade aus dem Bild herausgelaufen.)
- Wird  $T$  kleiner (und der Reflexionskoeffizient  $R$  entsprechend größer), so legt das Maximum des Pulses nach jeweils der selben Anzahl von Iterationen (90) einen immer kleineren Weg zurück. Gilt  $T + R = 1$ , so findet keine Dämpfung statt; der Puls läuft jedoch auseinander und wird damit kleiner. Die Phasengeschwindigkeit bleibt hierbei stets konstant. Der Puls kommt also ebenfalls nach 90 Iterationen am Ende der Kette an, nur um den Faktor  $T^{90}(!)$  gedämpft. Die Gruppengeschwindigkeit, die Geschwindigkeit des Puls-Maximums, wird jedoch entsprechend  $T$  verlangsamt!
- Wird schließlich der Reflexionskoeffizient  $R = 1,00$  ( $T = 0,00$ ), so passiert ebenso das, was man erwarten würde: Der Puls bewegt sich überhaupt nicht mehr vorwärts.

### 5.2.3 Diskussion

Es sind zum ersten die beiden Extremfälle der Ausbreitung exakt wiedergegeben: Bei  $T = 1,00$  breitet sich der Puls gleichförmig aus und bei  $T = 0,00$  findet keine Ausbreitung mehr statt. Weiterhin lässt sich durch die Wahl des Parameters  $T$  (bzw.  $R$ ) *jeder* Zwischenwert für die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Pulses (Gruppengeschwindigkeit) erzeugen. Im hier verwendeten Modell ist der Zusammenhang sogar linear, wie in den Abbildungen erkennbar ist: Für einen Transmissionskoeffizienten von  $T = 0,50$  legt der Puls in der gleichen Zeit (d.h. Anzahl von Iterationsschritten) genau die Hälfte des Weges von  $T = 1,00$  zurück. Der



**Abb. 5.11:** Fortschreiten eines Gauß-Pulses durch eine Kette von 100 Elementen für Transmissionkoeffizienten  $1 \geq T \geq 0,5$ . Der Puls wandert von links nach rechts, dargestellt sind jeweils 90 Iterationsschritte von hellgrau nach schwarz. Bei  $T = 1$  erwartet: Der Puls wandert ungestört und unverändert durch die Kette. Für  $T < 1$  läuft der Puls auseinander und: er wird langsamer!



**Abb. 5.12:** Fortschreiten eines Gauß-Pulses durch eine Kette von 100 Elementen für Transmissionskoeffizienten  $0,5 > T \geq 0$ . Der Puls wandert von links nach rechts, von hellem zu dunklem Grau. Es sind jeweils 90 Iterationen dargestellt. Der Trend von Abb. 5.11 setzt sich fort: Je kleiner  $T$  gewählt wird, desto geringer wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Für  $T = 0$  bleibt der Puls erwartungsgemäß stehen.

lineare Zusammenhang könnte durch das simplifizierte Modell verursacht sein, so dass bessere Modelle hier eine andere Abhängigkeit ergeben. Zumindest der grundlegende Effekt der Schallverlangsamung ist damit veranschaulicht.

### 5.3 Streuung von Wellen

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Simulationen sollen nun nochmals analytisch beleuchtet werden. Betrachten wir den eindimensionalen Fall, dass sich eine Welle in einem Medium in positiver  $x$ -Richtung ('nach recht') ausbreitet, z.B. eine Seilwelle [Mac62], und an der Stelle  $x_0$  auf eine Störung trifft. Im Fall der Seilwelle z.B. eine Masse  $m$ , die auf dem Seil befestigt ist. Ist diese Störmasse unendlich groß, so wird die Welle die Störstelle nicht durchdringen, d.h. die Amplitude  $y(x)$  für  $x > x_0$  ist 0. Ist hingegen  $m = 0$ , so findet bei  $x_0$  keine Störung der Wellenausbreitung statt und  $y(x, t) = F(t - x/c)$ . ( $c$  sei die Wellengeschwindigkeit in dem Medium.)

Für alle Zwischenwerte von  $m$  findet eine teilweise Weiterleitung (Transmission,  $T$ ) der einfallenden Welle statt, sowie eine teilweise Reflexion ( $R$ ) in Richtung des Welleneinfalls. Die Amplitude ist dann:

$$\begin{aligned} y(x < x_0, t) &= y_L = F(t - x/c) + R(t + x/c) \\ y(x > x_0, t) &= y_R = T(t - x/c). \end{aligned}$$

Die Stetigkeitsbedingung an der Stelle  $x_0$  fordert, dass  $y_L(x_0) = y_R(x_0)$  und damit folgt

$$F(t) + R(t) = T(t). \quad (5.2)$$

Vorausgesetzt, es gelte ebenfalls die Anschlussbedingung

$$\left. \frac{\partial y_L}{\partial x} \right|_{x=x_0} = \left. \frac{\partial y_R}{\partial x} \right|_{x=x_0},$$

d.h., mit  $\xi_- = t - x/c$  und  $\xi_+ = t + x/c$  und

$$\left. \frac{\partial F}{\partial \xi_-} \right|_{x=x_0} = \frac{\partial F}{\partial t} \quad (\text{analog für } R \text{ und } T), \quad (5.3)$$

die Wellengleichung

$$\frac{\partial y_L}{\partial x} = \left. \frac{\partial F}{\partial \xi_-} \right|_{x=x_0} (-c) + \left. \frac{\partial R}{\partial \xi_+} \right|_{x=x_0} c = \frac{\partial y_R}{\partial x} = \left. \frac{\partial T}{\partial \xi_-} \right|_{x=x_0} (-c),$$

so ergäbe dies den Zusammenhang

$$\dot{F} - \dot{R} = \dot{T}. \quad (5.4)$$

Da Gleichung (5.2) für alle  $t$  gilt und stetig differenzierbar ist, kann die zeitliche Ableitung geschrieben werden als

$$\dot{F} + \dot{R} = \dot{T}. \quad (5.5)$$

Gleichungen (5.4) und (5.5) sind zusammen jedoch nur erfüllt, wenn  $R(t) = 0$  ist, d.h. überhaupt keine Streuung stattfindet. Also ist die Annahme, im Streufall gelte an der Stelle  $x = x_0$  die Wellengleichung, falsch. Vielmehr ist

$$\frac{\partial y_L}{\partial x} \neq \frac{\partial y_R}{\partial x} \quad \text{und} \quad \left. \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \right|_{x=x_0} \rightarrow \infty.$$

Dies wird beschrieben durch eine inhomogene Wellengleichung folgender Form:

$$[1 + L\delta(x - x_0)] \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}. \quad (5.6)$$

Für den Bereich ‘links’ ( $x < x_0$ ) gilt damit:

$$y = y_L = F(t - x/c) + R(t + x/c)$$

und ‘rechts’ ( $x > x_0$ ):

$$y = y_R = T(t - x/c).$$

Die erste Anschlussbedingung fordert die Stetigkeit der Wellenfunktion an der Grenzstelle:

$$y(x = x_0, t) = z(t) = F(t - x_0/c) + R(t + x_0/c) = T(t - x_0/c). \quad (5.7)$$

Die zweite Anschlussbedingung ergibt sich aus der Forderung der Stetigkeit der Ableitung der Wellenfunktion. Die Integration der Wellengleichung (5.6) über die Singularität an der Grenzstelle  $x = x_0$  ergibt:

$$L\ddot{z} = c^2 \frac{\partial y}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow x_0^-}^{x \rightarrow x_0^+} = c^2 \left( \frac{\partial y_R}{\partial x} - \frac{\partial y_L}{\partial x} \right)$$

Unter Betrachtung der Gleichung (5.3) ergibt sich:

$$L\ddot{z} = c(-\dot{T} + \dot{F} - \dot{R}).$$

Da  $\dot{R} = \dot{T} - \dot{F}$  (siehe Gleichung (5.7)), folgt hieraus:

$$L\ddot{z} = 2c(-\dot{T} + \dot{F}).$$

An der Stelle  $x = x_0$  gilt:  $y = y_R = z = D$ , damit folgt:

$$\ddot{z} + 2\frac{c}{L}\dot{z} - 2\frac{c}{L}\dot{F} = 0.$$

Mit  $\tau = L/2c$  ergibt sich nach der Integration dieser Differentialgleichung:

$$\tau \dot{z} + z = F.$$

Unter der Voraussetzung der Energieerhaltung gilt für die Koeffizienten  $T_0$  und  $R_0$ , normiert auf die Anfangsenergie  $E_F$ ,

$$T_0 + R_0 = 1 \quad \text{mit} \quad R_0 = \frac{E_R}{E_F} \quad \text{und} \quad T_0 = \frac{E_T}{E_F}.$$

Nach Betrachtung der Transmission der Fourierkomponenten der Welle, analog zu [Mac62] (S.326), ergibt sich für die Koeffizienten:

$$T_0 = \overline{[1 + (\omega\tau)^2]^{-1}} \quad \text{und} \quad R_0 = \overline{[1 + \frac{1}{(\omega\tau)^2}]^{-1}}.$$

Unter der Annahme, dass die einlaufende Welle eine Frequenz von  $\omega_0$  besitze, wird daraus mit  $L/L_s = \omega_0\tau$ :

$$T_0 = \frac{L_s^2}{L^2 + L_s^2} \quad \text{und} \quad R_0 = \frac{L^2}{L^2 + L_s^2}.$$

Die Größe  $L$  entspricht hier quasi der Amplitude der  $\delta$ -Funktion, ist also ein Maß für die lokale Dichteveränderung an der Grenzfläche;  $L_s$  charakterisiert die ‘Amplitudendichte’ der einlaufenden Welle. Analog zu einer Seilwelle nach [Mac62] wäre  $L$  hier als ein auf dem Seil befestigter Massenpunkt zu verstehen, während  $L_s$  so etwas wie die innerhalb einer Wellenlänge bewegte Seilmasse darstellt. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} T_0 = R_0 = 1/2 & \quad \text{falls } L = L_s, \\ T_0 \rightarrow 0, R_0 \rightarrow 1 & \quad \text{falls } L \gg L_s, \\ T_0 \rightarrow 1, R_0 \rightarrow 0 & \quad \text{falls } L \ll L_s. \end{aligned}$$

Es können also je nach Wahl der Massen alle beliebigen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten eingestellt werden. Da anschaulich die bewegte ‘Linienmasse’  $L_s$  proportional zur Wellenlänge  $\lambda$  ist, sind die Koeffizienten  $T_0$  und  $R_0$  abhängig von der Frequenz, d.h. es liegt Dispersion vor! Genau wie auch in der Computersimulation beobachtet.



*Dieses Dekret soll in eine Stele aus hartem Stein in heiligen und einheimischen und griechischen Buchstaben eingemeißelt und in jedem Tempel ... neben dem Standbild des ewig lebenden Königs aufgestellt werden. [And85]*

## Kapitel 6

# ZUSAMMENFASSUNG

Kometen stellen eine einzigartige Möglichkeit dar, nahezu unverändertes, flüchtiges Material aus den Anfängen des Sonnensystems vor 4,5 Milliarden Jahren zu untersuchen. Die meiste Zeit seitdem haben sie in der Oort'schen Wolke, einige 10.000 AE von der Sonne entfernt, die Materie in der Kälte des Weltraums konserviert. Zusätzlich zur terrestrisch-astronomischen Beobachtung bieten Raumsonden die Chance, Kometenkern, Koma und Schweif physisch, d.h. vor Ort unter die Lupe zu nehmen. Dabei spielt die ROSETTA-Mission eine besondere Rolle: Zum ersten Mal soll eine Raumsonde einen Kometen, 46P/Wirtanen, auf seiner elliptischen Bahn um die Sonne begleiten und seine langzeitliche Veränderung auf dem Weg zum Perihel festhalten. Eine weitere Premiere stellt der ROSETTA LANDER dar, der zum ersten Mal weich auf der Oberfläche des Kometenkerns aufsetzt und das Material *in situ* untersuchen wird.

Das Instrument SESAME-CASSE (Cometary Acoustic Surface Sounding Experiment) an Bord des Landers wird eine Untersuchung des kometaren Oberflächenmaterials mittels akustischer Sondierung durchführen. Experimente im Labor mit kometen-relevanten Materialien (lockeres Eis, gesintertes Eis, Staub, Sand, Aerogel, etc.; siehe zur experimentellen Zusammenfassung Abschnitt 4.8) haben die Machbarkeit dieser Messmethode gezeigt. So ist im akustisch schlechtesten Fall einer lockeren Staubschicht an der Oberfläche (was bei 46P/Wirtanen jedoch nicht erwartet wird, siehe Kapitel 2) noch mit deutlichen Signalen oberhalb der Rauschgrenze des Instruments zu rechnen. Im (wahrscheinlicheren) Fall einer durch Sintern und Rekondensation verfestigten Eisoberfläche ist über die Entfernung der Füße (2,2 m) die Signalstärke um einige Größenklassen stärker zu erwarten. Aus den primären Messgrößen, den Schallgeschwindigkeiten  $c_p$ ,  $c_s$ ,  $c_R$ , und der von anderen Instrumenten gelieferten Dichte  $\rho$  lassen sich die Poisson-Zahl  $\nu$  und das Elastizitätsmodul  $E$  berechnen. (Kapitel 3.) Das E-Modul ermöglicht weiterhin den Zugang zu anderen elastischen und mechanischen Parametern, u.a.

mittels der ‘Griffith-Gleichung’ (3.25) die Bruchfestigkeit des untersuchten Materials. Dies könnte eine Eingabegröße für andere Instrumente sein, etwa das Bohrsystem oder den Penetrator ‘MUPUS’

Sekundär wird CASSE im ‘Echolot’-Betrieb (Phased Array) den Aufbau der unter dem Lander befindlichen Schichten und Inhomogenitäten liefern, was noch experimentell zu verifizieren ist. Mit Hilfe der frequenzabhängigen Dämpfung könnten weiterhin Rückschlüsse auf die Korngrößenverteilung gemacht werden [Kö97]. Mit CASSE ist es damit zum *ersten Mal* überhaupt möglich, mittels akustischer Sondierung unter die Oberfläche eines anderen Himmelskörpers zu ‘sehen’, was auch für weitere Weltraum-Missionen, etwa zum Mars, interessant sein könnte.

Durch Untersuchung verschiedener Modelle zur Schallausbreitung in granularem Material konnten Fortschritte erzielt werden. So ist die zuerst erstaunliche, im Experiment mit monodispersen Eiskugeln gefundene Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom *Radius* der Kontaktfläche zwischen den Körnchen (und nicht etwa, wie man zuerst vermuten mag, vom Flächeninhalt) in mehreren verschiedenen Modellansätzen bestätigt worden. (Kapitel 5.) Zudem wurde eine neuartige Erklärung der teilweise extremen Verlangsamung von Schallwellen in porösen Medien auf wenige Prozent der Festkörperschallgeschwindigkeit vorgestellt. Die Verringerung der Schallgeschwindigkeit ist nicht rein geometrisch durch ‘innere Umwege’ in dem Material zu erklären, sondern kann vielmehr in der Vielfachstreuung der Schallwellen an den Kontaktstellen begründet werden. Hierzu wurden Simulationen im Computer durchgeführt, die diesen Effekt zeigen. Durch Wahl eines Transmissionskoeffizienten lässt sich die Wellenausbreitung nahezu beliebig herabbremsen. Das hier vorgestellte, einfache Simulationsmodell zur Vielfachstreuung ist jedoch nicht in der Lage, vom (vorgegebenen) Transmissionskoeffizienten auf innere, strukturelle Parameter des Materials zu schließen. Hier müssen weitere Messungen von Schallgeschwindigkeiten in realen oder idealen porösen Medien Hinweise zur Einbeziehung der Struktur in die Simulation liefern.

Ob es jedoch überhaupt möglich ist, bei Eis allein von den Schallgeschwindigkeiten auf innere strukturelle Parameter, wie den Sintergrad, zu schließen, darf bezweifelt werden, wie bereits in der Zusammenfassung der Messergebnisse (Abschnitt 4.8) erkennbar war. Dazu ist die Historie des Materials und die genaue Zusammensetzung etwaiger mineralischer Anteile zu vielfältig. Dieser multidimensionale Parameterraum ist mit der Messung von 2-3 Größen nicht erschließbar. Im Zusammenspiel mit Messergebnissen anderer Instrumente des ROSETTA LANDERS ist das Puzzle vielleicht zu lösen, so dass sich ein sinnvolles Gesamtbild des Kometenoberflächenmaterials ergibt.

Rückblickend lässt sich sagen, dass das Gebiet der akustischen Wellenausbreitung in porösen und granularen Medien zwar bereits seit längerer Zeit behandelt wird, jedoch auch noch viel Raum für weitere Untersuchungen lässt. Gerade ein Medium wie Eis, eventuell auch noch mit diversen Beimengungen, macht es nicht einfach, von wenigen Messgrößen, wie der Schallgeschwindigkeit, eindeutig auf seine innere

---

Struktur zu schließen. Hier ist noch reichlich experimentelle Arbeit nötig, um die vielfältigen Abhängigkeiten zu erfassen und darzustellen. Es stecken noch viele Rätsel im Eis.

Die Frage ist, ob dieses Mysterium überhaupt je exakt gelöst werden kann, oder sich geheimnisvoll der Erkenntnis entzieht, wie die allnächtliche Fahrt des OSIRIS zu den Sternen des Nordens...





## Anhang A

# IAU-BEZEICHNUNGSSYSTEM FÜR KOMETEN

Im August 1995 verabschiedete die International Astronomical Union (IAU) eine neue, systematische Regelung, wonach Kometen in Anlehnung an die Bezeichnung der Asteroiden mittels laufender Numerierung benannt werden. Ein Präfix spezifiziert zunächst die Unterart: 'C/' steht allgemein für einen Kometen, der erst einmal beobachtet wurde, 'P/' für (kurz)periodische Kometen, die mindestens zweimal identifiziert werden konnten. 'D/' bezeichnet verschwundene Kometen, 'A/' ist ein Asteroid, der zunächst als Komet klassifiziert wurde. 'X/' schließlich steht für ein kometares Objekt, von dem allerdings keine Bahnelemente bestimmt werden konnten. Dem Präfix folgt das Jahr, sowie der Halbmonat (von A – Y) der Entdeckung, plus einer Zahl, die die Kometen eines Halbmonats durchnumeriert. Danach folgt traditionell der Name der/des Entdecker(s) plus einer Zahl, falls der Name schon einmal vergeben wurde.

Bei kurzperiodischen Kometen steht vor dem Präfix noch eine Zahl, die diese Kometen in der Reihenfolge ihrer Entdeckung durchnumeriert. Hier werden in einer Kurzform auch häufig Jahr und Monat der Entdeckung weggelassen. Beispiele:

- 1P/1682 Q1 Halley: Der erste von Sir Edmond Halley 1682 beobachtete und als periodisch erkannte Komet, kurz: 1P/Halley,
- 3D/1772 E1 Biela: zerbrach 1846 und verschwand 1852,
- D/1993 F2 Shoemaker-Levy 9: wurde von Jupiter eingefangen, zerrissen und stürzte 1994 in den Riesenplaneten,
- C/1995 O1 Hale-Bopp: Von Alan Hale und Thomas Bopp am 23. July 1995 entdeckter, langperiodischer Komet (Periode ca. 2400 Jahre). Hellster Komet des 20. Jahrhunderts.
- C/1996 B2 Hyakutake: Heller Komet des Jahres 1996. (Abb. nächste Seite.)



**Abb. A.1:** Komet C/1996 B2 Hyakutake (Pfeil) im März 1996 nahe des Sterns  $\xi_2$  Lib, zwei Wochen vor seinem Perihel. Der Komet zeigt eine deutlich ausgedehnte, blaue Koma. Ein Schweif (im Bild nach rechts) ist im Ansatz erkennbar. Der Ausschnitt oben rechts zeigt eine Vergrößerung als kontrastverstärktes Negativbild. Der helle Stern unten im Bild ist  $\alpha$  Lib. (Bild: Autor, 25 s belichtet auf Fujichrome 100, Normalobjektiv 1:1,8. Ort: Phoenix, Arizona)

## Anhang B

# ZUSAMMENSTELLUNG VERWENDETER VARIABLEN

Var.	Größe
$E$	Elastizitätsmodul (Young's Modulus)
$\nu$	Poisson-Zahl (Poisson's Ratio)
$\sigma$	Belastungstensor (Stress)
$\mathbf{u}$	Verschiebungstensor (Strain)
$\delta$	Kronecker-Symbol ( $\delta_{ij} = 1$ , wenn $i = j$ , 0 sonst)
$\mathcal{L}$	Lagrange-Funktion
$U$	Potentielle Energie
$T$	Kinetische Energie
$D, D'$	Energie-Dissipation
$\lambda, \mu$	Lamé'sche Konstanten
$\Phi$	Porosität
$\rho_{ges}$	Gesamtdichte (Bulk Density)
$\rho_1, \rho_{12}, \rho_2$	Dichtekoeffizienten
$\epsilon, e$	Relative Verschiebungen von Komponenten
$p$	Hydrostatischer Druck der Porenfüllung
$q$	Phasenkopplungskoeffizient
$r$	Normaldruck der Porenfüllung
$H, K, L$	Elastische Hilfsgrößen
$c$	Kompressibilität
$c_p$	P-, Kompressions- (longitudinal) Wellengeschwindigkeit
$c_s$	S-, Scher- (transversal) Wellengeschwindigkeit

Var.	Größe
$c_R$	Rayleigh- (Oberflächen-) Wellengeschwindigkeit
$\kappa$	Charakteristische Eindringtiefe (von Oberflächenwellen)
$\xi_R$	Proportionalitätsfaktor zwischen $c_R$ und $c_s$
$k$	Wellenvektor bzw. -zahl = $2\pi/\lambda$
$P_{x,y,z}$	Volumenkräfte (in einer Platte)
$\lambda_G$	Mittlere freie Weglänge eines Gases
$\sigma_G$	Wirkungsquerschnitt eines Gasmoleküls
$n_G$	Teilchendichte eines Gases unter Normaldruck

Tab. B.1: Zusammenstellung der in Kap. 3 verwendeten Variablen und Größen.

Indizes	Bedeutung
$i, j$	Raumkomponenten (1, 2, 3)
$P$	Porenfüllung (im porösen Körper)
$M$	Matrix, Gerüstmaterial
$F$	Gesamter (evtl. poröser) Festkörper
$G$	Gasphase
$l$	Longitudinalkomponente
$t$	Transversalkomponente
$p$	‘Primär-’, d.h. Kompressionswelle
$s$	‘Sekundär-’, d.h. Scherwelle

Tab. B.2: Zusammenstellung der in Kap. 3 verwendeten Indizes.

## Anhang C

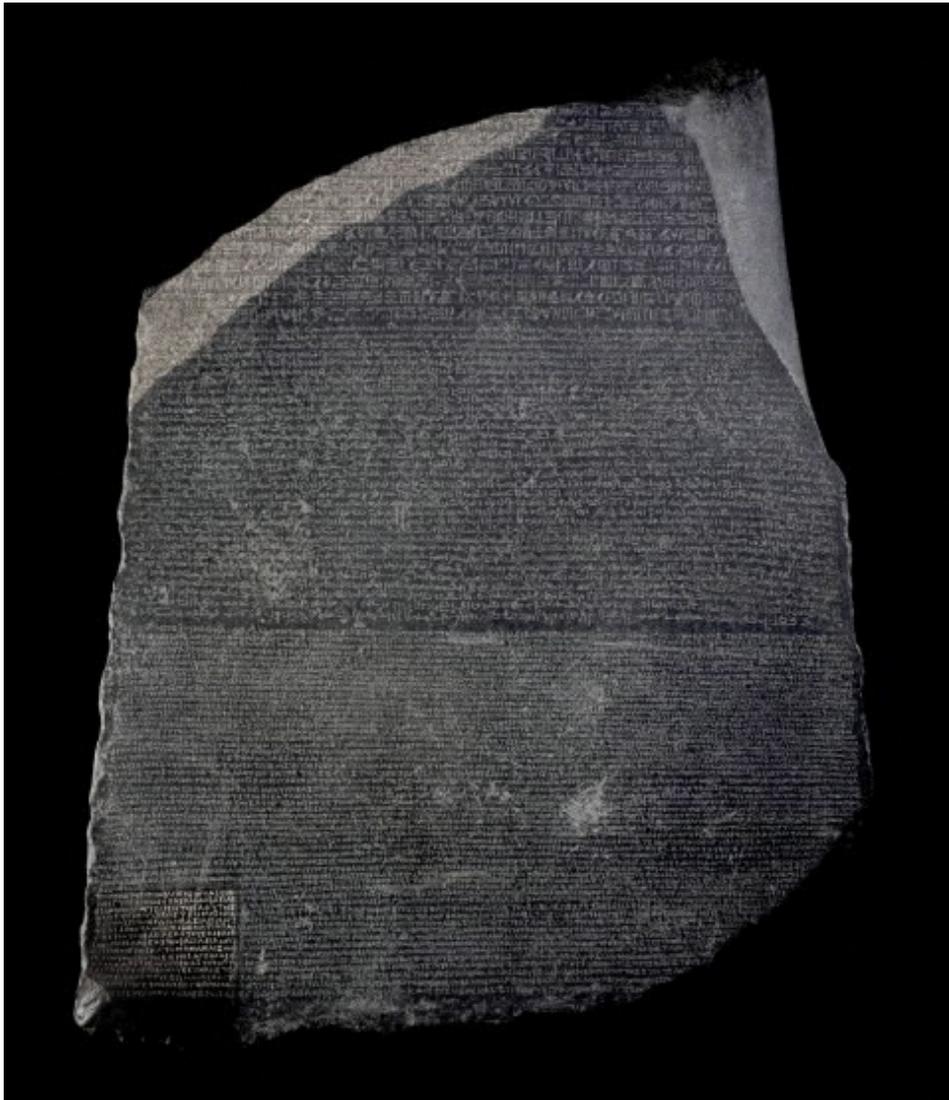
# DIE INSCRIFT AUF DEM ROSETTA-STEIN

Die den einzelnen Kapiteln vorangestellten Zitate stammen aus der Inschrift auf dem Stein von Rosette ('Rosetta-Stein') [And85] (Abb. C.1, Seite C.1). Bei dem Text handelt es sich um ein Dekret einer Priestersynode im Jahr 196 v.Chr. aus Anlaß des 1. Thronjubiläums des griechisch-ägyptischen Königs Ptolemaios V. Epiphanes (Regierungszeit: 205–180 v.Chr.), der sich erst im 8. Jahr seiner Herrschaft hatte krönen lassen.

Da in der Ptolemäerzeit, nach der Eroberung Ägyptens durch Alexander den Großen im Jahr 332 v. Chr. das Herrscherhaus sowie höhere Beamtenstellen von makedonischen Griechen besetzt waren, mußten Erlasse und Dekrete in zweisprachiger Form (griechisch und ägyptisch (demotisch)) veröffentlicht werden. Texten, die für Priester und Tempelbedienstete gedacht waren, wurde außerdem die 'heilige' Hieroglyphen-Schriftfassung hinzugefügt.

Das Dekret auf dem Rosetta-Stein beginnt mit einer Apotheose des Ptolemaios und einer Aufzählung seiner Ruhmestaten. Als Dank für seine Verdienste um Ägypten im In- und Ausland werden konkrete Weisungen für Priester, aber auch Privatpersonen, gegeben, wie sie den Jahrestag der Thronbesteigung jährlich auszurichten und zu feiern haben. Zudem werden priesterliche Privilegien aufgeführt und bestätigt.

Wie auf dem Rosetta-Stein selbst zu lesen ist, wurde der Text auf Steintafeln vervielfältigt und sollte 'in jedem Tempel der ersten, zweiten und dritten Ordnung neben dem Standbild des ewig lebenden Königs aufgestellt werden'.



**Abb. C.1:** Der Stein von Rosette, der Schlüssel zum Entziffern der altägyptischen Hieroglyphen. Er wird heute im Britischen Museum, London, aufbewahrt und ausgestellt. Das Museum besitzt die umfangreichste ägyptische Sammlung außerhalb Kairos. (Bild: The British Museum.)

# LITERATURVERZEICHNIS

- [And85] C. Andrews. *Der Stein von Rosette*. British Museum Press, 1985. Aus dem Englischen übersetzt von Dr. W. Froriep, 7. Auflage 1997.
- [Asp98] E. Asphaug, P. Schenk, J. M. Moore, D. Morrison, C. R. Chapman, and W. J. Merline. Galileo Images of Split-Comet Catenae on Ganymede. *AAS/Division of Planetary Sciences Meeting*, **30**, 5410+, September 1998.
- [Bad62] H. Bader. *The Physics and Mechanics of Snow as a Material*. US Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory (CRREL), 1962. Hanover, New Hampshire.
- [Bel82] W. Beltz. *Die Mythen der Ägypter*. Claassen Verlag, 1982. Düsseldorf.
- [Bio56] M.A. Biot. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, Part I. *J. Acoust. Soc. Amer.*, **28**, 168–178, 1956.
- [Bir66] F. Birch. Table 7-13. In S.P. Clark Jr., editor, *Handbook of Physical Constants*, page 150. The Geological Society of America Inc., 1966. New Haven.
- [BN93] A. Bar-Nun, A. Barucci, E. Bussoletti, A. Coradini, M. Coradini, L. Colangeli, P. Eberhardt, E. Grün, M. Hechler, H.U. Keller, J. Kissel, J. Klinger, Y. Langevin, R.J. Lurance, J.A.M. McDonnell, A. Milani, G. Picardi, C. Pillinger, G. Schwehm, D. Stöffler, and H. Wänke. *ROSETTA Comet Rendez-vous Mission*. ESA, SCI(93)7, 1993.
- [Boe91] R. de Boer. *Theorie poröser Medien – Historische Entwicklung und gegenwärtiger Stand*. Universität - Gesamthochschule Essen, 1991.
- [Boh95] H. Bohnhardt und Käufl. Comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3. *IAU Circ.*, **6274**, 1+, December 1995.
- [Bru94] Bruel&Kjaer. Calibration Chart for Accelerometer Type 4393, 1994. Serial No. 1822995.
- [Cam89] D.B. Campbell, J.K. Harmon, and I.I. Shapiro. Radar observations of comet Halley. *ApJ*, **338**, 1094–1105, 1989.

- [Cha22] J.F. Champollion. *Lettre à M. Dacier ...relative à l'alphabet des Hiéroglyphes phonétiques employés par les Egyptiens pour inscrire sur leurs monuments les titres, les noms et les surnoms des souverains grecs et romains*. Didot, 1822. Paris.
- [Coo74] M.R. Cooper, R.L. Kovach, und J.S. Watkins. Lunar near-surface structure. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **12** (3), 291–308, 1974.
- [Cos98] C. Coste und B. Gilles. On the validity of Hertz contact law for granular material acoustics. *Europ. Phys. J. B.*, 1998. To be published.
- [Cri99] J. F. Crifo und A. V. Rodionov. Modelling the circumnuclear coma of comets: objectives, methods and recent results. *Planetary & Space Science*, **47**, 797–826, 1999.
- [Dec75] K.H. Decker. Festigkeitslehre. In *Das Fachwissen des Ingenieurs*, Band 2. 1975.
- [Del00] A. Delsemme. Cometary Origin of the Biosphere. *Icarus*, **146**, 313–325, 2000.
- [Dip98] S. Dippel. *Microscopic dynamics of granular materials*, Band Jül-3510. Forschungszentrum Jülich, 1998.
- [DLR97] Rosetta Lander System DLR. Rosetta Lander ECDR – Data Package, Part 1 – Science. Technical report, DLR, ROL-DLR/SU-TN-002-97/1, 1997.
- [ESO99] Education and Public Relations Department, ESO. ESO PR Photos 27a-b/99. <http://www.eso.org/outreach/press-rel/>, 1999.
- [Gee61] J. Geertsma und D.C. Smit. Some aspects of elastic wave propagation in fluid-saturated porous solids. *Geophysics*, **26**, 169–181, 1961.
- [Gel82] L.P. Geldart und R.E. Sheriff. *Exploration Seismology*. Cambridge University Press, 1982.
- [Ger82] C. Gerthsen, H.O. Kneser, und H. Vogel. *Physik, 14. Auflage*. Springer, 1982.
- [Gro92] J. Gross und J. Fricke. Ultrasonic velocity measurements in silica, carbon, and organic aerogels. *Journal of Non-Crystalline Solids*, **145**, 217–222, 1992.
- [Hä95] H. Häge. *Grundzüge der Geophysik – Vorlesungsskript*. Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität Köln, 1995.
- [Hal96] A. Hale. *Everybody's Comet – A Layman's Guide to Comet Hale-Bopp*. High-Lonesome Books, Silver City, New Mexico, 1996.

- [Har35] G. Hara. Theorie der akustischen Schwingungsausbreitung in gekörnten Substanzen... *Elektrische Nachrichtentechnik*, **12/7**, 191–200, 1935.
- [Har89] J.K. Harmon et al. Radar observations of comet IRAS-Araki-Alcock 1983d. *ApJ*, **338**, 1071–1093, 1989.
- [Her82] H. Hertz. Über die Berührung fester elastischer Körper und über die Härte. *Verhandlungen des Vereines zur Beförderung des Gewerbefleißes*, 1882. Leipzig.
- [Hic98] P.Y. Hicher. Experimental behaviour of granular materials. In B. Cambou, editor, *Behaviour of granular materials*, pages 1–98. Springer, 1998. Wien, New York.
- [Hun61] A.N. Hunter. Measurements of acoustic attenuation and velocity in sand. *Acoustica*, **11**, 26–31, 1961.
- [Jew93] D.C. Jewitt und J.X. Luu. Discovery of the candidate Kuiper Belt Object 1992 QB1. *Nature*, **362**, 730–732, 1993.
- [Kee65] H. Kees. *Totenglauben und Jenseitsvorstellungen der alten Ägypter*. Akademie-Verlag, 1965. Berlin.
- [Kel86] H.U. Keller et al. First Halley Multicolour imaging results from Giotto. *Nature*, **321**, 320–326, 1986.
- [Kö97] B. Köhler und F. Schubert. Untersuchung zum Einfluss der Hohlraumporosität auf die Ultraschallprüfung in Beton. In *Annual DGZfP Conference Report, DGZfP Berlin*, 1997.
- [Koc97] H. Kochan, M. Fenzi, E. Re, V.V. Gromov, S. Matrossov, A.V. Mitskevitch, E.N. Yudkin, und J. Viquist. The New Planetary and Space Simulation Chamber of DLR Cologne. In *COSPAR General Assembly, Birmingham*, 1997.
- [Koc00] H. Kochan, M. Kretschmer, D. Möhlmann, W. Arnold, und W. Gebhardt. CASSE – Status of some aspects, the technical realisation and laboratory simulations. *Planetary and Space Science*, **48**, 2000. No.5, 2000.
- [Kon95] U. Konopka. Messung elastischer Parameter von kometar-analogenem Material im Hinblick auf die Rosetta-Mission. Diplomarbeit, Astronomisches Institut der Ruhr-Universität Bochum, 1995.
- [Kre96] M. Kretschmer, U. Konopka, H. Kochan, und D. Möhlmann. CASSE – Acoustic Investigation of a Cometary Surface. *Lunar and Planetary Science Conference*, **27**, 703+, March 1996. Houston, TX.

- [Kre97] M. Kretschmer und H. Kochan. Homepage der Arbeitsgruppe Planetenphysik, Weltraum- und Planeten-Simulationskammer, DLR Institut für Raumsimulation. <http://www.kp.dlr.de/WB-RS/>, 1997.
- [Kre99] M. Kretschmer und H. Kochan. Low Temperature Behaviour of Brüel&Kjær Accelerometers Type 4506. Technical report, RO-LSE-AN-3121, DLR Institut für Raumsimulation, 1999.
- [Kre00a] M. Kretschmer. CASSE Software Description. Technical report, RO-LSE-SP-3120, DLR Institut für Raumsimulation, 2000.
- [Kre00b] M. Kretschmer. CASSE Transmitter Thermal/Vacuum Qualification. Technical report, RO-LSE-AN-3122, DLR Institut für Raumsimulation, 2000.
- [Lan89] L.D. Landau und E.M. Lifschitz. *Lehrbuch der theoretischen Physik: Elastizitätstheorie*, Band VII. Akademie-Verlag Berlin, 1989.
- [Liu95] C.H. Liu, S.R. Nagel, D.A. Schecter, und et al. Force fluctuations in bead packs. *Science*, **269**, 513–515, 1995.
- [Mac62] W. Macke. *Wellen. Ein Lehrbuch der theoretischen Physik*. Akad. Verlagsges. Geest & Portig, 1962. Leipzig.
- [Mat96] J. Matese und D. Whitmire. Tidal imprint of distant galactic matter on the Oort comet cloud. *ApJL*, **472**, L41+, November 1996.
- [McK91] D.S. McKay et al. The lunar regolith. In G. Heiken, D. Vaniman, und B.M. French, editors, *Lunar Source Book, a user's guide to the moon*, page 288. Cambridge University Press, 1991. Cambridge.
- [Mel75] M. Mellor. A review of basic snow mechanics. In *Snow Mechanics Symposium*. IAHS Publication, No.114, 1975.
- [Mö94] D. Möhlmann. Surface regolith and environment of comets. *Planetary and Space Science*, **42**, 933–937, 1994.
- [Mö95] D. Möhlmann. Comet Acoustic and Seismic Sounding Experiment, Proposal, 1995. DLR Köln.
- [Mö96] D. Möhlmann. Comet P/46 Wirtanen – Nucleus Reference Model. Technical report, DLR Cologne, 1996. RO-L-DLR/Möh-TN 001/96.
- [Mö97] D. Möhlmann. *Kometen. Himmelskörper aus den Anfängen des Sonnensystems*. Beck, 1997. München.
- [Mö00] D. Möhlmann. *Physical Properties of Cometary Matter*. ESA, SP 1165, 2000.

- [Oor50] J.H. Oort. The structure of the cloud of comets surrounding the solar system and a hypothesis concerning its origin. *Bull. Astr. Inst.*, **11**, 91, 1950. Netherland.
- [Oor85] J.H. Oort. Die große Kometenwolke um das Sonnensystem und ihr Ursprung. *Die Sterne*, **61**, 270–275, 1985. Verlag J.A. Barth, Leipzig.
- [Oss88] Yu.A. Ossipyan und V.F. Petrenko. The Pyhsics of Ice. *Europhys. News*, **19**, 61–64, 1988. EPS, Genf.
- [Pre66a] F. Press. Table 9-1. In S.P. Clark Jr., editor, *Handbook of Physical Constants*, page 197. The Geological Society of America Inc., 1966. New Haven.
- [Pre66b] F. Press. Tables 9-6, 9-7. In S.P. Clark Jr., editor, *Handbook of Physical Constants*, page 207. The Geological Society of America Inc., 1966. New Haven.
- [Rat94] L. Ratke. *Lectures on Sintering*. DLR – Institute of Space Simulation, Cologne, 1994.
- [Ric98] H. Rickman und L. Jorda. Comet 46P/Wirtanen, the target of the Rosetta Mission. *Advances in Space Research*, **21**, 1491–1504, 1998.
- [Rö90] K. Rössler, P. Hsiung, H. Kochan, H. Hellmann, H. Düren, K. Thiel, und G. Kölzer. A model comet made from mineral dust and H<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> ice: Sample preparation development. *Lunar and Planetary Science Conference*, **20**, 379–388, 1990. Houston, TX.
- [Sau86] R.S. Saunders, F. Fanale, T.J. Parker, I.B. Stephens, und S. Sutton. Properties of filamentary sublimation residues from dispersion of clay in ice. *Icarus*, **66**, 94–104, 1986.
- [Sch64] J. Schön. Modellseismische Untersuchungen im Hinblick auf die Schallgeschwindigkeit in Lockergestein. *Freiberger Forschungshefte*, **C173**, 1964. Leipzig.
- [Sch98] R. Schulz, C. Arpigny, J. Manfroid, J. A. Stuewe, G. P. Tozzi, G. Cremone, K. Rembor, und S. Peschke. Spectral evolution of Rosetta target comet 46P/Wirtanen. *Astronomy & Astrophysics*, **335**, L46–L49, July 1998.
- [Sch99] G. Schwehm und R. Schulz. The International Rosetta mission. In *Laboratory Astrophysics and Space Research, Astrophysics and Space Science Library*, Eds. P. Ehrenfreund, K. Krafft, H. Kochan, V. Pirronello, Band 236, pages 537+. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1999.

- [Sea99] D. Sears, H. Kochan, und W. Huebner. Laboratory simulation of the physical processes occurring on and near the surfaces of comet nuclei. *Meteoritics & Planetary Science*, **34.4**, 497–525, 1999.
- [Sek96] Z. Sekanina, H. Boenhardt, H.U. Käuffl, und K. Birkle. Relationship between outburst and nuclear splitting of Comet 73P/Schwassmann-Wachmann. *Astronomy & Astrophysics*, **0**, 0–0, 1996. Eingereicht.
- [Smi65] J.L. Smith. The elastic constants, strength and density of Greenland snow as determined from measurements of sonic wave velocity. Technical report, US Army CRREL, 1965. Technical Report 167.
- [Smi93] M. Smith. *Theoretical Seismology – Notes for an introductory course*. Samizdat Press, White River Junction, Vermont, 1993.
- [Sza58] I. Szabo. *Höhere Technische Mechanik*. Springer, 1958.
- [Tel90] W.M. Telford, L.P. Geldart, und R.E. Sheriff. *Applied Geophysics. Second Edition*. Cambridge University Press, 1990.
- [Tho92] H. Thomas. Untersuchung der Festigkeit poröser Eis-Mineral-Körper kometarer Zusammensetzung. Diplomarbeit, I. Physikalisches Institut der Universität Köln, 1992.
- [Ula97] S. Ulamec, B. Feuerbacher, K. Wittmann, H. Rosenbauer, J. P. Bibring, D. Moura, R. Mugnuolo, und G. Haerendel. Rosetta Lander - In Situ Investigation of a Comet's Nucleus. *Lunar and Planetary Science Conference*, **28**, 1461+, March 1997. Houston, TX.
- [Uns99] A. Unsöld und B. Baschek. *Der neue Kosmos, 6. Auflage*. Springer, 1999.
- [Wei86] P.R. Weissman. Are cometary nuclei primordial rubble piles? *Nature*, **320**, 242–244, 1986.
- [Whi50] F.L. Whipple. A comet model: The acceleration of comet Encke. *ApJ*, **111**, 375–394, 1950.
- [Woi88] T. Woignier und J. Phalippou. Mechanical Strength of Silica Aerogels. *Journal of Non-Crystalline Solids*, **100**, 404–408, 1988.
- [Wyl56] M.R. Wyllie et al. Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media. *Geophysics*, **22**, 41–69, 1956.
- [You19] T. Young. Hieroglyphs. *Supplement to the Encyclopaedia Britannica*, **4**, 1819.

# DANKE!

Ich danke Herrn Prof. Dr. B. Feuerbacher für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Raumsimulation des DLR anfertigen zu dürfen.

Herrn Prof. Dr. F. M. Neubauer danke ich für die Betreuung der Arbeit an der Universität Köln und die organisatorische Unterstützung.

Bedanken möchte ich mich ganz besonders bei Herrn Prof. Dr. D. Möhlmann für die geduldige Betreuung und Anleitung der Arbeit, sowie den übrigen (z.T. ehemaligen)

Mitgliedern der Arbeitsgruppe 'Planetenphysik': Dr. K. Seidensticker, W. Feibig, V. Rehmann, S. Schieke, Dr. U. Konopka, Dr. M. Zuzic, Dr. H. Thomas, Dipl. Phys. S. Salek, und der Werkstatt des Instituts unter der Leitung von Herrn Eimermacher für zahlreiche 'konstruktive' Unterstützungen und überhaupt für ein angenehmes Arbeitsklima.

Herzliche Worte des Dankes an Herrn Dipl. Phys. H. Kochan für unzählige wertvolle Diskussionen, Anregungen, Hilfestellungen, Literatur, *PT Cookies* und vieles mehr, insbesondere die eindrucksvolle Verkörperung des real-existierenden

*Spiritus Goettingensis.*

Dank auch an die 'Saarbrückener' im IzFP für akustische Grundlagenunterstützung: Prof. Dr. W. Arnold, Dr. W. Gebhardt, Frau Dr. Hirsekorn,

Herrn Licht und Herrn Woll.

Ein herzlicher Gruß auch an die Firma Von Hoerner & Sulger, Schwetzingen, für die professionelle Zusammenarbeit und die nette zeitweilige Aufnahme.

Die dankenswerte Mitarbeit einiger Praktikant(inn)en muss erwähnt werden: Cand. Phys. Sabine 'Smilla' Müller für's Eis-Sieben bei  $-30^{\circ}\text{C}$ , Cand. Phys. Maren Eberhardt, HRH Nina Kampmann, Esther Vogt, Roman Schmidt, Dario, Christian und Timo.

Nochmals 'Danke schön' für die wertvollen Tipps der Korrekturleser Prof. Dr. L. Ratke, Dr. Uwe Konopka, Dipl. Ing. Stefan Rudolph ('...der rote Stift war leer. '), Gabriela Woble und Susanne Landes.

Bedanken muss ich mich auch bei etlichen Freunden für die Nachsicht bei zahlreichen Absagen: Micha, Gabi, Susan, Susanne, Ulli + Olaf, Sören, Barbara und Uwe.

*Last but not least* ein dickes Dankeschön an meine Familie, insbesondere meine Mutter und meine Oma, die mit mir der Vollendung dieser Arbeit entgegenfielerten.

Mit Eurer aller Hilfe kann ich nun sagen:

*Es ist vollbracht!*





# ERKLÄRUNG

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. Dr. D. Möhlmann und Prof. Dr. F.M. Neubauer betreut worden.

*Michael Kretschmer*



# LEBENS LAUF

Geboren: 2. August 1964 in Hockenheim, Baden-Württemberg

Eltern: Werner und Marianne Kretschmer, geb. Schatte

Familienstand: ledig

## Schulischer und beruflicher Werdegang

- 1971 - 1975 Hubäcker-Grundschule, Hockenheim
- 1975 - 1984 Carl-Friedrich-Gauß-Gymnasium, Hockenheim
- 1984 - 1994 **Studium** der Physik (Diplom) an der Fredericiana-Universität Karlsruhe
- 1992 Nebenfach-Diplomprüfungen  
'Elementarteilchen und Beschleuniger' und 'Informatik'
- 1992 - 1993 Experimentelle **Diplomarbeit** am Institut für Kernphysik (IK3) des ehem. Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK, jetzt FZK) im Rahmen des Höhenstrahlungsexperiments KASCADE:  
'Datenaufnahme- und Kontrollsystem für einen Testaufbau von Vieldraht-Proportionalkammern für KASCADE'
- 1994 **Diplom-Prüfung** (gut, 1,7)
- 1994 - 1997 **Doktorand** beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), Köln, Institut für Raumsimulation, im Rahmen des ROSETTA LANDER SESAME/CASSE Projekts zur akustischen Sondierung einer Kometenoberfläche. Thema der Arbeit:  
'Schallausbreitung in Kometen-relevantem Material'.
- 1998 - 2001 **Wissenschaftlicher Mitarbeiter** am Institut für Raumsimulation: Weiterführende Arbeiten am SESAME/CASSE Instrument: Entwicklung von Hard- und Software; begleitende wissenschaftliche Untersuchungen und Experimente zur Dateninterpretation; Tests und Weltraumqualifizierung von Prototypen; Erstellung der Flug- und Bodensoftware zum Betrieb und zur Datenanalyse; Öffentlichkeitsarbeit.

**Auslandsaufenthalte, Praktika, Vorträge, etc.**

- 1988 Auslandsstudiensemester an der Universität Wien:  
Praktika ‘Veränderliche Sterne’, ‘Systemanalyse’ und  
‘Moderne Computersysteme unter Unix’  
Projekt ‘Graphische Datenauswertung mit dem Computer’  
am Physikalischen Institut
- 1989 Praktikum ‘Computertheoretikum’  
Praktikum ‘Rechnergestütztes Laborpraktikum’
- 1991 Software-Erstellung für das Geophysikalische Institut der  
Universität Karlsruhe, Softwarepaket ‘G.I.S.E.L.A.’  
Programmiertätigkeit für das Institut für Materialforschung  
und Festkörperphysik (IMF) des KfK
- 1993 Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
(DPG), Mainz (Poster)  
NATO Advanced Studies Institute, International Sommerschool:  
‘Frontier Topics in Nuclear Physics’, Predeal/Bukarest
- 1996 Lunar and Planetary Science Conference (LPSC), Houston  
European Geophysical Society (EGS), Gen. Assembly, Den Haag  
‘Asteroids, Comets and Meteors’ (ACM) Cospas Colloquium, Versailles
- 1997 Conference on High Energy Physics (CHEP97), Berlin (Poster)  
European Geophysical Society (EGS), Gen. Assembly, Wien
- 1999 Zertifizierung zur Herstellung hochzuverlässiger  
Lötverbindungen nach ESA Standard PSS-01-708,  
Oberpfaffenhofen

**Sprachkenntnisse**

- Englisch fließend  
Französisch Schulkenntnisse  
Spanisch Grundkenntnisse  
Großes Latein

**Kenntnisse in Datenverarbeitung***Betriebssysteme:*

Unix, VAX/VMS, OS-9, Windows NT, MS-DOS, GEM-TOS, MacOS

*Programmiersprachen:*

Assembler, BASIC, Fortran, Pascal, C/C++, IDL,  $\LaTeX$ , HTML, Forth

**Besondere Kenntnisse, Interessen, Hobbies**

Elektronik, Computer und Netzwerke, Astronomie, Raumfahrt, Ägyptologie,  
Karate, Segeln, Tauchen, Musik.