



Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene der Justus-Liebig-Universität Gießen

I. Physikalisches Institut

in Zusammenarbeit mit dem
Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching



Versuch ‘Plasmakristall’

Anleitung

Kurzbeschreibung: Mikropartikel (z.B. Staubteilchen) in einem Niedertemperaturplasma laden sich stark negativ auf und können aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung geordnete Strukturen, einen sogenannten *Plasmakristall*, bilden. Ziel des Versuchs ist es, einen solchen Plasmakristall in einer Plasmakammer herzustellen und zu untersuchen. Dabei soll sowohl die Kristallstruktur als auch der Übergang zur flüssigen Phase bestimmt werden.

Ort: Physik, Heinrich-Buff-Ring 16, 2.OG, Raum 216a

Betreuer:

| | | | |
|------------------------|---------------------|---------------|--------|
| Prof. Dr. Markus Thoma | markus.h.thoma* | 0641/99-33110 | Z. 234 |
| Dr. Michael Kretschmer | michael.kretschmer* | 0641/99-33163 | Z. 231 |

* @physik.uni-giessen.de

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 3 |
| 2 | Physikalische Grundlagen | 5 |
| 2.1 | Grundlegende Eigenschaften von Plasmen | 5 |
| 2.2 | Experimente mit komplexen Plasmen | 9 |
| 2.3 | Theorie komplexer Plasmen | 11 |
| 2.4 | Plasmakristall | 16 |
| 2.5 | Strukturanalyse | 23 |
| 2.6 | Mikrogravitationsexperimente | 24 |
| 3 | Versuchsaufbau und -durchführung | 26 |
| 3.1 | Ziel des Versuchs | 26 |
| 3.2 | Versuchsaufbau | 26 |
| 3.3 | Sicherheitsbelehrung / Safety Instructions | 27 |
| 3.4 | Inbetriebnahme und Versuchsdurchführung | 27 |
| 3.5 | Versuchsaufgaben | 29 |
| 3.6 | Literatur | 31 |
| A | Anleitungen für die Software | 32 |
| A.1 | Durchführung eines Laser-Scans | 32 |
| A.2 | Datenanalyse mit Octave | 34 |

Kapitel 1

Einleitung

Der Begriff *Plasmakristall* erscheint zunächst widersprüchlich. In der Plasmaphase erwartet man keine geordneten Strukturen. Dazu müßte der Übergang des Systems über die gasförmige und flüssige in die feste Phase erfolgen. Deshalb ist in einem gewöhnlichen Plasma eine Kristallbildung nicht möglich. In komplexen, mehrkomponentigen Plasmen jedoch können komplizierte Strukturen auftreten. Bringt man z.B. Plastikpartikel von einigen Mikrometern Durchmesser in ein Niedertemperaturplasma [1], so können sich diese Mikropartikel unter bestimmten Umständen kristallförmig anordnen. Man spricht dann von einem *Plasmakristall* [2].

Die Mikropartikel laden sich durch die Wechselwirkung mit den Elektronen und Ionen im Plasma elektrisch auf, und zwar negativ aufgrund der höheren Beweglichkeit der Elektronen. Auf Partikeln von der Größe einiger μm können sich dabei bis zu 10^5 Elektronenladungen anlagern. Die aufgeladenen Mikropartikel wechselwirken über ihre Ladung (Coulomb-Wechselwirkung) miteinander, wobei Letztere durch die positiven Ionen im Plasma abgeschirmt wird. Entscheidend für die Bildung eines Kristalls ist nun das Verhältnis Γ von (abgeschirmter) Coulomb-Energie zur mittleren thermischen Energie der Mikropartikel ($E_{\text{th}} \simeq kT_d$):

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{Z^2 e^2 \exp(-\Delta/\lambda_D)}{4\pi\epsilon_0 \Delta k T_d}. \quad (1.1)$$

Hierbei ist Ze die mittlere Ladung pro Partikel, Δ der mittlere Abstand zwischen den Partikeln, λ_D die Debye-Abschirmlänge (s.u.) und T_d die kinetische Temperatur der Partikel. Plasmen mit $\Gamma_{\text{eff}} > 1$ nennt man stark gekoppelt. Zur Bildung eines Kristalls muss ein kritischer Wert $\Gamma_{\text{eff}}^c \simeq 100 - 1000$ überschritten werden. Unterhalb von Γ_{eff}^c liegt das System in der flüssigen oder gasförmigen Phase vor. Außerdem darf der Abstand zwischen den Mikropartikeln nicht viel größer als die Abschirmlänge sein, d.h. $\kappa = \Delta/\lambda_D \lesssim O(1)$.

Der Plasmakristall wurde als ein neuartiger Zustand in komplexen Plasmen 1986 theoretisch vorhergesagt [3] und 1994 am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Köln in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) in Garching bei München experimentell verifiziert [4,5]. Im Labor erzeugt man ein Plasma in einem Gas, vorwiegend in einem Edelgas, bei Drücken zwischen 1 und 100 Pa in einer Hochfrequenz-Entladungskammer. Nach Zündung des Plasmas bei einer Feldstärke von ca. 100 V/cm, wobei ein Ionisierungsgrad von ca. 10^{-6} bis 10^{-7} erreicht wird, bringt man Mikropartikel, z.B. Melamin-Formaldehyd-Kügelchen mit einem Durchmesser von einigen μm , mittels eines Dispensors in die Kammer ein. Durch die Ausbildung einer Raumladungszone an den Elektroden

werden die negativ aufgeladenen Partikel in der Plasmarandschicht über der unteren Elektrode gegen die Schwerkraft in der Schwebe gehalten und können sich dort in einer kristallförmigen Struktur anordnen. Um den störenden Einfluss der Gravitation auf den Kristall auszuschalten, werden z.Zt. auch Experimente mit komplexen Plasmen in der Schwerelosigkeit, z.B. auf der ISS, durchgeführt (Abb. 1.1).

Die Teilchen werden in der Plasmakammer mit einem Laser beleuchtet und von einer Videokamera aufgenommen, wodurch die Positionen und Bewegungen der Teilchen recht einfach beobachtet und mit einem Computer analysiert werden können.

Komplexe Plasmen und Plasmakristalle sind aufgrund vielfältiger Anwendungsmöglichkeiten interessant. Zum einen stellen sie ein ideales Modellsystem zur Untersuchung von Phasenübergängen und Kristallbildung in der Festkörperphysik dar. Beim Plasmakristall können diese Vorgänge auf einfache Weise in Echtzeit dynamisch an einem makroskopischen System studiert werden. Zum anderen besteht ein enger Zusammenhang mit astrophysikalischen Problemen: In interstellaren Plasmen und Staubwolken, in Kometen, in Akkretionsscheiben um Sterne, in der Anfangsphase der Planetenentstehung und in planetaren Ringen spielt die Wechselwirkung zwischen Plasma und Staub eine bedeutende Rolle. Nicht zuletzt bei der Herstellung von Mikrochips und anderen Halbleiterbauelementen ist das Verständnis der Plasma-Staub-Wechselwirkung von Bedeutung. Beim Ätzprozess von Silizium-Wafern in Plasmareaktoren können Staubverunreinigungen störend wirken. Bei der Herstellung von Dünnschicht-Solarzellen dagegen kann ein gezieltes Einbringen von Si-Nanopartikeln den Wirkungsgrad und die Lebensdauer der Solarzellen erhöhen.

Aufgrund dieser und weiterer Anwendungen für die Grundlagen- als auch Industrieforschung ist es nicht verwunderlich, dass dieses hochaktuelle Forschungsgebiet in letzter Zeit großen Zuspruch erfahren hat und zur Zeit weitere Experimente auf der Erde und im Weltall durchgeführt bzw. vorbereitet werden. Auch auf der theoretischen Seite werden große Anstrengungen unternommen, um komplexe Plasmen besser beschreiben und verstehen zu können [6].



Abbildung 1.1: Kosmonaut Sergey Krikalev mit PKE-Nefedov an Bord der ISS. Die Plasmakammer im Inneren des Containers ist identisch mit der des Praktikumsversuchs.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Grundlegende Eigenschaften von Plasmen

Plasmen sind Vielteilchensysteme, die frei bewegliche Ladungsträger enthalten. Im engeren Sinne versteht man darunter ionisierte Gase, also z.B. nicht Metalle, in denen sich die Elektronen frei bewegen können. Es ist bemerkenswert, dass die sichtbare Materie im Universum zu 99 % aus Plasmen besteht, hauptsächlich nämlich aus Sternen, die riesige, heiße Plasmakugeln darstellen, die durch die Schwerkraft zusammengehalten werden und in deren Zentrum das Plasma so hohe Temperaturen erreicht, dass Kernfusion (Wasserstoffbrennen) einsetzt. Zur Zeit wird vermutet, dass allerdings der Großteil der Masse des Universums aus sogenannter „Dunkler Materie“ besteht, deren Natur noch völlig unverstanden ist. Plasmen sind darüberhinaus auch eine alltägliche Erscheinung. So enthalten z.B. Leuchtstoffröhren Niedertemperaturplasmen, die durch elektrische Felder aufrecht erhalten werden und durch Anregungen der Gasatome und dauernde Rekombination Licht abstrahlen.

Plasmen, die in der Natur und im Labor vorkommen, können nach verschiedenen Gesichtspunkten klassifiziert werden. Zum einen kann man zwischen relativistischen und nicht-relativistischen Plasmen unterscheiden. Von relativistischen Plasmen spricht man, falls die thermische Geschwindigkeit der leichtesten Plasmakomponente, d.h. der Elektronen, relativistische Geschwindigkeiten annimmt, z.B. 30 % der Lichtgeschwindigkeit beträgt. Dies passiert bei Temperaturen oberhalb von 3×10^8 K, wie sie z.B. in Supernovaexplosionen erreicht werden.

Des Weiteren unterscheidet man zwischen klassischen und quantenmechanischen (oder entarteten) Plasmen. Quanteneffekte in einem Plasma werden wichtig, sobald die de-Broglie-Wellenlänge der Plasmateilchen ($\lambda_B = h/mv$) größer als der Abstand zwischen den Teilchen wird. Für die Elektronenkomponente geschieht dies, sobald die Elektronentemperatur einen gewissen Wert unterschreitet: $T_e[\text{K}] < 1,7 \times 10^{-14} (n_e[\text{m}^{-3}])^{2/3}$ mit der Elektronenzahldichte n_e .

Schließlich unterscheidet man noch zwischen idealen und nicht-idealen oder stark gekoppelten Plasmen. Bei idealen Plasmen ist die Wechselwirkungsenergie zwischen den Plasmateilchen, nämlich die Coulomb-Energie, viel schwächer als die thermische Energie der Teilchen, d.h. es gilt z.B. für die Elektronen: $e^2/(4\pi\epsilon_0 d) \ll kT_e$, wobei $e = 1,602 \times 10^{-19}$ C die Elektronenladung, d den mittleren Abstand zwischen den Elektronen und k die Boltzmann-Konstante bezeichnet. Diese Relation ist erfüllt, solange $T_e[\text{K}] \gg 1.7 \times 10^{-5} (n_e[\text{m}^{-3}])^{1/3}$ gilt. Tatsächlich sind fast alle in der Natur und im Labor auftretenden Plasmen ideale Plasmen. Das Verhältnis

von Coulombenergie zu thermischer Energie (der Elektronen oder Ionen), $\Gamma = e^2 / (4\pi\epsilon_0 d kT)$, das als Coulomb-Kopplungsparameter bezeichnet wird, liegt i.a. zwischen 10^{-7} und 10^{-3} . Selbst im Inneren der Sonne mit einer Dichte von $1.34 \times 10^5 \text{ kg/m}^3$ (134-fache Dichte von Wasser) entspricht das Plasma aufgrund seiner hohen Temperatur von knapp $15 \times 10^6 \text{ K}$ einem idealen Gas. Von stark gekoppelten Plasmen spricht man, falls $\Gamma > 1$ gilt. Solche Plasmen sind nur schwer herzustellen, da i.a. die Coulombenergie die thermische Energie nur dann übertrifft, falls die Dichte hoch und gleichzeitig die Temperatur hinreichend niedrig ist. Dann tritt aber eine starke Rekombination auf und das Plasma verschwindet.

Wichtige in der Natur und im Labor auftretende Plasmen sind in Abb. 2.1 aufgeführt, wobei hier die Temperatur des Plasmas (bzw. seiner Elektronenkomponente) gegenüber der Elektronendichte (Anzahl der Elektronen pro Volumen) dargestellt ist. Wie man sieht, sind die meisten Plasmen nicht-relativistische, klassische, ideale Plasmen. Wir interessieren uns hier für sogenannte komplexe Plasmen, die zu den nicht-relativistischen, klassischen, stark gekoppelten Plasmen gehören. Wie man ein solches System erzeugt, wird im nächsten Abschnitt besprochen.

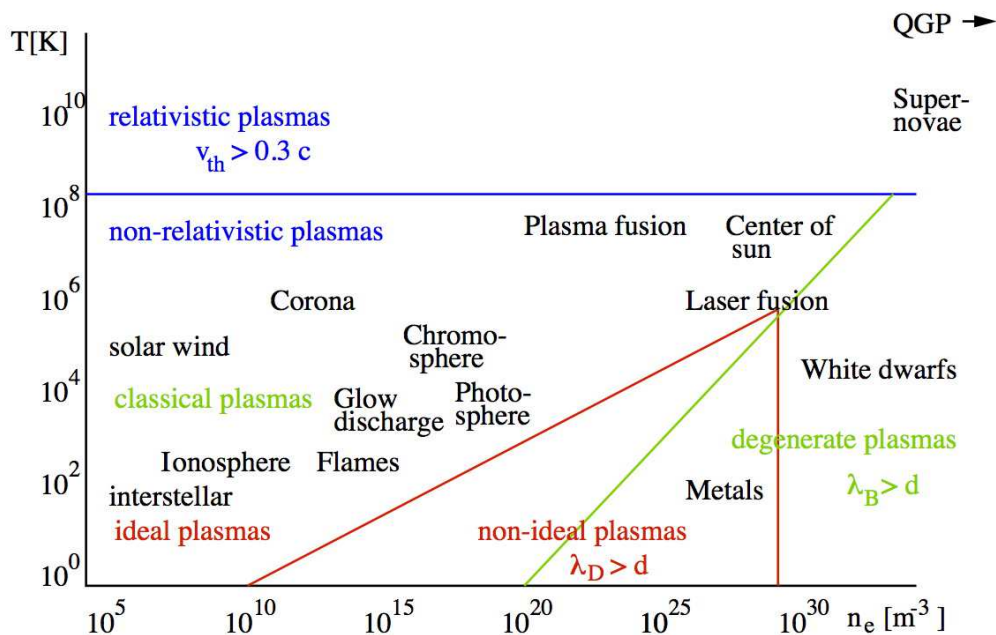


Abbildung 2.1: Plasmen in Labor und Natur

Ein weiteres Kennzeichen von Plasmen ist ihr Ionisationsgrad: $x = n_i / (n_i + n_a)$. Hier bezeichnet n_i die Ionendichte und n_a die Dichte der neutralen Atome. Falls $x \simeq 1$ spricht man von einem komplett ionisierten oder heißen Plasma, wie es z.B. in Fusionsexperimenten verwendet wird. Im Falle $x \ll 1$ liegt ein schwach ionisiertes oder Niedertemperaturplasma vor, wie es z.B. in unserem Versuch ähnlich wie in einer Leuchtstoffröhre erzeugt wird.

Letztendlich kann ein Plasma in einem Gleichgewichtszustand oder im Nicht-Gleichgewicht vorliegen. Z.B. kann, wie in unserem Fall, die Elektronentemperatur stark von der Ionentemperatur abweichen, so dass das gesamte System sich nicht im Gleichgewicht befindet, sondern nur die einzelnen Komponenten.

In Plasmen spielen kollektive Effekte, an denen viele Plasmateilchen teilnehmen eine bedeutende Rolle. Z.B. können Plasmaschwingungen angeregt werden oder es kann zu Instabilitäten kommen. Eine zentrale Bedeutung kommt dabei der sogenannten Debye-Abschirmlänge zu. Diese ergibt sich gemäß der Debye-Hückel-Theorie, indem man eine Testladung ins Plasma einbringt. Aufgrund der elektrostatischen Coulomb-Wechselwirkung wird sich um diese Ladung eine Wolke aus Plasmateilchen mit entgegengesetzter Ladung bilden, während gleichnamige Ladungsträger verdrängt werden. Das Potential $\phi(r)$ der Testladung Q erhält man folgendermaßen: Angenommen die Elektronendichte in diesem Potential gehorcht einer Boltzmann-Verteilung

$$n_e(r) = n_e e^{e\phi(r)/kT_e} \quad (2.1)$$

und ebenso die Dichte der (einfach geladenen) Ionen mit Temperatur T_i

$$n_i(r) = n_i e^{-e\phi(r)/kT_i} \quad (2.2)$$

mit der homogenen Teilchendichte n_e bzw. n_i weit entfernt von der Testladung. Dann gilt für die durch die Testladung gestörte Ladungsdichte

$$\rho(r) = -en_e(r) + en_e + en_i(r) - en_i. \quad (2.3)$$

Für ausreichend große Abstände von der Testladung gilt $e\phi(r)/kT_{e,i} \ll 1$ und die Ladungsdichte kann linearisiert werden (CGS-Einheiten)

$$\rho(r) = -\frac{e^2 n_e \phi(r)}{kT_e} - \frac{e^2 n_i \phi(r)}{kT_i}. \quad (2.4)$$

Die Lösung der Poisson-Gleichung

$$\Delta\phi(r) = -4\pi \rho(r) \quad (2.5)$$

ergibt dann das abgeschirmte Potential der Testladung

$$\phi(r) = \frac{Q}{r} e^{-r/\lambda_D}. \quad (2.6)$$

Das Coulomb-Potential der Testladung wird also durch die Anwesenheit der geladenen Plasmateilchen zu einem Yukawa- oder Debye-Hückel-Potential modifiziert, wobei die Debye-Abschirmlänge (in CGS-Einheiten) durch

$$\lambda_D = \left(\frac{4\pi e^2 n_e}{kT_e} + \frac{4\pi e^2 n_i}{kT_i} \right)^{-1/2} \quad (2.7)$$

gegeben ist. Im ladungsneutralen Plasma mit einfach geladenen Ionen gilt $n_i = n_e$. In schwach ionisierten Plasmen ist die Elektronentemperatur i.a. sehr viel größer als die Ionentemperatur und die Abschirmlänge ist somit allein durch die Ionen bestimmt, d.h.

$$\lambda_D \simeq \sqrt{\frac{kT_i}{4\pi e^2 n_i}}. \quad (2.8)$$

Für ein kollektives Verhalten müssen sich viele Teilchen innerhalb der Abschirmlänge eines Plasmateilchens befinden, d.h. $\lambda_D^3 n \gg 1$, wobei n die Plasmateilchendichte bezeichnet.

Das einfachste Modell zur theoretischen Beschreibung von Plasmen beruht auf dem Ein-Teilchen-Bild, wobei allerdings die wichtigen kollektiven Effekte unberücksichtigt bleiben und dieses Modell deshalb nur für sehr stark verdünnte Plasmen gilt. Es dient aber als Ausgangspunkt für kompliziertere Methoden (s.u.). Im Ein-Teilchen-Bild wird angenommen, dass sich die Plasmateilchen unabhängig voneinander in einem gemeinsamen Potential bewegen. Dieses Potential kann von einem äußeren aber auch von dem mittleren Feld der Ladungen im Plasma stammen. Die Bewegungsgleichung für die Plasmateilchen mit Ladung e und Masse m ist durch die Lorentz-Kraft (in CGS-Einheiten)

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (2.9)$$

gegeben, wobei die externen elektrischen und magnetischen Felder durch die Maxwell-Gleichungen im Vakuum – es wird angenommen, dass die Quellen der Felder sich außerhalb des Plasmas befinden – bestimmt sind (in CGS-Einheiten)

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Die Hamiltonfunktion, aus der sich die oben angegebene Bewegungsgleichung mittels

$$\mathbf{v} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}}, \quad \frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}} \quad (2.11)$$

ergibt, lautet

$$H = \frac{(\mathbf{p} - e\mathbf{A}/c)^2}{2m} + e\Phi, \quad (2.12)$$

wobei das Vektorpotential \mathbf{A} und das skalare Potential Φ aus

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.13)$$

folgen.

Zur numerischen Simulation von Vielteilchensystemen, insbesondere bei stark gekoppelten Plasmen, wird nun die Molekulardynamik angewandt. Dabei wird nicht mehr wie im Ein-Teilchen-Bild angenommen, dass sich die Teilchen unabhängig voneinander bewegen, sondern die Wechselwirkung zwischen den Teilchen wird explizit in den Bewegungsgleichungen berücksichtigt. Die Hamiltonfunktion für das Vielteilchensystem aus N Plasmateilchen ist dann gegeben durch

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + V. \quad (2.14)$$

(Der Einfachheit halber wurde hier nur eine Teilchensorte mit Masse m angenommen und äußere Felder vernachlässigt.) Im Falle einer reinen Coulombwechselwirkung lautet dabei das Potential

$$V = -\frac{e^2}{2} \sum_{i \neq j}^N \frac{1}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|}. \quad (2.15)$$

Somit ergeben sich die $2N$ gekoppelten Bewegungsgleichungen

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{x}_i} \quad (2.16)$$

Ausgehend von bestimmten Anfangsbedingungen wird dieses gekoppelte DGL-System numerisch integriert. Aus den daraus folgenden Orten und Impulsen aller N Teilchen können dann Mittelwerte wie die Temperatur, die freie Energie oder Korrelationsfunktionen ermittelt werden. Z.B. folgt die Temperatur aus dem Gleichverteilungssatz

$$\frac{3}{2}kT = \frac{1}{N} \sum_i^N \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m}. \quad (2.17)$$

Ein alternativer Zugang zur theoretischen Behandlung von Plasmen stellt die Transporttheorie dar [7,8]. Da sie aber i.a. nur auf schwach gekoppelte Plasmen anwendbar ist, werden wir diese Methode hier nicht näher besprechen.

2.2 Experimente mit komplexen Plasmen

Wie in der Einleitung erwähnt, versteht man unter einem komplexen Plasma, ein Niedertemperaturplasma, das neben Elektronen, Ionen und Neutralgasatomen Mikropartikel (z.B. Staub) enthält. Solche Plasmen treten in vielen astrophysikalischen Systemen, in der Hochatmosphäre, aber auch in technologischen Anwendungen auf. Deshalb ist ihre Untersuchung von großem Interesse und seit einigen Jahren Gegenstand intensiver und stark anwachsender experimenteller sowie theoretischer Forschungen.

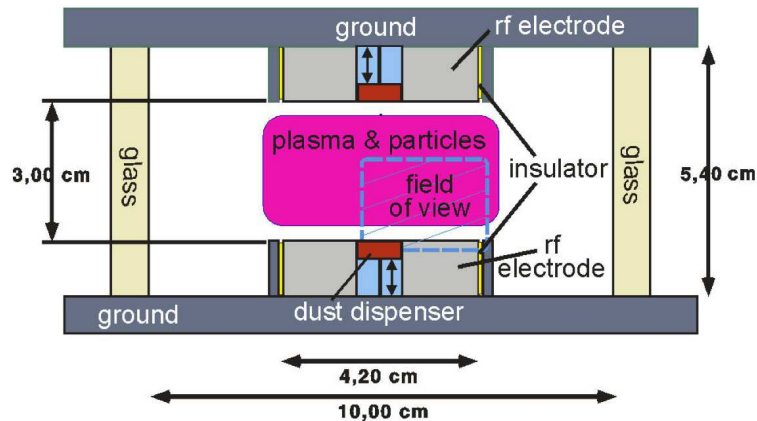


Abbildung 2.2: HF-Plasmakammer

Im Labor kann man ein komplexes Plasma entweder mittels einer Hochfrequenzentladung (HF- bzw. RF-Entladung) oder Anlegen eines Gleichstroms (DC) in einer Plasmakammer erzeugen. Bisher wurde meistens, wie auch in diesem Praktikumsversuch, eine HF-Kammer verwendet. Dabei wird die Kammer (s. Abb. 2.2) zunächst mit einem Gas, meistens reaktionsträge Edelgase (Ne, Ar, Kr), mit einem Druck von ca. 10-100 Pa bei Zimmertemperatur (300 K)

gefüllt. In diesem Gas wird dann das Plasma durch Einkoppeln einer HF-Leistung von 0,1-1,0 W über kreisförmige Elektroden, die sich am Boden und an der Decke der Kammer befinden, gezündet. Der Abstand zwischen den Elektroden beträgt in unserem Fall 3 cm. Die Frequenz von 13,56 MHz führt dazu, dass nur die leichten Elektronen dem Feld folgen können und dabei beschleunigt werden. Durch Stoßionisation werden dann weitere freie Elektronen erzeugt und es stellt sich eine Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ein, die einer Temperatur von $kT_e = 1 - 3 \text{ eV}$ entspricht. Da das Ionisationspotential von Edelgasen bei etwa 15 eV liegt, können nur die Elektronen im Schwanz der Verteilung die Neutralgasatome ionisieren, so dass sich nur ein kleiner Ionisationsgrad ($10^{-7} - 10^{-6}$) ergibt. Die Ionen können aufgrund ihrer Masse dem HF-Feld nicht folgen und ihre Temperatur stimmt in etwa mit der des Neutralgases, i.a. Raumtemperatur ($kT_i = kT_n = 0,025 \text{ eV}$), überein. Das Plasma strahlt ein für das verwendete Gas charakteristisches Leuchten aus, das durch die Anregung der Neutralgasatome hervorgerufen wird, wobei das Plasma durch das es umgebende elektrische Feld (s. Abb. 2.6) auf das Volumen zwischen den Elektroden beschränkt wird.

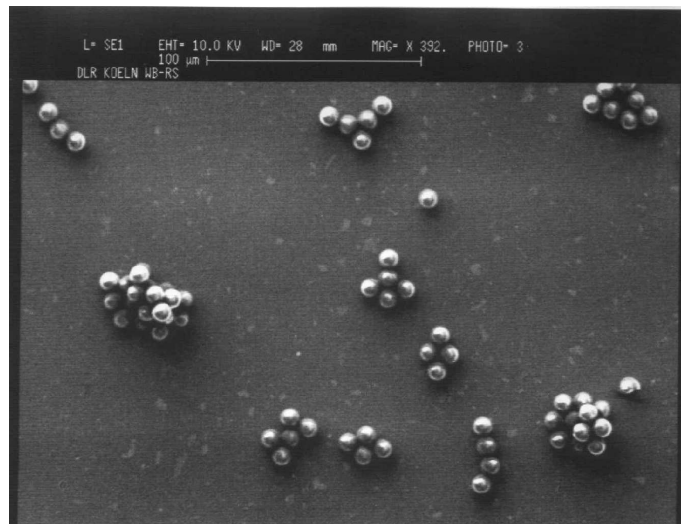


Abbildung 2.3: Mikroskopische Aufnahme der Plastikpartikel

Nach Zünden des Plasmas bringt man mittels eines Injektors, auch Dispensor genannt, $10^5 - 10^6$ Plastikpartikel mit Durchmessern zwischen 1 und $10 \mu\text{m}$ ein. Diese Partikel sind sehr gleichmäßig sphärisch mit einem einheitlichen Durchmesser (monodispers) geformt (s. Abb. 2.3). Dies ist wichtig, um, wie unten besprochen, geordnete Strukturen bilden zu können. Wie im nächsten Abschnitt diskutiert werden wird, laden sich die Partikel negativ auf. Das elektrostatische Feld in der Plasmarandschicht an den Elektroden (s. Abb. 2.6) – das Hauptplasma ist feldfrei – hält die negativ geladenen Partikel in der Schwebe über der unteren Elektrode.

Die Wände der Plasmakammer bestehen aus Glas. Die Partikel werden nun durch einen aufgefächerten Laserstrahl beleuchtet und das Streulicht (Mie-Streuung) mittels einer Videoamera von außen beobachtet. Der Laser und die Kamera sind auf einem motorgetriebenen Schlitten befestigt, der sich vor- und zurückfahren lässt. Mittels eines Scans können Bereiche des Plasmavolumens beobachtet und die Partikelpositionen bestimmt werden. Auf diese Weise lassen sich die Anordnung der Partikel, z.B. geordnete Strukturen, aber auch die Partikeltrajektorien bestimmen. Somit lassen sich mikroskopische Prozesse direkt beobachten. Dies stellt eine ein-

malige Gelegenheit zum Studium von Phasenübergängen, z.B. Kristallisation, auf dem mikroskopischen und kinetischen Niveau dar. (In Kolloiden können solche Untersuchungen ebenfalls durchgeführt werden. Allerdings benötigen aufgrund der starken Dämpfung in diesen Systemen diese Prozesse i.a. Wochen bis Monate, während in komplexen Plasmen diese Vorgänge in Sekunden bis Minuten ablaufen.)

Die Partikelladungen und Kräfte auf die Partikel (s.u.) können aus den gemessenen Trajektorien ermittelt werden. Die Ladung kann darüberhinaus noch durch Anlegen eines vertikalen, modulierten elektrischen Feldes aus der dadurch hervorgerufenen Schwingungsfrequenz der Partikel bestimmt werden. Je nach Partikelgröße (s.u.) ergeben sich Ladungen zwischen 10^3 - 10^5 Elektronenladungen.

Neben der Bestimmung der Partikelanordnung (gasförmige, flüssige oder kristalline Phase), der Ladung der Partikel und der auf sie wirkenden Kräfte können zahlreiche weitere interessante Experimente durchgeführt werden. So können z.B. Gitter- und Plasmaschwingungen angeregt werden, einzelne Partikel mit einer Langmuir-Sonde oder einem starken Laser manipuliert werden, magnetische Felder angelegt werden, das Verschmelzen von Kristallen und Grenzschichten beobachtet werden und Schockwellen stimuliert werden. Zum Ausschalten der Gravitation werden neben Laborexperimenten auch Versuche unter Schwerelosigkeit durchgeführt (s.u.).

2.3 Theorie komplexer Plasmen

Aufgrund der höheren Mobilität der Elektronen im Plasma (wegen der geringeren Masse und höheren Temperatur) ist der Strom der Elektronen auf die Partikeloberfläche anfänglich größer als der der Ionen. Deshalb laden sich die Partikel negativ auf. (Bei Anwesenheit von UV-Strahlung kann durch Elektronenemission von der Oberfläche auch eine positive Aufladung erzielt werden.) Beschrieben wird der Aufladungsvorgang und die **Gleichgewichtsladung** der Partikel durch die sogenannte „Orbit-Motion-Limited“ (OML) Theorie, wobei man die Ströme der Elektronen und Ionen (s. Abb. 2.4) auf die Partikeloberfläche berechnet und dabei annimmt, dass die mittlere freie Weglänge der Ionen sehr viel größer als die Debye-Abschirmlänge und diese wiederum größer als der Partikelradius ist. Dies ist bei niedrigen Gasdrücken unterhalb von etwa 30 Pa näherungsweise erfüllt. Dann können wir Kollisionen zwischen den Ionen und dem Neutralgas vernachlässigen.

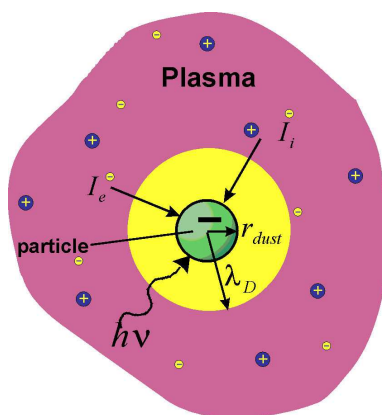


Abbildung 2.4: Mikropartikel im Plasma

Betrachten wir zunächst ein einzelnes Partikel im Plasma. Wie bei der Berechnung der Debye-Abschirmung, nehmen wir an, dass die Elektronendichte durch eine Maxwell-Verteilung

$$n_e(r) = n_e \exp \left[\frac{eV(r)}{kT_e} \right] \quad (2.18)$$

im abgeschirmten Potential des Mikropartikels mit Radius a

$$V(r) = V(a) \frac{a}{r} \exp \left(-\frac{r-a}{\lambda_D} \right) \quad (2.19)$$

gegeben ist. Dann ist der Elektronenfluss auf die Oberfläche des Partikels durch

$$I_e = -e \pi a^2 n_e(a) \bar{v}_e \quad (2.20)$$

mit dem geometrischen Wirkungsquerschnitt πa^2 und der mittleren Elektronengeschwindigkeit $\bar{v}_e = \sqrt{8kT_e/(\pi m)}$ gegeben.

Für die Ionen mit Masse M nehmen wir an, dass sie sich weit entfernt vom Partikel (außerhalb der Debye-Sphäre) mit Anfangsgeschwindigkeit v_0 , Energie $E_0 = Mv_0^2/2$, Stoßparameter b und Drehimpuls $J_0 = Mv_0b$ startend dem Partikel ohne Kollisionen („Frei-Falltrajektorie“) mit dem Neutralgas nähern (s. Abb. 2.5).

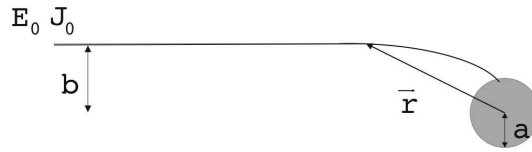


Abbildung 2.5: Ioneneinfang auf Partikel

Nach dem Energiesatz gilt dann im Abstand r vom Partikel

$$E_0 = \frac{M\dot{r}^2}{2} + \frac{J_0^2}{2Mr^2} + eV(r). \quad (2.21)$$

Daraus ergibt sich, dass Ionen mit einem Stoßparameter kleiner als

$$b_{coll} = a \sqrt{1 - \frac{eV(a)}{E_0}} \quad (2.22)$$

die Partikeloberfläche erreichen können. (Bei $b = b_{coll}$ treffen die Ionen mit Geschwindigkeit $\dot{r} = 0$ auf die Oberfläche.) Der Wirkungsquerschnitt für die Absorption von Ionen auf der Partikeloberfläche ist somit $\sigma_{coll} = \pi b_{coll}^2$ und der Ionenstrom auf die Partikeloberfläche

$$I_i = e n_i \bar{v}_i \sigma_{coll} = e \pi a^2 n_i \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi M}} \left(1 - \frac{eV(a)}{kT_i} \right), \quad (2.23)$$

wobei wir v_0 durch die thermische Geschwindigkeit und E_0 näherungsweise durch kT_i ersetzt haben.

Im Gleichgewicht, $I_e + I_i = 0$, folgt somit bei Ladungsneutralität ($n_i = n_e$)

$$\exp \left[\frac{eV(a)}{kT_e} \right] = \sqrt{\frac{T_i m}{T_e M}} \left[1 - \frac{eV(a)}{kT_i} \right]. \quad (2.24)$$

Numerisch ergibt sich daraus das Oberflächenpotential $V(a)$ und die Oberflächenladung $Q = Ze = 4\pi\epsilon_0 a V(a)$. Letztere kann näherungsweise durch

$$Z \simeq B \frac{4\pi\epsilon_0 a kT_e}{e^2} \ln \sqrt{\frac{T_e m}{T_i M}} \quad (2.25)$$

mit der Materialkonstante B angegeben werden. Für Argon-Gas gilt $B = 0,73$. Für Partikel mit Radius von 1 - 10 μm , $kT_e = 3 \text{ eV}$ und $kT_i = 0,03 \text{ eV}$ erhält man $Z = 5000 - 50000$. Aufgrund dieser hohen Ladungszahl wechselwirken die Mikropartikel stark miteinander, so dass sich geordnete Strukturen ausbilden können (s.u.). Die Aufladungszeiten bis zur Erreichung der Gleichgewichtsladung liegen bei etwa 1 μs .

Bei Anwesenheit vieler Partikel – typischerweise liegt die Partikeldichte bei $n_d = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und die Ionendichte bei $n_i = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ – befinden sich die meisten Elektronen auf den Partikeln, so dass die Elektronendichte im Plasma $n_e \ll n_i$ sein kann. Ladungsneutralität erfordert nun $n_e - Zn_d = n_i$. Dann muss man (2.24) auf der linken Seite mit dem Faktor $1 + Zn_d/n_i$ multiplizieren, was zu einer Reduktion der Oberflächenladung auf den Partikeln führt.

Auf die Partikel wirken verschiedene **Kräfte**. Zunächst einmal sind da die externen Kräfte. Diese stammen von der Gravitation, externen elektrischen Feldern, der Reibung am Neutralgas, der Wechselwirkung mit den Ionen und einem möglichen Temperaturgradienten (s. Abb. 2.6).

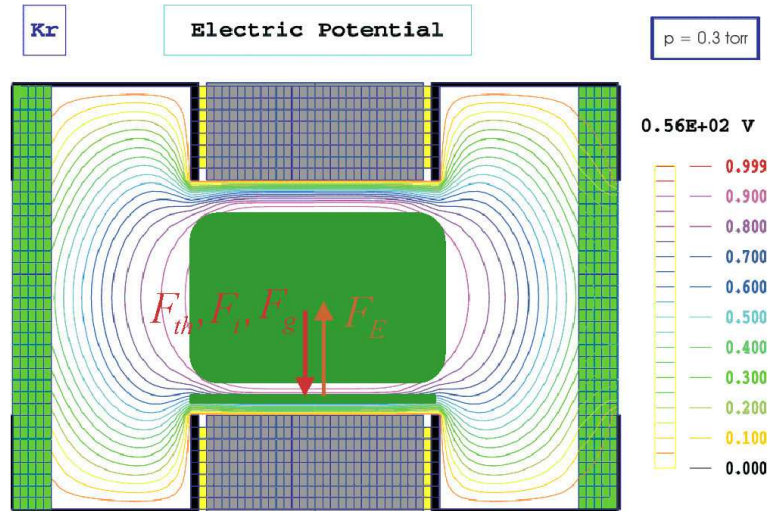


Abbildung 2.6: Externe Kräfte auf Partikel

Gravitation: Die Schwerkraft der Teilchen mit Masse m_d ist gegeben durch $F_g = m_d g$.

Elektrisches Feld: In den verwendeten HF- oder DC-Plasmakammern treten elektrostatische Felder auf, die zum einen das Plasma und die sich abstoßenden Partikel in einem endlichen Volumen einschließen, zum anderen die Partikel gegen die Schwerkraft in der Schwebe halten können. Dabei sind diese Felder im Plasmaminneren schwach und treten merklich nur in der

Plasmarandschicht z.B. in der Nähe der Elektroden auf. Die Kraft auf die Teilchen ist durch $\mathbf{F}_E[\text{N}] = Q \mathbf{E}$ mit dem elektrischen Feld \mathbf{E} gegeben.

Neutralgasreibung: Wenn die Teilchen sich mit einer endlichen Geschwindigkeit durch das Gas bewegen bzw. ein Gasfluss besteht, tritt Reibung am Neutralgas auf. Für sphärische Teilchen und einer mittleren freien Weglänge der Atome, die groß gegenüber der Partikelgröße ist, wird diese durch Epstein-Reibung beschrieben

$$\mathbf{F}_n = \frac{8}{3} \sqrt{2\pi k T_n M_n} a^2 n_n \mathbf{v}_{rel}. \quad (2.26)$$

Hierbei ist T_n die Temperatur des Neutralgases, die i.a. gut mit der der Ionenkomponente T_i übereinstimmt, M_n die Masse der Neutralgasatome, $n_n = p/kT_n$ die Neutralgasteilchendichte und \mathbf{v}_{rel} die Relativgeschwindigkeit zwischen den Partikeln und dem Neutralgas. Die Neutralgasreibungskraft in einem Argongas läßt sich bei Raumtemperatur schreiben als $F_n[\text{N}] = 2,7 \times 10^{-16} (a[\mu\text{m}])^2 p[\text{Pa}] v_{rel}[\text{cm/s}]$.

Wechselwirkung mit den Ionen: Die Wechselwirkung zwischen Partikeln und Ionen ergibt sich aus dem Impulsübertrag der Ionen auf die Partikel zum einen durch Absorption auf der Oberfläche, zum anderen durch Coulomb-Wechselwirkung von Ionen, die an den Teilchen vorbeifliegen. Deshalb kann die durch die Ionen ausgeübte Kraft auf die Partikel ähnlich groß sein wie die Neutralgasreibung, obwohl der Ionsisationsgrad nur bei 10^{-6} liegt. Die Ionenkraft F_i wird zur Zeit noch theoretisch und experimentell untersucht. Die Resultate (s. z.B. [9]) lassen sich nicht analytisch angeben. Nahe der unteren Elektrode (unterer Teil der Plasmarandschicht) kann die Geschwindigkeit der zur negativ geladenen Elektrode strömenden Ionen so groß werden, dass ihre Wechselwirkung mit den Partikeln zu Instabilitäten (starken Schwankungen) in den Partikelpositionen insbesondere bei niedrigem Druck führen kann.

Thermophorese: Bei Anwesenheit eines Temperaturgradienten werden die Mikropartikel von der heißen zur kalten Seite transportiert. Dieser Prozess wird als Thermophorese bezeichnet. Kleine Temperaturgradienten ($\Delta T/\Delta z \sim 1 \text{ K/cm}$) liegen aufgrund von unterschiedlichen Ionisationsdichten (Ohm'sches Heizen) in der Plasmakammer meistens vor. Extern angelegte Temperaturgradienten von der Ordnung 10 K/cm können benutzt werden, um Partikel einer bestimmten Größe gegen die Schwerkraft auch in Bereichen, in denen kein ausreichend starkes elektrisches Feld existiert, in der Schwebe zu halten. Die thermophoretische Kraft in Edelgasen ist näherungsweise durch [10]

$$F_{th} = -3,33 \frac{ka^2}{\sigma} \frac{\Delta T}{\Delta z} \quad (2.27)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen den Neutralgasatomen σ (Argon: $\sigma = 4,2 \times 10^{-19} \text{ m}^2$) gegeben.

Ein Partikel nimmt im Plasma eine stabile Gleichgewichtslage ein, wenn die Summe dieser externen Kräfte auf das Partikel verschwindet: $F_g + F_E + F_n + F_i + F_{th} = 0$. Die Gravitationskraft ist proportional zur Masse des Partikels und somit zu a^3 , die elektrische Kraft zu $Q \sim a$, und alle anderen Kräfte zum Partikelquerschnitt, d.h. zu a^2 . Deshalb dominiert i.a. die Gravitationskraft für große Partikel und die elektrische Kraft (in der Plasmarandschicht) für kleine. Entsprechend nehmen große und kleine Partikel unterschiedliche Gleichgewichtslagen ein.

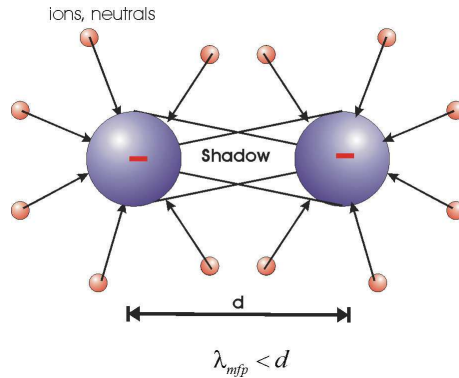


Abbildung 2.7: Attraktion durch Abschattung

Die Wechselwirkung der Partikel untereinander wird durch die Yukawa-Wechselwirkung bestimmt. Da die Partikel negativ geladen sind, ist sie repulsiv. Ein stabiler Gleichgewichtsabstand zwischen den Partikeln kommt dadurch zustande, dass das System aufgrund eines äußeren Feldes in der Plasmakammer in einem endlichen Volumen eingesperrt ist. Durch Polarisation der Ladung auf den Partikeln kann es zu einem induzierten Dipolmoment \mathbf{p} kommen, das zu einem zusätzlichen Wechselwirkungspotential $V(\mathbf{r}) \sim \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}/r^3$ führt. Außerdem kann es durch Abschattung des Atom- und Ionenbombardements zwischen benachbarten Partikeln zu einer Attraktion zwischen Partikeln kommen (s. Abb. 2.7). Schließlich beobachtet man häufig, dass sich insbesondere größere Partikel in der Plasmarandschicht in vertikalen Ketten anordnen. Dies wird durch die Ablenkung der nach unten zur negativ geladenen Elektrode strömenden Ionen durch die negativ geladenen Partikel verursacht, da sich dann unterhalb des Partikels eine positive Ladungswolke ansammelt (Verzerrung der Debye-Sphäre, s. Abb. 2.8), was die Lokali-

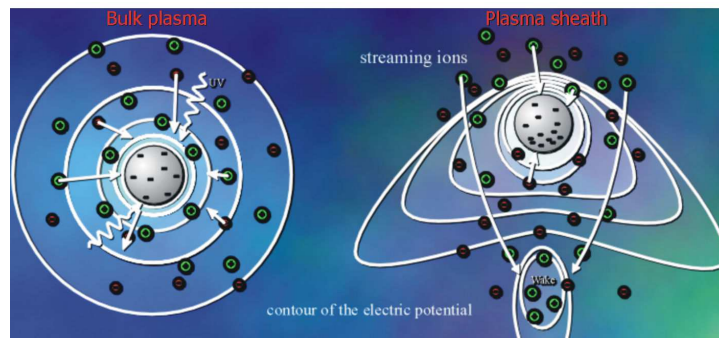


Abbildung 2.8: Verzerrung der Debye-Sphäre durch Ionenströmung

sierung eines Partikels unterhalb des oberen begünstigt und somit zur Ausbildung von Ketten führt. In den meisten Fällen ist allerdings die Yukawa-Kraft die weitaus wichtigste Kraft zwischen den Partikeln, die anderen Kräfte (Dipolmoment, Abschattung) können vernachlässigt werden.

Weitere theoretische Untersuchungen befassen sich mit Phasenübergängen, z.B. Kristallisation (s.u.), mit der Anregung von Plasmaschwingungen, mit Instabilitäten etc. Diese Untersuchungen werden hier nicht weiter diskutiert, da sie, abgesehen von der im nächsten Abschnitt besprochenen Kristallisation, in unserem Praktikumsversuch keine Rolle spielen.

2.4 Plasmakristall

Aufgrund der starken Aufladung der Partikel und der dadurch bedingten starken Wechselwirkung zwischen den Partikeln kann es unter bestimmten Voraussetzungen zu einer geordneten Struktur der Partikel, dem Plasmakristall, kommen. Betrachten wir die Partikel neben den Elektronen und Ionen als eine weitere Plasmakomponente, so handelt es sich bei komplexen Plasmen um stark gekoppelte Plasmen. Wie oben erwähnt, besitzen solche Plasmen einen Coulomb-Kopplungsparameter $\Gamma = Q^2/(4\pi\epsilon_0 dkT) > 1$. Berechnet man die freie Energie des Systems mittels Molekuldynamik und Monte-Carlo-Simulationen in der flüssigen und kristallinen Phase, so findet man im Falle eines einkomponentigen Plasmas mit reiner Coulomb-Wechselwirkung, dass die kristalline Phase oberhalb des kritischen Coulomb-Kopplungsparameter $\Gamma_c = 172$ energetisch günstiger als die flüssige ist [11]. In realistischen Systemen mit Debye-Abschirmung, zusätzlichen Kräften zwischen den Partikeln und externen Kräften (Gravitation, Reibung an Atomen und Ionen, etc.) benötigt man für die Kristallisation Werte von $\Gamma_c > 1000$. In den weitaus meisten in der Natur und im Labor vorkommenden Plasmen liegt allerdings Γ nur zwischen 10^{-7} und 10^{-3} , was einer ungeordneten (gasförmigen) Phase entspricht. Aufgrund der hohen Ladung der Mikropartikel ($Q = 10^3 - 10^5$) und der Tatsache, dass $\Gamma \sim Q^2$ ist, können in komplexen Plasmen große Werte für Γ erreicht werden.

Wegen der Debye-Abschirmung der Partikelladungen im Plasma muß man allerdings den effektiven Coulomb-Kopplungsparameter

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 \Delta k T_d} e^{-\Delta/\lambda_D} \quad (2.28)$$

mit dem Partikelabstand Δ und der kinetischen Partikeltemperatur (nicht Oberflächentemperatur) T_d betrachten. Damit dieser Parameter groß ist, muss der Abstand zwischen den Partikeln von der Größenordnung der Abschirmlänge oder kleiner sein, also $\kappa = \Delta/\lambda_d \leq O(1)$. Neben dem Coulomb-Kopplungsparameter Γ ist somit der Abstandsparameter κ für die Kristallbildung relevant. Ein kleiner Wert von κ bedeutet aber eine hohe Partikeldichte im Plasma, so dass nicht genügend Elektronen im Plasma zur Verfügung stehen, um eine hohe Partikelladung zu erzielen. Deshalb muss man zur Kristallbildung das geeignete Fenster in der Partikel- und Ionendichte, für die Partikelgröße, den Druck etc. finden.

Nachdem Ikezi 1986 vorhergesagt hatte [3], dass Kristallisation in einem komplexen Laborplasma auftreten kann, ist es 1994 am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Zusammenarbeit mit dem MPE in Garching zum ersten Mal gelungen [4,5], einen Plasmakristall herzustellen und zu beobachten. Fast gleichzeitig gelang dies auch zwei Gruppen in Taiwan und Japan. Seitdem ist der Plasmakristall ein aktuelles Forschungsobjekt, an dem zahlreiche Gruppen weltweit arbeiten.

In den ersten Experimenten konnte man in vertikaler Richtung nur relativ kleine Kristalle mit weniger als zehn Ebenen übereinander erzeugen. Dabei ordneten sich die Partikel ($a > 3 \mu\text{m}$) aufgrund der Wechselwirkung mit vorbeiströmenden Ionen (s.o.) in vertikalen Ketten an. In der Horizontalen dagegen fand man perfekte hexagonale Strukturen, so dass (quasi-) zweidimensionale Kristalle vorlagen. Eine Aufnahme des Kristalls in Abb. 2.9 von der Seite und von oben zeigt die vertikale und horizontale Struktur, wie sie in diesen Experimenten beobachtet wurde. Im Praktikumsversuch, der in der oben dargestellten Plasmakammer, durchgeführt wird, ist nur der Blick auf den Kristall von der Seite möglich, so dass die horizontale Struktur aus

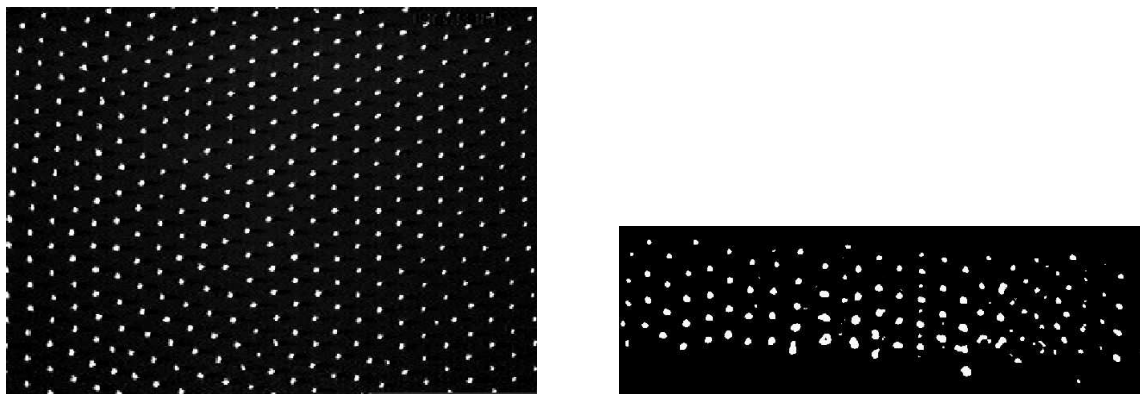


Abbildung 2.9: Plasmakristall von oben (links) und von der Seite (rechts) gesehen

einem Laser-Scan ermittelt werden muß (s.u.).

Quantitativ kann die Gitterstruktur des Kristalls durch Konstruktion der Wigner-Seitz-Zelle (hier im Ortsraum, nicht im Impulsraum!) durch Bestimmung der Mittelsenkrechten zwischen zwei nächsten Nachbarn untersucht werden (s. Abb. 2.10). Natürlich liegen wie bei realen Kristallen auch hier Defekte vor, so dass z.B. Zellen mit 5 oder 7 Seiten auftreten.

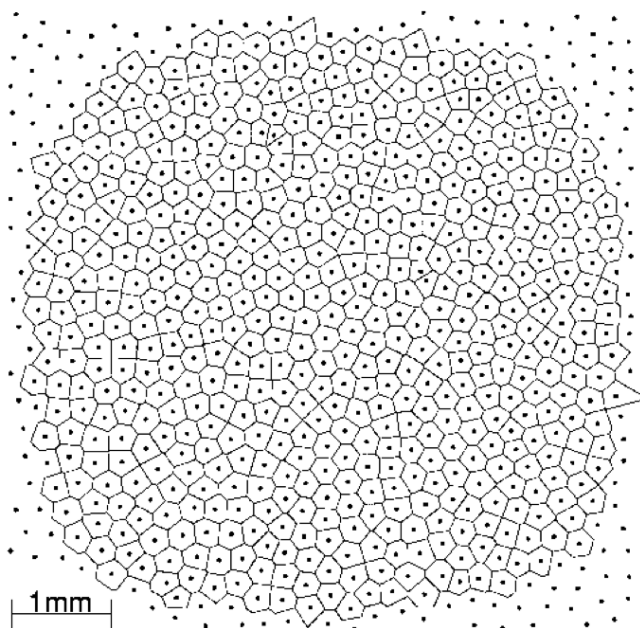


Abbildung 2.10: Wigner-Seitz-Zellen eines 2 D Plasmakristalls

Wird der Druck reduziert, so vermindert sich die Elektronentemperatur, z.B. von 3 eV bei 42 Pa auf 1 eV bei 10 Pa. Dadurch wird die Ladung auf den Partikeln erniedrigt. Gleichzeitig verringert sich die Reibung der Partikel im Gas, so dass die kinetische Temperatur der Partikel ansteigt. Beide Effekte führen dazu, dass der Coulomb-Kopplungsparameter erniedrigt wird, so dass das System schmilzt und schließlich sogar in den gasförmigen Zustand übergeht.

Quantitativ kann dieser Vorgang durch die Messung der Paarkorrelationsfunktion

$$g(r) = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i \neq j}^N \delta(\mathbf{r} - (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)) \right\rangle \quad (2.29)$$

erfasst werden. Hier sind \mathbf{r}_i und \mathbf{r}_j die Orte zweier Partikel und N ihre Gesamtzahl. Im Falle eines Kristalls zeigt diese Korrelationsfunktion mehrere Spitzen, die dem Abstand der nächsten Nachbarn, übernächsten Nachbarn usw. entsprechen, d.h. es liegt eine Nah- und Fernordnung vor, was den Kristallzustand charakterisiert (Abb. 2.11).

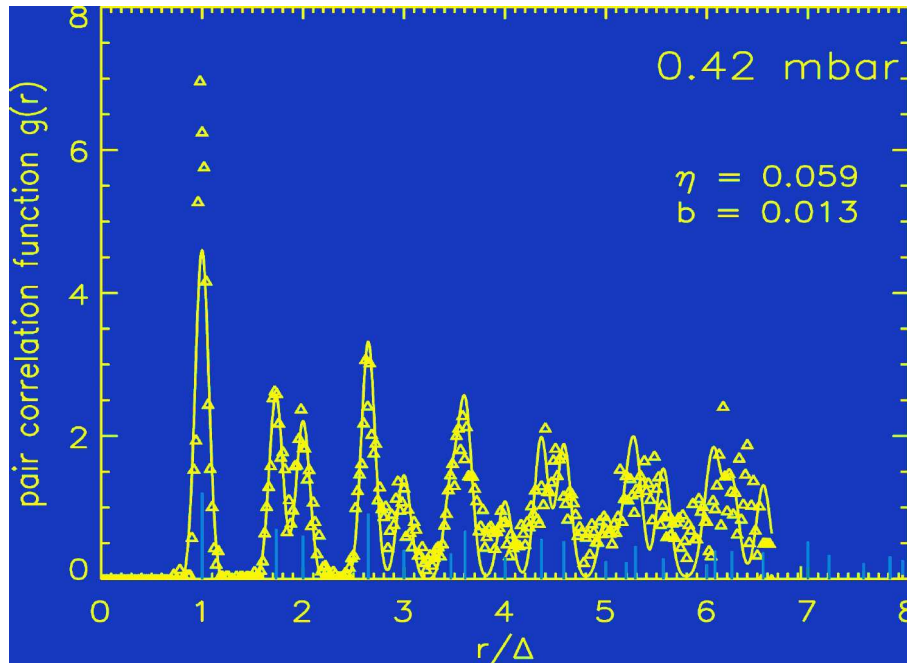


Abbildung 2.11: Gemessene Paarkorrelationsfunktion in der Kristallphase

Die Höhe der Spitzen nimmt mit wachsendem r exponentiell ab, d.h. im Mittel gilt $g(r) \sim \exp(-\eta r)$. Im flüssigen Zustand, findet man nur ein ausgeprägtes Maximum entsprechend dem Abstand zum nächsten Nachbarn. Das entspricht einer Nahordnung, d.h. der Abstand und die Orientierung zum nächsten Nachbarn bleiben gut erhalten, eine Fernordnung liegt aber wegen des Fließens des Systems nicht mehr vor. Zwischen der festen und der flüssigen Phase existiert eine gemischte oder Übergangsphase, in der kristalline Bereiche in einer umgebenden Flüssigkeit treiben („Eisschollen-im-Fluß-Phase“). In der flüssigen Phase nehmen gegenüber der kristallinen auch die Oszillationen um die Gleichgewichtslage der Partikel deutlich zu. In der festen Phase sind diese Oszillationen durch thermische Gitterschwingungen bei Raumtemperatur (entsprechend einer Partikelgeschwindigkeit von typischerweise 0,2 mm/s) gegeben. In der gasförmigen Phase schließlich sind die Partikelgeschwindigkeiten ca. 200 mal höher, so dass keinerlei Ordnung mehr vorliegt und das System chaotisch ist. Der Parameter η in der Paarkorrelationsfunktion nimmt von der festen über die flüssige zur gasförmigen Phase kontinuierlich zu, wie in der Abb. 2.12 gezeigt, so dass er zur Charakterisierung der vorliegenden Phase benutzt werden kann. In Abb. 2.12 ist neben dem mit ansteigenden Druck abfallenden

Parameter η auch noch die Orientierungskorrelationsfunktion gezeigt, die ebenfalls zur Charakterisierung der Phasen hergenommen werden kann. Sie wird hier aber nicht weiter verwendet werden.

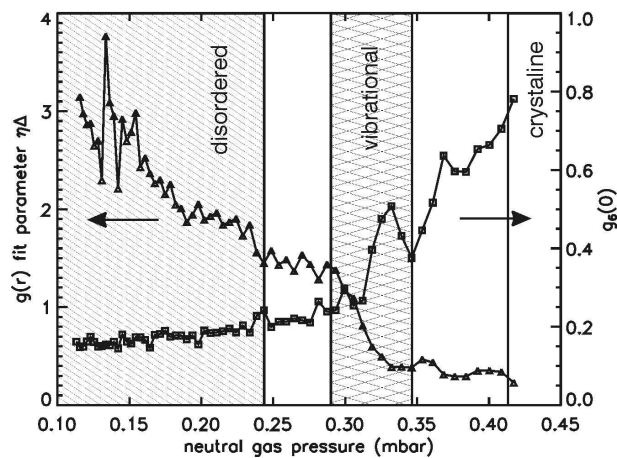


Abbildung 2.12: Paar- und Orientierungskorrelationsfunktion als Funktion des Drucks

In späteren Experimenten unter Verwendung kleinerer Partikel (z.B. $a = 1,64 \mu\text{m}$) konnten größere 3-dimensionale Kristalle mit bis zu 20 horizontalen Gitterebenen hergestellt werden. Da für kleinere Partikel die Ionenreibungskraft kleiner ist, ordnen sich die Partikel nicht mehr in vertikalen Ketten an, sondern zeigen beim Blick von der Seite bereits eine Gitterstruktur (s. Abb. 2.13).

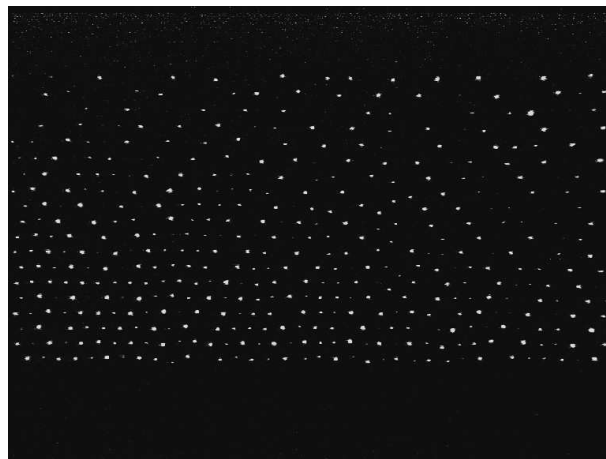


Abbildung 2.13: Seitenblick auf 3 D Kristall

Dabei ist die Struktur in den unteren Ebenen aufgrund des von den oberen Ebenen ausgeübten Drucks stärker (weniger Fehlstellen) ausgeprägt, die Gitterebenen sind schärfer definiert und der Gitterabstand kleiner (s. Abb. 2.14).

Die Gitterstruktur des dreidimensionalen Kristall kann durch Übereinanderlegen dreier Gitterebenen ermittelt werden. Obwohl sich in den horizontalen Ebenen eine hexagonale Struktur zeigt, kann die 3D-Struktur des Kristalls z.B. auch fcc sein, wenn die horizontalen Ebenen der

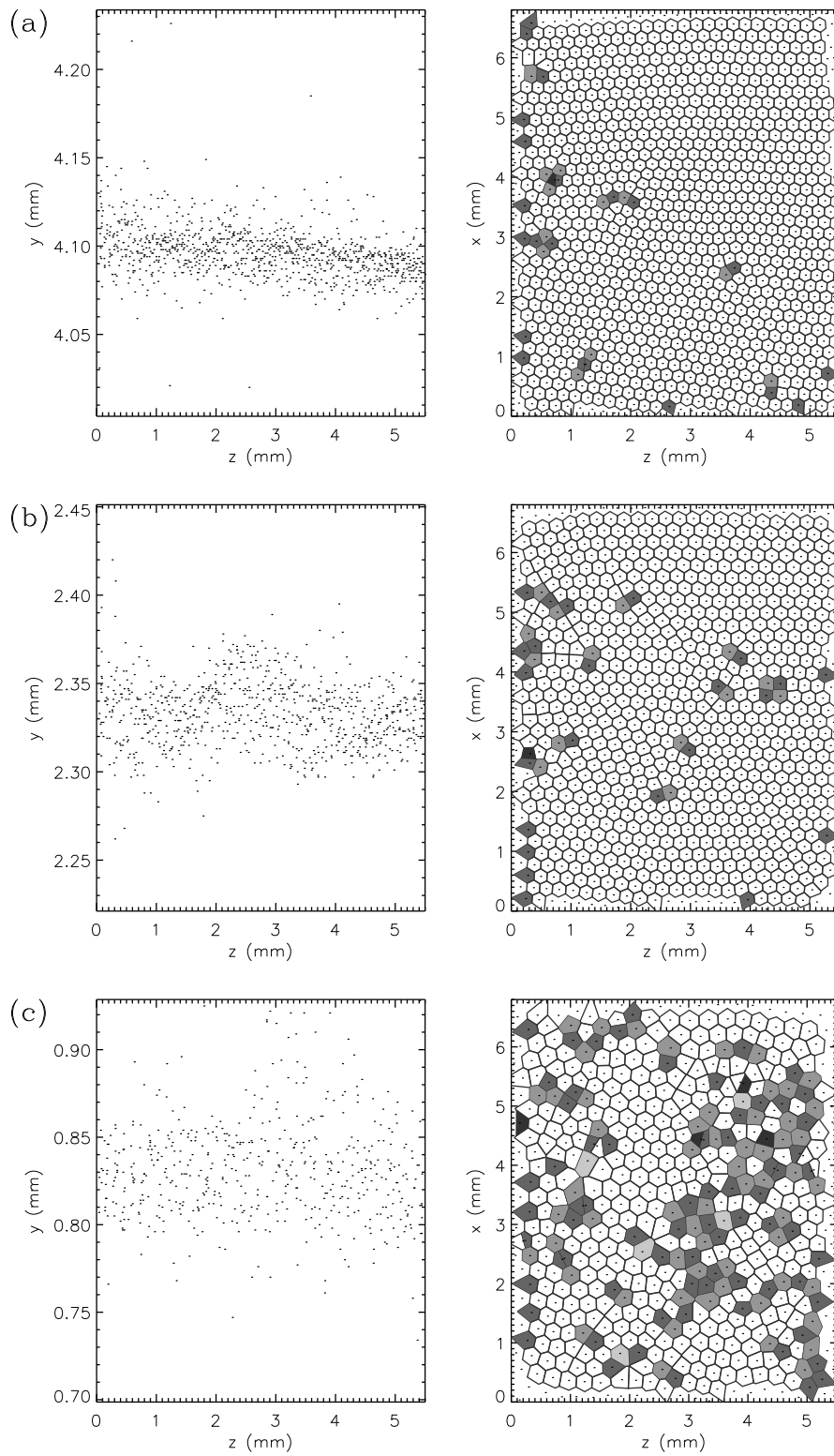


Abbildung 2.14: Abhängigkeit der Kristallgüte von der Höhe. Oben: Untere Ebene, Mitte: Mittlere Ebene, Unten: Obere Ebene.

(111)-Ebene dieses Kristalls entspricht. Wie in der Abb. 2.15 gezeigt, kann aber durch Superposition dreier Ebenen zwischen diesen Strukturen unterschieden werden [12].

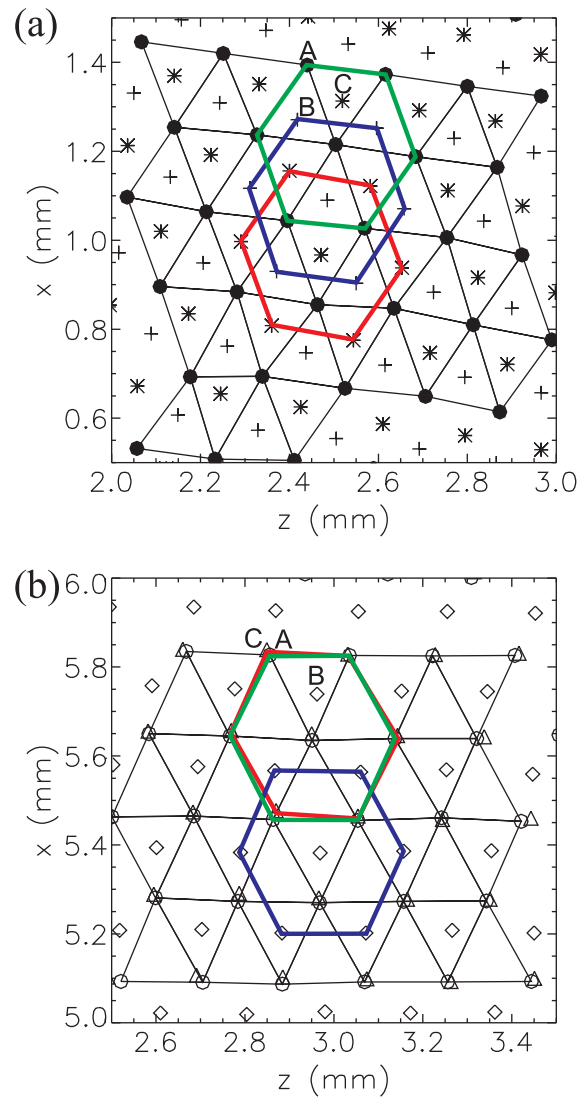
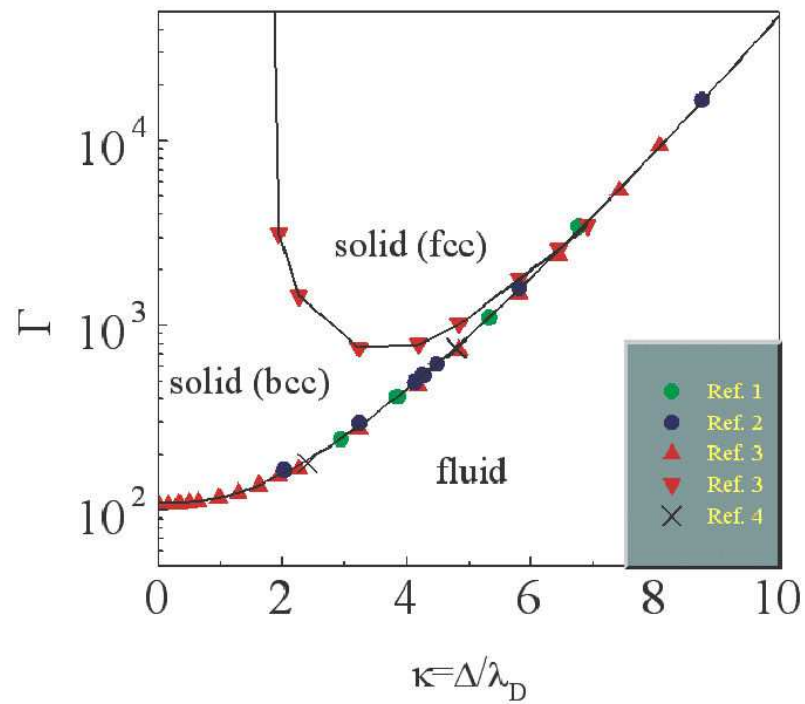


Abbildung 2.15: Superposition von Gitterebenen zur Bestimmung der Kristallstruktur. Oben: fcc-Struktur (Schichtfolge: ABCA), unten: hcp-Struktur (ABAB).

Dabei stellt sich i.a. heraus, dass der Gesamtkristall nicht eine einheitliche Struktur besitzt, sondern z.B. Domänen mit fcc neben hcp vorkommen, die durch 2 bis 3 Gitterabständen getrennt sind. Molekulardynamische Simulationen von Yukawa-Systemen (ohne Gravitation) ergeben das in Abb. 2.16 dargestellte Phasendiagramm [13]. Durch Vergleich mit der in den Experimenten oft beobachtete fcc-Struktur lässt sich daraus ein Coulomb-Kopplungsparameter von 10^3 bis 10^4 und $\kappa \simeq 1 - 2$ in diesen Experimenten ableiten.



References:

- [1] E.J. Meijer and D. Frenkel, J. Chem. Phys. 94, 2269 (1991)
- [2] M.J. Stevens and M.O. Robbins, *ibid.* 98, 2319 (1993)
- [3] S. Hamaguchi et al., Phys. Rev. E 56, 4671 (1997)
- [4] O. Vaulina and S. Khrapak, JETP 92, 228 (2001)

Abbildung 2.16: Theoretisch vorhergesagtes Phasendiagramm

2.5 Strukturanalyse

Die Partikel eines Plasmakristalls bilden eine dreidimensionale Partikelwolke („particle cloud“). Die Positionen der Partikel lassen sich durch einen Laserscan ermitteln. Diese Daten ermöglichen eine Analyse der Struktur. Eine sehr beliebte Analysemethode bei komplexen Plasmen ist die sogenannte „Local-Order“-Analyse. Sie beruht auf den „Bond Order“-Parametern basierend auf der Arbeit von Nelson und Steinhardt [15]. Während $g(r)$ die Ordnung eines Systems über Abstände von Teilchen bestimmt, wird bei der Local Order Analyse die Winkelbeziehung der nächsten Nachbarn eines Punktes verwendet.

Die grundsätzliche Idee für den lokalen Bond Order-Parameter ist somit die Berechnung der Kugelflächenfunktionen eines Punktes \mathbf{r}_i aus einer Punktwolke mit ihren nächsten Nachbarn. Dies bietet sich an, da die Kugelflächenfunktion es erlauben zwei Winkel auf eine einzige komplexe Zahl abzubilden. Ebenfalls ist es sinnvoll über alle nächsten Nachbarn eines Punktes zu mitteln.

$$\bar{q}_{lm}(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N Y_{lm}(\theta(\mathbf{r}_{ij}), \phi(\mathbf{r}_{ij})) \quad (2.30)$$

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$$

wobei es sich bei $\theta(\mathbf{r}_{ij})$ um den Polarwinkel und bei $\phi(\mathbf{r}_{ij})$ um den Azimutwinkel handelt. Die Zahl der nächsten Nachbarn ist durch N gegeben und der Bond Order Parameter berechnet sich aus dem Mittel über die Summe der nächsten Nachbarn. Es ist sinnvoll, den Bond Order-Parameter über folgende rotationsinvariante Formeln zu berechnen, da so Drehungen des Gesamtvolumens irrelevant werden.

$$q_l(\mathbf{r}_i) = \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |\bar{q}_{lm}(\mathbf{r}_i)|^2} \quad (2.31)$$

$$w_l(\mathbf{r}_i) = \frac{\sum_{\substack{m_1, m_2, m_3 \\ m_1+m_2+m_3=0}} \begin{bmatrix} l & l & l \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{bmatrix} \bar{q}_{lm_1}(\mathbf{r}_i) \bar{q}_{lm_2}(\mathbf{r}_i) \bar{q}_{lm_3}(\mathbf{r}_i)}{\left(\sum_{m=-l}^l |\bar{q}_{lm}(\mathbf{r}_i)|^2 \right)^{3/2}} \quad (2.32)$$

Üblicherweise wird $q_l(\mathbf{r}_i)$ Rotationsinvariante zweiter Ordnung und $w_l(\mathbf{r}_i)$ Rotationsinvariante dritter Ordnung genannt. Das Wigner3j-Symbol wird durch $\begin{bmatrix} l & l & l \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{bmatrix}$ bezeichnet. Üblicherweise untersucht man die Rotationsinvariante zweiter und dritter Ordnung für hexagonale ($l=6$) und kubische ($l=4$) Systeme. Es bietet sich an, eine Untersuchung mit 12 nächsten Nachbarn (NN) und eine mit 8 nächsten Nachbarn durchzuführen, da HCP und FCC über 12 Nachbarn in der Wigner-Seitz-Zelle verfügen und BCC entsprechend über 8 Nachbarn (identisch mit SC). Somit lassen sich die typischen Werte für HCP (NN=12), FCC (NN=12) und BCC (NN=8) ausrechnen und mit den Rotationsinvarianten der experimentellen Daten vergleichen.

2.6 Mikrogravitationsexperimente

Die Gravitationskraft auf die Partikel ist von derselben Größenordnung wie die übrigen externen Kräfte und auch die Yukawa-Kraft zwischen den Teilchen. Deshalb übt sie einen starken Einfluß auf das System aus. Zum Beispiel sorgt sie dafür, dass der Plasmakristall insbesondere bei größeren Partikeln auf die Plasmarandschicht beschränkt ist, wo das elektrische Feld die Gravitation kompensieren kann, und sich deshalb keine ausgedehnten 3-dimensionale, sondern nur quasi-2-dimensionale Kristalle ausbilden können. Außerdem beeinflusst die Gravitation auch die Kristallstruktur und könnte z.B. dafür verantwortlich sein, dass im Labor auch hcp-Strukturen im Gegensatz zur theoretischen Vorhersage (unter Vernachlässigung der Schwerkraft) auftreten. Deshalb ist es sehr wünschenswert, Experimente in der Schwerelosigkeit durchzuführen.

Das Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE, Garching) hat verschiedene Experimente mit komplexen Plasmen unter Schwerelosigkeit, genauer unter Mikrogravitationsbedingungen ($F_g \simeq 10^{-6} m_d g$), unternommen. Zunächst wurden auf Parabelflügen in Flugzeugen bei ca. 20 s Schwerelosigkeit komplexe Plasmen studiert. Diese Zeit reicht allerdings nicht aus, um die Bildung eines stabilen Plasmakristalls zu erzielen. Trotzdem werden Parabelflugexperimente auch heute noch zum Test der für Weltraumexperimente entwickelten Apparatur benutzt. Danach wurden komplexe Plasmen in ballistischen Raketen (TEXUS) mit etwa 6 minütiger Schwerelosigkeit untersucht. Seit 2001 finden Experimente auf der Internationalen Raumstation ISS in Zusammenarbeit mit russischen Wissenschaftlern und Kosmonauten statt. Diese Experimente, „PKE-Nefedov“ (2001 - 2005) und „PK-3 Plus“ (2006 - 2013), haben bereits viele interessante Ergebnisse geliefert. Ein weiteres Experiment („PK-4“) ist im Oktober 2014 mit einem Sojus/Progress-Transporter zur ISS gestartet. Es wurde 2015 in Betrieb genommen. Der JLU steht ein Entwicklungsmodell von PK-4 zur Verfügung, an dem Labor- und Parabelflug-Experimente zur Vorbereitung von Versuchen im Weltraum durchgeführt werden (Abb. 2.17).

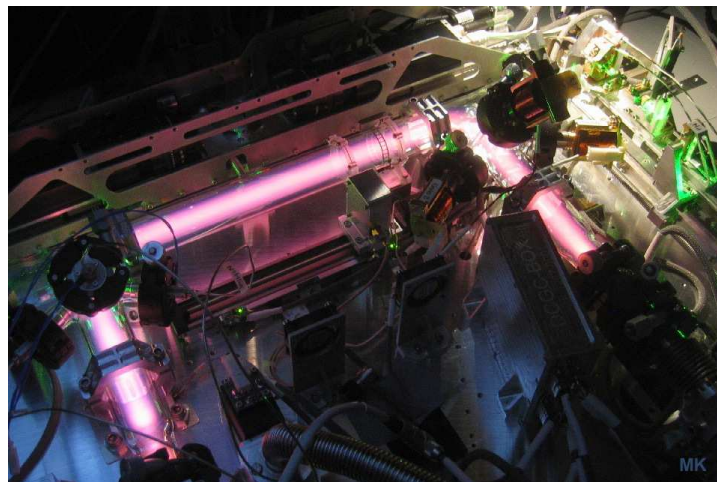


Abbildung 2.17: PK-4, das neue Plasmalabor auf der ISS und in der JLU.

Ein weiteres Labor zur Untersuchung komplexer Plasmen, „Compact“ (vormals Plasma-Lab), für Grundlagenforschung, aber auch für technologische Aspekte, befindet sich in der Entwicklungsphase am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Oberpfaffenhofen.

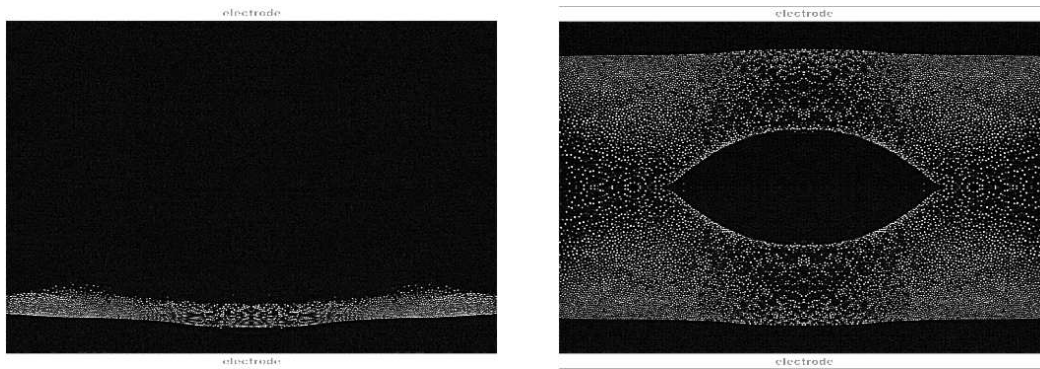


Abbildung 2.18: Komplexe Plasmen unter Schwerkraft (links) und Schwerelosigkeit (rechts)

Tatsächlich ist es möglich, unter Mikrogravitationsbedingungen die gesamte Plasmakammer mit Partikeln auszufüllen (Abb. 2.18). Überraschenderweise bildet sich aber in der Mitte eine scharf begrenzte Leerstelle („Void“), deren genaue Ursache und Dynamik noch nicht vollständig verstanden ist. Vermutlich wird dieses Void durch die Wechselwirkung der Partikel mit den Ionen, die im Zentrum der Kammer entstehen und nach außen strömen, erzeugt. Neben dem Void findet man auch Kristallbildung unter- und oberhalb des Voids und Konvektionsrollen in den Ecken der Kammer (Abb. 2.19). Das in der HF-Kammer erzeugte komplexe Plasma zeigt also unter Schwerelosigkeit neue interessante Nichtgleichgewichtseigenschaften und -strukturen.

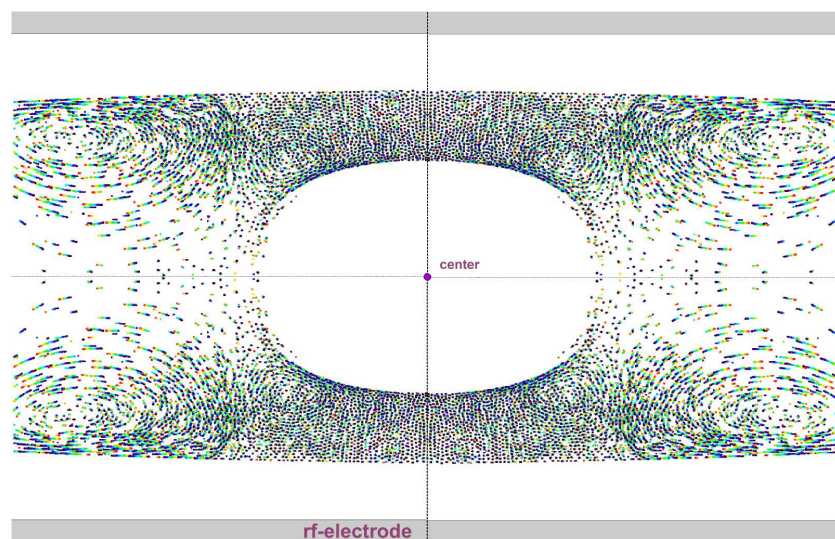


Abbildung 2.19: Plasmakristall, Leerstelle und Konvektion bei Schwerelosigkeit

In einem anderen Experiment wurden die Partikel injiziert, ohne das Plasma zu zünden. Es zeigte sich, dass sich sehr schnell große Agglomerate aus $10^4 - 10^5$ Teilchen bildeten. Die Agglomeration verlief sehr viel schneller als erwartet, da die Partikel durch Reibungs- und Polarisierungseffekte negativ und positiv aufgeladen waren und sich aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung anzogen. Ähnliche Effekte könnten bei der Planetenbildung eine zentrale Rolle gespielt haben, da bei Vernachlässigung von elektrostatischen Effekten die Bildung von Planeten aus der Staubwolke um die Sonne viel zu langsam abläuft.

Kapitel 3

Versuchsaufbau und -durchführung

In diesem Kapitel finden Sie zunächst eine grundlegende Beschreibung des Versuchsaufbaus und eine Anleitung zur Inbetriebnahme des Experiments.

Die zu bearbeitenden **Aufgaben** befinden sich im Kapitel 3.5.

Anhang A enthält schließlich die Anleitungen zur Durchführung eines Laser-Scans und zur Analyse der Daten.

3.1 Ziel des Versuchs

Das Ziel des Praktikumsversuchs ist es, einen Plasmakristall herzustellen und zu untersuchen. Zunächst sollen die Dimensionen des Kristalls und die Gitterabstände in vertikaler und horizontaler Richtung bestimmt werden. Danach sollen statische und dynamische Eigenschaften des Systems, insbesondere mögliche Phasenübergänge bei Druckveränderung untersucht werden. Schließlich werden die Teilchenpositionen mittels eines Laser-Scans in einem begrenzten Raumgebiet des Kristalls ermittelt und daraus die Kristallstruktur in den horizontalen Schichten (zweidimensionales Bravais-Gitter, s. z.B. [14]) und in 3 Dimensionen bestimmt.

3.2 Versuchsaufbau

Seit September 2021 befindet sich der gesamte Aufbau in einem transportablen Gestell (*Rack*). Es enthält folgende Komponenten:

- **Plasmakammer und Dispensor**

Elektroden (rund) oben und unten, kapazitive Ankopplung an HF-Generator (13,56 MHz), Glasfenster zur Beobachtung, Dispensor (Shaker, integriert in die obere Elektrode) zur Injektion der Teilchen (Melamin-Formaldehyd-Kügelchen mit einem Durchmesser von 3,4 μm) (Kammer: s. Abb. 2.2, Teilchen: Abb. 2.3).

- **Vakuum- und Gasfüllsystem**

Membran-Vorpumpe, Handventil (unten), Turbomolekularpumpe (TMP); Druckbehälter (1l) mit Argon (Ionisierungsenergie: 15,7 eV, Ionisationsgrad: $10^{-7} - 10^{-6}$); motorgetriebenes Ventilsystem zum Abpumpen, Schließen der Kammer und zur Druckregelung; Druckanzeige.

- **Laser**

Dioden-Laser (652 nm Wellenlänge (rot), 35 mW Ausgangsleistung) mit integrierter Zylinderoptik zur Auffächerung des Strahls zu einer vertikalen Ebene. Laser-Klasse 3B. *Bitte beachten Sie die Hinweise zur Sicherheit in Kapitel 3.3!*

- **Videokamera**

HD-Kamera zur Aufzeichnung des an den Partikeln gestreuten Laserlichts, Objektiv mit Interferenzfilter (652 nm Durchlass), motorisierte Linearverschiebung (z-Richtung) zum Scannen des Kristalls, Mikrometerschraube zum Verstellen der Kamera in x-Richtung.

- **Steuerelektronik (E-Box)**

Ansteuerung der Experimentkomponenten (Laser, HF-Generator, Ventile, Dispensor, Druckregler); Anzeige (in mbar = hPa). Wird vom PC mit dem Programm „LabView“ gesteuert.

- **Rechner**

Kompakt-PC (in der E-Box): Steuerung des Experimentaufbaus, Anzeige von Mess- und Stellwerten; Anzeige, Aufzeichnung und Auswertung der Kamerabilder; Ansteuerung des Motors zum Scannen.

3.3 Sicherheitsbelehrung / Safety Instructions

Der zur Beleuchtung der Mikropartikel verwendete Laser gehört zur Laser-Klasse 3B (Klassifizierung nach EN 60825-1) und stellt somit eine mögliche Gefahr für das Auge dar. Durch die Auffächerung ist allerdings die Intensität des Lasers deutlich reduziert. Außerdem ist der Strahlengang fixiert und das Laserlicht kann durch eine Abdeckung aus der Plasmakammer nicht austreten. Trotzdem ist ein direkter Augenkontakt mit dem Laserlicht unter allen Umständen zu vermeiden! Das Streulicht dagegen ist ungefährlich.

English version:

The laser used for the illumination of the microparticles belongs to the laser class 3B (Classification according to EN 60825-1). Therefore it is a potential hazard for the eye. Due to the widening of the laser beam into a sheet the laser intensity is significantly reduced. Furthermore, the beam direction is fixed and the laser light cannot exit the plasma chamber due to a cover. After all, a direct contact of the laser light with the naked eye has to be avoided in any case! The scattered laser light, however, is not dangerous.

3.4 Inbetriebnahme und Versuchsdurchführung

Betreuer! Am Tag *vor* der Versuchsdurchführung sollte zuerst die 24V-Spannungsversorgung, dann die E-Box eingeschaltet werden. Die Pumpen mit dem zweiten Schalter einschalten. Das Handventil muss geöffnet werden. An der E-Box „Motor-Power“ einschalten und den „Pump“-Knopf drücken. Die Turbopumpe durch den Schalter „Turbo“ einschalten, wenn der Druck an der Anzeige unter 8 mbar gefallen ist. Wenn LED „Pump“ leuchtet, Motor-Power wieder aus! (LED „On“ aus.) – [!] *Der PC wird bis hier hin nicht benötigt! Nicht einschalten!*

Inbetriebnahme des Experiments:

1. Starten Sie den PC (grüner Knopf), danach auf dem Desktop das Programm „PK-Prakt.vi“. LabView startet automatisch und die Benutzeroberfläche wird kurz danach angezeigt. Starten Sie diese durch Klicken auf den weißen Pfeil. Sie können damit nun den Aufbau steuern.
 2. Schalten Sie nun an der E-Box die Motor-Stromversorgung ein. Die LED „On“ sollte leuchten, es sollte sich aber kein Motor bewegen. Klicken Sie in dem Feld „Pressure Control“ auf den Knopf bei „Pump“. Je nach Ventilstellung dreht sich das Dreiwegeventil in die Stellung zum Abpumpen – oder auch nicht (wenn vorher bereits gepumpt wurde).
 3. USB-Kabel der Kamera anschließen, Programm „uEyeCockpit“ am PC starten und „Kamera öffnen und Livebild“ (links oben) und „Livebild“ (rechts daneben) anklicken, um das Kamerabild zu sehen. Unter „Datei / Bild speichern...“ können Sie Bilder abspeichern. Legen Sie dazu ein neues Verzeichnis in „PRAKTIKUM“ an. (*Achtung:* Keine Sonderzeichen verwenden!)
 4. Kameraparameter einstellen: Öffnen Sie bei uEyeCockpit „Kameraeigenschaften“ (Schraubenschlüssel), Sie sehen drei Schieberegler. Wählen Sie eine Bildrate von 40, Belichtungszeit etwa 5-6 ms. Schließen. Die Blende am Kameraobjektiv sollte auf 4 stehen.
 5. Laser einschalten: Klicken Sie im Feld „RF & Laser Control“ auf „Laser On“. Die orangefarbene LED an der E-Box und der Laser sollten nun leuchten. Der Strahl sollte auch im Kamerabild sichtbar sein. (Heller Strich auf der Elektrode.)
- Bearbeiten Sie nun zunächst Aufgabe 0 (s.u.), bei der noch kein Plasma benötigt wird.**
6. Druck: Die Anzeige „Pressure“, die Säulenanzeige daneben und das Display an der Elektronik zeigen den Ist-Druck an. Nach dem Pumpen sollte dieser nahe 0 sein. Die Anzeige an der Kammer sollte mindestens 10^{-4} hPa anzeigen. (Umrechnung: 100 Pa = 1 hPa = 1 mbar.)
 7. Gas einfüllen: Im Feld „Pressure Control“ auf den Knopf bei „Control“ klicken, um das Abpumpen zu beenden und die Druckregelung zu aktivieren. Setzen Sie im Feld „Set Pressure“ den gewünschten Druckwert in Pa (üblicherweise 40).
 8. Um den gewünschten Druck zu erreichen, müssen Sie nun Gas in die Kammer füllen. Öffnen Sie kurz das Ventil der Gasflasche (Druckanzeige dort beachten!) und aktivieren Sie dann das „Fill Valve“, indem Sie auf den Knopf „Cycle“ klicken und kurz warten. Wiederholen Sie das nötigenfalls, bis der Sollruck erreicht ist (beide Werte vergleichen).
 9. Plasma Zünden: Im Feld „RF & Laser Control“ schalten Sie den Hochfrequenzgenerator mit dem Knopf „RF-Enable“ ein (LED an der Elektronik leuchtet). Erhöhen Sie die Spannung schrittweise, bis das Plasma (in Kammer sichtbar) zündet. Notieren Sie die Zündspannung. Danach schrittweise auf 0,2 V reduzieren. Das Plasma sollte noch sichtbar sein.
 10. Mikropartikel einwerfen: Setzen Sie im Feld „Dispenser“ den Wert für „Power“ auf 8 V und „Duration“ auf 1 s. Der Knopf „Shake“ aktiviert den Dispensor. Wiederholen Sie nötigenfalls den Vorgang, bis sich ausreichend Partikel im Plasma befinden. (Siehe im Videobild.)
Achtung! Nach dem Einschütteln der Partikel kontrollieren Sie bitte, ob der Dispensor wieder vollständig in die obere Elektrode eingefahren wurde. Falls nicht, drehen Sie bitte die Achse links an der Dispensoreinheit so, dass der Dispensor in der Elektrode verschwindet.
 11. *Hinweis zur Bedienung der halbautomatischen Gasdruckregelung!* Der Druck kann durch *Erniedrigung* des Werts „Set Pressure“ direkt reduziert werden. Zum *Erhöhen* des Drucks muss der Druckwert erhöht und solange Gas eingefüllt werden („Cycle“), bis der gewünschte Druck erreicht ist (Werte vergleichen!). *Achtung!* Vorhandene Teilchen können dabei verloren gehen!

3.5 Versuchsaufgaben

0. Abbildungsmaßstab des Kamerasystems bestimmen. Hierzu die Mikrometerschraube unten rechts am Kamerastisch benutzen. *Achtung*, Einheit: Zoll! (1 Zoll = 2,54 cm). Durch Vermessen der Verschiebung eines markanten Punkts (z.B. Kante der Elektrode) an zwei Kamerapositionen in Pixel und der bekannten Verschiebung der Kamera (Mikrometerschraube!) können Sie den Abbildungsmaßstab in $\mu\text{m}/\text{pixel}$ berechnen. (Messwerkzeug links in uEyeCockpit verwenden.) Bitte rechnen Sie den Wert möglichst gleich aus und lassen Sie ihn vom Betreuer prüfen.

1. Kristall herstellen und beobachten: Wie stellt er sich ein? Wie lange dauert es? Wie sieht die Struktur aus? Was passiert am Rand?

2. Dimensionen des Kristalls (vorzugsweise in μm) bestimmen:

a) Gitterabstand in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung (Messung an mehreren Stellen: Mitte unten, Mitte halbe Höhe, halber Radius unten, halber Radius halbe Höhe. Wenn möglich messen und mitteln Sie über einige (ca. 4-6) Teilchenabstände.),

b) Breite und Höhe der Teilchenwolke (approximieren Sie den Schnitt durch die Teilchenwolke durch ein sinnvoll gewähltes Rechteck),

c) Gesamtteilchenzahl (verwenden Sie dazu die von Ihnen gemessenen Teilchenabstände in x und y unter der vereinfachenden Annahme einer kubischen Einheitszelle. Sie können annehmen, dass $z = x$ und dass Sie den mittleren Schnitt durch die zylindersymmetrische Teilchenwolke sehen).

[!] Lassen Sie Ihre Werte vor Ort vom Betreuer prüfen!

3. Hausaufgabe: Abschätzung der Partikelladung Q (bei Vernachlässigung der Teilchendichte n_d , Angabe bitte in Coulomb und Elementarladungen), des elektrischen Felds E zur Levitation der Partikel, der Debye-Länge λ_D , des Coulomb-Kopplungsparameters Γ und des effektiven Parameters Γ_{eff} . (*Tipp:* Verwenden Sie die Formeln aus der Anleitung. Beachten Sie, dass diese zum Teil in cgs-Einheiten notiert sind!) Sind die Werte plausibel? Kommentieren Sie!

Benötigte Werte: Teilchenradius $a = 1,0 \mu\text{m}$, $kT_e = 3 \text{ eV}$, $kT_i = 0,03 \text{ eV}$, Dichte von Melamin-Formaldehyd 1510 kg/m^3 , $F_n = F_i = F_{th} = 0$, $T_d = 300 \text{ K}$, $n_i = 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

4. Führen Sie einen **Laserscan** durch (Anleitung siehe Anhang A), bestimmen Sie die Gitterstruktur mit der Analysesoftware (ebenfalls Anhang A). Berechnen Sie die Teilchenabstände und stellen Sie sie in einem Histogramm dar. Vergleichen Sie mit dem selbst gemessenen Teilchenabstand. Was fällt auf?

Versuchen Sie, verschiedene Gittertypen zu identifizieren. Bestimmen Sie hierzu die Paarkorrelationsfunktion $g(r)$. Was sagt uns das Diagramm? Erzeugen Sie die Histogramme der Bond-Order-Parameter q_4 , q_6 . Interpretieren Sie diese anhand der Werte von idealen Kristallen.

5. a) Druckabhängigkeit des Kristalls: Beobachten Sie Struktur und Dynamik bei schrittweiser Erniedrigung des Drucks. Wie findet der Übergang zur flüssigen Phase statt?

b) Veränderung der Struktur bei **Änderung der Spannung**: Erhöhen Sie diese in 0,1 V-Schritten. Bestimmen Sie bei erhöhter Spannung erneut die Teilchenabstände. Wie ändert sich die Höhe des Kristalls? Ändert sich der Teilchenabstand entsprechend?

Gehen Sie zurück zu 0,15 V und verringern Sie die Spannung vorsichtig durch Eingabe in 0,01 V-Schritten. Was passiert und wann erlischt das Plasma?

Am Ende des Versuchs stellen Sie bitte „RF Voltage“ auf 0 („RF Enable“ ausschalten) und schalten Sie den Laser mit dem Knopf „Laser On“ aus. Schalten Sie das Dreiwegeventil auf „Pump“, um die Kammer zu evakuieren. Um alles weitere kümmert sich der Betreuer.

Nehmen Sie die Daten und Bilder auf einem geeigneten Datenträger (100 - 200 MB, z.B. USB-Stick) mit nach Hause. Für den Fall eines Datenverlusts bleiben Ihre Daten bis Ende des Semesters auf dem Rechner gespeichert.

Die fertige Ausarbeitung (Protokoll) senden Sie bitte dem jeweiligen Betreuer per E-mail (siehe Titelseite) vorzugsweise im PDF-Format zu.

Einige nützliche Hinweise zum Protokoll:

- Eine kurze Einleitung zum Thema wäre wünschenswert, eventuell mit den wichtigsten Formeln. Diese müssen aber *nicht* unbedingt nochmal hergeleitet werden. Auch eine kurze Beschreibung des Aufbaus sollte nicht fehlen.
- Gehen Sie in der Reihenfolge der Aufgaben vor.
- Überlegen Sie gut, ob die errechneten Werte in Aufgabe 3 sinnvoll sind! Eine Debye-Länge von der Größenordnung Erde-Mond-Abstand (Rekord!) ist *nicht* sinnvoll!
- *Wichtig*, auch in Zukunft! Denken Sie über Ihre Messgenauigkeit nach! Runden Sie Ihre Werte entsprechend! Bei einer Abschätzung mit Werten, von denen nur die Größenordnung bekannt ist (z.B. n_i , s.o.), ist es sinnlos, das Ergebnis auf 12 Stellen genau anzugeben, nur weil der Rechner die Zahl so ausspuckt! Als Physiker geben Sie den nackten Zahlen eine Bedeutung, nicht nur durch die Angabe einer Maßeinheit! Denken Sie nach! Z.B. sind Nachkommastellen sinnlos bei ganzzahligen Größen, wie der Anzahl von Elementarladungen, Partikeln oder Pixeln! Eine Angabe von unsinnig vielen Stellen täuscht auch eine Genauigkeit vor, die meist (wie in diesem Versuch) nicht vorliegt! Dies ist kein Hochpräzisionsexperiment! Also, runden Sie sinnvoll!
- Verwenden Sie die beim Versuch aufgenommenen Bilder. „Ein Bild sagt mehr...“, besonders mit guter Bildunterschrift. Abbildungen nicht zu klein, aber bitte auch nicht im Vollformat!
- Ein kurzes Schlusswort oder eine Zusammenfassung runden das ganze inhaltlich ab.
- *Insgesamt bitte nicht mehr als 20 Seiten!!* Notfalls lassen Sie überflüssiges, wie Inhalts- oder Abbildungsverzeichnis weg.

Viel Spaß & viel Erfolg!

3.6 Literatur

- [1] A. Bouchoule (Hrsg.), *Dusty Plasmas* (Wiley, 1999)
- [2] A. Melzer, *Der Plasmakristall: Phasenübergang und Stabilität* (Harri Deutsch, 1997)
- [3] H. Ikezi, *Phys. Fluids* **29** (1986) 1764
- [4] H.M. Thomas et al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 652
- [5] H.M. Thomas und G.E. Morfill, *Nature* **379** (1996) 806
- [6] V.N. Tsytovich, *Phys.-Usp.* **40** (1997) 53
- [7] K.H. Spatschek, *Theoretische Plasmaphysik* (Teubner, 1990)
- [8] L.D. Landau, E.M. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik X - Physikalische Kinetik* (Akademie-Verlag, 1983)
- [9] S.A. Khrapak et al., *Phys. Rev. E* **69** (2002) 046414
- [10] H. Rothermel et al., *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 175001
- [11] S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54** (1982) 1017
- [12] M. Zuzic et al., *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 4064
- [13] S. Hamaguchi et al., *Phys. Rev. E* **56** (1997) 4671
- [14] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik* (Oldenbourg, 1980)
- [15] P. Steinhardt et al., *Phys. Rev. B* **28** (1983) 784

Anhang A

Anleitungen für die Software

A.1 Durchführung eines Laser-Scans

Zur Durchführung eines Scans wird ein motorisierter Verschiebetisch, auf dem Kamera und Laser montiert sind, eingesetzt. Die Verschiebung erfolgt in z-Richtung (verglichen mit den x- und y-Koordinaten der Kamerabilder), also in die Tiefe, um die 3D-Information zu erhalten.

Der Verschiebetisch besitzt zwei Endschalter („Limit Switches“, LS), die die Bewegung an beiden Enden stoppen. LS 2 befindet sich nah an der Kammer, LS 1 entfernt von der Kammer.

Zur Bedienung des Verschiebetischs dient das Programm „SMCView“ rechts auf dem Desktop. Die Angaben hierin erfolgen in Mikrometerschritten. Zwei Lichter (grün) geben jeweils an, ob einer der Limit Switches aktiviert ist. Zwei Knöpfe mit Pfeilen bei den Lichtern (Hinweis „Go To Limit Switch...“) ermöglichen die Fahrt in Richtung von LS 1 oder LS 2. Um eine bestimmte Position anzufahren, können Sie die Anzahl der Schritte in „Destination“ eingeben und „Start“ drücken. Der Motor stoppt automatisch bei Destination.

Die Mitte der Kammer befindet sich etwa 19 mm entfernt von Limit Switch 2. Die Position ist daher 19.000.

Vorgehensweise:

1. Starten Sie das Programm „SMCView“ auf dem Desktop. Klicken Sie rechts auf den Schalter „Power on“ (das Feld wird gelb), wählen Sie bei „Speed“ 400 steps/s und 1 bei „Step“.
2. Wenn das Licht bei LS 2 nicht leuchtet, drücken Sie auf den Pfeil nach rechts. Beobachten Sie während der Fahrt im Kamerabild die regelmäßigen Kristallstrukturen und wie diese im Außenbereich verloren gehen.
3. Wenn der Verschiebetisch bei LS 2 angekommen ist (Licht leuchtet grün, Motor stoppt), sollte die Ist-Position („Current“) eine Zahl nahe 0 anzeigen (=Offset). Fahren Sie wieder in die Mitte (Destination: 19000, evtl. um den Offset korrigiert), damit Sie wieder die Mitte der Teilchenwolke sehen. (Sollte der Offset sehr groß sein, setzen Sie ihn vorher in „Setup“ auf 0.)
4. Wir bereiten nun den Scanvorgang vor. Das Ziel ist, ca. 4 mm (4000 Schritte) um die Mitte herum mit der Kamera aufzunehmen. Fahren Sie auf die Destination 15000. Dann geben Sie bei Destination den Wert 23000 ein. Nun bereiten Sie die Kamera für die Aufnahme vor.

5. uEyeCockpit: Setzen Sie den aufzunehmenden Bildausschnitt. (Sie sollten nicht das volle Format speichern.) Klicken Sie dazu oben auf den Knopf mit dem Rechteck-Symbol und ziehen Sie ein Rechteck von *links oben* nach *rechts unten* auf, das den Bildausschnitt mit den Teilchen enthält. *Achtung!* Dadurch ändern sich die Kameraparameter! Setzen Sie diese wieder, wie in Punkt 4 (S. 28), angegeben! (40 fps, 5 ms.)

6. Klicken Sie auf „Videosequenz aufnehmen“ (Knopf mit Filmrolle) und „Erzeugen“. Im folgenden File-Dialog navigieren Sie zu Ihrem Verzeichnis und geben einen Namen für das Video ein. *Achtung!* Im gesamten Pfad sollten sich keine Leer- und Sonderzeichen befinden! Setzen Sie „JPEG-Qualität“ auf 100%. Die Kamera ist nun bereit und kann im nächsten Schritt mit „Aufnahme“ gestartet werden.

Lesen Sie den nächsten Schritt erst ganz durch, um mit dem Ablauf vertraut zu sein!

7. Die Videosequenz soll die Kamerafahrt aufnehmen, das Video darf keinen Stillstand beinhalten. Sie müssen also erst die Fahrt starten, dann die Aufnahme! Sie müssen die Aufnahme dann wieder stoppen, bevor die Kamera bei Destination ankommt! Konkret sollte die Aufnahme ungefähr zwischen 17.000 und 21.000 stattfinden. SMCView: Drücken Sie auf „Start“, die Kamera fährt los. uEyeCockpit: Kurz vor 17000 drücken Sie „Aufnahme“! Beim Erreichen von 21000 drücken Sie „Aufnahme stoppen“. Warten Sie den Rest der Fahrt ab.

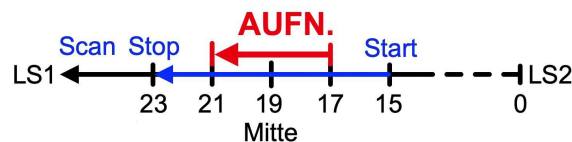


Abbildung A.1: Schema des Aufnahmebereichs während des Scans

8. uEyeCockpit: Nach der Aufnahme wird die Anzahl der aufgenommenen Bilder angezeigt. 400 - 500 ist ok. „Verloren“ sollte 0 anzeigen. Aufnahmefenster schließen. Die Aufnahme (AVI) sollte sich nun in Ihrem Verzeichnis befinden. Schauen Sie sie an. Wechseln Sie dann wieder zum Live-Bild.

9. SMCView: Fahren Sie zurück zur Kammermitte (19000) Sie können das Programm mit „Exit“, „Close“ schließen. (Im Fall eines weiteren Scans, starten Sie das Programm erneut und laden die vorigen Einstellungen mit „Refresh“.)

Nun können Sie die Videobilder analysieren.

A.2 Datenanalyse mit Octave

In diesem Abschnitt finden Sie eine Anleitung, wie Sie die zuvor gewonnenen Daten (Bilder, Filme) weiter verarbeiten können, um daraus Informationen über die (3D) Struktur des Plasmakristalls zu erhalten. Für diese Analyse stellen wir Programme zur Verfügung, die mit Octave erstellt wurden. **Was ist Octave?**

GNU Octave is a high-level interpreted language, primarily intended for numerical computations. It provides capabilities for the numerical solution of linear and nonlinear problems, and for performing other numerical experiments. It also provides extensive graphics capabilities for data visualization and manipulation. Octave is normally used through its interactive command line interface, but it can also be used to write non-interactive programs. The Octave language is quite similar to Matlab so that most programs are easily portable.

Octave is distributed under the terms of the GNU General Public License.

[<http://www.gnu.org/software/octave/>]

Starten der Analyse-Software

- Octave durch Doppelklick auf das Icon (Desktop) starten.
- Geben Sie in der Befehlszeile „pos3d = analyzeVideoFile;“ ein, wählen Sie dann Ihre Filmdatei aus. Das Video sollte nun in Einzelbilder konvertiert werden.
Hinweis: Das ; unterdrückt die internen Ausgaben der Befehle. Achten Sie darauf, wo es jeweils verwendet oder weggelassen wird!
- Das erste Videobild wird angezeigt. Setzen Sie einen Bildausschnitt innerhalb des Plasmakristalls, indem Sie jeweils eine *linke obere* und eine *rechte untere* Ecke durch einen Klick definieren.
- Klicken Sie danach in den Ausschnitt, die Verarbeitung beginnt. Die Software sucht nun in allen Bildern nach Teilchen und bestimmt deren x,y -Koordinaten. (Anzeigen von Warnings können Sie ignorieren.)
- In einem zweiten Durchlauf versucht die Software, die Teilchen in aufeinanderfolgenden Bildern wiederzufinden. Daraus erhält man die Teilchenkoordinaten in allen drei Dimensionen. (Bei der eingestellten Scan-Geschwindigkeit und Bildrate ist ein Teilchen ca. 7 Bilder lang zu sehen, bevor es wieder aus dem Laser verschwindet.)
- Am Ende wird die rekonstruierte Teilchenwolke angezeigt. Mit der Maus ist das Bild drehbar, indem das Rotationswerkzeug ausgewählt wird (Button mit Kreissymbol oben links). Speichern Sie ein Bild für die Ausarbeitung mit „File / Save as...“ in Ihrem Verzeichnis ab. Dies gilt für jeden weiteren Plot.
Hinweis: Die „Save as...“-Funktion ist hier defekt. Speichern Sie stattdessen ein Bildschirmbild, z.B. mit dem Snipping-Tool im Windows-Menü.
- Speichern Sie ebenfalls die erhaltenen Teilchenpositionen (in der Variable 'pos3d') mit dem Befehl „save('-ascii', 'Ihr_Pfad_und_Dateiname.txt', 'pos3d');“ ab.

- 3D-Teilchenpositionen lassen sich (nochmal) mit dem Befehl „Plot(pos3d);“ anzeigen.
- Bestimmen Sie die Teilchenabstände zueinander mit dem Befehl „Dist=avgDistance(pos3d,1);“. Lassen Sie sich ein Histogramm über die Teilchenabstände ausrechnen. Dies gelingt mit dem Befehl „hist(Dist,200);“. Speichern Sie den Plot. (Die Angaben sind hier in mm! 200 ist die Anzahl der Bins.)
- Rechnen Sie $g(r)$ mit dem Befehl „Paircorrelation(pos3d,Distanz);“ aus und speichern Sie die Abbildung. *Distanz* ist der maximale Radius, welcher in $g(r)$ berechnet wird, nehmen Sie als Wert ca. 3-5 mal so viel, wie der zuvor abgeschätzte mittlere Teilchenabstand.
- Das Berechnen der Rotationsinvarianten erfolgt mit „LocalOrderAnalysisFast(pos3d,NN);“. Dabei ist „NN“ die Zahl der nächsten Nachbarn. (Rechnen Sie jeweils mit 8 und 12 nächsten Nachbarn). Speichern Sie die beiden Plots. Die Farbkodierung des 2D-Histogramms über q_4 und q_6 zeigt die relative Häufigkeit dieses Werts von kalt (wenig) nach warm (viel).

Ermitteln der Kristallstruktur

- Um die Werte für perfekte Kristallstrukturen ausrechnen zu können, stehen die Programme „generateHCP“, „generateFCC“ und „generateBCC“ zur Verfügung. Achten Sie stets darauf, sinnvolle Variablennamen zu vergeben, um die Positionsdaten wieder verwenden zu können (z.B. pos3dFCC=generateFCC, usw.). Erstellen Sie alle drei Kristallstrukturen. Plotten Sie alle mit „Plot“ und speichern Sie die Bilder so ab, dass man die Unterschiede in der Struktur erkennen kann.
- Lassen Sie sich wieder ein Histogramm über die Teilchenabstände der perfekten Kristalle ausgeben, speichern Sie auch diese geeignet ab.
- Berechnen Sie $g(r)$ für die perfekten Kristallstrukturen und speichern Sie die Plots ab. Der Teilchenabstand ist genau 1, es bietet sich also eine Distanz von 3–4 an.
- Bestimmen Sie nun mit „mean(BondOrderParameterFast(pos3d,NN,l,meanDistance))“ die Mittelwerte für die Rotationsinvarianten zweiter Ordnung für jeweils $l = 6$ und $l = 4$ für alle drei Kristallstrukturen, sodass Sie sechs Werte haben. Vergessen Sie nicht, die Zahl der nächsten Nachbarn auf 12 für HCP/FCC bzw. 8 für BCC zu setzen. Es muss der mittlere Teilchenabstand angegeben werden, alle dafür notwendigen Informationen sind in den bisherigen Punkten enthalten und sollen eigenständig errechnet werden.
- *Hausaufgabe:* Vergleichen Sie jeweils die Daten der perfekten Kristalle mit denen des Experiments. Was fällt auf? Welche Kristallstruktur(en) befindet(n) sich im Kristall?