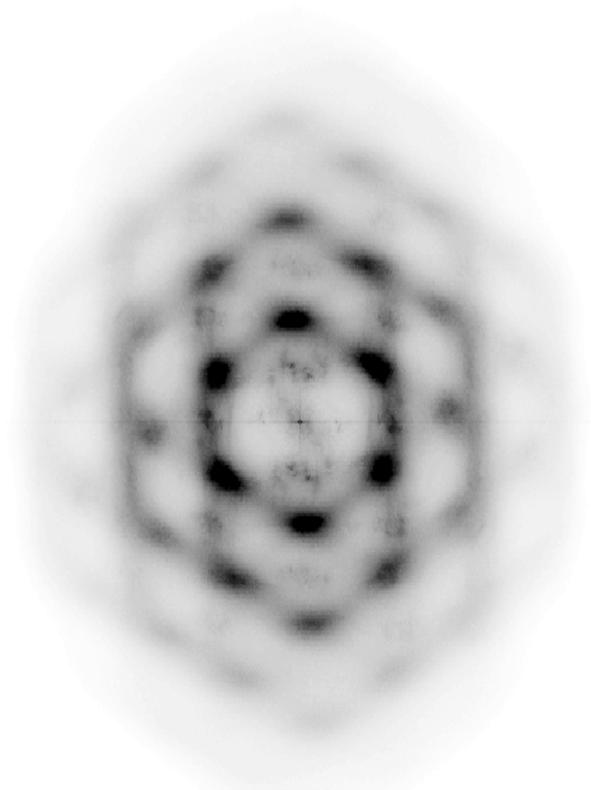

Untersuchung von 3-D Plasmakristallen

Peter Huber



München 2011

Untersuchung von 3-D Plasmakristallen

Peter Huber

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Peter Huber
aus Traunstein

München, den 27. Mai 2011

Erstgutachter: Prof. Dr. G. E. Morfill

Zweitgutachter: Prof. Dr. H. Zohm

Tag der mündlichen Prüfung: 2. August 2011

Titelbild: Fouriertransformation von dreidimensionalen Teilchenbildern
(siehe Abb. 5.3)

Meiner Frau

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	ix
1 Einleitung	1
2 Theorie	7
2.1 Aufladung der Staubpartikel	7
2.2 Wechselwirkungspotential	11
2.3 Kristallisation	14
2.4 Kristalline Strukturen	16
2.5 Reziprokes Gitter	20
2.6 Kristallwachstum	20
3 Experimenteller Aufbau	25
3.1 PKE-Nefedov	25
3.1.1 Aufbau von PKE-Nefedov	26
3.1.2 Plasmakammer	26
3.1.3 Optik und Videosystem	27
3.2 PK-3 Plus	28
3.2.1 Verbesserungen gegenüber PKE-Nefedov	29
3.2.2 Funktionsweise	30
3.2.3 Abbildungsfehler der hochauflösenden (HR) Kamera	33
4 Analyse	35
4.1 Bestimmung der Teilchenpositionen	35
4.1.1 Teilchenverfolgung	36
4.1.2 Dreidimensionale Ortsbestimmung	36
4.1.3 Fehler der Ortsbestimmung	36
4.2 Qualifizierung der Strukturen	37
4.2.1 Paarkorrelation	37
4.2.2 Lokale Strukturanalyse	37
4.2.3 Quantifizierung der Teilchenbewegung	41

5 Experimente	45
5.1 Dreidimensionaler Kristall unter Schwerkraft	45
5.2 Kristallisation von 2,55 μm -Teilchen	51
5.2.1 Versuchsdurchführung	51
5.2.2 Druck in der Teilchenwolke	56
5.2.3 Struktur des komplexen Plasmas	63
5.2.4 Modell	70
5.3 Molekulardynamische Simulation	72
5.4 Kristallisation von 1,28 μm -Teilchen	76
5.4.1 Druck in der Teilchenwolke	77
5.4.2 Schmelzen durch Scherdrift	81
5.4.3 Kristallstruktur	82
6 Zusammenfassung und Ausblick	87
6.1 Charakterisierung der Kristallstrukturen	87
6.2 Wachstum kristalliner Strukturen	88
6.3 Druck in der Teilchenwolke	92
6.4 Druckmessung	93
Danksagung	107

Zusammenfassung

Komplexe Plasmen bestehen aus geladenen Mikropartikeln, die in ein teilweise ionisiertes Gas, ein Plasma, eingebettet sind. Die Mikropartikel treten in Wechselwirkung, ihre Dynamik wird vom Gas nur schwach gedämpft. Aufgrund ihrer Größe können die Partikel mikroskopisch beobachtet werden und ihre Positionen bestimmt, sowie ihre Dynamik untersucht werden. Komplexe Plasmen sind daher ein ideales Modellsystem, um Vorgänge in Fluiden, Festkörpern und bei Phasenübergängen zu studieren.

In dieser Arbeit werden insbesondere die Vorgänge während der Kristallisation betrachtet. Ein 3-dimensionaler Plasmakristall wird aufgeschmolzen, um ihn anschließend wieder kristallisieren zu lassen. Dabei wird wiederholt die Position der Teilchen innerhalb der Wolke gemessen und ihre Struktur mit der von idealen Kristallen verglichen. So kann man Teilchen individuell einer bestimmten Struktur zuweisen. Auf diese Weise ist es möglich, nicht nur die Anteile einer bestimmten Kristallordnung, sondern auch deren exakte räumliche Verteilung zu bestimmen.

Das Ergebnis dieser Analyse wird verwendet, um kristalline und flüssige Regionen zu identifizieren, sowie die Grenzflächen dazwischen zu bestimmen. Die zeitliche Entwicklung der Struktur von flüssig über hexagonal-dichteste Kugelpackung hin zu kubisch-flächenzentrierter Ordnung wird mit einem Modell erklärt.

Der Kristallisationsprozess wird mit einer molekulardynamischen Simulation nachvollzogen. Es wird die gleiche zeitliche Entwicklung der Kristallstrukturen beobachtet.

Da die Experimente unter Einfluss der Schwerkraft durchgeführt werden, ergibt sich ein höhenabhängiger Druck innerhalb der Teilchenwolke. Mit Hilfe der Teilchendichte wird dieser Druck bestimmt. Im Vergleich der Kristallisation verschiedener Teilchengrößen wird der Einfluss dieses Druckes sowie der unterschiedlichen Ladung und Dämpfung der Teilchen gezeigt.

Kapitel 1

Einleitung

Plasmen stellen in unserem Universum ein allgegenwärtiges Phänomen dar. Staubige Plasmen treten z.B. im interstellaren Medium auf, aber auch in planetaren Ringen und Kometenschweifen. Sterne bestehen aus besonders heißem Plasma, das meist durch Kernfusion im Sterninneren angeheizt wird. Aber auch auf der Erde sind Plasmen anzutreffen. Sowohl in natürlichen Erscheinungen, wie Blitzen oder Feuer, als auch in künstlicher Form, wie etwa Leuchtstoffröhren oder bei der Halbleiterherstellung.

Bei einem Plasma handelt es sich um ein vollständig oder teilweise ionisiertes Gas. Wird dessen Verhalten wesentlich durch die elektrisch geladenen Komponenten bestimmt, spricht man von einem Plasma. Es wird daher auch häufig als vierter Aggregatzustand bezeichnet.

Die Erzeugung eines Plasmas kann dabei ganz unterschiedlich stattfinden. Erreicht ein Gas ausreichend hohe Temperaturen, zum Beispiel bei exothermen chemischen Reaktionen, können Gasmoleküle oder Atome stoßionisiert werden. Man spricht dann von einem thermischen Plasma. Auch als Folge des Zerfalls von Radionukliden kann es zur Ionisation von Gasen kommen, sowohl durch Stoßionisation durch die Teilchenstrahlung, als auch durch Strahlungsionisation durch Gammastrahlung.

Die Plasmaerzeugung durch stark fokussierte hochintensive Laserstrahlung wird mitunter ebenfalls als Strahlungsionisation bezeichnet, wobei meist das Aufheizen und somit die thermische Ionisation den maßgeblichen Mechanismus darstellt.

In kosmischen Plasmen ist häufig hochenergetische Strahlung für die Plasmaerzeugung verantwortlich [1].

Elektrostatische Aufladung kann ebenfalls Ursache von Plasmaentladungen sein. Befinden sich Partikel in der Luft, etwa Eiskristalle in Gewitterwolken oder Staub in Vulkanwolken (Abb. 1.1(b)), und kommt es zu starken Aufwinden, so reiben die Partikel aneinander, wodurch es zur Ladungstren-



(a) Feuer als natürliche Form eines thermischen Plasmas.



(b) Die Partikel einer vulkanischen Aschewolke laden sich durch Reibung auf. Die Ladungstrennung durch starke Winde führt zu DC-Entladungen. Eyjafjallajökull auf Island [2].

Abbildung 1.1: Feuer und Blitze stellen zwei Formen natürlicher irdischer Plasmen dar.

nung kommt. Starke Steig- und Fallwinde trennen diese Ladungen weiter. Auf diese Weise können Spannungen von mehr als 10^7 V entstehen, die schließlich zu Entladungen mit bis zu 100 kA führen.

In Laborplasmen werden meist zwei andere Wege gewählt, Gase zu ionisieren. Im Gleichspannungsplasma (DC-Plasma) wird zwischen zwei Elektroden Hochspannung angelegt. Entstehen spontan – zum Beispiel durch kosmische Strahlung oder natürliche Radioaktivität – freie Ionen oder Elektronen, so werden diese im elektrischen Feld beschleunigt. Haben sie die Ionisationsenergie des Hintergrundgases erreicht und stoßen mit einem Neutralgasteilchen, so kann dieses ionisiert werden und seinerseits wiederum zur Ionisation beitragen. Bei einem so entstandenen Plasma spricht man von einer DC-Entladung.

Eine andere Möglichkeit, ein Plasma künstlich zu erzeugen, ist das Einkoppeln hochfrequenter Felder (RF). Diese RF-Felder können kapazitiv über Elektroden oder induktiv über Spulen in das zu ionisierende Gas eingekoppelt werden. Die Frequenz des RF-Feldes ist zu hoch, als dass die Ionen folgen könnten. Lediglich der Elektronenanteil des Plasmas wird beschleunigt und gewinnt Energie, die schließlich ausreicht, um das Neutralgas teilweise zu ionisieren. Auf diesem Prinzip beruht auch die Plasmaerzeugung durch Mikrowellen. In dieser Arbeit werden Plasmen mit einem Ionisationsgrad von 10^{-10} bis 10^{-11} betrachtet.

Besteht ein Plasma nur aus den Ionisationsprodukten des Neutralgases, also Elektronen und Ionen, so spricht man von einem Zweikomponentenplasma. Bei vielen Erscheinungen befinden sich allerdings noch größere Teilchen im Plasma. Werden diese Partikel aufgeladen und beeinflussen das Verhalten des Plasmas, so handelt es sich um ein Vielkomponentenplasma und man spricht von einem staubigen oder komplexen Plasma.

Staubige Plasmen werden vor allem in der Astrophysik intensiv untersucht [1, 3–8]. Aber auch in Laborplasmen tritt häufig eine Staubkomponente auf. So können beim Plasmaätzen von Halbleitern aus abgeätztem Material Teilchen wachsen [9–12]. In Kernfusionsreaktoren kann das abgesputterte Material der Kammerwand zu Partikelwachstum führen, was die Lebensdauer des Fusionsplasmas begrenzt [13].

Die geladenen Partikel treten aber auch untereinander in Wechselwirkung. Übersteigt die Wechselwirkungsenergie der Teilchen untereinander die kinetische Energie, spricht man von einem stark gekoppelten komplexen Plasma. Übersteigt die Kopplungsenergie die kinetische um etwa zwei Größenordnungen, kann die Staubkomponente sogar kristalline Ordnung annehmen. Ikezi hat dies 1986 postuliert [14] und 1994 konnte es von drei Gruppen unabhängig voneinander nachgewiesen werden [15–17].

Plasmakristalle stellen ein ausgezeichnetes Modellsystem zur Untersuchung der Dynamik und der Kinetik von Kristallisationsvorgängen dar. Im Gegensatz zu Ionen- oder Elektronenkristallen, bei denen man ebenfalls Kristallstrukturen und Phasenübergänge beobachten kann [18–21], haben sie den Vorteil in der Größe der Komponenten. Mit einem Teilchendurchmesser von typischerweise $1\ \mu\text{m}$ bis $20\ \mu\text{m}$ und einem Teilchenabstand von $100\ \mu\text{m}$ bis $400\ \mu\text{m}$ sind die Strukturen zum Teil sogar mit freiem Auge zu beobachten. Die höhere Masse der Komponenten bedingt eine größere Zeitskala der Vorgänge, was der Beobachtung mit Videokameras entgegen kommt.

Da der Abstand der Teilchen gegenüber ihrem Durchmesser groß ist, sind die komplexen Plasmawolken optisch dünn. Das heißt, man kann mit einem Laserfächer eine Schicht von Teilchen beleuchten und das Streulicht mit einer Kamera beobachten, ohne erkennbare Abschattung durch die restliche Teilchenwolke. Auf diese Weise kann man die Bewegung einzelner Teilchen an jedem beliebigen Ort im komplexen Plasma erfassen. Ähnliche Eigenschaften besitzen auch kolloidale Flüssigkeiten [22]. Auch hier werden Laserfächer, aber auch konfokale Mikroskopie angewandt. Im Gegensatz zu kolloidalen Flüssigkeiten sind komplexe Plasmen allerdings nur schwach gedämpft. Das heißt, komplexe Plasmen eignen sich auch, die Dynamik zu studieren. Daher wird dieses System auch genutzt, um Wellenausbreitung und Fluidynamik zu erforschen [23]. So ist es bereits gelungen, Scherströmungen sowohl in 2-dimensionalen Systemen [24] als auch in 3-dimensionalen Systemen an-

hand von 2D Schnitten [25] zu untersuchen. Morfill et al. [26] ist es gelungen, das Umströmen eines Hindernisses in einem flüssigen komplexen Plasma zu untersuchen. Der Vergleich mit Wasser bestätigt, dass das komplexe Plasma auch als Modellsystem für molekulare Flüssigkeiten geeignet ist.

In 2-dimensionalen Plasmakristallen konnten Samsonov et al. Mach'sche Kegel, also Überschallkegel, beobachten [27]. Dabei spielen auch Gitterwellen der Teilchenwolke, also Transversalwellen, eine wichtige Rolle [28, 29], die von Nunomura et al. erstmals nachgewiesen werden konnten [30]. Dies zeigt, dass komplexe Plasmen auch als Modellsystem für dynamische Prozesse in Kristallen überaus geeignet sind.

Bereits eine der ersten Beobachtungen von kristallinen Strukturen in komplexen Plasmen befassen sich mit verschiedenen Phasen, in denen sich ein solches Plasma befinden kann [31]. Dabei wird ein anfangs kristallines 2-dimensionales komplexes Plasma durch Senken des Neutralgasdruckes aufgeschmolzen. Da mit sinkendem Gasdruck die Neutralgasreibung der Partikel abnimmt, steigt ihre kinetische Temperatur. Die Teilchen beginnen zu zittern. Sie wechseln ihre Gitterpositionen, es bilden sich daraus regelrechte Ketten von Teilchen, die gleichzeitig um eine oder mehrere Gitterpositionen weiter springen. Schließlich schmilzt das komplexe Plasma und wird bei weiterer Drucksenkung sogar gasförmig. Die Übergangsphasen werden auch als hexatische Phase bezeichnet. Man erwartet sie in dieser Form nur in 2D-Systemen [32, 33].

Komplexe Plasmen sind geeignet, verschiedene Dimensionalitäten zu untersuchen, wie Melzer et al. zeigen konnten [34]. Es stellt sich zudem heraus, dass die Systeme unterschiedlicher Dimensionalität gut verglichen werden können, da die Plasmabedingungen sehr ähnlich sind. Arp et al. bezeichnen dabei 3-dimensionale Yukawa Balls, also regelmäßige kugelförmige Wolken von bis zu mehreren tausend Teilchen, als 3-dimensionale Kristalle [35]. Dies ist insofern irreführend, als die Oberfläche der Teilchenwolke einen wesentlichen Einfluss auf alle Teilchen der Wolke ausübt, das einschließende Potential also die dynamische und kinetische Dimensionalität der Teilchen deutlich einschränkt. Effekte der beschränkten Ausdehnung sind für Wolken von mehr als 10^4 Teilchen zu erwarten [36]. Auch sind die Teilchen häufig in konzentrischen Schalen angeordnet, so dass keine Translationssymmetrie möglich ist.

Echte dreidimensionale Systeme sind schwer herzustellen. Auch in dieser Arbeit zeigt sich, dass der Einfluss der Oberfläche der Teilchenwolke stark sein kann.

Aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen bei der Beobachtung der verschiedenen Systeme komplexer Plasmen wurden eine Reihe unterschied-

licher Beobachtungsmethoden zur Bestimmung der Teilchenposition entwickelt.

Für die Beobachtung zweidimensionaler Anordnungen von Teilchen wird die Teilchenwolke von der Seite mit einem ausgedehnten Laserstrahl beleuchtet und das gestreute Licht von oben, also senkrecht zur Teilchenebene, mit einer Kamera beobachtet. Um eine möglichst gleichmäßige Ausleuchtung der Teilchenwolke zu erreichen und Reflexe an Oberflächen der Plasmakammer zu vermeiden, wird der Laserstrahl aufgefächert [15, 27]. Die Zeit- und Ortsauflösung der Kamera bestimmen dabei die Grenzen der Messgenauigkeit von Ort und Dynamik der Teilchen [37–39]. Befinden sich die Teilchen nicht in einer einzigen Ebene, kann man mit Hilfe dieser Anordnung einen zweidimensionalen Schnitt durch die Teilchenwolke erzeugen und darin in zwei Dimensionen die Dynamik untersuchen [40–42].

Werden nun Kamera und Laserschnitt während der Beobachtung in Blickrichtung verfahren, kann man aus den Einzelbildern an den verschiedenen Positionen die dreidimensionale Struktur der Teilchenwolke rekonstruieren [43, 44]. Dieses Verfahren wird auch in dieser Arbeit verwendet und ist in Kapitel 4 genauer beschrieben. Damit erreicht man zwar eine hohe Ortsauflösung, allerdings kann man die Kinetik in drei Dimensionen nicht rekonstruieren. Es gibt aber mehrere Ansätze, um dieses Problem zu lösen.

Goldbeck entwickelte eine Methode, bei der die Teilchen von zwei geringfügig versetzten Laserebenen mit unterschiedlicher Wellenlänge beleuchtet werden [45, 46]. Zwei Kameras mit Filtern, die auf die Wellenlänge jeweils eines Lasers abgestimmt sind, beobachten die Teilchen. Durch die relative Helligkeit in den beiden Kamerabildern kann man die „Tiefe“ der Teilchen bestimmen. Diese Methode ist allerdings nur für geringe Beobachtungstiefen geeignet.

Eine weitere Methode, die Stereoskopie, verwendet ebenfalls mehr als eine Kamera. Dabei werden mehrere Kameras in unterschiedlichen Winkeln zueinander angeordnet und beobachten das selbe Volumen [47, 48]. Durch Vergleichen der synchron aufgenommenen Videos kann schließlich die Position der Teilchen für jedes Bild rekonstruiert werden. Somit kann man die Teilchen direkt in 3D verfolgen. Die Teilchenzahl ist allerdings stark begrenzt, da sonst die automatische Zuordnung nicht mehr sicher gestellt ist.

Von Kroll et al. wird eine holographische Methode vorgestellt [49, 50]. Dabei werden die Teilchen von einem aufgeweiteten, parallelen Laserstrahl beleuchtet, der direkt auf die Kamera gerichtet ist. Die Kamera verwendet keine abbildende Optik, sondern zeichnet das Muster auf, das sich aus der Interferenz des direkten Laserlichtes mit dem an den Teilchen gestreuten Laserlicht ergibt. Aus diesem Muster lässt sich schließlich die Position der Teilchen zurück berechnen. Allerdings ist auch bei diesem Verfahren die

Teilchenzahl, die sich im Laserstrahl befinden darf, begrenzt. Hier ist es gelungen, die Positionen von 300 Teilchen zu rekonstruieren.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Aufladung der Staubpartikel

Ein einzelnes Staubteilchen wird, wie jede andere Oberfläche, in einem Plasma fortlaufend sowohl von Elektronen als auch von Ionen getroffen. Unter Einwirkung von UV-Strahlung oder durch den Einschlag hochenergetischer Teilchen können zudem Sekundärelektronen emittiert werden. Diese Ströme an Ladungsträgern kompensieren sich zwar teilweise gegenseitig, führen aber in der Summe zur Aufladung der Staubpartikel. Je nach Ladung Q des Teilchens werden die Elektronen und Ionen mehr oder weniger abgestoßen bzw. angezogen, wodurch sich Elektronenstrom I_e und Ionenstrom I_i auf das Teilchen verringern oder erhöhen. Die Emission von Sekundärelektronen spielt bei den hier betrachteten Laborplasmen keine Rolle, da die Ionen und Elektronen zu geringe Energien haben und keine nennenswerte UV-Strahlung auftritt. Somit ist es ausreichend, I_i und I_e zu betrachten. Im Gleichgewichtsfall heben sich I_e und I_i gerade auf:

$$\frac{dQ}{dt} = I_e + I_i = 0 \quad (2.1)$$

Damit stellt sich auf der Teilchenoberfläche das Gleichgewichtspotential $\Phi_0 = \frac{eZ}{a}$ ein, wobei a der Radius des Teilchens ist, e die Elementarladung und Z die Ladungszahl des Partikels. Da im Falle eines einzelnen Teilchens im Kernplasma die Dichte der Ionen n_i und der Elektronen n_e gleich sind, lädt sich das Teilchen aufgrund der höheren Mobilität der Elektronen negativ auf. Die freien Ladungsträger der Raumladung schirmen die Oberflächenladung ab. Die dafür charakteristische Abschirmlänge $\lambda_{D,\alpha}$, die Debye-Länge, gibt den Abstand von der Ladung an, bei dem das elektrische Feld auf $1/e$ seines

ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Sie ergibt sich für die Teilchenart α zu [51]:

$$\lambda_{D,\alpha} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_\alpha}{e^2 n_\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

Dabei ist ϵ_0 die dielektrische Leitfähigkeit des Vakuums, k_B die Boltzmann-Zahl, T_α die kinetische Temperatur der Teilchensorte α und n_α ist deren Anzahldichte. Die gesamte Debye-Länge aus der Abschirmung durch Ionen und Elektronen errechnet sich nach:

$$\lambda_D = (\lambda_{D,e}^{-2} + \lambda_{D,i}^{-2})^{-\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

Da die Elektronentemperatur typischerweise weit über der Ionentemperatur liegt, wird die Debye-Länge von der Ionenabschirmung dominiert.

Orbital Motion Limited Theorie

Nimmt man an, dass die mittlere freie Weglänge im Plasma λ_{mfp} groß gegenüber der Debyelänge λ_D ist, so spricht man von einem kollisionsfreien Plasma. Ist die Teilchengröße a klein gegenüber der Debyelänge, gilt also $a \ll \lambda_D \ll \lambda_{mfp}$, so ist die Orbital Motion Limited Theorie (OML) anwendbar [52, 53]. Dabei kann angenommen werden, dass ein Ladungsträger, also ein Elektron oder Ion, beim Durchlaufen der Debye-Kugel eines Staubteilchens nicht mit einem anderen Teilchen kollidiert. Der Ladungsträger durchläuft also eine Orbitalbahn im radialen Potential des geladenen Teilchens. Dazu muss das Teilchen isoliert sein, das heißt, es darf sich kein anderes Staubteilchen in der Nähe befinden, das die Verteilung der Ladungsträger oder das Potential des einen Teilchens stören würde. Zudem dürfen keine Potentialsschwellen auftreten. Unter diesen Annahmen ergeben sich der Ionen- und der Elektronenstrom nach der OML Theorie [5, 54] zu:

$$I_e = -en_e \pi a^2 \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\Phi_S}{k_B T_e}\right) \quad (2.4)$$

$$I_i = en_i \pi a^2 \left[\left(1 + \frac{c_i^2}{2c_{rel}^2} + \frac{u_i^2}{c_{rel}^2}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{c_{rel}}{c_i} + \frac{c_i}{\sqrt{\pi}c_{rel}} \exp\left(-\frac{c_i}{c_{rel}}\right)\right) \right] \quad (2.5)$$

Dabei wird angenommen, dass sich die Ionen mit der Driftgeschwindigkeit c_{rel} gegenüber den Staubteilchen bewegen. Die thermische Geschwindigkeit der Ionen ist $c_i = \sqrt{2k_B T_i/m_i}$ und es gilt $u_i = \sqrt{2|e\Phi_S|/m_i}$. Es sind m_e und m_i die Elektronen- bzw. Ionenmassen und Φ_S das elektrische Oberflächenpotential des Staubteilchens. Im Hauptplasma ist die Ionendriftgeschwindigkeit

klein gegenüber der thermischen Geschwindigkeit der Ionen $c_{rel} \ll c_i$. Damit läßt sich Gleichung 2.5 annähern durch [55]

$$I_i = en_i \pi a^2 \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\Phi_S}{k_B T_i} \right). \quad (2.6)$$

Matsoukas und Russell [56] leiten daraus folgende Formel für die Teilchenladung im kollisionsfreien komplexen Plasma her:

$$Q = C_0 \frac{4\pi\epsilon_0 a k_B T_e}{e^2} \ln \left(\frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{m_e T_e}{m_i T_i}} \right) \quad (2.7)$$

Dabei ist $C_0 = 0,73$ über weite Massen- und Temperaturbereiche konstant.

Die Annahme der Kollisionsfreiheit im Plasma ist eine starke Einschränkung. Lampe et al. [57] zeigen, dass Kollisionen in der Nähe der Teilchen den Ionenstrom deutlich erhöhen. Insbesondere in einem Druckbereich von 0,1 mbar bis 1,5 mbar, in dem auch alle Experimente dieser Arbeit durchgeführt wurden, führt die Annahme der Kollisionsfreiheit zu einem unterschätzten Ionenstrom auf die Oberflächen und damit zu überschätzten Teilchenladungen [55].

Um die Neutralitätsbedingung

$$n_i = Z_D n_D + n_e, \quad (2.8)$$

mit die Ladungszahl der Teilchen Z_D und der Teilchendichte n_D , zu erfüllen ist insbesondere bei großen Teilchendichten zu beachten, dass die Ionen- und Elektronendichte nicht mehr gleich sind. Um dies zu beschreiben wird allgemein der Havnes-Parameter P_H verwendet, der das Verhältnis von auf den Teilchen gebundener Ladungsdichte zur Elektronendichte wiedergibt [58]:

$$P_H = \frac{Z_D n_D}{n_e} \quad (2.9)$$

Der Havnes-Parameter lässt sich direkt berechnen nach:

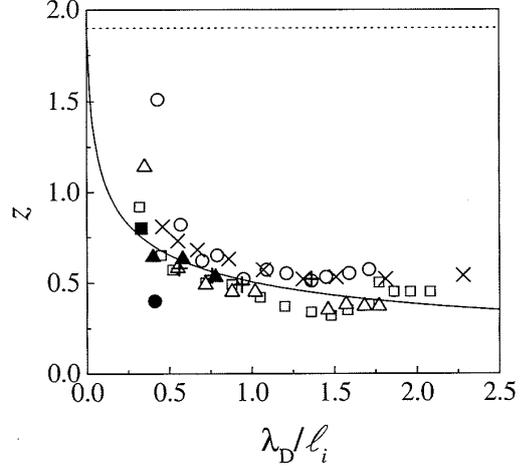
$$P_H = 4\pi\epsilon_0 a \frac{k_B T_e}{e} \frac{n_D}{n_0}, \quad (2.10)$$

mit der Dichte des ungestörten Plasmas n_0 .

Aufladung mit Kollisionen im Plasma

Erhält man bei niedrigen Drücken den Extremfall eines kollisionsfreien Plasmas, so liegt bei hohen Drücken der Extremfall eines hydrodynamischen Plas-

Abbildung 2.1: Dimensionslose Darstellung der Teilchenladung in Abhängigkeit vom Quotienten aus Abschirmlänge λ_D und mittlerer freier Weglänge der Ionen l_i [60]. Die Symbole + und \times bezeichnen dabei Ergebnisse molekulardynamischer Simulationen, die anderen Symbole bezeichnen die Ergebnisse verschiedener Experimente. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis von Berechnungen unter Berücksichtigung der Ionen-Neutralgas-Kollisionen dar und die gestrichelte Linie das Ergebnis aus dem OML Modell.



mas vor. Das heißt, die Beweglichkeit sowohl der Ionen als auch der Elektronen wird durch Kollisionen bestimmt. Der Ionenstrom I_i^{SC} lässt sich in diesem „strongly collisional“ Fall beschreiben durch [59]:

$$I_i^{SC} \simeq 4\pi en_i a \lambda_{mfp} e \Phi_S (m_i \pi k_B T_i)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \exp\left(-\frac{e\Phi_S}{k_B T_i}\right) \right)^{-1} \quad (2.11)$$

$$\simeq 4\pi e^2 n_i a \lambda_{mfp} \Phi_S (m_i k_B T_i)^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

Die Gleichung 2.6 für den Ionenstrom I_i^{WC} im kollisionsfreien Plasma und die Gleichung 2.12 für den kollisionsreichen Fall lassen sich für den Übergangsbereich zwischen den beiden Grenzfällen wie folgt zum effektiven Ionenstrom I_i^{eff} kombinieren [61]:

$$I_i^{eff} = (1/I_i^{WC} + 1/I_i^{SC})^{-1} \quad (2.13)$$

Khrapak et al. [62] berechnen die Teilchenladung mit Hilfe dieser Interpolationsformel und vergleichen die gefundenen Werte mit denen ähnlicher Berechnungen und Messungen von Ratynskaia [63]. Es zeigt sich, dass die Interpolationsformel sehr gut mit den Messergebnissen übereinstimmt. Abbildung 2.1 zeigt eine dimensionslose Darstellung dieser Ergebnisse.

2.2 Wechselwirkungspotential

Ausgehend von einem Coulomb-Potential mit einer Debye-Abschirmung erhält man als Potential eines Teilchens mit der Ladung Q im Plasma das Debye-Hückel- oder auch Yukawa-Potential:

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \quad (2.14)$$

Dieses Potential hat sich insbesondere für kurze Reichweiten im Zentralplasma als zutreffend erwiesen (3, 8, 9 in [59]). Im kollisionsfreien Plasma ergibt sich bei genauer Betrachtung verschiedener Plasmaquellen und -senken ein differenziertes Bild. Khrapak et al. [64] betrachten dabei Stoßionisation durch Elektronen als Plasmaquelle mit der Ionisationsrate ν_I und ambipolare Diffusion zum Plasmarand mit der Rate ν_L , sowie Dreikörperrekombination im Hauptplasma mit der Rate β als Plasmasenke. Das elektrostatische Potential eines Teilchens ergibt sich demnach zu:

$$\Phi(r) = \frac{Q}{r} [\delta + \epsilon_1 \exp(-k_1 r) + \epsilon_2 \exp(-k_2 r)]. \quad (2.15)$$

Für δ , den ungeschirmten Coulomb-Term, die inversen Abschirmlängen $k_{1,2}$ und die dazugehörigen relativen Amplituden $\epsilon_{1,2}$ gilt:

$$\delta = \frac{\nu_L}{\nu_L + k_{De}^2 D_e + k_{Di}^2 D_i}, \quad (2.16)$$

$$2k_{1,2}^2 = k_D^2 + \frac{\nu_I}{D_i} \pm \sqrt{\left(k_D^2 + \frac{\nu_I}{D_i}\right)^2 - 4\left(\frac{\beta n}{D_e D_i}\right)(\nu_L + k_{De}^2 D_e + k_{Di}^2 D_i)}, \quad (2.17)$$

$$\epsilon_{1,2} = \pm \frac{(1 - \delta)k_{2,1}^2 - k_D^2}{k_2^2 - k_1^2}. \quad (2.18)$$

$D_{e,i}$ sind die Diffusionskoeffizienten der Elektronen und Ionen, $k_{De,i}$ die jeweiligen inversen Debye-Längen und $k_D = \sqrt{k_{De}^2 + k_{Di}^2}$.

Vernachlässigt man Plasmaerzeugung und -verluste, wird Gleichung 2.15 wieder zum Debye-Hückel-Potential (Gleichung 2.14). Berücksichtigt man nur die Plasmaverluste durch ambipolare Diffusion, erhält man ein teilweise abgeschirmtes Coulomb-Potential in der gleichen Form, die auch Chaudhuri et al. [65] erhalten.

Für größere Teilchenabstände zeigt sich darüber hinaus auch der Einfluss von anderen Effekten und verändert das Wechselwirkungspotential. So ergibt

sich laut Khrapak et al. [66] für Abstände $r \gtrsim \lambda_D \ln(\lambda_D/a)$ ein negatives Potential mit einem Minimum bei $R_m \approx 2\lambda_D \ln(\lambda_D/a)$. Verantwortlich für dieses attraktive Potential ist der Abschattungseffekt [67, 68].

Abschattungseffekte

Man unterscheidet im Wesentlichen zwei Arten von Abschattungseffekten. Zum Einen durch den Einfang von Ionen und Elektronen, zum Anderen durch das Streuen von Neutralgas an der Kornoberfläche.

Elektronen und Ionen, die von einem Staubteilchen im Plasma eingefangen werden, übertragen auf dieses ihren Impuls. In einem isotropen Plasma geschieht dies in alle Richtungen gleichermaßen und die Kräfte heben sich gegenseitig auf. Der Impuls, der von Elektronen übertragen wird, kann wegen ihrer geringen Masse gegenüber dem der Ionen vernachlässigt werden. Befindet sich nun ein anderes Staubkorn in der Nähe des ersten Kornes, schattet es einen Teil des Ionenstromes auf das erste Teilchen ab, wodurch sich eine Kraft auf das erste Teilchen ergibt, die auf das zweite Teilchen gerichtet ist. Das zweite Teilchen erfährt eine entsprechende Kraft in Richtung des ersten Teilchens. Dieser Effekt ist nur zu beobachten, wenn der Teilchenabstand nicht größer ist, als die mittlere freie Weglänge λ_{mfp} der Ionen. Außerdem muss der Abstand größer als die Debye-Länge λ_D sein, da ansonsten die Coulomb-Abstoßung dominieren würde. Es handelt sich somit um ein kollisionsfreies Plasma, also bei geringem Neutralgasdruck. Die Gleichung, die von Tsytovich [67] vorgeschlagen wird, ergibt mit dem Coulomb-Streuerquerschnitt aus [69] folgende Form für das attraktive Potential [68]:

$$\Phi_{sh,i}(r) \sim \frac{n_i T_i a^4}{r} \quad (2.19)$$

Ähnlich dem Abschattungseffekt mit Ladungsträgern kommt es auch zu einem Abschattungseffekt mit Neutralgasteilchen. Diese werden allerdings nicht eingefangen, sondern an der Kornoberfläche reflektiert. Die reflektierten Gasteilchen zeigen dann eine Geschwindigkeitsverteilung, wie sie der Oberflächentemperatur des Kornes entspricht. Auf ein zweites Korn treffen also aus Richtung des ersten Kornes Neutralgasteilchen mit erhöhtem bzw. erniedrigtem Impuls, falls die Oberflächentemperatur höher bzw. niedriger ist, als die Neutralgastemperatur. Entsprechend ist das korrespondierende Potential repulsiv oder attraktiv. Für einen Temperaturunterschied $\Delta T = T_S - T_n$, der deutlich kleiner ist als die Normalgastemperatur $\Delta T \ll T_n$ läßt sich das Potential aus [67] vereinfachen zu

$$\Phi_{sh,n}(r) = \frac{3\pi n_n \Delta T a^4}{8 r}. \quad (2.20)$$

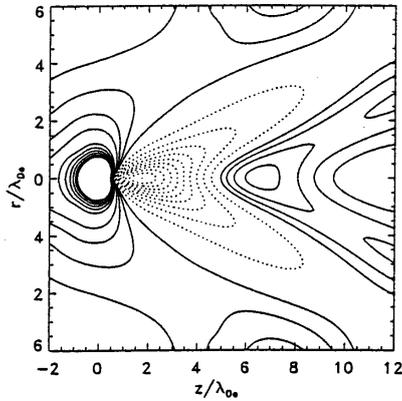


Abbildung 2.2: Wakefield Potential. Ein geladenes Teilchen im Ionenstrom erzeugt im Windschatten positive und negative Raumladungszonen, die mehrfach oszillieren können [73].

Ein Vergleich dieser Wechselwirkungen [68] mit der Coulomb-Abstoßung im Yukawa-Potential zeigt, dass bis zu einem Abstand von mehreren Debye-Längen nur das Yukawa-Potential eine Rolle spielt. Da in dieser Arbeit nur Systeme mit hoher Teilchendichte verwendet werden, brauchen die anderen Wechselwirkungsmechanismen nicht weiter betrachtet werden.

Wakefield

Strömen die Ionen an den Staubteilchen vorbei – dies tritt insbesondere im Bereich der Plasmarandschicht auf – kommt es zu einer Verzerrung des Yukawa-Potentials. Die positiven Ionen sowie die Elektronen werden von den negativen Partikeln derart abgelenkt, dass sich direkt hinter dem Teilchen eine negative und im Anschluss daran eine positive Ladungswolke ausbildet. Diese Veränderung des Potentials kann dazu führen, dass sich zwei Teilchen übereinander anordnen, obwohl sie beispielsweise bei höherem Druck auf gleicher Höhe levitiert würden [70]. Auf diese Weise können sich auch mehrere Teilchen übereinander anordnen und regelrechte Ketten, sogenannte Strings, bilden [71]. Abhängig vom Gasdruck und damit der mittleren freien Weglänge der Ionen, der Driftgeschwindigkeit und dem Temperaturverhältnis von Ionen und Elektronen ist die Raumladungswolke mehr oder weniger ausgeprägt [72, 73]. Es können auch mehrere Oszillationen des Potentials auftreten. Abbildung 2.2 zeigt ein mögliches Potential, berechnet für spezielle Plasmawerte [73].

Diese Wechselwirkung ist allerdings nicht reziprok, das heißt, das Teilchen, das stromaufwärts liegt, übt eine Kraft auf das darunter liegende Teilchen aus, aber nicht umgekehrt. Man kann diesen Wakeeffekt auch mit Hilfe eines externen elektrischen Feldes erzeugen. Wechselt man nun das Vorzeichen des Feldes so schnell, dass die Partikel nicht, die Ionen aber schon dem elektrischen Feld folgen können, erzeugt man im zeitlichen Mittel für jedes

Teilchen einen Multipol, der in der Mitte negativ, oben und unten aber positiv ist. Die daraus resultierende Wechselwirkung ist reziprok. Es ergibt sich daraus eine anisotrope Wechselwirkung, die senkrecht zum elektrischen Feld repulsiv, längs hingegen attraktiv ist und vom elektrischen Feld abhängt. Sie führt zur Stringbildung. Man spricht von einem Elektrorheologischen Plasma [74].

2.3 Kristallisation

Zur kollektiven Beschreibung von komplexen Systemen verwendet man üblicherweise zwei Parameter, welche die Yukawa-Systeme weitgehend beschreiben. Der eine Parameter ist die Kopplungsstärke Γ . Sie ist definiert als das Verhältnis von Coulombenergie zu thermischer Energie [14] und ergibt sich zu

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q^2}{dk_B T_d} \quad (2.21)$$

Dabei ist d der Teilchenabstand und $k_B T_d$ die thermische Energie der Teilchen. Ist die Kopplungsstärke eines Systems deutlich größer als eins, $\Gamma \gg 1$, so spricht man von einem stark gekoppelten System.

Molekulardynamische Simulationen (MD Simulationen) zeigen, dass Yukawa-Systeme ab einer kritischen Kopplungsstärke $\Gamma_C = 172$ Kristallisation zeigen [75]. Für $1 \ll \Gamma < \Gamma_C$ spricht man von flüssiger Phase [76]. Abbildung 2.3 zeigt ein Phasendiagramm aus numerischen Simulationen.

Der zweite Parameter, mit dem Yukawa-Systeme allgemein beschrieben werden, ist der Abschirm- oder Gitterparameter κ . Er ist definiert als

$$\kappa = \frac{d}{\lambda_D}. \quad (2.22)$$

Um den Phasenübergang zwischen fest und flüssig zu bestimmen, wurden verschiedene Kriterien entwickelt. Das bekannteste Kriterium wurde von Lindemann [78] vorgeschlagen. Es verwendet die Wurzel des mittleren Abweichungsquadrates der Position eines Teilchens von seiner Ruheposition. Übersteigt sie 0,15 des Teilchenabstandes, spricht man von Schmelzen. Dieses Verfahren ist besonders geeignet, wenn man die Oszillationen der Teilchenpositionen auflösen kann.

Ein ähnliches Kriterium, das ebenfalls auf die Dynamik des Systems abzielt, wurde von Löwen et al. [79] für Kolloide entwickelt. Dabei werden der Diffusionskoeffizient D_S für die Wechselwirkung mit dem Lösungsmittel und der Diffusionskoeffizient D_L für die Wechselwirkung mit anderen Kolloidteilchen verglichen. Demnach fällt das Verhältnis D_L/D_S in kolloidalen Systemen beim Kristallisieren auf etwa 0,1 ab. Diese Methode, die Beweglichkeit

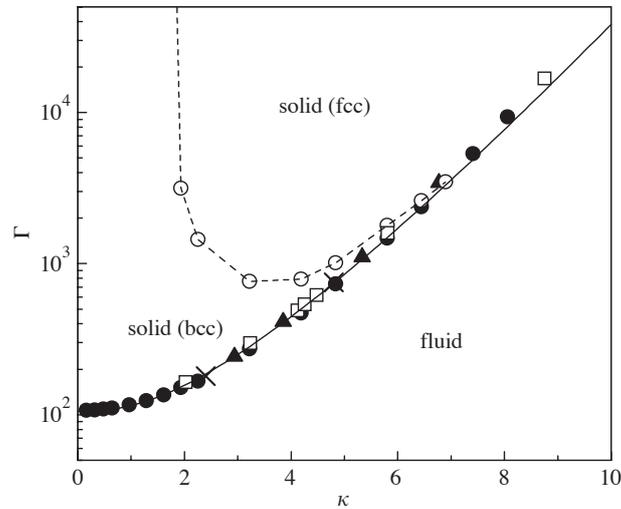


Abbildung 2.3: Phasendiagramm eines Yukawa-Systems aus numerischen Simulationen [77].

als Kriterium für den Phasenstatus zu verwenden, wird von Rubin-Zuzic et al. [41] in abgewandelter Form verwendet (siehe Abschnitt 4.2.3). Dazu werden die Originalvideoaufnahmen überlagert und zeitabhängig eingefärbt. In Regionen mit hoher Beweglichkeit der Teilchen ist der Anteil „alter“ Farben höher, als in stabileren Regionen. Im Grenzfall starrer Systeme sollte nur die Farbe des letzten Frames sichtbar sein.

Ein anderes Verfahren wurde von Hansen und Verlet für Lennard-Jones-Systeme vorgeschlagen [80]. Dazu benutzt man das erste Maximum des Strukturfaktors $S(k)$, das beim Phasenübergang stets bei etwa 2,85 liegt. Es hat sich gezeigt, dass auch dieses Kriterium auf andere Systeme, etwa auf ein Yukawa-System, anwendbar ist. Dieses Verfahren setzt nicht die Kenntnis der Dynamik eines Systems voraus. Es kann auch verwendet werden, wenn man die Positionen der beteiligten Teilchen nur für einen Zeitpunkt kennt oder ihre Bewegung nicht lange genug oder nicht hochauflösend genug verfolgen kann. Andererseits wird aber auch nicht die Stabilität eines Systems als Kriterium verwendet, sondern seine Ordnung.

Ganz analog dazu kann man die Ordnung eines Systems im Ortsraum verwenden, um Phasenübergänge zu identifizieren. Wendt und Abraham [81] verwenden den Quotienten g_{min}/g_{max} aus dem ersten Maximum und dem ersten darauffolgenden Minimum der Paarkorrelationsfunktion $g(r)$, um den Übergang flüssig-gasartig zu charakterisieren. Während sich der Quotient bei diesem Übergang kontinuierlich verändert, haben Zahorchak et al. [82] für

Kristallisation einen Sprung des Quotienten entdeckt. Dieser liegt bei etwa $g_{min}/g_{max} \simeq 0,2$.

Kennt man für jedes Teilchen die dreidimensionale Orientierung seiner nächsten Nachbarn, wie sie in Abschnitt 4.2.2 bestimmt wird, kann man Regionen als Festkörper identifizieren, falls die Korrelation dieser Orientierung stark ist (siehe Seite 40).

2.4 Kristalline Strukturen

Ein Kristall ist eine periodische Anordnung im Raum. Sie besteht aus einer Kristallbasis, beispielsweise einer Anordnung von Partikeln, die sich an allen Punkten eines Gitters wiederholt, und einem Gitter. Ein Gitter in n Dimensionen – für $n = 2$ spricht man von einem Netz – besteht aus der Menge aller Punkte, für deren Ortsvektoren \vec{r} gilt:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \sum_{i=1}^n u_i \vec{a}_i, \quad (2.23)$$

mit linear unabhängigen Vektoren \vec{a}_i und ganzen Zahlen u_i . \vec{a}_i bezeichnet man als fundamentale Translationen. Das von den fundamentalen Translationen aufgespannte Volumen nennt man Einheitszelle. Man kann denselben Kristall mit unterschiedlichen Sätzen von fundamentalen Translationen erzeugen. Sind die fundamentalen Translationen so gewählt, dass das Volumen, das sie aufspannen, minimal ist, spricht man von primitiven Translationen und der primitiven Einheitszelle.

Im Zweidimensionalen gibt es fünf unterschiedliche grundlegende Gittertypen, sogenannte Bravais-Gitter. Sind die Beträge der primitiven Verschiebungsvektoren gleich und der Winkel zwischen ihnen $\phi = 90^\circ$, spricht man vom quadratischen Gitter. Für $\phi = 120^\circ$ erhält man ein hexagonales Gitter. Für den Fall unterschiedlich langer primitiver Verschiebungsvektoren ergibt sich das rechtwinkelige Gitter mit $\phi = 90^\circ$, sowie das zentriert rechtwinkelige Gitter, bei dem sich im Zentrum des Rechteckes, das durch die Verschiebungen beschrieben wird, ein weiterer Gitterpunkt befindet. Hierbei ist zu beachten, dass in diesem Fall die Verschiebungsvektoren keine primitive Verschiebung beschreiben. Ist keine dieser Besonderheiten erfüllt, spricht man allgemein von einem schiefwinkligen Gitter.

Da das Yukawa-Potential, ebenso wie die Hartkugelwechselwirkung, in zweidimensionalen Systemen rotationssymmetrisch ist, werden in solchen Systemen vor allem hexagonale Netze beobachtet [15, 16, 37, 38]. Scherkräfte oder Kompression, die durch das äußere Potential, oder durch Gitterfehlerstellen verursacht werden, können das Gitter allerdings lokal verformen.

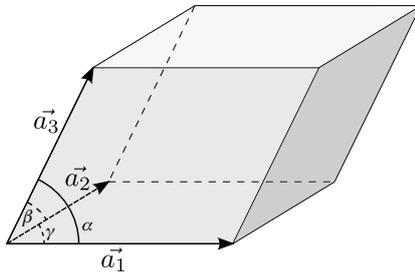


Abbildung 2.4: Elementare Einheitszelle mit fundamentalen Translationen \vec{a}_1, \vec{a}_2 und \vec{a}_3 eines allgemeinen dreidimensionalen Gitters.

Im dreidimensionalen Raum gibt es vierzehn verschiedene Gittertypen. Tabelle 2.1 zeigt eine zweckmäßige Einteilung dieser vierzehn Gitter in sieben Zelltypen und deren grundlegenden Eigenschaften. Die zur Einteilung verwendeten Zellen sind keineswegs immer die primitiven Einheitszellen. Abbildung 2.4 zeigt eine allgemeine Einheitszelle.

System	Anzahl der Gitter	Einschränkungen bezüglich der Achsen und Winkel der gebräuchlichen Einheitszelle
Triklin	1	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma$
Moniklin	2	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$ $\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$
Orthorhombisch	4	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Tetragonal	2	$a_1 = a_2 \neq a_3$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Kubisch	3	$a_1 = a_2 = a_3$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Rhomboedrisch (oder trigonal)	1	$a_1 = a_2 = a_3$ $\alpha = \beta = \gamma < 120^\circ, \neq 90^\circ$
Hexagonal	1	$a_1 = a_2 \neq a_3$ $\alpha = \beta = 90^\circ$ $\gamma = 120^\circ$

Tabelle 2.1: Systematik der 14 3-dimensionalen Gittertypen [83].

Um Richtungen und Ebenenscharen in Kristallen zu bezeichnen, verwendet man das System der Millerschen Indices. Das Triplet (hkl) bezeichnet die Kristallebene, die die Gitterachsen bei $\frac{1}{h}\vec{a}_1$, $\frac{1}{k}\vec{a}_2$ und $\frac{1}{l}\vec{a}_3$ schneidet. Dabei werden die Indices stets so gewählt, dass sie teilerfremde ganze Zahlen sind. (hkl) bezeichnet auch den reziproken Vektor $h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3$. Um ei-

ne Beugung höherer Ordnung zu bezeichnen, werden in der Kristallographie auch Triplets verwendet, die nicht teilerfremd sind. Mit $\{hkl\}$ werden alle Kristallebenen bezeichnet, die zu (hkl) äquivalent sind. So bezeichnet etwa $\{100\}$ in kubischen Gittern die Ebenen (100) , $(\bar{1}00)$, (010) , $(0\bar{1}0)$, (001) und $(00\bar{1})$, die Würfeloberflächen. Negative Indices werden mit einem Minuszeichen über dem Index gekennzeichnet.

Eine Besonderheit stellt die Bezeichnung hexagonaler Kristallsysteme dar. Um der besonderen Symmetrie dieser Systeme gerecht zu werden, verwendet man vier Indices $(hkil)$. Dabei sind die ersten drei Indices drei Translationen in der Ebene der Hexagone zugeordnet. Jede dieser Translationen geht dabei aus der negativen Summe der beiden anderen hervor. So ergibt sich für die Indices $i = -(h + k)$. Da sich der dritte Index aus den beiden ersten ergibt, wird er meist durch einen Punkt ersetzt. Somit ist (11.0) gleichbedeutend mit $(11\bar{2}0)$.

Ebenso wie im zweidimensionalen Fall ist auch im dreidimensionalen komplexen Plasma das Yukawa-Potential isotrop, sofern es nicht etwa durch Ionenstrom verformt ist. Diese Bedingungen können beispielsweise im Zentralplasma erreicht werden. Legt man die dichteste Kugelpackung in 2D zugrunde, das hexagonale Netz, kann man daraus im Dreidimensionalen zwei verschiedene Strukturen erzeugen: Das kubisch flächenzentrierte (face centered cubic, fcc) und die hexagonal dichteste Kugelpackung (hexagonal close packed, hcp). Legt man eine Schicht hexagonal gepackter Kugeln auf eine andere solche Schicht, so werden sich die Kugeln in die Lücken zwischen die ersten Kugeln legen. Eine dritte Schicht kann man nun auf die Positionen der ersten Schicht legen und man erhält hcp mit der Schichtfolge ABAB. Man hat aber auch die Möglichkeit, sie auf die Lücken beider Schichten zu legen und erhält fcc mit der Schichtfolge ABCABC. Die hexagonale Netzebene ist im Fall von hcp die Grundfläche des Gitters mit den Millerschen Indices (001) bzw. (112) . Im Fall von fcc findet man das hexagonale Netz in der (111) -Ebene wieder.

Grundsätzlich ist auch eine zufällige Schichtung der Netzebenen möglich, das heißt beispielsweise ABABCBCACA usw. Dies tritt vor allem bei kurzreichweitigen Potentialen auf. Man spricht hier von zufälliger hexagonal dichtester Kugelpackung (rhcp). Allerdings handelt es sich dabei streng genommen nicht um ein dreidimensionales Kristallgitter, da die Translationssymmetrie offensichtlich nicht in alle drei Richtungen gegeben ist: Es gibt keinen Satz von drei fundamentalen Translationen, die diese Gitter erzeugen würden.

Bei längerreichweitigen Wechselwirkungen kann sich auch ein kubisch raumzentriertes Gitter ausbilden (body centered cubic, bcc). Dies ist deutlich zu sehen in Abbildung 2.3. Bei kleinem κ , also bei geringer Abschirmung, ist

2.5 Reziprokes Gitter

Die ersten detaillierten Untersuchungen von Kristallstrukturen auf atomarer Ebene wurden mit Einführung der Röntgenbeugungsmethode möglich. Dabei nutzt man aus, dass elektromagnetische Wellen an allen Gitterebenen reflektiert werden. Ist die Bragg-Bedingung $2d \sin \theta = n\lambda$ erfüllt, verstärken sich die reflektierten Wellen. Ist sie nicht erfüllt, löschen sie sich gegenseitig aus ([83]). Dabei ist d der Abstand zwischen den Gitterebenen, θ der Winkel zwischen dem Strahl und den Gitterebenen, λ seine Wellenlänge und n eine ganze Zahl. Beim Röntgenstreuverfahren nach Laue wird ein kontinuierliches Röntgenspektrum verwendet. Das Beugungsbild ist ein Abbild der Kristallstruktur im reziproken Raum, da die Beugungsbedingung für alle drei Raumrichtungen gleichzeitig erfüllt sein muss. Dies ist genau dann erfüllt, wenn man zum Wellenvektor der einfallenden Welle einen reziproken Gittervektor addiert. Jeder Gittervektor des reziproken Gitters entspricht also der Beugung an einer Ebenenschar.

Ein Gitter im direkten Raum wird auch im reziproken Raum wieder ein Gitter. Die primitiven Translationen \vec{b}_1, \vec{b}_2 und \vec{b}_3 im reziproken Raum errechnen sich aus den primitiven Translationen \vec{a}_1, \vec{a}_2 und \vec{a}_3 im direkten Raum nach folgenden Gleichungen:

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \quad \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_2 \cdot (\vec{a}_3 \times \vec{a}_1)}, \quad \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_3 \cdot (\vec{a}_1 \times \vec{a}_2)} \quad (2.24)$$

Bestimmt man nun für die primitiven Translationen eines bcc-Gitters mit der Kantenlänge a

$$\vec{a}_1 = a \cdot \vec{x}, \quad \vec{a}_2 = a \cdot \vec{y}, \quad \vec{a}_3 = \frac{1}{2}a \cdot (\vec{x} + \vec{y} + \vec{z}) \quad (2.25)$$

die reziproken Gittervektoren nach den Gleichungen 2.24, erhält man

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a} (\vec{x} - \vec{z}), \quad \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a} (\vec{y} - \vec{z}), \quad \vec{b}_3 = \frac{4\pi}{a} \vec{z}. \quad (2.26)$$

Dies sind primitive Translationen eines fcc-Gitters. Das heißt, das reziproke Gitter von bcc mit der Kantenlänge a ist ein fcc-Gitter mit der Kantenlänge $\frac{4\pi}{a}$. Umgekehrt ist auch bcc das reziproke Gitter zu fcc.

2.6 Kristallwachstum

Der Antrieb des Kristallwachstums ist der Unterschied zwischen den chemischen Potentialen μ_C der kristallinen Phase auf der einen Seite und μ_F

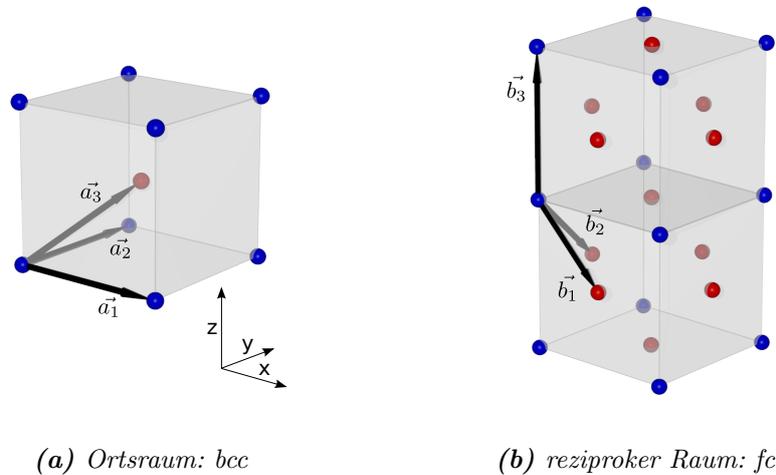


Abbildung 2.7: Ein Satz primitiver Translationen \vec{a}_i spannt ein bcc-Gitter auf (a). Werden diese Translationen nach den Gleichungen 2.24 in den reziproken Raum transformiert, erhält man den Satz \vec{b}_i primitiver Translationen des fcc-Gitters (b). Zur besseren Anschaulichkeit sind die Teilchen auf den Ecken der Würfel blau und die raum- bzw. flächenzentrierten Teilchen rot gefärbt.

der flüssigen bzw. der gasförmigen Phase auf der anderen Seite. Ist die Differenz $\Delta\mu = \mu_F - \mu_C > 0$, wächst die Kristallphase. Ist $\Delta\mu = 0$, gibt es kein Wachstum. Die beiden Phasen bleiben im Wesentlichen unverändert. Es kann zu einer räumlichen Umgestaltung kommen, aber ihre Anteile bleiben gleich. Für negatives $\Delta\mu$ ist entsprechend ein Schrumpfen, also Schmelzen oder Verdampfen, der Kristallstruktur zu erwarten.

Weitere Faktoren, wie die Temperatur, die spezifische Wärme des Phasenüberganges, der Abtransport der Wärme von der Kristalloberfläche und der Transport der Teilchen zur Kristallfront hin, sowie Inhomogenitäten dieser Faktoren, haben großen Einfluss auf Geschwindigkeit und Gestalt des Kristallwachstums.

Befindet sich ein System nahe dem Gleichgewicht, ist also $\Delta\mu$ klein, beobachtet man vorwiegend Frank-van der Merwe-Wachstum, kurz Schichtwachstum genannt. Das heißt, es wächst eine Schicht nach der anderen, die Oberfläche ist glatt. Man nennt dieses Wachstum auch zweidimensionales Wachstum. Der limitierende Faktor ist dabei die zweidimensionale Keimbildung neuer Gitterebenen.

Entsprechend gibt es auch dreidimensionales Wachstum bei hohem $\Delta\mu$ und ausreichend großem Zufluss neuer Teilchen. Diese Form nennt man auch Volmer-Weber-Wachstum. Dabei beginnen mehrere Schichten gleichzeitig zu wachsen. Ist die Temperatur des Kristalls groß genug, können sich die neuen

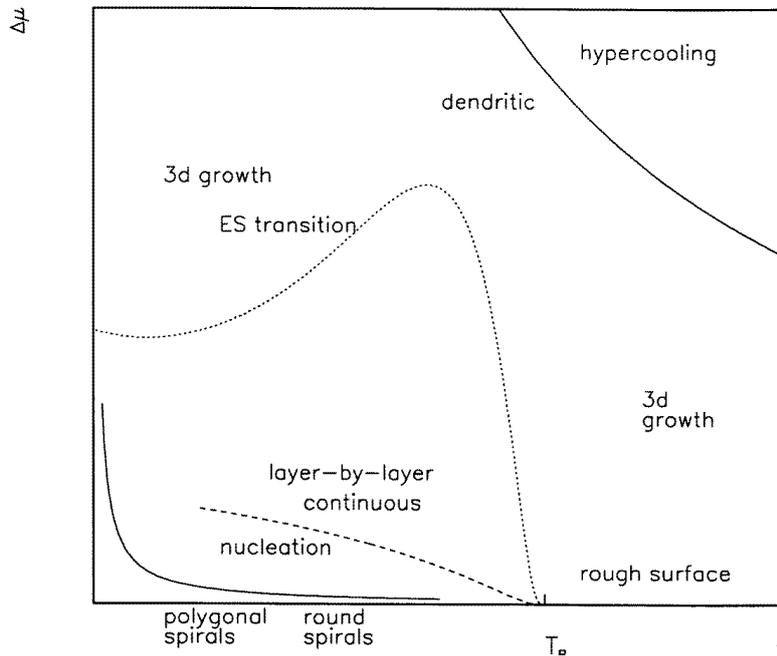


Abbildung 2.8: Schematisches Phasendiagramm der Wachstumsmodi [84].

Teilchen auf der Oberfläche bewegen und in tieferliegende Schichten hüpfen. Dadurch werden die tieferen Ebenen zuerst gefüllt und es kommt zu einer glatten Kristallisationsfront. Erhöht man die Temperatur weiter, tritt wiederum ein dreidimensionales Wachstum auf. Levi und Kotrla [84] stellen ein schematisches Phasendiagramm zusammen (siehe Abbildung 2.8).

Ist die Kristallisationsfront nur geringfügig gegenüber einer Hauptgitterebene verkippt, kommt es zum Stufenwachstum. Dabei wachsen mehrere Ebenen des Gitters gleichzeitig, während ihre Kanten hintereinander von einer Seite zur anderen über die Kristallisationsfront wandern.

Neben diesen Modi des Schichtwachstums mit mehr oder weniger ausgeprägten Unebenheiten gibt es noch das dendritische Wachstum (*griechisch*: dendron = Baum) mit ausgeprägten fraktalen Strukturen. Diese treten häufig bei übersättigten Gasen oder unterkühlter Schmelze, also bei hohem $\Delta\mu$ auf. Auch thermische Inhomogenitäten können diese Strukturen hervorrufen [85].

Ob die Kristalloberfläche glatt oder uneben wird, hängt auch davon ab, worin der limitierende Faktor liegt. Limitiert die Diffusion der Teilchen zur Kristalloberfläche die Wachstumsrate, werden vor allem prominente Bereiche

wachsen. Es bilden sich Hügel und Nadeln. Limitiert hingegen eine Potentialschwelle die Anlagerung, werden glatte Strukturen bevorzugt.

Ein weiterer wichtiger Effekt der Kristallisation ist die Keimbildung. Durch zufällige Inhomogenitäten können sich auch ohne Kontakt zur Kristalloberfläche kleine Bereiche mit kristalliner Ordnung bilden. Diese Bereiche nennt man Kristallkeime. Dabei haben kleine Keime aufgrund ihrer Oberflächenspannung nur eine kurze Lebensdauer. Entscheidend ist die Differenz aus freier Energie der Oberfläche und des Kristallvolumens:

$$\Delta G = 4\pi r^2 \gamma - \frac{4\pi}{3} r^3 n \Delta \mu, \quad (2.27)$$

r ist dabei der Radius eines Kristallkeims, γ die freie Energie der Kristalloberfläche pro Fläche und n die Teilchendichte im Kristall. Damit ergibt sich der kritische Radius, ab dem ein Kristallkeim stabil wird, zu $r_c = 2\gamma/(\Delta\mu n)$. Dieser kritische Radius ist in Kolloiden beobachtet [86] und theoretisch untersucht worden [87]. Man kann aber auch durch Einbringen künstlicher Kristallisationskeime Keimbildung beschleunigen [88].

Kristallkeime können nun auf die oben beschriebenen Weisen wachsen. Da sie aber eine begrenzte Größe besitzen, können sie auch innerhalb der Schmelze diffundieren und Cluster bilden oder sie wachsen durch Größengewinn aneinander.

Rubin-Zuzic et al. [41] beobachten erstmals eine Kristallisationsfront in einem unterkühlten komplexen Plasma. Dabei wird ein 3-dimensionales komplexes Plasma in einem vertikalen 2-dimensionalen Schnitt beobachtet. Mit Hilfe des in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Verfahrens werden Regionen mit geringer Teilchenbeweglichkeit als kristallin identifiziert. Dadurch ist es möglich, die Kristallisationsfront sehr genau zu bestimmen und über die Zeit zu verfolgen. Es wurde zu jeder Zeit die fraktale Dimension der Front bestimmt. Diese oszilliert zwar mit der Zeit, gehorcht aber zu jedem Zeitpunkt über einen großen Skalenbereich einem Potenzgesetz. Das bedeutet, dass das Wachstumsverhalten keine bevorzugte Skala aufweist, es ist skalenunabhängig.

Mit der Überlagerungsmethode ist es auch gelungen, Kristallite innerhalb der flüssigen Phase zu beobachten und deren Lebensdauer zu bestimmen. Diese entstehen durch lokale Fluktuationen. Je kleiner die Kristallkeime, desto ungünstiger ist das Verhältnis von Oberflächenenergie zu Volumenenergie (Gleichung 2.27) und die Kristallkeime werden schneller wieder verschwinden. Auch das konnte von Rubin-Zuzic et al. [41] beobachtet werden.

Besonders interessant ist auch die Beobachtung von flüssigen Tropfen innerhalb von Kristallregionen. Sowohl in kolloidalen Lösungen [89–92], als auch in Simulationen [90, 93] hat man, ebenso wie in dieser Arbeit, beob-

achtet, dass zu Beginn der Kristallisation rhcp und hcp auftreten. Diese metastabilen Zustände relaxieren im Laufe der Zeit zu fcc und bcc. Die frei werdende Energie bewirkt schließlich das Schmelzen an Korngrenzen oder auch in lokalen Flüssigkeitstropfen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die Daten, die in dieser Arbeit verwendet werden, stammen aus dem Versuchsaufbau des Projektes PK-3 Plus. Dieser Aufbau geht aus den Erfahrungen mit seinem Vorgänger PKE-Nefedov hervor. Daher werden hier beide Aufbauten beschrieben und verglichen.

3.1 PKE-Nefedov

1998 beginnt die Entwicklung eines Versuchsaufbaus, der für Versuche in der Schwerelosigkeit geeignet sein soll. Die ersten Experimente wurden noch mit bodengebundenen Systemen, wie Texus-Raketen, durchgeführt. Dabei zeigte sich schnell, dass die Zeiten mit reduzierter Schwerkraft (μ -g-Phase) von 6 min zu kurz waren, um geordnete Systeme beobachten zu können [94]. Das Ziel war daher, die Experimente an Bord einer Raumstation durchzuführen. Zwar ist die Qualität der reduzierten Schwerkraft mit (10^{-3} bis 10^{-4}) g geringer als bei Texus Systemen mit bis zu 10^{-5} g dafür sind aber Experimentzeiten bis 90 Minuten am Stück und der Zugriff des Experimentators, des Cosmonauten oder Astronauten, während des Experimentes möglich.

Der Einsatz im Weltraum stellt allerdings sehr hohe Anforderungen an den experimentellen Aufbau. So müssen alle Komponenten nicht nur zum Teil hermetisch verpackt sein, um keine Gefahr für die Besatzung darzustellen, sondern auch den extremen Bedingungen beim Transport standhalten, ohne dabei an Zuverlässigkeit zu verlieren. Funktionen, die verloren geht, können meist nicht wieder hergestellt werden, da Reparaturen nur sehr eingeschränkt möglich sind. Außerdem muß der Aufbau sehr kompakt, energiesparend und leicht zu bedienen sein.

3.1.1 Aufbau von PKE-Nefedov

Das Ergebnis dieser Anforderungen ist eine sehr kompakte Experimenteinheit, die von einem externen Rechner, der Telescience-Einheit (TSE), ferngesteuert wird.

Die Experimenteinheit (EA) enthält die Plasmakammer, den Radiofrequenzgenerator, die Gasregelung, verschiedene Diagnosegeräte sowie zwei Kameras und zwei Diodenlaser zur Beleuchtung der Teilchen. Außerdem befindet sich auch ein Rechner, PC104 genannt, in der EA, der die Plasmasteuerung und die Echtzeiterfassung der Messwerte übernimmt. Dieser Rechner ist so konzipiert, dass er auch in der Lage ist, vorgegebene Prozeduren, die man auf der Raumstation einspielen kann, abzuarbeiten. Somit kann die EA unabhängig und autark operieren.

Die EA befindet sich in einem hermetischen Container. Dieser besitzt einen Vakuumananschluss zum Evakuieren der Kammer, einen Anschluss für die Stromversorgung und eine Schnittstelle für die Fernsteuerung und die Datenaufzeichnung, über die die EA mit der TSE verbunden ist.

Wie bereits erwähnt, dient die Telescience-Einheit zur Fernsteuerung des Aufbaus. Im Fall der Raumstation ist sie in einem anderen Modul untergebracht als die EA. An ihr kann der Experimentator die Prozeduren starten und kontrollieren, aber auch Experimentparameter gezielt einstellen und Messwerte ablesen. Die TSE zeichnet auch die Messwerte, die von der EA übertragen werden, auf. In der TSE befinden sich zudem die beiden Videorekorder, die die Videosignale aus den Kameras, 768×576 Pixel bei 25 Hz, auf hi8 Kassetten aufzeichnen. So können die Videodaten zur Erde zurücktransportiert werden, wo sie schließlich digitalisiert werden. Die Messdaten, auch Housekeeping-Daten genannt, werden auf einer CF Karte gespeichert, womit sie zur Erde gebracht werden.

3.1.2 Plasmakammer

Die Plasmakammer stellt das Kernstück des Aufbaus dar. Sie besteht aus einer Glasküvette mit quadratischem Grundriss der Seitenlänge 10 cm innen und einer Höhe von 5,4 cm. Der Deckel und der Boden bestehen aus geerdetem Stahl. Darauf befinden sich die zylinderförmigen Elektroden mit einem Durchmesser von 4,2 cm. Der Abstand der Elektroden beträgt 3 cm. In der Mitte der Elektroden befindet sich jeweils ein Solenoiddispenser. Dieser besteht aus einem Teilchenreservoir, das durch ein feines Gitter verschlossen wird. Dieses Reservoir schließt im Ruhezustand mit der Elektrode bündig ab und ist über eine Schubstange mit einer Exzentrerscheibe verbunden, die zum Einstreuen von einem Elektromotor angetrieben wird. Durch das Be-

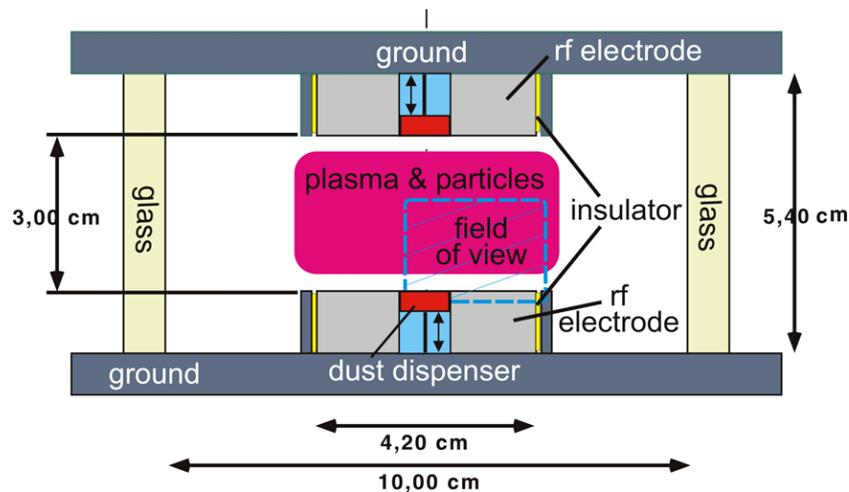


Abbildung 3.1: Querschnittszeichnung der Plasmakammer von PKE-Nefedov [95]. Die Staubdispenser liegen in der Mitte der Elektroden. Das Sichtfeld der Übersichtskamera ist eingezeichnet.

tätigen eines Dispensers können Teilchen mit wahlweise $3,4\ \mu\text{m}$ oder $6,8\ \mu\text{m}$ Durchmesser durch das Gitter direkt in das Zentrum der Kammer eingestreut werden. Die Teilchen bestehen aus Melamin-Formaldehyd (MF) und besitzen eine Dichte von $\rho = 1,51\ \text{g cm}^{-3}$. Abbildung 3.1 zeigt einen Querschnitt der Plasmakammer mit Maßen und Sichtfeld der Übersichtskamera.

Über einen Dreivegehahn mit Totvolumen kann Argon aus einer Druckflasche portionsweise in die Plasmakammer eingeführt werden. Ein Druckkontrollsystem am Gasauslass der Kammer reduziert den Druck auf einen vorgegebenen Wert. Während des Experimentes kann man zwar den Druck absenken, ohne die Teilchenwolke zu stark zu beeinflussen. Ein Erhöhen des Druckes hingegen stört die Teilchenwolke erheblich.

3.1.3 Optik und Videosystem

Die Teilchenwolke, die sich ausbildet, wird von einem Laser beleuchtet. Dieser wird dazu über eine Zylinderoptik aufgefächert und bildet eine ca. $150\ \mu\text{m}$ dicke Schicht, die senkrecht zu den Elektroden steht. Das von den Teilchen reflektierte Laserlicht wird über zwei CCD-Kameras beobachtet. Eine der beiden Kameras ermöglicht die Beobachtung eines Bereichs der Größe $8,53 \times 6,50\ \text{mm}^2$ in der Nähe des Zentrums der Kammer, das Sichtfeld der anderen Kamera überdeckt mit $28,16 \times 21,45\ \text{mm}^2$ etwa ein Viertel des Plasmas (siehe Abb. 3.1).

3.2.1 Verbesserungen gegenüber PKE-Nefedov

Thermophorese

Steuerungs- und Messelektronik, die im unteren Teil der Experimenteinheit untergebracht sind, erzeugen Wärme. Diese wird über die Basisplatte und die Montagefüße der Plasmakammer an die Kammer weitergeleitet. Somit baut sich im Laufe eines Experimenttages ein Temperaturgradient auf. Dieser Gradient führt zu einer thermophoretischen Kraft [96], die das Kräftegleichgewicht der Teilchen stört.

In PK-3 Plus sind daher die Montagefüße auf halber Höhe der Kammer montiert, womit die Wärmeleitung über die Füße symmetrisch eingebracht wird. Die Seitenteile der Kammer und die Isolatoren innerhalb der Kammer sind aus thermisch leitfähigem Material, um einen Temperaturunterschied der Elektroden zu verhindern. Zusätzlich kann gegen verbleibende Effekte mit Heizern an der Kammeroberseite entgegen geheizt werden.

Wirbel nahe den Dispensern

Aufgrund von Unterschieden von Potential und Temperatur der Dispenser und der Elektroden kommt es bei PKE-Nefedov häufig zu Teilchenwalzen vor den Dispensern. Um dies zu verhindern sind bei PK-3 Plus die Dispenser außerhalb der Elektroden verlegt worden. Auf diese Weise können außerdem sechs verschiedene Teilchensorten mit Größen von $1,55\ \mu\text{m}$ bis $14,92\ \mu\text{m}$ untergebracht werden.

Die motorgetriebenen Dispenser wurden zudem durch Schütteldispenser ersetzt. Diese bestehen aus einer Magnetspule mit einem verschiebbaren Kern, der durch das Ein- und Ausschalten des Magnetfeldes ruckartig bewegt werden kann, und dem Teilchenreservoir, das daran befestigt ist. Dadurch ist es möglich, über die Einschaltzeit und die Anzahl der Stöße die Teilchenmenge genauer vorzugeben.

Void

1999 wurde zum ersten Mal von einem teilchenfreien Raum im Inneren einer 3-dimensionalen komplexen Plasmawolke berichtet, den man Void nennt [94]. Im Laufe der Experimente auf der Internationalen Raumstation ISS hat sich herausgestellt, dass man das Void nur sehr schwer schließen kann.

Bei PK-3 Plus wurde der Elektrodendurchmesser auf 6 cm vergrößert, wodurch das Plasma insgesamt homogener wird. Dadurch und durch Zuhilfenahme des Funktionsgenerators, der ebenfalls verbessert wurde, lässt sich das Void leichter schließen.

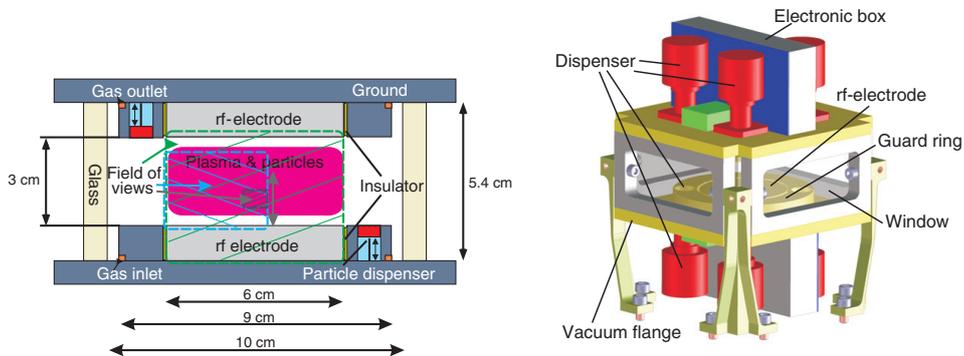


Abbildung 3.3: Das Querschnittsbild zeigt die Sichtfelder der vier Kameras von PK3+. Im perspektivischen Bild sind deutlich die Dispenser und ihre Durchführungen im Guardring zu erkennen [97].

Gasfluss

Bei PKE-Nefedov wurde der Gasdruck automatisch auf den gewünschten Wert abgesenkt. Es konnte aber kein neues Gas eingefüllt werden, ohne das komplexe Plasma massiv zu stören. Insbesondere bei längeren Experimenten mit den selben Teilchen kann man eine Veränderung der Gasqualität beobachten, die zum Beispiel die Plasmadichte verändert.

Im neuen Aufbau ist es möglich, zwischen zwei Gasen, nämlich Argon und Neon, zu wählen (Abb. 3.2). Diese werden über jeweils ein mit einem Elektromotor getriebenes Dreiwegeventil dosiert. Dazu dient ein Totvolumen am dritten Anschluss des Dreiwegeventils. Der Gasstoß fließt in ein Hilfsvolumen, das über eine lange Kapillare mit der Kammer verbunden ist. Die Motorsteuerung lässt sich so konfigurieren, dass sie mit einer Periode von (1 bis 99) s oder nach Bedarf Gas einfüllt. Die Druckregelung kann dann den Druck mit Hilfe eines Nadelventils auf den gewünschten Wert regulieren. Dadurch lässt sich ein gleichmäßiger Gasstrom bei kontrolliertem Druck einstellen.

3.2.2 Funktionsweise

Die grundsätzliche Funktionsweise der beiden Aufbauten ist sehr ähnlich. Hier soll nur die Funktionsweise von PK-3 Plus genauer beschrieben werden.

Abbildung 3.3 zeigt einen Querschnitt der Plasmakammer sowie eine perspektivische Darstellung. In Abbildung 3.2 ist ein Blockschaltplan dargestellt.

Aus den beiden Gasflaschen mit Argon und Neon kann mit Hilfe der Dreiwegeventile eines der beiden Gase dosiert in das Hilfsvolumen eingefüllt werden. Es können auch beide Gase gleichzeitig verwendet und im Hilfsvolumen gemischt werden. Von dort strömt das Gas durch eine lange Kapillare in die Plasmakammer. Um die untere Elektrode verteilt liegen mehrere Gaseinlässe. Somit strömt das Gas gleichmäßig durch die Plasmakammer, vermischt sich mit dem alten Gas in der Kammer und wird hinter der oberen Elektrode, wo sich der Gasauslass befindet, wieder abgepumpt. Der Gasauslass wird durch das Druckreglersystem kontrolliert, bevor das Gas mit einer Turbopumpe zum Vorvakuum gepumpt wird. Auf der ISS dient der Weltraum als Vorvakuum, im Labor wird dazu eine Membranpumpe verwendet. Zum Evakuieren der Kammer kann das Dreiwegeventil zwischen Druckregler und Turbomolekularpumpe so gestellt werden, dass über den direkten Weg aus der Kammer unter Umgehung des Druckreglers gepumpt wird. Dadurch vergrößert sich der Leitungsdurchmesser und die Pumpleistung kann erheblich gesteigert werden.

Die Einspeisung der RF-Spannung erfolgt über ein angepasstes, nicht nachregulierendes Matchingnetzwerk. Der RF-Generator ist einstellbar auf Leistungen von (0 bis 4) W bei einer Frequenz von 13,56 MHz. Die Amplitude kann direkt gewählt oder über den Funktionsgenerator moduliert werden.

Der Funktionsgenerator ist einstellbar bis zu einer Amplitude von 55 V. Dabei kann er verschiedene Wellenformen, wie Sinus, Sägezahn oder ein Pseudoräuschen mit Frequenzen von (1 bis 255) Hz erzeugen. Diese Schwingungen können auch mit beliebiger relativer Phasenlage an die Elektroden angelegt werden.

Zwei Diodenlaser mit einer Leistung von 40 mW bei einer Wellenlänge von 686 nm beleuchten die Teilchen mit einer unterschiedlichen Fokallänge in der selben Ebene senkrecht zu den Elektroden. Je nach Beobachtungsschwerpunkt kann man einen der beiden Laser auswählen. Die Laser können im Impulsbetrieb verwendet werden, wobei durch die Periodendauer und das Tastverhältnis die Ausleuchtung an Teilchengröße und Kamera angepasst werden kann. Die Laser sind zusammen mit drei Kameras auf einem Verschiebetisch montiert. Dadurch kann die Laserebene parallel zu den Kameras in Blickrichtung verfahren werden.

In PK-3 Plus gibt es im Gegensatz zu PKE-Nefedov vier Kameras. Diese haben jeweils zwei Videoausgänge, die wiederum jeweils ein eigenständige PAL Signal ausgeben. Das heißt, sie senden je ein interlaced Signal mit 25 Hz und 768×576 Pixel. Die beiden Signale sind um eine Zeile versetzt und ergeben zusammen ein 50 Hz progressiv scan Signal mit 768×577 Pixel, wobei abwechselnd die oberste oder die unterste Zeile leer ist. Alle acht Videosignale laufen synchron und können mit einem Videomischer bereits im EA beliebig

auf die vier Videoleitungen zur TSE verteilt werden. Der Videomischer blendet außerdem eine bitkodierte Formatnummer ein, womit man die Bilder den sonstigen Messwerten zeitlich zuordnen kann. In der TSE werden die Videosignale im DV-Format auf Festplatten gespeichert und zu diesem Zweck auf 720×577 Pixel gestaucht. Nach Abzug der Einblendung und sonstiger Ränder bleibt ein Sichtfeld von 699×564 Pixel. Die vorderen drei Kameras sind mit einem an den Laser angepassten Farbfilter ausgestattet, um das Plasmaleuchten möglichst auszublenden.

Die erste Kamera zeigt einen Überblick über die gesamte Teilchenwolke. Sie hat ein effektives Sichtfeld von $56,9 \times 42,2 \text{ mm}^2$. Der untere Bereich wird ausgenutzt, um wichtige Kontroll- und Messwerte einzublenden, ohne Teilcheninformation zu verlieren.

Die zweite Kamera, die Quadrantenkamera, sitzt links neben der ersten und zeigt mit einem effektiven Sichtfeld von $34,7 \times 25,4 \text{ mm}^2$ knapp die Hälfte der Kammer.

Die dritte Kamera ist rechts von der Übersichtskamera angebracht und zeigt ein hochaufgelöstes Bild eines Teils der Teilchenwolke im Zentrum der Kammer. Sie ist vertikal verschiebbar und hat ein effektives Sichtfeld von $7,90 \times 5,81 \text{ mm}^2$.

Die vierte Kamera schließlich ist so angeordnet, dass sie vom gegenüberliegenden Fenster aus etwa den gleichen Bereich wie die Übersichtskamera abbildet. Sie ist mit keinem Farbfilter ausgestattet, weshalb man mit ihr das Plasmaleuchten verfolgen kann. Ihr Blickfeld beträgt $66,6 \times 49,1 \text{ mm}^2$.

Die Mess- und Steuerelektronik sammelt die Messwerte, die von PC104 in Echtzeit abgefragt und über RS232 an die TSE übertragen werden, wo sie dann auf Festplatte gespeichert werden. Außerdem gibt der PC104 Steuerbefehle an die Elektronik, die dieser entweder über RS232 von der TSE erhalten hat oder selbst aus einer Prozedur ermittelt. Es kann auch eine Bedingung gesetzt werden, beispielsweise eine untere Schranke für den effektiven Strom auf die Elektroden, nach der die RF-Leistung vom PC104 geregelt wird.

Die TSE enthält einen Rechner, auf dem ein Linux-Betriebssystem läuft. Darunter kann man nicht nur die Steuerungssoftware ausführen. Mit dieser Software lassen sich der PC104 und das Videorekordersystem steuern und kontinuierlich die Messwerte speichern. Zudem kann man damit auch die EA in einen sogenannten Kermit-Modus versetzen. In diesem Modus kann man über die RS232-Schnittstelle die Software in der EA verändern und neue Prozeduren aufspielen. Als Datenschnittstelle zwischen dem TSE-Rechner und der Außenwelt dient ein USB-Stick. Außerdem enthält die TSE vier digitale Videorekorder mit Wechselfestplatten mit einer Kapazität von jeweils 120 GB, mit denen vier PAL-Kanäle aus den Kameras leicht komprimiert aufgenommen werden können. Die maximale Aufnahmezeit beträgt etwa 6 Stunden.

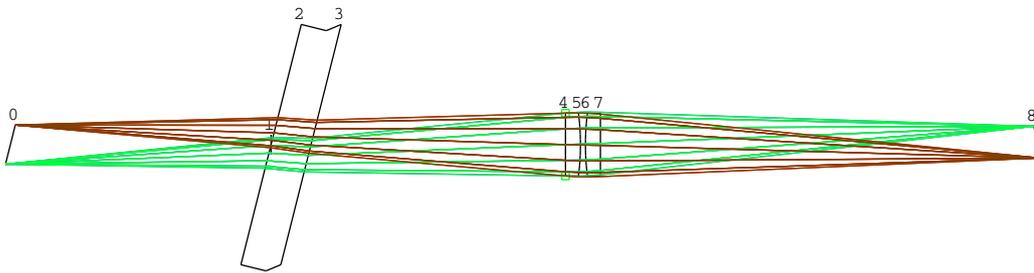


Abbildung 3.4: Strahlengang für die HR Kamera. Laserebene (0) und Glasfenster (2,3) sind gegenüber den Linsen (4 bis 7) verkippt, ebenso wie der CCD-Chip (8).

Die Videodaten werden mit diesen Festplatten zur Erde transportiert und dort in einer mobilen Auslesestation auf einen Auswerterechner übertragen.

3.2.3 Abbildungsfehler der hochauflösenden (HR) Kamera

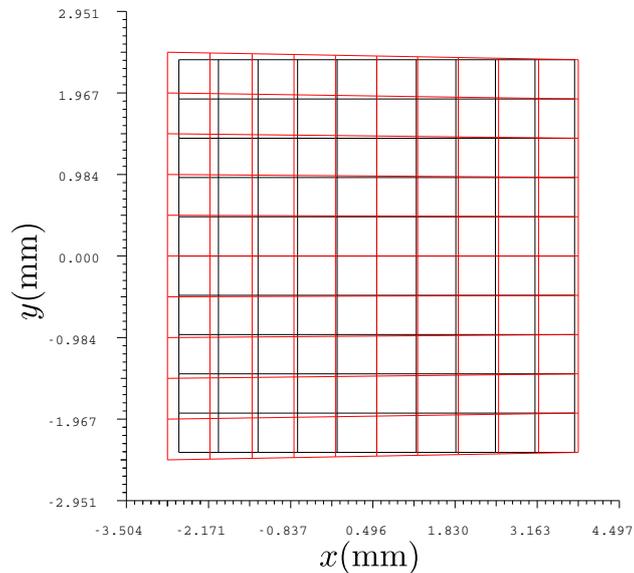
Die Positionierung der HR-Kamera neben der Übersichtskamera macht eine besondere Anordnung von Kamera und Optik notwendig. Damit die Teilchen möglichst im gesamten Sichtfeld scharf auf den CCD-Chip der HR-Kamera abgebildet werden, ist die Optik um 14° gegenüber dem Lot auf die Laserebene gedreht. Die Kamera ist um weitere 16° gegenüber der optischen Achse des Objektivs, also um 30° gegenüber dem Lot der Laserebene verkippt. Somit wird erreicht, dass die Teilchen in fast dem gesamten Sichtfeld mit Ausnahme der Ecken gleichmäßig gut abgebildet werden. In Abbildung 5.2 kann man sehen, dass die Teilchen in den Ecken leicht verzerrt und abgedunkelt abgebildet werden.

Andererseits bewirkt diese Anordnung von Linsen und Kamera, dass das Abbildungsverhältnis innerhalb des Sichtfeldes variiert.

Abbildung 3.4 zeigt den Strahlengang für die HR-Kamera. Ebene 0 gibt die Laserebene an, Ebene 2 und 3 bezeichnen das Glasfenster der Plasmakammer. Beides ist gegenüber der optischen Achse des Linsensystems verkippt. Ebenso ist der CCD-Chip (8) gegenüber der Optik verkippt. Durch diese Anordnung hat der grüne Strahl eine verlängerte Objekt- und eine verkürzte Bildweite. Der rote Strahl hingegen hat eine verkürzte Objekt- und eine verlängerte Bildweite.

Abbildung 3.5 zeigt die Abbildungskarte dieser Optik. Ist das schwarze Gitter das Videobild einer Anordnung, so muss die Anordnung selbst die Form des roten Gitters besitzen.

Abbildung 3.5:
 Abbildungskarte der HR
 Kamera. Das schwarze Gitter
 zeigt die Positionen der Teil-
 chen im Kamerabild. Das rote
 Gitter zeigt die dazugehörigen
 wahren Teilchenpositionen.



Die Strahlengänge wurden mit der Software OpTaliX [98] berechnet. Den Abbildungsfehler kann man auch im Versuchsaufbau überprüfen. Dazu misst man die Positionen der Teilchen in synchronen Aufnahmen mit der HR-Kamera und der Quadrantenkamera. Da das HR-Sichtfeld nur einen sehr kleinen Bereich des Quadrantensichtfeldes ausmacht und die Quadrantenkamera auch nicht gegen ihre Optik verkippt ist, kann man den entsprechenden Abbildungsfehler der Quadrantenkamera vernachlässigen. Vergleicht man nun die gemessenen Positionen der Teilchen in den beiden Kamerabildern, kann man eine Korrekturmatrix für die x - und y -Positionen der Teilchen in der HR-Kamera erstellen.

Der Vergleich der gemessenen mit der berechneten Abbildungskarte ergibt eine sehr gute Übereinstimmung. In den Messungen dieser Arbeit wurden die entsprechenden Positionskorrekturen angewandt.

Kapitel 4

Analyse

Zur Analyse der Bilddaten wird die Programmierumgebung „Interactive Data Language“ (IDL) der Firma ITT Visual Information Solutions [99] verwendet. Ihre Syntax ist benutzerfreundlich ausgelegt, was es ermöglicht, rasch einen umfangreichen Fundus wirkungsvoller Routinen zu erstellen. Die integrierte Entwicklungsumgebung läßt es zu, einfache Befehlsfolgen direkt aufzurufen, ohne eine neue Routine zu schreiben. Der Hauptgrund, warum die Wahl auf dieses System fiel, ist, dass IDL seit vielen Jahren in unserer Gruppe verwendet wird, und man daher auf einen großen Pool getesteter und bewährter Routinen, insbesondere sPit [100], zurückgreifen kann.

Ein wesentlicher Nachteil von IDL ist die geringe Geschwindigkeit, was durch eine Reihe von vorgefertigten zeitoptimierten Routinen nur unzureichend kompensiert wird.

Für einfache Aufgaben überwiegt sicher der Zeitgewinn durch die außerordentlich einfache Bedienung, bei größeren Datensätzen und Teilchenzahlen, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, stößt IDL allerdings an seine Leistungsgrenzen.

4.1 Bestimmung der Teilchenpositionen

Zur Bestimmung der Teilchenpositionen werden in dieser Arbeit Bildfolgen von Scans in Blickrichtung und in entgegengesetzter Richtung verwendet. Somit gibt jedes Bild ein anderes Schnittbild in der Tiefe wieder, womit man also in einem tomographischen Verfahren dreidimensionale Informationen rekonstruieren kann. Diese Rekonstruktion erfolgt in mehreren Schritten.

4.1.1 Teilchenverfolgung

In einem ersten Schritt werden die Videodaten gefiltert. Der Filter kann individuell an jedes Experiment angepasst werden. Je nach Anforderung durch die Form der Teilchenbilder und dem Abstand der Teilchen kann man z.B. einen Schärfungsfilter anwenden. Mit einem Schwellwertverfahren ist es nun möglich, alle Pixel zu identifizieren, die einem Teilchen zugeordnet werden. Benachbarte Pixel werden demselben Teilchen zugeordnet. Um die Teilchen nun von einem zum nächsten Bild zu verfolgen, werden zwei aufeinanderfolgende Bilder addiert und mit einem geeigneten Filter ebenfalls gefiltert. Wenn die Verschlusszeit zwischen der Belichtung zweier aufeinanderfolgender Bilder kurz genug ist, erzeugt jedes Teilchen eine durchgehende Lichtspur. Somit ist es möglich, die Abbilder eines Teilchens in einer Bildsequenz einander zuzuordnen und einen Pfad dieses Teilchens zu erzeugen.

4.1.2 Dreidimensionale Ortsbestimmung

Im nächsten Schritt werden zuerst die zweidimensionalen Positionen auf allen Teilchenbildern in jedem Videobild ermittelt. Dazu wird ein 2-dimensionaler Gaussfit angewandt. Somit erhält man neben der Position auch die gesamte Helligkeit des Teilchens und die Helligkeit des Hintergrundes.

Um die Teilchenposition in 3-D zu erhalten, bildet man nun den Mittelwert aus den einzelnen 2-D Positionen und den Mittelwert aus der Bildnummer als dritte Dimension. Als Wichtung für den Mittelwert verwendet man die jeweilige absolute Helligkeit. Die Bildnummer kann mit Hilfe der Scangeschwindigkeit in einen Ort umgerechnet werden.

Besonders kurze Pfade können für die Mittelwertbildung bereits ignoriert werden, da sie Artefakte oder Bruchteile von Teilchen darstellen.

Wenn zwei benachbarte Teilchen hintereinander liegen, kann es vorkommen, dass diese fälschlicherweise in einem Pfad zusammengefasst werden. Diesen Effekt kann man deutlich reduzieren, indem man die Pfade in den Stellen geringster Gesamthelligkeit je nach Pfadlänge in zwei oder mehr Pfade aufteilt.

4.1.3 Fehler der Ortsbestimmung

Die Fehlerbalken repräsentieren sowohl den Fehler der Ortsbestimmung, als auch den \sqrt{n} -Fehler der „Teilchenzählung“. Beide Standardabweichungen liegen in der selben Größenordnung. Zur Abschätzung des Fehlers durch die Ortsbestimmung wird auf die Teilchenpositionen ein normalverteiltes Rauschen mit einer Standardabweichung von einem Pixel addiert, da die Pixel-

größe eine obere Schranke für den Messfehler darstellt. Wiederholt man dies mehrmals, läßt sich aus der Statistik der Fehler abschätzen.

4.2 Qualifizierung der Strukturen

4.2.1 Paarkorrelation

Die Paarkorrelationsfunktion $g(r)$ ist eine relativ einfache und schnelle Methode, die Struktur einer Teilchenwolke zu beurteilen. Man kann mit einfachen Kriterien Aussagen darüber treffen, ob eine Teilchenwolke kristalline Strukturen enthält.

Die Paarkorrelationsfunktion gibt die tatsächliche Wahrscheinlichkeit, in einem Abstand r von einem Zentralteilchen ein anderes Teilchen zu finden, geteilt durch diese Wahrscheinlichkeit in einer ungeordneten isotropen Verteilung wieder. Man berechnet also die Paarkorrelationsfunktion als Anzahl der Teilchen in einer Kugelschale mit dem Radius r um ein Teilchen, geteilt durch das Volumen der Kugelschale und die mittlere Teilchendichte. Dieser Wert wird für alle Teilchen gemittelt.

Diese Methode wird sowohl in der Colloid-Physik [82, 101] als auch in der Physik komplexer Plasmen [16, 31, 102, 103] häufig benutzt. Während meistens nur die Paarkorrelation von 2-dimensionalen Systemen untersucht wird, berechnen Zuzic et al. [44] diese Größe auch in einem 3-dimensionalen System. Dabei vergleichen sie die gemessene Kurve mit den Werten verschiedener idealer Kristalle. Somit ist auch eine qualitative Bewertung der Teilchenanordnung im Kristall möglich.

4.2.2 Lokale Strukturanalyse

Die Paarkorrelation gibt Auskunft über die Abstandsordnung in einer Punktmenge und ist zudem eine gemittelte Größe für einen ganzen Bereich. Man kann hingegen keine Aussage für individuelle Teilchen oder kleine Gruppen weniger Teilchen machen. Hierzu kann die Winkelbeziehung der nächsten Nachbarn eines Teilchens Auskunft geben.

Steinhardt et al. stellen dazu einen Satz von Invarianten zweiter und dritter Ordnung zusammen [104], die sich als sehr geeignet erweisen, die „Bindungsorientierung“ (bond-orientational order, BOO) zu charakterisieren. Man spricht von lokalen Invarianten, wenn sich die Größen auf ein Teilchen beziehen, und globalen Invarianten, wenn diese Werte über mehrere Teilchen oder eine ganze Wolke gemittelt werden. Um die lokalen Invarianten zu erhalten, geht man wie folgt vor:

Man betrachtet ein Zentralteilchen und seine n Nachbarn. Um die Nachbarn zu identifizieren, gibt es verschiedene Methoden. Es hat sich als praktisch und zielführend erwiesen, die n Teilchen mit dem geringsten Abstand zum Zentralteilchen zu verwenden. Nun wird jeder „Bindung“ \vec{r} des Zentralteilchens zu einem Nachbarn eine Kugelflächenfunktion $Q_{lm}(\vec{r}) \equiv Y_{lm}(\theta(\vec{r}), \phi(\vec{r}))$ zugeordnet. Dabei sind $\theta(\vec{r})$ und $\phi(\vec{r})$ die Koordinaten der Bindung in einem beliebigen Polarkoordinatensystem. Um die lokale Struktur eines Teilchens zu untersuchen, verwendet man nun den Mittelwert über alle Bindungen des Zentralteilchens zu seinen Nachbarteilchen $\bar{Q}_{lm} \equiv \langle Q_{lm}(\vec{r}) \rangle$. Summiert man nun \bar{Q}_{lm} über alle m , erhält man die gegen Rotation des Koordinatensystems invarianten Größen Q_l und W_l :

$$Q_l \equiv \left(\frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |\bar{Q}_{lm}|^2 \right)^{1/2} \quad (4.1)$$

$$W_l \equiv \sum_{\substack{m_1, m_2, m_3 \\ m_1+m_2+m_3=0}} \begin{pmatrix} l & l & l \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \times \bar{Q}_{lm_1} \bar{Q}_{lm_2} \bar{Q}_{lm_3} \quad (4.2)$$

Mit dem Wigner $3j$ Symbol $\begin{pmatrix} l & l & l \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}$. Noch aussagekräftiger als W_l ist die Invariante \widehat{W}_l , die nicht mehr vom Betrag der Q_{lm} abhängt:

$$\widehat{W}_l \equiv \frac{W_l}{\left(\sum_{m=-l}^l |Q_{lm}|^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (4.3)$$

Tabelle 4.1 zeigt eine Liste von Werten der gebräuchlichsten lokalen Invarianten Q_4 , Q_6 , \widehat{W}_4 und \widehat{W}_6 für häufig beobachtete Strukturen. Dabei werden für fcc und hcp 12, für bcc 14 und für einfach kubisches Gitter (sc) 4 Nachbarn berücksichtigt.

	Q_4	Q_6	\widehat{W}_4	\widehat{W}_6
fcc	0,191	0,575	-0,159	-0,013
hcp	0,097	0,485	0,134	-0,012
bcc	0,036	0,511	0,159	0,013
sc	0,764	0,354	0,159	0,013

Tabelle 4.1: Lokale Invarianten für gebräuchliche Strukturen in komplexen Plasmen [105].

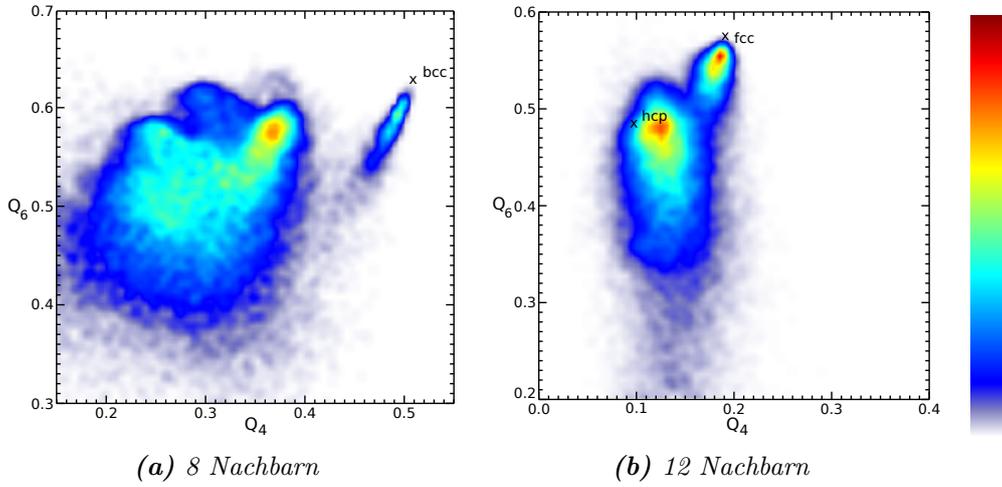


Abbildung 4.1: Dichtekarte für die Verteilung der Teilchen in der Q_4 - Q_6 -Ebene. Die beiden Maxima der Verteilung liegen in der Nähe idealer fcc- und hcp-Strukturen.

Bestimmt man die lokalen Invarianten für alle Teilchen in einer komplexen Plasmawolke, kann man Dichtekarten der Teilchen im Raum der Invarianten zeichnen. Abbildung 4.1 zeigt Dichtekarten ähnlich denen, wie sie Klumov und Morfill [106] zeichnen. Diese Karten zeigen eine Projektion der Verteilung der Teilchen im Raum der lokalen Invarianten beispielsweise auf die Q_4 - Q_6 -Ebene. Die Berechnung erfolgt für 8, 12 oder 14 Nachbarn, je nachdem, welche Struktur man sucht. Zeichnet man die Position idealer Kristalle ein, kann man erkennen, welchen Kristallstrukturen die Ordnung der Teilchenwolke entspricht.

Die lokalen Invarianten kann man nun benutzen, um Teilchen individuell einem bestimmten Gittertyp zuzuordnen. Klumov et al. [106, 107] benutzen dazu eine Metrik im dreidimensionalen Raum von Q_4 , Q_6 und \widehat{W}_6 ¹. Dazu wird die relative Distanz $\delta Q_l \equiv \frac{Q_l}{Q_l^{ideal}} - 1$, für \widehat{W}_6 entsprechend, definiert. Dabei ist Q_l^{ideal} der Wert für die ideale Kristallstruktur, auf die man testet. Ein Teilchen wird dieser bestimmten Kristallstruktur zugeordnet, wenn sein Abstand zu dieser Struktur kleiner als 0,1 ist.

$$\eta \equiv \left(\delta Q_4^2 + \delta Q_6^2 + \delta \widehat{W}_6^2 \right)^{\frac{1}{2}} \leq 0,1 \quad (4.4)$$

¹Klumov und Morfill benutzen W_6 , was aber im Ergebnis in guter Näherung gleichbedeutend ist.

Die Zuordnung, die man daraus erhält, erlaubt lediglich Aussagen über die unmittelbare Umgebung eines Teilchens. Wird beispielsweise ein Teilchen als fcc erkannt, heißt das, dass seine zwölf nächsten Nachbarn eine ähnliche Winkelbeziehung aufweisen, wie sie im fcc-Gitter zu finden ist. Das Teilchen befindet sich deshalb nicht notwendigerweise in einem ausgedehnten Kristallgitter. Auch in einer Flüssigkeit werden sich benachbarte Teilchen zufällig entsprechend anordnen. Von einem Kristall kann man erst sprechen, wenn sich mehrere benachbarte Teilchen in der gleichen lokalen Struktur befinden.

Den Umstand, dass benachbarte Teilchen in einem Kristallgitter auch ähnliche lokale Struktur und ähnliche Orientierung der Nachbarn besitzen, kann man ausnutzen, um kristalline Bereiche zu identifizieren. In Referenz [105] benutzen ten Wolde et al. einen normierten Vektor aus Q_{6m} , der sich für diesen Zweck als besonders geeignet erwiesen hat. Der Vektor ist wie folgt definiert:

$$\vec{Q}_6 \equiv \begin{pmatrix} \tilde{q}_{6,-6} \\ \tilde{q}_{6,-5} \\ \vdots \\ \tilde{q}_{6,6} \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

$$\tilde{q}_{6m} \equiv \frac{\bar{Q}_{6m}}{\left(\sum_{m=-6}^6 |\bar{Q}_{6m}|^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.6)$$

Für zwei Vektoren \vec{Q}_6^i und \vec{Q}_6^j der Teilchen i und j wird ein Skalarprodukt folgendermaßen definiert:

$$\vec{Q}_6^i \cdot \vec{Q}_6^j \equiv \sum_{m=-6}^6 \tilde{q}_{6m}^i \tilde{q}_{6m}^{j*}, \quad (4.7)$$

mit dem komplex konjugierten \tilde{q}_{6m}^{j*} . Aufgrund der Normierung ergibt sich $\vec{Q}_6^i \cdot \vec{Q}_6^j = 1$ für $i = j$. Zwei Teilchen i und j werden nun als „verbunden“ bezeichnet, wenn das Skalarprodukt $\vec{Q}_6^i \cdot \vec{Q}_6^j$ einen Schwellwert, üblicherweise 0,5, überschreitet. In einem ungeordneten System wie einer Flüssigkeit ist zu erwarten, dass ein Teilchen mit weit weniger Nachbarn verbunden ist, als in einem Kristall. Es hat sich bewährt, von einem Kristallteilchen zu sprechen, wenn ein Teilchen mit mindestens 8 Nachbarn verbunden ist [86, 105].

Das Verfahren von ten Wolde et al. hat den Vorteil, dass man direkt kristalline Gebiete identifizieren kann, ohne die Kenntnis bestimmter Gittertypen vorauszusetzen. Andererseits erhält man aber keinerlei Informationen

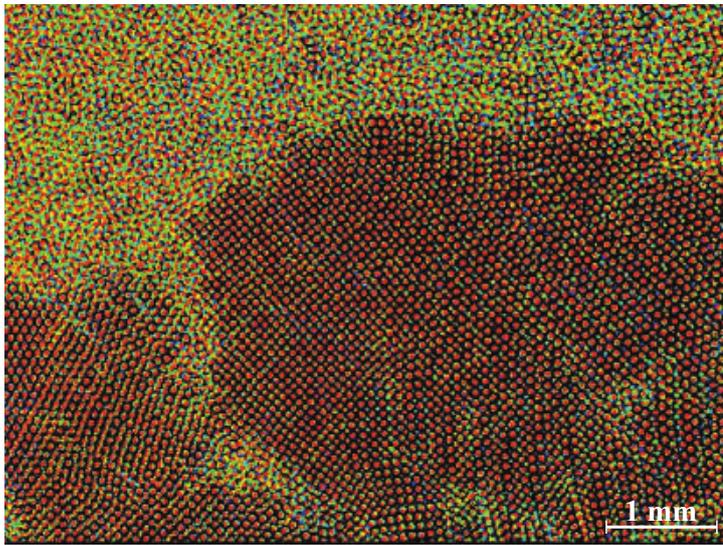


Abbildung 4.2:
Zweidimensionale Aufnahme eines dreidimensionalen Kristalls [41]. Mehrere aufeinanderfolgende Bilder werden in unterschiedlichen Farben überlagert, dadurch erscheinen feste Bereiche in rot und schwarz. Die Grenzlinie zwischen fest und flüssig ist klar zu erkennen.

über die Gittertypen, die auftreten. Beim Verfahren von Klumov muss man Kenntnisse der idealen Gitterstrukturen investieren, erhält dafür aber detailliert Aufschluss über die Struktur der Umgebung jedes einzelnen Teilchens. Es ist zu berücksichtigen, dass man nur Strukturen finden kann, die man sucht. Außerdem erhält man nur die individuelle Struktur der Umgebung jedes einzelnen Teilchens. Um von Kristallen sprechen zu können, muss man daraus noch Kristallcluster identifizieren.

4.2.3 Quantifizierung der Teilchenbewegung

Niedrige Orts- und Zeitaufösung

Ein großer Vorteil komplexer Plasmen gegenüber anderen Modellsystemen ist die geringe Dämpfung. Aufgrund dieser Eigenschaft ist es besonders interessant, die Teilchendynamik zu untersuchen. Nicht immer ist man technisch in der Lage, die Position der Teilchen örtlich und zeitlich so genau aufzulösen, dass man aus gemessenen Teilchenpositionen deren Kinetik genau bestimmen kann.

Rubin-Zuzic hat eine Methode entwickelt, aus einer Videoaufnahme ohne Scan auf einfache aber sehr wirkungsvolle Weise die feste Phase zu identifizieren [41]. Er folgt dabei der Idee des Lindemann-Kriteriums, ähnlich wie sie von Löwen et al. angewandt wurde [78, 79]. Dieses besagt, dass die Beweglichkeit eines Teilchens im Festkörper gegenüber der fluiden Phase deutlich verringert ist.

Rubin-Zuzic überlagert mehrere aufeinanderfolgende Bilder einer zweidimensionalen Beobachtung farbcodiert. Teilchen mit hoher Beweglichkeit

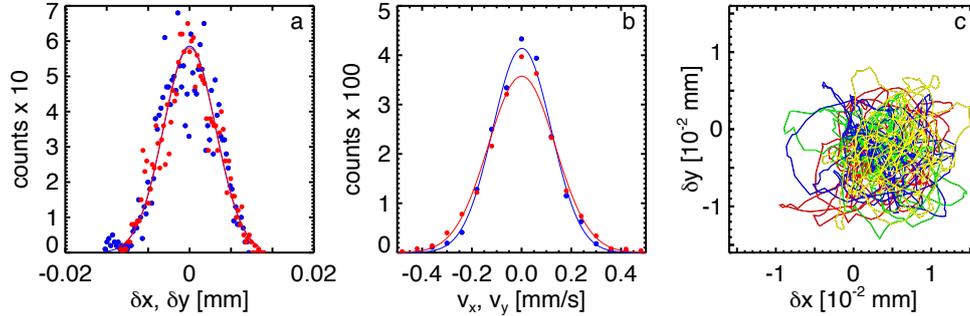


Abbildung 4.3: Bewegung eines Teilchens im Potential seiner Nachbarpartikel in einem zweidimensionalen Plasmakristall [39]. Dargestellt ist die Relativbewegung des Teilchens bezüglich des zeitabhängigen Potentialminimums. In rot sind die Werte für die x -, in blau die Werte für die y -Richtung dargestellt. a) zeigt die Orte, b) die Geschwindigkeiten und c) den Verlauf des Ortes in beiden Richtungen.

hinterlassen eine lange Spur unterschiedlicher Farben. Wohingegen weniger bewegliche Teilchen fast nur in der Farbe des letzten Bildes dargestellt werden, umgeben von der Hintergrundfarbe. Abbildung 4.2 zeigt ein solches Bild aus Referenz [41]. Im unteren Bereich des Bildes sieht man die kristalline Phase. Zwischen festem und flüssigem Bereich ist eine scharfe Grenze zu erkennen.

Bei dieser Methode ist es also weder erforderlich, die Teilchenposition zu messen, noch die Struktur der festen Phase zu kennen. Insbesondere können auch glasartige Zustände als fest erkannt werden. Außerdem reicht eine vergleichsweise geringe Bildfrequenz aus, in diesem Fall 25 Hz.

Hohe Orts- und Zeitaufösung

Ist man hingegen in der Lage, die Teilchenpositionen mit hinreichender Genauigkeit und hoher zeitlicher Auflösung zu bestimmen, kann man die Teilchenbewegungen direkt verfolgen und bewerten. Im zweidimensionalen komplexen Plasma haben Knappek et al. [37, 39] bereits gezeigt, dass man auf diese Weise die Kopplungskonstante in Kristallen bestimmen kann. Dazu werden die Teilchenpositionen in einem ähnlichen Verfahren, wie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben, von einem Bild zum nächsten verfolgt. Damit kann man die Verschiebung zwischen zwei Bildern bestimmen. In einer stabilen Umgebung ist es möglich, Systembewegungen, etwa die Rotation des ganzen Systems, zu subtrahieren, in dem man von den einzelnen Verschiebungen eines Teilchens die mittlere Verschiebung der umgebenden Teilchen abzieht.

Abbildung 4.3 zeigt das Ergebnis dieses Verfahrens für ein einzelnes Teilchen, das über mehrere Sekunden verfolgt wurde. Graph c zeigt die Trajektorie dieses Teilchens bezüglich des Mittelpunktes seiner Nachbarpartikel. Graph a gibt die Positionen in x- und y-Richtung wieder, b die jeweiligen Geschwindigkeiten. Die durchgezogenen Linien zeigen Gauß-Fits an diese Verteilungen. Knappek zeigt, dass sich für kleine Auslenkungen der Teilchen aus ihrer Ruhelage die Kopplungskonstante Γ aus dem Teilchenabstand Δ und der Standardabweichung σ der relativen Teilchenpositionen wie folgt bestimmen lässt:

$$\Gamma = \frac{\Delta^2}{\sigma^2} \quad (4.8)$$

Kapitel 5

Experimente

5.1 Dreidimensionaler Kristall unter Schwerkraft

Zuzic et al. [44] haben $2 \cdot 10^4$ Teilchen in einem dreidimensionalen Plasmakristall beobachtet. Mit dem Aufbau von PK-3 Plus ist es uns nun gelungen, ca. $2,5 \cdot 10^5$ Teilchen in einem Plasmakristall zu beobachten.

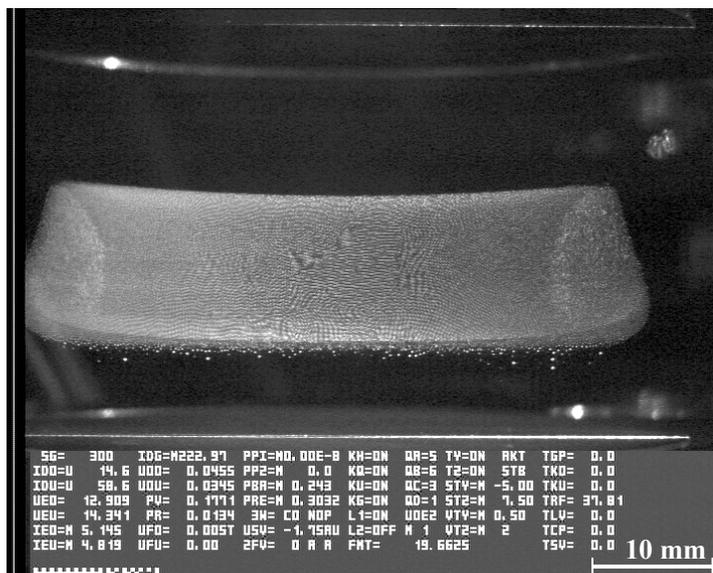


Abbildung 5.1: Das Bild der Übersichtskamera zeigt fast im gesamten Bereich der Teilchenwolke kristalline Ordnung. Am Rand sind deutlich Zirkulationsrollen zu erkennen. Oberhalb und unterhalb der Teilchenwolke ist die Laserebene als Linie auf den Elektroden erkennbar, und es zeigen sich Reflexe an den Guardringen.

Hierzu werden $1,28 \mu\text{m}$ große Teilchen aus Melaminformaldehyd (MF) eingestreut. In der Kammer befindet sich ein Plasma aus Argon mit einem Druck von 0,20 mbar. Nach wenigen Minuten bildet sich ein Kristall, der sich beinahe über den gesamten Bereich des komplexen Plasmas erstreckt. Abbildung 5.1 zeigt ein Bild der Teilchenwolke, aufgenommen von der Übersichtskamera. Das untere Viertel des Bildes zeigt die Einblendungen einiger Mess-

und Stellwerte. Darüber sieht man den gesamten Bereich der Plasmakammer zwischen den Elektroden. Die Teilchenwolke erstreckt sich ab einer Höhe von 0,65 cm oberhalb der unteren Elektrode über eine Höhe von 1,2 cm und eine Breite von ca. 5,2 cm. Reflexe an den Guardringen sind oben und unten zu erkennen. Der Laserfächer erscheint auf den Elektroden als heller Strich, was am oberen Rand und am unteren Rand des Sichtfeldes zu erkennen ist.

Am linken und am rechten Rand der Plasmawolke sind deutliche Stufen in der Helligkeit erkennbar. Sie markieren den Rand der Zirkulationsrolle, die sich meistens ausbildet. Am unteren Rand der Wolke ist ebenfalls eine Abstufung der Helligkeit zu erkennen. In diesem Fall markiert sie den Übergang zu größeren Teilchen. Agglomerate und größere Teilchen, die versehentlich aus anderen Dispensoren in das Plasma gefallen sind, sammeln sich dort am unteren Rand der Wolke. Im mittleren Bereich der Teilchenwolke ist deutlich das typische Muster aus hellen und dunklen Bereichen zu sehen, das charakteristisch für kristalline Regionen im Plasma ist. Die kristalline Ordnung erstreckt sich über fast den gesamten Bereich zwischen den Zirkulationsbereichen am Rand.

Abbildung 5.2 zeigt ein Bild der HR-Kamera desselben Kristalls. Besonders auffällig an diesem Kristall ist, dass die kristalline Struktur sehr gleichmäßig erscheint. Es bilden sich deutlich sichtbare Kristallebenen heraus, die über den gesamten beobachteten Bereich fast fehlerfrei erhalten bleiben. Die Kristallebenen sind überwiegend parallel zu den Elektroden ausgerichtet, was auf den Einfluss der Schwerkraft zurückzuführen sein dürfte. Nur im linken oberen Eck ist ein Bereich mit gekippter Orientierung zu erkennen. Im rechten Viertel ist ebenfalls eine Korngrenze zwischen Kristallen mit unterschiedlichen Orientierungen zu erkennen. Dies ist dadurch zu erkennen, dass sich das Muster aus hellen und dunklen Teilchen verändert. Während im mittleren Bereich horizontale Ketten aus Teilchen erscheinen und verschwinden, zeigen sich im rechten Bereich vertikale Bänder von Teilchenebenen.

Setzt man die Videodaten zu einer dreidimensionalen Matrix zusammen, bekommt man eine räumliche Verteilung der Helligkeitswerte im Beobachtungsbereich (vgl. 5.9(a)). Wendet man darauf eine Fouriertransformation an, erhält man ein dreidimensionales Bild des beobachteten komplexen Plasmas im reziproken Raum. Für ein zweidimensionales komplexes Plasma wurde dieses Verfahren beispielsweise von Nosenko et al. [24] angewandt, um die Kristallordnung zu bewerten.

Abbildung 5.3 zeigt Projektionen des dreidimensionalen Kristalles im reziproken Raum, ähnlich wie man sie nach dem Laue-Verfahren erhalten würde. Es ist in etwa der gesamte Frequenzraum dargestellt, der mit der gegebenen Pixelgröße der Videodaten erreichbar ist. Man kann in diesen Abbildungen bereits einige Eigenschaften des direkten Bildes wieder finden. Beispielsweise

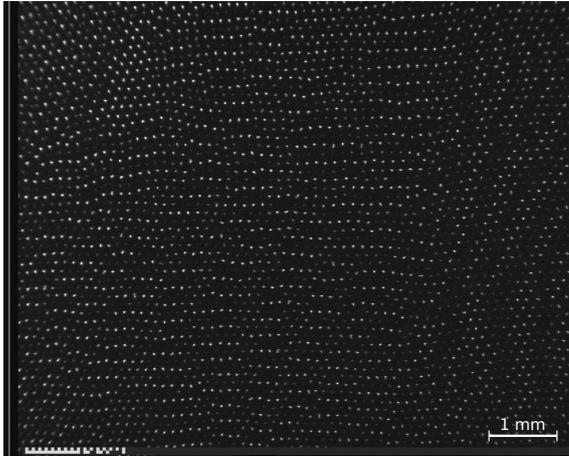


Abbildung 5.2: Videobild der hochauflösenden Kamera. Es sind deutlich horizontale Ebenen zu erkennen. Im rechten Viertel und im linken oberen Eck befinden sich Regionen mit abweichenden Orientierungen.

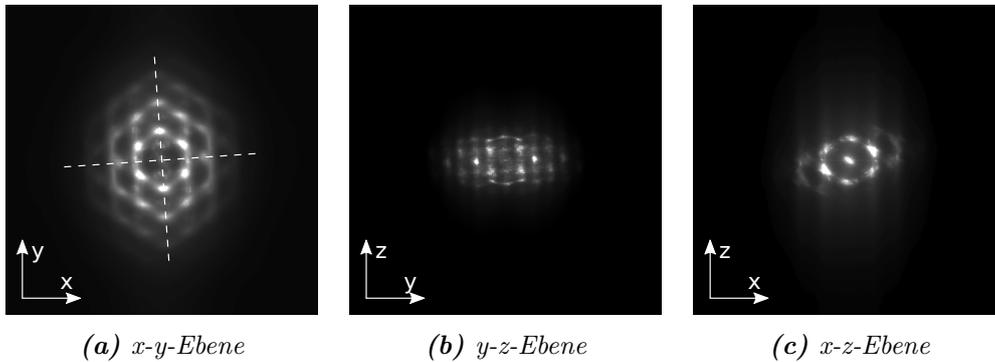
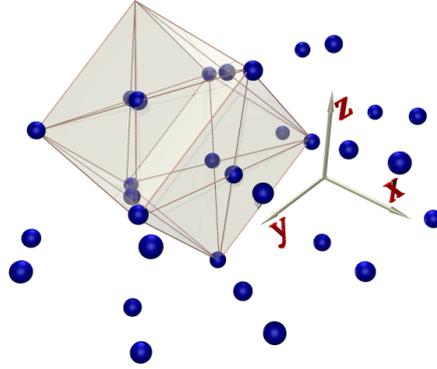


Abbildung 5.3: Projektionen des Betrages der Fouriertransformierten der Videodaten in verschiedene Raumrichtungen. Nach dem Laue-Verfahren würde man diese Streubilder erhalten. Der dargestellte Frequenzraum entspricht einem inversen Wellenlängenbereich von -50 mm^{-1} bis 50 mm^{-1} .

gibt die Ausdehnung der Teilchen im Videobild eine Obergrenze der Wellenzahl vor, bei der man im reziproken Bild noch ein Signal erhält. In Abbildung 5.3(a) etwa treten keine Wellenzahlen in y -Richtung auf, die mehr als halb so groß sind, wie die höchste erreichbare Wellenzahl $k_{y,max}$. Ist $d_{y,min}$ die Pixelgröße der Kamera in y -Richtung, dann ist $k_{y,max} = \frac{2\pi}{d_{y,min}}$. Dies bedeutet, dass die Teilchenbilder in y -Richtung doppelt so groß sind, wie die kleinste Einheit. Sie sind also zwei Pixel groß. In x -Richtung ergibt sich die Größe der Teilchenbilder zu drei Pixel, da das Gitter in dieser Richtung nur über etwa $\frac{1}{3}$ des Sichtfeldes zu beobachten ist. Dies stimmt mit der Beobachtung in den Videobildern überein.

Entsprechend ergibt sich aus den Abbildungen 5.3(b) und (c) eine Ausdehnung der Teilchenbilder in z -Richtung von etwa fünf Pixeln.

Abbildung 5.4:
 Dreidimensionale Darstellung der Gitterpunkte des reziproken Gitters. Zur Veranschaulichung ist eine gebräuchliche Einheitszelle des fcc-Gitters eingezeichnet. Es wird deutlich, dass das reziproke Gitter in y -Richtung, also entlang der Gravitation, elongiert ist.



In Abbildung 5.3(c) und (a) ist deutlich die sechsfaltige Symmetrie erkennbar. In Abb. 5.3(a) fällt der Gravitationsvektor mit der Vertikalen zusammen. Die Gitterpunkte oberhalb und unterhalb des Zentrums korrespondieren also mit den horizontalen Gitterebenen des realen Kristalles. Die eingezeichnete Verkipfung um 4° ist auch im realen Kristall in Abbildung 5.2 insbesondere links oben und im rechten Bereich zu beobachten.

Der Abstand des Gitterpunktes oberhalb des Zentrums in Abbildung 5.3(a) beträgt etwa $9,4 \text{ mm}^{-1}$, was einem Ebenenabstand von $106 \mu\text{m}$ entspricht. Das Verhältnis von Teilchenabstand zu Ebenenabstand beträgt bei den $\{111\}$ -Ebenen von fcc und den $\{110\}$ -Ebenen von bcc $\sqrt{3/2}$, was einen Teilchenabstand von $130 \mu\text{m}$ ergibt. Die anderen Gitterpunkte können in der Projektion nicht zur Bestimmung der Gitterkonstanten herangezogen werden, da sie in den Projektionen nicht in der selben Ebene liegen, wie das Zentrum.

Aus den dreidimensionalen Daten der Fouriertransformierten kann man ebenso wie im Realraum Gitterpositionen bestimmen. Abbildung 5.4 zeigt eine dreidimensionale Darstellung der gemessenen Gitterpunkte im reziproken Raum. Zur Veranschaulichung ist eine gebräuchliche Einheitszelle des fcc-Gitters mit einer Kantenlänge von $13,0 \text{ mm}^{-1}$ eingezeichnet. Die Fouriertransformierte ergibt also offensichtlich ein fcc-Gitter. Das bedeutet, dass die Teilchen in einer bcc-Struktur angeordnet sind und einen Abstand von etwa $132 \mu\text{m}$ aufweisen.

Bestimmt man wie in Kapitel 4 beschrieben die Teilchenpositionen, so kann man daraus die Paarkorrelation $g(r)$ berechnen (Abbildung 5.5). Das Verhältnis von erstem Minimum zum ersten Maximum beträgt $0,065$. Die Abstandsordnung weist also auf eine hohe kristalline Ordnung hin. Dies wird auch dadurch bestätigt, dass über vier Gitterkonstanten hinweg charakteris-

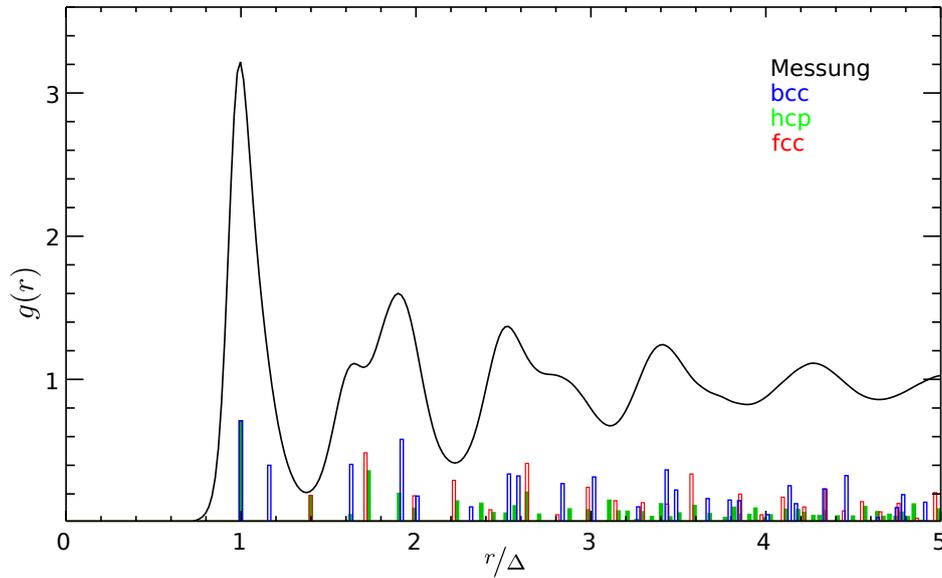


Abbildung 5.5: Die schwarze Kurve zeigt die Paarkorrelation für alle Teilchen aus Abschnitt 5.1. Zum Vergleich werden ideale Gitter mit dargestellt: bcc blau, hcp grün und fcc rot.

tische Merkmale im Graphen erkennbar sind. Aus der Normierung des ersten Maximums ergibt sich ein Teilchenabstand von $130\ \mu\text{m}$. In Abbildung 5.5 ist die gemessene Paarkorrelationsfunktion schwarz eingezeichnet. Die Orte der Maxima idealer Kristalle sind mit ihren relativen Höhen in unterschiedlichen Farben eingetragen. Der Vergleich mit Paarkorrelationen $g(r)$ idealer Kristallstrukturen zeigt vor allem die Signatur von bcc (blau).

Aus $g(r)$ lässt sich direkt der Strukturfaktor $S(k)$ als Funktion der Wellenzahl k berechnen [108]:

$$S(k) = 1 + \frac{4\pi n}{k} \int_0^\infty dr r \sin(kr)(g(r) - 1) \quad (5.1)$$

Dabei ist n die Anzahldichte der Teilchen. Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis dieser Transformation. Dabei wurde k auf den Ort $k_{max} = 59\ \mu\text{m}^{-1}$ des ersten Maximums normiert. Dies entspricht im Ortsraum einem Ebenenabstand von $106\ \mu\text{m}$. Bei einem gemessenen Teilchenabstand von $130\ \mu\text{m}$ entspricht das genau dem Abstand der $\{110\}$ Ebenen im bcc, der $\{111\}$ Ebenen im fcc und der $\{00.2\}$ Ebenen im hcp Kristall.

Abbildung 5.6 zeigt auch die Orte weiterer Reflexe an diesen idealen Gitterstrukturen. Es zeigt sich, dass vor allem die Peaks von bcc (blau) deutlich zu erkennen sind. fcc und hcp hinterlassen keine eindeutigen Spuren im gemessenen Strukturfaktor.

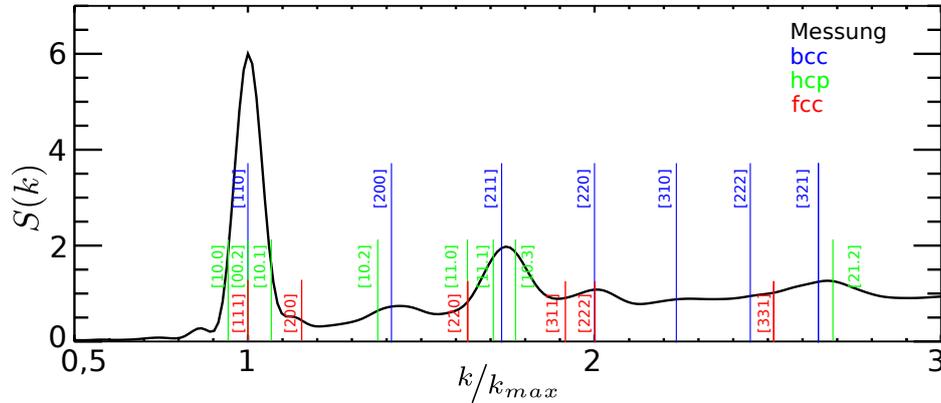


Abbildung 5.6: Aus der Paarkorrelation $g(r)$ (Abb. 5.5) errechneter Strukturformfaktor $S(k)$. k ist auf k_{max} , den Ort des ersten Maximums, normiert. Die farbigen Linien zeigen die Maxima des Strukturformfaktors von bcc (oben), hcp (mitig) und fcc (unten), bezeichnet mit den entsprechenden Kristallebenenbezeichnungen.

Die lokale Strukturanalyse erkennt 90% der Teilchen als fcc, hcp oder bcc. Da zur Identifikation von bcc acht nächste Nachbarn, für die dichten Kugelpackungen hcp und fcc aber zwölf berücksichtigt werden müssen, ist die Zuordnung nicht eindeutig. Fast alle Teilchen, die als bcc identifiziert werden, werden auch als hcp oder fcc identifiziert. Andererseits werden 21,5% der hcp-Teilchen und 19,8% der fcc-Teilchen als bcc identifiziert. Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung der Teilchen im Raum der lokalen Invarianten für acht und zwölf Nachbarn. Verwendet man 12 nächste Nachbarn erkennt man somit etwa 62,4% als hcp und 27,9% als fcc. Unter Verwendung von 8 nächsten Nachbarn werden 19,0% Teilchen als bcc identifiziert.

Während also der Strukturformfaktor als globales Maß (Abb. 5.6) ebenso wie die Fouriertransformation (Abb. 5.4) eindeutig auf einen bcc-Kristall hindeutet, ist die lokale Struktur der Teilchen überwiegend hcp. Dies ist keineswegs ein Widerspruch. Durch die Deformation des Gitters durch Verbiegung der Ebenen, Verspannungen durch Gitterfehler und durch thermische Auslenkungen der Teilchen aus der Ruhelage können Teilchen aus der zweiten Schale einer bcc-Struktur näher am Zentralteilchen liegen, als Teilchen aus der ersten Schale. Derartige Effekte bewirken Nichtlinearitäten bei der Berechnung der lokalen Invarianten. Wenn bei bcc-Teilchen fälschlicherweise ein Teilchen der zweiten Schale mit berücksichtigt wird, zeigt sich das in der Q_4 - Q_6 -Dichtekarte als Nebenmaximum im Bereich von Q_4 kleiner als 0,4. Drei dieser Maxima sind in Abbildung 5.7(a) zu sehen. Diese sind auch zu beobachten, wenn die Teilchenpositionen in einem idealen bcc-Gitter mit normalverteilten Zufallszahlen „verrauscht“ werden (Abb. 5.8).

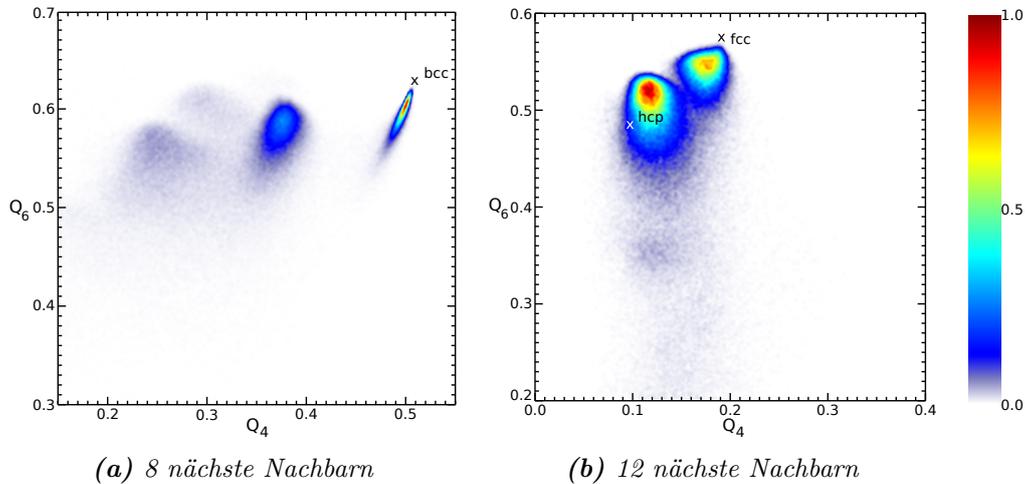


Abbildung 5.7: Q_4 - Q_6 -Dichtekarten. Die entsprechenden Werte idealer Kristalle sind eingetragen. Die Farbwerte wurden auf den jeweiligen Maximalwert skaliert. Dieser beträgt für 8 Nachbarn $3,1 \cdot 10^8$ und für 12 Nachbarn $8,5 \cdot 10^7$.

Auch die Lage und Form der Maxima in Abbildung 5.7(b) deuten auf ein verformtes bcc-Gitter hin. Zwar ist dieser Bereich der Q_4 - Q_6 -Ebene durch Torsion auch für hcp und fcc erreichbar ([106]) allerdings deutet die Form der Verteilung auf eine andere Ausgangsstruktur hin. Für deformiertes hcp beispielsweise würde man einen höheren Anteil mit Q_6 unterhalb von idealem hcp erwarten.

5.2 Kristallisation von 2,55 μm -Teilchen

5.2.1 Versuchsdurchführung

Sehr interessant zu beobachten ist die zeitliche Entwicklung der kristallinen Struktur auf kinetischer Ebene. Da PK-3 Plus nur Filme mit 50 Hz Bildfrequenz aufzeichnen kann, ist eine dreidimensionale Echtzeitverfolgung der Teilchen nicht möglich. Man kann aber eine zeitliche Abfolge von Momentaufnahmen der Kristallstruktur messen. Dies ist im folgenden Experiment gemacht worden.

Verwendet wird ein symmetrisch getriebenes Argon Plasma mit einer RF-Spannung bei einem doppelten Scheitelwert von 35,7 V. Der Neutralgasdruck beträgt 0,46 mbar. Es werden Melamin-Formaldehyd-Teilchen mit einem Durchmesser von $(2,55 \pm 0,04) \mu\text{m}$ und einer Massendichte von $1,51 \text{ g cm}^{-3}$ eingestreut. Bei einer Leistung von 130 mW bildet sich kristalline Ordnung

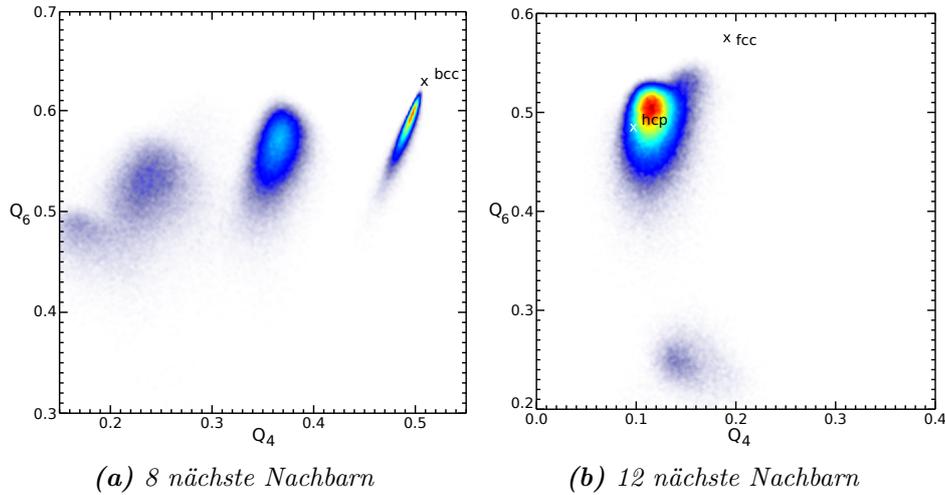


Abbildung 5.8: Q_4 - Q_6 -Dichtekarten eines künstlichen Kristalls. Die Positionen eines idealen bcc-Kristalles wurden mit einem normalverteilten Rauschen überlagert, dessen Standardabweichung etwa 5% des Teilchenabstandes beträgt.

aus. Der typische Teilchenabstand im Sichtfeld der hochauflösenden Kamera beträgt $175\ \mu\text{m}$. Durch die Schwerkraft werden die Teilchen zur unteren Elektrode gedrückt. Diese geometrische Randbedingung führt wie in Abschnitt 5.1 dazu, dass sich Kristalle mit überwiegend horizontalen Ebenen bilden. Im Sichtfeld der hochauflösenden Kamera können bis zu 40 Ebenen beobachtet werden.

Kurz nach einem Gasstoß wird die RF-Leistung auf über $700\ \text{mW}$ erhöht und gleich wieder auf den Ausgangswert gesenkt. Eine höhere RF-Spannung führt zu höherer Ionisation und damit zu einer geringeren Debye-Länge. Ebenso zieht sich die Plasmarandschicht zusammen. Somit fallen die Teilchen um einige Millimeter und werden wieder angehoben. Auf diese Weise wird die kristalline Ordnung der Teilchenwolke zerstört und das komplexe Plasma beginnt sich erneut zu ordnen. Diese Rekristallisation eines dreidimensionalen komplexen Plasmas wurde bereits von Rubin-Zuzic et al. mit einem zweidimensionalen Schnitt beobachtet [41]. Mit dem Erreichen des Ausgangswertes der RF-Spannung beginnt eine Serie von Scans. Der Abstand zwischen den Scans beträgt am Anfang der Messung wenige Sekunden und nimmt gegen Ende auf mehrere Minuten zu. Auf diese Weise erhält man über ca. 45 Minuten eine Reihe von 3-dimensionalen Momentaufnahmen der Teilchenwolke.

Die Scans werden mit einer Geschwindigkeit von $0,6\ \text{mm s}^{-1}$ bei einer Bildfrequenz von $50\ \text{Hz}$ aufgenommen. Das ergibt einen Versatz in der Blick-

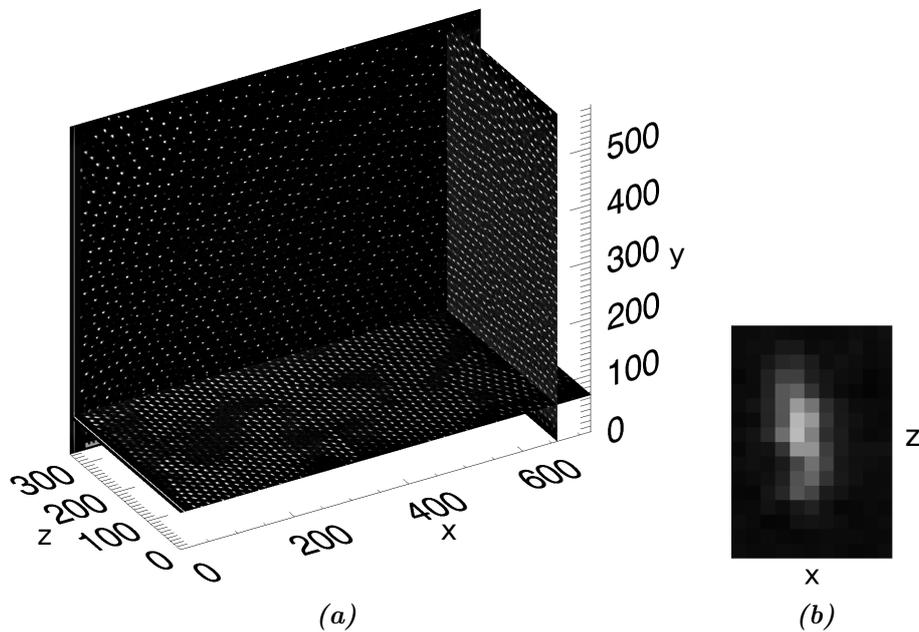


Abbildung 5.9: Originaldaten der HR-Kamera.

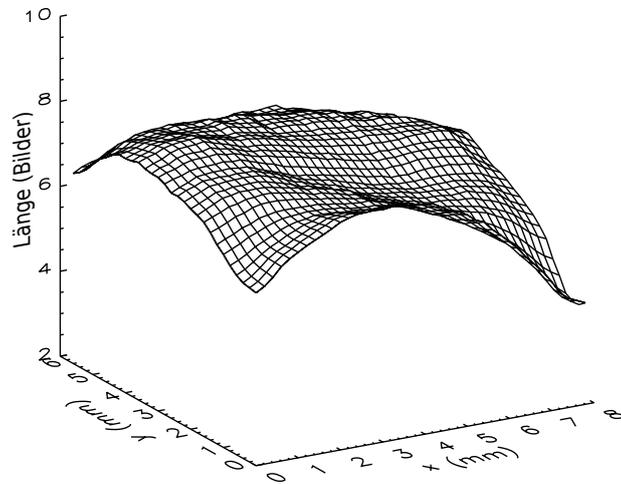
(a) Es sind drei Schnittbilder durch die Videodaten dargestellt. Die original Blickrichtung sowie die Scanrichtung verlaufen entlang der z -Achse. Die Einheiten bezeichnen in x - und y -Richtung die Pixel beziehungsweise in z -Richtung die Bildnummern. Die Pixelgröße beträgt in x -Richtung $11,3\mu\text{m}$ und in y -Richtung $10,3\mu\text{m}$. In z -Richtung ergibt sich die Ausdehnung eines Bildes bei der verwendeten Scangeschwindigkeit von $0,6\text{mm s}^{-1}$ zu $12,0\mu\text{m}$. Da der Laserschnitt dicker ist als die Pixelausdehnung, wurden für die Schnittbilder, die nicht der originalen Blickrichtung entsprechen, neun Pixel überlagert, um die gleiche Dicke des Schnittes zu erreichen.

(b) Draufsicht auf das Bild eines Teilchens. Durch die Laserdicke werden die Teilchen in Scanrichtung z elongiert. Dieses Teilchen ist auf etwa neun Bildern zu sehen. Auch hier wurden neun Bildebenen überlagert.

richtung von $12\mu\text{m}$ von einem Bild zum nächsten. Die Scans überdecken eine Tiefe von 4mm . Das mit der hochauflösenden Kamera betrachtete Volumen beträgt also $7,94 \times 5,79 \times 4,0\text{mm}^3$.

Synchron dazu wird auch ein 50Hz Video mit der Quadrantenkamera aufgenommen. Deren betrachtetes Volumen beträgt $34,7 \times 25,4 \times 4,0\text{mm}^3$. Die Kameras sind so eingestellt, dass man mit der Quadrantenkamera bis zu einer Höhe von $19,8\text{mm}$ sehen kann. Als Nullpunkt dient die Unterkante der HR-Kamera. Abbildung 5.9(a) zeigt eine Darstellung der dreidimensionalen HR-Videodaten. Da der Laserfächer dicker als $120\mu\text{m}$ ist, sieht man in einem x - y -Schnitt eine dickere Schicht als in den anderen Ebenen. Um dies

Abbildung 5.10: Mittlere Länge der Teilchenspuren in Scanrichtung, abhängig von ihrer Lage im Sichtfeld. Die Länge der Spur hängt von der Dicke des Lasers, seiner Intensität und der Abbildungsschärfe der Optik ab.



auszugleichen wurden in Abbildung 5.9(a) für die x-z- und y-z-Schnitte neun Ebenen überlagert. Man kann erkennen, dass sich die drei Richtungen nicht grundsätzlich unterscheiden. Abb. 5.9(b) zeigt, dass die Teilchen lediglich durch die Laserdicke in z-Richtung elongiert sind.

Der Laser hat in Blickrichtung eine gaußförmige Helligkeitsverteilung. Ein Teilchen, das während eines Scans durch den Laser wandert, wird also zuerst heller, erreicht im Zentrum des Lasers seine maximale Helligkeit und wird dann wieder dunkler, bis es schließlich verschwindet. Die Teilchen hinterlassen somit in mehreren aufeinanderfolgenden Bildern eine Spur. Die Länge dieser Spur hängt davon ab, wann das Teilchen zum ersten Mal und wann zum letzten Mal erkannt wurde. Abbildung 5.10 zeigt die mittlere Länge dieser Spuren in Abhängigkeit vom Ort im Sichtfeld. Die Abnahme der Spurlängen in den Ecken liegt sowohl an der geringeren Abbildungsschärfe der Optik in diesem Bereich, als auch an der geringeren Laserhelligkeit aufgrund der Auffächerung. Die maximale Helligkeit der Teilchen ist in diesem Bereich geringer, deshalb werden die Teilchen nur nahe des Laserzentrums vom Schwellwertverfahren erkannt. Die Mulde der Spurlänge in der Mitte des Sichtfeldes ist ein Effekt der geringeren Laserdicke. Der Fokus des Lasers liegt etwa in der Mitte des Sichtfeldes.

Um die Teilchenpositionen aus den Scans in 3D bestimmen zu können, muss man aber annehmen, dass sich die Gleichgewichtspositionen der Teilchen in der Zeit, in der sie und die nähere Umgebung beobachtet werden, nicht wesentlich verändern. Dies ist für den kristallinen Fall sicherlich zutreffend, wie anhand von Bild 5.9(b) erkennbar ist. Es zeigt die Draufsicht auf ein Teilchen, also in negative y-Richtung geblickt. Dabei wurden neun Bildebenen in y-Richtung überlagert. Abbildung 5.11 zeigt ein Überlagerungsbild des komplexen Plasmas. Dazu wurde das Videobild zu einer Zeit ohne Scan über

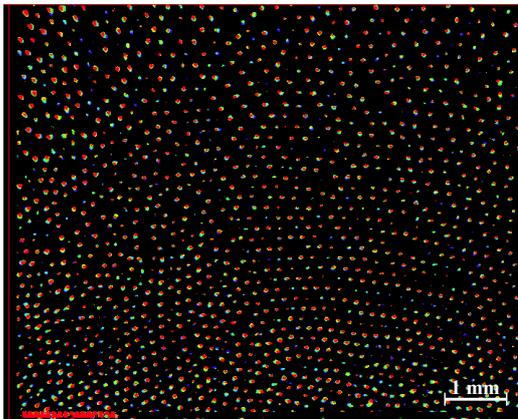
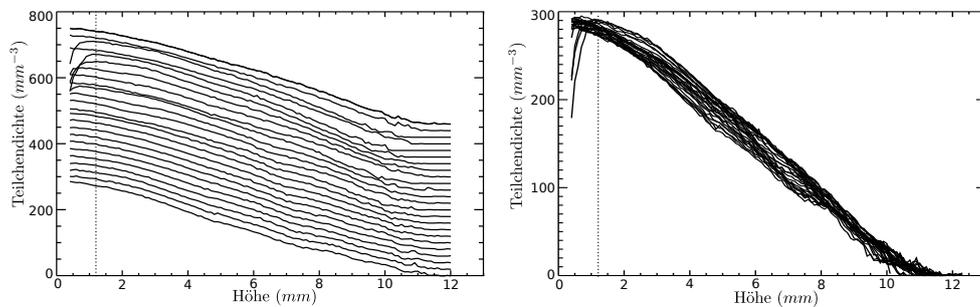


Abbildung 5.11: Überlagerung der Teilchenbilder während einer Sekunde und ohne Scan. Alte Bilder sind blau kodiert, neue rot. Man kann erkennen, dass sich die Teilchen für die Dauer der Beobachtung kaum bewegen. Bei einer Scangeschwindigkeit von $0,6 \text{ mm s}^{-1}$ entspräche das etwa einer Scantiefe von 3,5 Teilchenabständen.



(a) Die Scans sind nacheinander jeweils um 20 mm^{-3} nach oben verschoben. **(b)** Alle Scans sind übereinander gezeichnet.

Abbildung 5.12: Verlauf der Teilchendichte in vertikaler Richtung zu verschiedenen Zeiten. Der 2σ -Fehler beträgt etwa $1,6 \text{ mm}^{-3}$. Erwartungsgemäß nimmt die Dichte mit der Höhe ab. Für die Messungen wurden nur die Teilchenpositionen mit $y > 1,2 \text{ mm}$, also rechts von der gepunkteten Linie, verwendet.

eine Sekunde farbig codiert und überlagert. Auch hier lässt sich erkennen, dass sich die Teilchen im Kristall während der Beobachtung kaum bewegen.

Für den flüssigen Fall kurz nach dem Schmelzen ist diese Bedingung sicher nicht erfüllt. Hier ist es allerdings ausreichend zu erkennen, dass das komplexe Plasma in sehr ungeordnetem Zustand vorliegt. Dafür sind solche Scans allenthalben geeignet.

Nachdem die Teilchenpositionen, wie in 4.1 beschrieben, bestimmt worden sind, können sie benutzt werden, um die Kristalleigenschaften genauer zu untersuchen. Die Teilchendichte zeigt in y -Richtung, also entgegen der Schwerkraft, erwartungsgemäß eine Abnahme (Abb. 5.12).

Bei den Scans 15, 18 bis 20 und 22 sind im untersten Bereich des Sichtfeldes vertikale Oszillationen der Teilchen aufgetreten. Aufgrund dieser raschen

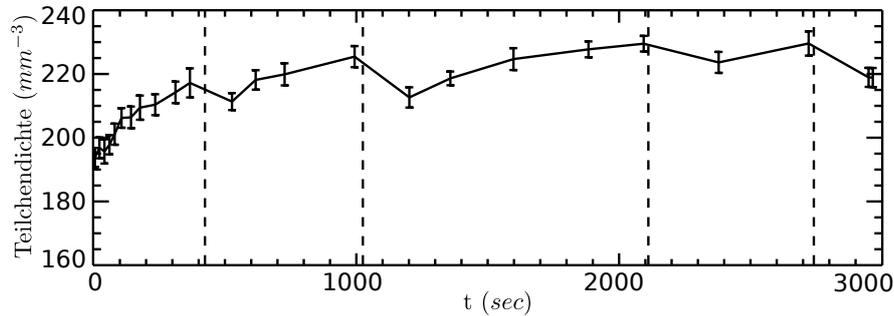


Abbildung 5.13: Zeitlicher Verlauf der Teilchendichte in 4 mm Höhe über dem unteren Rand des Sichtfeldes. Die gestrichelten Linien zeigen die Zeiten der Gasstöße. Die Teilchendichte ist nach jedem Gasstoß deutlich geringer und nimmt bis zum nächsten weiter zu. Dieses Verhalten korreliert mit der Gasqualität.

Bewegungen ist es nicht möglich, die Teilchen zuverlässig zu verfolgen, weshalb die Teilchendichte in diesem Bereich scheinbar einbricht.

Das Auftreten der Oszillationen lässt sich mit der Abnahme der Gasqualität erklären, da die entsprechenden Scans einige Zeit nach einem Gasstoß stattfanden. Abbildung 5.13 zeigt den Verlauf der Teilchendichte in einer Höhe von 4 mm. Hier ist deutlich zu erkennen, dass die Teilchendichte mit dem zeitlichen Abstand vom letzten Gasstoß zunimmt. Mit nachlassendem Gasstrom erhöht sich die Konzentration von Fremdionen wie O_2^+ und O^- , was wiederum zur Verringerung der Elektronenkonzentration und der Teilchenladung führt [109]. Dies korreliert mit der Entwicklung der Teilchendichte in Abbildung 5.13. Der Gasdruck hat auf dieses Verhalten keinen Einfluss, da er bereits nach etwa 120 s seinen Sollwert erreicht hat.

5.2.2 Druck in der Teilchenwolke

Im Folgenden werden nur die Gewichtskraft und die Coulomb-Abstoßung der Teilchen berücksichtigt. Die Gravitation drückt die Teilchenwolke zur unteren Elektrode. Dadurch entsteht ein Druck innerhalb der Wolke, der nach unten hin zunimmt. Dieser Druck wird durch das abstoßende Potential der Teilchen kompensiert. Im Folgenden wird er auf zwei verschiedene Weisen bestimmt und anschließend aneinander gefittet, um die Teilchenladung und die Abschirmlänge zu bestimmen.

Barometrische Druckbestimmung

In der Teilchenwolke entsteht in der Höhe h durch das Gewicht der darüber liegenden Teilchen ein Druck $p(h)$. Wenn auf die Teilchen kein äußeres Kraftfeld außer der Gewichtskraft wirkt – insbesondere kein externes elektrisches Feld – gilt für den Druck

$$p(h) = \sum_{h^* > h}^{\infty} m \cdot g \cdot n(h) \cdot \delta h^*. \quad (5.2)$$

Dabei ist $m = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi r_d^3$ die Masse der Teilchen ($\rho = 1,51 \text{ g cm}^{-3}$, $2r_d = 2,55 \mu\text{m}$), $g = 9,81 \text{ N kg}^{-1}$ der Ortsfaktor und δh^* die Auflösung der gemessenen Dichtefunktion.

Für einen Scan ist das Ergebnis dieser Summe in Abbildung 5.15 als schwarze Linie dargestellt.

Elektrostatische Druckbestimmung

Eine andere Möglichkeit, den Druck zu bestimmen ist, das elektrostatische Potential um ein Teilchen zu betrachten. Die elektrostatische Energie E eines Teilchens im Plasmakristall ergibt sich aus der Summe der Beiträge E_i der Teilchenschalen. Ist ζ_i die Anzahl der Teilchen im Abstand Δ_i , so gilt:

$$E = \sum_{i=1}^{\infty} E_i = \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\zeta_i}{\Delta_i} e^{-\frac{\Delta_i}{\lambda_D}} \quad (5.3)$$

Unter der Annahme einer regelmäßigen Struktur, etwa fcc, gilt für das Voronoi-Volumen V_V eines Teilchens

$$\alpha V_V = \frac{4}{3}\pi r_V^3 = \frac{1}{6}\pi \Delta^3, \quad (5.4)$$

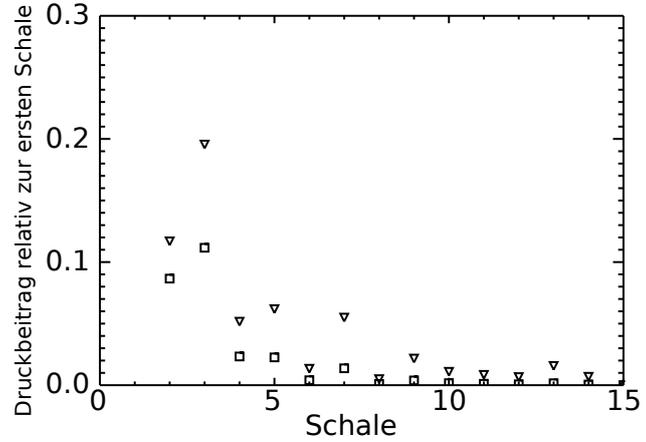
wobei $\Delta = 2r_V$ der Teilchenabstand ist. Des Weiteren ist das Voronoi-Volumen das Inverse der Dichte: $V_V = n^{-1}$ und somit gilt für den Teilchenabstand:

$$\Delta = \left(\frac{6\alpha}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} V_V^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{6\alpha}{\pi n}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.5)$$

Die partielle Ableitung des Teilchenabstandes nach dem Volumen lautet:

$$\frac{\partial \Delta}{\partial V_V} = \frac{1}{3} \left(\frac{6\alpha}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} V_V^{-\frac{2}{3}} = \frac{2\alpha}{\pi} \Delta^{-2} \quad (5.6)$$

Abbildung 5.14: Beitrag der höheren Teilchenschalen einer fcc-Struktur zum Gesamtdruck relativ zum Beitrag der ersten Schale im Yukawa-Potential. Für $\lambda_D = \Delta$ (∇) stellt die siebte Schale den letzten wesentlichen Beitrag, während man für $\lambda_D = \frac{1}{2}\Delta$ (\square) bereits die Beiträge ab der vierten Schale vernachlässigen kann.



Der gesamte Druck aus der elektrostatischen Energie ergibt sich als Summe der Partialdrücke der Teilchenschalen als

$$p = -\frac{\partial E}{\partial V} = -\sum_{i=1}^{\infty} \frac{\partial E_i}{\partial \Delta_i} \frac{\partial \Delta_i}{\partial V}, \quad (5.7)$$

und mit den Gleichungen 5.3 und 5.6 zu:

$$p = \frac{Q^2 \alpha}{2\pi^2 \epsilon_0} \sum_{i=1}^{\infty} \zeta_i \frac{\lambda_D + \Delta_i}{\lambda_D \Delta_i^4} e^{-\frac{\Delta_i}{\lambda_D}} \quad (5.8)$$

Mit der Annahme einer fcc-Struktur zeigt Abbildung 5.14 die Terme aus Gleichung 5.8 für $\lambda_D = \Delta$ und $\lambda_D = \frac{1}{2}\Delta$. Sie sind auf den Term der ersten Schale normiert. Für $\lambda_D = \Delta$ liefert die siebte Schale nur noch einen Beitrag von weniger als 7% der ersten Schale, alle weiteren noch deutlich weniger. Für $\lambda_D = \frac{1}{2}\Delta$ ist die dritte Schale die letzte, die noch einen wesentlichen Anteil am Druck trägt. Es ist also möglich, die Summe bereits nach wenigen Schalen abzubrechen.

Fit der Druckkurven

Da der barometrische Druck vom elektrostatischen Druck kompensiert werden muss, kann man nun 5.2 und 5.8 gleichsetzen und erhält

$$\sum_{h^* > h}^{\infty} m \cdot g \cdot n(h) \cdot \delta h^* = \frac{Q^2 \alpha}{2\pi^2 \epsilon_0} \sum_{i=1}^{\infty} \zeta_i \frac{\lambda_D + \Delta_i}{\lambda_D \Delta_i^4} e^{-\frac{\Delta_i}{\lambda_D}}. \quad (5.9)$$

Ist d_i der normierte Abstand der Teilchenschalen mit $d_1 = 1$, der sich aus der Struktur des komplexen Plasmas ergibt, dann gilt $\Delta_i = d_i \Delta$. Da sich Δ

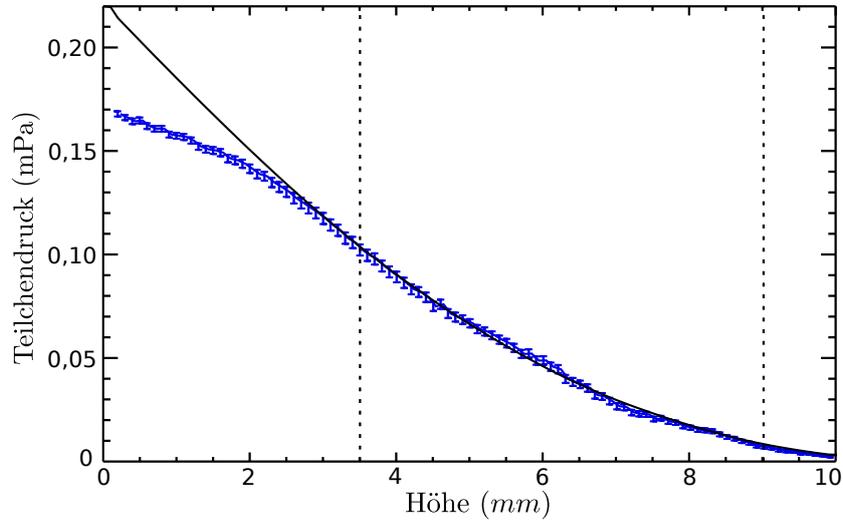


Abbildung 5.15: Die blaue Kurve zeigt den Fit der Gleichung 5.8 an die Druckkurve, wie sie sich aus Gleichung 5.2 ergibt (schwarz). Die Fitparameter sind Q und λ_D . Die senkrechten gestrichelten Linien geben den Bereich an, in dem gefittet wurde.

nach Gleichung 5.5 aus der Teilchendichte n ergibt, sind in Gleichung 5.9 alle Größen bekannt, außer Q und λ . Mit deren Hilfe kann man nun die beiden Druckkurven aneinander fitten.

Abbildung 5.15 zeigt den besten Fit für einen bestimmten Scan. Es wurde nur der Bereich zwischen 3,5 mm und 9 mm verwendet, da außerhalb deutliche systematische Abweichungen zu beobachten sind.

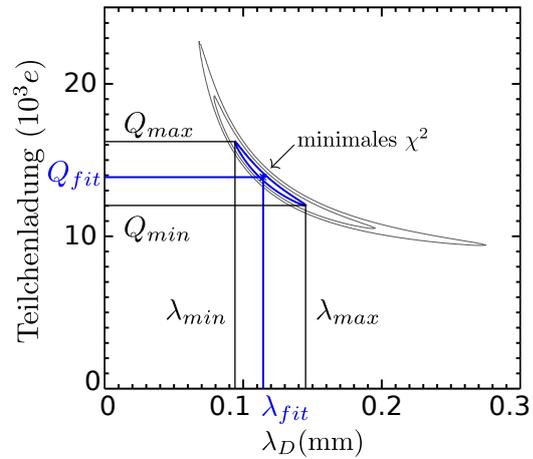
Die Fehler bei der Bestimmung des Druckes ergeben sich aus dem Fehler der Dichtemessung. Da die Dichte zur Messung über einer Höhe von 0,1 mm gemittelt wird, ergibt sich eine Unsicherheit, welche der Dichteänderung über diese Höhe entspricht.

Ein weiterer Fehler entsteht bei der Dichtemessung selbst. Dieser ist allerdings gering gegenüber der Unsicherheit durch die Mittelung. Unter Berücksichtigung der statistischen Fehlerfortpflanzung verschwindet die Unsicherheit für den barometrischen Druck gegenüber der des elektrostatischen Druckes. Daher sind in Abbildung 5.15 nur die Fehlerbalken für den elektrostatischen Druck dargestellt.

Somit ergibt sich das reduzierte χ^2 zu

$$\chi^2 = \frac{1}{N-2} \sum_i^N \left(\frac{p(Q, \lambda_D, h_i) - p(h_i)}{\delta p(Q, \lambda_D, h_i)} \right)^2 \quad (5.10)$$

Abbildung 5.16: Konturen in der χ^2 Karte eines Fits. Das Minimum ist auf eins normiert. Die Konturlinien liegen bei 2,3; 6,17 beziehungsweise 11,8. Dies entspricht dem 1σ , 2σ beziehungsweise 3σ -Fehler. Die Werte Q_{min} , Q_{max} , λ_{min} und λ_{max} zeigen die Grenzen des σ -Fehlers, während Q_{fit} und λ_{fit} den optimalen Fitwert markieren.



aus der Differenz des barometrischen Druckes $p(h_i)$ und des elektrostatischen Druckes $p(Q, \lambda_D, h_i)$ geteilt durch dessen Fehler $\delta p(Q, \lambda_D, h_i)$. Es wird über die Anzahl N der Messpunkte, die zum Fit verwendet werden, summiert und auf N minus Anzahl der Freiheitsgrade normiert. Das χ^2 , das sich für die verschiedenen Scans als Minimum ergibt, bewegt sich zwischen 0,4 und 2,1. Das heißt, im betrachteten Bereich stimmt das Modell gut mit den Messungen überein.

Die verwendeten Fitparameter Q und λ_D sind nicht von einander unabhängig. Weicht beispielsweise die Ladung vom idealen Wert nach oben ab, so muss man die Abschirmlänge verringern, um χ^2 wieder zu minimieren. Um den maximalen Fehlerbereich der Fitparameter bestimmen zu können, muss man Konturen in der χ^2 Karte betrachten. Abbildung 5.16 zeigt drei Konturen für einen bestimmten Scan. Die Werte für χ^2 wurden so normiert, dass das Minimum eins beträgt. Die innerste, die blaue Kontur liegt bei 2,3, was im Fall von zwei Fitparametern dem 1σ -Fehler entspricht. Das heißt, die Ladung kann sich innerhalb die 1σ -Fehlers zwischen Q_{min} und Q_{max} bewegen und die Abschirmlänge zwischen λ_{min} und λ_{max} . Die nächsten Konturen liegen bei 6,17 für 2σ und bei 11,8 für 3σ [110].

Führt man diese Analyse für alle Scans durch, erhält man eine zeitliche Entwicklung sowohl der Ladung als auch der Abschirmlänge einschließlich der Fehlerbalken. Abbildung 5.17 zeigt diese Entwicklungen. Es ist gut zu erkennen, dass sich Q und λ_D zu Beginn deutlich verändern und schließlich in Sättigung gehen. Um dies zu verdeutlichen, ist jeweils eine Exponentialfunktion eingepasst. Für die Ladung ergibt sich eine Zeitkonstante von $\tau_Q = 509$ s und ein Sättigungswert von $19,6 \cdot 10^3$ Elementarladungen, was unrealistisch hoch ist. Für λ_D ergibt sich $\tau_\lambda = 317$ s und ein Sättigungswert von $72 \mu\text{m}$.

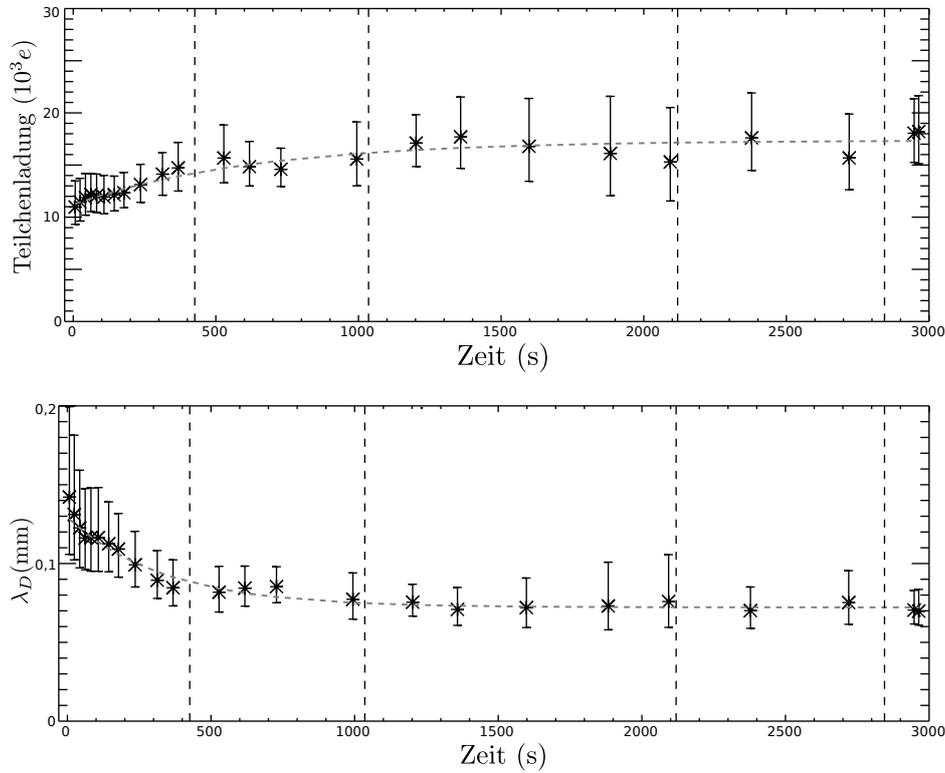


Abbildung 5.17: Ergebnisse der Fits für alle betrachteten Scans. Die Ergebnisse mit dem kleinsten χ^2 sind mit Sternen eingezeichnet. Die Fehlerbalken geben die jeweilige maximale Ausdehnung des 1σ -Fehlers an.

Diskussion der Druckmessung

Die Druck- und Leistungswerte bei diesem Experiment sind vergleichbar mit den Werten von Klindworth et al. [111]. Darin werden Messungen mit einer Langmuir-Sonde unter $\mu\text{-g}$ -Bedingungen mit und ohne Partikeln veröffentlicht. Die Plasmakammer, die Klindworth et al. verwenden, ist mit der von PK-3 Plus vergleichbar. Legt man deren Messwerte für das vorliegende Experiment zugrunde und berücksichtigt, dass die Plasmadichte sich in etwa verdoppelt, wenn auch der Druck verdoppelt wird, ist es möglich, nach Gleichung 2.7 die Ladung unserer Teilchen abzuschätzen.

Für die Werte ohne Staub ergibt sich eine Teilchenladung von $Q \approx 6000 e$, für die Werte mit Staub von $Q \approx 8000 e$. Dabei wurde wie in [111] angenommen, dass $n_e \approx n_i$. Entsprechend ergibt sich die Debye-Länge nach den Gleichungen 2.2 und 2.3 zu $\lambda_D \approx 31 \mu\text{m}$ ohne Staub und $\lambda_D \approx 59 \mu\text{m}$ mit Staub.

Eine Simulation des Plasmas ohne Teilchen¹ ergibt für die Plasmadichte $n_i \simeq n_e \simeq 9 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ und die Elektronentemperatur $T_e = 3,7 \text{ eV}$. Damit beträgt die Abschirmlänge $\lambda_D = 38 \text{ }\mu\text{m}$ und die Ladung $Q = 7400e$.

Bestimmt man für den unteren Teil der Wolke den Havnes-Parameter nach Gleichung 2.10, so ergibt sich $P_H \approx 1$. Somit reduziert sich die berechnete Ladung auf $Q = 6900e$ in diesem Bereich.

Eine weitere Abschätzung liefert der „Drift Motion Limited“ Fall (DML) [113]. Danach ergibt sich die Teilchenladung zu $Q = 5000e$.

Wie in Abschnitt 2.1 dargestellt wird, überschätzt die OML Theorie die Teilchenladung deutlich. Khrapak et al. vergleichen unterschiedliche Messungen und Simulationen miteinander [55], woraus sich Abbildung 2.1 ergibt. Verwendet man $\lambda_d \approx \lambda_{mfp}$, so zeigt sich, dass die tatsächliche Ladung gegenüber der OML Abschätzung mit $P_H = 0$ auf ein Viertel, also etwa 2000, reduziert ist.

Die Teilchenladungen, die sich aus unseren Messungen ergeben, liegen sogar oberhalb der OML Abschätzungen (Abb. 5.17).

Für die Berechnung des barometrischen Druckes in Gleichung 5.2 wurde angenommen, dass die gesamte Gewichtskraft der Teilchen F_g zum Druck beiträgt. Tatsächlich führt aber die Absorption von Elektronen und Ionen durch die Staubteilchen in der Plasmawolke dazu, dass die Presheath, die Plasmaregion, die sich nach innen hin an die Plasmarandschicht anschließt, weiter nach oben ausdehnt. In dieser Presheath tritt aufgrund ambipolarer Diffusion ein elektrisches Feld auf, das ebenfalls die Gewichtskraft kompensiert. Gleichung 5.2 wird damit zu:

$$p(h) = \sum_{h^* > h}^{\infty} (m \cdot g \cdot -E_{PS} \cdot Q)n(h) \cdot \delta h^* \quad (5.11)$$

Dabei ist E_{PS} das elektrische Feld in der Presheath.

Mit Hilfe der Gleichungen 2 in [40] kann man die Zeitskala für die Rekombination des Plasmas an der Teilchenoberfläche τ_A und die Skala für die Plasmaverluste an der Kammerwand τ_D berechnen.

Bei einer Teilchendichte von 300 mm^{-3} im unteren Bereich der Wolke ergibt sich $\tau_A = 4,5 \text{ }\mu\text{s}$. Dieser Wert nimmt bei einer Höhe von 9 mm auf etwa 27 μs zu. Für den Plasmaverlust an der Kammerwand ergibt sich $\tau_D = 94 \text{ }\mu\text{s}$. Dies bedeutet, dass die Rekombination an der Teilchenoberfläche beinahe im gesamten Bereich des komplexen Plasmas über die Rekombination an der Kammerwand dominiert. Das elektrische Feld, das man in diesem Bereich

¹Die Simulation wurde von Dr. Sergey Khrapak mit Siglo-2d durchgeführt [112].

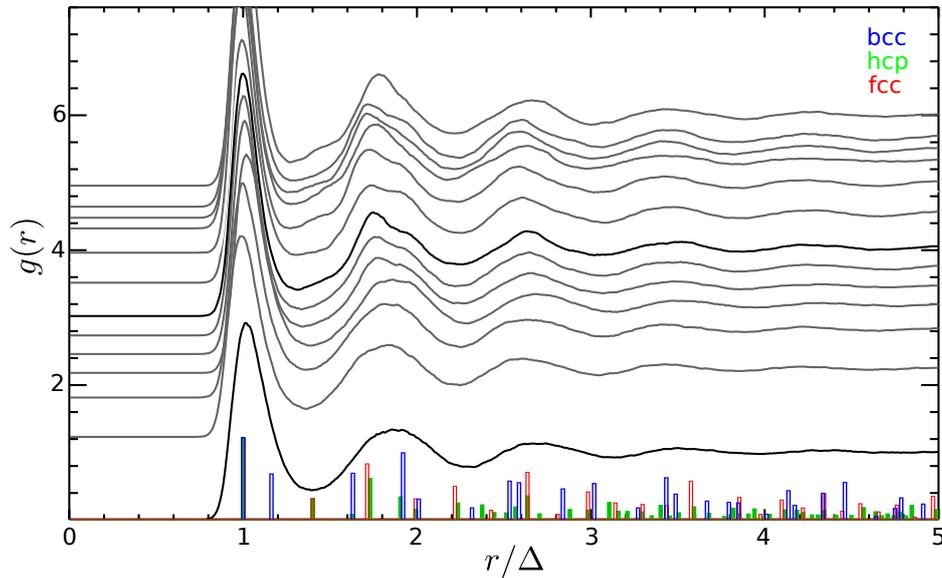


Abbildung 5.18: Paarkorrelationsfunktion für unterschiedliche Zeiten im Vergleich zu idealem bcc, hcp und fcc.

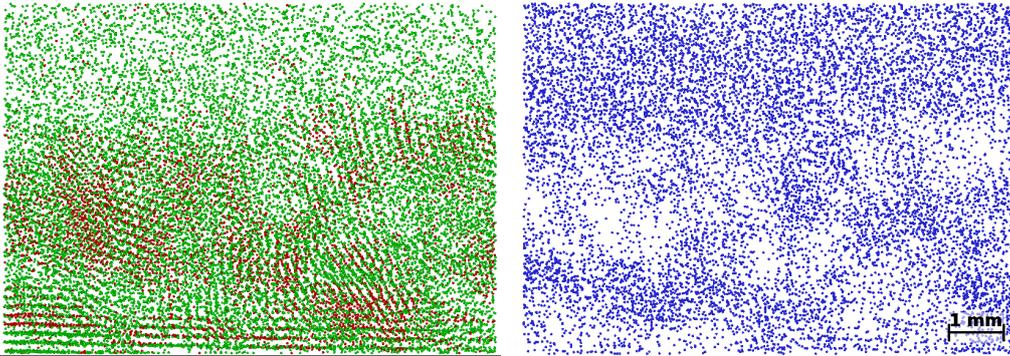
erwartet, sollte also unterhalb des ambipolaren Feldes im ungestörten Plasma liegen. Dies ergibt sich im vorliegenden Fall zu $E = 2,3 \text{ V cm}^{-1}$.

Verwendet man diesen Wert in Gleichung 5.11 als E_{PS} , erhält man als untere Abschätzung eine Teilchenladung von $Q \approx 3300e$.

In den Abbildungen 5.12 und 5.15 fällt auf, dass der elektrostatische Druck unterhalb von 2 mm Höhe stark vom barometrischen Druck abweicht. Diese Abweichung tritt in jedem Scan auf. Im Bereich der Plasmarandschicht erzeugt das dort herrschende elektrische Feld eine nach oben gerichtete elektrostatische Kraft. Diese kompensiert teilweise die Gewichtskraft der Teilchen in diesem Bereich. Daher ist hier der Druck der oberen Teilchen auf die unteren stark verringert.

5.2.3 Struktur des komplexen Plasmas

In der weiteren Analyse wird aus den Teilchenpositionen die Paarkorrelationsfunktion $g(r)$ bestimmt (siehe Abschnitt 4.2.1). Abbildung 5.18 zeigt die zeitliche Entwicklung der Paarkorrelation. Die erste Kurve weist noch keine für Kristalle charakteristische Merkmale auf. Diese zeichnen sich allerdings bereits im vierten Scan, also nach ca. 80 s, ab und entwickeln sich in den weiteren Scans deutlich. Etwa beim siebenten Scan sind diese Merkmale sehr stark ausgeprägt und weisen auf fcc hin. Danach sind zwar Veränderungen zu erkennen, allerdings keine klare weitere Tendenz.



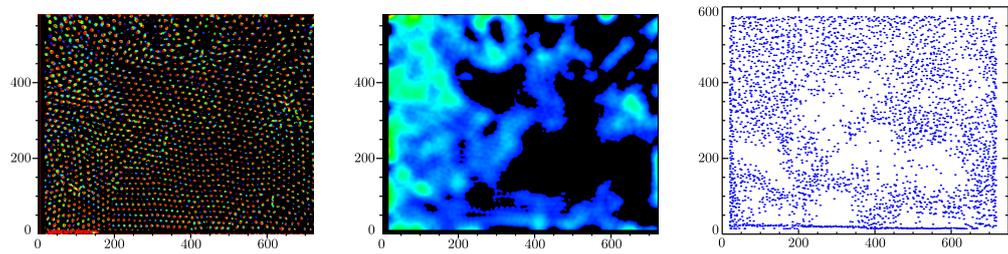
(a) Teilchen in fcc und hcp artiger Umgebung (b) Teilchen in ungeordneter Umgebung

Abbildung 5.19: Überlagerung der Teilchenpositionen ca. 90 Sekunden nach dem Schmelzen. Farbcodierung: grün entspricht hcp, rot entspricht fcc, blau entspricht anderen Teilchen. Das Sichtfeld beträgt $7,9 \times 5,8 \text{ mm}^2$.

Im Folgenden wird die lokale Struktur analysiert, um die Entwicklung der Kristallstrukturen ortsabhängig zu untersuchen. Dazu verwenden wir die Analyse, wie sie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben wird. Die ermittelte lokale Struktur wird jedem Teilchen zugeordnet. Abbildung 5.19(a) zeigt alle Teilchen in fcc-Umgebung (rot) und hcp-Umgebung (grün) übereinander gelegt aus Blickrichtung der Kamera. Die anderen Teilchen werden in Abbildung 5.19(b) blau dargestellt. Man kann bereits mit bloßem Auge eine Reihe von Merkmalen erkennen:

Im unteren Bereich des Bildes 5.19(a) bildet der Kristall deutlich erkennbar bis zu sechs Ebenen. Direkt darüber liegt ein Bereich mit geringerer Dichte an kristallinen und größerer Dichte an flüssigen Teilchen (5.19(b)). Die Ebenen der darüber liegenden kristallinen Regionen sind nicht horizontal ausgerichtet. Im oberen Bereich des Bildes verschwindet die kristalline Ordnung und nur noch einzelne Teilchen sind in einer fcc- oder hcp-Umgebung. Das überrascht insofern nicht, als Teilchen in der flüssigen Phase stets auch zufällig eine Orientierung der nächsten Nachbarn besitzen, die fcc oder hcp ähnlich ist.

Abbildung 5.20 stellt die Ergebnisse der lokalen Strukturanalyse und der Überlagerungsmethode nach Rubin-Zuzic [41] (siehe Abschnitt 4.2.3) gegenüber. Abbildung (a) zeigt die farbkodierte Überlagerung der Teilchenbilder über ein Zeitintervall von 6,4s nach einem Scan. Abbildung 5.20(b) stellt die Verschiebungskarte der Teilchen dar. Helle Regionen haben eine hohe Beweglichkeit. Die schwarzen Bereiche liegen unterhalb eines Schwellwertes, unterhalb dessen die Teilchen als fest identifiziert werden. Das Bild 5.20(c)



(a) Überlagerung von 6,4 s ohne Scan. (b) Schwellwertbild zu (a). (c) Ergebniss der lokalen Strukturanalyse. Es sind die „flüssigen“ Teilchen in einer Dicke von 0,8 mm überlagert.

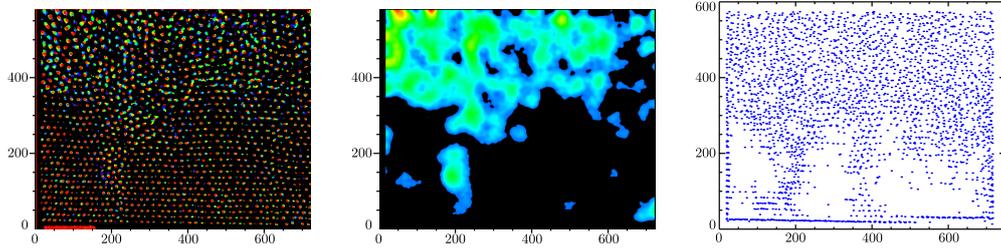
Abbildung 5.20: Vergleich von Bewegungsmessung nach Rubin-Zuzic et al. [41] und lokale Strukturanalyse.

zeigt im Vergleich dazu die Teilchen, die in der Nähe dieser Ebene von ihrer Struktur her als flüssig identifiziert werden. Es wird eine Schicht der Dicke 0,8 mm dargestellt.

Es zeigt sich, dass die beiden Ergebnisse doch deutlich von einander abweichen. Das liegt unter anderem daran, dass die beiden Methoden unterschiedliche Größen messen. Bewegt sich beispielsweise ein Kristallit als Ganzes, erscheint er als „flüssig“, obwohl die Struktur kristallin bleibt. Zudem können leichte Bewegungen in Blickrichtung dazu führen, dass Teilchen im Blickfeld erscheinen oder aus diesem verschwinden, was einen erheblichen Anteil an „bunten“ Farben bewirkt und somit den Anschein großer Beweglichkeit hervorruft. Dies zeigt sich vor allem in der Mitte am unteren Rand der Abbildung.

Abbildung 5.21 zeigt die entsprechenden Ergebnisse wie Abbildung 5.20 für eine Wiederholungsmessung. Wenn auch Abweichungen zu beobachten sind, zeigen in diesem Fall beide Methoden im wesentlichen übereinstimmende Ergebnisse. Bei diesem Experiment zeigt sich, dass der ungeordnete Bereich, der sich in Abbildung 5.21(c) bei 200 von unten nach oben durch den kristallinen Bereich in der unteren Bildhälfte zieht, auch in der 2D-Analyse wieder zu finden ist.

In beiden Messungen ist zu beobachten, dass die Beweglichkeit im rechten Bereich des Bildes unterschätzt wird. Dies liegt vor allem an der Ausleuchtung der Teilchen. Die Teilchen werden im rechten Bildbereich weniger stark beleuchtet, wodurch sich die Größe der Teilchenbilder reduziert. Somit sinkt auch der Anteil an „bunten“ Farben.



(a) Überlagerung von 6,4 s ohne Scan. (b) Schwellwertbild zu (a). (c) Ergebnis der lokalen Strukturanalyse. Es sind die „flüssigen“ Teilchen in einer Dicke von 0,8 mm überlagert.

Abbildung 5.21: Vergleich von Beweglichkeitsmessung nach Rubin-Zuzic et al. [41] und lokale Strukturanalyse.

Um von einem Kristall sprechen zu können, ist eine Translationssymmetrie erforderlich. Das heißt, es muss eine zusammenhängende Gruppe von Teilchen eine kristalline Umgebung haben. Im vorliegenden Fall wurde daher folgendes Verfahren angewandt, um zwischen zufälligen Einzelteilchen und Kristalliten unterscheiden zu können. Nur Teilchen, die zu einem Kristallit gehören, werden betrachtet. Kristallite enthalten wenigstens 16 Teilchen. Ein Teilchen wird einem Kristallit zugerechnet, wenn es zu wenigstens drei anderen „kristallinen“ Teilchen, also hcp oder fcc, benachbart ist. Benachbart heißt, dass es eine Fläche seiner Voronoi-Zelle mit einem anderen teilt. Da mit diesem Verfahren zusammengewachsene Kristallite nicht zuverlässig zu trennen sind, werden solche Regionen im Folgenden als Domänen bezeichnet. Hat man auf diese Weise Kristallbereiche definiert, kann man auch deren Oberfläche definieren, nämlich als alle Kristallteilchen, die zu mindestens drei Nichtkristallteilchen benachbart sind.

Damit lässt sich die beobachtete Teilchenwolke in fünf Anteile zerlegen. Die Anteile an Kristallteilchen, die im Bulk, dem Inneren der Kristallregionen, liegen, werden mit n_{fcc} beziehungsweise n_{hcp} bezeichnet. Die Anteile an Kristallteilchen, die an der Oberfläche der Kristallregionen liegen, beschreiben wir mit N_{fcc} und N_{hcp} . Der Anteil der übrigen Teilchen schließlich wird mit n_{liq} bezeichnet. Die Anteile sind auf die Gesamtzahl normiert:

$$n_{fcc} + n_{hcp} + N_{fcc} + N_{hcp} + n_{liq} = 1 \quad (5.12)$$

Trägt man den Verlauf der verschiedenen Anteile gegen die Zeit auf, erhält man einen Überblick über die Entwicklung der Struktur (Abb. 5.22). In den ersten 150 Sekunden wächst der Anteil an hcp und fcc Teilchen. Dies

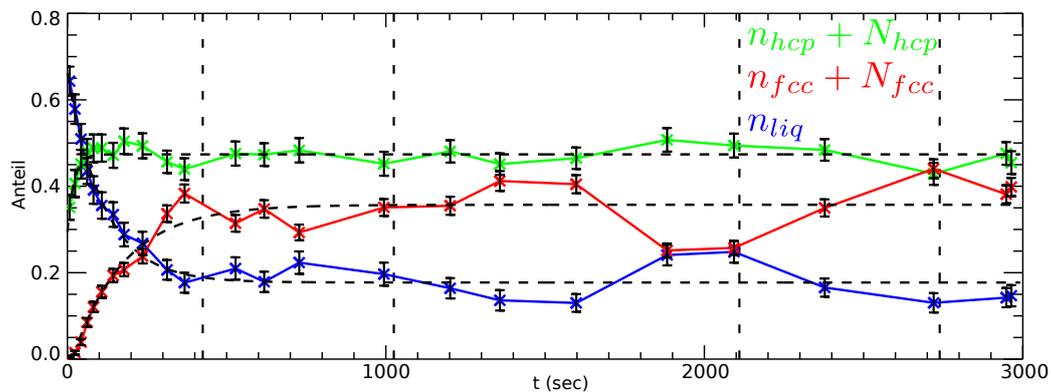


Abbildung 5.22: Zeitliche Entwicklung der Anteile an kristallinen Strukturen. Grün für hcp, rot für fcc und blau für den Rest. Die vertikalen gestrichelten Linien zeigen die Zeiten der Gasstöße. Die Fehlerbalken zeigen die fünffache Standardabweichung.

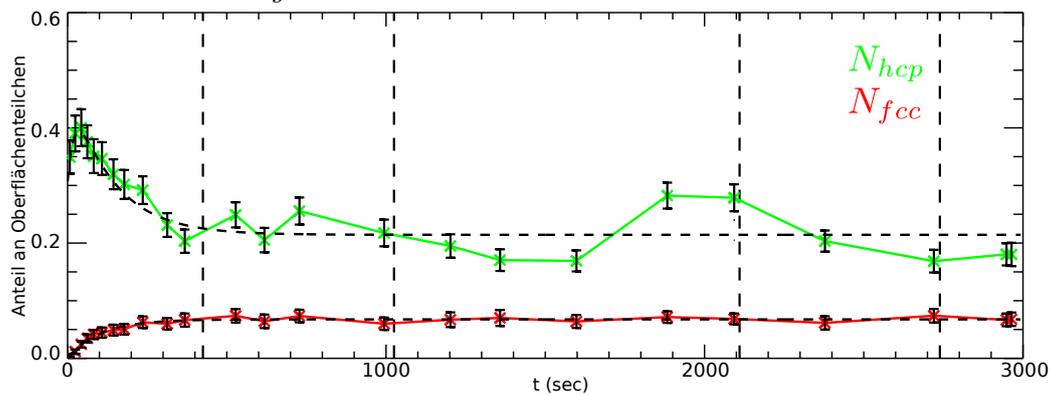


Abbildung 5.23: Zeitliche Entwicklung der kristallinen Strukturen an den Oberflächen kristalliner Regionen. Die Fehlerbalken zeigen die fünffache Standardabweichung. hcp grün, fcc rot.

entspricht dem, was man in Simulationen beobachten kann [114]. Die Anteile erreichen einen Sättigungswert von 0,47 hcp nach etwa 100s und 0,35 fcc nach etwa 600s.

Der Scan bei 2100s wurde 18 Minuten nach einem Gasstoß durchgeführt und zeigt einen klaren Rückgang der kristallinen Ordnung. Dies kann durch eine Abnahme der Gasqualität erklärt werden. Es erscheint bemerkenswert, dass vor allem fcc verschwindet. Dieser Effekt wird später noch genauer betrachtet.

Abbildung 5.23 zeigt die Anteile der Oberflächenteilchen. Es ist auffällig, dass der Anteil an Oberflächenteilchen in hcp-Struktur beim dritten Scan ein Maximum von 0,4 erreicht und dann auf einen Gleichgewichtswert von

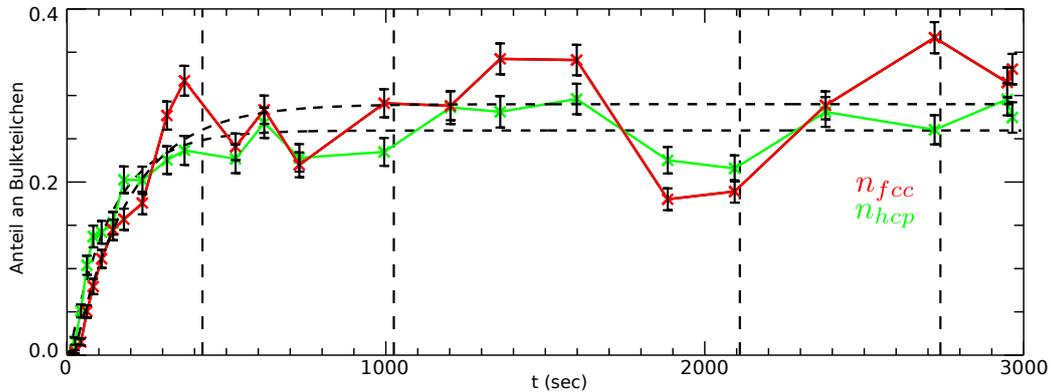


Abbildung 5.24: Zeitliche Entwicklung der Anteile an kristallinen Strukturen im Inneren von Kristalldomänen. Die gestrichelten Linien zeigen die Zeiten der Gasstöße. Die Fehlerbalken zeigen die fünffache Standardabweichung. hcp grün, fcc rot.

etwa 0,2 abfällt, während die fcc-Oberflächenteilchen auf ca. 0,06 monoton anwachsen. Abbildung 5.24 zeigt die Anteile an Bulkteilchen. Hier erreichen beide Strukturen ähnliche Werte von ca. 0,26 für hcp und 0,29 für fcc. Dies zeigt klar, dass fcc-Teilchen sehr viel wahrscheinlicher im Inneren der Kristallregionen als an Kristall-Flüssigkeits-Oberflächen auftreten.

Die Abbildungen 5.25 und 5.26 zeigen die Ergebnisse einer unabhängigen Wiederholung dieses Experimentes. Es wurde dieselbe Teilchenart verwendet, wobei die Teilchenzahl geringfügig reduziert ist. Gasdruck und RF-Leistung wurden gleich gewählt.

Es zeigt sich, dass der kristalline Anteil insgesamt etwas geringer bleibt. In Abbildung 5.25 beginnt hcp deutlich niedriger als in Abbildung 5.22. Ebenso entwickelt sich der Anteil von fcc deutlich später. In diesem Experiment ist es lediglich beim Gesamtanteil von hcp-Teilchen in Abbildung 5.25 sinnvoll, eine Exponentialfunktion anzufitten. Dabei zeigt sich, dass die Zeitskala s , mit der sich der Anteil an hcp entwickelt, in der Wiederholung mit 40 s doppelt so hoch ist, wie im ersten Experiment (vgl. Tab. 5.1). Dies kann man durch die etwas geringere Teilchenzahl erklären. Auf die unteren Teilchen drückt weniger Gewichtskraft der Oberen, weshalb die unteren Teilchen weniger gekoppelt sind, als im vorangegangenen Experiment. Der Teilchenabstand beträgt in der Wiederholung 195 μm im Vergleich zu 175 μm im vorangegangenen Experiment.

Aus dem Fit der Exponentialfunktion an den hcp-Anteil ergibt sich auch, dass der Zeitabschnitt t_0 im zweiten Experiment mit -10 s halb so groß ist, wie im vorherigen Experiment. Dies ist mit dem Schmelzvorgang zu erklären. In der Wiederholung ist die Zeit, in der die RF-Spannung zum Schmelzen

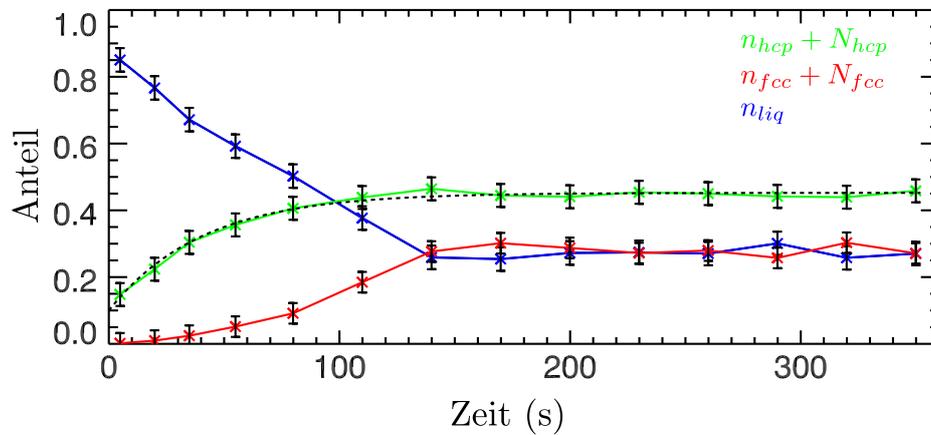


Abbildung 5.25: Zeitliche Entwicklung der Anteile der Strukturen in kristallinen Domänen in der Wiederholungsmessung. Die Fehlerbalken zeigen die fünf-fache Standardabweichung.

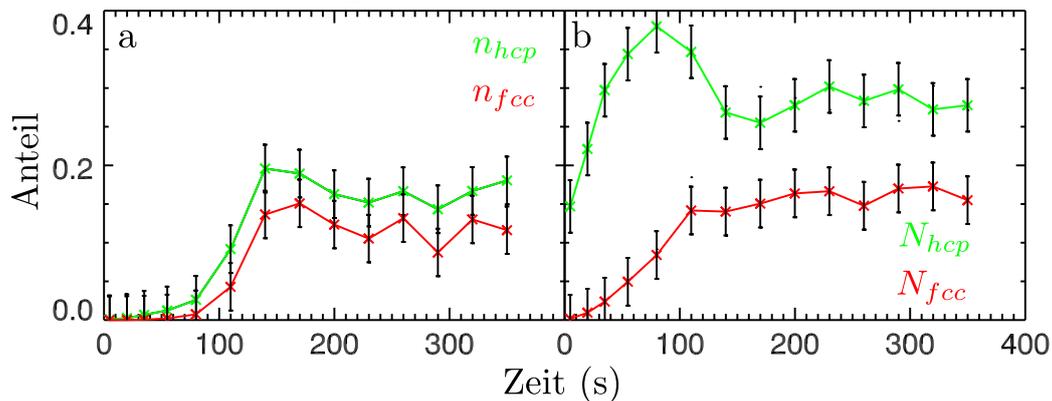


Abbildung 5.26: Zeitliche Entwicklung der Anteile an kristallinen Strukturen im Inneren der Kristallregionen (a) beziehungsweise an der Kristall-Flüssigkeit-Grenzfläche (b) in der Wiederholungsmessung.

erhöht ist, mit 6 s fast doppelt so hoch wie im ersten Experiment. Dies führt zu einer größeren Unordnung und einer höheren Temperatur der Teilchen. Deshalb beginnt die Kristallisation mit einem größeren Anteil ungeordneter Teilchen und setzt insgesamt später ein.

Der Anteil an hcp-Grenzflächenteilchen zeigt auch bei dieser Messung eine charakteristische Überhöhung (Abb. 5.26). Das Maximum wird wiederum etwas später erreicht als in der vorangegangenen Messung, was mit obigen Beobachtungen korrespondiert.

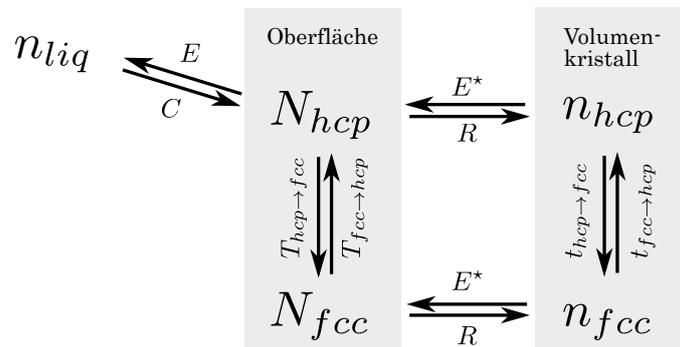


Abbildung 5.27: Flussmodell für den Kristallisationsvorgang. Die Teilchen entwickeln sich von der flüssigen Phase über die kristalline Oberfläche zu Bulkteilchen. fcc stellt den Grundzustand dar.

5.2.4 Modell

Diese Beobachtungen legen folgendes Modell nahe, wie es in Abbildung 5.27 dargestellt ist: Das Energieniveau von fcc liegt unterhalb dessen von hcp. Das heißt, wenn das flüssige komplexe Plasma durch Reibung thermische Energie an das Neutralgas verliert, bilden sich zuerst hcp-Kristallkeime. Dies führt zu einem Anstieg des hcp-Anteils, insbesondere an der Oberfläche. Wenn die Keime weiter wachsen, sich verbinden, größere zusammenhängende Regionen bilden und den Rand des beobachteten Bereiches berühren, schrumpft die Oberfläche. Die Gesamtzahl der kristallinen Teilchen hingegen nimmt zu. Im Inneren der Kristalle nimmt die Temperatur währenddessen weiter ab, und die Struktur wechselt zur energetisch günstigeren fcc-Struktur.

Wie in Abschnitt 3.2.1 erklärt, ist es notwendig, einen Gasfluss aufrecht zu erhalten, um die Gasqualität konstant zu halten. Bei zu geringem Gasfluss driften die Plasmamaparameter von den idealen Kristallisationsbedingungen weg. Die Gasstöße, die den Gasfluss erzeugen, erfolgen in diesem Experiment vor dem Schmelzen und bei $t = 425$ s, 1025 s, 2110 s und 2739 s. Sie werden in den Abbildungen 5.22, 5.24 und 5.23 als senkrechte gestrichelte Linien dargestellt. Der resultierende Gasfluss ist sehr gering, so dass sich die Plasmawerte insbesondere zwischen $t = 1025$ s und $t = 2110$ s deutlich verändern. Dieses Intervall ist in diesem Zusammenhang besonders interessant. Der erste Scan nach dem Gasstoß zeigt einen erhöhten Anteil an fcc-Teilchen und einen entsprechend verringerten Anteil an flüssigen Teilchen (Abb. 5.22). Der Gesamtanteil an hcp bleibt im Wesentlichen konstant. Im Verlauf der Zeit nimmt der Gasfluss ab, die Gasqualität sinkt und mit ihr auch die Anteile an fcc.

Betrachtet man Grenzflächen- und Bulkteilchen gesondert (Abb. 5.24 und 5.23), sieht man, dass sich die Änderungen bei fcc ausschließlich auf das Kristallinnere beschränken. Die Menge an fcc-Grenzflächenteilchen bleibt konstant. Bei den hcp-Teilchen, deren Gesamtzahl konstant bleibt, verschieben sich die Anteile mit abnehmender Gasqualität vom Bulk zur Oberfläche.

Diese Entwicklung lässt sich wie folgt erklären: Bei höherer Gasqualität ist der Anteil an Teilchen in kristalliner Umgebung größer. Daher gibt es wenige, aber große zusammenhängende Kristallregionen, in deren Innerem die Bedingungen für fcc gut sind. Außerdem ist die Oberfläche und damit die Zahl der hcp Teilchen klein. Sinkt die Gasqualität, beginnt der Kristall erneut zu schmelzen. Die Kristallregionen schrumpfen und spalten sich auf. Dadurch vergrößert sich die Kristalloberfläche. Da die Oberfläche aufgrund der Anregung durch die flüssige Phase eine höhere thermische Energie besitzt, wird die fcc-Struktur wieder in hcp umgewandelt. Dies erklärt, warum hauptsächlich der fcc-Anteil von der Verschiebung betroffen ist.

Zeitskalen

Um eine empirische Abschätzung der Zeitskalen zu erhalten, in denen sich die Teilchenarten entwickeln, wurden an die Messkurven für die 2,55 µm großen Teilchen Exponentialfunktionen gefittet. Für das Wachstum von $n_{hcp} + N_{hcp}$ und $n_{fcc} + N_{fcc}$ in Abbildung 5.22, von n_{hcp} und n_{fcc} in Abbildung 5.24 sowie von N_{fcc} in Abbildung 5.23 wurde folgende Funktion gefittet:

$$f(t) = a \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{s}}\right) \quad (5.13)$$

Für den Anteil der Teilchen, die der flüssigen Phase zugeordnet werden, n_{liq} in Abbildung 5.22, wird die Funktion

$$f(t) = 1 - a \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{s}}\right) \quad (5.14)$$

verwendet. Die Oberflächenteilchen von hcp ergeben sich als Differenz des Fits an den Gesamtanteil und den Bulkanteil von hcp. Die gefitteten Kurven sind in den oben genannten Graphen schwarz gestrichelt eingezeichnet. Tabelle 5.1 zeigt die zugehörigen Fitparameter.

Aus dem t_0 , das sich aus den Fits ergibt, kann man bereits einiges über das Auftreten der unterschiedlichen Strukturen ablesen. So zeigt das deutlich negative t_0 für die Gesamtzahl an hcp-Teilchen, dass zu Beginn der Messung, direkt nach dem Schmelzen, deutlich hcp vorhanden ist. Da t_0 für die hcp-Bulkteilchen positiv ist, treten die hcp-Teilchen zu Beginn also als Oberfläche auf. Auch fcc-Teilchen sind früh als Oberflächen zu beobachten, während sie im Bulk erst mit deutlicher Verzögerung auftreten.

Teilchensorte	a	s	t_0
n_{liq}	0,823	114 s	-60,7 s
$n_{hcp} + N_{hcp}$	0,474	20,1 s	-19,5 s
$n_{fcc} + N_{fcc}$	0,357	164 s	14,7 s
n_{hcp}	0,260	133 s	6,70 s
n_{fcc}	0,290	176 s	21,5 s
N_{hcp}	aus Differenz		
N_{fcc}	0,0675	103 s	-1,30 s

Tabelle 5.1: Fitparameter der Funktionen 5.13 beziehungsweise 5.14 für die in Abschnitt 5.2.3 gemessenen Anteile. (siehe auch Abb. 5.22 bis 5.23.)

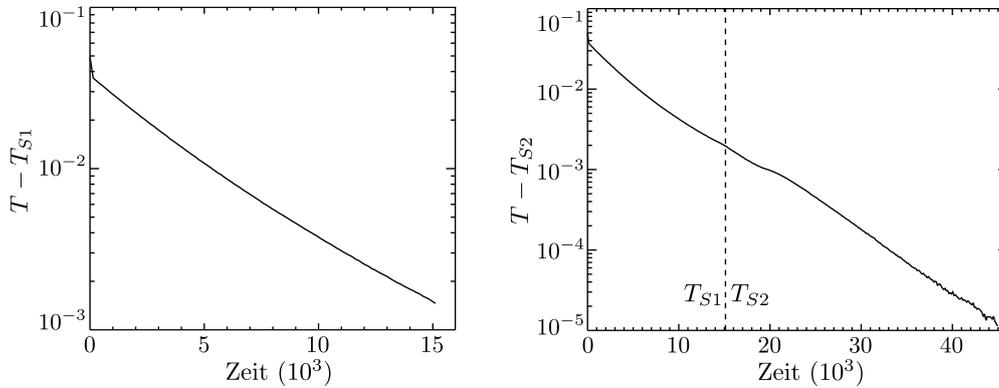
Die Zeitskala s unterstreicht diese Beobachtungen. Während sich der Gesamtanteil an hcp mit 20s sehr rasch entwickelt, braucht der Gesamtanteil an fcc mit 164s und insbesondere der fcc-Bulkanteil mit 176s deutlich länger. Dass die Wachstumszeit für die hcp-Bulkteilchen mit 133s in der Nähe der Zeiten von fcc liegt, erklärt sich dadurch, dass durch die Zunahme an fcc-Teilchen, und damit an Kristallteilchen insgesamt, die Kristallregionen zusammenwachsen. Dadurch verkleinern sich die Oberflächen, und die hcp-Teilchen werden von Oberflächenteilchen zu Bulkteilchen umgewandelt.

5.3 Molekulardynamische Simulation

Um den Kristallisationsvorgang genauer zu studieren, wurde eine dreidimensionale molekulardynamische Simulation durchgeführt.² Dabei befinden sich 10^5 Teilchen in einer Box mit periodischen Randbedingungen. Das Wechselwirkungspotential ist ein Yukawa-Potential, der Gitterparameter beträgt $\kappa = 1,94$. Die Wechselwirkung wird bis zu einer Distanz von $5\lambda_D$ berücksichtigt. Da diese Abschneidelänge gegenüber der Kantenlänge der Box von $90\lambda_D$ kurz ist, sind keine Artefakte der periodischen Randbedingung zu erwarten. Es wurden auch keinerlei durchgehenden Strukturen beobachtet.

Abbildung 5.28 zeigt die Temperatur der Teilchenwolke. Zur Temperaturkontrolle wird ein Langevin-Thermostat verwendet. Da die Simulation mit einer zufälligen Teilchenanordnung beginnt, ist die Temperatur zu Beginn sehr hoch und nimmt abhängig von der Dämpfung mit der Zeit allmählich ab. Bis zur Zeit $15 \cdot 10^3$ beträgt die Solltemperatur $T_{S1} = 1 \cdot 10^{-3}$, danach wird sie auf $T_{S2} = 5 \cdot 10^{-4}$ gesenkt.

²Diese Simulation wurde von Dr. Lénaïc Couédel mit Hilfe des Hoomed-Blue-Codes [115] erstellt.



(a) Im ersten Bereich beträgt die Solltemperatur $T_{S1} = 1 \cdot 10^{-3}$. Dass die Temperatur nicht exponentiell abnimmt, deutet auf eine Wärmequelle hin.

(b) Ab der gestrichelten Linie beträgt die Solltemperatur $T_{S2} = 5 \cdot 10^{-4}$. Die Buckel bis zur Zeit $23 \cdot 10^3$ deuten auf Wärmequellen hin, danach sind diese erschöpft, und die Temperatur nähert sich exponentiell der Solltemperatur an.

Abbildung 5.28: Temperaturverlauf der Teilchenwolke in der Simulation. Durch den Kristallisationsvorgang wird Wärme freigesetzt, die sich in der Krümmung der Temperaturkurve zeigt.

Die Teilchenpositionen aus der Simulation können mit denselben Methoden analysiert werden, wie wir sie auf die gemessenen Teilchenpositionen angewandt haben. Wenn man jedem Teilchen eine Kristallstruktur zuweist, kann man wiederum Kristallite und deren Oberflächen bestimmen.

Abbildung 5.29 zeigt die zeitliche Entwicklung der Anteile aller Teilchen in den jeweiligen Strukturen. In Abbildung 5.30 wurden nur die Teilchen in Kristalldomänen fcc beziehungsweise hcp zugeordnet. Es fällt auf, dass bereits sehr früh Teilchen in hcp-Umgebung auftreten (Abb. 5.29). Diese Teilchen sind aber noch nicht in Kristalldomänen zusammengeschlossen. Bei fcc-Teilchen unterscheiden sich die beiden Kurven nicht. Teilchen außerhalb von Kristalldomänen haben also so gut wie nie eine fcc-ähnliche Umgebung. Nach $t = 20 \cdot 10^3$ unterscheiden sich die Kurvenverläufe nicht mehr, das heißt, der Anteil isolierter Teilchen mit hcp-Umgebung spielt keine Rolle mehr.

Die Zunahme an hcp-Teilchen zwischen $t = 4 \cdot 10^3$ und $t = 15 \cdot 10^3$ (Abb. 5.29) macht sich im Temperaturverlauf dadurch bemerkbar, dass die Temperatur hier nicht exponentiell abnimmt. Die Senkung der Solltemperatur bei $t = 15 \cdot 10^3$ macht sich bei der Kristallisation nicht unmittelbar bemerkbar. Lediglich nimmt die Temperatur vorübergehend schneller ab. Im Bereich von $t = 19 \cdot 10^3$ bis $20 \cdot 10^3$ sinkt die Temperatur besonders langsam, was mit dem Bereich der schnellsten Kristallisation und damit der stärk-

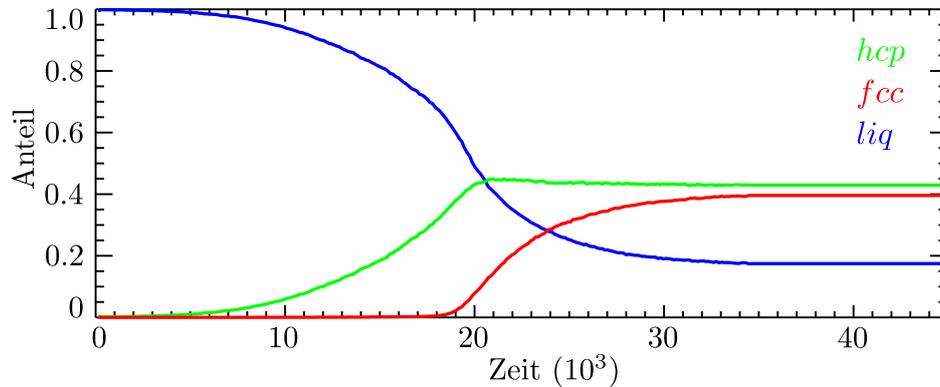


Abbildung 5.29: Zeitliche Entwicklung der Anteile der gefundenen Teilchenarten. Grün für hcp, rot für fcc und blau für den Rest.

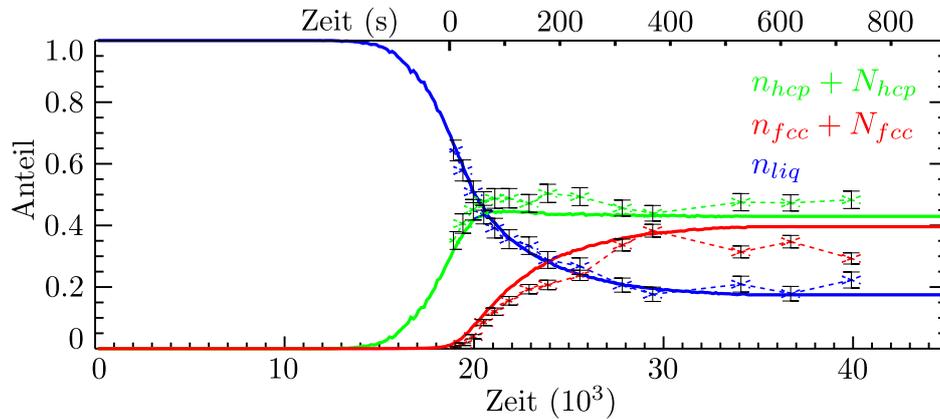


Abbildung 5.30: Zeitliche Entwicklung der Anteile an kristallinen Strukturen in der Simulation. Zum Vergleich sind die entsprechenden Messwerte aus Abbildung 5.22 mit Fehlerbalken gestrichelt überlagert.

ten Freisetzung an Kristallisationswärme zusammenfällt. Ab $t \approx 24 \cdot 10^3$, nachdem der Kristallisationsprozess weitgehend abgeschlossen ist, geht die Temperaturentwicklung wieder in eine exponentielle Abnahme über.

Die Anteile an inneren Teilchen entwickeln sich für fcc und hcp annähernd parallel und erreichen eine Sättigung von etwa 0,24 (Abb. 5.31).

Abbildung 5.32 zeigt den Anteil an Teilchen, die an der Oberfläche von Kristallen liegen. Hier ist sehr klar zu erkennen, dass sich zu Beginn der Kristallisation ein überschießender Anteil an hcp entwickelt, der mit Vorschreiten der Kristallitgröße wieder abnimmt. Dieser Effekt wurde bereits an den experimentellen Daten in Abbildung 5.23 sichtbar.

Schließlich bleibt ein konstanter Anteil an flüssigen Teilchen, der nicht mehr verschwindet. Dies lässt sich damit erklären, dass die Temperatur in-

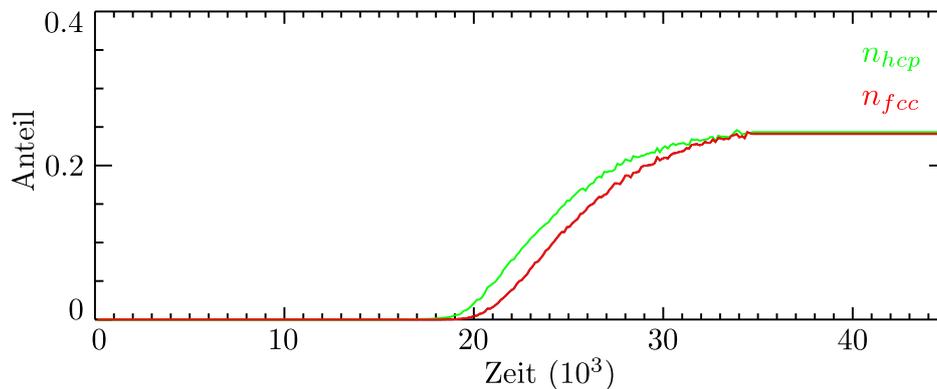


Abbildung 5.31: Zeitliche Entwicklung der Anteile an kristallinen Strukturen im Inneren der Kristallregionen.

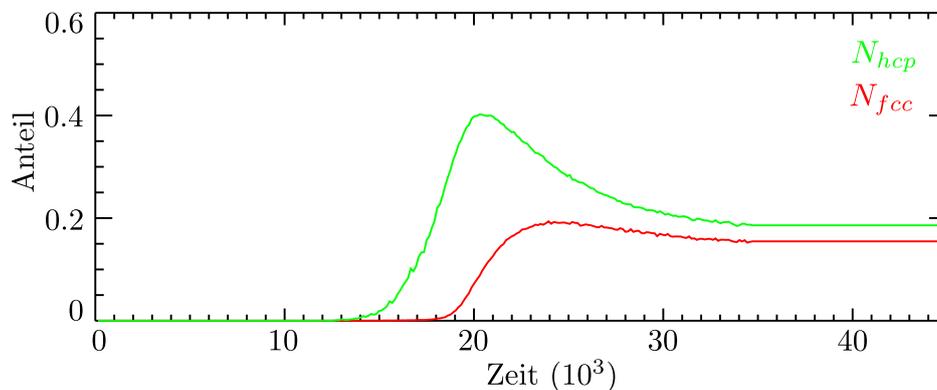


Abbildung 5.32: Zeitliche Entwicklung der kristallinen Strukturen an den Oberflächen kristalliner Regionen.

zwischen soweit gesunken ist, dass die Teilchen in einem glasartigen ungeordneten Zustand „eingefroren“ sind.

Diese Erstarrung in einer teilweise glasartigen Unordnung erklärt, warum die Kristallisation auch im vorangegangenen Experiment nicht weiter fortgeschritten ist.

Der Vergleich der Simulation mit dem obigen Experiment zeigt große Übereinstimmungen (siehe Abb. 5.30). Legt man den Zeitpunkt $t = 0$ s aus Abbildung 5.22 auf $t = 19 \cdot 10^3$ in Abbildung 5.30, zeigt sich, dass in beiden Graphen der hcp-Anteil bei 0,34 beziehungsweise 0,35 liegt. fcc ist noch nicht vorhanden. Ganz entsprechend stimmen auch Abbildung 5.24 und 5.31 überein. Auch die Teilchen auf der Grenzfläche in Abbildung 5.23 und 5.32 zeigen sehr gute Übereinstimmungen. Der Anteil an hcp-Grenzflächenteilchen liegt in beiden Fällen zu Beginn bei 0,34 beziehungsweise 0,35 und nimmt auf

etwa 0,4 zu. Lediglich im weiteren Verlauf unterscheiden sich die beiden Graphen, da im Experiment der Unterschied zwischen dem Anteil an hcp und fcc größer ist. Dass die Überhöhung des fcc-Anteils, wie sie in der Simulation bei $t \approx 21 \cdot 10^3$ bis $32 \cdot 10^3$ auftritt, im Experiment nicht beobachtet werden kann, ist hingegen schlicht der Messungenauigkeit geschuldet.

5.4 Kristallisation von 1,28 μm -Teilchen

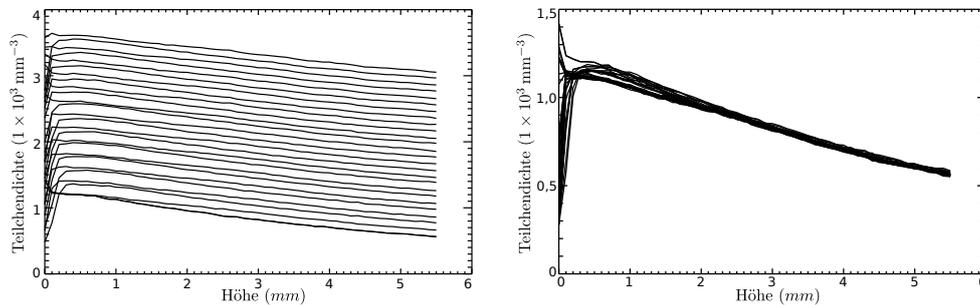
Um den Einfluss der Teilchengröße auf den Kristallisationsprozess zu untersuchen, wurde das vorherige Experiment mit kleineren Teilchen wiederholt. Ihr Durchmesser ist mit 1,28 μm halb so groß wie in Abschnitt 5.2. Da die Neutralgasreibung proportional zum Teilchenquerschnitt ist, reduziert sie sich auf ein Viertel. Weil die Masse der Teilchen auf ein Achtel reduziert ist, werden sie effizienter gekühlt, als die größeren Teilchen. Dadurch ist ein schnelleres Erreichen des stationären Zustandes zu erwarten. Aufgrund der geringeren Masse der Teilchen ist außerdem zu erwarten, dass der Einfluss der Gravitation geringer ist. Der Teilchendruck und der Einfluss der unteren Elektrode auf die Ebenenbildung sollten somit geringer sein.

Die Plasmaparameter sind soweit angepasst, dass Kristallisation zu beobachten ist. Der Neutralgasdruck vom verwendeten Argon beträgt 0,33 mbar und die doppelte Scheitelspannung ist 38 V. Damit werden etwa 210 mW an RF-Leistung eingespeist. Die Staubteilchen kristallisieren mit einem typischen Abstand von 110 μm im unteren Bereich.

Das verwendete Videosystem wurde durch eine schnellere Kamera mit geringerer Pixelgröße ersetzt. Zum Einsatz kam eine Basler A404k. Diese Kamera besitzt einen CMOS-Sensor mit 2352×1726 Pixel. Wählt man nur einen Teil des Sensors zum Auslesen aus, kann man die Bildfrequenz erhöhen. In unserem Fall wurde ein Bereich von 1136×863 Pixel ausgewählt und damit eine Frequenz von 253,5 Hz erreicht. Mit der verwendeten Optik erhält man eine Auflösung von etwa $6,7 \times 6,7 \mu\text{m}^2$ pro Pixel. Das ergibt ein Sichtfeld von $7,60 \times 5,79 \text{ mm}^2$.

Anders als im vorhergehenden Experiment werden die Scans hier in kurzer Abfolge und mit wechselnder Laufrichtung durchgeführt, um eine möglichst hohe zeitliche Auflösung zu erreichen. Ermöglicht durch die höhere Bildfrequenz wurde zudem die Scangeschwindigkeit auf 4 mm s^{-1} erhöht.

Zwangsläufig variiert auch in diesem Aufbau die Laserdicke innerhalb des Sichtfeldes. In den Bereichen, in denen die Laserschicht dicker ist, sind die Teilchenbilder dunkler und die Teilchen über eine größere Tiefe beleuchtet. Diese Teilchen können mit ihren Nachbarn in Scanrichtung überlagern und dadurch schlecht zu trennen sein. Daher verwenden wir nur den linken Bereich



(a) Die Scans sind nacheinander jeweils um 100 mm^{-3} nach oben verschoben. (b) Alle Scans sind übereinander gezeichnet.

Abbildung 5.33: Verlauf der Teilchendichte in vertikaler Richtung in aufeinanderfolgenden Scans (siehe Abb. 5.12). Unterhalb von 2 mm sieht man, dass die Dichte bei ungeradzahigen Scans erhöht und bei geradzahigen Scans erniedrigt ist. Dies deutet auf eine konstante Teilchendrift entgegen der Blickrichtung hin.

der beobachteten Teilchenwolke mit einer Breite von etwa 3 mm. Hier ist die Teilchenverfolgung zuverlässig möglich.

5.4.1 Druck in der Teilchenwolke

Ebenso wie in Abschnitt 5.2.2 können wir auch in diesem Experiment die Teilchendichte verwenden, um den Druck innerhalb der Teilchenwolke und daraus die Teilchenladung und die Abschirmlänge zu bestimmen.

Abbildung 5.33 zeigt die Teilchendichten in Abhängigkeit von der Höhe über der Unterkante des Sichtfeldes. In diesem Fall kann die Teilchendichte nur bis zu einer Höhe von 5,5 mm, der Oberkante des Sichtfeldes, gemessen werden.

In Abbildung 5.33(a) fällt auf, dass die Teilchendichten unterhalb von 2 mm abwechselnd erhöht und erniedrigt sind, während sie dieses Verhalten oberhalb von 2 mm nicht zeigen. In Abbildung 5.34 sind zur Verdeutlichung die Dichten in 1 mm und in 4 mm Höhe gegen die Scannummer aufgetragen. Die Oszillation der Dichten lässt sich durch eine stabile Drift des komplexen Plasmas entlang der Blickrichtung erklären. Während des Scans bewegt sich die Wolke entgegen der Scanrichtung durch die Laserebene, so dass am Ende des Scans mehr Teilchen den Laser passiert haben, als man bei ruhenden Teilchen erwarten würde. Beim zweiten Scan, wenn sich die Scanrichtung also umkehrt, werden weniger Teilchen beobachtet. Diesen Fehler kann man korrigieren, indem man die Teilchendichten zweier aufeinanderfolgender Scans mittelt. Abbildung 5.34 zeigt die gemittelten Werte als blaue Linien. Die

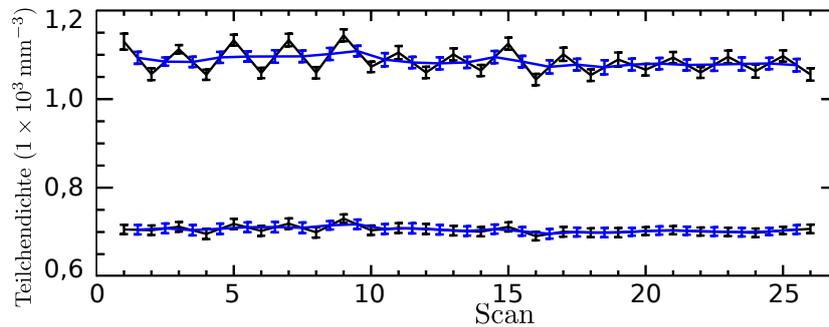
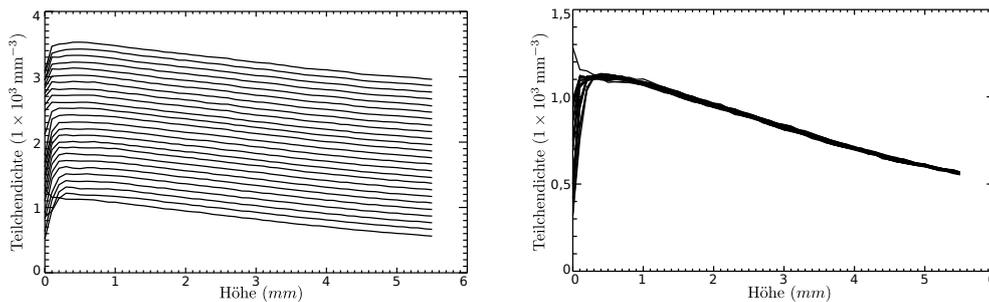


Abbildung 5.34: Zeitlicher Verlauf der Teilchendichte in 4 mm (unten) und 1 mm (oben) Höhe über dem unteren Rand des Sichtfeldes. Die schwarzen Graphen zeigen die Werte für die einzelnen Scans. Die Dichte in 4 mm Höhe zeigt ein deutliches Alternieren der Werte. Mittelt man die Dichte zweier aufeinanderfolgender Scans, erhält man die blauen Kurven. Diese sind im Rahmen des Messfehlers über die gesamte Messung konstant.



(a) Die Kurven sind nacheinander jeweils um 20 mm^{-3} nach oben verschoben.

(b) Alle Kurven sind übereinander gezeichnet. Sie stimmen innerhalb der Messgenauigkeit überein.

Abbildung 5.35: Verlauf der Teilchendichte in vertikaler Richtung. Es wurden die Dichten jeweils zweier aufeinanderfolgender Scans gemittelt. Die Kurven verlaufen parallel mit konstantem Abstand. Es sind keine alternierenden Abweichungen mehr erkennbar (vgl. Abb. 5.33).

Oszillationen sind vollständig verschwunden, und die Dichten sind im Rahmen der Messgenauigkeit über das gesamte Experiment konstant. Die Dichteverteilungen, die sich aus der Mittelung ergeben, sind in Abbildung 5.35 nochmals dargestellt.

Die aus der Mittelung gewonnen Dichtekurven können nun dazu verwendet werden, gemäß Gleichung 5.9 durch Fitten die Teilchenladung und die Abschirmlänge in der Partikelwolke zu bestimmen. Dabei wird wieder die Feldfreiheit vorausgesetzt. Da wir in diesem Experiment nur den unteren

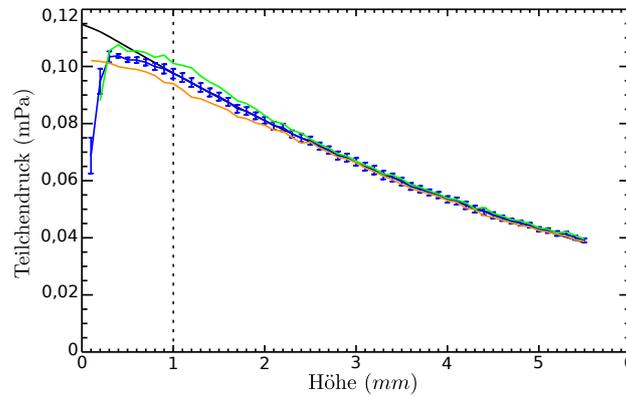


Abbildung 5.36: Die blaue Kurve zeigt den Fit der Gleichung 5.8 an die Druckkurve, wie sie sich aus Gleichung 5.2 ergibt. Die Fitparameter sind Q und λ_D . Der Bereich, in dem gefittet wurde, liegt rechts von der gestrichelten Linie.

Teil der Wolke kennen, müssen wir den Druckbeitrag des oberen Teils ebenfalls durch einen Fit bestimmen. Dieser Parameter ergibt sich als zusätzlicher konstanter Summand in Gleichung 5.9. Es stellt sich heraus, dass dieser Offset für alle Dichteverteilungen sehr ähnlich ist und die anderen Parameter nur schwach von ihm abhängen. Es wird also der fehlende Teil der Teilchenwolke oberhalb des Sichtfeldes durch einen konstanten Beitrag zum barometrischen Druck ersetzt. Dieser Beitrag ergibt sich aus dem Mittelwert des gefundenen Offsets.

Somit können die Dichtekurven wieder in Druckkurven umgerechnet und wie im vorhergehenden Experiment angepasst werden. Abbildung 5.36 zeigt das Ergebnis eines solchen Fits. Die blaue Kurve zeigt den elektrostatischen Druck der gemittelten Dichte. Dieser wurde ab einer Höhe von 1 mm an den barometrischen Druck (schwarze Kurve) angepasst. Die grüne Kurve zeigt den dazugehörigen ungeradzahligen und die braune Kurve den geradzahligen Scan. Man sieht deutlich, dass die beiden einzelnen Scans oberhalb von 2,5 mm innerhalb der Fehlerbalken des Mittelwertes liegen, während sie unterhalb deutlich davon abweichen. Im unteren Teil des Sichtfeldes driften also die Teilchen in die Scanrichtung des unteren Scans, während sie im oberen Bereich des Sichtfeldes ruhen.

Die Ergebnisse der Fits sind in Abbildung 5.37 dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen den Mittelwert der optimalen Ladungen beziehungsweise Abschirmlängen. Da die Teilchendichten nur bis zur Hälfte der maximalen Dichte gemessen werden können, kann das Potential nur im Bereich Δ_{min} des minimalen Teilchenabstandes bis $\sqrt[3]{2} \cdot \Delta_{min}$ vermessen werden. Das ist nicht immer ausreichend, um ein Yukawa-Potential von einem ungeschirm-

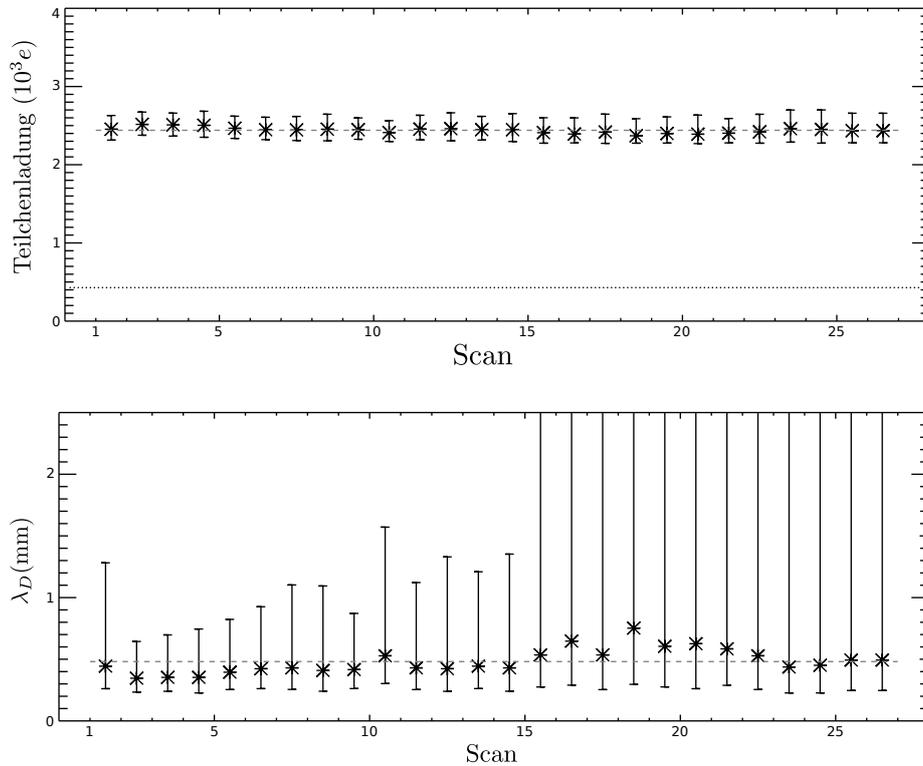
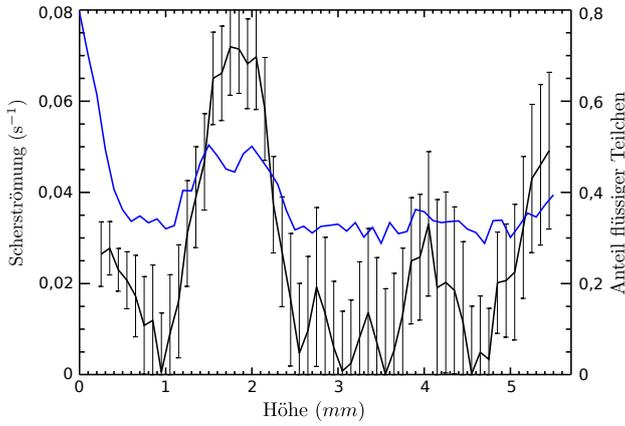


Abbildung 5.37: Ergebnisse der Fits für alle betrachteten Scans, deren Dichten paarweise gemittelt wurden. Die Ergebnisse mit dem kleinsten χ^2 sind mit Sternen eingezeichnet. Die Fehlerbalken geben die jeweilige maximale Ausdehnung des 1σ -Fehlers an. Ab Scan 15-16 ist es nicht mehr möglich, für λ_D eine obere Schranke anzugeben. Das liegt daran, dass man aufgrund der begrenzten Dichtevariation innerhalb des 1σ -Fehlers nicht zwischen einem abgeschirmten und einem ungeschirmten Coulomb-Potential unterscheiden kann. Die gepunktete Linie im oberen Graphen gibt die untere Schranke der Ladung an, die sich für ein maximales elektrisches Feld ergibt.

ten Coulomb-Potential zu unterscheiden. Daher kann ab Scan 15/16 nur noch eine untere Schranke für die Debye-Länge angegeben werden.

Wiederum ausgehend von der Langmuir-Sonden-Messung von Klindworth et al. [111] können wir die Teilchenladung nach Gleichung 2.7 abschätzen. Es ergibt sich eine Ladung von $Q \approx 3000e$ für die Plasmadichte ohne Staub und $Q \approx 4000e$ mit Staub. Die Debye-Länge ergibt sich nach Gleichung 2.2 und 2.3 zu $\lambda_D \approx 40 \mu\text{m}$ ohne beziehungsweise $\lambda_D \approx 76 \mu\text{m}$ mit Staub. Diese Werte stimmen sehr gut mit den Messungen überein (Abb. 5.37).

**Abbildung 5.38:**

Scherströmung (schwarz) und Anteil flüssiger Teilchen (blau). Im Bereich von 1,2 mm bis 2,4 mm ist die Scherung besonders ausgeprägt, wodurch die Ordnung der Teilchenwolke gestört wird. Hier ist der Anteil an ungeordneten Teilchen besonders hoch.

Die Plasmaparameter, die sich aus einer zweidimensionalen Simulation ohne Staub ergeben³, liefern fast identische Werte. Die Abschätzung nach DML ergibt $Q \approx 2400e$ [113]. Für den hier verwendeten Neutralgasdruck ist $\lambda_D \approx 0,7\lambda_{mfp}$, somit reduziert sich nach Abbildung 2.1 die Ladung auf $Q \approx 1200e$. Der Ladungswert, der sich aus dem Fit des Teilchendruckes ergibt, liegt bei $Q \approx 2450e$ (siehe Abb. 5.37).

Ebenso wie für die 2,55 μm -Teilchen kann man eine untere Grenze für die Teilchenladung angeben, wenn man ein eventuelles elektrisches Feld berücksichtigt. Aus der Gleichung 2 in [40] ergibt sich als Zeitkonstante der Rekombination an der Teilchenoberfläche $\tau_A = 4,5 \mu\text{s}$ im unteren und $\tau_a = 9,1 \mu\text{s}$ im oberen Bereich der Teilchenwolke. Das ist deutlich kürzer, als $\tau_D = 6,7 \mu\text{s}$ für die Rekombination an der Kammerwand. Somit ist auch in diesem Fall die Rekombination an der Teilchenoberfläche dominierend. Das zu erwartende elektrische Feld sollte also kleiner als das ambipolare Driftfeld sein. Setzt man es wieder als $E_{PS} = 2,3 \text{ V cm}^{-1}$ in Gleichung 5.11 ein, ergibt sich als untere Schranke $Q = 420e$. Um $Q \approx 1200e$ zu erhalten, ist ein Feld von $E_{PS} = 0,65 \text{ V cm}^{-1}$ notwendig.

5.4.2 Schmelzen durch Scherdrift

Wie oben erwähnt, lässt sich die Abweichung der Teilchendichte im unteren Bereich des Sichtfeldes (Abb. 5.36) mit einer Driftbewegung der Teilchen in Blickrichtung erklären. Da die Driftgeschwindigkeit aber höhenabhängig ist, tritt eine Scherung innerhalb der Teilchenwolke auf, welche die kristalline Ordnung zerstört. Abbildung 5.38 zeigt den Betrag der Scherung (schwarz), wie man sie aus der Differenz der Dichte zweier aufeinanderfolgender Scans bestimmen kann. In blau ist der Anteil an nichtkristallinen Teilchen in der

³Die Simulation wurde von Dr. Sergey Khrapak mit SIGLO-2D durchgeführt [112].

jeweiligen Höhe dargestellt. Man sieht eine deutliche Erhöhung des ungeordneten Anteils im Bereich von 1,2 mm bis 2,4 mm, in dem auch die Scherung besonders stark ist.

Die Ursache dieser Driftbewegung ist in der speziellen Anordnung von Gaszuführung und Gasabfluss zu finden. Um Gasströmungen zu reduzieren, wurden die beiden Anschlüsse hinter dem unteren beziehungsweise dem oberen Guardring angebracht. Die Guardringe sind mit Rillen und Schlitzten so ausgestattet, dass der Gasstrom gleichmäßig um die gesamten Elektroden verteilt werden soll. Allerdings reicht diese Vorkehrung nicht vollkommen aus. An der Seite, an der die Anschlüsse in die Kammer geführt werden, ist die Gasströmung deutlich stärker. Diese Strömung entlang eines Fensters erzeugt in der gesamten Kammer eine Gasrolle, welche die Teilchendrift auslöst. Die Teilchen werden an der unteren Elektrode vom Gasstrom in Blickrichtung mitgenommen und können im oberen Bereich des komplexen Plasmas in die entgegengesetzte Richtung zurückfließen. Den Rückfluss können wir aber nicht beobachten, da dieser Bereich außerhalb des Sichtfeldes liegt.

Mit dieser Erklärung lässt sich auch die Variation in der Amplitude der Dichteschwankungen in Abbildung 5.34 erklären. Vor der Messung wurde mehrmals Gas in das Hilfsvolumen gefüllt, ebenso noch einmal unmittelbar vor dem Schmelzen. Es gibt also einen deutlichen Gasfluss, der mit der Zeit abnimmt und mit ihm auch die Teilchendrift. Nach dem vierzehnten Scan wird wieder Gas nachgefüllt. Die Gasströmung und die Teilchendrift nehmen wieder zu. Da der Druck im Hilfsvolumen aber insgesamt abnimmt, nimmt dieses Mal die Teilchendrift schneller ab.

5.4.3 Kristallstruktur

Abbildung 5.39 zeigt die zeitliche Entwicklung der Anteile in den verschiedenen Typen von Nachbarschaft, in denen sich die Teilchen befinden. Hier wurden wieder nur Teilchen der hcp- oder fcc-Struktur zugeordnet, wenn sie in einer Kristalldomäne lagen. Ansonsten wurden sie als liq geführt. Es fällt auf, dass der Anteil an fcc-Teilchen im Gegensatz zu den Beobachtungen in Abschnitt 5.2 unterhalb von 0,2 beginnt und auch nicht sofort zunimmt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Temperatur der Staubkomponente durch das mehrmalige Erhöhen und Senken der RF-Leistung stärker angehoben wurde, als im vorangegangenen Experiment. Dort wurde die RF-Leistung nur einmalig erhöht. Die Kristallisation schreitet erst dann voran, wenn die Teilchenwolke nach dem Schmelzen wieder weit genug abgekühlt ist. Dieses Verhalten kann man auch in der Simulation beobachten (Abb. 5.30 bis 5.32).

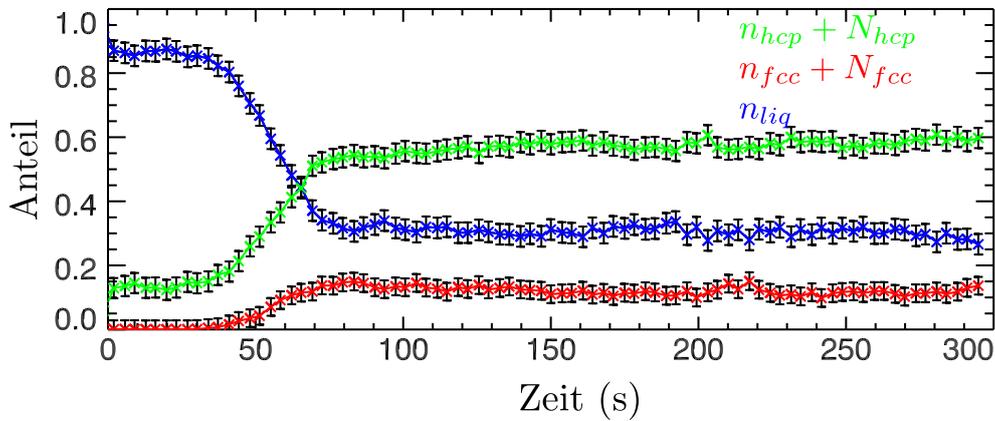


Abbildung 5.39: Zeitliche Entwicklung der Anteile der Strukturen in kristallinen Domänen. Die Fehlerbalken zeigen die fünffache Standardabweichung.

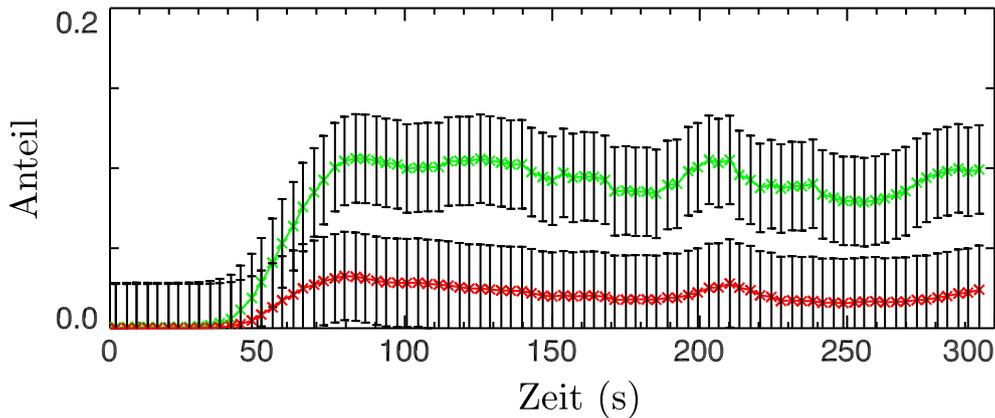


Abbildung 5.40: Zeitliche Entwicklung der Anteile an kristallinen Strukturen im Inneren der Kristallregionen. Die Fehlerbalken zeigen die fünffache Standardabweichung. Die Kurven wurden geglättet.

So erklärt sich auch, warum die Kristallisation erst ab etwa 20 s nach dem Schmelzen voranschreitet, was in Abbildung 5.40 deutlich erkennbar ist. Dort ist der Anteil an inneren Teilchen dargestellt.

Bereits direkt nach dem Schmelzen ist ein Anteil von mehr als 0,1 an hcp-Grenzflächenteilchen beobachtbar, der konstant bleibt, bis das Kristallwachstum einsetzt. Dies zeigt, dass kleinste hcp-Kristallkeime relativ stabil gegenüber des Schmelzvorgangs sind. Nach ca. 70 s erreicht der Anteil an hcp-Teilchen ein Plateau von etwa 0,55 und steigt nur noch langsam auf 0,60 an (Abb. 5.39). Dieser Anteil liegt leicht oberhalb des hcp-Anteils im vorangegangenen Experiment (Abb. 5.22). Der fcc-Anteil ist in diesem Experiment deutlich geringer als bei den 2,55 μm -Teilchen.

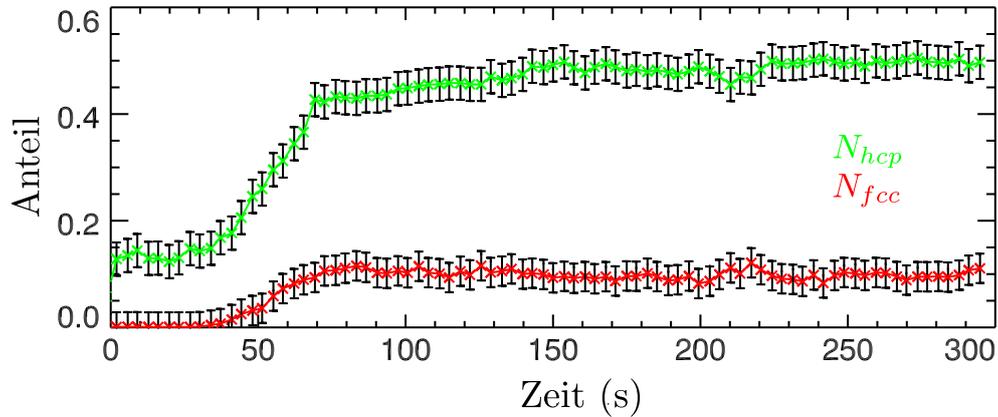


Abbildung 5.41: Zeitliche Entwicklung der Anteile an kristallinen Strukturen an der Kristall-Flüssigkeit-Grenzfläche. Die Fehlerbalken zeigen die fünffache Standardabweichung.

Die Abbildungen 5.40 und 5.41 zeigen die Anteile an kristallinen Teilchen im Inneren von Kristalldomänen beziehungsweise an deren Grenzflächen zu ungeordneten Regionen. Es fällt auf, dass bedeutend mehr Kristallteilchen an den Grenzflächen zu finden sind, als im Inneren von Domänen. Dies steht im deutlichen Gegensatz zur Beobachtung mit $2,55\ \mu\text{m}$ -Teilchen und bedeutet, dass der kristalline Bereich in diesem Experiment keine kompakte und zusammenhängende Region darstellt, die sich räumlich klar von ungeordneten Bereichen absetzt. Vielmehr sind die Kristallregionen von weniger geordneten Bereichen durchsetzt.

Dies wird auch deutlich, wenn man die Größe der Domänen vergleicht, die in beiden Experimenten identifiziert werden. Während man für $2,55\ \mu\text{m}$ -Teilchen am Ende nur noch eine Domäne findet, die aus mehr als $2 \cdot 10^4$ Teilchen besteht, erreicht die mittlere Größe der Domänen für $1,55\ \mu\text{m}$ -Teilchen nur etwa $2 \cdot 10^3$.

Abbildung 5.42 veranschaulicht diese Beobachtung. Sie zeigt jeweils einen Ausschnitt der gemessenen Teilchenpositionen der Experimente mit $2,55\ \mu\text{m}$ (a) und mit $1,28\ \mu\text{m}$ (b) großen Teilchen. Die Längen wurden auf den jeweiligen Teilchenabstand normiert und vier Teilchenabstände in der Tiefe überlagert. Die Farbkodierung gibt das Ergebnis der lokalen Strukturanalyse wieder, mit hcp grün, fcc rot und liq blau.

Es zeigt sich, dass die kristallinen Teilchen in Abbildung 5.42 a in großen, durchgehenden Domänen organisiert sind, zwischen denen kompakte blaue, also ungeordnete Regionen liegen. Abbildung b hingegen ist durchzogen von Schichten ungeordneter Teilchen, welche die kleinen Kristalldomänen mit unterschiedlichen Orientierungen voneinander trennen. Dies erklärt, warum bei

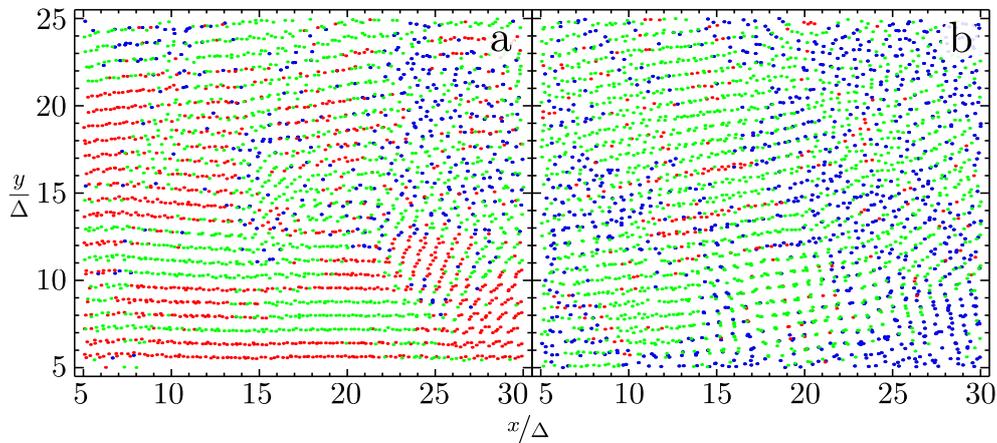
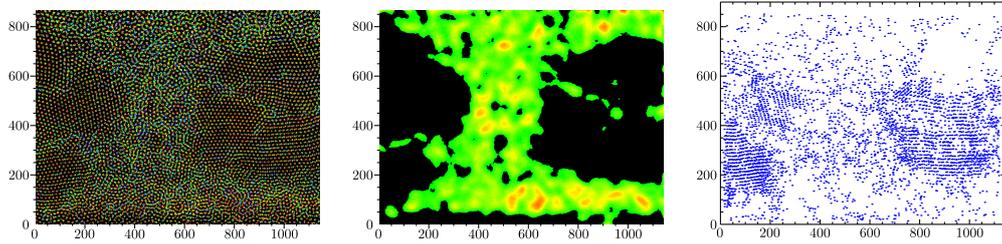


Abbildung 5.42: Seitenansicht der gemessenen Teilchenpositionen. Die Längen sind auf Gitterabstände normiert und die Positionen in einer Tiefe von vier Gitterabständen überlagert. Die Farbkodierung ist grün für hcp, rot für fcc und blau für liq. a) Die Kristallregionen für 2,55 μm -Teilchen hängen zusammen und zeigen klare horizontale Ebenenbildung. b) Die Kristallregionen für 1,28 μm -Teilchen sind von ungeordneten Bereichen durchzogen. Die Orientierung der einzelnen Kristallite ist sehr unterschiedlich.

1,28 μm -Teilchen viele Grenzflächenteilchen, aber wenige Bulkteilchen zu beobachten sind. Da die Domänen nicht miteinander verwachsen, kann man auch das Überschießen des Grenzflächenanteils, wie es sich in Abbildung 5.23 und 5.32 zeigt, nicht beobachten.

Als Ursache für das unterschiedliche Ergebnis der Kristallisation ist der Unterschied in der Massendichte der Teilchenwolke zu sehen. Die kleineren Teilchen besitzen im Vergleich zu den größeren nur ein Achtel der Masse, erzeugen aber eine Wolke mit der nur vierfachen Teilchendichte. Da die Ausdehnung der Teilchenwolken in beiden Fällen etwa gleich groß ist, ist der durch die Gravitation erzeugte Druck in der Teilchenwolke für die kleineren Teilchen deutlich reduziert (Abb. 5.15 und 5.36). Somit ist ebenfalls der Einfluss der Form des einschließenden Potentials, also der flachen Elektrode, auf die Geometrie der Teilchenordnung geringer. Dieser Einfluss begünstigt bei den 2,55 μm großen Teilchen die Ausbildung horizontaler Ebenen. Das wiederum erleichtert den Zusammenschluss von kleinen Kristalldomänen zu einer großen.

Hinzu kommt, dass durch den geringeren Teilchendruck auch die Wechselwirkungsenergie der kleineren Teilchen verringert ist. Dies erklärt auch die Unterschiede zur obigen Simulation. Durch die effektivere Dämpfung erstarrt das System bereits in einem weniger kristallinen Zustand. Da der Kristall aus



(a) Überlagerung von 1 s ohne Scan. (b) Schwellwertbild zu (a). (c) Ergebniss der lokalen Strukturanalyse. Es sind die Teilchen mit kristallähnlicher Nachbarschaft in einer Dicke von 0,4 mm dargestellt.

Abbildung 5.43: Vergleich von Beweglichkeitsmessung nach Rubin-Zuzic et al. [41] und lokale Strukturanalyse.

mehreren kleineren Domänen besteht, ist der Anteil an Grenzflächenteilchen höher, und das Überschießen dieses Anteils kann nicht beobachtet werden, da dazu der Zusammenschluss der Domänen notwendig wäre.

Auch für dieses Experiment kann man, wie in den Abbildungen 5.20 und 5.21 die Methode der Beweglichkeitsmessung nach Rubin-Zuzic [41] und die lokale Strukturanalyse gegenüberstellen. Abbildung 5.43(a) zeigt die Überlagerung der Teilchenbilder kurz nach einem Scan für 1 s. Abbildung 5.43(b) stellt die Beweglichkeit der Teilchen dar. Rote Regionen zeigen hohe Beweglichkeit. Liegt die Beweglichkeit unterhalb der Schwelle zur Identifikation fester Bereiche, wird dies schwarz dargestellt. Die Teilchen, die nach der lokalen Strukturanalyse als kristallin identifiziert werden, sind in Abbildung 5.43(c) dargestellt.

Auch in diesem Experiment können Übereinstimmungen zwischen den beiden Analysemethoden erkannt werden. Allerdings zeigt die rechte Hälfte des Blickfeldes deutliche Abweichungen. Dies liegt vor allem daran, dass es in diesem Bereich nicht möglich ist, die Teilchen zuverlässig zu verfolgen. Daher sind die Teilchenpositionen und somit die bestimmten Strukturen häufig falsch. Das zeigt sich besonders im rechten oberen Eck, wo kaum Kristallregionen identifiziert wurden. Für die sonstigen Analysen der Teilchenpositionen wurde daher auch nur ein Bereich in der linken Hälfte verwendet.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Charakterisierung der Kristallstrukturen

In dieser Arbeit wurden mehrere Methoden der Klassifizierung kristalliner Strukturen gezeigt. Dabei sind verschiedene Eigenschaften eines Kristalls beziehungsweise eines Festkörpers verwendet worden.

So ist die Methode von Rubin-Zuzic et al. ([41], siehe 4.2.3) eine Anlehnung an das Lindemann-Kriterium und bezieht sich auf die Beweglichkeit der Teilchen. Diese Methode ist also insbesondere geeignet, um feste Regionen unabhängig von ihrer inneren Struktur zu identifizieren. Allerdings ist dies mit einer Ortsauflösung von wenigen Teilchen möglich. Diese Analyse ist allerdings nur in 2-D durchführbar, da es bisher keine Möglichkeit gibt, die Dynamik von einer größeren Zahl von Teilchen in 3-D zu beobachten.

Es ist auch möglich, die Kristalle aufgrund ihrer Struktur zu charakterisieren. Ein häufig benutztes Maß ist die Paarkorrelation $g(r)$. Diese erlaubt es, die Abstandsordnung der Teilchen global zu beurteilen. Da der Radius der ersten Schale für alle Kristalltypen fast identisch ist, kann man unabhängig vom Kristalltyp über das Verhältnis vom ersten Maximum zum ersten folgenden Minimum den Kristallisationsgrad einer Teilchenwolke beurteilen. Unterschiedliche Kristalle weisen unterschiedliche Spektren von $g(r)$ auf. Somit kann man zwar die Verhältnisse unterschiedlicher Strukturen, nicht aber deren räumliche Anordnung ermitteln. Ist die Dichte des Systems nicht konstant, werden zudem die Signaturen verbreitert, was die Identifikation erschwert.

Als drittes Charakteristikum kann man schließlich die Winkelkorrelation verwenden, um die Struktur des komplexen Plasmas zu beurteilen. Dies geschieht mit der lokalen Strukturanalyse unter Verwendung der Steinhardt-Koeffizienten [104]. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass man kristalli-

ne Bereiche erkennen kann, da dort die Kugelflächenfunktionen benachbarter Teilchen ähnlich sind. Darüber hinaus ist es möglich, die lokale Struktur jedes Teilchens zu verwenden, um sie mit idealen Kristallen zu vergleichen. Auf diese Weise kann man orts aufgelöste Zuordnungen der Kristallstrukturen erreichen. Ein Problem liegt darin, dass Deformationen des Gitters die lokale Umgebung einiger Teilchen oder ganzer Ebenen so verändern können, dass diese Teilchen einer anderen Gitterstruktur zugeordnet werden. Dieses Problem wird in Abschnitt 5.1 deutlich. Dort wird das Ergebnis einer lokalen Strukturanalyse mit der Fourieranalyse der Videodaten verglichen (Abb. 5.4). Die Fouriertransformation erzeugt ein Bild der globalen Teilchenordnung. Parallelverschiebungen von Gitterebenen erzeugen die Verschiebung lediglich einzelner Teilchen in den schneidenden Ebenen. Dies stört das Fourierbild kaum. So kann man an der Fouriertransformierten einer Kristallregion in Abschnitt 5.1 eindeutig bcc erkennen (Abb. 5.4), während den einzelnen Teilchen überwiegend hcp und fcc-Strukturen zugeordnet wurden.

Dennoch ist die Methode der lokalen Strukturanalyse gut geeignet, Kristallregionen und Kristallitbildung zu identifizieren, insbesondere, wenn es, wie in unserem Fall, nicht möglich ist, 3-dimensionale Dynamik zu messen.

Für weitere Experimente wäre es interessant, genauer zu untersuchen, wie weit die Ergebnisse der lokalen Strukturanalyse mit dem Lindemann-Kriterium zusammenfallen. Dazu könnte man zwei Beobachtungssysteme mit hochauflösenden Kameras verwenden, die bei unterschiedlichen Laserwellenlängen arbeiten. Wenn man nun mit einem System ortsfest beobachtet, während man mit dem Zweiten wiederholt über diesen Bereich hinweg scannt, kann man beide Methoden vergleichen. Es ist zu erwarten, dass auch die Teilchen, die an der Grenzfläche zwischen Clustern von kristallinen Teilchen und ungeordneten Teilchen liegen, eine stark reduzierte Beweglichkeit aufweisen, obwohl sie selbst keine geordnete Nachbarschaft zeigen. Ähnlich den Oberflächenteilchen an den Grenzflächen von atomaren Kristallen. In der vorliegenden Arbeit wurden allerdings diese Teilchen als flüssig betrachtet.

6.2 Wachstum kristalliner Strukturen

Die Entwicklungen der kristallinen Strukturen bei zwei verschiedenen Teilchengrößen mit ähnlichen Plasmabedingungen zeigen viele Parallelen. Nachdem zuerst die Zahl der Grenzflächenteilchen steigt, bildet sich der Anteil an Bulkteilchen erst verspätet. Der Anteil an hcp ist stets größer als der Anteil an fcc und erscheint früher.

Bei den Experimenten mit den größeren Teilchen nimmt der Anteil an Grenzflächenteilchen schließlich wieder ab und wird von den Bulkteilchen

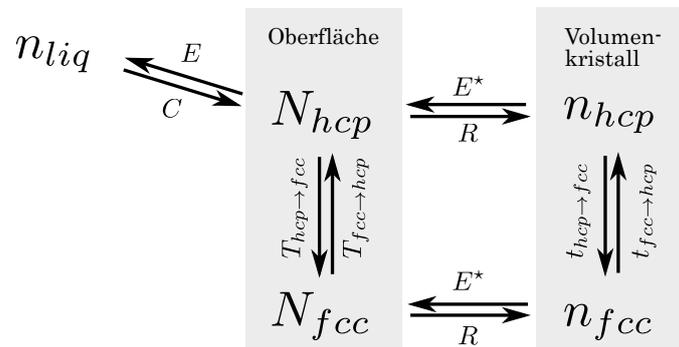


Abbildung 6.1: Flussmodell für den Kristallisationsvorgang. Die Teilchen entwickeln sich von der flüssigen Phase über die kristalline Oberfläche zu Bulkteilchen. fcc stellt den Grundzustand dar. Die entsprechenden Übergangsraten sind eingezeichnet.

überholt. Dies findet statt, da die Kristallite zusammenwachsen und verschmelzen. Die kleineren Teilchen zeigen dieses Verhalten nicht. Der Anteil an Grenzflächenteilchen bleibt auf hohem Niveau stabil. Der Anteil an Bulkteilchen bleibt deutlich geringer, da die Teilchen „einfrieren“, bevor die Gitterversetzungen ausheilen können. Man erhält einen Mosaikkristall.

Flussmodell

Abbildung 6.1 zeigt das in Abschnitt 5.2.4 eingeführte Modell für die Entwicklung, welche die Teilchen durchlaufen können. Betrachtet man fcc als kristallinen Grundzustand unseres Systems und hcp als angeregten Zustand, ergibt sich folgendes Bild:

Nach dem Schmelzen bilden sich Kristallisationskeime. Diese können sich aus nicht vollständig geschmolzenen Kristallbereichen oder zufälligen Fluktuationen der Temperatur ergeben. Insbesondere der untere Rand der Teilchenwolke begünstigt die Kristallkeimbildung.

Teilchen aus der flüssigen Phase lagern sich mit der Kristallisationsrate C an der gesamten Grenzfläche an, bilden dort aber nur hcp-Strukturen. An der Grenzfläche können sich diese hcp-Teilchen mit der Rate $T_{hcp \rightarrow fcc}$ in fcc „abkühlen“ oder mit der Rate $T_{fcc \rightarrow hcp}$ wieder angeregt werden. Aufgrund der Anordnung der Energieniveaus werden aber nur hcp-Teilchen von der Grenzfläche abschmelzen.

Lagern sich neue Teilchen an der Grenzfläche an, werden darunter liegende Grenzflächenteilchen zu Bulkteilchen. Dies erfolgt mit der Rate R , dem umgekehrten Prozess ist die Rate E^* zugeordnet. Auch im Volumenkristall findet eine Konversion zwischen hcp und fcc statt, der die Raten $t_{hcp \rightarrow fcc}$

beziehungsweise $t_{fcc \rightarrow hcp}$ zugeordnet sind. Die Gleichungen 6.1 bis 6.5 beschreiben diese Vorgänge.

$$\dot{n}_{liq} = -C(N_{hcp} + N_{fcc}) + EN_{hcp} \quad (6.1)$$

$$\dot{n}_{hcp} = RN_{hcp} - t_{hcp \rightarrow fcc}n_{hcp} + t_{fcc \rightarrow hcp}n_{fcc} - E^*N_{hcp} \left(\frac{n_{hcp}}{n_{hcp} + n_{fcc}} \right) \quad (6.2)$$

$$\dot{n}_{fcc} = RN_{fcc} + t_{hcp \rightarrow fcc}n_{hcp} - t_{fcc \rightarrow hcp}n_{fcc} - E^*N_{hcp} \left(\frac{n_{fcc}}{n_{hcp} + n_{fcc}} \right) \quad (6.3)$$

$$\begin{aligned} \dot{N}_{hcp} &= C(N_{hcp} + N_{fcc}) - EN_{hcp} + E^*N_{hcp} \left(\frac{n_{hcp}}{n_{hcp} + n_{fcc}} \right) - RN_{hcp} \\ &\quad - T_{hcp \rightarrow fcc}N_{hcp} + T_{fcc \rightarrow hcp}N_{fcc} \end{aligned} \quad (6.4)$$

$$\begin{aligned} \dot{N}_{fcc} &= E^*N_{hcp} \left(\frac{n_{fcc}}{n_{hcp} + n_{fcc}} \right) - RN_{fcc} \\ &\quad + T_{hcp \rightarrow fcc}N_{hcp} - T_{fcc \rightarrow hcp}N_{fcc} \end{aligned} \quad (6.5)$$

Im stationären Fall, also für große Zeiten, verschwindet die Ableitung der Anteile. Für die Messung mit den $2,55 \mu\text{m}$ Teilchen kann man die Werte der Fits aus Tabelle 5.1 einsetzen. Damit ergibt sich aus der Gleichung 6.1:

$$\frac{C}{E} = \frac{N_{hcp}|_{\infty}}{N_{fcc}|_{\infty} + N_{hcp}|_{\infty}} = \frac{0,214}{0,0675 + 0,214} = 0,762 \quad (6.6)$$

Somit ergibt sich Gleichung 6.1 zu:

$$\dot{n}_{liq} = [-0,762 \cdot (N_{hcp} + N_{fcc}) + N_{hcp}] \cdot E \quad (6.7)$$

Abbildung 6.2 zeigt den zeitlichen Verlauf von $\frac{\dot{n}_{liq}}{E}$, wie er sich aus den Messdaten ergibt. Bis $t = 300 \text{ s}$ ist die Kurve positiv, obwohl der Anteil an flüssigen Teilchen abnimmt. Das ist nur zu erreichen, wenn E und damit auch C negativ sind. Das würde allerdings bedeuten, dass sowohl fcc, als auch hcp-Teilchen von der Grenzfläche dissoziieren und sich flüssige Teilchen nur an hcp-Teilchen anlagern.

Addiert man für den stationären Fall die Gleichungen 6.1, 6.4 und 6.5 so erhält man nach Umformung für R/E^* analog zu Gleichung 6.6:

$$\frac{R}{E^*} = \frac{N_{hcp}|_{\infty}}{N_{fcc}|_{\infty} + N_{hcp}|_{\infty}} 0,762 \quad (6.8)$$

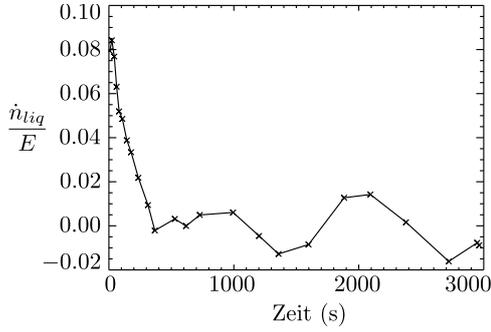


Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf von \dot{n}_{liq}/E . In den ersten 300 Sekunden ist dieser Wert positiv, während n_{liq} abnimmt. Somit muss auch E negativ sein.

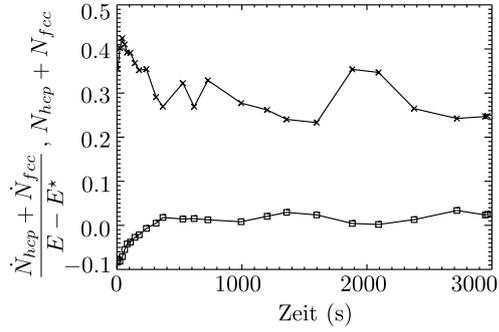


Abbildung 6.3: Zeitlicher Verlauf der Ableitung des Grenzflächenanteils nach Gleichung 6.9 (\square) im Vergleich zum gemessenen Grenzflächenanteil (\times).

Für die Grenzflächenteilchen ergibt sich somit:

$$\dot{N}_{hcp} + \dot{N}_{fcc} = (E - E^*) [(0,762 - 1) \cdot N_{hcp} + 0,762 \cdot N_{fcc}] \quad (6.9)$$

Abbildung 6.3 zeigt $\dot{N}_{hcp} + \dot{N}_{fcc}/E - E^*$ nach Gleichung 6.9 im Vergleich zum tatsächlich gemessenen Verlauf des Anteils an Grenzflächenteilchen. In den ersten 300 Sekunden ist der Bruch stets negativ, obwohl die Grenzfläche in dieser Zeit zuerst wächst und dann schrumpft. Dieses Verhalten, das sowohl im Experiment, als auch in der Simulation zu beobachten ist, lässt sich also nicht mit dem Modell nachbilden.

E	$=$	$-0,0384 \text{ s}^{-1}$
C	$=$	$-0,0274 \text{ s}^{-1}$
E^*	$=$	$-0,0437 \text{ s}^{-1}$
R	$=$	$-0,0312 \text{ s}^{-1}$
$t_{hcp \rightarrow fcc} n_{hcp}$	$=$	$0,470 \text{ s}^{-1}$
$t_{fcc \rightarrow hcp} n_{hcp}$	$=$	$0,430 \text{ s}^{-1}$
$T_{hcp \rightarrow fcc} n_{hcp}$	$=$	$0,0270 \text{ s}^{-1}$
$T_{fcc \rightarrow hcp} n_{hcp}$	$=$	$0,0412 \text{ s}^{-1}$

Tabelle 6.1: Übergangsraten, wie sie sich aus dem Modellfit als Fitparameter ergeben.

Benutzt man ein Runge-Kutta-Verfahren, um aus den Startwerten mit konstanten Raten die Teilchensorten zu entwickeln und fittet diese Kurven mit Hilfe der Raten an die Messwerte an, ergibt sich Abbildung 6.4. Eine

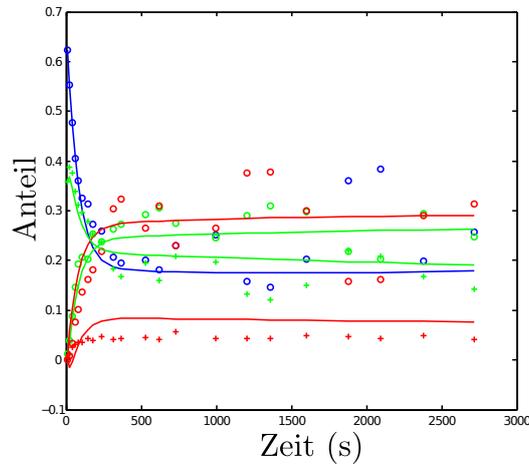


Abbildung 6.4: Ergebnis eines Modellfits mit festen Raten an die gemessenen Daten. Die Kreise stellen die Bulkanteile, die Pluszeichen die Grenzflächenanteile dar. Die durchgezogenen Linien ergeben sich als Lösung des Anfangswertproblems mit konstanten Raten. Grün steht für hcp, rot für fcc und blau für liq.

bessere Anpassung an die Messwerte ist nicht möglich. Es zeigt sich zwar, dass das Überschießen des hcp-Grenzflächenanteils auch im Fit erscheint, allerdings nimmt der Anteil an fcc-Grenzflächenteilchen in diesem Bereich negative Werte an, was physikalisch nicht sinnvoll ist. Tabelle 6.1 gibt die Übergangsraten an, die sich aus dem Fit ergeben. Es zeigt sich, dass das Modell die zeitliche Entwicklung der Anteile nur im Ansatz erklären kann. Um aber beispielsweise das Auftreten des überschießenden Grenzflächenanteils zu erklären, sind weitere Effekte, wie veränderliche Übergangsraten notwendig. Diese Zeitabhängigkeit der Raten lässt sich leicht mit der Temperatur der Teilchenkomponente im komplexen Plasma begründen.

6.3 Druck in der Teilchenwolke

Die Druckanalyse der Teilchenwolken zeigt, dass die Dichteverteilung der Teilchenwolke gut durch die Schwerkraft der Teilchen zu erklären ist. Während der Einschluss der Teilchen nach unten durch das elektrische Feld der Randschicht erfolgt, werden die Teilchen nach oben hin durch die Gravitation eingeschlossen. Dem Druck, der durch das Gewicht der Teilchen aufgebaut wird, steht fast im gesamten komplexen Plasma im Wesentlichen die elektrostatische Abstoßung zwischen den Teilchen entgegen. Dieser Druck und somit

auch die Kopplung der Teilchen, lässt sich also durch die Teilchenmenge gut steuern.

In Experimenten ohne Gravitation ist dies allerdings nicht so leicht möglich. Der Teilcheneinschluss findet dort nach oben und unten durch die elektrischen Felder der Plasmarandschicht statt, weshalb eine deutlich höhere Teilchenzahl notwendig ist, um eine ausreichend starke Wechselwirkung zwischen den Teilchen zu gewährleisten. Allerdings kann man durch Anlegen eines niederfrequenten Wechselfeldes zwischen den Elektroden den erlaubten Bereich für die Teilchen einschränken. In der negativen Phase dehnt sich die Plasmarandschicht weit in die Kammer hinein aus und drückt die Teilchen von der Elektrode weg. Ist die Frequenz hoch genug, können die Teilchen des komplexen Plasmas in der positiven Phase nicht schnell genug zurückfluten.

Bei dieser Methode ist zu beachten, dass die äußeren elektrischen Felder auch die Ionen und damit die positive Abschirmwolke um die Teilchen beeinflussen. Dies kann dazu führen, dass die Wechselwirkung der Teilchen inhomogen wird und das komplexe Plasma ein vollkommen verändertes Verhalten zeigt, nämlich das einer elektrorheologischen Flüssigkeit [74].

Eine weitere Möglichkeit, in Schwerelosigkeit die Kopplung zwischen den Teilchen zu verändern, ist der Neutralgasdruck. Verringert man ihn, so sinkt die Plasmadichte. Dadurch wachsen die Abschirmlänge und die Plasmarandschicht. Da dem komplexen Plasma somit bei langreichweitigerer Wechselwirkung weniger Volumen zur Verfügung steht, nimmt die Kopplung zu. Khrapak et al. [116] ist es gelungen, auf diese Weise Kristallisation und Schmelzen herbei zu führen.

Unter Schwerkraft tritt dieser Effekt nicht auf, wenn die Teilchenwolke nicht das gesamte Volumen des Bulkplasmas ausfüllt.

6.4 Druckmessung

Die Betrachtung der Teilchendichte zeigt, dass die Schwerkraft einen großen Einfluss auf die Struktur des komplexen Plasmas hat. Durch diese entsteht ein Druck in der Teilchenwolke, der die Wechselwirkung zwischen den Teilchen erhöht und somit die Kristallisation begünstigt. Unter der Annahme, dass der barometrische Druck der Teilchen von der elektrostatischen Abstößung kompensiert wird, ist es gelungen, die Teilchenladung und die Debye-Abschirmlänge abzuschätzen. Dabei erhält man eine Ladung, die etwa vier mal so groß ist, wie man nach anderen Abschätzungen aus den Plasmabedingungen erwarten würde. Dafür könnten mehrere Ursachen ausgemacht werden. In Anbetracht der großen Dichteunterschiede des komplexen Plasmas in Abhängigkeit von der Höhe ist neben der Feldfreiheit sicherlich auch

die Annahme konstanter Abschirmlänge und konstanter Ladung zu streng. Außerdem ist der Beitrag der Teilchentemperatur zum Druck nicht betrachtet worden. Dies ist allerdings auch nicht im Detail möglich, da die Dynamik der Teilchen nicht aufgelöst werden kann.

In weiteren Experimenten sollte man versuchen, mit höherer Bildfrequenz zu messen. Wenn man etwa bei 1000 Hz Bildfrequenz mit unveränderter Scangeschwindigkeit aufnimmt, kann man jedes Teilchen auf etwa 30 Bildern beobachten und erhält so eine gute Statistik der Positionen des Teilchens in der Beobachtungsebene. Damit kann man ein ähnliches Verfahren anwenden, wie es Knapek et al. [37] für 2-D entwickelt haben und die Teilchentemperatur, die man dann in 2-D bestimmt hat, der dreidimensionalen Position zuordnen.

Literatur

- [1] C. K. Goertz. “Dusty Plasmas in the Solar System”. In: *Reviews of Geophysics* 27.2 (1989), S. 271–292. S. S. 1, 3.
- [2] M. Fulle. *swisseduc.ch*. URL: http://www.swisseduc.ch/stromboli/perm/iceland/eyafallajokull_20100416-de.html (besucht am 2010.04.16). S. S. 2.
- [3] B. T. Draine und E. E. Salpeter. “On the physics of dust grains in hot gas”. In: *The Astrophysical Journal* 231 (Juli 1979), S. 77–94. DOI: 10.1086/157165. S. S. 3.
- [4] G. E. Morfill, E. Grün und T. V. Johnson. “Dust in jupiter’s magnetosphere: Physical processes”. In: *Planetary and Space Science* 28.12 (Dez. 1980), S. 1087–1100. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V6T-46YJGJ4-X/2/1f59e4cebc4f509b76741c9603dc9a4c>. S. S. 3.
- [5] E. C. Whipple. “Potentials of surfaces in space”. In: *Reports on Progress in Physics* 44.11 (1981), S. 1197–1250. URL: <http://stacks.iop.org/0034-4885/44/1197>. S. S. 3, 8.
- [6] G. E. Morfill. “Electromagnetic effects on planetary rings”. In: *Advances in Space Research* 3.3 (1983), S. 87–94. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3S-46YCWXC-5D/2/76f81a6363dac34abb0db810d14254d7>. S. S. 3.
- [7] M. Horanyi und C. K. Goertz. “Coagulation of dust particles in a plasma”. In: *The Astrophysical Journal* 361.1 (1990), S. 155–161. DOI: 10.1086/169178. S. S. 3.
- [8] T. Nitter und O. Havnes. “Dynamics of Dust in a Plasma sheath and injection of Dust into the Plasma sheath above moon and asteroidal surfaces”. In: *Earth, Moon, and Planets* 56 (1992), S. 7–34. S. S. 3.

- [9] K. G. Emeleus und A. C. Breslin. “Notes on the effects of dust in positive columns”. In: *International Journal of Electronics* 29.1 (1970), S. 1–18. URL: <http://www.informaworld.com/10.1080/00207217008900183>. S. S. 3.
- [10] G. S. Selwyn. “Laser diagnostic techniques for reactive ion etching: Plasma understanding to process control”. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 6.3 (1988), S. 2041–2046. DOI: 10.1116/1.575597. URL: <http://link.aip.org/link/?JVA/6/2041/1>. S. S. 3.
- [11] G. S. Selwyn, J. Singh und R. S. Bennett. “In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination”. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 7.4 (1989), S. 2758–2765. DOI: 10.1116/1.576175. URL: <http://link.aip.org/link/?JVA/7/2758/1>. S. S. 3.
- [12] J. J. Wu und R. J. Miller. “Measurements of charge on submicron particles generated in a sputtering process”. In: *Journal of Applied Physics* 67.2 (1990), S. 1051–1054. DOI: 10.1063/1.345790. URL: <http://link.aip.org/link/?JAP/67/1051/1>. S. S. 3.
- [13] J. Winter. “Dust in fusion devices - experimental evidence, possible sources and consequences”. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 40.6 (1998), S. 1201. URL: <http://stacks.iop.org/0741-3335/40/i=6/a=022>. S. S. 3.
- [14] H. Ikezi. “Coulomb solid of small particles in plasmas”. In: *Physics of Fluids* 29 (1986), S. 1764–1766. S. S. 3, 14.
- [15] H. Thomas u. a. “Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma”. In: *Physical Review Letters* 73.5 (1994), S. 652–655. S. S. 3, 5, 16.
- [16] J. H. Chu und Lin I. “Direct Observation of Coulomb Crystals and Liquids in Strongly Coupled rf Dusty Plasmas”. In: *Physical Review Letters* 72.25 (1994), S. 4009–4012. S. S. 3, 16, 37.
- [17] Y. Hayashi und K. Tachibana. “Observation of Coulomb-Crystal Formation from Carbon Particles Grown in a Methane Plasma”. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 33.6A (1994), S. L804–L806. DOI: 10.1143/JJAP.33.L804. URL: <http://jjap.ipap.jp/link?JJAP/33/L804>. S. S. 3.
- [18] F. Diedrich u. a. “Observation of a Phase Transition of Stored Laser-Cooled Ions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 59.26 (1987), S. 2931–2934. DOI: 10.1103/PhysRevLett.59.2931. S. S. 3.

- [19] G. Birkl, S. Kassner und H. Walther. “Multiple-shell structures of laser-cooled $^{24}\text{Mg}^+$ ions in a quadrupole storage ring”. In: *Nature* 357.6376 (28. Mai 1992), S. 310–313. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/357310a0>. S. S. 3.
- [20] S. Fishman u. a. “Structural phase transitions in low-dimensional ion crystals”. In: *Phys. Rev. B* 77.6 (2008), S. 064111. DOI: 10.1103/PhysRevB.77.064111. S. S. 3.
- [21] Z.-X. Gong, G.-D. Lin und L.-M. Duan. “Temperature-Driven Structural Phase Transition for Trapped Ions and a Proposal for its Experimental Detection”. In: *Phys. Rev. Lett.* 105.26 (2010), S. 265703. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.265703. S. S. 3.
- [22] V. W. A. de Villeneuve u. a. “Statistics of fluctuating colloidal fluid-fluid interfaces”. In: *The Journal of Chemical Physics* 129.16, 164710 (2008), S. 164710. DOI: 10.1063/1.3000639. URL: <http://link.aip.org/link/?JCP/129/164710/1>. S. S. 3.
- [23] A. V. Ivlev u. a. “Fluid Complex Plasmas—Studies at the Particle Level”. Hrsg. von M. Tokuyama, I. Oppenheim und H. Nishiyama. In: *AIP Conference Proceedings* 982.1 (2008), S. 577–583. DOI: 10.1063/1.2897861. URL: <http://link.aip.org/link/?APC/982/577/1>. S. S. 3.
- [24] V. Nosenko und J. Goree. “Shear Flows and Shear Viscosity in a Two-Dimensional Yukawa System (Dusty Plasma)”. In: *Phys. Rev. Lett.* 93.15 (2004), S. 155004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.155004. S. S. 3, 46.
- [25] A. V. Ivlev u. a. “Non-Newtonian Viscosity of Complex-Plasma Fluids”. In: *Phys. Rev. Lett.* 98.14 (2007), S. 145003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.145003. S. S. 4.
- [26] G. E. Morfill u. a. “Highly Resolved Fluid Flows: “Liquid Plasmas” at the Kinetic Level”. In: *Phys. Rev. Lett.* 92.17 (2004), S. 175004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.175004. S. S. 4.
- [27] D. Samsonov u. a. “Mach Cones in a Coulomb Lattice and a Dusty Plasma”. In: *Phys. Rev. Lett.* 83.18 (1999), S. 3649–3652. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.3649. S. S. 4, 5.
- [28] A. Melzer u. a. “Laser-excited Mach cones in a dusty plasma crystal”. In: *Physical Review E* 62.3 (2000), S. 4162–4176. S. S. 4.
- [29] V. Nosenko u. a. “Observation of Shear-Wave Mach Cones in a 2D Dusty-Plasma Crystal”. In: *Phys. Rev. Lett.* 88.13 (2002), S. 135001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.135001. S. S. 4.

- [30] S. Nunomura, D. Samsonov und J. Goree. “Transverse Waves in a Two-Dimensional Screened-Coulomb Crystal (Dusty Plasma)”. In: *Phys. Rev. Lett.* 84.22 (2000), S. 5141–5144. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.5141. S. S. 4.
- [31] H. M. Thomas und G. E. Morfill. “Solid/liquid/gaseous phase transitions in plasma crystals”. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 14.2 (1996), S. 501–505. S. S. 4, 37.
- [32] J. M. Kosterlitz und D. J. Thouless. “Long range order and metastability in two dimensional solids and superfluids. (Application of dislocation theory)”. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* 5.11 (1972), S. L124. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3719/5/i=11/a=002>. S. S. 4.
- [33] J. M. Kosterlitz und D. J. Thouless. “Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems”. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* 6.7 (1973), S. 1181. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3719/6/i=7/a=010>. S. S. 4.
- [34] A. Melzer u. a. “Finite dust clusters in dusty plasmas”. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 52.12 (2010), S. 124028. URL: <http://stacks.iop.org/0741-3335/52/i=12/a=124028>. S. S. 4.
- [35] O. Arp u. a. “Dust Coulomb Balls: Three-Dimensional Plasma Crystals”. In: *Phys. Rev. Lett.* 93.16 (Okt. 2004), S. 165004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.165004. S. S. 4.
- [36] J. P. Schiffer. “Melting of Crystalline Confined Plasmas”. In: *Phys. Rev. Lett.* 88.20 (2002), S. 205003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.205003. S. S. 4.
- [37] C. A. Knapek u. a. “Kinetic Characterization of Strongly Coupled Systems”. In: *Physical Review Letters* 98.1, 015001 (2007), S. 015001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.015001. URL: <http://link.aps.org/abstract/PRL/v98/e015001>. S. S. 5, 16, 42, 94.
- [38] C. A. Knapek u. a. “Recrystallization of a 2D Plasma Crystal”. In: *Phys. Rev. Lett.* 98.1 (2007), S. 015004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.015004. S. S. 5, 16.
- [39] C. Knapek. “Phase Transitions in Two-Dimensional Complex Plasmas”. Diss. München: Ludwig-Maximilians-Universität, 2010. URL: <http://edoc.ub.uni-muenchen.de/12327/>. S. S. 5, 42.
- [40] A. V. Ivlev u. a. “Decharging of Complex Plasmas: First Kinetic Observations”. In: *Phys. Rev. Lett.* 90.5 (2003), S. 055003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.055003. S. S. 5, 62, 81.

- [41] M. Rubin-Zuzic u. a. “Kinetic development of crystallization fronts in complex plasmas”. In: *Nature Physics* 2.3 (2006), S. 181–185. DOI: dx.doi.org/10.1038/nphys242. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys242>. S. S. 5, 15, 23, 41, 42, 52, 64–66, 86, 87.
- [42] R. Heidemann u. a. “Dissipative Dark Soliton in a Complex Plasma”. In: *Physical Review Letters* 102.13, 135002 (2009), S. 135002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.102.135002](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.135002). URL: <http://link.aps.org/abstract/PRL/v102/e135002>. S. S. 5.
- [43] J. B. Pieper, J. Goree und R. A. Quinn. “Three-dimensional structure in a crystallized dusty plasma”. In: *Phys. Rev. E* 54.5 (1996), S. 5636–5640. DOI: [10.1103/PhysRevE.54.5636](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.54.5636). S. S. 5.
- [44] M. Zuzic u. a. “Three-Dimensional Strongly Coupled Plasma Crystal under Gravity Conditions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 85.19 (2000), S. 4064–4067. DOI: [10.1103/PhysRevLett.85.4064](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.4064). S. S. 5, 37, 45.
- [45] D. D. Goldbeck. “Analyse dynamischer Volumenprozesse in komplexen Plasmen”. Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2003. S. S. 5.
- [46] T. Antonova u. a. “Measurement of the Interaction Force among Particles in Three-Dimensional Plasma Clusters”. In: *Phys. Rev. Lett.* 96.11 (März 2006), S. 115001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.96.115001](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.115001). S. S. 5.
- [47] S. Käding und A. Melzer. “Three-dimensional stereoscopy of Yukawa (Coulomb) balls in dusty plasmas”. In: *Physics of Plasmas* 13.9, 090701 (2006), S. 090701. DOI: [10.1063/1.2354149](http://dx.doi.org/10.1063/1.2354149). URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/13/090701/1>. S. S. 5.
- [48] E. Thomas, Jr. und J. Williams. “Applications of stereoscopic particle image velocimetry: Dust acoustic waves and velocity space distribution functions”. In: *Physics of Plasmas* 13.5, 055702 (2006), S. 055702. DOI: [10.1063/1.2174831](http://dx.doi.org/10.1063/1.2174831). URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/13/055702/1>. S. S. 5.
- [49] M. Kroll u. a. “Digital in-line holography of dusty plasmas”. In: *Physics of Plasmas* 15.6, 063703 (2008), S. 063703. DOI: [10.1063/1.2932109](http://dx.doi.org/10.1063/1.2932109). URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/15/063703/1>. S. S. 5.
- [50] U. Schnars und W. Jüptner. *Digital Holography*. Berlin: Springer, 2005. S. S. 5.
- [51] F. F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Volume 1: Plasma Physics*. New York: Plenum Press, 1984. S. S. 8.

- [52] H. M. Mott-Smith und I. Langmuir. “The Theory of Collectors in Gaseous Discharges”. In: *Phys. Rev.* 28.4 (1926), S. 727–763. DOI: 10.1103/PhysRev.28.727. S. S. 8.
- [53] J. E. Allen. “Probe Theory - The Orbital Motion Approach”. In: *Physica Scripta* 45.5 (1992), S. 497–503. URL: <http://stacks.iop.org/1402-4896/45/497>. S. S. 8.
- [54] A. V. Zobnin u. a. “On the Charge of Dust Particles in a Low-Pressure Gas Discharge Plasma”. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 91.3 (2000), S. 483–487. S. S. 8.
- [55] S. A. Khrapak u. a. “Particle charge in the bulk of gas discharges”. In: *Phys. Rev. E* 72.1 (2005), S. 016406. DOI: 10.1103/PhysRevE.72.016406. S. S. 9, 62.
- [56] T. Matsoukas und M. Russell. “Particle charging in low-pressure plasmas”. In: *Journal of Applied Physics* 77.9 (1995), S. 4285–4292. DOI: 10.1063/1.359451. URL: <http://link.aip.org/link/?JAP/77/4285/1>. S. S. 9.
- [57] M. Lampe u. a. “Effect of Trapped Ions on Shielding of a Charged Spherical Object in a Plasma”. In: *Phys. Rev. Lett.* 86.23 (2001), S. 5278–5281. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.5278. S. S. 9.
- [58] O. Havnes, G. E. Morfill und C. K. Goertz. “Plasma Potential and Grain Charges in a Dust Cloud Embedded in a Plasma”. In: *J. Geophys. Res.* 89.A12 (1984), S. 10999–11003. URL: <http://dx.doi.org/10.1029/JA089iA12p10999>. S. S. 9.
- [59] S. A. Khrapak u. a. “Charging properties of a dust grain in collisional plasmas”. In: *Physics of Plasmas* 13.5, 052114 (2006), S. 052114. DOI: 10.1063/1.2201538. URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/13/052114/1>. S. S. 10, 11.
- [60] V. Fortov und G. Morfill. *Complex and Dusty Plasmas*. Series in plasma physics. Taylor und Francis, 2009, S. 120. ISBN: 9781420083118. URL: <http://books.google.com/books?id=8oZALQAACAAJ>. S. S. 10.
- [61] I. H. Hutchinson und L. Patacchini. “Computation of the effect of neutral collisions on ion current to a floating sphere in a stationary plasma”. In: *Physics of Plasmas* 14.1, 013505 (2007), S. 013505. DOI: 10.1063/1.2431584. URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/14/013505/1>. S. S. 10.

- [62] S. A. Khrapak und G. E. Morfill. “An interpolation formula for the ion flux to a small particle in collisional plasmas”. In: *Physics of Plasmas* 15.11, 114503 (2008), S. 114503. DOI: 10.1063/1.3035913. URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/15/114503/1>. S. S. 10.
- [63] S. Ratynskaia u. a. “Experimental Determination of Dust-Particle Charge in a Discharge Plasma at Elevated Pressures”. In: *Phys. Rev. Lett.* 93.8 (2004), S. 085001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.085001. S. S. 10.
- [64] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev und G. E. Morfill. “Shielding of a test charge: Role of plasma production and loss balance”. In: *Physics of Plasmas* 17.4, 042107 (2010), S. 042107. DOI: 10.1063/1.3377786. URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/17/042107/1>. S. S. 11.
- [65] M. Chaudhuri, S. A. Khrapak und G. E. Morfill. “Ion drag force on a small grain in highly collisional weakly anisotropic plasma: Effect of plasma production and loss mechanisms”. In: *Physics of Plasmas* 15.5, 053703 (2008), S. 053703. DOI: 10.1063/1.2917906. URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/15/053703/1>. S. S. 11.
- [66] S. A. Khrapak u. a. “Critical Point in Complex Plasmas”. In: *Phys. Rev. Lett.* 96.1 (2006), S. 015001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.015001. S. S. 12.
- [67] V. N. Tsytovich. “Dust plasma crystals, drops, and clouds”. In: *Physics-Uspekhi* 40.1 (1997), S. 53–94. URL: <http://stacks.iop.org/1063-7869/40/53>. S. S. 12.
- [68] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev und G. Morfill. “Interaction potential of microparticles in a plasma: Role of collisions with plasma particles”. In: *Phys. Rev. E* 64.4 (2001), S. 046403. DOI: 10.1103/PhysRevE.64.046403. S. S. 12, 13.
- [69] T. Nitter. “Levitation of dust in rf and dc glow discharges”. In: *Plasma Sources Science and Technology* 5.1 (1996), S. 93–111. URL: <http://stacks.iop.org/0963-0252/5/93>. S. S. 12.
- [70] V. Steinberg u. a. “Vertical Pairing of Identical Particles Suspended in the Plasma Sheath”. In: *Phys. Rev. Lett.* 86.20 (2001), S. 4540–4543. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.4540. S. S. 13.
- [71] O. Ishihara. “Complex plasma: dusts in plasma”. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 40.8 (2007), R121–R147. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3727/40/R121>. S. S. 13.

- [72] M. Lampe u. a. "Interactions between dust grains in a dusty plasma". In: *Physics of Plasmas* 7.10 (2000), S. 3851–3861. DOI: 10.1063/1.1288910. URL: <http://link.aip.org/link/?PHP/7/3851/1>. S. S. 13.
- [73] G. Lapenta. "Linear theory of plasma wakes". In: *Phys. Rev. E* 62.1 (2000), S. 1175–1181. DOI: 10.1103/PhysRevE.62.1175. S. S. 13.
- [74] A. V. Ivlev u. a. "First Observation of Electrorheological Plasmas". In: *Phys. Rev. Lett.* 100.9 (2008), S. 095003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.095003. S. S. 14, 93.
- [75] S. Hamaguchi, R. T. Farouki und D. H. E. Dubin. "Triple point of Yukawa systems". In: *Phys. Rev. E* 56.4 (1997), S. 4671–4682. DOI: 10.1103/PhysRevE.56.4671. S. S. 14.
- [76] R. T. Farouki und S. Hamaguchi. "Phase transition of dense systems of charged "dust" grains in plasmas". In: *Appl. Phys. Lett.* 61.25 (1992), S. 2973. S. S. 14.
- [77] V. Fortov u. a. "Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives". In: *Physics Reports* 421.1-2 (2005), S. 1 –103. ISSN: 0370-1573. DOI: DOI:10.1016/j.physrep.2005.08.007. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVP-4H8MNS1-1/2/7510b2c1aa786d8d83756669ef528776>. S. S. 15.
- [78] F. A. Lindemann. "The calculation of molecular vibration frequencies". In: *Z. Phys.* 11 (1910), S. 609–612. S. S. 14, 41.
- [79] H. Löwen, T. Palberg und R. Simon. "Dynamical criterion for freezing of colloidal liquids". In: *Phys. Rev. Lett.* 70.10 (1993), S. 1557–1560. DOI: 10.1103/PhysRevLett.70.1557. S. S. 14, 41.
- [80] J.-P. Hansen und L. Verlet. "Phase Transitions of the Lennard-Jones System". In: *Phys. Rev.* 184.1 (1969), S. 151–161. DOI: 10.1103/PhysRev.184.151. S. S. 15.
- [81] H. R. Wendt und F. F. Abraham. "Empirical Criterion for the Glass Transition Region Based on Monte Carlo Simulations". In: *Phys. Rev. Lett.* 41.18 (1978), S. 1244–1246. DOI: 10.1103/PhysRevLett.41.1244. S. S. 15.
- [82] J. C. Zahorchak u. a. "Melting of colloidal crystals: A Monte Carlo study". In: *The Journal of Chemical Physics* 96.9 (1992), S. 6873–6879. DOI: 10.1063/1.462581. URL: <http://link.aip.org/link/?JCP/96/6873/1>. S. S. 15, 37.

- [83] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. 7. Aufl. München Wien: R. Oldenbourg Verlag, 1988. S. S. 17, 20.
- [84] A. C. Levi und M. Kotrla. “Theory and simulation of crystal growth”. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 9.2 (1997), S. 299–344. URL: <http://stacks.iop.org/0953-8984/9/299>. S. S. 22.
- [85] U. Bisang und J. H. Bilgram. “Shape of the tip and the formation of sidebranches of xenon dendrites”. In: *Phys. Rev. E* 54.5 (Nov. 1996), S. 5309–5326. DOI: 10.1103/PhysRevE.54.5309. S. S. 22.
- [86] U. Gasser u. a. “Real-Space Imaging of Nucleation and Growth in Colloidal Crystallization”. In: *Science* 292.5515 (2001), S. 258–262. DOI: 10.1126/science.1058457. eprint: <http://www.sciencemag.org/cgi/reprint/292/5515/258.pdf>. URL: <http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/292/5515/258>. S. S. 23, 40.
- [87] N. M. Dixit und C. F. Zukoski. “Kinetics of crystallization in hard-sphere colloidal suspensions”. In: *Phys. Rev. E* 64.4 (2001), S. 041604. DOI: 10.1103/PhysRevE.64.041604. S. S. 23.
- [88] A. Cacciuto, S. Auer und D. Frenkel. “Onset of heterogeneous crystal nucleation in colloidal suspensions”. In: *Nature* 428.6981 (25. März 2004), S. 404–406. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nature02397>. S. S. 23.
- [89] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev und G. E. Morfill. “Momentum transfer in complex plasmas”. In: *Phys. Rev. E* 70.5 (2004), S. 056405. DOI: 10.1103/PhysRevE.70.056405. S. S. 23.
- [90] V. J. Anderson und H. N. W. Lekkerkerker. “Insights into phase transition kinetics from colloid science”. In: *Nature* 416.6883 (25. Apr. 2002), S. 811–815. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/416811a>. S. S. 23.
- [91] A. van Blaaderen, R. Ruel und P. Wiltzius. “Template-directed colloidal crystallization”. In: *Nature* 385, (Jan. 1997), S. 321–324. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/385321a0>. S. S. 23.
- [92] A. D. Dinsmore und D. A. Weitz. “Direct imaging of three-dimensional structure and topology of colloidal gels”. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 14.33 (2002), S. 7581–7597. URL: <http://stacks.iop.org/0953-8984/14/7581>. S. S. 23.
- [93] M. Heni und H. Löwen. “Surface freezing on patterned substrates”. In: *Phys. Rev. Lett.* 85.17 (2000), S. 3668–3671. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.3668>. S. S. 23.

- [94] G. E. Morfill u. a. “Condensed Plasmas under Microgravity”. In: *Phys. Rev. Lett.* 83.8 (1999), S. 1598–1601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.1598. S. S. 25, 28, 29.
- [95] A. P. Nefedov u. a. “PKE-Nefedov: plasma crystal experiments on the International Space Station”. In: *New Journal of Physics* 5 (2003), S. 33. URL: <http://stacks.iop.org/1367-2630/5/33>. S. S. 27.
- [96] H. Rothermel u. a. “Gravity Compensation in Complex Plasmas by Application of a Temperature Gradient”. In: *Phys. Rev. Lett.* 89.17 (2002), S. 175001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.175001. S. S. 29.
- [97] H. M. Thomas u. a. “Complex plasma laboratory PK-3 Plus on the International Space Station”. In: *New Journal of Physics* 10.3 (2008), 033036 (14pp). URL: <http://stacks.iop.org/1367-2630/10/033036>. S. S. 30.
- [98] *OpTaliX*. URL: <http://www.optenso.com/>. S. S. 34.
- [99] *IDL*. URL: <http://www.itvvis.com/>. S. S. 35.
- [100] Y. Feng, J. Goree und B. Liu. “Accurate particle position measurement from images”. In: *Review of Scientific Instruments* 78.5, 053704 (2007), S. 053704. DOI: 10.1063/1.2735920. URL: <http://link.aip.org/link/?RSI/78/053704/1>. S. S. 35.
- [101] C. A. Murray, W. O. Sprenger und R. A. Wenk. “Comparison of melting in three and two dimensions: Microscopy of colloidal spheres”. In: *Phys. Rev. B* 42.1 (1990), S. 688–703. DOI: 10.1103/PhysRevB.42.688. S. S. 37.
- [102] T. Trottenberg, A. Melzer und A. Piel. “Measurement of the electric charge on particulates forming Coulomb crystals in the sheath of a radiofrequency plasma”. In: *Plasma Sources Science and Technology* 4.3 (1995), S. 450–458. URL: <http://stacks.iop.org/0963-0252/4/450>. S. S. 37.
- [103] R. A. Quinn u. a. “Structural analysis of a Coulomb lattice in a dusty plasma”. In: *Phys. Rev. E* 53.3 (1996), R2049–R2052. DOI: 10.1103/PhysRevE.53.R2049. S. S. 37.
- [104] P. J. Steinhardt, D. R. Nelson und M. Ronchetti. “Bond-orientational order in liquids and glasses”. In: *Physical Review B (Condensed Matter)* 28.2 (1983), S. 784–805. DOI: 10.1103/PhysRevB.28.784. URL: <http://link.aps.org/abstract/PRB/v28/p784>. S. S. 37, 87.

- [105] P. R. ten Wolde, M. J. Ruiz-Montero und D. Frenkel. “Numerical calculation of the rate of crystal nucleation in a Lennard-Jones system at moderate undercooling”. In: *Journal of Chemical Physics* 104.24 (1996), S. 9932–9947. DOI: 10.1063/1.471721. URL: <http://link.aip.org/link/?JCP/104/9932/1>. S. S. 38, 40.
- [106] B. Klumov und G. Morfill. “Characteristics of crystallization of complex plasmas in narrow channels”. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 107.5 (1. Nov. 2008), S. 908–915. URL: <http://dx.doi.org/10.1134/S106377610811023X>. S. S. 39, 51.
- [107] B. Klumov, M. Rubin-Zuzic und G. Morfill. “Crystallization waves in a dusty plasma”. In: *JETP Letters* 84.10 (3. Jan. 2007), S. 542–546. URL: <http://dx.doi.org/10.1134/S0021364006220036>. S. S. 39.
- [108] A. Muratov u. a. “A Percus-Yevick description of the microstructure of short-range interacting metastable colloidal suspensions”. English. In: *JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS* 131.5 (Juli 2009). ISSN: 0021-9606. DOI: {10.1063/1.3179667}. S. S. 49.
- [109] B. Klumov, A. Ivlev und G. Morfill. “The role of negative ions in experiments with complex plasma”. In: *JETP Letters* 78.5 (18. Sep. 2003), S. 300–304. URL: <http://dx.doi.org/10.1134/1.1625729>. S. S. 56.
- [110] W. H. Press u. a. “Numerical Recipes in Fortran”. In: 2. Aufl. Cambridge University Press, 1992. Kap. 15, S. 692. S. S. 60.
- [111] M. Klindworth, O. Arp und A. Piel. “Langmuir probe system for dusty plasmas under microgravity”. In: *Review of Scientific Instruments* 78.3, 033502 (2007), S. 033502. DOI: 10.1063/1.2714036. URL: <http://link.aip.org/link/?RSI/78/033502/1>. S. S. 61, 80.
- [112] *SIGLO-2D*. URL: <http://www.siglo-kinema.com/siglo-2d.htm>. S. S. 62, 81.
- [113] G. E. Morfill u. a. “The ‘classical tunnelling effect’ – observations and theory”. In: *New Journal of Physics* 8 (2006), S. 1–20. DOI: 10.1088/1367-2630/8/007. S. S. 62, 81.
- [114] B. A. Klumov. “persönliches Gespräch”. S. S. 67.
- [115] *Hoomd-Blue*. URL: <http://codeblue.umich.edu/hoomd-blue/>. S. S. 72.

- [116] S. A. Khrapak u. a. “Freezing and Melting of 3D Complex Plasma Structures under Microgravity Conditions Driven by Neutral Gas Pressure Manipulation”. In: *Phys. Rev. Lett.* 106.20 (2011), S. 205001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.205001. S. S. 93.

Danksagung

Der Abschluss einer umfangreichen Arbeit ist stets die Gelegenheit, allen zu danken, die auf ihre Weise zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Ich möchte hier einige erwähnen, von deren Hilfe ich besonders profitiert habe und dafür herzlich danken:

- Prof. Dr. Gregor Morfill für die Möglichkeit, in dieser hervorragenden Forschergruppe im Thema komplexer Plasmen zu forschen und diese Doktorarbeit anzufertigen. Außerdem für seine Betreuung dieser Arbeit als Doktorvater.
- Dr. Hubertus Thomas für den Vorschlag des interessanten Themas der Kristallisation und die Einweisung in die Experimente, sowie für die Möglichkeit mit so spannenden Dingen wie ISS-Daten und auf Parabeln zu arbeiten. Außerdem bedanke ich mich für die Betreuung meiner Arbeit, was ihm durchaus Ausdauer verlangt hat.
- Dr. Milenko Rubin-Zuzic, dass er mich überhaupt erst mit der Plasma-gruppe am MPE in Kontakt gebracht und dort so gut eingeführt hat, sowie für die Hilfe vor allem beim Einstieg in die Analyse und für viele angenehme Unterhaltungen.
- Den Sekretärinnen Angelika Langer und Elsbeth Collmer für die Unterstützung in allen verwaltungstechnischen Angelegenheiten und die aufmunternden Gespräche beim Kaffee holen.
- Dr. Robert Sütterlin für die umfangreiche Hilfe bei Fragen der Daten-analyse und überhaupt allem, was Computer betrifft.
- Dr. Uwe Konopka für die Einführung in IDL und einige überaus inspi-rierende und motivierende Diskussionen.
- Dr. Boris Klumov für die Hilfe bei den ersten Schritten lokaler Struk-turanalyse.

- Dr. Mierk Schwabe und Dr. Michael Kretschmer für die sehr angenehme Atmosphäre im Bureau und die Antworten auf all die unzähligen kleinen Fragen zwischendurch. Meikel danke ich noch speziell für die Schwimmhilfe beim Umstieg auf OS X.
- Dr. Alexej Ivlev, Dr. Sergey Zhdanov, Dipl.-Ing. Tanja Hagl, Dipl.-Phys. Ralf Heidemann und vielen anderen Kollegen für wissenschaftliche Diskussionen, Ratschläge, Unterstützung oder einfach nur das freundliche Lächeln auf dem Gang.
- Meinen Eltern und meinen Schwiegereltern danke ich für die umfangreiche Unterstützung nicht nur in den letzten Jahren. Ohne diese Hilfe wäre mir längst die Luft ausgegangen.
- Meiner Schwester Dr. Roswitha Beck für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Sie hat nicht nur viele Schreibfehler sondern auch den Schreibstil wesentlich verbessert.
- Meinen beiden Söhnen Manuel, der schon die Diplomarbeit erlebt hat, und Johannes. Die beiden mussten sehr viel auf ihren Papa verzichten. Ich weiß zu schätzen, was die beiden in diesen Jahren ertragen haben. Meine Tochter Magdalena will ich nicht vergessen. Sie hat den größten Stress noch im Mutterleib miterlebt und ist seit ihrer Geburt ein erheiternder Sonnenschein für die ganze Familie.
- Meiner Frau Monika gilt ein besonders herzlicher Dank. Sie hat von Anfang an die Entscheidung für ein Promotionsstudium mitgetragen. Sie hat mir die Entbehrungen, die sich daraus besonders für sie ergaben nie zum Vorwurf gemacht. Sie hat mit mir über die Erfolge gejubelt und mich bei Rückschlägen aufgefangen. Sie hat so gut es ging alle Mühen und Probleme des Alltag von mir fern gehalten und gleichzeitig meine Arbeit unterstützt wo es ging, sei es durch Korrekturlesen oder Sortieren der Literatur. Als kleinen Dank dafür will ich ihr diese Arbeit widmen.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Peter Huber
Bahnhofstraße 15
85395 Attenkirchen

Geb. am 14. 06. 1977 in Traunstein
deutsch

Bildungsweg

1983–1988 Grund- und Teilhauptschule Surberg

1988–1997 Chiemgau-Gymnasium Traunstein
(Abschluss: Abitur)

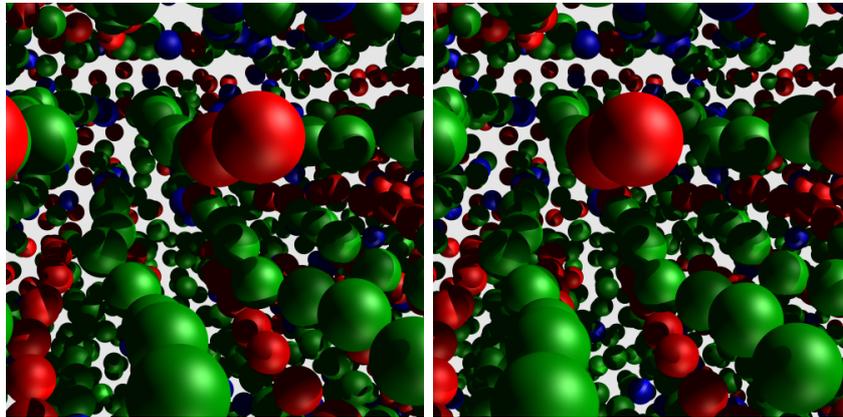
1997–2003 Studium der Allgemeinen Physik an der TU-München
(Abschluss: Diplom)

seit 2004 Promotionsstudium am Max-Planck-Institut für extra-
terrestrische Physik in Garching und an der Ludwig-Maximilians-
Universität in München

Fremdsprachen

Englisch

Garching, 27. Mai 2011



*Stereobild 3-dimensionaler Teilchenpositionen aus Abschnitt 5.1.
Die Farben geben das Ergebnis der lokalen Strukturanalyse wieder:
hcp grün, fcc rot, flüssig blau.*