

Kontrolle von Struktur und Dynamik finiter Plasmakristalle

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von
Jan Schablinski

Kiel, 2015

Erster Gutachter: Prof. Dr. Dietmar Block
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Holger Kersten
Tag der Disputation: 31. Juli 2015
Zum Druck genehmigt: 31. Juli 2015

gez. Prof. Dr. Wolfgang J. Duschl, Dekan

Zusammenfassung

Diese Dissertation befasst sich mit neuen experimentellen Möglichkeiten zur strukturellen und dynamischen Manipulation finiter Staubwolken in einem Plasma. Derartige Partikelsysteme sind aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften hervorragend für umfassende Untersuchungen von Korrelationseffekten in stark gekoppelten Systemen geeignet und daher Gegenstand intensiver Forschungsanstrengungen der letzten 20 Jahre. Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedene Vorgehensweisen verfolgt. Zum einen wird eine globale Anregung dynamischer Prozesse mittels umlaufender elektrischer Felder sowie mit einer rotierenden Neutralgassäule untersucht. Letztgenannte Methode wird genutzt, um einen scherinduzierten Schmelzprozess zu erforschen. In diesem Zusammenhang werden sowohl der Einfluss der Partikelwechselwirkung als auch der Einschlussgeometrie auf die Dynamik rotierender Systeme untersucht. Zum anderen liegt ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit auf der Lasermanipulation, die eine kontrollierte Manipulation von Staubsystemen ohne signifikante Beeinflussung des Plasma-hintergrunds ermöglicht. Am Beispiel der Laserheizung wird hierbei eine weitere globale Manipulationsmethode in Form eines idealen Thermostaten für Staubcluster vorgestellt. Es wird ferner nachgewiesen, dass die diffuse Reflexion eines Laserstrahls nicht nur signifikanten Einfluss auf Staubpartikel haben kann, sondern auch gezielt für eine globale sowie teil-lokalisierte Anregung dynamischer Prozesse genutzt werden kann. Es wird gezeigt, dass hiermit eine selektive Anregung weniger Eigenmoden von Clustern möglich ist und diese bei geeigneter Topologie und passender Anregungsfrequenz resonant getrieben werden können. Schließlich wird mit einer auf die Anwendung in staubigen Plasmen angepassten optischen Falle ein neues und vielseitiges Werkzeug vorgestellt, mit dem Staubpartikel in einem Laserstrahl eingefangen werden können. Es werden damit zum einen die Folgen intensiver Laserbestrahlung auf die Partikeleigenschaften untersucht und zum anderen wird gezeigt, dass mit dieser Laserpinzette einzelne Partikel in Vielteilchensystemen kontrolliert werden können. Es werden Anwendungen vorgestellt, mit denen die Auswirkungen einer lokalen Manipulation von Struktur und Dynamik auf das kollektive Partikelverhalten in Staubclustern analysiert werden.

Abstract

This thesis addresses novel experimental methods of structural and dynamic manipulation of finite dust clouds in plasmas. Due to their unique nature such particle systems are exceptionally suited for extensive studies of correlation effects in strongly coupled systems, and hence have been subject to intensive research work over the past 20 years. Within the scope of this work different approaches are taken. On the one hand a global excitation of dynamic processes is studied by means of rotating electric fields as well as using a rotating neutral gas column. The latter method is used to explore a shear-induced melting process. In this context both the role of the particle interaction and the influence of the confinement geometry are studied. On the other hand emphasis is placed on laser manipulation, which allows for a well-controllable manipulation of particle systems without a significant perturbation of the plasma background. By the use of laser heating a further form of global manipulation is demonstrated which can be regarded as an ideal thermostat for dust clusters. Furthermore, it is shown that the diffuse reflection of a laser beam may not only have significant impact on dust particles but can also be used for a purposeful excitation of dynamical processes in either a global or a partially localized manner. With the help of this method a selective excitation of few normal modes in a cluster is demonstrated, which can be driven resonantly in case of a suitable topology and appropriate excitation frequencies. Finally, an optical trap adapted for the use in dusty plasmas is introduced. This novel and versatile tool allows to trap single particles in the beam of a laser. By the use of this trap, the impact of the exposure of a microparticle to intensive laser irradiation on its properties is studied. Further, it is shown that single grains in a many-particle system can be effectively trapped and controlled by this laser tweezer. Applications of this method are presented and used to analyze the effects of a local manipulation of structure and dynamics on the collective response of strongly coupled particle systems.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Staubiges Plasma als Modellsystem für starke Kopplung	5
2.1	Staubige Plasmen	5
2.2	Kräfte auf Staubpartikel im Plasma	6
2.3	Stark gekoppelte Systeme	9
2.4	Plasmakristalle	12
3	Experimentelle Methoden	15
3.1	Diagnostische Methoden	15
3.2	Experimentelle Erzeugung von Plasmakristallen	21
3.3	Molekulardynamik-Simulation finiter Staubsysteme	22
4	Rotierende Staubsysteme	25
4.1	Rotierende Systeme	25
4.2	Rotationsantrieb durch rotierende E-Felder	27
4.3	Scherinduziertes Schmelzen durch rotierendes Neutralgas	30
4.4	Einfluss eines anisotropen Einfangpotentials auf rotierende Cluster	35
4.5	Experimentelle Untersuchung rotierender Cluster in einem anisotropen Fallenpotential	45
4.6	Synopse	49
5	Mehrpartikelmanipulation durch den Strahlungsdruck von Lasern	51
5.1	Lasermanipulation staubiger Plasmen	51
5.2	Laserheizung als idealer Thermostat für Staubcluster	53
5.3	Phasenübergang finiter Systeme	59
5.4	Auswirkungen diffuser Reflexionen von intensiven Laserstrahlen	62
5.5	Selektive Modenanregung durch modulierte Mehrpartikelmanipulation	66
5.6	Synopse	76

6	Laserpinzette zur Einzelpartikelmanipulation staubiger Plasmen	79
6.1	Manipulation einzelner Partikel in stark gekoppelten Systemen	79
6.2	Laserpinzette für zweidimensionale Staubcluster	81
6.3	Charakterisierung des Partikeleinfangs in der Laserpinzette	84
6.4	Auswirkungen intensiver Laserbestrahlung auf die Eigenschaften von Staubpartikeln	91
6.5	Quasi-statische Manipulation von Staubclustern	97
6.6	Selektive Modenanregung durch kontrollierte Einzelpartikeloszillationen	99
6.7	Synopse	102
7	Zusammenfassung	105
	Literaturverzeichnis	109
	Publikationsliste	125

1 Einleitung

Stark gekoppelte Systeme sind seit vielen Jahren Gegenstand intensiver Forschung. Geeignete Modellsysteme für experimentelle Untersuchungen sind z. B. in zweidimensionalen Elektronensystemen auf kryogenen Oberflächen [1–3], lasergekühlten Ionenkristallen [4, 5], kolloidalen Suspensionen [6–8], ultrakalten Quantengasen [9] und nicht zuletzt in staubigen Plasmen realisierbar, die aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften einzigartige Untersuchungsmöglichkeiten bieten.

Ein staubiges oder auch komplexes Plasma enthält neben den freien Elektronen, Ionen und neutralen Atomen oder Molekülen teilweise ionisierter Gase weitere Komponenten in Form geladener, Mikrometer großer Partikel. In typischen Laborexperimenten erreichen solche Mikropartikel Ladungen im Bereich mehrerer tausend Elementarladungen. Die hohe Ladung der Partikel sorgt dafür, dass die Wechselwirkung zwischen den Partikeln trotz der abschirmenden Wirkung des Plasmas zu einer starken Kopplung der Partikel untereinander führt. Bei geeigneten Einschlussbedingungen, die der abstoßenden Wechselwirkung der Partikel untereinander entgegenwirken, konnten 1994 erstmals zweidimensionale Kristallstrukturen [10–12] und kurz darauf auch mehrlagige Staubkristalle [13, 14] in der Randschicht eines Plasmas beobachtet werden. Die Abmessungen sowie die Zeitskalen dynamischer Prozesse erlauben mit der Videomikroskopie eine technisch verhältnismäßig einfache Diagnostik dieser Partikelsysteme. Der Einschluss ausgedehnter dreidimensionaler Staubwolken aus Mikropartikeln gelang zunächst nur unter Schwerelosigkeit im All [15, 16] sowie auf Parabelflügen [17, 18]. Mit der Entdeckung der sog. „YUKAWA-Balls“ konnten schließlich erstmals dreidimensionale finite Plasmakristalle in einem Laborplasma erzeugt werden [19]. Dank komplexerer Diagnostiken zur Beobachtung derartiger Partikelsysteme sind die strukturellen und dynamischen Eigenschaften stark gekoppelter Systeme auf „mikroskopischer Ebene“ zugänglich. Zu den Schwerpunkten der experimentellen Untersuchungen zählen neben der Struktur [19–24] z. B. Wellenphänomene [25], Scherwellen und Scherströmungen [26, 27] sowie Phasenübergänge [28–30]. Letzteren kommt speziell in finiten Systemen mit niedrigen Teilchenzahlen eine besondere Rolle zu. Denn sowohl die Struktur finiter Systeme [21, 31–34] als auch deren Schmelzprozess [32, 35–38] werden stark von der Anzahl der Teilchen und deren Konfiguration bestimmt. Das Schmelzverhalten wird zudem durch einen zweistufigen Prozess charakterisiert, bei dem zunächst die Orientierungsordnung und bei höheren Temperaturen die radiale Ordnung verloren geht [31, 32, 36, 39]. In ausgedehnten Staubsystemen wurden in diesem Zusammen-

hang auch Experimente zum scherinduzierten Schmelzprozess durchgeführt [27, 40], der mitunter intensiv und umfangreich in anderen Partikelsystemen wie beispielsweise kolloidalen Suspensionen [41–43] erforscht wird.

Für systematische Untersuchungen der strukturellen und dynamischen Eigenschaften stark gekoppelter Systeme in staubigen Plasmen sind geeignete Manipulationswerkzeuge notwendig, mit denen die Gleichgewichte von Partikelsystemen gestört werden können. Idealerweise sollten diese Manipulationsmethoden einige Schlüsselkriterien erfüllen. Dazu zählt das Verständnis der zugrundeliegenden Mechanismen sowie eine möglichst präzise Kontrollierbarkeit der Manipulation. Für zahlreiche Untersuchungen ist es zudem zweckmäßig, das Hintergrundplasma und damit einhergehend die Einschlussbedingungen des Partikelsystems nicht zu beeinflussen. Darüber hinaus sollte keine signifikante Einwirkung auf das Material der Staubpartikel stattfinden, die eine Veränderung der Partikeleigenschaften zur Folge hat. Schlussendlich sind abhängig von der jeweiligen Fragestellung Werkzeuge sowohl mit lokaler als auch mit globaler Wirkung auf ein System erforderlich.

Aufgrund der Eigenschaften von Staubpartikeln als makroskopische Ladungsträger im Plasma existieren zahlreiche Möglichkeiten, um diese zu manipulieren. Naheliegender ist dabei eine Beeinflussung von Staubwolken mithilfe elektrischer Felder, die über die abgeschirmte elektrostatische Wechselwirkung anziehende oder abstoßende Kräfte auf das gesamte Partikelsystem oder eines Teils davon ausüben. Eine weitere Möglichkeit, ein System anzuregen, besteht in der Ausnutzung der Reibungskräfte zwischen den Staubpartikeln und einem gezielt eingesetzten strömenden Neutralgas. Ferner ist die Wechselwirkung von Mikropartikeln mit Licht zur Manipulation von Staubwolken eine dritte Stoßrichtung, die in dieser Arbeit verfolgt wird.

Unter Verwendung eines Drahtes, an den eine modulierte Spannung angelegt wurde, konnten in ausgedehnten Staubsystemen Wellen [44], Solitonen [45] sowie Schockfronten [46] angeregt und untersucht werden. Es konnte gezeigt werden, dass der Antrieb der Partikel dabei sowohl direkt über die elektrostatische Wechselwirkung als auch indirekt über in dem Plasma angeregte Ionenströmungen erfolgt [47]. Elektrische Felder sind zudem entscheidend an dem Einfangpotential von Staubclustern beteiligt. So bewirkt eine Variation der Elektrodenspannung eine globale Veränderung des Partikeleinschlusses in der Randschicht. Damit ist es beispielsweise möglich, die Kopplung der Partikel in Plasmakristallen zu variieren und auf diese Weise Phasenübergänge zu studieren [10, 28, 29]. Eine Modulation der Elektrodenspannung ist zudem einerseits geeignet, vertikale Oszillationen von Einzelpartikeln zur Ladungsbestimmung anzuregen [48, 49] und andererseits können damit einzelne Normalmoden von finiten Staubsystemen getrieben werden [50]. Schließlich können Staubcluster mithilfe einer dynamischen Veränderung des Einfangpotentials durch umlaufende elektrische Felder in Rotation versetzt werden [51]. Die Anregungsfrequenzen liegen dabei um mehre-

re Größenordnungen oberhalb der beobachteten Rotationsfrequenz der Staubsysteme. Für den Mechanismus des Antriebs existieren Modellvorstellungen, zu denen experimentelle Untersuchungen für ein umfassendes Verständnis des Zusammenspiels der Plasmakomponenten noch ausstehen.

Prinzipiell sind rotierende stark gekoppelte Systeme Gegenstand zahlreicher Forschungsanstrengungen. Rotierende Partikelsysteme treten beispielsweise in Form von BOSE-EINSTEIN-Kondensaten (siehe z. B. Ref. [52, 53]) sowie in Ionen-Plasmen in PENNING-Fallen [54] auf. Aber auch in staubigen Plasmen werden in Gegenwart magnetischer Felder rotierende Staubwolken beobachtet [55–60]. Für eine gezielte Rotationsanregung von Staubclustern haben sich insbesondere rotierende Neutralgasströmungen als zweckmäßig erwiesen [61]. Dabei werden die Staubpartikel über die Reibungskräfte am Neutralgas angetrieben, wodurch der Einfluss auf die weiteren Plasmaspezies vernachlässigbar ist und folglich die Einschlussbedingungen der Partikel nicht beeinflusst werden. Experimente mit Staubclustern in rotierenden Neutralgassäulen wurden u. a. erfolgreich für eine Ladungsbestimmung der Partikel und die Ermittlung der Abschirmlänge eingesetzt [62] sowie für eine Untersuchung pseudomagnetisierter Systeme [63]. Letzteres ist möglich durch die mathematische Äquivalenz von CORIOLIS- und LORENTZ-Kraft (LARMOR-Theorem [64]).

Als eine weitere Methode, die eine direkte Manipulation von Staubsystemen ohne signifikanten Einfluss auf die Plasmabedingungen ermöglicht, hat sich in den letzten Jahren insbesondere die Lasermanipulation in unterschiedlichen Varianten etabliert [65]. Der Strahlungsdruck eines Lasers kann Staubpartikel beschleunigen, ohne dabei signifikanten Einfluss auf die Plasmabedingungen zu nehmen. Auf diese Weise kann mit der Laserheizung die kinetische Energie von Partikeln und somit die Temperatur eines Staubsystems (oder Teilen davon) erhöht werden [66, 67], wodurch beispielsweise experimentelle Untersuchungen von Schmelz- und Diffusionsprozessen in stark gekoppelten Systemen ermöglicht werden. Bisher konnte jedoch nicht nachgewiesen werden, dass mit der Laserheizung ein idealer Thermostat für Staubcluster realisierbar ist, bei dem sich die geheizten Systeme im thermodynamischen Gleichgewicht befinden.

Neben einer globalen Manipulation von Staubwolken konnte mit Lasern auch eine lokalisierte Anregung in Form von Laserpulsen genutzt werden, um Oszillationen einzelner Partikel [68, 69] sowie Wellen in eindimensionalen [14] und zweidimensionalen [26, 70] Staubsystemen anzuregen. Mit den genannten Methoden existieren sowohl Möglichkeiten einer globalen Manipulation als auch einer teilweise lokalisierten Anregung von Staubclustern sowie einer stark eingeschränkten Einzelpartikelmanipulation. Es fehlt bislang allerdings an Manipulationsmethoden, die eine dezidierte Kontrolle über einzelne Partikel in Staubsystemen ermöglichen, wie es von optischen Fallen in anderen stark gekoppelten Systemen seit langem bekannt ist [71, 72].

Die Schwerpunkte dieser Arbeit liegen einerseits auf der Entwicklung und Erprobung von Manipulationsmethoden für Staubcluster und andererseits auf einer gezielten Anwendung dieser Methoden zur Untersuchung physikalischer Fragestellungen:

Im Rahmen dieser Dissertation wird für Staubcluster der Rotationsantrieb einer Neutralgassäule eingesetzt, um zwei offenen Fragestellungen nachzugehen, die eng miteinander verbunden sind. Zum einen ist ungeklärt, wie sich die Partikelwechselwirkung auf die Rotationsdynamik und speziell auf die Scherstabilität von Staubclustern auswirkt. Zum anderen wird die Rolle des Fallenpotentials in Bezug auf die Dynamik rotierender stark gekoppelter Systeme am Beispiel einer anisotropen Falle detailliert untersucht.

Ein weiteres zentrales Thema dieser Arbeit ist die Lasermanipulation. Hier werden zwei Hauptziele verfolgt: Einerseits sollen eingeschränkte Einsatzmöglichkeiten der Lasermanipulation verbessert und andererseits experimentelle Unzulänglichkeiten erkannt und im Detail verstanden werden. Es wird geklärt, mit welchen methodischen Verbesserungen die Laserheizung zu einem idealen Thermostaten für Staubcluster weiterentwickelt werden kann, der systematische Experimente zur Untersuchung des Phasenübergangs finiter Systeme ermöglicht. Ferner werden Nebenwirkungen einer Lasermanipulation mit hohen Laserleistungen untersucht, die in experimentellen Anwendungen bislang weitgehend vernachlässigt werden. Dazu zählen die Auswirkungen intensiver Bestrahlung auf das Partikelmaterial sowie diffuse Reflexionen. Schließlich ist ein weiterer Teil dieser Arbeit der Frage gewidmet, ob eine explizite Manipulation einzelner Partikel in staubigen Plasmen realisierbar ist und diese sowohl für strukturelle Veränderungen als auch für eine dynamische Anregung von Staubclustern eingesetzt werden kann.

Diese Arbeit ist folgendermaßen strukturiert: Im Anschluss an eine kurze Beschreibung der Grundlagen staubiger Plasmen, stark gekoppelter Systeme sowie finiter Plasmakristalle in Kap. 2 gibt Kap. 3 einen Überblick über die experimentellen Methoden, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Dazu zählen die Vorstellung sowohl der verschiedenen experimentellen Apparaturen und Diagnostiken als auch der Grundlagen durchgeführter Molekulardynamik-Simulationen. Kapitel 4 befasst sich mit rotierenden Staubsystemen als ein Beispiel für die Anregung globaler Strömungen. Den Übergang von einer globalen Manipulation in Form einer Laserheizung zu einer teillokalisierten Anregung dynamischer Prozesse mithilfe eines diffus reflektierten Laserstrahl stellt Kap. 5 dar. Dort wird u. a. der Frage nachgegangen, welche Auswirkungen eine zunehmende Lokalisierung der Anregung auf die kollektive Partikeldynamik eines Partikelsystems hat. In Kap. 6 wird anschließend die Möglichkeit einer Einzelpartikelmanipulation in Staubclustern mit einer Laserpinzette demonstriert.

Die vorgestellten Untersuchungen wurden im Rahmen des Projekts A3b „Ordnungsphänomene in staubigen Plasmen“ des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) finanzierten Sonderforschungsbereichs Transregio 24 (SFB-TR24) „Grundlagen komplexer Plasmen“ durchgeführt. Während dieser Dissertation wurden zentrale Ergebnisse in wissenschaftlichen Fachjournalen veröffentlicht, die teilweise in Kooperation mit anderen Projekten des SFB-TR24 sowie mit dem Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) entstanden sind. Auf diese wird in den jeweiligen Kapiteln hingewiesen.

2 Staubiges Plasma als Modellsystem für starke Kopplung

In staubigen Plasmen lassen sich Partikelsysteme erzeugen, die eine Untersuchung stark gekoppelter Systeme auf der Ebene einzelner Partikel ermöglichen. Dieses Kapitel gibt eine kurze Einführung in die Grundlagen staubiger Plasmen sowie stark gekoppelter Systeme. Darüber hinaus werden elementare Eigenschaften finiter Plasmakristalle beschrieben, die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendig sind.

2.1 Staubige Plasmen

Ein komplexes oder auch staubiges Plasma („dusty plasma“) enthält neben Neutralgasteilchen, Ionen und Elektronen eines gewöhnlichen Plasmas makroskopische Partikel, den sog. Staub, als eine weitere Spezies. Im Labor handelt es sich dabei typischerweise um sphärische Kunststoffpartikel mit Durchmessern im Bereich einiger Mikrometer (Mikropartikel). Diese Partikel sind dem ständigen Zustrom von Elektronen und Ionen ausgesetzt. Aufgrund der höheren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen stellt sich gewöhnlich eine negative Oberflächenladung $q_d = -Ze$ ein. Hierbei ist Z die Anzahl der Elementarladungen e auf dem Partikel. Aufgrund der abschirmenden Wirkung des umgebenden Plasmas kann das Potential eines als punktförmig angenommenen Partikels im Abstand r durch das YUKAWA-Potential (abgeschirmtes COULOMB-Potential)

$$\Phi_Y(r) = \frac{q_d}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.1)$$

beschrieben werden [73]. Dabei charakterisiert die (linearisierte) DEBYE-Länge λ_D , die eine Kombination aus Ionen- und Elektronen-Abschirmlänge darstellt, die Abschirmung durch das Plasma [73, 74]. In Laborplasmen zur Untersuchung staubiger Plasmen liegt sie typischerweise im Bereich von $\lambda_D \approx 0.5 \dots 1$ mm.

Ein gängiges Standard-Modell zur Beschreibung des Aufladungsprozesses von Staubpartikeln ist die OML-Theorie („Orbital Motion Limited“) [75, 76]. Hiermit lässt sich das sog. „Floating“-Potential Φ_{FI} eines Partikels bestimmen, das sich bei Erreichen des Gleichgewichts von Ionen- und Elektronenstrom einstellt. In typischen Argon-Laborplasmen kann es zu $\Phi_{FI} \approx -2.4k_B T_e/e$ abgeschätzt werden [74]. Die Elektronentemperatur T_e liegt in Niedertemperatur-Hochfrequenz-Plasmen bei etwa $T_e \approx 3$ eV [74]. Mit dem *Kapazitätsmodell*, in dem das Staubpartikel als Kugelkondensator betrachtet wird, kann die Staubladung q_d bestimmt werden [77, 78]. Für kleine

Partikel mit $r_d \ll \lambda_D$ ist die Kapazität in guter Näherung durch

$$C_d = 4\pi\epsilon_0 r_d \quad (2.2)$$

gegeben, woraus sich eine Ladung $q_d = \Phi_{F1} C_d = 4\pi\epsilon_0 \Phi_{F1} r_d$ ergibt. Die vereinfachenden Annahmen der OML-Theorie führen dazu, dass die Staubladung in diesem Modell generell etwas zu hoch abgeschätzt wird. Stoßprozesse zwischen Ionen und Neutralgaspartikeln sowie Ionenströmungen, die insbesondere im Bereich der Plasmarandschicht auftreten, sorgen für eine Erhöhung des Ionenzuflusses auf das Partikel und somit zu einer Reduktion der Ladung [77, 79, 80]. Zahlreiche weitere Ladungsprozesse, wie z. B. die Photoionisation [77, 81] und Sekundärelektronenemission [81], die vor allem in astrophysikalischen Plasmen eine Rolle spielen [77, 82], können in Laborplasmen für gewöhnlich vernachlässigt werden. Speziell hohe Partikeldichten bewirken eine Elektronenverarmung im Plasma und haben eine effektive Verringerung der Partikelladung zur Folge [83, 84]. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Staubsysteme weisen jedoch verhältnismäßig geringe Partikeldichten auf, so dass dieser Effekt ebenfalls vernachlässigbar ist. Die typischen Ladungen von Mikropartikeln in Laborplasmen liegen im Bereich von $q_d \approx -(10^3 \dots 5 \cdot 10^4)e$. Eine experimentelle Bestimmung der Partikelladung ermöglicht beispielsweise die Vertikale-Resonanz-Methode [48, 49, 68].

2.2 Kräfte auf Staubpartikel im Plasma

Die auf Staubpartikel im Plasma wirkenden Kräfte sowie die Wechselwirkungskräfte zwischen den Partikeln sind sowohl für die Entstehung kristallartiger Strukturen als auch für die Manipulation dieser Partikelsysteme von Bedeutung. Sowohl für statische Gleichgewichte als auch die Ausprägung dynamischer Prozesse in Staubsystemen spielen insbesondere die unterschiedlichen Abhängigkeiten der Kräfte von der Partikelgröße eine entscheidende Rolle. Im Folgenden werden diejenigen Kräfte kurz vorgestellt, die für den Einfang von stark gekoppelten Staubsystemen verantwortlich sind, der in Abschn. 2.4 diskutiert wird.

Die **Gravitationskraft**

$$\vec{F}_g = m_d \vec{g} = \frac{4}{3} \pi \rho_d \vec{g} r_d^3 \quad (2.3)$$

wirkt in erdgebundenen Laborexperimenten auf sphärische Staubpartikel aufgrund ihrer Masse m_d . Dabei ist $\vec{g} \approx -9.8 \text{ m/s}^2 \cdot \vec{e}_z$ die Erdbeschleunigung und ρ_d die Massendichte des Partikelmaterials. Die häufig in Experimenten zum Einsatz kommenden Forschungspartikel aus Melamin-Formaldehyd (MF) haben laut Herstellerangaben eine Dichte von $\rho_{d,\text{MF}} = 1510 \text{ kg/m}^3$. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Mikropartikel ist die Gravitationskraft eine der dominierenden Kräfte. Aufgrund der starken Abhängigkeit von der Partikelgröße mit $|\vec{F}_g| \sim r_d^3$ spielt

sie in Experimenten mit Nanostaub eine untergeordnete Rolle [85, 86]. Eine weitere Möglichkeit, den Einfluss der Gravitation auf Staubsysteme zu reduzieren bzw. gänzlich zu eliminieren ist die Durchführung von Experimenten im Weltall an Bord der „International Space Station“ (ISS) [15, 16] oder auf Parabelflügen [17, 18].

In Gegenwart elektrischer Felder, die insbesondere im Bereich der Plasmarandschicht auftreten, wirkt auf die geladenen Partikel die **elektrische Feldkraft**

$$\vec{F}_E = q_d \vec{E}, \quad (2.4)$$

die unter Verwendung des in Abschn. 2.1 beschriebenen Kapazitätsmodells als

$$\vec{F}_E = 4\pi\epsilon_0\Phi_{fl}r_d\vec{E} \quad (2.5)$$

formuliert werden kann. Folglich hängt diese Kraft linear vom Partikelradius ab. Die elektrischen Felder der Randschicht sind typischerweise aus dem Plasma hinaus gerichtet. Die dort wirkende elektrische Feldkraft auf negativ geladene Staubpartikel ist somit in Richtung des zentralen Plasmas orientiert.

Die **Neutralgasreibung** bewirkt eine Dämpfung dynamischer Prozesse. Sie tritt auf, wenn eine Bewegung zwischen dem Neutralgas und einem Staubpartikel mit einer Relativgeschwindigkeit \vec{v}_{rel} zu verzeichnen ist, und kann mithilfe der EPSTEIN-Formel

$$\vec{F}_N = -\delta\frac{4}{3}\pi m_n n_n \bar{v}_{th,n} r_d^2 \vec{v}_{rel} \quad (2.6)$$

beschrieben werden [87]. Die Eigenschaften des Neutralgases gehen hier in Form der mittleren thermischen Geschwindigkeit

$$\bar{v}_{th,n} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{k_B T_n}{m_n}}, \quad (2.7)$$

der Atom- bzw. Molekülmasse m_n sowie der Teilchendichte n_n ein. Der MILLIKAN-Koeffizient δ berücksichtigt die Wechselwirkung zwischen den Neutralteilchen und dem Staubpartikel. Er nimmt Werte im Bereich von $\delta = 1$ für eine spiegelnde und $\delta = 1.44$ für eine vollständig diffuse Reflexion der Neutralgasteilchen an der Partikeloberfläche an. Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass der tatsächliche Wert des Koeffizienten für MF-Partikel am oberen Ende dieses Bereichs liegt [88–90]. Gleichung (2.6) kann kompakter als

$$\vec{F}_N = -\beta m_d \vec{v}_{rel} \quad (2.8)$$

dargestellt werden. Hier geht der Reibungskoeffizient als

$$\beta = \delta \frac{8}{\pi} \frac{p}{r_d \rho_d \bar{v}_{th,n}} \quad (2.9)$$

ein. In dieser Form ist die lineare Abhängigkeit der Reibungskraft vom Neutralgasdruck p erkennbar. Ferner ist die resultierende Kraft auf ein Partikel proportional zum Verhältnis aus dessen Masse und Radius.

Ein Temperaturgradient $\vec{\nabla}T_n$ im Neutralgas hat eine **thermophoretische Kraft**

$$\vec{F}_{\text{th}} = -\frac{32}{15} \frac{r_d^2}{\bar{v}_{\text{th},n}} \Lambda \vec{\nabla}T_n \quad (2.10)$$

auf Staubpartikel zur Folge [91]. Die Wärmeleitfähigkeit des Neutralgases Λ und die mittlere thermische Geschwindigkeit $\bar{v}_{\text{th},n}$ der Gasteilchen gehen hier ein. Die Stöße der Neutralteilchen bewirken einen stärkeren Impulsübertrag auf der heißeren Seite des Staubpartikels auf selbiges. Die entstehende Nettokraft ist daher in Richtung der niedrigeren Gastemperatur orientiert. Diese Thermophorese kann genutzt werden, um die Gravitationskraft auf Mikropartikel zu kompensieren [92], und spielt eine entscheidende Rolle beim Einfang dreidimensionaler Staubcluster [19].

In Bereichen mit einer Ionenströmung wirkt die **Ionenwindkraft** auf Staubpartikel. Sie kann in zwei Komponenten unterteilt werden, von denen eine die direkten Stöße der Ionen mit einem Partikel beschreibt („collection force“) und die andere aus der Ablenkung der Ionen aufgrund der attraktiven Wechselwirkung mit dem negativ geladenen Staubpartikel resultiert („orbital force“). Erstere dominiert bei hohen, letztere bei niedrigeren Driftgeschwindigkeiten v_i der Ionen. Die komplexen Zusammenhänge der Ionenwindkraft machen diese zum Gegenstand zahlreicher theoretischer Beschreibungen [93–97], Simulationen [98–100] und experimenteller Untersuchungen [101–103]. Die Abhängigkeit von der Partikelgröße kann weitgehend mit $|\vec{F}_{\text{ion}}| \sim r_d^2$ beschrieben werden. Ionenströmungen sind typischerweise aus dem zentralen Plasma hinaus zu den Berandungen des Plasmas gerichtet. Infolgedessen kann in ausgedehnten, dreidimensionalen Staubsystemen unter geeigneten Bedingungen die Formierung eines staubfreien Bereichs im Zentrum („void“) beobachtet werden [104–107]. Für den Einfang von zweidimensionalen Staubclustern in der Plasmarandschicht spielt die Ionenwindkraft allerdings eine untergeordnete Rolle. Jedoch kann der Ionenwind einen erheblichen Einfluss auf die Struktur dreidimensionaler finiter Staubsysteme haben, der in Abschn. 2.4 diskutiert wird.

Eine abstoßende **Interpartikel-Wechselwirkung** ist Folge der Ladung der Staubpartikel. Diese kann mit der abschirmenden Wirkung des Plasmas durch das YUKAWA-Potential beschrieben werden, das auf die Kraft

$$\vec{F}_Y(\vec{r}_{ij}) = \frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}} \left(\frac{1}{r_{ij}} + \frac{1}{\lambda_D} \right) \exp\left(-\frac{r_{ij}}{\lambda_D}\right) \frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}} \quad (2.11)$$

zwischen zwei Partikeln i und j mit einem Interpartikelabstand $r_{ij} = |\vec{r}_{ij}|$ führt. Dabei ist q_d die Ladung beider Partikel und λ_D die (linearisierte) DEBYE-Länge. Für Abstände $r_{ij} \gg \lambda_D$ ist die Wechselwirkung zweier Partikel demnach vernachlässigbar. Die YUKAWA-Wechselwirkung geht für $\lambda_D \rightarrow \infty$ in eine gewöhnliche COULOMB-Wechselwirkung über.

2.3 Stark gekoppelte Systeme

In Mehrteilchensystemen ist das Verhalten eines einzelnen Partikels nicht mehr unabhängig vom Rest des Systems. Korrelationseffekte können grundsätzlich in allen Systemen wechselwirkender Partikel auftreten. Diese Wechselwirkung zwischen den Partikeln untereinander kann entweder rein repulsiv sein, wie z. B. bei einer reinen COULOMB-Abstoßung gleichartig geladener Teilchen, oder auch eine attraktive Komponente enthalten wie den VAN-DER-WAALS-Kopplungsterm des LENNARD-JONES-Potentials. Die Kopplungsstärke der Partikel untereinander wird bestimmt durch das Verhältnis von potentieller Energie W_{pot} zu der thermischen Energie E_{kin} des Systems. Dieses Verhältnis definiert den (COULOMB-)Kopplungsparameter

$$\Gamma = \frac{W_{\text{pot}}}{E_{\text{kin}}} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 a_{\text{ws}} k_B T} \quad (2.12)$$

für ein System aus Partikeln mit identischer Ladung q . Der WIGNER-SEITZ-Radius a_{ws} ist ein Maß für den mittleren Interpartikelabstand und ist mit der Partikeldichte n verknüpft. In dreidimensionalen Systemen ist er definiert als $a_{\text{ws}} = (4\pi n/3)^{-1/3}$ und in zweidimensionalen Systemen als $a_{\text{ws}} = (\pi n)^{-1/2}$. Der Kopplungsparameter ist damit invers proportional zu der Temperatur T , die mit der thermischen Bewegung der einzelnen Partikeln verbunden ist¹. In YUKAWA-Systemen führt die Abschirmung auf den modifizierten Kopplungsparameter²

$$\Gamma_Y = \Gamma \cdot \frac{\exp(\kappa)}{1 + \kappa + \kappa^2/2}, \quad (2.13)$$

in den zusätzlich die Abschirmstärke $\kappa = a_{\text{ws}}/\lambda_D$ eingeht [110].

Systeme mit $\Gamma < 1$ werden als schwach und mit $\Gamma \gg 1$ als stark gekoppelt bezeichnet. Stark gekoppelte Systeme können zudem in fluidartig ($\Gamma < \Gamma_C$) und festkörperartig ($\Gamma > \Gamma_C$) mit kristallinen Strukturen unterteilt werden. In ausgedehnten COULOMB-Systemen ist der kritische Kopplungsparameter $\Gamma_C \approx 170$ [111, 112]. Simulationen finiter COULOMB-Systeme, d. h. Arrangements mit niedrigen Partikelzahlen $N \lesssim 1000$, zeigen, dass Γ_C abhängig von der Teilchenzahl ist und mit abnehmender

¹ Die kinetische Temperatur T ist nicht mit der Oberflächentemperatur T_S des Partikelmaterials zu verwechseln. In dieser Arbeit sind Temperaturen mit abweichender Bedeutung stets durch einen Index gekennzeichnet.

² Abweichend hiervon existieren empirisch ermittelte Korrekturfunktionen für zweidimensionale YUKAWA-Systeme [108, 109].

Systemgröße tendenziell ansteigt [37]. Vor allem in Systemen mit einer rein repulsiven Partikelwechselwirkung ist ein zusätzliches externes Einschlusspotential $V(\vec{r})$ notwendig, das die Partikeldichte und somit auch den Kopplungsparameter erhöht, um kristalline Zustände zu erreichen. In Simulationen werden häufig Kastenpotentiale („hard-wall confinement“) [32, 33, 113] oder parabolische Potentiale [31, 32, 39, 113–115] verwendet.

Unabhängig von der Art der Partikelwechselwirkung weisen stark gekoppelte Systeme grundsätzlich Ähnlichkeiten in ihrem strukturellen und dynamischen Verhalten auf. Ausgedehnte zweidimensionale YUKAWA- und COULOMB-Partikelsysteme ordnen sich vorzugsweise in einem hexagonalen Gitter an [10–12, 116], dreidimensionale Systeme meist in *fcc* (face-centered cubic) oder *bcc* (body-centered cubic) Gittern [10, 21, 22, 117–119]. Die Struktur finiter Systeme hingegen wird entscheidend vom Einschlusspotential bestimmt. In parabolischen Fallenpotentialen bilden sowohl zweidimensionale [31, 32, 39, 120, 121] als auch dreidimensionale [19, 31, 34, 122] Partikelsysteme eine charakteristische Schalenstruktur aus. Für eine feste Partikelzahl N existieren neben einem Grundzustand normalerweise zusätzliche meta-stabile Konfigurationen, deren Schalen von unterschiedlich vielen Partikeln besetzt sind. Die Notation $n_1-n_2-\dots$ beschreibt die Besetzung der innersten Schale mit n_1 Partikeln, der zweiten Schale mit n_2 Partikeln usw. In größeren zweidimensionalen Clustern mit $N \gtrsim 100$ ist ein Übergang von der hexagonalen Flächenordnung im Zentrum zu einer deutlichen Schalenstruktur am Rand des Partikelsystems zu beobachten, bei dem eine Anpassung der beiden Ordnungen über Defekte in der Kristallstruktur erfolgt [123].

Speziell in finiten Systemen zählen neben der Struktur auch dynamische Eigenschaften wie z. B. Schmelz- und Kristallisationsvorgänge [31, 124–127], Diffusionsprozesse [128–131] und kollektive Partikelbewegungen [39, 132] zu den zahlreichen Forschungsinteressen. Der Phasenübergang finiter Systeme wird in Abschn. 5.3 eingehender diskutiert.

Für die Analyse kollektiver dynamischer Prozesse in finiten Systemen hat sich die Modenanalyse als eine hilfreiche Methode etabliert [39, 114, 132–135]. In dieser Arbeit findet sie ebenfalls Verwendung, weswegen die mathematischen Grundlagen im Folgenden kurz erläutert werden. Für ein zweidimensionales System aus N Partikeln in einem parabolischen Potential $V(r) = (m_d\omega_0^2/2)r^2$ und mit einem Wechselwirkungspotential $U(r_{ij})$ ist die potentielle Gesamtenergie gegeben durch

$$E = \frac{1}{2}m_d\omega_0^2 \sum_{i=1}^N r_i^2 + \sum_{i>j}^N U(r_{ij}). \quad (2.14)$$

Die Eigenmoden des Systems werden aus der dynamischen Matrix

$$E_{\alpha\beta,ij} = \frac{\partial^2 E}{\partial r_{\alpha,i} \partial r_{\beta,j}} \quad (2.15)$$

mit α und $\beta = x, y$ sowie den Partikelnummern i, j bestimmt. Die $2N$ Eigenvektoren mit den Eigenwerten ω_ℓ^2 der dynamischen Matrix beschreiben die kollektiven Bewegungsmuster des Systems. Dabei ist ω_ℓ die natürliche Eigenfrequenz der jeweiligen Mode $\ell = 1 \dots N$. Die Zerlegung der Partikelbewegung in Eigenmoden kann auch als eine Entwicklung nach stehenden Wellen im System interpretiert werden. Die Eigenfrequenzen der Moden sind abhängig von der Fallenfrequenz ω_0 . In Systemen mit einer reinen COULOMB-Wechselwirkung existieren vier spezielle Moden, deren Eigenfrequenzen unabhängig von der Teilchenzahl N sind [39]. Dies sind eine starre Rotation des gesamten Systems mit $\omega = 0$, zwei Moden, die eine reine Schwerpunktbewegung in die beiden Raumrichtungen verkörpern („sloshing Moden“) mit $\omega = \omega_0$ und eine selbstähnliche Expansions- bzw. Kontraktionsbewegung aller Partikel („breathing Mode“) mit $\omega = \sqrt{3} \cdot \omega_0$. In Systemen mit einer YUKAWA-Wechselwirkung bleiben die Eigenfrequenzen der drei erstgenannten Moden unverändert, da sie keine relativen Partikelbewegungen untereinander beinhalten. Die Eigenfrequenzen aller anderen Moden sind abhängig von der Partikelzahl und der Abschirmstärke. Ferner existiert die „breathing Mode“ nur für einige wenige Partikelkonfigurationen als exakt selbstähnliche Bewegung [115]. Nach der Projektion der Partikeltrajektorien auf die Eigenvektoren \vec{e}_ℓ der Moden kann das Leistungsspektrum (Normalmodenspektrum) $S_\ell(\omega)$ berechnet werden. Hierin ist die frequenzabhängige Anregung der Moden zu erkennen. Die Integration

$$\int_0^\infty S_\ell(\omega) d\omega = \langle v_\ell^2 \rangle \quad (2.16)$$

über die Frequenz ω liefert die mittlere quadratische Partikelgeschwindigkeit $\langle v_\ell^2 \rangle$ der Mode ℓ . Daraus können die in der jeweiligen Mode gespeicherte Energie $E_\ell = m_d \langle v_\ell^2 \rangle / 2$ sowie die effektive Modentemperatur $T_{m,\ell} = m_d \langle v_\ell^2 \rangle / k_B$ bestimmt werden. Die Modenerlegung ermöglicht somit eine qualitative und quantitative Analyse komplexer Oszillationsbewegungen in finiten Partikelsystemen auf anschauliche Art.

Stark gekoppelte Systeme finden sich u. a. in zweidimensionalen Elektronensystemen auf kryogenen Oberflächen [1–3], lasergekühlten Ionen-Kristallen [4, 5], kolloidalen Suspensionen [6–8], LENNARD-JONES-Fluiden [124, 136] sowie in staubigen Plasmen (siehe Ref. [137] für einen Überblick). Letztere stellen aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften, auf die im Folgenden Abschnitt näher eingegangen wird, ein hervorragendes Modellsystem zur Untersuchung stark gekoppelter Systeme dar. Dazu zählt vor allem eine technisch vergleichsweise einfache Beobachtbarkeit der einzelnen Partikel, die in ähnlicher Weise nur in kolloidalen Suspensionen gegeben ist. In letzteren sind jedoch die Reibungskräfte wesentlich stärker ausgeprägt, so dass dynamische Prozesse stark gedämpft sind. Staubige Plasmen bieten daher insbesondere zur experimentellen Untersuchung dynamischer Vorgänge in stark gekoppelten Systemen einzigartige Möglichkeiten.

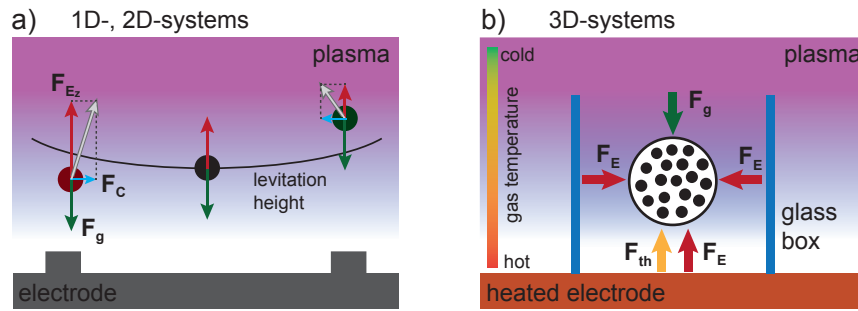


Abbildung 2.1 (a) Einschlussbedingungen für ein- und zweidimensionale Plasmakristalle in der Plasmarandschicht. (b) Einschluss dreidimensionaler „YUKAWA-balls“.

2.4 Plasmakristalle

Für die Erzeugung stark gekoppelter Staubsysteme in Plasmen spielt die Plasmarandschicht eine wesentliche Rolle. Einen umfassenden Überblick zu Theorien, Modellen und Experimenten bezüglich der Randschicht in Hochfrequenz-Plasmen gibt Ref. [138]. Die Randschicht ist der Übergangsbereich eines Plasmas zu einer begrenzenden Wand bzw. Elektrode. In diesem Bereich ist die Quasineutralität eines Plasmas nicht gegeben. Stattdessen bildet sich eine positive Raumladungszone aus, die mit einem näherungsweise quadratischen Potentialverlauf verbunden ist. Infolgedessen wirkt auf negativ geladene Staubpartikel eine starke in das Plasma hinein gerichtete Kraft, die in guter Näherung linear mit dem Abstand zur Wand abnimmt [139]. Die Kraft ist unter geeigneten Bedingungen stark genug, die Gravitation zu kompensieren und Mikropartikel oberhalb einer Elektrode zur Levitation zu bringen.

Die Levitation von Staubpartikeln wurde erstmals in der Randschicht von Prozess-Plasmen beobachtet [140, 141]. Schon davor wurde von IKEZI vorhergesagt, dass vor allem dank der hohen Ladung von Mikropartikeln mit einigen tausend Elementarladungen Kopplungsparameter $\Gamma > \Gamma_C$ in Staubsystemen erreicht werden können, die zu kristallinen Strukturen führen [142]. Die ersten zweidimensionalen Plasmakristalle wurden einige Jahre später gezielt in Experimenten realisiert [10–12]. Durch eine Modifikation des Einschlusspotentials konnten wenig später Staubsysteme in Form eindimensionaler Ketten eingefangen werden [13, 14]. ARP *et al.* ist es in Kiel gelungen, erstmals dreidimensionale Plasmakristalle, sog. „COULOMB-balls“ oder „YUKAWA-balls“, zu erzeugen [19]. Im Folgenden wird der grundsätzliche Einfangmechanismus von finiten Plasmakristallen diskutiert.

In Abb. 2.1(a) ist der vertikale Einfang eines Partikels in der Randschicht über der Elektrode skizziert. Neben der konstanten Gravitationskraft \vec{F}_g (grün) wirkt die elektrische Feldkraft \vec{F}_E auf das Partikel. Aufgrund der ringförmigen Erhebung der Elektrode wird das elektrische Feld der Randschicht so verformt, dass die Richtung der Kraft von der radialen Position des Partikels in der Falle abhängt. Im Zentrum (Mitte) wirkt sie exakt in vertikaler Richtung. An dieser Position ist die Situation dargestellt, in der die elektrische Kraft (rot) die Gravitationskraft genau kompensiert

und sich das Partikel folglich in einer stabilen Gleichgewichtsposition befindet. Hier ist die Levitationsbedingung $\vec{F}_g = -\vec{F}_E$ bzw.

$$m_d g = q_d E(z) \quad (2.17)$$

für Partikel mit der Masse m_d und Ladung q_d erfüllt. An einer Position unterhalb der Gleichgewichtslage (links in Abb. 2.1(a)) ist der vertikale Anteil F_{E_z} der elektrischen Kraft (rot) aufgrund der tieferen Position in der Randschicht stärker, so dass das Partikel eine aufwärts gerichtete vertikale Nettokraft erfährt. In der hier gezeigten Situation ist das Partikel zudem in einer radial versetzten Position bezüglich des durch den Ring definierten Fallenzentrums dargestellt. Die elektrische Kraft enthält daher zusätzlich eine horizontale Komponente F_C (blau), die in Richtung des Zentrums wirkt. Gleiches gilt für die dargestellte Situation, in der sich das Partikel oberhalb der Gleichgewichtslage befindet (rechts in Abb. 2.1(a)). Dort ist die Vertikalkomponente F_{E_z} geringer, so dass die Gravitationskraft auf das Partikel überwiegt. Da die Krümmung der resultierenden Äquipotentialfläche typischerweise sehr gering ist, levitieren identische Staubpartikel nahezu auf derselben Höhe z über der Elektrode. An Gl. (2.17) ist leicht zu erkennen, dass für die Levitationshöhe das Ladungs-Masse-Verhältnis q_d/m_d der Partikel entscheidend ist. Aufgrund der unterschiedlichen Abhängigkeiten vom Partikelradius r_d , levitieren kleinere Partikel (gleichen Materials) höher in der Randschicht als größere. Typischerweise ist der vertikale Einschluss etwa eine Größenordnung stärker als der horizontale Einschluss [143]. Dessen Stärke sowie die Interpartikelabstoßung mehrerer Partikel untereinander bestimmen die horizontalen Abstände von Partikeln in zweidimensionalen Staubclustern.

Zum Einfang dreidimensionaler Cluster ist es notwendig, das Verhältnis von vertikalem und horizontalem Einschluss für die Partikel anzugleichen. Dies geschieht, wie in Abb. 2.1(b) schematisch dargestellt, durch zwei Anpassungen. Eine Glasküvette (blau) auf der unteren Elektrode bewirkt eine starke Krümmung der Randschicht und somit einen stärkeren horizontalen Partikeleinschluss. Zudem wird die Elektrode beheizt, so dass ein vertikaler Temperaturgradient im Neutralgas entsteht. Die resultierende thermophoretische Kraft (gelb) auf die Partikel reduziert effektiv die Wirkung der Gravitation. So ist es möglich, sphärische Staubcluster zu erzeugen.

Diese vereinfachten Darstellungen vernachlässigen zusätzliche Effekte, die einen signifikanten Einfluss auf die strukturellen und dynamischen Eigenschaften der Systeme haben können. Dazu zählt insbesondere die Ionenströmung im Bereich der Randschicht in Richtung der Elektrode (vgl. Ref. [138]). Im Windschatten („wake field“) der Partikel formiert sich eine komplexe Potentialstruktur (siehe z. B. Ref. [144, 145]), die zu einer attraktiven und nicht-reziproken Wechselwirkungskomponente zwischen Partikeln führt [146, 147]. Infolgedessen ist unter geeigneten experimentellen Bedingungen eine direkte Anordnung von Partikeln untereinander in mehreren Lagen bzw. Ketten zu beobachten [21, 22, 146, 148–150]. Dieses Phänomen tritt u. a. in den in Kap. 4 diskutierten Messungen auf.

Die Interpartikelabstände finiter Plasmakristalle sind mit $a_{\text{ws}} \approx \lambda_{\text{D}} \approx 0.5 \dots 1$ mm im Verhältnis zu den Partikeldurchmessern sehr groß, so dass die Systeme als optisch dünn zu bezeichnen sind. Die Zeitskalen dynamischer Prozesse orientieren sich an der Staub-Plasmafrequenz $\omega_{\text{p,d}} = \sqrt{(q_{\text{d}}^2 n_{\text{d}})/(\epsilon_0 m_{\text{d}})}$ mit der Partikeldichte n_{d} bzw. der Fallenfrequenz ω_0 , die jeweils im Bereich weniger Hertz liegen. Damit sind sowohl die Struktur der Cluster als auch die Dynamik der Partikel bereits mit gewöhnlichen Videomikroskopen direkt zu erfassen, wodurch finite Plasmakristalle beste Voraussetzungen bieten, stark gekoppelte Systeme zu untersuchen. Hinzu kommen die zahlreichen Möglichkeiten, Einfluss auf Struktur und Dynamik der Staubcluster zu nehmen, die wesentliche Eigenschaften der Systeme experimentell zugänglich machen. Zu den Manipulationsmöglichkeiten zählen statische und dynamische Veränderungen der Einschlussbedingungen durch Anpassung der Elektrodenspannung, des Neutralgasdrucks [28, 50, 151–154] (vgl. auch Abschn. 5.1) sowie durch zusätzliche elektrische Felder [44, 51] (vgl. auch Abschn. 4.1). Ferner können dynamische Prozesse durch Neutralgasströmungen [62, 63, 155] (vgl. auch Abschn. 4.3), Magnetfelder [55–60] (vgl. auch Abschn. 4.1 und 4.2) sowie durch den Strahlungsdruck intensiver Lichtquellen [65] (siehe Kap. 5) angeregt werden. In Kap. 6 wird darüber hinaus eine optische Falle für staubige Plasmen vorgestellt, die eine explizite Kontrolle über einzelne Partikel in einem Cluster ermöglicht.

3 Experimentelle Methoden

Nachdem im vorherigen Kapitel eine einführende Beschreibung theoretischer Grundlagen finiter Plasmakristalle als Modellsystem für starke Kopplung erfolgt ist, gibt dieses Kapitel einen Überblick über die experimentellen Methoden, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurden. Für die Analyse dynamischer Prozesse in Plasmakristallen ist eine Aufnahme der Partikelpositionen mit angemessener Zeit- und Ortsauflösung notwendig. Insbesondere die Untersuchung dreidimensionaler Partikelsysteme stellt hohe Anforderungen an die Diagnostik zur Ermittlung der Partikeltrajektorien. Neben einer Vorstellung diagnostischer Standardmethoden führt dieses Kapitel daher in die digitale Holographie staubiger Plasmen ein, die am Kieler SDIH-Experiment genutzt wird und im Rahmen dieser Dissertation weiterentwickelt wurde.

Die experimentellen Untersuchungen wurden an unterschiedlichen Aufbauten durchgeführt, die für die Beantwortung der jeweiligen Fragestellungen geeignete Rahmenbedingungen bieten. Die Beschreibung der Apparaturen beschränkt sich hier auf die grundlegenden Eigenschaften und wesentliche Gemeinsamkeiten. Die Details der technischen Erweiterungen zur gezielten Manipulation der Staubsysteme werden in den jeweiligen Kapiteln erläutert. Schließlich werden die experimentellen Befunde in dieser Arbeit an zahlreichen Stellen durch Ergebnisse zusätzlich durchgeführter Simulationen ergänzt, deren Umsetzung am Ende dieses Kapitels kurz beschrieben wird.

3.1 Diagnostische Methoden

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über die verfügbaren diagnostischen Methoden zur Analyse der Partikelbewegungen in staubigen Plasmen. Staubwolken aus Mikropartikeln sind aufgrund der verhältnismäßig großen Interpartikelabstände typischerweise optisch dünn. In dichteren Partikelsystemen findet häufig die „Particle Image Velocimetry“ (PIV) Anwendung, die ihren Ursprung in der Strömungsmechanik hat [156]. Auch in staubigen Plasmen ist diese Methode sowohl zur Bestimmung von zweidimensionalen [157] als auch von dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldern [158, 159] in Vielteilchensystemen anwendbar. Durch die Verwendung fluoreszierender Tracerpartikel ist es zudem möglich, eine optische Verdünnung herbeizuführen und so einzelne Partikel in dichteren Staubwolken zu verfolgen [160, 161]. Für eine detaillierte Untersuchung von Struktur und Dynamik stark gekoppelter Systeme ist allerdings eine exakte Positionsbestimmung aller Partikel von großer Bedeutung. Im Folgenden werden daher die Methoden der „Particle Tracking Velocimetry“ (PTV) vorgestellt.

Der Schwerpunkt liegt dabei auf der am SDIH-Experiment zum Einsatz kommenden *stereoskopischen digitalen in-line Holographie*, einer komplexen und einzigartigen Diagnostik zur Untersuchung dreidimensionaler Staubsysteme, die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt wurde.

Eine diagnostische Standardmethode staubiger Plasmen ist die Videomikroskopie, die für ein- und zweidimensionale Partikelsysteme geeignet ist. Dabei werden die Partikel meist mit einem aufgeweiteten Laserstrahl beleuchtet, so dass das an den Partikeln gestreute Licht beobachtet werden kann. Die Trajektorien der Staubpartikel werden mithilfe einer Kamera unter Verwendung eines herkömmlichen Makro-Objektivs aufgenommen. Moderne Kameras liefern dank hoher Bildraten eine hervorragende Zeitauflösung bei einer gleichzeitig hohen Ortsauflösung. Durch eine geeignete Positionsbestimmung aus den Rohdaten kann zudem eine Sub-Pixel-Auflösung erreicht werden [162, 163]. Die Ortsauflösung ist damit typischerweise genauer als $a_{ws}/100$ und liegt im Bereich des Partikelradius. Die dabei erzielbaren Bildraten sind mit $2\pi \cdot f_{\text{fps}} \gtrsim 10 \cdot \omega_d$ ausreichend hoch, um dynamische Prozesse in Systemen aus Mikropartikeln in hoher Qualität aufzuzeichnen.

Die Struktur und Dynamik von dreidimensionalen Partikelsystemen aufzunehmen, ist technisch wesentlich anspruchsvoller. In einigen Anwendungen ist es zweckdienlich, zweidimensionale Schnitte durch eine Staubwolke zu betrachten [164–166]. Auf diesem Prinzip beruht auch die „Scanning Video Microscopy“-Technik [19, 21, 22] (SVM), die als erste 3D-Diagnostik für Plasmakristalle eingesetzt wurde. Bei dieser Schnittbilddiagnostik wird ein gewöhnlicher Videomikroskop-Aufbau schrittweise mechanisch verfahren, so dass die dreidimensionalen Partikelpositionen einer Staubwolke aus dem Intensitätsverlauf der Aufnahmeebenen rekonstruiert werden können. Obwohl durch die Verwendung einer dynamischen Beleuchtungsebene bei einer gleichzeitig starren Kameraposition eine signifikante Verbesserung der Geschwindigkeit der sequentiellen Bildaufnahme erzielt werden kann [167], ist diese Methode ausschließlich für (quasi-)statische Staubsysteme, bzw. die Beobachtung langsam ablaufender Prozesse geeignet.

Für eine instantane Bestimmung aller Partikelpositionen dreidimensionaler Plasmakristalle, die überdies ausreichend schnell erfolgt, um dynamische Prozesse detailliert aufzuzeichnen, haben sich drei Techniken erfolgreich gezeigt. Die erste ist die „Color Gradient“-Methode [152], die einen Farbgradienten in der Beleuchtung der Staubwolke nutzt, um unter Verwendung eines Videomikroskops eine Tiefeninformation der Partikelpositionen zu erhalten. Da hierbei entlang der Sichtachse hintereinander angeordnete Partikel verdeckt werden, ist eine Kombination mit der zweiten Technik, der *Stereoskopie* [23, 168, 169] nützlich. Diese stellt eine logische Erweiterung der Videomikroskopie dar. Unter Verwendung von mindestens zwei Kameras, die aus unterschiedlichen Perspektiven auf die Staubpartikel gerichtet sind, können die dreidimensionalen Partikelkoordinaten rekonstruiert werden. Zu den wesentlichen Problemen beider Techniken zählt neben einem eingeschränkten Beobachtungsvolumen aufgrund einer geringen Schärfentiefe die Abschattung von Partikeln. Letzteres tritt ein, wenn ein Partikel in allen Kameraperspektiven von weiteren Partikeln ver-

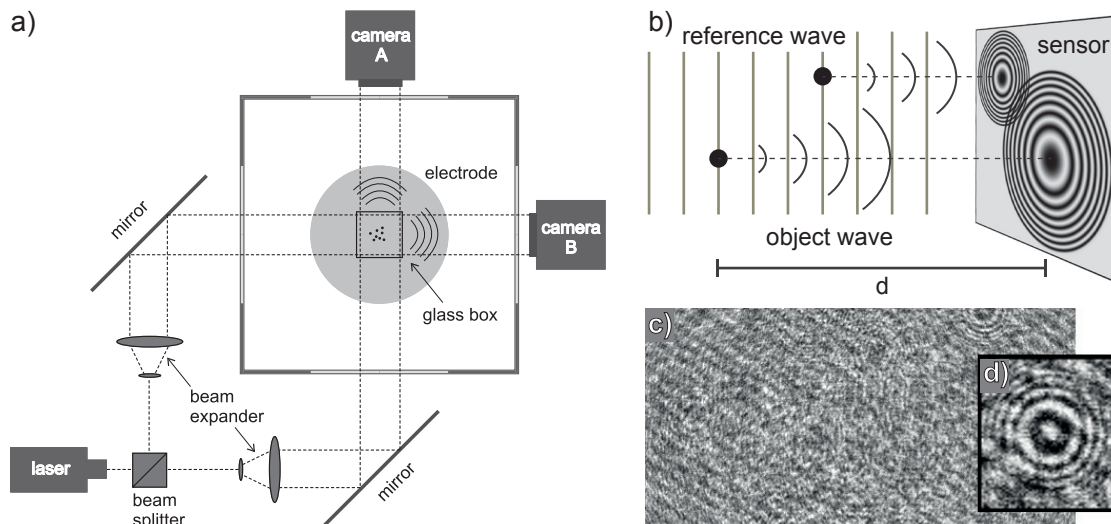


Abbildung 3.1 (a) Optischer Aufbau der stereoskopischen digitalen in-line Holographie am SDIH-Experiment. (b) Schematische Darstellung der Entstehung eines Interferenzmusters durch Lichtstreuung an Mikropartikeln bei einer kohärenten und homogenen Beleuchtung. (c) Kontrastverstärkter Ausschnitt eines aufgenommenen Hologramms mit vergrößerter Darstellung (d) des FRESNEL-Ring-Musters eines Mikropartikels.

deckt wird. Infolgedessen ist in der Rekonstruktion der Partikelpositionen aus den aufgenommenen Einzelbildern nicht eindeutig zu bestimmen, ob ein abgeschattetes Partikel vorhanden ist oder nicht. Die Wahrscheinlichkeit solcher Mehrdeutigkeiten nimmt mit steigender Partikelzahl zu.

Diese beiden Schwierigkeiten können mit der dritten Technik umgangen werden, der *digitalen in-line Holographie* (DIH) [170–172]. Sie geht auf GABOR zurück und nutzt die Interferenzmuster, die aus einer kohärenten Beleuchtung von Mikropartikeln mit dem an den Partikeln gestreuten Licht entstehen [173]. Eine ausführliche Beschreibung dieser Technik am DIH-Experiment findet sich in der Dissertation von KROLL [171], sowie für die stereoskopische Ausführung im verbesserten SDIH-Aufbau in Ref. [172]. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgten Erweiterungen dieser Methode wurden in Ref. [174*] publiziert.¹ An dieser Stelle soll eine verkürzte Darstellung der Grundlagen erfolgen, die zum elementaren Verständnis der Technik notwendig sind.

Der für die Holographie verwendete diagnostische Aufbau des SDIH-Experiments ist in Abb. 3.1(a) dargestellt. Der Strahl eines Lasers wird in zwei Strahlen geteilt, die jeweils auf einen Durchmesser von etwa 5 cm aufgeweitet und unter einem rechten Winkel entlang zweier Achsen durch die Glasküvette im Zentrum der Plasmakammer gelenkt werden. Dadurch entstehen zwei voneinander unabhängige Beobachtungsachsen. An den in der Küvette eingefangenen Staubpartikeln wird das Licht wie in Abb. 3.1(b) skizziert gestreut. Diese Objektwellen interferieren mit dem eingestrahlichten Licht, das als Referenzwelle dient. Die so an jedem Partikel verursachten ringförmigen Beugungs-

¹ Eigene und gemeinsame Publikationen sind in dieser Arbeit durch Sternchen gekennzeichnet.

strukturen (FRESNEL-Ringe) überlagern sich zu einem Interferenzmuster, das für jede der optischen Achsen von einer Kamera ohne Objektiv aufgenommen wird. Da die Intensität der Objektwelle quadratisch mit dem Abstand vom Streuzentrum abnimmt, ist ein möglichst geringer Beobachtungsabstand für eine kontrastreiche Abbildung des Interferenzmusters notwendig. Ferner ist die Intensität des gestreuten Lichts gemäß MIE-Theorie etwa linear von der Partikelgröße abhängig [175], wodurch die Holographie im (S)DIH die Verwendung verhältnismäßig großer Mikropartikel erfordert.² Teilabbildung 3.1(c) zeigt einen kontrastverstärkten Ausschnitt eines realen Hologramms, das neben den FRESNEL-Ringen der Partikel (Vergrößerung in Teilabb. (d)) Interferenzstrukturen sämtlicher Objekte im Strahlengang des Beleuchtungslasers zeigt. Die Ringstruktur des Interferenzmusters eines Partikels im Hologramm ist abhängig vom Abstand d zwischen dem Partikel und dem Kamerasensor. Das Ringzentrum ist an der Position des Partikels in der (x, z) -Ebene senkrecht zur optischen Achse. Der Radius des ersten Intensitätsmaximums kann näherungsweise durch

$$r_1 = \sqrt{(\lambda + d)^2 - d^2} \stackrel{\lambda \ll d}{\approx} \sqrt{2\lambda d} \quad (3.1)$$

bei einer Laser-Wellenlänge λ beschrieben werden. Die Radien der weiteren Ringe sind mit $r_n \approx \sqrt{2n\lambda d}$ ebenfalls vom Abstand d abhängig. Somit ist die Tiefenkoordinate eines Partikels entlang der optischen Achse in der Ringstruktur kodiert. Daran wird deutlich, dass eine Abschattung von hintereinander angeordneten Partikeln wie bei der Videomikroskopie nicht auftritt, sondern die kompletten dreidimensionalen Koordinaten aller Partikel in einem einzigen Hologramm enthalten sind. Zur Bestimmung der Partikelpositionen ist eine Rekonstruktion des Hologramms notwendig. Diese erfolgt numerisch und basiert auf dem HUYGENS-Prinzip. Jeder Punkt (x', z') des Hologramms h wird als Ausgangspunkt einer Elementarwelle mit einer der Intensität an diesem Punkt entsprechenden Amplitude betrachtet. Die Überlagerung der Elementarwellen in einem virtuellen Abstand d_j liefert eine rekonstruierte komplexwertige Ebene $U_j(x, z)$ des beleuchteten Objekts, d. h. der Staubwolke. Dieses Prinzip wird mathematisch durch das FRESNEL-KIRCHHOFF-Integral

$$U_j(x, z) = \frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x', z') R^*(x', z') \frac{\exp(-2\pi i \rho_j / \lambda)}{\rho_j} dx' dz' \quad (3.2)$$

mit

$$\rho_j = \sqrt{(x' - x)^2 + (z' - z)^2 + d_j^2} \quad (3.3)$$

² Für die im SDIH verwendeten Partikel mit einem Radius $r_d \approx 12 \mu\text{m}$ ist der sog. Größenparameter $x = 2\pi r_d / \lambda \approx 140$ (Wellenlänge des eingesetzten Lasers $\lambda = 532 \text{ nm}$). Dadurch kann die Streuung näherungsweise durch die klassische (geometrische) Streuung beschrieben werden.

und dem komplex-konjugierten R^* der Wellenfunktion R der Referenzwelle formuliert. Eine Rekonstruktion des Beobachtungsvolumens in einer Abfolge von Abständen d_j vom Sensor liefert ein räumliches Intensitätsprofil $|U(x, z, d)|^2$. Da die Berechnungen typischerweise für mehrere hundert Ebenen durchgeführt werden müssen, um eine ausreichende Ortsauflösung in der Tiefe zu erhalten, handelt es sich um einen rechenaufwendigen Prozess, der mithilfe des Faltungstheorems optimiert werden kann [176]. Gleichung (3.2) kann als Faltung

$$U_j(x, z) = (h \cdot R^*) \otimes g_j \quad (3.4)$$

des Produkts aus Hologramms h und komplex-konjugierter Referenzwelle R^* mit einem Faltungskern g_j aufgefasst werden. Mit der FOURIER-Transformation \mathcal{F} wird die Faltung schließlich auf eine Multiplikation im FOURIER-Raum

$$U_j(x, z) = \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}(h \cdot R^*) \cdot \mathcal{F}(g_j)] \quad (3.5)$$

zurückgeführt, die mithilfe einer schnellen FOURIER-Transformation (FFT) effizient berechnet werden kann.

Grundsätzlich können aus dem räumlichen Intensitätsprofil die dreidimensionalen Partikelpositionen extrahiert werden. Während die Bestimmung der (x, z) -Koordinaten auf einzelne Pixel des Sensors genau möglich ist, kann die Tiefenposition d trotz beliebig fein wählbarer Abstände zwischen den Rekonstruktionsebenen nur ungenau ermittelt werden. Die Ursache hierfür ist im Wesentlichen die begrenzte Auflösung des Kamerasensors, die für eine breite Intensitätsverteilung eines rekonstruierten Partikels entlang der optischen Achse sorgt. Die zusätzliche Nutzung des Imaginärteils des rekonstruierten Feldes $U(x, z, d)$ in der PECA-Methode („Particle Extraction using Complex Amplitude“) ermöglicht eine genauere Bestimmung der Tiefenkoordinate [177]. Dennoch ist die Genauigkeit etwa um einen Faktor 10 geringer als für die anderen beiden Raumrichtungen [171].

Auf eine Umgehung dieser technischen Limitierungen zielt die stereoskopische Ausführung der Holographie im SDIH-Experiment ab. Bei einem bewussten Verzicht auf Präzision in der Bestimmung der Tiefenposition ist eine geringere Anzahl von rekonstruierten Ebenen ausreichend. Gleichzeitig kann die ungenau ermittelte Koordinate der ersten Rekonstruktion aufgrund der orthogonalen Anordnung der optischen Achsen aus der zweiten Rekonstruktion ergänzt bzw. ersetzt werden. Auf diese Weise können die Partikelkoordinaten in alle drei Raumrichtungen mit identischer Genauigkeit bestimmt werden sowie der Gesamtrechenaufwand trotz doppelter Rohdatenmenge reduziert werden. Schwierigkeiten bereiten hierbei jedoch nach wie vor Unzuverlässigkeiten beim Auffinden von Partikeln, die Unterscheidung zwischen realen Partikeln und Artefakten sowie die anschließende Kombination der Daten beider Beobachtungsrichtungen.

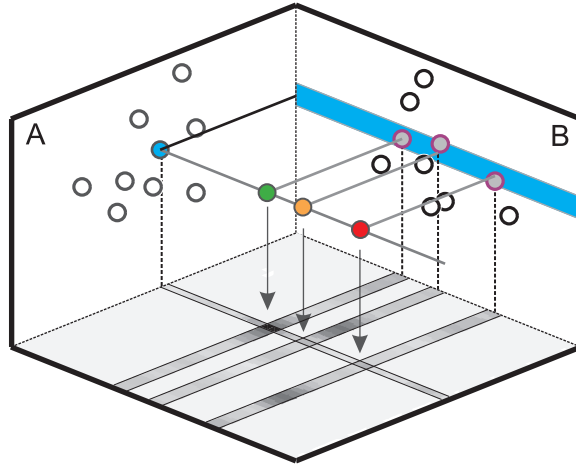


Abbildung 3.2 Kombinationsschema der beiden räumlichen Intensitätsverläufe $I_{a,b}$ einer Staubwolke im DIH-Experiment. Abbildung nach Ref. [174*].

Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Umsetzung der Rekonstruktionsalgorithmen für eine zuverlässige Ermittlung der Partikeltrajektorien entwickelt. Diese vermeidet die Festlegung einer Tiefenkoordinate für Partikel aus einer einzelnen Beobachtungsrichtung. Stattdessen wird das Intensitätsprofil $I_{a,b} = |U_{a,b}(x, z, d)|^2$ des Beobachtungsvolumens aus beiden zeitgleich aufgenommenen Hologrammen a und b in je nur 50–100 Ebenen rekonstruiert. Anhand der mittleren Intensitäten entlang der Koordinatenachsen wird eine räumliche Kalibrierung vorgenommen, die mit einer entsprechenden Rotation die direkte Kombination beider Intensitätsprofile in gemeinsamen (x, y, z) -Koordinaten ermöglicht. Für eine Beschleunigung der Rekonstruktion sorgt eine parallelisierte und GPU-unterstützte („Graphics Processing Unit“) Berechnung in *MATLAB*TM.

Eine zusätzliche Minimierung des Rechenaufwandes wird durch eine Segmentierung erzielt. Dazu werden anhand eines gewählten Schwellwertes die relevanten Bereiche des rekonstruierten Volumens selektiert. Hierdurch ergeben sich für beide Beobachtungsrichtungen entlang der jeweiligen optischen Achse elongierte Bereiche erhöhter Intensität, deren zweidimensionalen Projektionen auf den Rand des Rekonstruktionsvolumens in Abb. 3.2 als Kreise dargestellt sind. Ausgehend von nacheinander selektierten Segmenten m (blau gefüllter Kreis) werden für eine Kombination infrage kommende Segmente der zweiten Beobachtungsrichtung in einem schmalen Suchbereich (blau) mit geringem vertikalen Versatz gesucht. Die Intensitätsverläufe $I_{b,n}$ der so gefundenen Kandidaten n (rot markiert) liefern mit dem dazu senkrecht verlaufenden Intensitätsverlauf $I_{a,m}$ des Ausgangssegmentes Kreuzungspunkte mit den Koordinaten $(x, y, z)_{mn}$ sowie einer kombinierten Intensität $\chi_{mn} = I_{a,m} \cdot I_{b,n}$ im Volumen. Für den anschließend ausgeführten Algorithmus zur Partikelverfolgung dient χ_{mn} als Wahr-

scheinlichkeit dafür, dass sich an dieser Stelle ein reales Partikel befindet. Punkte mit sehr niedriger Intensität χ_{mn} (rot) können daher verworfen werden. Punkte mit mittlerer (gelb) und hoher (grün) Intensität werden unter Berücksichtigung der zeitlichen Entwicklung als Partikel identifiziert oder ebenfalls verworfen.

Mit dieser Methode ist eine zuverlässige Bestimmung der Partikeltrajektorien von Staubwolken mit einer hohen Orts- und Zeitauflösung möglich. Mit den am SDIH-Experiment eingesetzten Kameras können die Partikelpositionen in einem kubischen Beobachtungsvolumen von etwa $(5\text{ mm})^3$ auf ca. $\pm 6\text{ }\mu\text{m}$ genau ermittelt werden. Ein Vorteil gegenüber der klassischen Stereoskopie liegt hier in der linsenfreien Abbildung, die kein aufwendiges Kameramodell zur Kalibrierung erfordert. Mit bis zu 200 Bildern pro Sekunde können dynamische Prozesse typischer Staubsysteme schnell abgetastet werden.

3.2 Experimentelle Erzeugung von Plasmakristallen

Die experimentellen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden in unterschiedlichen Aufbauten durchgeführt, die für die jeweiligen Fragestellungen angemessene technische Voraussetzungen bieten. Die Rotationsanregung dreidimensionaler Staubcluster in Abschn. 4.2 und Abschn. 4.3 wurde in zwei unterschiedlichen Apparaturen durchgeführt. In Garching wurde eine leicht modifizierte Variante der GEC-Referenzzelle („Gaseous Electronics Conference“) eingesetzt, die als eine standardisierte Plasmakammer zur Untersuchung von Entladungsprozessen in Plasmen zur Microchip-Herstellung entworfen wurde [178]. In Kiel wurde die SDIH-Kammer zur Untersuchung von dreidimensionalen Staubsystemen verwendet [179*]. Diese ist speziell auf die besonderen Anforderungen der eingesetzten holographischen Diagnostik angepasst. Schmale Abmessungen der Kammer ermöglichen einen geringen Beobachtungsabstand von nur etwa 12 cm, der für kontrastreiche Interferenzstrukturen der Partikel in den Hologrammen notwendig ist. Ferner sind optisch hochwertige Fenster aus Quarzglas verbaut, die störende Einflüsse auf die holographischen Abbildungen auf ein Minimum reduzieren. Messungen zur Rotation zweidimensionaler Cluster in Abschn. 4.5 wurden in einer Kammer des SFB Projekts A2 durchgeführt, die insbesondere für Untersuchungen von Plasmen bei hohen Magnetfeldern [180] und von Staubsystemen unter dem Einfluss einer rotierenden Neutralgassäule [63] geeignet ist. Für die Lasermanipulation zweidimensionaler Staubsysteme in Kap. 5 und Kap. 6 wurde das EM_a -Experiment eingesetzt. Dieses verwendet eine Plasmakammer, die dank acht seitlicher Fenster sowie einem an der Oberseite über zahlreiche optische Zugänge verfügt. Damit ist neben der Diagnostik ein umfangreicher optischer Aufbau zur Lasermanipulation möglich, der in Abschn. 5.2 und Abschn. 5.4 beschrieben wird.

Bei allen Experimenten handelt es sich um asymmetrische kapazitiv gekoppelte Hochfrequenzentladungen, die typischerweise für die Erzeugung von Plasmakristallen eingesetzt werden. Eine Elektrode im unteren Bereich der Kammer wird über ein elektrisches Netzwerk zur Impedanzanpassung („matchbox“) von einem Hochfrequenzsender bei 13.56 MHz getrieben. Das restliche Edelstahlgehäuse dient als Gegenelektrode.

In der GEC-Kammer und im SDIH sind die Elektroden zusätzlich durch Thermostaten auf bis zu 90°C beheizbar, um eine thermophoretische Kraft auf die Staubpartikel zu erzeugen. Als Arbeitsgas wird Argon bei Neutralgasdrücken von $p = 1 \dots 20\text{ Pa}$ verwendet. Über Nadelventile bzw. elektronisch gesteuerte Massendurchflussregler wird dieses so in die Kammern geleitet, dass unerwünschte Neutralgasströmungen vermieden werden.

Die Staubpartikel werden aus Dispensern in das Plasma eingebracht. In einem Großteil der Untersuchungen in dieser Arbeit kommen Mikropartikel aus Melamin-Formaldehyd (MF) mit Durchmessern im Bereich von $2r_d \approx 3 \dots 12\ \mu\text{m}$ zum Einsatz. Diese Partikel haben sich aufgrund ihrer guten Verfügbarkeit, einer nahezu idealen sphärischen Form sowie geringen Abweichungen in der Größe als Standard-Partikel zur Untersuchung von Plasmakristallen etabliert. In Abschn. 5.4 werden zudem SiO_2 Glaspartikel verwendet. Aufgrund der höheren Massendichte des Materials wird mit diesen bei gleichem Durchmesser ein deutlich niedrigeres Ladungs-Masse-Verhältnis erreicht. Die Holographie am SDIH-Experiment erfordert die Verwendung möglichst großer Staubpartikel. Die Gravitationskraft auf solch massive Partikel verhindert den effektiven Einschluss von dreidimensionalen Staubclustern. Daher werden im SDIH Glas-Hohlpartikel mit einem Durchmesser von $2 \cdot r_d \approx (23 \pm 3)\ \mu\text{m}$ genutzt. Mit einer Wandstärke von nur etwa $0.3\ \mu\text{m}$ sind diese um ein Vielfaches leichter als MF-Partikel derselben Größe [171]. Folglich ist auch die thermophoretische Kraft auf diese Partikel deutlich stärker im Vergleich zu Vollpartikeln gleicher Masse.

3.3 Molekulardynamik-Simulation finiter Staubsysteme

Eine exakte Analyse grundlegender Effekte in staubigen Plasmen ist anhand experimenteller Daten nicht immer möglich. Schwierigkeiten können u. a. technisch bedingte Probleme wie Vibrationen im experimentellen Aufbau oder unzureichende Orts- und Zeitaufösung sowie eine begrenzte Aufnahmedauer bereiten. Ferner sind insbesondere stochastische Einflüsse der kinetischen Temperatur einer präzisen Analyse von Korrelationseffekten abträglich. Diese Einflüsse können in Simulationen gezielt umgangen werden. Ein weiterer wesentlicher Vorteil von Simulationen ist die exakte Kenntnis sowie Kontrollierbarkeit von Parametern wie beispielsweise der Fallenfrequenz, Partikelladung, Abschirmlänge oder der Reibung. Dadurch werden systematische Untersuchungen zahlreicher Effekte möglich, die im Experiment nur teilweise zugänglich sind.

In dieser Arbeit wurden einige der experimentellen Untersuchungen durch Molekulardynamik-Simulationen finiter zweidimensionaler Systeme unter Verwendung des „Velocity-VERLET-Algorithmus“ [181] zur numerischen Lösung der Bewegungsgleichungen ergänzt. In solchen Simulationen werden üblicherweise lediglich die Staubpartikel explizit als Punktladungen behandelt. Das übrige Plasma hingegen wird nur implizit berücksichtigt. Möglich ist dies aufgrund der extrem unterschiedlichen Zeitskalen dynamischer Prozesse der jeweiligen Plasmaspezies. Die Ionen und Elektronen bestimmen im Wesentlichen die Partikelwechselwirkung sowie das Fallenpotential. Die

Bewegungsgleichungen ergeben sich somit aus den externen Kräften auf die Partikel sowie der Wechselwirkungskräfte der Partikel untereinander. Ein parabolisches Einschlusspotential $V(r) = m_d \omega_0^2 r^2 / 2$, mit der Fallenfrequenz ω_0 und einer für alle Partikel identische Masse m_d , resultiert in der Kraft $\vec{F}_C(\vec{r}) = -\nabla V(r) = -m_d \omega_0^2 r \vec{e}_r$ auf ein Partikel an der Position $\vec{r} = (x, y)$. Die Kraft $\vec{F}_Y(\vec{r}_{ij})$ gemäß Gl. (2.11) beschreibt die YUKAWA-Wechselwirkung der Partikel untereinander.

Zusätzlich ist in den Simulationen ein LANGEVIN-Thermostat implementiert [182]. Dieser beinhaltet einerseits eine dissipative Kraft $F_f = -\beta m_d \vec{v}$, welche die Reibung eines Partikels mit einer Geschwindigkeit \vec{v} an dem Neutralgas mit dem EPSTEIN-Reibungskoeffizienten β repräsentiert sowie andererseits eine stochastische Kraft F^R , die über das Fluktuations-Dissipations-Theorem mit dem Reibungsterm verknüpft ist, so dass die Bedingung

$$\langle F_{i,\alpha}^R(t) F_{j,\gamma}^R(t') \rangle = 2\beta m_d k_B T \delta(t - t') \delta_{ij} \delta_{\alpha\beta} \quad (3.6)$$

mit $i, j = 1 \dots N$ und $\alpha, \gamma = x, y$ erfüllt ist. Die Verwendung dieses etablierten Thermostaten bietet mehrere Vorteile. Zum einen kann darüber mit der Temperatur T des Wärmebades die Systemtemperatur präzise kontrolliert werden. Insbesondere ist eine künstliche Temperatur $T = 0$ eV verwendbar. In diesem Fall ist nur der Reibungsterm F^R aktiv, so dass die Möglichkeit besteht, eine korrelierte Partikeldynamik unter Ausschluss stochastischer Effekte zu analysieren. Zum anderen ermöglicht der Reibungsterm die indirekte Implementierung einer zusätzlichen Kraft auf das Partikelsystem, die sich eng an einer experimentellen Umsetzung orientiert. In den in Abschn. 4.4 simulierten Staubclustern, ist deren Rotationsantrieb durch eine Modifikation des Reibungsterms realisiert, die einen rotierenden Neutralgashintergrund imitiert. Dadurch werden Partikel, die sich mit einer von einer gegebenen Rotationsgeschwindigkeit ω_N abweichenden Geschwindigkeit um das Fallenzentrum bewegen, durch die Reibungskraft beschleunigt bzw. abgebremst. Ferner können zusätzliche Kräfte $f(x, y, t)$ auf einfache Weise in die Simulation integriert werden. Dies ist in den Studien zur selektiven Modenanregung in Abschn. 5.5 der Fall, die eine zeitlich modulierte sowie positionsabhängige Kraft auf das Partikelsystem beinhalten.

Abgesehen von der künstlichen Temperatur $T = 0$ eV in einem Großteil der durchgeführten Simulationen orientiert sich die Wahl der übrigen Parameter eng an den experimentellen Bedingungen. Für die Wechselwirkung ist eine Abschirmlänge $\lambda_D = 0.6$ mm gewählt. Masse und Ladung der Partikel sind für einen Partikelradius $r_d = 5 \mu\text{m}$ bestimmt, die nach der KHRAPAK-Formel [183] für Staubpartikel in einem Plasma auf ein Ladungs-Masse-Verhältnis $q_d/m_d = 5.1 \cdot 10^{-3}$ C/kg führen.

4 Rotierende Staubsysteme

Dieses Kapitel ist rotierenden Staubclustern gewidmet. Rotationen kommen als globale und kollektive Bewegungsmuster bzw. Strömungen in stark gekoppelten Systemen oder Teilen davon vor. Sie treten oftmals intrinsisch auf und können gleichwohl gezielt angeregt werden. Rotierende Systeme sind Gegenstand zahlreicher Untersuchungen in unterschiedlichsten Zusammenhängen. Die gezielte Anregung einer Rotation von Staubwolken stellt dabei eine Variante der globalen Manipulation stark gekoppelter Systeme dar, aus der sich eine Vielzahl von Möglichkeiten hinsichtlich der Analyse von Stabilität und dynamischer Eigenschaften finiter Systeme ergeben. Insbesondere der Einfluss der Wechselwirkung zwischen den Partikeln sowie des Einschlusspotentials der Staubwolke sind hierbei zentrale Fragestellungen. Diese werden in diesem Kapitel anhand zweier Beispiele untersucht. Zum einen werden Staubcluster einem verscherten Antrieb ausgesetzt, um insbesondere Systeme, in denen „wake field“-Effekte eine dominante Rolle in der Strukturbildung einnehmen, bezüglich ihrer Scherstabilität zu untersuchen. Zum anderen wird der Einfluss eines anisotropen Einschlusspotentials auf die Rotation von Staubclustern anhand von Simulationen und Experimenten detailliert analysiert.

4.1 Rotierende Systeme

In experimentellen Untersuchungen zu staubigen Plasmen ist meist eine intrinsische schwache Rotation von Staubclustern zu beobachten, die ursächlich dem Erdmagnetfeld zugeschrieben wird [56]. Entsprechend wird auch in Gegenwart stärkerer Magnetfelder eine ausgeprägte Rotation von Staubsystemen beobachtet [55–60]. Untersuchungen von CARSTENSEN *et al.* haben gezeigt, dass dabei nicht die direkte Lorentzkraft auf den Staub, sondern ein indirekter Antriebsmechanismus wirkt, bei dem eine $E \times B$ -Bewegung der Ionen eine Neutralgasströmung antreibt, die wiederum über die Neutralgasreibung an den Partikeln als Antrieb für den Staub wirkt [61]. Die inhomogenen elektrischen Felder im Bereich der Plasmarandschicht haben eine starke lokale Variation der Ionendriftgeschwindigkeiten und damit der Kräfte auf die Staubpartikel zur Folge. Die Experimente mit Staubsystemen in Magnetfeldern haben gezeigt, dass dieser inhomogene Antrieb genutzt werden kann, um radial verscherte Rotationen anzuregen [56, 59]. Simulationen haben bestätigt, dass diese differenzielle Rotation auf einen, durch das Magnetfeld verursachten, horizontal verscherten Antrieb zurückzuführen ist [184]. Aus den Experimenten geht ferner hervor, dass auch ein vertikaler Gradient in der Rotationsgeschwindigkeit dreidimensionaler Staubwolken erzeugt werden kann [55, 57, 60]. Die Manipulation staubiger Plasmen unter Verwendung von

Magnetfeldern ist somit zum einen mit einer ausgeprägten Beeinflussung der Ionen und Elektronen und folglich der Einschlussbedingungen von Staubclustern verbunden und ruft zum anderen ein kompliziertes und schwer kontrollierbares Kraftfeld für die Partikel hervor.

Ein detailliertes Verständnis sowohl der Eigenschaften rotierender Systeme als auch der Antriebsmechanismen ist aus mehreren Gründen von Bedeutung. Hierbei hat insbesondere die Verwendung von Mikropartikeln als Sonde für magnetisierte Plasmen einen hohen Stellenwert. Des Weiteren gehören die starre Rotation und Interschalen-Rotationen zweidimensionaler Cluster zu den Eigenmoden mit den niedrigsten Anregungsbarrieren [39]. Daher spielen diese eine besondere Rolle beim Phasenübergang finiter Systeme, in denen sie als ein initialer Prozess des Schmelzvorgangs zu betrachten sind [31, 32, 127, 154]. Solche radial verscherten Rotationen wurden von KLINDWORTH *et al.* gezielt durch Lasermanipulation hervorgerufen, um die Stabilität von Clustern gegenüber einer Interschalen-Rotation zu testen [185]. Es zeigt sich dabei eine starke Abhängigkeit der Scherstabilität zweidimensionaler finiter Systeme von der Teilchenzahl und der Konfiguration des Clusters [39, 185]. Ein weiterer interessanter Aspekt rotierender Systeme ergibt sich aus der mathematischen Äquivalenz von CORIOLIS- und LORENTZ-Kraft (LARMOR-Theorem [64]). Hierdurch eröffnet sich die Möglichkeit, stark magnetisierte Plasmen anhand einer „Pseudomagnetisierung“ ohne Anwesenheit tatsächlicher Magnetfelder zu studieren [63].

Durch den gezielten Einsatz umlaufender elektrischer Felder konnten NOSENKO *et al.* ebene Staubcluster in eine starre Rotation versetzen [51]. Dazu wurde eine Glasküvette mit einer elektrisch leitfähigen Beschichtung aus Indium-Zinn-Oxid (ITO) auf den vier Innenseiten zum Einfang der Partikel verwendet. An diese wurden elektrische Spannungen angelegt, um die eingefangenen Partikelsysteme zu manipulieren. Mit einer sinusoidalen Anregung im Bereich von einigen 10 V bei Frequenzen zwischen 1 kHz und 100 kHz und einem umlaufenden Phasenversatz von $\pi/2$ zwischen den Signalen konnte dort ein effektiver Rotationsantrieb der Cluster erzielt werden. Die beobachtete Rotationsrichtung der Staubsysteme ist dabei sowohl abhängig vom Umlaufsinn der elektrischen Felder als auch von der verwendeten Frequenz. Hieran wird deutlich, dass der Antriebsmechanismus für die Staubpartikel indirekt über die Wechselwirkung mit den anderen Plasmaspezies erfolgen muss.

Sehr gut geeignet für eine gezielte Manipulation zur Anregung einer Rotation von Staubwolken ist eine rotierende Neutralgasströmung. CARSTENSEN *et al.* haben gezeigt, dass eine solche Strömung in komplexen Plasmen durch eine rotierende Elektrode oberhalb der Staubpartikel erzeugt werden kann [61, 62]. Dabei ist der Antrieb horizontal homogen, vertikal jedoch verschert, wobei die Rotationsgeschwindigkeit linear mit der Höhe über der unteren Elektrode zunimmt [61]. Mit einem solchen differentiellen Antrieb können dreidimensionale Staubsysteme einer Scherbelastung ausgesetzt werden. Über eine Variation der Geschwindigkeit des Antriebs kann zudem die Stärke der Scherkräfte kontrolliert werden. Bei ausreichenden Schubspannungen innerhalb des Clusters sollte eine verscherte Rotation des Clusters einsetzen. Untersuchungen zum scherinduzierten Schmelzen stark gekoppelter Systeme sind von hohem Interesse und werden u. a. in kolloidalen Suspensionen intensiv untersucht [41–43].

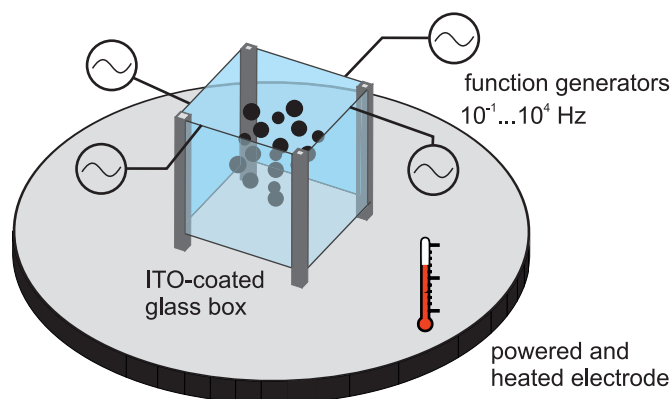


Abbildung 4.1 Schematische Darstellung des Aufbaus zur Rotationsanregung eines Clusters mit umlaufenden elektrischen Feldern. Auf der Elektrode des Garching-Experiments bzw. des SDIH-Experiments ist eine Glasküvette platziert, deren Seitenwände auf der Innenseite mit einer leitfähigen Indium-Zinn-Oxid-Beschichtung (ITO) versehen sind. Diese sind jeweils mit Funktionsgeneratoren verbunden, die untereinander gekoppelt sind. Sinussignale mit einer umlaufenden Phasenverschiebung von je $\pi/2$ zwischen zwei Seiten werden zur Manipulation der Staubwolke verwendet.

4.2 Rotationsantrieb durch rotierende E-Felder

Aufbauend auf den in Abschn. 4.1 beschriebenen Experimenten von NOSENKO *et al.* zur Rotationsanregung mittels umlaufender elektrischer Felder wurden in Kooperation mit Kollegen des Max-Planck-Instituts für extraterrestrische Physik (MPE) Experimente in Garching und am Kieler SDIH-Experiment durchgeführt, die u. a. das Ziel verfolgten, durch die Manipulation von dreidimensionalen Clustern das vertikale Profil des Antriebs zu vermessen. In diesem Abschnitt werden Teile dieser Messergebnisse vorgestellt, die im Zusammenhang mit der Rotationsanregung stehen und den Ausgangspunkt weiterer Fragestellungen darstellen, die im Folgenden bearbeitet werden. Weitere Details dieser Experimente sowie umfangreiche Analysen der Messdaten wurden in den gemeinsamen Publikationen [186–188*] veröffentlicht.

Sowohl im Garchinger Aufbau als auch im SDIH wurde analog zu den Experimenten von NOSENKO *et al.* eine Küvette zum Einfang dreidimensionaler Cluster eingesetzt. Der Aufbau ist in Abb. 4.2 skizziert. Die leitfähigen ITO-Fenster der Küvette werden von vier gekoppelten Funktionsgeneratoren mit um je $\pi/2$ phasenverschobenen Sinusspannungen mit einer Amplitude von bis zu 10 V sowie mit Frequenzen zwischen 100 Hz und 1 MHz angesteuert. In diesem Frequenzbereich wurde in den vorherigen Experimenten eine starre Rotation der zweidimensionalen Staubsysteme beobachtet [51].

Im Garchinger Experiment wurde eine Staubwolke aus etwa 1500 Mikropartikeln mit einem Partikelradius von $r_d = 4.4 \mu\text{m}$ bei einem Neutralgasdruck von $p = 4 \text{ Pa}$ eingefangen. Die untere Elektrode wurde auf Temperaturen zwischen $T_E = 60^\circ\text{C}$ und $T_E = 90^\circ\text{C}$ geheizt. Die dabei auftretenden thermophoretischen Kräfte kompensieren die Gravitationskraft auf die Partikel, so dass der Cluster eine annähernd sphärische

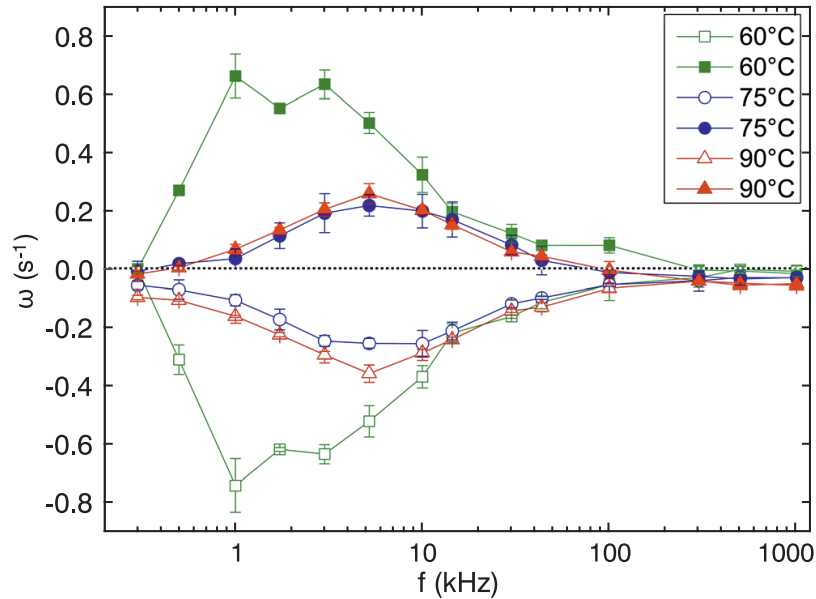


Abbildung 4.2 Mittlere Rotationsgeschwindigkeit eines 3D-Clusters im Garching Experiment als Funktion der Frequenz der zur Manipulation genutzten Sinusspannungen auf den ITO-Fenstern der Küvette. Die Phasenverschiebung zwischen den Signalen ist jeweils $\pi/2$ im Uhrzeigersinn (offene Symbole) bzw. gegen den Uhrzeigersinn (geschlossene Symbole). Die Messung wurde bei unterschiedlichen Temperaturen der unteren beheizten Elektrode durchgeführt. Abbildung nach Ref. [186*].

Struktur einnimmt. Bei der Manipulation wird eine langsame Rotation der Staubwolke beobachtet, deren Rotationsfrequenz um mehrere Größenordnungen niedriger ist als die angelegte Frequenz. In Abb. 4.2 ist die sich einstellende mittlere Rotationsgeschwindigkeit gegen die Frequenz des Manipulationssignals aufgetragen. Im Bereich von etwa 500 Hz bis 50 kHz ist eine signifikante Rotation des Clusters zu erkennen. Die maximale Rotationsgeschwindigkeit ist dabei, abhängig von der Elektrodentemperatur, bei Anregungsfrequenzen von etwa 2 kHz bzw. 5 kHz zu finden. Der Cluster rotiert in Richtung des Umlaufsinnns des Manipulationssignals, auch wenn dieser umgekehrt wird. Zwischen beiden Richtungen ist ein leichter, von der Frequenz unabhängiger Versatz der Rotationsgeschwindigkeiten vorhanden. Dieser kann auf Einflüsse des Erdmagnetfeldes, das eine in Experimenten typische intrinsische Rotation von Staubwolken bewirkt [56], oder eine technisch bedingte schwache Neutralgasrotation zurückgeführt werden.

Die beobachtete Rotation des Clusters ist vertikal verschert, d. h. die Rotationsgeschwindigkeit der Partikel ist abhängig von ihrer vertikalen Position in der Staubwolke, wobei die Geschwindigkeit mit der Levitationshöhe abnimmt. Hieraus kann ein annähernd lineares Höhenprofil des Antriebs abgeleitet werden [186*]. Die Abhängigkeit der mittleren Rotationsgeschwindigkeit von der Elektrodentemperatur ist daher mit einer veränderten Levitationshöhe des gesamten Clusters verknüpft.

Der Mechanismus des Rotationsantriebs ist nicht vollständig geklärt. So wurde im Gegensatz zu obigen Messungen in den Untersuchungen mit 2D-Clustern eine Umkehr der Rotationsrichtung für hohe Frequenzen beobachtet [51]. Ohne Zweifel ist jedoch festzuhalten, dass der Antrieb der Staubpartikel indirekt über die Manipulation der anderen Plasmaspezies erfolgt. Ein eindeutiger Hinweis hierauf sind die verhältnismäßig hohen Frequenzen, bei denen die maximale Rotationsgeschwindigkeit erreicht wird. Diese liegen um ein bis zwei Größenordnungen oberhalb typischer Staubplasmafrequenzen bzw. der Fallenfrequenz des Einschlusspotentials. Folglich findet eine massive Beeinflussung der Plasmaumgebung des Staubsystems statt. Insbesondere ist davon auszugehen, dass die Trajektorien strömender Ionen durch die umlaufenden elektrischen Felder verdrillt werden. Dies führt zu einer tangentialen Nettokraft auf die Partikel aufgrund des Ionenwindes [51, 186*]. Dazu besteht die Möglichkeit, dass der Ionenwind eine rotierende Neutralgassäule erzeugt, die über Reibungskräfte ebenfalls zu dem Antrieb der Partikel beiträgt [61].

Die im SDIH durchgeführten Experimente führen hinsichtlich der mittleren Rotationsgeschwindigkeiten der Cluster zu vergleichbaren Ergebnissen. Ein wesentlicher Unterschied kann im Vergleich zu den obigen Messungen jedoch festgestellt werden. Anstelle der vertikal verscherten Rotation wird eine weitgehend starre Rotation der Cluster beobachtet. Die Ursache hierfür ist in der Struktur des Clusters zu suchen. Aufgrund der Ionenströmung im Bereich der Plasmarandschicht entsteht eine nicht-reziproke attraktive Wechselwirkungskomponente zwischen den Partikeln, die zu einer charakteristischen Kettenstruktur führt [21, 22, 146, 148, 149]. Diese Struktur wurde im DIH-Experiment von KROLL *et al.* im Detail untersucht [179*]. Die Kettenbildung ist hier besonders ausgeprägt, da die Ausbildung des „wake field“-Effekts durch die relativ großen Glas-Hohlpartikel, die im SDIH verwendet werden, und den niedrigen Neutralgasdruck begünstigt wird.

Aus obigen Messungen konnten wertvolle Erkenntnisse gewonnen werden, die zum einen zum besseren Verständnis der hochkomplexen Vorgänge im Plasma sowie des Antriebsmechanismus beitragen und zum anderen für zukünftige Experimente mit ITO-Elektroden zur Manipulation staubiger Plasmen hilfreich sind. Für gezielte Untersuchungen hinsichtlich struktureller und dynamischer Eigenschaften wohldefinierter stark gekoppelter Systeme ist der Antrieb mit rotierenden E-Feldern jedoch aus mehreren Gründen nicht zweckmäßig. Aufgrund des nicht vollständig geklärten Antriebsmechanismus ist insbesondere eine präzise Kontrolle über die Stärke des Antriebs und die Scherkräfte nicht gegeben. Diese Art der Manipulation hat zusätzlich einen starken Einfluss auf das Plasma. Folglich sind Cluster bei unterschiedlichen Rotationsgeschwindigkeiten möglicherweise stark veränderten Einfangbedingungen ausgesetzt. Ferner führt die Tatsache, dass trotz des differenziellen Antriebs keine verscherte Rotation der Staubcluster im SDIH zu beobachten ist auf die Frage nach der Scherstabilität von Systemen, in denen „wake field“-Effekte eine ausschlaggebende Rolle für die Struktur einnimmt. Die Experimente haben jedoch gezeigt, dass der Gradient in der antreibenden Kraft für die im SDIH untersuchten Staubcluster nicht ausreichend ist, um die Kettenstruktur aufzubrechen.

4.3 Scherinduziertes Schmelzen durch rotierendes Neutralgas

In den in Abschn. 4.2 beschriebenen Messungen im SDIH-Experiment wurde deutlich, dass die eingefangenen Staubcluster in ihrer Dynamik stark durch die attraktiven Wechselwirkungskräfte infolge des „wake field“-Effekts und der daraus resultierenden Kettenstruktur bestimmt sind. Trotz eines vertikal verscherten Antriebs wurde eine starre Rotation der Cluster beobachtet. Folglich hält diese Struktur geringen vertikalen Scherkräften stand. Um Erkenntnisse über die Stabilität der Kettenstruktur zu gewinnen, müssten Cluster gezielt einem Antrieb mit einem stärkeren Gradienten in vertikaler Richtung ausgesetzt werden.

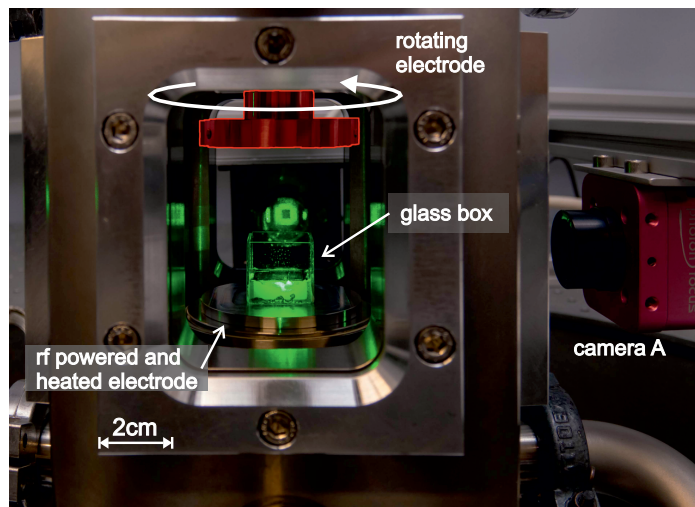


Abbildung 4.3 Blick in die Vakuummkammer des SDIH-Experiments. In der Glasküvette mit 2 cm Kantenlänge, die auf der unteren beheizbaren Elektrode platziert ist, werden Glas-Hohlpartikel mit 20 – 25 μm Durchmesser eingefangen. Die obere Elektrode (rot hervorgehoben) kann in Rotation versetzt werden, um einen vertikal verscherten, rotierenden Neutralgaswind zu erzeugen. Auf der Rückseite der Kammer und am rechten Bildrand befinden sich die Hochgeschwindigkeitskameras für die stereoskopische Holographie.

Zu diesem Zweck wurde das SDIH-Experiment mit einer rotierenden Elektrode im oberen Bereich der Vakuummkammer ausgestattet. Diese stört den diagnostischen Aufbau nicht, da die seitlichen Sichtachsen frei bleiben. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 4.3 dargestellt. Die obere Elektrode wird von einem Motor angetrieben, wobei die Rotationsgeschwindigkeit über dessen Betriebsspannung steuerbar ist und von einem optischen Messsystem erfasst wird. Auf der beheizten und getriebenen Elektrode im unteren Teil der Kammer ist zentral eine Küvette aus Glas mit 2 cm Seitenlänge platziert.

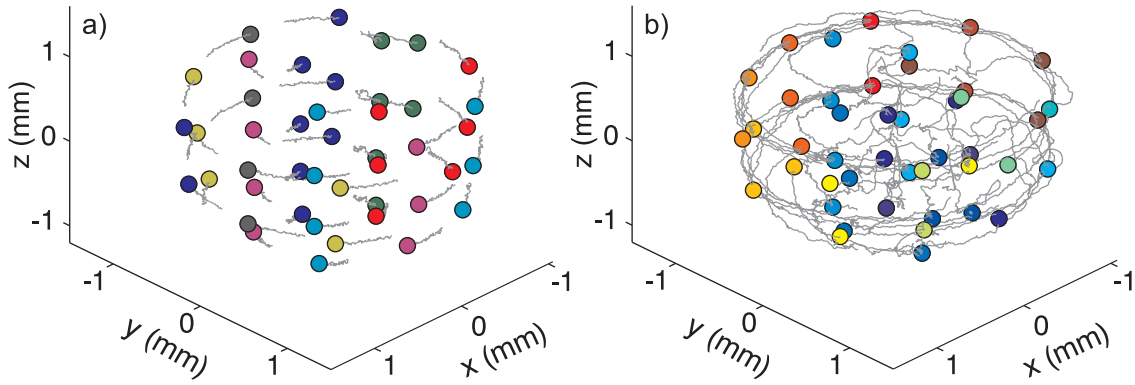


Abbildung 4.4 Trajektorien eines Clusters mit $N = 44$ Partikeln, der im SDIH-Experiment unter Verwendung einer rotierenden Elektrode in Rotation versetzt wurde. Die Partikelpositionen am Ende des jeweils dargestellten Zeitraumes sind je nach ihrer anfänglichen Kettenzugehörigkeit eingefärbt. (a) Langsame Rotation der Elektrode mit $f_{el} = 3.7$ Hz. (b) Schnelle Rotation der Elektrode mit $f_{el} = 28$ Hz. Neutralgasdruck, HF-Leistung und Elektrodentemperatur sind für beide Messungen identisch.

In der Glasküvette wurde ein Cluster aus $N = 44$ Partikeln eingefangen. Die HF-Leistung $P_{HF} = 4$ W, die Elektrodentemperatur $T_E = 39^\circ\text{C}$ und der Druck $p = 4.6$ Pa wurden dabei so gewählt, dass das Partikelsystem im Ruhezustand stabil ist und keine stärkeren Partikeloszillationen bzw. Instabilitäten auftreten. In mehreren Schritten wurde die Drehzahl der oberen Elektrode variiert und jeweils eine Sequenz von 1800 Hologrammpaaren aufgenommen. Dabei wurde die Bildrate entsprechend der Rotationsgeschwindigkeit des Systems zwischen 60 und 200 Bildern pro Sekunde angepasst. Dadurch ist sichergestellt, dass die Dynamik des Systems einerseits über einen ausreichend langen Zeitraum betrachtet werden kann und andererseits schnellere Partikelbewegungen bei hohen Geschwindigkeiten fein genug aufgelöst werden.

Für eine langsame Rotationsgeschwindigkeit der Elektrode mit $f_{el} = 3.7$ Hz sind die rekonstruierten Trajektorien in Abb. 4.4(a) über einen Zeitraum von ca. 1.7 Sekunden dargestellt. Der Cluster rotiert mit niedriger Geschwindigkeit im Drehsinn der rotierenden Elektrode. Die einzelnen Partikel weisen eine geringe thermische Bewegung um ihre jeweiligen Gleichgewichtspositionen auf. Anhand der Partikelpositionen, die dort zum Ende der gezeigten Sequenz als farbige Kreise dargestellt sind, ist die ausgeprägte Kettenstruktur des Clusters erkennbar. Je zwischen zwei und vier Partikel sind vertikal untereinander angeordnet. Die Partikel jeder Kette sind jeweils in der gleichen Farbe abgebildet. Die Partikel behalten ihre relativen Positionen innerhalb der Ketten über die gesamte Messung bei, so dass die Rotation des Clusters starr erscheint.

Die Trajektorien bei einer schnelleren Rotationsgeschwindigkeit der Elektrode mit $f_{el} = 28$ Hz zeigt Abb. 4.4(b). Hier ist ebenfalls ein Zeitraum von etwa 1.7 Sekunden abgebildet. Zusätzlich zu der zugrundeliegenden Rotation ist eine deutlich stärkere Bewegung der einzelnen Partikel innerhalb der Staubwolke zu erkennen. Der Cluster

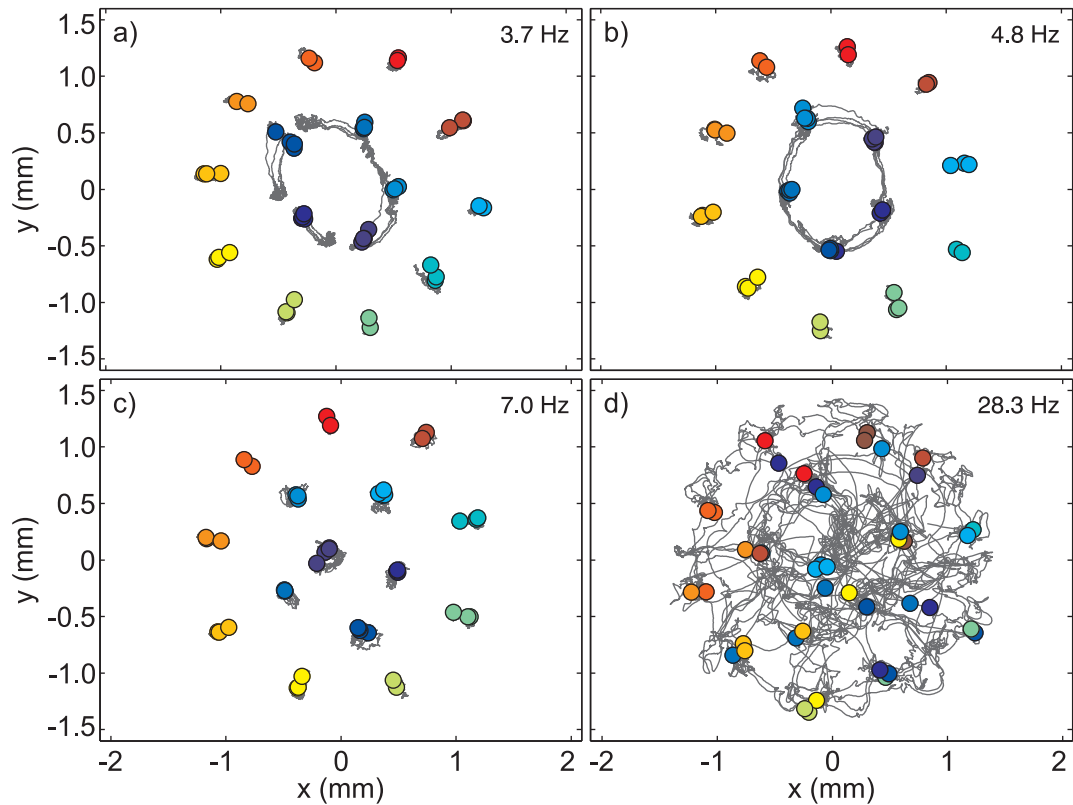


Abbildung 4.5 Trajektorien des $N = 44$ Clusters im korotierenden Bezugssystem der äußeren Partikel bei einer Rotationsfrequenz der oberen Elektrode von $f_{el} = 3.7$ Hz (a), $f_{el} = 4.8$ Hz (b), $f_{el} = 7.0$ Hz (c) und $f_{el} = 28$ Hz (d) in der Draufsicht.

rotiert nicht starr, sondern es sind zahlreiche Positionswechsel von Partikeln festzustellen, wodurch die feste Struktur aufgebrochen wird. Auch hier sind die Partikel nach ihrer anfänglichen Kettenzugehörigkeit eingefärbt. Es ist eine deutliche Durchmischung der Partikel zum Ende der dargestellten Sequenz zu erkennen.

Da die Kettenbildung auch bei höheren Rotationsgeschwindigkeiten der dominierende Faktor für die strukturelle Ordnung des Systems ist, ist für eine genauere Analyse der Struktur und des Rotationsverhaltens des Systems daher eine Betrachtung der Trajektorien in einem mitrotierenden Bezugssystem in der Draufsicht sinnvoll. Dabei wird im Folgenden die instantane Rotationsgeschwindigkeit über alle Partikel der äußeren Schale berechnet und als Referenz verwendet. Für vier unterschiedliche Drehgeschwindigkeiten der Elektrode sind die Trajektorien in Abb. 4.5 zu sehen. Auch hier sind die Partikelpositionen zum Ende der dargestellten Sequenz gezeigt und nach ihrer anfänglichen Kettenzugehörigkeit eingefärbt. Für die drei langsameren Rotationsgeschwindigkeiten der Elektrode (a-c) ist keine Veränderung der Struktur bzw. der Kettenpositionen der Partikel festzustellen. Insbesondere ist zu erkennen, dass die Partikelketten eine mit zweidimensionalen Clustern vergleichbare Schalenstruktur bilden. Sie sind in einer 0-5-10 bzw. 1-5-9 Konfiguration angeordnet. In allen drei Fällen ist nur eine geringe Bewegung der Partikel der äußeren Schale um ihre Gleichgewichtspo-

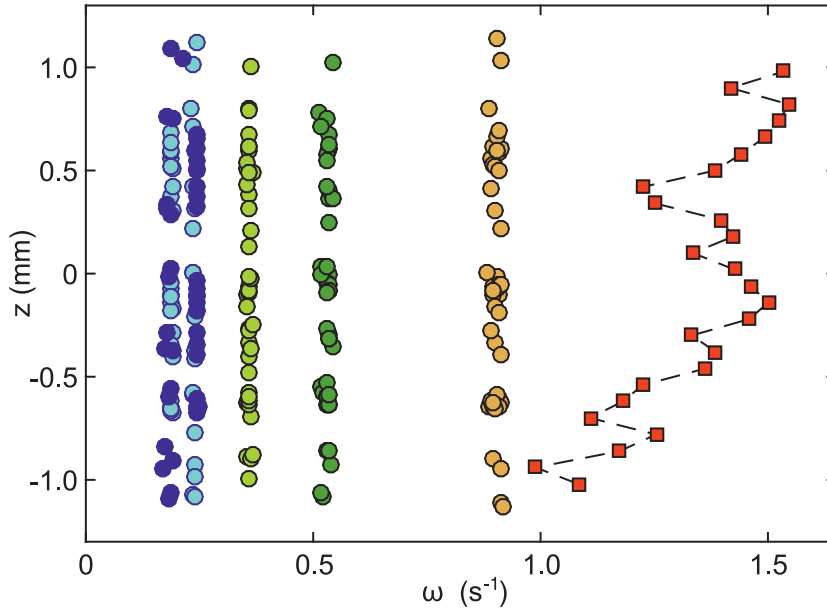


Abbildung 4.6 Mittlere Rotationsgeschwindigkeit der Partikel des $N = 44$ Clusters in Abhängigkeit ihrer mittleren Levitationshöhe (Kreise) bei einer Rotationsgeschwindigkeit von $f_{el} = 3.7$ Hz (hellblau), $f_{el} = 4.8$ Hz (dunkelblau), $f_{el} = 7.0$ Hz (hellgrün), $f_{el} = 9.2$ Hz (dunkelgrün) und $f_{el} = 16$ Hz (orange). Bei $f_{el} = 28$ Hz (rote Quadrate) ist keine feste Struktur des Clusters vorhanden, daher ist die Rotationsgeschwindigkeit höhenabhängig über alle Partikel mit ausreichend großem Abstand zur Rotationsachse gemittelt.

sitionen an den Trajektorien zu erkennen. Während dies bei $f_{el} = 7.0$ Hz (c) auch für die Partikel der inneren Ketten des Clusters zutrifft, ist bei den beiden langsameren Drehzahlen der Elektrode (a,b) eine relative Rotation der inneren Schale bezüglich der äußeren Partikel festzustellen. Dabei unterscheidet sich der relative Drehsinn der inneren Schale in seiner Richtung, gleichbedeutend mit einer schnelleren bzw. langsameren Rotation der inneren gegenüber der äußeren Partikel. Beim Antrieb mit $f_{el} = 28$ Hz (d) ist die starke Durchmischung des Systems klar zu erkennen. Dennoch ist die Ausrichtung der Partikel in vertikalen Ketten als prägende strukturelle Ordnung auffallend. Die Trajektorien erinnern dabei an das Schmelzverhalten zweidimensionaler Cluster (vgl. Abschn. 5.3). Der hohe Anteil radialer Bewegungen in den Trajektorien ist dabei überraschend. Dies zeigt, dass der differenzielle Antrieb in vertikaler Richtung nicht ausschließlich zu einem Abreißen der Ketten führt und auf diese Weise eine vertikal verscherte Rotation entsteht. Vielmehr bewirkt der Verlust der festen Struktur weitere Umordnungsprozesse, die in hohem Maße mit radialen Platzwechslern von Partikeln verbunden sind.

Der Einfluss des differenziellen Antriebs auf das vertikale Rotationsverhalten des Clusters wird im Höhenprofil der mittleren Rotationsgeschwindigkeit deutlich. Für den Fall einer Rotation unter vollständiger Beibehaltung der Kettenstruktur, wie sie bei langsamen Rotationsgeschwindigkeiten auftritt, weisen die Partikel in Zylinderkoordinaten während eines Umlaufs nur geringe Abweichungen von ihrer radialen und

vertikalen Position auf. Daher ist es dort ausreichend, für jedes einzelne Partikel die mittlere vertikale Position z und Rotationsgeschwindigkeit ω über die gesamte Messung zu bestimmen. Dieses Vorgehen ist nicht möglich, wenn die Rotation von strukturellen Veränderungen überlagert ist, wie es bei schnellerem Antrieb der Fall ist. Hier kann die mittlere Rotationsgeschwindigkeit schichtweise gemittelt werden. Dabei ist zu beachten, dass in jedem Zeitschritt ausschließlich Partikel berücksichtigt werden, die einen ausreichend großen Abstand zur Rotationsachse im Zentrum der Falle haben, um Artefakte in der Berechnung zu vermeiden. Für sechs Messungen der Serie ist diese Analyse des Rotationsverhaltens des Clusters in vertikaler Richtung in Abb. 4.6 dargestellt. Bei einer Drehzahl der Elektrode von $f_{el} = 3.7$ Hz (hellblau) und $f_{el} = 4.8$ Hz (dunkelblau) äußert sich die bereits zuvor festgestellte differenzielle Rotation der Schalen in der Doppelstruktur des Höhenprofils. Bei Elektrodendrehzahlen von $f_{el} = 7.0$ Hz (hellgrün), $f_{el} = 9.2$ Hz (dunkelgrün) und $f_{el} = 16$ Hz (orange) sind jeweils keine signifikanten Abweichungen von der mittleren Rotationsgeschwindigkeit zu erkennen. Hier ist eine vollständig starre Rotation des Clusters festzustellen. Bei einer hohen Elektrodendrehzahl von $f_{el} = 28$ Hz (rot) zeigte sich oben bereits, dass die Kettenstruktur der Partikel nicht mehr durchgehend erhalten bleibt. Im vertikalen Geschwindigkeitsprofil des Clusters zeigt sich, dass sich mit dem Verlust der Ordnung eine höhenabhängige Rotationsgeschwindigkeit einstellt, die von $\omega \approx 1.0 \text{ s}^{-1}$ im unteren bis $\omega \approx 1.5 \text{ s}^{-1}$ im oberen Bereich des Clusters reicht.

Aus den Untersuchungen gehen drei verschiedene Rotationsmodi hervor. Bei einer sehr hohen Antriebsgeschwindigkeit ist erwartungsgemäß eine vertikal verscherte Rotation der Staubwolke zu beobachten. Im Bereich mittlerer Geschwindigkeiten rotiert das System vollständig starr. Eine unerwartete Beobachtung ist die Interschalenrotation bei langsamen Rotationsgeschwindigkeiten, obwohl der Antrieb in horizontaler Richtung als homogen anzunehmen ist. Dabei sind die mittleren Rotationsgeschwindigkeiten der Schalen beider Messungen mit differenzieller Rotation in Abb. 4.6 trotz der unterschiedlichen Antriebsstärke nahezu identisch. Da die Ketten der inneren Schale mit je etwa 4 Partikeln länger sind als die Ketten der äußeren Schale mit je 2 bis 3 Partikeln, lässt sich hier jedoch leicht erkennen, dass im Falle der langsameren Elektrodendrehzahl (hellblau) die äußere Schale eine niedrigere Rotationsgeschwindigkeit im Vergleich zur inneren Schale aufweist. Bei der etwas schnelleren Elektrodendrehzahl (dunkelblau) rotiert die äußere Schale hingegen schneller als die innere. Trotz der geringeren Anzahl von Partikeln je Kette in der äußeren Schale ist die Gesamtzahl der Partikel dort größer. Folglich ist das Trägheitsmoment der äußeren Schale bezüglich der Rotationsachse des Clusters signifikant höher. Daraus wird ersichtlich, dass der mittlere Drehimpuls des Systems unabhängig von der unterschiedlichen Rotationsdynamik der Schalen bei einem stärkerem Antrieb größer ist.

In wiederholten Messreihen ist dieses Rotationsverhalten bei hohen Elektrodendrehzahlen gleichermaßen zu beobachten. Dabei zeigt sich, dass eine Variation des Neutralgasdrucks im Bereich von $p \approx 1 \dots 10$ Pa zwar einen signifikanten Einfluss auf die Struktur des Clusters hat, die sich in veränderten Besetzungszahlen der Ketten und vertikalen Interpartikelabständen äußert, der Übergang zwischen starrer und vertikal verschierter Rotation, die gleichzeitig mit ausgeprägten vertikalen und radialen

Partikelbewegungen einhergeht, geschieht jedoch stets abrupt bei einer kritischen Rotationsgeschwindigkeit, die wiederum leicht mit dem Neutralgasdruck ansteigt. Hierbei spielen neben Struktur, vertikaler Ausdehnung des Systems und Levitationshöhe des Clusters auch modifizierte Strömungsbedingungen des Neutralgases in der Glasküvette und die Ausprägung des „wake field“-Effekts eine Rolle. Insbesondere letzterer ist wahrscheinlich für die starken Partikelbewegungen abweichend von einer rein vertikal verscherten Rotation bei hohen Antriebsgeschwindigkeiten verantwortlich. Theorien und Simulationen zum „wake field“ zeigen eine lokal begrenzte Ausdehnung desselben unterhalb eines Staubpartikels in der vertikalen Ionenströmung der Plasmarandschicht [144, 145, 189–192]. Unterstützt werden diese Untersuchungen von zahlreichen experimentellen Beobachtungen [144, 179*, 193, 194]. Ferner zeigen Simulationen und Experimente übereinstimmend, dass ein Staubpartikel, welches sich unterhalb eines anderen Partikels in dessen „wake field“ befindet, eine signifikante Ladungsreduktion erfährt, die einige zehn Prozent betragen kann [147, 192, 195]. Infolgedessen ist davon auszugehen, dass das Abreißen der Partikelketten aufgrund ausreichend hoher Scherkräfte mit signifikanten Ladungsänderungen der Partikel und einer massiven Störung der lokalen Gleichgewichte einhergeht. Damit sind vor allem starke vertikale Beschleunigungen einzelner Partikel zu erwarten, die lokale Umordnungsprozesse einleiten, die zusätzlich durch das Anstoßen weiterer Partikel lawinenartig verstärkt werden.

Als zentrales Ergebnis dieser Untersuchungen lässt sich feststellen, dass die vertikale Anordnung der Partikel in Ketten bis zu einer kritischen Rotationsgeschwindigkeit Bestand hat. Oberhalb dieser Geschwindigkeit, die mit einem ausreichend starken vertikalen Gradienten in der antreibenden Kraft einhergeht, reißen die Ketten ab und das System befindet sich übergangslos in einem flüssigen Zustand. Dieser ist mit häufigen Umordnungsprozessen der Partikel verbunden, die auch zu hohem Anteil radiale Partikelbewegungen beinhalten. Die Kettenstruktur bleibt dennoch das dominierende und grundlegende Ordnungsprinzip des Systems. Unterhalb dieser kritischen Rotationsgeschwindigkeit bleibt die Kettenstruktur des Clusters vollständig erhalten. Der Cluster verhält sich in diesem Geschwindigkeitsregime weitgehend wie ein 2D-System mit einer typischen Schalenstruktur. Unerwartet ist dabei das Verhalten bei langsamen Rotationsgeschwindigkeiten. Insbesondere ist der Wechsel zwischen radial verschert und vollständig starrer Rotation bei mittleren Geschwindigkeiten ein interessanter Aspekt für weitere Untersuchungen.

4.4 Einfluss eines anisotropen Einfangpotentials auf rotierende Cluster

Eine denkbare Ursache für die im vorangegangenen Abschnitt beobachtete radial verscherte Rotation ist eine Anisotropie im Fallenpotential. Ein solchermaßen modifiziertes Potential ist im Experiment zu erwarten, wenn beispielsweise die Form der verwendeten Glasküvette in ihrer Grundfläche von exakt quadratischen Abmessungen abweicht. Dieser Hypothese soll in diesem und dem folgenden Abschn. 4.5 nachgegangen

werden. Die im SDIH-Experiment untersuchten Partikelsysteme zeichnen sich durch ihre charakteristische Kettenstruktur aus. In ihrer Struktur und Dynamik sind sie infolgedessen bei langsamen Rotationsgeschwindigkeiten mit 2D-Systemen vergleichbar. Um die Komplexität des Problems zu reduzieren, bietet es sich daher an, zunächst ein zweidimensionales System zu betrachten. Mit einem elliptischen Fallenpotential ist zudem eine Anisotropie gegeben, die eine minimale Abweichung von einem isotropen parabolischen Potential darstellt.

Mit diesen beiden Vereinfachungen sind elementare Simulationen von Staubsystemen unter wohldefinierten Bedingungen möglich. In diesen MD-Simulationen, deren Grundlagen in Abschn. 3.3 erläutert wurden, ist das Einfangpotential als

$$V(x, y) = \frac{m_d}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2)$$

mit den Fallenfrequenzen $\omega_{x,y}$ definiert. Für $\omega_y = \alpha \cdot \omega_x$ mit dem Anisotropiefaktor $\alpha \neq 1$ ergibt sich eine elliptische Falle. In dieser Arbeit wird ausschließlich $\alpha > 1$ verwendet, so dass die Richtung des stärkeren Fallenpotentials stets entlang der y -Achse orientiert ist. Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse aus diesen Simulationen erläutert, um ein grundlegendes Verständnis für die auftretenden Prozesse zu erlangen. Dazu wird zunächst ein Cluster unter ähnlichen Bedingungen wie in den vorherigen Experimenten untersucht, um das grundsätzliche Verhalten des Systems zu überprüfen. Anschließend wird die Rotation eines hochsymmetrischen Clusters mit der von weniger symmetrischen Partikelsystemen verglichen. Dabei liegt der Fokus zunächst auf der Einzelpartikeldynamik und darauf aufbauend auf dem kollektiven Verhalten der Schalen der Cluster. Ergebnisse experimenteller Untersuchungen werden im anschließenden Abschnitt 4.5 vorgestellt. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Simulationen und Experimente wurden in Ref. [196*] publiziert.

In einem ersten Schritt wird die Rotation eines Systems mit $N = 10$ Partikeln untersucht. Hierzu wurden die Simulationsparameter so gewählt, dass die Bedingungen möglichst nah an denen des Experiments liegen. Mit $\alpha = 1.03$ und einer Fallenfrequenz $\omega_x = 2\pi \cdot 1.3 \text{ s}^{-1}$ ist eine schwache Anisotropie des Einfangpotentials für die Partikel gegeben, die keine signifikanten Auswirkungen auf die Grundstruktur des Systems hat. Der gewählte Reibungsparameter korrespondiert mit einem relativ niedrigen Neutralgasdruck $p = 1 \text{ Pa}$, so dass die individuelle Partikeldynamik nur schwach gedämpft ist. Die kinetische Temperatur des Systems ist mit $T = 0.8 \text{ eV}$ verhältnismäßig hoch gewählt, um stochastischen Einflüssen im Experiment Rechnung zu tragen. Sie ist jedoch niedrig genug, eine strukturelle Stabilität des Clusters zu gewährleisten.

Der Cluster besteht im Grundzustand aus zwei inneren Partikeln und einer Schale aus acht weiteren Partikeln. Aufgrund dieser Struktur besitzt der Cluster eine innere Anisotropie, die zur Folge hat, dass sich die Partikel in einer elliptischen Falle bevorzugt so ausrichten, dass die inneren beiden Partikel in Richtung des schwächeren Einschlusses, d. h. in x -Richtung orientiert sind. Abbildung 4.7 zeigt den zeitlichen Verlauf der Winkelkoordinate Θ aller Partikel abzüglich ihrer jeweils anfänglichen tangentialen Positionen Θ_0 bei einer simulierten Rotationsgeschwindigkeit $\omega_N = 1.8 \text{ s}^{-1}$ des

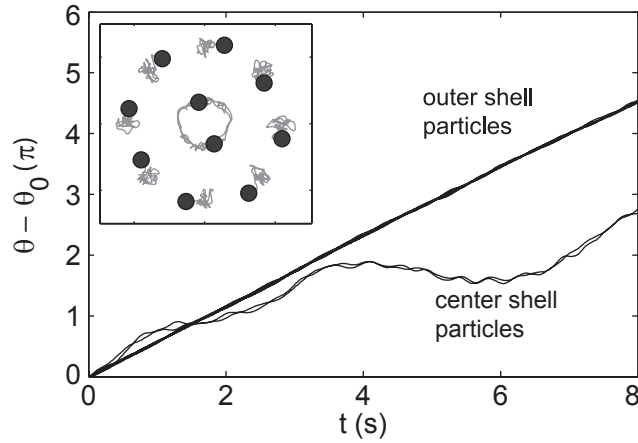


Abbildung 4.7 Relative Winkelkoordinaten $\Theta - \Theta_0$ der zehn Partikel eines Staubclusters in 2-8 Konfiguration in einem Simulationsdurchlauf mit einem Anisotropiefaktor $\alpha = 1.03$ bei einer kinetischen Temperatur $T = 0.8 \text{ eV}$ und einer simulierten Rotationsgeschwindigkeit des Neutralgases von $\omega_N = 1.8 \text{ s}^{-1}$. Die eingebetteten Trajektorien der Partikel sind im mitrotierenden Bezugssystem des Treibers dargestellt.

Neutralgases. Für die Partikel der äußeren Schale ist ein weitgehend linearer Verlauf entsprechend einer konstanten Winkelgeschwindigkeit zu erkennen. Dahingegen weisen die beiden inneren Partikel eine starke Modulation der tangentialen Position auf. Hierbei ist eine Stufenbildung auszumachen, die je einer halben Rotation der Partikel entspricht. Ferner ist in der Phase $t = 4 \dots 6 \text{ s}$ sogar eine leicht rückläufige Rotation zu erkennen. Offensichtlich ist die präferierte Ausrichtung der inneren Partikel auch während der Rotation ein dominanter Faktor, der die Rotation der Partikel effektiv abbremst. Die zusätzlich gezeigten Trajektorien der Partikel sind im mitrotierenden Bezugssystem dargestellt, wobei ω_N als Referenz gewählt ist. Hier wird deutlich, dass die Partikel der äußeren Schale ebenfalls nicht exakt mit der Antriebsgeschwindigkeit, sondern etwas langsamer rotieren. Sie werden aufgrund von Korrelationseffekten in Form einer Reibung der äußeren Schale an den stark gebremsten inneren Partikeln offenbar in ihrer Rotation verlangsamt.

Die Simulation dieses Partikelsystems dient als Beleg dafür, dass bereits geringe Anisotropien im Fallenpotential maßgeblichen Einfluss auf die Rotationsdynamik des Systems haben können. Sie sind daher als eine naheliegende Ursache für die in den Experimenten mit Küvette beobachtete differentielle Rotation der Cluster anzunehmen.

Um der Frage nachzugehen, ob eine derart starke innere Anisotropie wie die des 2-8 Clusters notwendig ist, um signifikante Einflüsse des Einschlusspotentials auf die Rotationsdynamik feststellen zu können, werden im Folgenden Cluster betrachtet, die aus einem Zentralpartikel und zunächst zwei und im weiteren Verlauf mehreren konzentrischen Schalen bestehen. Diese Systeme weichen in ihrer Struktur deutlich

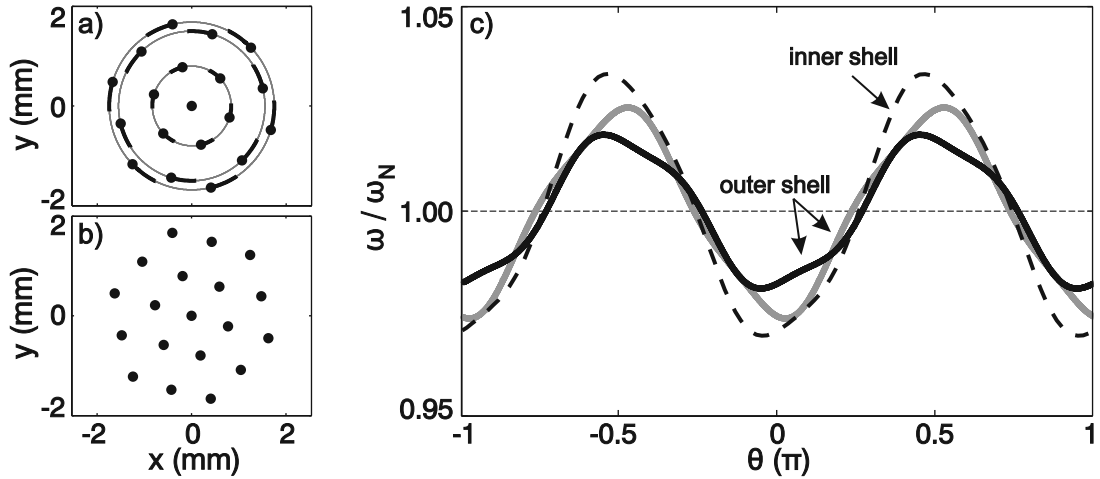


Abbildung 4.8 Rotation eines 1-6-12 Clusters in der Simulation. Trajektorien der Partikel über 6 Sekunden (fett: 1/2 Sekunde) im Laborsystem (a) und im mitrotierenden Bezugssystem des Treibers (b) bei $\omega_N = 0.7 \text{ s}^{-1}$. Die winkelaufgelöste relative Rotationsgeschwindigkeit ω/ω_N (c) ist identisch für alle Partikel der inneren Schale (gestrichelt). Die Partikel der äußeren Schale können abwechselnd in zwei Gruppen (schwarz und grau) eingeteilt werden mit jeweils identischem Verhalten. Abbildung nach Ref. [196*].

weniger von einer idealen Rotationssymmetrie ab als der zuvor untersuchte Cluster. Sofern nicht anders angegeben ist dabei eine kinetische Temperatur $T = 0 \text{ eV}$ gesetzt. Der Anisotropieparameter ist weiterhin niedrig mit $\alpha = 1.03$ gewählt. Zu Beginn liegt der Fokus der Analysen auf der Einzelpartikeldynamik.

Zunächst wird die 1-6-12 Konfiguration betrachtet, die sich durch einen hohen Symmetriegrad auszeichnet. Diese Konfiguration ist für ihre hohe Stabilität gegenüber einer Interschalenrotation bekannt [39, 185]. Die simulierten Trajektorien des Systems sind in Abb. 4.8(a) dargestellt. Es ist eine Rotation der Partikel um das Fallenzentrum auf leicht elliptischen Bahnen zu erkennen, deren Elliptizitäten beinahe exakt der des Fallpotentials entsprechen. Im mitrotierenden Bezugssystem (b) ist keine nennenswerte Relativbewegung der Partikel untereinander zu erkennen, was auf eine starre Rotation hinweist. Eine genauere Betrachtung der Partikelbewegung erfolgt anhand der winkelaufgelösten relativen Rotationsgeschwindigkeit ω/ω_N in Abb. 4.8(c). Für eine starre Rotation in einem rotationssymmetrischen Fallpotential wäre hier ein konstanter Wert $\omega/\omega_N = 1$ abzulesen. Es fällt zunächst auf, dass die Rotationsgeschwindigkeit eine zweifache Modulation während eines Umlaufs aufweist. Ferner sind 3 Gruppen von Partikeln unterscheidbar. Das sind alle Partikel der inneren Schale (gestrichelt) sowie abwechselnd jedes zweite Partikel der äußeren Schale (schwarz und grau), die sich jeweils auf identischen Trajektorien bewegen. Die Variation der Rotationsgeschwindigkeit liegt mit etwa $\pm 3\%$ im Bereich der Anisotropie der Falle. Aufgrund der leichten Abweichungen der Trajektorien untereinander wird deutlich, dass die Rotation des Clusters nicht vollständig starr stattfindet, sondern eine leichte Deformation des Systems während des Umlaufs erfolgt.

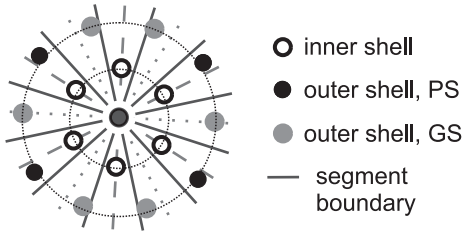


Abbildung 4.9 Segmenteinteilung für die äußeren Partikel eines zweischaligen Clusters. Anhand der n_{inner} Partikel der inneren Schale (offene Kreise) werden $2 \cdot n_{\text{inner}}$ Segmente eingeteilt. Diese enthalten abwechselnd ein inneres Partikel bzw. keines. Entsprechend werden diese als Partikelsegmente (*PS*) und Lückensegmente („gap segment“ *GS*) bezeichnet. Zu jedem Zeitpunkt lassen sich somit die Partikel der äußeren Schale einem *PS* (schwarz) oder *GS* (grau) zuordnen. Abbildung nach Ref. [196*].

Für die Partikel der äußeren Schale ist es in Bezug auf die resultierende Dynamik offenbar bedeutend, ob ihre tangentielle Position in radialer Verlängerung eines Partikels oder zwischen zwei Partikeln der inneren Schale liegt. Daher ist es naheliegend, die äußeren Partikel bezüglich ihrer relativen Position gegenüber der inneren Schale zu klassifizieren. Dazu werden die inneren Partikel wie in Abb. 4.9 skizziert für eine Einteilung in Segmente verwendet. Für n_{inner} innere Partikel ergeben sich so $2 \cdot n_{\text{inner}}$ Segmente, von denen nur jedes zweite ein inneres Partikel enthält. Dementsprechend werden diese Segmente im Folgenden als Partikelsegmente (*PS*) und Lücken- bzw. „gap“-Segmente (*GS*) bezeichnet. Die äußeren Partikel können somit zu jedem Zeitpunkt jeweils einem *PS* oder *GS* zugeordnet werden. Partikel in einem *GS* können dabei aufgrund der lokalen Ordnung tendenziell näher an das Zentrum rücken und somit eine im Fallenpotential energetisch günstigere Position einnehmen. Im Gegensatz dazu wird ein Partikel in einem *PS* eine radial weiter außen und im Potential energetisch höher liegende Position innehaben. Diese Segmenteinteilung ist ein stark vereinfachtes Maß für die innere und lokale Ordnung sowie die Symmetrie des Systems. Sie erlaubt im Folgenden einfache Aussagen über die Korrelationseffekte zwischen den Schalen. Im Falle der 1-6-12 Konfiguration befinden sich genau $n_{\text{outer}} = 2 \cdot n_{\text{inner}}$ Partikel in der äußeren Schale. Folglich sind alle Segmente mit genau einem Partikel besetzt. Solche Konfigurationen sind besonders symmetrisch und werden als *kommensurabel* bezeichnet. Ist $n_{\text{outer}} < 2 \cdot n_{\text{inner}}$, muss zu jeder Zeit zumindest ein Segment unbesetzt sein. Entsprechend ist immer mindestens ein Segment mehrfach besetzt, wenn $n_{\text{outer}} > 2 \cdot n_{\text{inner}}$ ist. Diese Cluster haben ein *inkommensurables* Besetzungsverhältnis. Aus energetischer Sicht ist zu erwarten, dass eine Unterbesetzung tendenziell auf ein *PS* fallen wird und eine Überbesetzung in einem *GS* wahrscheinlicher ist.

Mit den Erkenntnissen aus der Rotation des kommensurablen Clusters können nun Systeme untersucht werden, die infolge einer inkommensurablen Konfiguration einen niedrigeren Symmetriegrad besitzen. Die Trajektorien eines Clusters mit $N = 17$ Partikeln in einer 1-6-10 Konfiguration bei ansonsten identischen Simulationsbedingungen sind in Abb. 4.10(a) dargestellt. Alle Partikel rotieren im Uhrzeigersinn, so dass hier zunächst keine essentiellen Unterschiede zu der Rotation des 1-6-12 Clusters zu erkennen sind. Im mitrotierenden Bezugssystem des Treibers (b) sind jedoch deutliche Abweichungen von einer starren Rotation festzustellen. Offensichtlich rotieren die Schalen

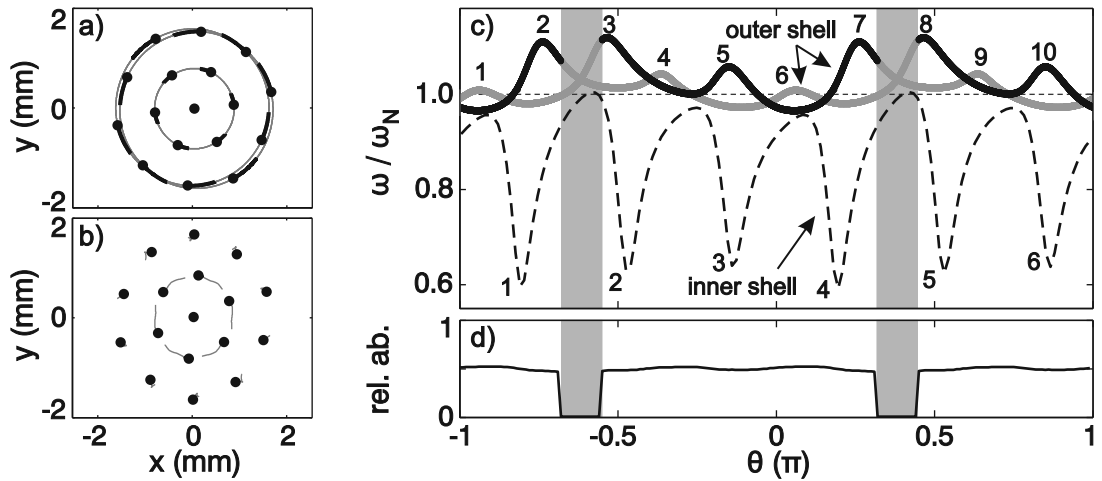


Abbildung 4.10 Rotation eines 1-6-10 Clusters in der Simulation. Trajektorien der Partikel über 6 Sekunden (fett: 1/2 Sekunde) im Laborsystem (a) und im mitrotierenden Bezugssystem des Treibers (b) bei $\omega_N = 0.7 \text{ s}^{-1}$. (c) Winkelaufgelöste relative Rotationsgeschwindigkeit der Partikel der inneren Schale (gestrichelt) sowie der äußeren Schale. Die Partikel der äußeren Schale wechseln während der Rotation von Partikelsegmenten (schwarz) in Lückensegmente (grau) und umgekehrt. Grau unterlegt ist der Winkelbereich gekennzeichnet, in dem die äußeren Partikel nie in einem *PS* zu finden sind. Dort fällt die Besetzungswahrscheinlichkeit der *PS* (d) entsprechend auf null ab. Abbildung nach Ref. [196*].

mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, so dass eine Interschalenrotation stattfindet. Die geringe Anisotropie des Potentials hat demnach einen substanziellen Einfluss auf die globale Dynamik des Systems. Eine Analyse der winkelaufgelösten relativen Rotationsgeschwindigkeit in Abb. 4.10(c) zeigt, dass auch das Einzelpartikelverhalten stark beeinflusst wird. Die sechs inneren Partikel folgen in ihrem Umlauf um das Fallenzentrum abermals identischen Trajektorien. Die Modulation der Rotationsgeschwindigkeit ist dabei jedoch mit knapp 40% deutlich ausgeprägter und weist je sechs Maxima und Minima auf. Hieraus lässt sich erkennen, dass die mittlere Rotationsgeschwindigkeit der inneren Schale auch zeitlich stark moduliert ist. Des Weiteren ist offensichtlich, dass die Dynamik der inneren Schale massiv von den Partikeln der äußeren Schale beeinflusst wird, da die Anzahl der Partikel der inneren Schale identisch ist zu der 1-6-12 Konfiguration.

Für die äußeren Partikel ist die beobachtete Dynamik deutlich komplizierter. Die ungleichmäßige Modulation von ω/ω_N ist hier 10-zählig und schwächer als für die inneren Partikel, im Vergleich zum kommensurablen 1-6-12 Cluster jedoch ebenfalls stärker ausgeprägt. Das Bewegungsmuster wiederholt sich nach zwei kompletten Umdrehungen, was leicht zu erkennen ist, wenn man dem Verlauf der Kurve beim ersten der durchnummerierten Maxima beginnend folgt. Im ersten Umlauf werden die ungeraden Maxima durchlaufen, gefolgt von den geraden Maxima in der zweiten Umdrehung. Es fällt dabei auf, dass die äußeren Partikel während des Umlaufs zweimal zwischen

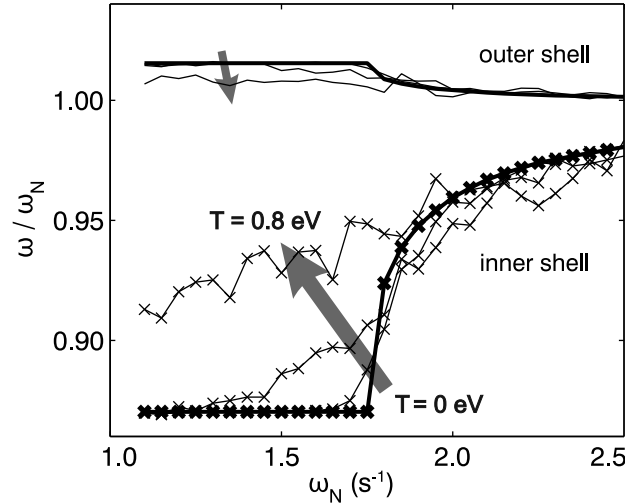


Abbildung 4.11 Mittlere Rotationsgeschwindigkeiten der Schalen eines Clusters in einer 1-7-12 Konfiguration im Verhältnis zur Treibergeschwindigkeit ω_N bei kinetischen Temperaturen $T = 0 \dots 0.8 \text{ eV}$. Abbildung nach Ref. [196*].

Partikel- (schwarz) und Lückensegmenten (grau) wechseln. Dadurch entstehen zwei symmetrisch angeordnete Winkelbereiche (grau unterlegt), in denen sich die Partikel immer in einem GS befinden. In Abb. 4.10(d) ist die relative Häufigkeit von Partikeln in einem PS aufgetragen, die in diesen Bereichen entsprechend gleich null ist. Diese Regionen befinden sich in der Nähe der y -Achse ($\pm\pi/2$) und somit im Bereich des stärkeren Einschlusspotentials. Für eine starre Rotation wäre hier ein konstanter Wert zu erwarten, der dem Verhältnis aus besetzten PS und der Gesamtzahl der Partikel in der äußeren Schale entspricht.

Aus dem direkten Vergleich zwischen kommensurabler und inkommensurabler Partikelkonfiguration wird klar, dass ein schwach anisotropes Fallenpotential durchaus einen geringen Einfluss auf die Dynamik des Systems haben kann. Die Kombination aus Anisotropie der Falle und inkommensurablem Besetzungsverhältnis bewirkt darüber hinaus eine signifikant modifizierte Rotationsdynamik.

Für die Untersuchung des Rotationsverhaltens verschiedener Partikelkonfigurationen, wurden zahlreiche Systeme mit einem zentralen Partikel und zwei konzentrischen Schalen simuliert. Um dabei ein allgemeineres Verständnis für die Korrelationseffekte in den Systemen zu erlangen, welches über die komplexe Einzelpartikeldynamik hinausgeht, ist die Bestimmung der mittleren Rotationsgeschwindigkeit der einzelnen Schalen des Clusters hilfreich. Daraus lässt sich im Folgenden beantworten, wie die mittlere Rotation von der Antriebsgeschwindigkeit abhängt und welchen Einfluss die kinetische Temperatur T auf die Rotation hat.

Abbildung 4.11 zeigt die relative Rotationsgeschwindigkeit ω/ω_N der beiden Schalen eines Staubclusters in einer 1-7-12 Konfiguration für variierte Antriebsgeschwindigkeiten ω_N . Hier ist ω über alle Partikel der jeweiligen Schale und je eine ganze Umdrehung gemittelt. Bei einer simulierten Temperatur von $T = 0 \text{ eV}$ (fette Linie) ist bei langsa-

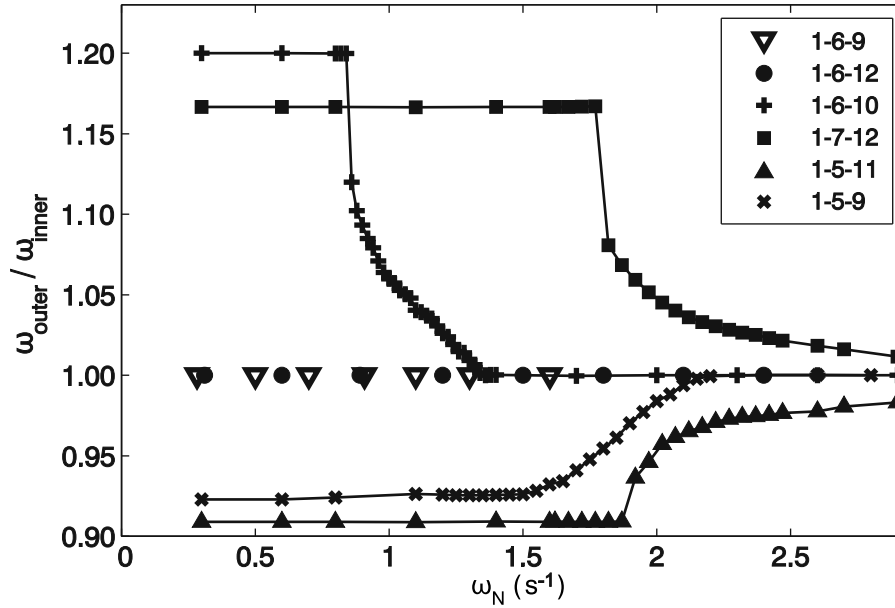


Abbildung 4.12 Verhältnisse der mittleren Rotationsgeschwindigkeiten der äußeren und inneren Schalen verschiedener Partikelkonfigurationen in Abhängigkeit der Antriebsgeschwindigkeit ω_N . Abbildung nach Ref. [196*].

men Antriebsgeschwindigkeiten $\omega_N \lesssim 1.8 \text{ s}^{-1}$ ein konstantes Verhältnis ω/ω_N für beide Schalen zu erkennen. Die Schalen rotieren mit deutlich unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Diese Konfiguration zeigt folglich ebenfalls eine differenzielle Rotation. Während die innere Schale etwa 13% langsamer als der Antrieb rotiert, ist die äußere Schale sogar etwas schneller. Dies deckt sich mit den Beobachtungen zur Einzelpartikeldynamik, bei der sich die mittleren Geschwindigkeiten ebenfalls signifikant unterscheiden. Oberhalb einer kritischen Rotationsgeschwindigkeit des Antriebs von $\omega_N \approx 1.8 \text{ s}^{-1}$ nähern sich beide relativen Geschwindigkeiten der Antriebsgeschwindigkeit an. Mit steigender Temperatur des Systems (dünne Linien) ist keine ausgeprägte kritische Temperatur zu erkennen. Die differenzielle Rotation bleibt jedoch auch bei Temperaturen erhalten, die für experimentell realisierte Staubcluster als sehr hoch angesehen werden können. Somit ist der Effekt der differenziellen Schalenrotation grundsätzlich auch für Partikelsysteme ohne starke innere Anisotropie im Experiment zu erwarten. Die folgenden Untersuchungen beschränken sich auf $T = 0 \text{ eV}$, um die fundamentalen Korrelationseffekte zwischen den Schalen zu analysieren.

Für einen direkten Vergleich des Rotationsverhaltens unterschiedlicher Konfigurationen bietet es sich an, das Geschwindigkeitsverhältnis $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}}$ von äußerer und innerer Schale zu bestimmen. Im Falle einer starren bzw. quasi-starren Rotation ist $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}} = 1$. Wird eine differenzielle Rotation der Schalen beobachtet, so ist $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}} \geq 1$. In Abb. 4.12 ist das Geschwindigkeitsverhältnis für sechs unterschiedliche Konfigurationen aufgetragen. Diese können offenbar in 3 Gruppen eingeteilt werden. Zu der ersten Gruppe zählen die 1-6-12 sowie die 1-6-9 Konfiguration, für die durchgehend eine starre Rotation festzustellen ist. Diese Cluster sind kommensurabel

bzw. haben einen hohen Symmetriegrad. Bei der 1-6-9 Konfiguration ist während eines Umlaufs eine deutlich erhöhte elastische Deformation festzustellen. Die mittlere Rotationsgeschwindigkeit der kommensurablen Cluster weicht dabei nicht nennenswert von der Treibergeschwindigkeit ω_N ab. Zu der zweiten und dritten Gruppe zählen Konfigurationen, die differenziell rotieren. Dies sind die 1-6-10 und 1-7-12 Konfiguration, für die $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}} > 1$ ist, d. h. die äußere Schale rotiert schneller als die innere. Umgekehrt verhält es sich bei den 1-5-11 und 1-5-9 Konfigurationen. Für alle diese Cluster gibt es bei einem langsamen Antrieb ein wohldefiniertes Verhältnis der Geschwindigkeiten sowie eine charakteristische kritische Geschwindigkeit, ab der sich die Geschwindigkeiten angleichen, d. h. die differenzielle in eine starre Rotation übergeht. Diese kritische Frequenz ist unterschiedlich für alle Cluster und hängt folglich entscheidend von der Partikelkonfiguration ab.

Aus den Geschwindigkeitsverhältnissen der Schalen kann nun eine Systematik für das Rotationsverhalten der unterschiedlichen Konfigurationen abgeleitet werden. Für die 1-6-10 Konfiguration kann aus Abb. 4.12 ein Verhältnis von $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}} = 1.2$ abgelesen werden. Demgemäß rotiert die äußere Schale 20% schneller als die innere, so dass während des Umlauf von sechs inneren Partikeln zwölf äußere Partikel eine beliebige tangentielle Position passieren. Im Mittel rotiert der Cluster folglich wie ein kommensurabler 1-6-12 Cluster. GleichermäÙe entspricht die 1-7-12 Konfiguration mit $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}} \approx 1.17$ effektiv einer 1-7-14 Konfiguration. Dieses Schema ist auch für Cluster anwendbar, bei denen $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}} < 1$ ist. Bei der 1-5-11 Konfiguration ist $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}} \approx 0.91$, was einer effektiven 1-5-10 Konfiguration entspricht. Folglich führt die differenzielle Rotation der Cluster auf Quasi-Konfigurationen, die einen höheren Symmetriegrad besitzen. Obwohl diese Regel für die meisten Systeme auf eine kommensurable Konfiguration führt, gibt es wenige Ausnahmen, die von diesem Verhalten abzuweichen scheinen. Erwartungsgemäß müsste der 1-5-9 Cluster rotieren wie eine 1-5-10 Konfiguration, was auf $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}} \approx 1.11$ führen würde. Tatsächlich wird in der Simulation jedoch eine differenzielle Rotation mit $\omega_{\text{outer}}/\omega_{\text{inner}} \approx 0.92$ beobachtet. Dieses unerwartete Geschwindigkeitsverhältnis kann durch einen abweichenden Rotationsmodus erklärt werden, bei dem die Position des unbesetzten Segmentes anders als bei einer regulären Rotation nicht ortsfest ist [196*]. GleichermäÙen ist für alle differenziellen Rotationen eine signifikante Reduktion der Besetzungswahrscheinlichkeit von Partikelsegmenten im Bereich des stärkeren Fallenpotentials festzustellen.

Anknüpfend an die obigen Ergebnisse, stellt sich die Frage, ob die differenzielle Rotation auch in größeren Systemen beobachtet werden kann und ob das erkannte Symmetrisierungsprinzip dort ebenfalls anwendbar ist. Um dem nachzugehen, wurden systematisch Cluster mit höheren Partikelzahlen bei identischen Parametern simuliert. In Tab. 4.1 sind die relativen Rotationsgeschwindigkeiten für eine Auswahl von Clustern mit drei bis fünf Schalen um ein zentrales Partikel aufgeführt. Die Antriebsgeschwindigkeit ist hier mit $\omega_N = 0.5 \text{ s}^{-1}$ für alle Konfigurationen ausreichend niedrig gewählt, um unterhalb der jeweiligen kritischen Geschwindigkeit zu bleiben. Die Schalen sind hier von außen nach innen nummeriert. Aus den angegebenen relativen Rotationsgeschwindigkeiten ω_i/ω_N lässt sich für jede Konfiguration eine äquivalente Quasi-Konfiguration bestimmen. In dieser erscheint das System während eines Um-

Konfiguration	ω_5/ω_N	ω_4/ω_N	ω_3/ω_N	ω_2/ω_N	ω_1/ω_N	äquivalent zu
1-6-12-16			0.91	0.91	1.02	1-6-12-18
1-6-12-17			0.95	0.95	1.01	1-6-12-18
1-6-12-18			1.00	1.00	1.00	1-6-12-18
1-7-12-18			0.86	1.00	1.00	1-6-12-18
1-7-13-15			1.02	1.10	0.95	1-6-12-12
1-7-13-16			1.12	1.01	0.98	1-6-10-12
1-7-13-17			0.91	0.98	1.00	1-6-12-18
1-7-13-17-20		1.06	0.96	1.02	0.99	1-6-10-14-16
(*)		0.94	1.00	1.02	0.98	1-6-12-16-18
1-7-13-18-21		0.86	0.92	0.99	1.00	1-6-12-18-21
1-7-13-18-23-24	0.84	0.90	0.97	1.02	0.97	1-6-12-18-24-24

Tabelle 4.1 Mittlere Rotationsgeschwindigkeiten ω_i der Schale i relativ zur Rotationsgeschwindigkeit ω_N des Antriebs für rotierende Cluster in der Simulation mit einem elliptischen Fallenpotential bei einem Anisotropiefaktor $\alpha = 1.03$ und einer Antriebsgeschwindigkeit $\omega_N = 0.5 \text{ s}^{-1}$ (* $\omega_N = 0.7 \text{ s}^{-1}$). Die Schalen sind von außen nach innen nummeriert.

laufs betrachtet zu rotieren. So rotiert die äußere Schale der 1-6-12-16 Konfiguration mit $\omega_1/\omega_N = 1.02$ etwas schneller als der Antrieb. Die beiden inneren Schalen mit $\omega_{2,3} = 0.91$ hingegen sind deutlich langsamer. Relativ betrachtet rotiert die äußere Schale demnach um einen Faktor $\omega_1/\omega_{2,3} = 1.02/0.91 \approx 1.12$ schneller als die beiden inneren. Im Mittel passieren folglich $16 \cdot 1.12 \approx 18$ Partikel der äußeren Schale eine tangentielle Position, die im selben Zeitraum von 6 bzw. 12 Partikeln der beiden inneren Schalen durchlaufen werden. Effektiv rotiert die 1-6-12-16 wie eine 1-6-12-18 Konfiguration. Gleiches gilt entsprechend für die 1-6-12-17, 1-7-12-18 und 1-7-13-17 Konfigurationen. Ferner rotiert die 1-6-12-18 Konfiguration im Mittel starr. Offensichtlich ist diese Konfiguration sowohl stabil gegenüber einer differentiellen Rotation als auch eine vorteilhafte Quasi-Konfiguration für viele Cluster. Für Systeme mit drei und mehr Schalen ist im Gegensatz zu Clustern mit nur zwei Schalen kein Besetzungsverhältnis mit perfekter Kommensurabilität möglich. Die 1-6-12-18 Konfiguration besteht jedoch aus einem kommensurablen 1-6-12 Kern mit einer weiteren Schale, die ein Besetzungsverhältnis von 1.5 zu der weiter innen liegenden Schale aufweist. Dadurch ist diese Konfiguration die Realisierung eines Clusters mit drei Schalen mit der höchstmöglichen Symmetrie.

Abweichend von diesem Prinzip rotieren die 1-7-13-15 und 1-7-13-16 Konfigurationen. Erstgenannte rotiert äquivalent zu einer 1-6-12-12 Konfiguration. Dieser Rotationsmodus wird durch geringere Geschwindigkeitsanpassungen der Schalen untereinander erreicht und resultiert in einer ebenfalls hochsymmetrischen Quasi-Konfiguration. Bei der zweiten Konfiguration hingegen stellen sich die Geschwindigkeiten so ein, dass

sich eine 1-6-10-12 Quasi-Konfiguration ergibt. Hier ist es dem System offenbar nicht möglich, sich auf eine differenzielle Rotation einzustellen, die auf eine noch höhere Symmetrie führt. Dennoch sind die effektiven Besetzungszahlen ganzzahlig und symmetrischer als die Ausgangskonfiguration.

Eine Besonderheit stellt der 1-7-13-17-20 Cluster dar. Für diese Konfiguration können abhängig von der Antriebsgeschwindigkeit verschiedene Rotationsmodi beobachtet werden, die auf unterschiedliche Quasi-Konfigurationen führen. Bei $\omega_N = 0.5 \text{ s}^{-1}$ stellt sich eine 1-6-10-14-16 Konfiguration ein, während sich bei $\omega_N = 0.7 \text{ s}^{-1}$ eine 1-6-12-16-18 Konfiguration ergibt. Solche geschwindigkeitsabhängigen Rotationsmodi sind für die meisten mehrschaligen Systeme zu beobachten. In fast allen Fällen adaptieren die Schalen ihre mittleren Geschwindigkeiten jedoch nach ähnlichen Mustern und gehen für hohe Geschwindigkeiten in eine starre Rotation über.

Insbesondere beim 1-7-13-18-23-24 Cluster mit fünf Schalen stellt sich eine komplexe Kombination von Rotationsgeschwindigkeiten ein, die schließlich auf eine effektive Quasi-Struktur mit ganzzahligen Besetzungszahlen und hoher Symmetrie führt. Offenbar ist eine solchermaßen symmetrisierte Rotation des Systems energetisch vorteilhafter als eine starre Rotation. Sowohl bei kleineren als auch bei größeren Clustern ist die Anpassung der Rotationsgeschwindigkeit gegenüber dem Antrieb für weiter innen liegende Schalen tendenziell stärker als für weiter außen liegende Schalen. Dieses Prinzip ist leicht nachvollziehbar unter Betrachtung des mittleren Trägheitsmoments $I = m_d \sum r_i^2$ einer Schale i mit der mittleren radialen Partikelposition r_i . Für weiter außen liegende Schalen wächst nicht nur der Abstand der Partikel zum Rotationszentrum, sondern auch die Partikelanzahl in der Schale und somit auch das Trägheitsmoment. Folglich wird eine starke Veränderung der Rotationsgeschwindigkeit einer innen liegenden Schale bereits durch eine leichte Geschwindigkeitsanpassung einer äußeren Schale kompensiert und dabei die mittlere Rotationsenergie $E_{\text{rot}} = 1/2 I \omega^2$ des Systems nicht maßgeblich durch die differenzielle Rotation beeinflusst.

4.5 Experimentelle Untersuchung rotierender Cluster in einem anisotropen Fallenpotential

In den Simulationen kann eine differenzielle Rotation zweidimensionaler Cluster in einem elliptischen Fallenpotential festgestellt werden. Diese tritt bereits bei geringen Abweichungen von einer rotationssymmetrischen Falle auf und ist auch bei kinetischen Temperaturen zu beobachten, die für typische Staubcluster sehr hoch sind. Es ist daher davon auszugehen, dass die differenzielle Rotation auch unter experimentellen Bedingungen untersucht werden kann.

Um die Simulationen im Experiment nachzustellen und zweidimensionale Staubcluster kontrolliert einer Rotation in einem elliptischen Einfangpotential auszusetzen, wurden Messungen in der Plasmakammer des SuLeiMan-Experiments (**S**upraleitender **M**agnet) des SFB-TR24 Teilprojekts A2 durchgeführt. Dieser Aufbau wurde bereits für die Untersuchung rotierender Cluster zur Pseudo-Magnetisierung staubiger Plas-

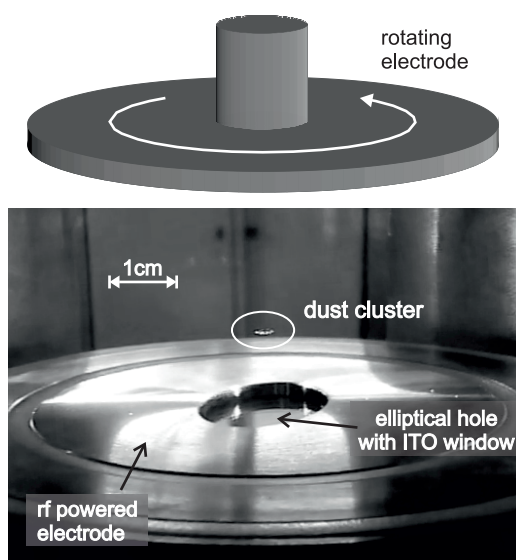


Abbildung 4.13 Blick in die Plasmakammer des SuLeiMan-Experiments (SuLeiKa). Für die Erzeugung des horizontalen Fallenpotentials der levitierenden Staubpartikel ist die untere Elektrode mit einer elliptischen Aussparung versehen, deren Haupt- und Nebenachse 22 mm bzw. 19 mm messen. Den Boden der Aussparung bildet ein Sichtfenster mit einer leitfähigen ITO-Beschichtung. Dadurch ist eine Beobachtung der Partikel von unten mittels eines Standard-Videomikroskopie Aufbaus möglich. Die schematisch dargestellte rotierende Elektrode befindet sich einige Zentimeter oberhalb der Levitationsebene der Partikel. Abbildung aus Ref. [196*].

men eingesetzt [63] und ist daher hervorragend zu diesem Zweck geeignet. Hier ist dank einer speziellen Konstruktion der unteren Elektrode die Verwendung eines Standard-Videomikroskopie-Aufbaus mit Blick von unten möglich, so dass gleichzeitig ein Antrieb durch eine rotierende Elektrode oberhalb der Partikel erfolgen kann. Diese Anordnung ist in Abb. 4.13 dargestellt. Die Staubpartikel levitieren hier etwa 1 – 2 cm über der unteren Elektrode, in der sich eine Aussparung befindet. Deren Boden bildet ein transparentes ITO-Fenster, durch das eine Beobachtung der Staubpartikel möglich ist. Die Form der Aussparung wurde für diese Untersuchungen elliptisch gestaltet mit einer Länge der Hauptachse von $d_1 = 22$ mm und der Nebenachse von $d_2 = 19$ mm, entsprechend einem Verhältnis von $d_1/d_2 \approx 1.16$. Es ist daher davon auszugehen, dass das horizontale Einfangpotential der Partikel ebenfalls in guter Näherung elliptisch ist. Ein wesentlicher Unterschied im Vergleich zu den Simulationen ist, dass die Rotationsgeschwindigkeit ω_N des Neutralgases nicht explizit bekannt ist. Stattdessen wird die Drehzahl der oberen Elektrode gemessen. Im Folgenden wird daher zunächst die Rotationsgeschwindigkeit ω_{el} der Elektrode als indirektes Maß für die Antriebsstärke der Staubpartikel verwendet.

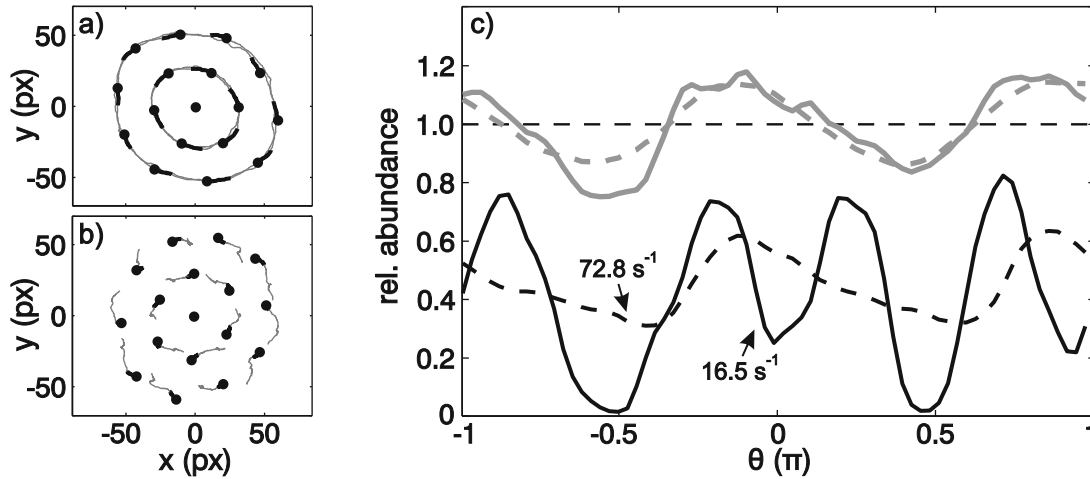


Abbildung 4.14 Rotation eines 1-6-10 Clusters im Experiment. Trajektorien der 17 Partikel im Laborsystem (a) und im mitrotierenden Bezugssystem der über alle Partikel gemittelten Rotationsgeschwindigkeit (b). (c) Relative Häufigkeit von Partikeln der äußeren Schale in einem Partikel-Segment bei $\omega_{el} = 16.5 \text{ s}^{-1}$ (schwarze durchgezogene Linie) und bei $\omega_{el} = 72.8 \text{ s}^{-1}$ (gestrichelt). Die grauen Linien zeigen die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten, ein Partikel der äußeren Schale an der jeweiligen Winkelposition vorzufinden. Abbildung nach Ref. [196*].

Im Experiment zeigt sich, dass ein Cluster aus $N = 19$ Partikeln in einer kommensurablen 1-6-12 Konfiguration vergleichbar mit den Simulationsergebnissen im Mittel starr rotiert. Eine komplexere Rotationsdynamik ist jedoch für eine inkommensurable Konfiguration zu erwarten. Die Trajektorien eines Clusters in einer 1-6-10 Konfiguration über 4 Sekunden bei einer Rotationsgeschwindigkeit der Elektrode von $\omega_{el} = 16.5 \text{ s}^{-1}$ zeigt Abb. 4.14(a). Eine Rotation der Partikel beider Schalen um das Zentralpartikel auf elliptisch deformierten Bahnen im Uhrzeigersinn ist deutlich zu erkennen. Die Trajektorien in einem mitrotierenden Bezugssystem, wobei die mittlere Rotationsgeschwindigkeit aller Partikel als Referenz dient, sind in Teilabb. (b) dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass die Schalen differenziell rotieren, wobei eine höhere Geschwindigkeit der inneren Schale festzustellen ist.

Eine detaillierte Analyse der Einzelpartikeldynamik wie in den Simulationen ist hier nicht zweckmäßig, da die Trajektorien der Partikel aufgrund mehrerer Effekte nicht gleichmäßig in ihrem Umlauf sind. Neben der kinetischen Temperatur des Systems trägt hierzu auch ein technisch bedingt ungleichmäßiger Antrieb der Elektrode bei. Stattdessen gibt eine statistische Betrachtung der Segmentbesetzung Aufschluss über den Mechanismus der Rotation. Hierzu werden die Partikel der äußeren Schale wie in obigen Analysen zu jedem Zeitpunkt Segmenten zugeordnet, die durch die innere Schale definiert werden. In Abb. 4.14(c) ist die relative Häufigkeit, ein äußeres Partikel in einem PS zu finden, winkelaufgelöst dargestellt (schwarz). Bei einer Rotationsgeschwindigkeit der Elektrode von $\omega_{el} = 16.5 \text{ s}^{-1}$ (durchgezogen) ist eine starke Modulation über die Winkelkoordinate Θ zu verzeichnen. Insbesondere sind zwei Be-

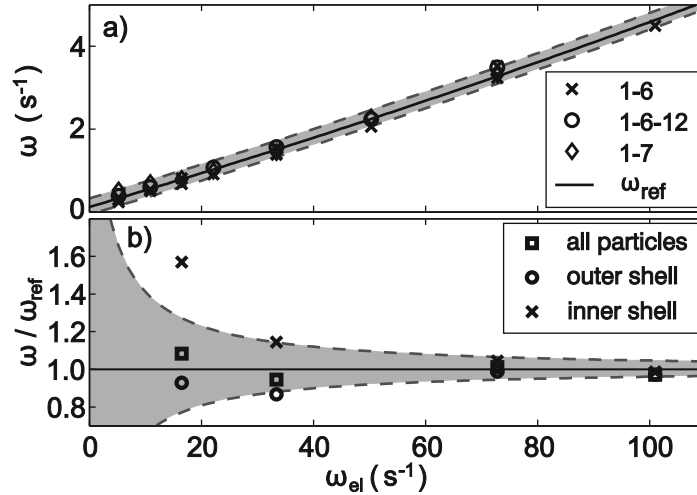


Abbildung 4.15 (a) Mittlere Rotationsgeschwindigkeit ω verschiedener Cluster in Abhängigkeit der Rotationsgeschwindigkeit ω_{el} der oberen Elektrode. An die Datenpunkte ist eine quadratische Funktion angepasst, die als Referenzgeschwindigkeit ω_{ref} dient. Das Konfidenzintervall (grau unterlegt) ist so gewählt, dass alle Datenpunkte eingeschlossen werden. (b) Mittlere Rotationsgeschwindigkeit des 1-6-10 Clusters (Quadrate), der inneren Schale (Kreuze) und der äußeren Schale (Kreise) im Verhältnis zur Referenzgeschwindigkeit. Das Konfidenzintervall aus (a) ist als Fehlerbereich (grau unterlegt) übertragen. Datenpunkte außerhalb dieses Bereichs entsprechen einer Geschwindigkeit, die zweifelsfrei als von der Rotationsgeschwindigkeit des Neutralgases abweichend betrachtet werden können. Abbildung nach Ref. [196*].

reiche vorhanden, in denen die äußeren Partikel beinahe nie in einem PS zu finden sind. Diese sind etwa in Richtung der kurzen Halbachse der elliptischen Aussparung orientiert. Zusätzlich sind zwei weitere Bereiche mit einer reduzierten Häufigkeit zu erkennen. Bei einer schnelleren Rotation mit $\omega_{el} = 72.8 \text{ s}^{-1}$ (gestrichelt) sind diese zusätzlichen Minima nicht mehr vorhanden. Dennoch ist eine Modulation vorhanden und die Besetzung der Partikelsegmente nahe der kurzen Halbachse des Einschlusspotentials sichtbar reduziert. Abhängig von der Antriebsgeschwindigkeit stellen sich hier offenbar unterschiedliche Rotationsmodi des Clusters ein. Diese Beobachtungen sind eine grundsätzliche Bestätigung der Simulationsergebnisse.

Für weitere Vergleiche mit den Simulationen wird im Folgenden die kollektive Schalendynamik analysiert. Bei $\omega_{el} = 16.5 \text{ s}^{-1}$ ist das Verhältnis der mittleren Rotationsgeschwindigkeiten der Schalen $\omega_{outer}/\omega_{inner} \approx 0.6$. Folglich rotiert der 1-6-10 Cluster effektiv wie eine 1-6-6 Konfiguration, d. h. auch hier ist wie in den Simulationen ein Symmetrisierungsprozess zu beobachten.

Um die mittlere Rotationsgeschwindigkeit der Schalen wie in den Simulationen in Bezug zur Antriebsgeschwindigkeit setzen zu können, ist es notwendig, die Rotationsgeschwindigkeit des Neutralgases zu bestimmen. In den Simulationen zeigte sich, dass die mittlere Rotationsgeschwindigkeit sowohl bei der starren Rotation kommensurabler Konfigurationen als auch bei Clustern mit nur einer Schale nicht nennenswert

von der Rotationsgeschwindigkeit des Antriebs abweicht. Daher wurden im Experiment gezielt solche Cluster in Rotation versetzt, um auf diese Weise indirekt die Rotationsgeschwindigkeit des Neutralgases in Abhängigkeit der Elektrodendrehzahl zu messen. Die Ergebnisse dieser Messungen mit 3 verschiedenen Clustern sind in Abb. 4.15(a) aufgetragen. Die mittleren Rotationsgeschwindigkeiten der Cluster weichen jeweils nur geringfügig voneinander ab. Mithilfe einer quadratischen Anpassung ist die Referenzgeschwindigkeit ω_{ref} als Funktion der Rotationsgeschwindigkeit ω_{el} der Elektrode bestimmt. Ein Konfidenzintervall (grau unterlegt) ist hier so gewählt, dass alle Messpunkte innerhalb dieses Bereichs liegen. Die Referenzgeschwindigkeit ist in Abb. 4.15(b) genutzt, um die relative Rotationsgeschwindigkeit der beiden Schalen des Clusters in der 1-6-10 Konfiguration darzustellen. Eine Rotation mit der Geschwindigkeit des Neutralgases entspricht hier einem Quotienten von $\omega/\omega_{\text{ref}} = 1$. Das Konfidenzintervall ist hier entsprechend in einen maximalen Fehlerbereich umgerechnet und hervorgehoben. Eine erste Beobachtung ist hier, dass die differentielle Rotation des Clusters bei schnellerem Antrieb in eine starre Rotation übergeht, d. h. sowohl die mittlere Rotationsgeschwindigkeit der inneren Schale (Kreuze) als auch die der äußeren Schale (Kreise) nehmen Werte von $\omega/\omega_{\text{ref}} \approx 1$ an. Zuvor wurde bereits festgestellt, dass die innere Schale des Clusters bei niedrigeren Antriebsgeschwindigkeiten signifikant schneller rotiert als die äußere Schale. Ebenfalls in Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen zeigt sich, dass diese Rotation mit einer Geschwindigkeit erfolgt, die deutlich oberhalb der Rotationsgeschwindigkeit des Neutralgases liegt. Im Gegensatz zu einem Antrieb mit $\omega_{\text{el}} \approx 35 \text{ s}^{-1}$, bei dem die Rotationsgeschwindigkeit der inneren Schale noch knapp in dem Fehlerbereich liegt, kann bei $\omega_{\text{el}} = 16.5 \text{ s}^{-1}$ ohne Zweifel festgestellt werden, dass die mittlere Rotationsgeschwindigkeit deutlich oberhalb der Geschwindigkeit des Neutralgases liegt.

Damit werden alle zentralen Ergebnisse der Simulationen durch die experimentellen Untersuchungen bestätigt. Insbesondere ist nachgewiesen, dass die mittlere Rotationsgeschwindigkeit einzelner Schalen signifikant von der Rotationsgeschwindigkeit des Neutralgases abweichen kann. Die aus den Simulationen bekannten Mechanismen, die zu dieser differentiellen Rotation führen, können ebenfalls im Experiment identifiziert werden.

4.6 Synopse

Die Anregung einer Rotation finiter Staubsysteme wurde in diesem Kapitel anhand zweier experimenteller Methoden diskutiert. Der Einsatz umlaufender elektrischer Felder ist geeignet für eine Rotationsanregung dreidimensionaler Staubwolken. Der indirekte und inhomogene Antrieb erzeugt eine verscherte Rotation. Aus dem Vergleich der Messungen mit unterschiedlichen Partikeln wurde der signifikante Einfluss der Partikelwechselwirkung auf das Rotationsverhalten deutlich. Im SDIH-Experiment sind Staubsysteme durch eine charakteristische Kettenstruktur geprägt, die auf den Einfluss von „wake field“-Effekten zurückzuführen ist. Es konnte gezeigt werden, dass eine rotierende Neutralgassäule zur Untersuchung der Scherstabilität dieser Systeme

hervorragend geeignet ist und eine kontrollierte Manipulation wohldefinierter Systeme erlaubt. Ein wesentliches Ergebnis der Messungen ist, dass der vertikal verscherte Antrieb des Neutralgases ausreichend ist um einen scherinduzierten Schmelzprozess von Clustern zu initiieren. Der Übergang von einer quasi-starren Rotation mit festen Kettenstrukturen zu einer Rotation, die von einer starken Durchmischung der Partikel begleitet wird, geschieht dabei abrupt. Eine Abhängigkeit der kritischen Rotationsgeschwindigkeit vom Neutralgasdruck ist zu beobachten. Mit dieser Methode sind systematische Untersuchungen zur Scherstabilität von Staubclustern, insbesondere in Systemen, deren Struktur durch „wake field“-Effekte bestimmt wird, in Zukunft möglich.

Eine unerwartete Beobachtung in den Experimenten ist die differenzielle Rotation der Cluster in horizontaler Richtung bei niedrigen Rotationsgeschwindigkeiten. Diese geht im Übergang zu der vertikal verscherten Rotation des Systems zunächst in eine vollständig starre Rotation über. Anhand von MD-Simulationen konnte eine Anisotropie des Fallenpotentials als eine Ursache hierfür identifiziert werden. Sowohl Simulationen als auch dedizierte Experimente mit zweidimensionalen Staubsystemen belegen, dass eine verscherte Rotation trotz eines unverscherten Antriebs möglich ist, selbst wenn das Fallenpotential nur geringfügige Abweichungen von einer idealen Rotationsymmetrie aufweist. In experimentellen Anwendungen ist davon auszugehen, dass solche geringe Abweichungen unvermeidlich sind. Die Untersuchungen zeigen deutlich, dass die Art der Rotation eines stark gekoppelten Partikelsystems nicht zwangsläufig Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Antriebs ermöglicht.

Für Cluster mit kommensurabler Schalenbesetzung, d. h. mit hoher Symmetrie, ist eine starre Rotation mit geringfügigen lokalen Deformationen zu beobachten. Inkommensurable Systeme hingegen weisen eine ausgeprägte radial verscherte Rotation auf. Aus einer eingehenden Analyse sowohl der Einzelpartikelbewegung als auch der kollektiven Schalendynamik konnte eine detaillierte Erklärung der auftretenden Phänomene abgeleitet werden. Die differenzielle Rotation resultiert in einer lokalen Umordnung von Partikeln und einer energetisch optimierten Rotation. Dabei wurden Systematiken in den sich einstellenden mittleren Rotationsgeschwindigkeiten der Schalen aufgedeckt. Die Rotation der Cluster führt auf äquivalente ganzzahlige Besetzungsverhältnisse bzw. Quasi-Konfigurationen und somit zu einer effektiven Symmetrisierung. Die Art der Rotation ist stark abhängig von der Partikelzahl bzw. der Konfiguration der Systeme. Diese Untersuchungen stehen in guter Übereinstimmung mit bekannten Eigenschaften finiter stark gekoppelter Systeme bezüglich ihrer Scherstabilität [133, 185]. Aufgrund des Energietransfers zwischen den Schalen eines Clusters ist es möglich, dass nicht nur einzelne Partikel lokal mit einer Geschwindigkeit rotieren, die deutlich oberhalb der Geschwindigkeit des Treibers liegt, sondern dass auch die mittlere Rotationsgeschwindigkeit einer ganzen Schale signifikant darüber liegt. Eine derartige kollektive Antwort des rotierenden Partikelsystems auf die dynamische Störung, die durch die Anisotropie des Einschlusspotentials hervorgerufen wird, ist ein typisches Merkmal eines stark gekoppelten Systems.

5 Mehrpartikelmanipulation durch den Strahlungsdruck von Lasern

Die beiden im vorherigen Kapitel diskutierten Manipulationsmethoden wurden genutzt, um globale bzw. großskalige und gleichmäßige Strömungen in Partikelsystemen in Form von Rotationsbewegungen anzuregen. Der wesentliche Unterschied lag hierbei in der Unmittelbarkeit des Antriebs und dem Einfluss auf den Plasmahintergrund. Für eine gezielte Kontrolle von Struktur und Dynamik wohldefinierter stark gekoppelter Systeme sind grundsätzlich Manipulationsmethoden erforderlich, die möglichst keinen Einfluss auf die Einfangbedingungen des Partikelsystems haben. Dazu hat sich im Bereich der staubigen Plasmen in den letzten Jahren die Lasermanipulation etabliert.

Dieses Kapitel gibt zunächst eine kurze Einführung in die Lasermanipulation und einen Überblick über bisherige Anwendungen in staubigen Plasmen. Aus diesen ergeben sich zahlreiche Fragestellungen, denen im Rahmen dieser Arbeit nachgegangen wurde. In diesem Kapitel bleiben die Betrachtungen zunächst im Wesentlichen auf die gleichzeitige Manipulation mehrerer Partikel in Staubsystemen beschränkt. Dazu zählt auch die sog. Laserheizung als ein Beispiel für eine globale Manipulation von Partikelsystemen. Im Anschluss daran wird in Abschn. 5.5 eine Manipulationsmethode vorgestellt, mit der ein Übergang von einer globalen, in dem Fall kohärenten Anregung aller Partikel, zu einer lokalisierten Anregung von Staubclustern möglich ist. Die Lasermanipulation auf der Ebene einzelner Partikel ist schließlich Gegenstand des nachfolgenden Kapitels 6.

5.1 Lasermanipulation staubiger Plasmen

Wie schon vor einigen Jahrzehnten von ASHKIN gezeigt, ist der Strahlungsdruck intensiver Lichtquellen ausreichend, um Mikropartikel in flüssigen und gasförmigen Umgebungen signifikant zu beschleunigen [71]. Bereits der Strahl eines relativ schwachen Lasers liefert ausreichend hohe Intensitäten hierfür. Die vielfältigen Manipulationsmöglichkeiten und der vernachlässigbare Einfluss auf das umgebende Plasma haben dafür gesorgt, dass sich Laser als Manipulationswerkzeug auch im Bereich der staubigen Plasmen etabliert haben.

In der Regel wird der Strahlungsdruck eines direkt auf ein Partikelsystem gerichteten Laserstrahls genutzt, um eine Kraft auf ein oder mehrere Partikel auszuüben. Die Wirkung der Lasermanipulation ist damit zunächst einmal lokal auf den Einflussbereich des Strahls beschränkt. Trifft der Laserstrahl auf ein Partikel, ist die dabei

wirkende Kraft

$$F_L = \gamma A_d \frac{I}{c}$$

als Impulstransfer der auftreffenden Photonen auf das Partikel zu verstehen. Sie ist abhängig von der Intensität I des Strahls und der bestrahlten Querschnittsfläche A_d des Partikels. Der Parameter γ beschreibt die Art der Wechselwirkung zwischen Licht und Partikel. $\gamma = 1$ beschreibt eine vollständige Absorption der Photonen und $\gamma = 2$ steht für eine totale Reflexion (in Rückwärtsrichtung).

Zur kontrollierten Manipulation von staubigen Plasmen wurden Laser erstmals in Kiel eingesetzt. HOMANN *et al.* nutzen diese, um eine Staubbichtewelle („dust lattice wave“) in einer linearen Kette aus Partikeln zu erzeugen [14]. Seitdem haben sich Laser in zahlreichen Experimenten als Manipulationswerkzeug bewährt. Dazu zählen einerseits die Untersuchung attraktiver Wechselwirkungskräfte zwischen Staubpartikeln [146, 148] und die Anregung von Oszillationen einzelner Partikel zur Bestimmung ihrer Ladung [68, 69], andererseits jedoch auch die Anregung dynamischer Prozesse in Staubclustern und ausgedehnten Partikelsystemen. Die Verwendung von Laserstrahlen ermöglicht beispielsweise einen verscherten Antrieb von Staubclustern zur Untersuchung von Interschalen-Rotationen [185] und die Erzeugung von Scherströmungen in ausgedehnten Plasmakristallen [27, 40]. Mithilfe einer zusätzlichen Modulation der Strahlintensität ist ferner die Anregung von Wellen in 2D-Systemen möglich [26, 70]. Eine variable Strahlposition konnte von MELZER *et al.* genutzt werden, um die Auswirkungen einer bewegten lokalen Störung in einem flächigen Plasmakristall zu untersuchen. Dort wurde gezeigt, dass auf diese Weise MACH-Kegel erzeugt werden können [197]. Diese Experimente legten den Grundstein für die Heizung von Plasmakristallen, die nach einem ähnlichen Prinzip funktioniert [66, 67].

Die Laserheizung zielt auf eine Erhöhung der kinetischen Temperatur T eines Plasmakristalls ab. Mit der Möglichkeit einer Heizung von Staubclustern wird eine experimentelle Untersuchung der thermodynamischen Eigenschaften finiter stark gekoppelter Systeme zugänglich. Dazu zählen insbesondere der Phasenübergang von einem festen zu einem flüssigen Zustand sowie Diffusionsprozesse. Erste experimentelle Ansätze erreichten dies über eine Variation der Plasmaparameter [10, 28, 29]. Später konnte gezeigt werden, dass eine Veränderung der Plasmaparameter in der Regel auf der sog. SCHWEIGERT-Instabilität basiert und in einem Phasenübergang resultiert, bei dem das System weit vom thermodynamischen Gleichgewicht entfernt ist [30, 198]. Darüber hinaus hat eine Änderung von Neutralgasdruck oder HF-Leistung unter anderem signifikanten Einfluss auf die Partikelladung Q_d [29, 70, 199, 200] und infolge veränderter Einschlussbedingungen auch auf die Interpartikelabstände bzw. den WIGNER-SEITZ-Radius a_{WS} der Kristallstruktur [29, 70]. Dies stellt bedeutsame Nachteile für viele Untersuchungen dar, da eine direkte Vergleichbarkeit der Systeme in den unterschiedlichen Zuständen nicht mehr gegeben ist.

In den späteren Experimenten von WOLTER und MELZER konnte die kinetische Temperatur der Partikel erfolgreich unter Verwendung der Lasermanipulation kontrolliert werden [66], die im Gegensatz zu den vorherigen Methoden keinen nennenswerten Einfluss auf die Plasmabedingungen hat. Dort wurde ein über ein Spiegelgalvanome-

tersystem gesteuerter Laserstrahl aus seitlicher Richtung eingesetzt, um möglichst zufällige „Stöße“ auf die Partikel eines Staubclusters auszuüben. Diese Manipulation aus nur einer Richtung hat im Mittel eine Nettokraft auf das Partikelsystem zur Folge. Im Aufbau von NOSENKO *et al.* wurde diese Nettokraft durch Verwendung eines zweiten Strahls aus entgegengesetzter Richtung kompensiert [67]. Grundsätzlich profitiert die Laserheizung von Plasmakristallen von ihrer hohen Flexibilität, der Reproduzierbarkeit von Experimenten und einer guten Kontrollierbarkeit bezüglich des Leistungseintrags und der geheizten Fläche. Obwohl sie damit ein ideales Manipulationswerkzeug zu sein scheint, erfüllen die bisherigen Umsetzungen wichtige Anforderungen an einen idealen Thermostaten nicht. Ein anisotroper Heizeffekt und eine ausgeprägte Nicht-Gleichgewichts-Dynamik sind die größten Probleme im Zusammenhang mit der Laserheizung. Eine offene Frage ist daher, ob durch geeignete Verbesserungen im experimentellen Aufbau sowie in der methodischen Durchführung eine Laserheizung mit den Eigenschaften eines idealen Thermostaten realisierbar ist, die systematische Untersuchungen thermodynamischer Eigenschaften stark gekoppelter Systeme ermöglicht. Dem Schmelzprozess finiter Systeme kommt hierbei eine besondere Bedeutung zu, da dieser sich einerseits von dem ausgedehnter Systeme unterscheidet und andererseits klassische Methoden zur strukturellen Analyse nur eingeschränkt anwendbar sind. Der Phasenübergang finiter stark gekoppelter Systeme ist ein essenzielles und projektübergreifendes Thema des SFB-TR24, bei dem eine zentrale Fragestellung ist, mit welchen Methoden eine Charakterisierung desselben möglich ist.

Trotz der mitunter relativ hohen Laserleistungen, die für die Manipulation staubiger Plasmen eingesetzt werden, werden mögliche Nebenwirkungen der Lasermanipulation in den meisten experimentellen Untersuchungen ab initio vernachlässigt. In Abschn. 5.4 dieses Kapitels werden die indirekten Auswirkungen auf Staubpartikel und Cluster im Zusammenhang mit einer Reflexion des Laserstrahls an Oberflächen in der Nähe der Partikel untersucht.

5.2 Laserheizung als idealer Thermostat für Staubcluster

Die in Abschn. 5.1 vorgestellten ersten Umsetzungen der Laserheizung waren geeignet, die Struktur von Plasmakristallen aufzubrechen und auf diese Weise einen Schmelzprozess zu initiieren. Die Partikeldynamik wies dabei jedoch signifikante Abweichungen von der eines Systems im thermodynamischen Gleichgewicht auf. Für systematische Untersuchungen zum Phasenübergang finiter Systeme ist jedoch ein Thermostat notwendig, der mehrere Anforderungen erfüllen muss. Die drei wesentlichen Punkte sind erstens ein isotroper Heizeffekt, zweitens ein in der Fläche homogener Energieeintrag und drittens die Beibehaltung des thermodynamischen Gleichgewichts. Dieser Abschnitt stellt die substanziellen Ergebnisse vor, die überwiegend in Ref. [201*] und einer begleitenden gemeinsamen Veröffentlichung [202*] publiziert wurden.

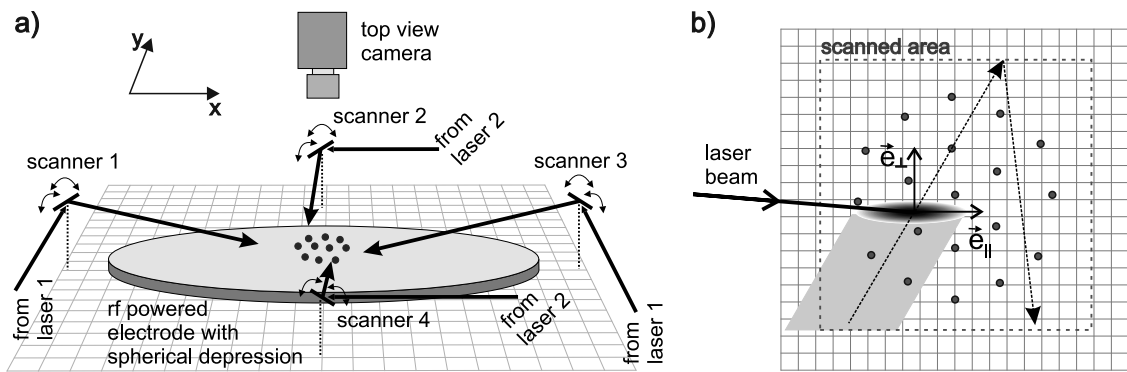


Abbildung 5.1 (a) Schematische Darstellung des optischen Aufbaus zur Laserheizung im BM_a -Experiment. Die Strahlen zweier Laser mit etwa 5 W maximaler Ausgangsleistung werden von Strahlteilerwürfeln in je zwei Strahlen gleicher Leistung geteilt. Vier Spiegelgalvanometersysteme, die seitlich neben der Vakuumkammer platziert sind, ermöglichen eine Positionierung der Strahlen in der Levitationsebene der Staubpartikel. (b) Illustration der *RFM* („Random Frequency Method“) zur Heizung finiter Plasmakristalle. Abbildung nach Ref. [201*].

Mit dem Ziel, eine ideale Laserheizung für Staubcluster zu realisieren, wurde das BM_a -Experiment mit konsequenten Verbesserungen im optischen Aufbau und einer angepassten Methodik des Heizprozesses entworfen. Als wesentliche Ergänzung auf technischer Seite verfügt es über eine zweite Achse zur Lasermanipulation, um einen isotropen Heizeffekt erzielen zu können. Der optische Aufbau des BM_a -Experiments zur Laserheizung ist in Abb. 5.1(a) skizziert. Die Strahlen zweier Laser mit einer maximalen Ausgangsleistung von je etwa 5 W werden von zwei Strahlteilerwürfeln in insgesamt 4 Strahlen aufgeteilt. Die Leistungen werden dabei über unabhängige Leistungsmessungen überwacht und aktiv stabilisiert. Die Strahlen werden über zweiachsige Spiegelgalvanometersysteme in Richtung der Staubpartikel gelenkt. Die insgesamt 8 Scanner-Achsen können über ein eigens dafür entwickeltes *LabVIEW™*-Programm kontrolliert und unabhängig voneinander mit beliebigen Signalen angesteuert werden. Der Einfallswinkel der Strahlen auf die Levitationsebene der Partikel ist mit etwa 10° vergleichbar mit dem Einfallswinkel, der im Aufbau von NOSENKO *et al.* verwendet wurde. Die Strahlen sind leicht fokussiert, so dass die Schnittfläche von Strahl und Levitationsebene eine Ellipse mit einer kleinen Halbachse von 0.5 mm Breite beschreibt. In diesem Bereich, der schmäler als der typische Interpartikelabstand ist, erfahren Staubpartikel den Strahlungsdruck des Lasers. Die Ellipse ist aufgrund des flachen Einfallswinkels etwa fünfmal so lang wie breit. Die Verluste an den optischen Komponenten begrenzen die zur Manipulation nutzbare Leistung auf etwa 700 mW je Strahl.

Um einen möglichst randomisierten Heizprozess zu erzielen, kommt zudem eine neue Methode der Strahlbewegung zum Einsatz. Damit ein Leistungseintrag aller vier Strahlen auf das gesamte Partikelsystem erfolgt, muss jeweils eine Fläche abgedeckt werden, die den Cluster vollständig erfasst. Zu diesem Zweck werden die vier Strahlen unab-

hängig voneinander über eine kalibrierte Fläche gesteuert. Die Kalibrierung erfolgt vor jeder Messserie an einem zuvor eingefangenen Staubcluster. Dazu werden die Begrenzungen des Partikelsystems manuell angesteuert und die auf diese Weise ermittelten Intervalle der Steuerspannungen ausreichend vergrößert, um sicherzustellen, dass alle Partikel auch während möglicher radialer Exkursionen von den Strahlen erfasst werden können. Zur Heizung eines Clusters werden die Strahlen nun mit der neu entwickelten „Random Frequency Method“ (*RFM*), wie in Abb. 5.1(b) illustriert, über diese Fläche bewegt: sowohl in paralleler Strahlrichtung \vec{e}_{\parallel} als auch in senkrechter Richtung \vec{e}_{\perp} wird der Strahl mit konstanter Geschwindigkeit bewegt bis die Begrenzung der Fläche erreicht wird. Dort wird die Bewegungsrichtung umgekehrt und eine neue Geschwindigkeit per Zufallsgenerator bestimmt. Die Geschwindigkeiten werden dabei aus Intervallen gewählt, die in senkrechter Richtung Frequenzen von $f_{\perp} = 15 \dots 60$ Hz und in paralleler Richtung $f_{\parallel} = 50 \dots 300$ Hz entsprechen. Diese liegen deutlich oberhalb der typischen Staubplasmafrequenzen der untersuchten Systeme sowie der Fallenfrequenz, die für dynamische Prozesse die relevanten Zeitskalen darstellen. Dadurch soll die Anregung kollektiver dynamischer Prozesse vermieden werden. Es kann gezeigt werden, dass die *RFM* einen homogenen Leistungseintrag in der abgerasterten Fläche bewirkt [202*]. Einflüsse des Strahldurchmessers, der exakten Strahlausrichtung und die Auswirkungen auf die Partikeldynamik unter Verwendung anderer Heizmethoden sind ausführlich in Ref. [202*] diskutiert.

Im Folgenden soll zunächst gezeigt werden, dass der Heizeffekt der beschriebenen Methode im BM_a -Experiment ausreichend ist, um Staubcluster zu schmelzen. Anschließend soll die Qualität des Heizprozesses anhand unterschiedlicher Analysen exemplarisch demonstriert werden. In Abb. 5.2(a) sind die Geschwindigkeitsverteilungen mit den zugehörigen Trajektorien eines Clusters mit $N = 38$ Partikeln im unmanipulierten Zustand (b), bei moderater Heizleistung (c) und bei starker Laserheizung (d) über einen Zeitraum von je 66 Sekunden dargestellt. Im ungeheizten Fall weisen die Partikel eine geringe thermische Bewegung um ihre stabilen Gleichgewichtspositionen auf. Die Partikel sind dabei in drei konzentrischen Schalen um ein Zentralpartikel angeordnet. Im Falle der moderaten Heizung ist die thermische Bewegung deutlich ausgeprägter. Vereinzelt Umordnungsprozesse sind andeutungsweise zu erkennen, die Grundstruktur des Clusters bleibt jedoch erhalten. Bei einer starken Heizung sind neben verstärkten Bewegungen der Partikel um ihre Gleichgewichtspositionen auch zahlreiche Positionswechsel und Umordnungsprozesse zu sehen. Dies deutet darauf hin, dass sich das System in einem flüssigen Zustand befindet. Die Geschwindigkeitsverteilungen in Teilabb. 5.2(a) sind für x - und y -Richtung separat berechnet und aufgetragen. Für alle Heizleistungen sind die Verteilungen beider Richtungen weitgehend identisch und können in guter Näherung durch MAXWELL-Verteilungen (entspricht in der gewählten Darstellung einem linearen Verlauf) beschrieben werden. Das rechtfertigt die Berechnung einer kinetischen Temperatur T , die in der eingebetteten Abbildung gegen die mittlere Laserleistung P_L aufgetragen ist. In guter Näherung ist $T \sim P_L^2$. Dieser

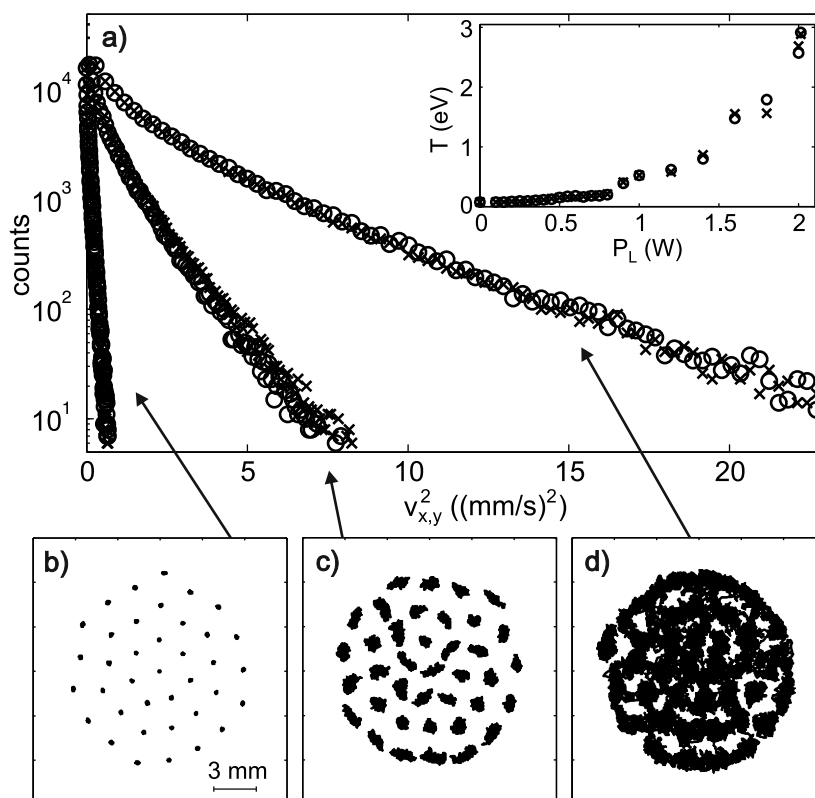


Abbildung 5.2 (a) Geschwindigkeitsverteilungen des Clusters mit $N = 38$ Partikeln in x -Richtung (Kreuze) und in y -Richtung (Kreise) mit entsprechenden Trajektorien ohne Laserheizung (b), für moderate Heizung (c) und für starke Heizung (d). Die eingebettete Abbildung zeigt die kinetische Temperatur des Clusters, die jeweils aus den Geschwindigkeitsverteilungen der gesamten Messserie bestimmt sind. Abbildung nach Ref. [203*].

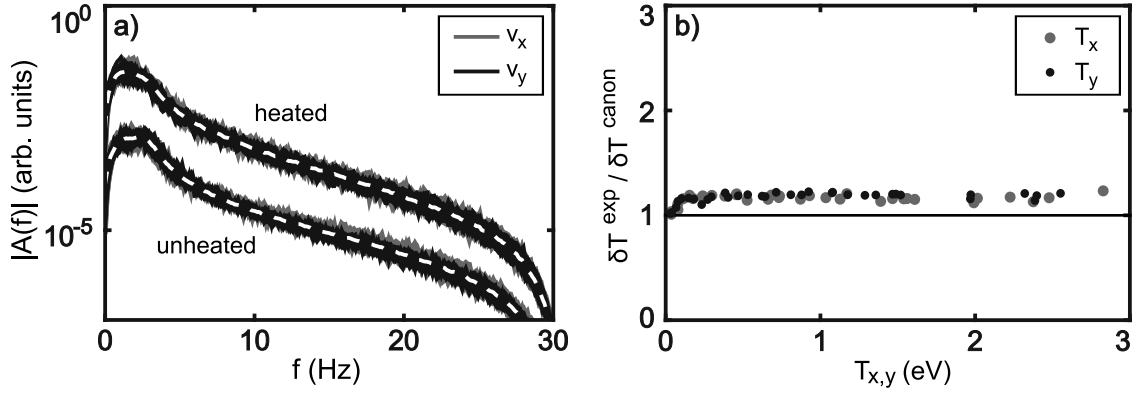


Abbildung 5.3 (a) Leistungsspektrum der Partikelgeschwindigkeiten in x - und y -Richtung für einen ungeheizten und einen geheizten Staubcluster. (b) Verhältnis der gemessenen Fluktuationen der kinetischen Partikeltemperatur im Experiment δT^{exp} und der eines kanonischen Systems im thermischen Gleichgewicht δT^{canon} . Abbildung nach Ref. [201*].

quadratische Anstieg der Temperatur mit der Heizleistung wurde von WOLTER und MELZER aus Überlegungen zur kinetischen Energie des geheizten Systems und den Bewegungsgleichungen der Partikel hergeleitet und in den dortigen experimentellen Untersuchungen zur Laserheizung aus nur einer Richtung ebenfalls festgestellt [66].

Die Messungen zeigen, dass die beschriebene Methode ermöglicht, Staubcluster im $\mathcal{L}M_a$ -Experiment kontrolliert vom festen in einen flüssigen Zustand zu überführen. Die Geschwindigkeitsverteilungen zeigen dabei nur geringe Abweichungen von idealen GAUSS-Verteilungen, wie es für Systeme im thermodynamischen Gleichgewicht zu erwarten ist. Darüber hinaus sind die erzielten Temperaturen unabhängig von der betrachteten Raumrichtung. Die Isotropie des Heizeffekts ist eine wesentliche Verbesserung gegenüber der früheren Experimente zur Laserheizung und ist auf die Ergänzung um die zweite Manipulationsachse zurückzuführen. Zur Beurteilung der Qualität des Heizprozesses ist eine ausführlichere Analyse der Partikeltrajektorien notwendig. Die Heizmethode von NOSENKO *et al.* verwendet LISSAJOUS-Figuren zum Abrastern der zu heizenden Fläche. Dadurch wird das System festen Manipulationsfrequenzen ausgesetzt. Dies führt zu deutlichen Signaturen dieser Frequenzen im Leistungsspektrum der Partikelgeschwindigkeiten [67]. In Abb. 5.3(a) sind die Geschwindigkeitsspektren eines im $\mathcal{L}M_a$ -Experiment mit der RFM geheizten Clusters dargestellt. Für beide Raumrichtungen ist ein gleichmäßiger Verlauf zu erkennen, bei dem keine Leistungsspitzen auftreten. Zum direkten Vergleich ist das Spektrum des ungeheizten Systems abgebildet. Daran wird deutlich, dass die Laserheizung mit der RFM einen homogenen Leistungseintrag über den gesamten Frequenzbereich bewirkt.

Ein gebräuchlicher Testparameter zur Beurteilung eines Thermostaten – insbesondere in MD-Simulationen – sind die Fluktuationen δT^{exp} der instantan berechneten kinetischen Temperatur des Systems zu jedem Zeitschritt [204]. Für ein kanonisches System im thermodynamischen Gleichgewicht sind diese Fluktuationen gegeben durch $\delta T^{\text{canon}} = \bar{T}(2/N)^{1/2}$ mit der mittleren Temperatur \bar{T} und der Partikelzahl N [205].

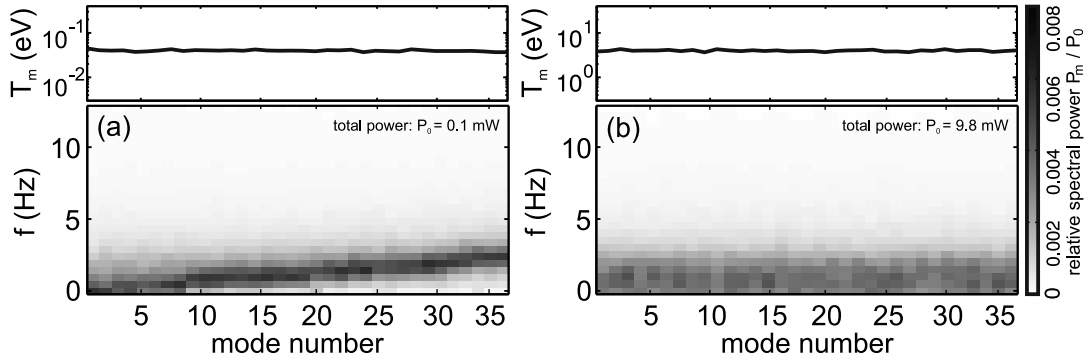


Abbildung 5.4 Modenspektren eines ungeheizten (a) und geheizten (b) Staubclusters mit $N = 19$ Partikeln. Die trivialen „sloshing Moden“ sind in der Darstellung ausgelassen. Die Modentemperaturen $T_{m,\ell}$ ergeben sich aus einer Integration der Modenspektren über den gesamten Frequenzbereich. Abbildung nach Ref. [201*].

Das Verhältnis $\delta T^{\text{exp}}/\delta T^{\text{canon}}$ sollte für einen idealen Thermostaten daher möglichst 1 betragen. In Abb. 5.3(b) ist $\delta T^{\text{exp}}/\delta T^{\text{canon}}$ für den im EM_a -Experiment geheizten Cluster gegen die jeweiligen mittleren Temperaturen aufgetragen. Für alle Heizleistungen bleibt $\delta T^{\text{exp}}/\delta T^{\text{canon}} < 1.2$, was einerseits eine signifikante Verbesserung zu vorherigen Heizmethoden darstellt [67] und andererseits sehr nah an einem Wert von 1.1 liegt, der mit dem NOSÉ-HOVER-Thermostat in MD-Simulationen erreicht werden kann [67].

Um kollektive Prozesse, wie beispielsweise die bevorzugte Anregung einzelner Moden, durch die Laserheizung auszuschließen, ist eine Modenanalyse des Partikelsystems nützlich. Abbildung 5.4 zeigt die Modenspektren eines ungeheizten (a) und eines geheizten (b) Staubclusters. In beiden Fällen ist eine homogene Leistungsverteilung über alle Moden zu erkennen. Diese spiegelt sich auch in den gleichmäßigen Modentemperaturen $T_{m,\ell}$ wider, die sich aus einer Integration der Modenspektren über den gesamten Frequenzbereich ergeben.

Es ist festzuhalten, dass die konsequente Weiterentwicklung der Laserheizung im EM_a -Experiment auf technischer und methodischer Ebene eine kontrollierte Heizung von Staubclustern ermöglicht. Die Trajektorien der einzelnen Partikel weisen dabei keine zeitlich korrelierten Bewegungen auf und entsprechen einem „Random Walk“-Prozess [201*] mit MAXWELL’schen Geschwindigkeitsverteilungen. Die Heizung des Systems erfolgt isotrop und homogen im Frequenzraum sowie im Modenspektrum. Der Leistungseintrag der Heizmethode auf das Partikelsystem ist zudem homogen in der Fläche [202*]. Die Laserheizung ist in dieser Form als ein idealer Thermostat zu betrachten, mit dem es möglich ist, Plasmakristalle zu schmelzen, ohne dabei die Falleneigenschaften des Systems zu beeinflussen.

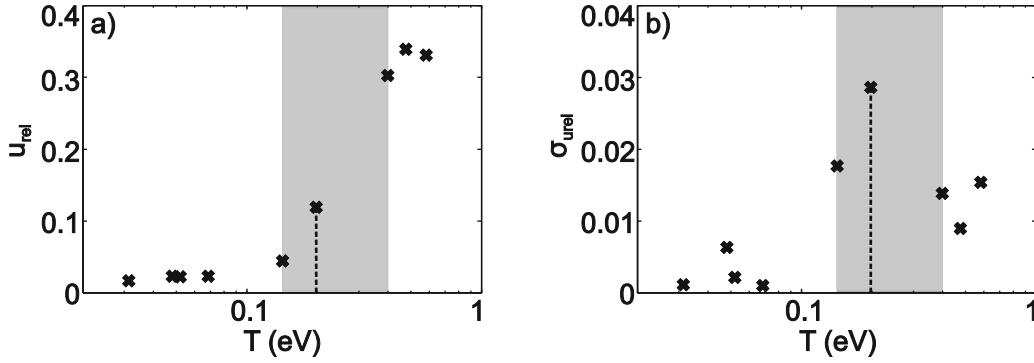


Abbildung 5.5 (a) Fluktuationen der relativen Interpartikelabstände (IDF) eines geheizten Clusters mit $N = 19$ Partikeln. (b) Entsprechende Varianz der über Zeitfenster gemittelten Fluktuationen der Interpartikelabstände ($VIDF$). Der Bereich des Phasenübergangs ist in beiden Teilabbildungen grau unterlegt. Abbildung nach Ref. [203*].

5.3 Phasenübergang finiter Systeme

Mit dem in Abschnitt 5.2 vorgestellten Laserheizungssystem ist es möglich die Temperatur T bzw. der Kopplungsparameter Γ eines Partikelsystems als einzigen Parameter zu variieren. Damit stellen Staubcluster im \mathcal{EM}_a -Experiment eine einzigartige experimentelle Realisierung finiter stark gekoppelter Systeme für eine detaillierte Untersuchung ihrer thermodynamischen Eigenschaften dar. Von besonderem Interesse ist dabei der Schmelzprozess von Clustern mit kristalliner Struktur hin zu einem flüssigen Zustand.

Im Gegensatz zu makroskopischen Systemen, in denen z. B. die Paarverteilungsfunktion der Partikel zu einem beliebigen Zeitpunkt ausreichend ist, um den Zustand des Systems zu beschreiben, stoßen derartige Standard-Methoden bei finiten Systemen an ihre Grenzen. Die niedrige Teilchenzahl erschwert statistische Analysen der Struktur. Zudem kommt den Randbedingungen in Form des Fallenpotentials eine besondere Bedeutung zu, da diese signifikanten Einfluss auf die Struktur des Systems haben. Ferner ist die Bestimmung einer exakten Schmelztemperatur für finite Systeme problematisch, da thermodynamische Größen, die in klassischen Methoden genutzt werden, keine scharfen Übergänge bei einer klar definierten kritischen Temperatur aufweisen [37, 39]. Es ist bekannt, dass der Schmelzprozess finiter Systeme stark von der Anzahl der Teilchen N und deren Konfiguration abhängt [32, 35–38]. Charakteristisch ist dabei ein initialer Verlust der tangentialen Ordnung, gefolgt von einem Aufbrechen der radialen Korrelationen [31, 32, 36, 39].

Im Rahmen dieser Dissertation wurden in Kooperation mit den Teilprojekten A2, A3a, A5 und A7 des SFB-TR24 Methoden zur Analyse des Schmelzprozesses finiter Systeme entwickelt, um mit den Messungen im \mathcal{EM}_a -Experiment das Schmelzverhalten im Detail untersuchen zu können. Im Folgenden sollen einige dieser Methoden kurz vorgestellt werden. Ausführlichere Darstellungen finden sich in Ref. [38, 206] sowie in den gemeinsamen Publikationen [65*, 127*, 203*, 207–209*].

Die erste Methode ist die von BÖNING *et al.* vorgeschlagene „variance of the block averaged interparticle distance fluctuations“ (*VIDF*) [38]. Sie ermöglicht die Bestimmung einer Schmelztemperatur für finite Systeme und ist an das LINDEMANN-Kriterium angelehnt, bei dem der Übergang von einem festen zu einem flüssigen Zustand über sprunghaft ansteigende Partikelbewegungen relativ zu dem Kristallgitter definiert wird [210]. Diese Methode ist jedoch nicht für zweidimensionale Systeme geeignet [211]. Daher werden stattdessen meist die Fluktuationen der relativen Interpartikelabstände (*IDF*)

$$u_{\text{rel}} = \frac{2}{N \cdot (N - 1)} \sum_{1 \leq i < j}^N \sqrt{\frac{\langle r_{ij}^2 \rangle}{\langle r_{ij} \rangle^2} - 1} \quad (5.1)$$

betrachtet [35, 125]. Dabei ist r_{ij} der Abstand zweier Partikel i und j . Die Notation $\langle \cdot \rangle$ meint eine zeitliche Mittelung über die jeweilige Größe. In makroskopischen Vielteilchensystemen steigt u_{rel} bei einer kritischen Temperatur sprunghaft an, wohingegen in finiten Systemen ein eher gleichmäßiger Anstieg über einen weiten Temperaturbereich zu beobachten ist [36, 212]. Eine Zerlegung der Zeitreihe in N_B Segmente gleicher Länge mit

$$\bar{u}_{\text{rel}} = \frac{1}{N_B} \sum_{s=1}^{N_B} u_{\text{rel}}(s) \quad (5.2)$$

führt schließlich auf die Varianz

$$\sigma_{u_{\text{rel}}}^2 = \frac{1}{N_B - 1} \sum_{s=1}^{N_B} (u_{\text{rel}}(s) - \bar{u}_{\text{rel}})^2. \quad (5.3)$$

Simulationen zeigen, dass die *VIDF* sowohl im festen als auch im flüssigen Zustand kleine Werte annimmt, im Bereich des Phasenübergangs jedoch ein ausgeprägtes Maximum aufweist. Dies kann genutzt werden, um eine kritische Temperatur zu definieren [38]. In Abb. 5.5 sind die Fluktuationen der relativen Interpartikelabstände \bar{u}_{rel} (a) und die *VIDF* $\sigma_{u_{\text{rel}}}$ (b) für einen im EM_a -Experiment geheizten Cluster mit $N = 19$ Staubpartikeln dargestellt. In Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen wächst \bar{u}_{rel} mit steigender Temperatur an und auch $\sigma_{u_{\text{rel}}}$ nimmt im Übergangsbereich (grau unterlegt) tendenziell größere Werte an, wobei der maximale Wert bei etwa $T \approx 0.2 \text{ eV}$ erreicht wird. Für eine genauere Bestimmung einer kritischen Temperatur mithilfe der *VIDF* wäre jedoch eine weit höhere Datendichte notwendig. In Experimenten ist diese nur schwer zu erreichen, da jede einzelne Messung bei einer gegebenen Heizleistung bzw. Temperatur die Aufnahme einer sehr langen Zeitreihe erfordert, um eine statistisch signifikante Auswertung der Segmente zu ermöglichen. Für die hier gezeigte Messserie wurden je 100.000 Bilder über einen Zeitraum von etwa 30 Minuten pro Messung aufgenommen. Die Anzahl der Messungen könnte aus aufnahmetechnischer Sicht zwar erhöht werden, allerdings ist es höchst anspruchsvoll,

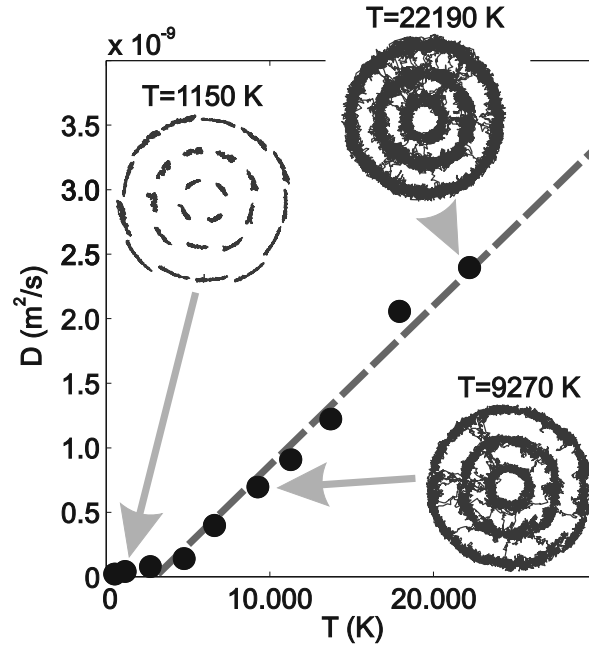


Abbildung 5.6 Aus der *INM* bestimmter Diffusionskoeffizient D für einen im EM_a -Experiment geheizten Staubcluster mit $N = 26$ Partikeln. Eingezeichnet sind zusätzlich die Trajektorien des Clusters bei schwacher, moderater und starker Laserheizung. Abbildung nach Ref. [208*].

die Entladungsbedingungen im Experiment über mehrere Stunden ausreichend konstant zu halten. Des Weiteren haben Alterungseffekte der verwendeten MF-Partikel (vgl. Abschn. 6.4) störenden Einfluss auf die Messungen. Obwohl die *VIDF* damit für die Auswertung experimenteller Daten nur bedingt zweckmäßig ist, bietet sie vor allem für Simulationsdaten eine zuverlässige Möglichkeit, eine kritische Temperatur des Phasenübergangs finiter Systeme zu bestimmen.

Die zweite – für die Auswertung experimenteller Daten vielversprechende – Methode ist die „instantaneous normal mode analysis“ (*INM*) [207*, 208*]. Im Gegensatz zu klassischen Methoden, die eine kritische Temperatur über den Verlust von Ordnung – also vom kristallinen Zustand ausgehend – definieren, wird der Schmelzpunkt mithilfe der *INM* über die Eigenschaften des Systems im flüssigen Zustand ermittelt. Dazu wird eine Modenanalyse eines Clusters mit N Partikeln für jeden einzelnen Zeitschritt einer Messung durchgeführt. Bei n_F aufgenommenen Bildern einer Sequenz ergeben sich so $2 \cdot N \cdot n_F$ Moden und zugehörige Eigenwerte ω_ℓ^2 . Hieraus lässt sich eine Zustandsdichte

$$\rho(\omega) = \langle \sum \delta(\omega - \omega_\ell) \rangle \quad (5.4)$$

mit der Normalisierung $\int d\omega \rho(\omega) = 1$ bestimmen. Für Partikelpositionen, die von einer Gleichgewichtskonfiguration abweichen, treten sog. instabile Moden mit $\omega_\ell^2 < 0$ auf. Der Teil der Zustandsdichte, der die Moden mit imaginärem ω_ℓ beinhaltet, reflektiert vor allem das Verhalten des Systems als Flüssigkeit und ist eng mit dem Diffusions-

koeffizienten D des Systems verknüpft [213–216]. Für einen Cluster mit $N = 26$ zeigt Abb. 5.6 den berechneten Diffusionskoeffizienten D in Abhängigkeit von der kinetischen Temperatur des geheizten Systems. Ab einer Temperatur von $T \approx 5000$ K steigt der Diffusionskoeffizient etwa linear mit der Temperatur an. Die kritische Temperatur T_S kann als diese Temperatur definiert werden, unterhalb derer der Diffusionskoeffizient vernachlässigbar klein ist [217]. Eine Bestimmung von T_S ist somit über eine Extrapolation des linearen Verlaufs von $D(T)$ auf $D = 0$ m²/s möglich. In systematischen Untersuchungen am BM_a -Experiment konnte gezeigt werden, dass die kritische Temperatur T_S stark von den inneren Symmetrien des Systems und somit auch von der Partikelzahl N abhängt [207*]. Mit diesen Resultaten ist der experimentelle Nachweis von theoretischen Voraussagen und Simulationsergebnissen [32, 35–38] gelungen.

Die dritte Methode ist an die radiale Verteilungsfunktion (oder Paarverteilungsfunktion) $g(r_{ij})$ angelehnt. Sie ist definiert als mittlere Wahrscheinlichkeit, zwei Partikel in einem Partikelsystem unter einem Abstand r_{ij} zu finden und ist normiert auf ein unkorreliertes System mit identischer Dichte. Das erste Maximum ist dabei mit dem mittleren Interpartikelabstand verknüpft und kann genutzt werden, um eine Schmelzlinie in Abhängigkeit des Kopplungsparameters Γ und des Abschirmparameters κ für ausgedehnte Systeme zu bestimmen [109]. Die langreichweitige Ordnung des Systems bestimmt die charakteristische Struktur der Verteilung. In finiten Systemen ist eine langreichweitige Ordnung aufgrund der begrenzten Ausdehnung des Systems nicht ermittelbar. Um den strukturellen Gegebenheiten finiter Systeme in parabolischen 2D- und 3D-Fallengeometrien Rechnung zu tragen, wurde die „center-two-particle correlation function“ ($C2P$) eingeführt [206, 209*]. Diese bildet neben der radialen auch die Orientierungsordnung von Clustern ab und ermöglicht so eine Differenzierung zwischen Intra- und Interschalenschmelzen. Eine ausführliche Darstellung der $C2P$ findet sich in den gemeinsamen Publikationen [65*, 127*, 203*, 209*], wo u. a. im BM_a -Experiment aufgenommene Messdaten die experimentelle Basis liefern, sowie in Ref. [218]. Die Methode zielt dabei weniger auf die Bestimmung einer exakten Schmelztemperatur ab, sie ist jedoch hervorragend geeignet, um die strukturellen Veränderungen finiter Partikelsysteme während des Schmelzprozesses zu untersuchen.

5.4 Auswirkungen diffuser Reflexionen von intensiven Laserstrahlen

Sowohl in der vorgestellten Methode der Laserheizung als auch in anderen Anwendungen der Lasermanipulation in staubigen Plasmen werden bisweilen Laser mit Ausgangsleistungen im Bereich einiger Watt eingesetzt. Es stellt sich dabei die Frage, inwieweit es indirekte Auswirkungen auf die Staubteilchen gibt, wenn ein intensiver Laserstrahl an Objekten wie beispielsweise Elektroden oder Glasküvetten in der Nä-

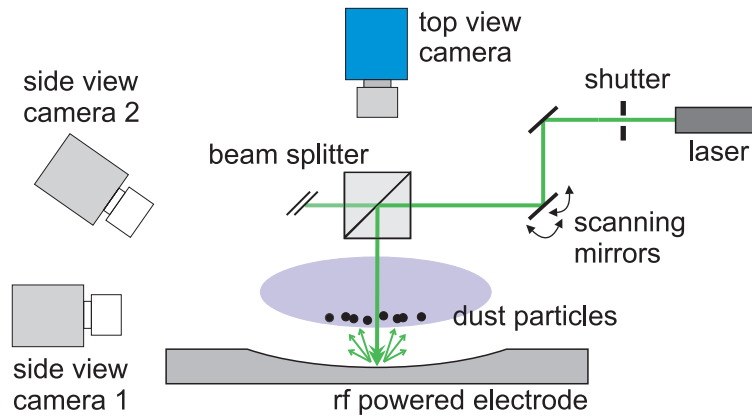


Abbildung 5.7 Optischer Aufbau am BM_a -Experiment zur Untersuchung der Auswirkung diffus reflektierter Laserstrahlen auf in der Nähe befindliche Staubpartikel. In der Sichtachse des Videomikroskopie-Aufbaus befindet sich ein Strahlteilerwürfel. Über diesen strahlt ein Laser vertikal durch die Levitationsebene der Partikel auf die untere Elektrode. Die Position des Strahls wird über ein zweiachsiges Spiegelgalvanometersystem kontrolliert. Mit einem elektromechanischen Verschluss („shutter“) kann der Strahl unterbrochen werden. Abbildung nach Ref. [90*].

he der Partikel gestreut bzw. reflektiert wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde einer möglichen Auswirkung von an Oberflächen diffus gestreutem Laserlicht auf Partikel systematisch nachgegangen. Im Folgenden werden die wesentlichen Details dieser in Ref. [90*] veröffentlichten Messungen vorgestellt.

Für die Untersuchungen wurde das BM_a -Experiment um den in Abb. 5.7 dargestellten optischen Aufbau erweitert. Der Strahl eines Lasers mit einer maximalen Ausgangsleistung von $P_L = 5 \text{ W}$ bei einer Wellenlänge von 532 nm wird auf ein zweiachsiges Spiegelgalvanometersystem gelenkt und von dort aus auf einen Strahlteilerwürfel, der oberhalb der Plasmakammer platziert ist. Dieser ermöglicht einen vertikalen Einfall des Strahls auf die Elektrode bei gleichzeitiger Beibehaltung des bestehenden Videomikroskopie-Aufbaus. Die Spiegelgalvanometer ermöglichen eine Positionierung des Strahlauffreffpunkts auf der Elektrode, deren Oberfläche mattiert ist, um gerichtete Reflexionen zu minimieren. Über einen elektromechanischen Verschluss („shutter“) kann der Laserstrahl unterbrochen und zeitlich mit Frequenzen bis zu 15 Hz moduliert werden. Die effektive Maximalleistung des Strahls auf der Elektrode liegt nach den Leistungsverlusten an den optischen Komponenten bei etwa 1 W . Da die Partikel von einem roten Laserfächer beleuchtet werden und die Kamera mit einem schmalbandigen Interferenzfilter der entsprechenden Wellenlänge ausgestattet ist, wird das Bild der Videomikroskopie nicht von dem Manipulationslaser gestört.

Die Auswirkungen des diffus gestreuten Laserlichts können unter Verwendung eines levitierenden Staubpartikels gemessen werden, das sich ohne Einfluss des Lasers im Fallenzentrum befindet. Fällt der Laserstrahl auf die Elektrode, ohne das Partikel direkt zu treffen, sollte das Partikel aufgrund des Strahlungsdrucks des reflektierten Lichts aus seiner Ruheposition ausgelenkt werden. Für eine Herleitung des zu erwartenden

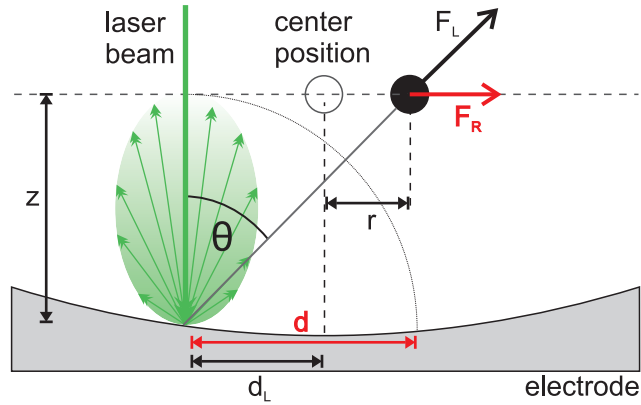


Abbildung 5.8 Skizze zur Messung der Kräfte auf ein Staubpartikel infolge diffuser Reflexion eines Laserstrahls an der unteren Elektrode. Der Laserstrahl trifft in einem Abstand d_L vom Zentrum der Elektrode auf deren Oberfläche. Ein einzelnes Partikel, das auf einer Höhe z levitiert, wird aufgrund des Strahlungsdrucks des diffus reflektierten Lichts um einen radialen Abstand r aus dem Fallenzentrum ausgelenkt. Zu Illustrationszwecken ist die Krümmung der Elektrode hier stärker als im Experiment dargestellt. Abbildung nach Ref. [90*].

Kraftverlaufs ist diese Situation in Abb. 5.8 skizziert. Ausgehend vom LAMBERT'schen Gesetz für die Intensitätsverteilung der diffusen Lichtstreuung an Oberflächen, ist die Intensität des reflektierten Lichts abhängig vom Kosinus des Reflexionswinkels Θ zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl:

$$I_{\Theta} \sim \cos(\Theta). \quad (5.5)$$

Die auf das Partikel wirkende Kraft F_L ist proportional zur Intensität I_{Θ} , die wiederum invers-quadratisch mit dem Abstand zwischen Auftreffpunkt des Strahls und Staubpartikel abnimmt. Dieser kann über die Levitationshöhe z des Partikels sowie den horizontalen Abstand d , bzw. dem Winkel Θ zwischen einfallendem Strahl und der Verbindungslinie von dessen Auftreffpunkt auf der Elektrode und dem levitierenden Partikel ausgedrückt werden. Somit ist

$$F_L \sim \frac{I_{\Theta}}{z^2 + d^2} = \frac{\cos^3(\Theta)}{z^2}. \quad (5.6)$$

Hierbei setzt sich der horizontale Abstand d aus der Summe von der Partikelauslenkung r bezüglich der Ruhelage sowie der Distanz d_L zwischen Fallenzentrum und Auftreffpunkt des Laserstrahls zusammen. Der vertikale Einschluss des Partikels ist typischerweise etwa eine Größenordnung stärker als der horizontale Einschluss, wodurch eine Auslenkung des Partikels in vertikaler Richtung vernachlässigt werden kann. Somit kann die Betrachtung auf die Horizontalkomponente

$$F_R \sim F_L \sin(\Theta) \quad (5.7)$$

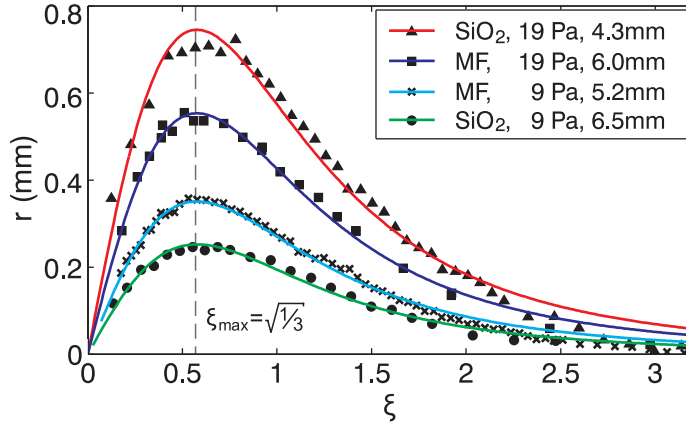


Abbildung 5.9 Gemessene Partikelauslenkung r aus der Ruhelage in Abhängigkeit von dem Verhältnis $\xi = d/z$ aus horizontalem Abstand d zum Auftreffpunkt des Laserstrahls auf der Elektrode und der Levitationshöhe z des Partikels (in Legende angegeben). Die durchgezogenen Kurven stellen die Auslenkungen dar, die sich durch Anpassung des radialen Kraftverlaufs nach Gl. (5.9) ergeben. Abbildung nach Ref. [90*].

der Kraft reduziert werden. Diese liefert folglich das radiale Kraftprofil

$$F_R = c_r \cdot \frac{\sin(\Theta) \cos^3(\Theta)}{z^2}, \quad (5.8)$$

welches unter Verwendung trigonometrischer Zusammenhänge¹ als

$$F_R = \frac{c_r}{z^2} \cdot \frac{\xi}{(1 + \xi^2)^2} \quad (5.9)$$

formuliert werden kann. Dabei ist das Verhältnis von horizontalem Abstand und Levitationshöhe als $\xi := d/z = \tan(\Theta)$ definiert. Die Proportionalitätskonstante c_r ist im Wesentlichen von den Oberflächeneigenschaften des Partikels und der Elektrode bestimmt. Die Levitationshöhe z des Partikels hängt von seinem Ladungs-Masse-Verhältnis q_d/m_d sowie den Plasmabedingungen ab. Folglich sind die Materialeigenschaften, Partikelgröße, der Neutralgasdruck und die HF-Leistung die zentralen Parameter, die den Kraftverlauf beeinflussen. Anhand Gl. (5.9) lassen sich zwei einfache Grenzfälle des horizontalen Kraftprofils erkennen: im Nahbereich mit $\xi \rightarrow 0$ steigt die Kraft mit $F_R \sim \xi$ linear an. Die Fernwirkung mit $\xi \rightarrow \infty$ ist durch die Proportionalität $F_R \sim 1/\xi^3$ charakterisiert.

Im Experiment wurde die Kraft auf ein einzelnes Partikel systematisch in mehreren Serien vermessen. Dazu wurden neben Staubpartikeln aus Melamin-Formaldehyd mit $r_d = 6.1 \mu\text{m}$ auch die in Experimenten häufig zum Einsatz kommenden Glas-Partikel (SiO_2) mit $r_d = 9.6 \mu\text{m}$ verwendet. Beginnend mit großen Abständen wurde der vertikale Laserstrahl schrittweise an das Zentrum der Elektrode heranbewegt. An jeder der

¹ $\sin(\arctan(\Theta)) = \Theta/\sqrt{1 + \Theta^2}$; $\cos(\arctan(\Theta)) = 1/\sqrt{1 + \Theta^2}$

Positionen wurde der Laserstrahl bei voller Leistung etwa 50-mal mit sehr niedriger Frequenz über den elektromechanischen Verschluss unterbrochen. Für die Messserien wurde die Levitationshöhe z des Partikels dabei jeweils durch eine Anpassung des Neutralgasdrucks und der HF-Leistung kontrolliert und konstant gehalten.

Das Partikel im Zentrum des horizontalen Fallenpotentials wird unter Einfluss des Strahlungsdrucks der diffusen Reflexion aus seiner eigentlichen Ruhelage ausgelenkt. In den aufgenommenen Trajektorien lassen sich somit je zwei Gleichgewichtspositionen ermitteln. Davon ist die eine das Fallenzentrum und die andere ist die um einen horizontalen Abstand r ausgelenkte Position. In Abb. 5.9 sind die ermittelten Auslenkungen der Partikel über dem relativen Abstand $\xi = d/z$ aufgetragen. Da das horizontale Fallenpotential in guter Näherung als parabolisch angenommen werden kann, ist die gemessene radiale Partikelauslenkung r direkt proportional zu der horizontalen Kraft F_R . An die Messpunkte ist jeweils der theoretische Kraftverlauf nach Gl. (5.9) angepasst. Für $\xi \leq 0.3$ steigt die Kraft näherungsweise linear an. Die maximale Auslenkung wird für $\xi_{\max} = \sqrt{1/3}$ erreicht. Für große Abstände mit $\xi > 3$ ist die Kraft vernachlässigbar klein. Es zeigt sich über einen weiten Bereich mit $\xi < 2$ eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und der Modellfunktion. Darüber sind deutlichere Abweichungen festzustellen. Jedoch entsprechen Abstände von $\xi > 2$ dabei einem Reflexionswinkel von $\Theta > 63^\circ$, so dass als Ursache für die Diskrepanzen eine nicht-ideale diffuse Reflexion auf der Elektrodenoberfläche angenommen werden kann. Bei typischen Plasmabedingungen entsprechen diese relativen Distanzen in Staubclustern mehr als 10 Interpartikelabständen in der Levitationsebene.

Die gemessene deutliche Auslenkung der Partikel ist ein Beleg dafür, dass die diffuse Reflexion eines Laserstrahls eine signifikante Kraft auf Staubpartikel hervorrufen kann, die in typischen Experimentbedingungen eine Reichweite von mehreren Interpartikelabständen besitzt. Da Reflexionen in Experimenten, in denen Lasermanipulation zum Einsatz kommt, oft technisch nicht zu vermeiden sind, sollte ihr Einfluss auf die Struktur und Dynamik von Partikelsystemen nicht a priori vernachlässigt werden. Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, dass insbesondere eine modulierte Laserleistung in Verbindung mit der diffusen Reflexion für eine dynamische Manipulation von Staubclustern sehr gut geeignet ist.

5.5 Selektive Modenanregung durch modulierte Mehrpartikelmanipulation

Im vorherigen Abschnitt konnte eine signifikante Kraftwirkung des Strahlungsdrucks der diffusen Reflexion auf Staubpartikel nachgewiesen werden. Diese ist in der Ebene durch eine Radialsymmetrie gekennzeichnet. Der gezielte Einsatz der diffusen Reflexion als Manipulationswerkzeug für Staubcluster ergibt daher neuartige Möglichkeiten der dynamischen Manipulation stark gekoppelter Systeme. Im Folgenden soll dies unter Verwendung einer modulierten Intensität des Laserstrahls genutzt werden, um das Modenspektrum von Clustern selektiv anzuregen. Dafür existieren aufgrund der loka-

lisierten Kraftwirkung zwei Grenzfälle. Für kleine Systeme aus wenigen Partikeln kann eine globale Manipulation erreicht werden, bei der alle Partikel simultan den Einfluss des Lasers erfahren. Für ausgedehntere Systeme hingegen lässt sich eine lokale Störung erzielen, die nur Teile des Clusters in relevantem Maße beeinflusst. Um den Übergang zwischen diesen beiden Extremfällen und den zunehmenden Einfluss der Lokalisierung zu untersuchen, wird zunächst die Anregung eines sehr kleinen Clusters diskutiert. Diese Messungen wurden zusammen mit den Ergebnissen des vorherigen Abschnitts 5.4 in Ref. [90*] publiziert. Im zweiten Schritt werden weitergehende Experimente vorgestellt, bei denen die Clustergröße systematisch erhöht wird. Diese Messungen werden schließlich durch Simulationen zur Anregung eines großen Systems ergänzt.

Durch die Positionierung des Auftreffpunkts des Laserstrahls auf der Elektrode kann die Lage der wirkenden Kräfte bezüglich der Staubcluster kontrolliert werden. Im Folgenden wird eine Position zentral in der Fallenmitte verwendet, wodurch die Cluster einer radialsymmetrischen Manipulation ausgesetzt werden, die es ermöglichen sollte, gezielt die „breathing Mode“ des Systems zu treiben. Diese Mode zeichnet sich durch eine selbstähnliche Expansionsbewegung des Partikelsystems in radialer Richtung aus. Zu beachten ist hierbei, dass diese Art der Manipulation nur auf Cluster angewendet werden kann, deren Struktur kein zentrales Partikel beinhaltet. Dieses wäre dem direkten Strahlungsdruck des Lasers ausgesetzt, wodurch eine starke vertikale Anregung erfolgen würde. Die Modulation der Strahlintensität erfolgt durch den elektromechanischen Verschluss. Die verwendeten Frequenzen sind dabei von der Größenordnung von 1 Hz, was im Bereich der typischen Eigenfrequenzen der Normalmoden von Clustern im EM_a -Experiment liegt. Die Messungen wurden bei einem relativ niedrigen Neutralgasdruck von $p \approx 2$ Pa durchgeführt, wodurch die Dämpfung gering gehalten wurde.

Bei den gewählten Plasmabedingungen levitieren die Partikel etwa 10 mm über der Elektrode. Die Interpartikelabstände liegen bei etwa 1 mm. Ein Staubcluster mit $N = 13$ Partikeln, die in zwei Schalen mit je 4 und 9 Partikeln angeordnet sind, befindet sich damit vollständig in einem Bereich mit $\xi < 0.2$. Somit sind alle Partikel einer Kraft ausgesetzt, die weitgehend linear mit der radialen Partikelposition zunimmt. In einer Serie von Messungen wurde der Cluster mit Frequenzen von 0.8 Hz bis 4.5 Hz angeregt. Die Trajektorien dieses Clusters bei einer Anregungsfrequenz $f_{\text{ex}} = 1.8$ Hz zeigt Abb. 5.10(a). Die poloidale Ausdehnung der Partikeltrajektorien ist Folge einer leichten Rotation des Clusters während der Messung. Die Ursache für diese starre Rotation liegt nicht in der Anregung, weswegen sie in den folgenden Auswertungen aus den Trajektorien herausgerechnet ist. Für eines der Partikel der äußeren Schale ist die radiale Position in Abb. 5.10(b) dargestellt. Es ist eine deutliche Oszillationsbewegung zu erkennen, deren Amplitude klar oberhalb der thermischen Eigenbewegung des Partikels liegt. Sie ist hingegen klein im Vergleich zu den Interpartikelabständen. Die beobachtete Frequenz entspricht dabei der Anregungsfrequenz.

Die kollektive Dynamik der Partikel kann mithilfe einer Modenanalyse verdeutlicht werden. Das Spektrum der 26 Moden des obigen Clusters ist in Abb. 5.11(a) dargestellt. Neben der thermischen Grundanregung des Systems ist eine deutliche Anregung einiger Moden bei der eingezeichneten Anregungsfrequenz auszumachen. Dabei ist die

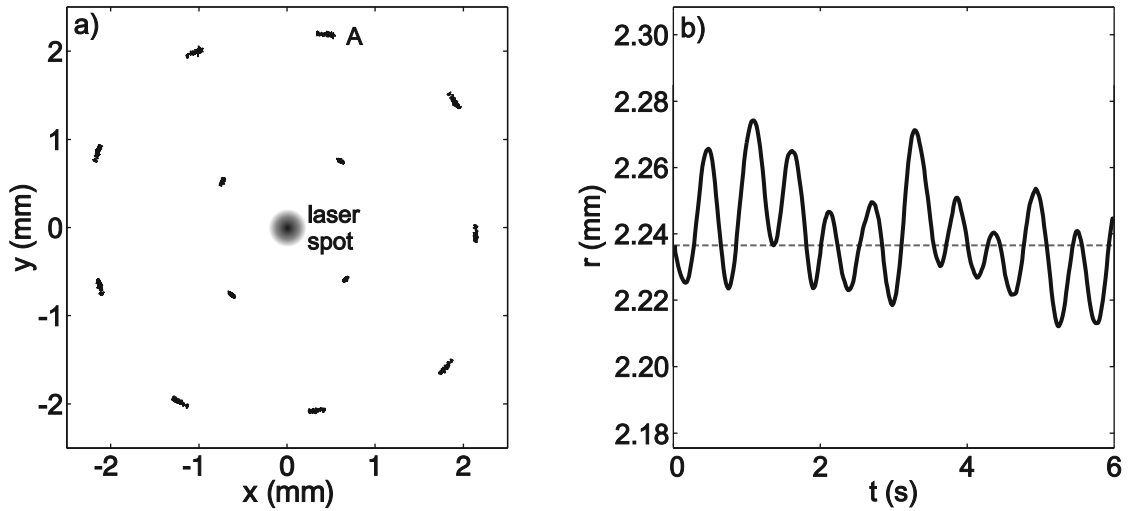


Abbildung 5.10 (a) Trajektorien eines angereregten Clusters mit $N = 13$ Partikeln in einer 4-9 Konfiguration über einen Zeitraum von 20 Sekunden. Der vertikale Laserstrahl trifft in der Fallenmitte auf die untere Elektrode und ist mit einer Verschlussfrequenz von $f_{\text{ex}} = 1.8$ Hz moduliert. (b) Radiale Position eines Partikels (A) der äußeren Schale mit mittlerer radialer Position des Partikels über die gesamte Messdauer (gestrichelte Linie). Abbildung nach Ref. [90*].

Mode 16 am stärksten angeregt. Diese Mode ist mit einer nahezu rein radialen Partikelbewegung assoziiert, weswegen sie im Folgenden als „breathing Mode“ bezeichnet wird. Daneben sind die Moden 6 und 7 schwach angeregt. Diese beiden Moden sind die „sloshing Moden“, die eine Schwerpunktbewegung des Clusters widerspiegeln. Die Ursache für die Anregung der „sloshing Moden“ ist eine minimale Dezentrierung des Laserstrahls bezüglich des Fallenzentrums. Neben den deutlichen Spitzen in der Leistung bei der Anregungsfrequenz sind weitere lokale Maxima bei 5.4 Hz zu erkennen. Diese Frequenz entspricht einer höheren Harmonischen der Anregungsfrequenz und ist eine Folge der anharmonischen Anregung.

Um die tatsächliche Anregung der Moden aufgrund der diffusen Reflexion zu analysieren, ist die zusätzliche Leistung im Modenspektrum im Vergleich zum thermischen Spektrum relevant. Letzteres entspricht der Grundanregung der Moden des unmanipulierten Clusters infolge der thermischen Bewegung der Partikel. Es ist daher ein Spektrum nötig, welches den thermischen Untergrund abbildet, um es vom Spektrum des angeregten Clusters subtrahieren zu können. Es wäre naheliegend, das Modenspektrum einer Vergleichsmessung mit einem unmanipulierten Cluster zu nutzen. Eine weitere Möglichkeit bietet die Mittelung über alle 39 Spektren der Messserie. Da sich die Anregung in den Spektren ausschließlich auf den Bereich der Anregungsfrequenz und höhere Harmonische beschränkt, sind diese von der Mittelung ausgeschlossen. Diese Methode profitiert zum einen von einer größeren Datenbasis und liefert somit ein rauschärmeres Spektrum. Es beinhaltet zum anderen Thermalisierungseffekte im getriebenen System. Als mittleres Spektrum ergibt sich das in Abb. 5.11(b) darge-

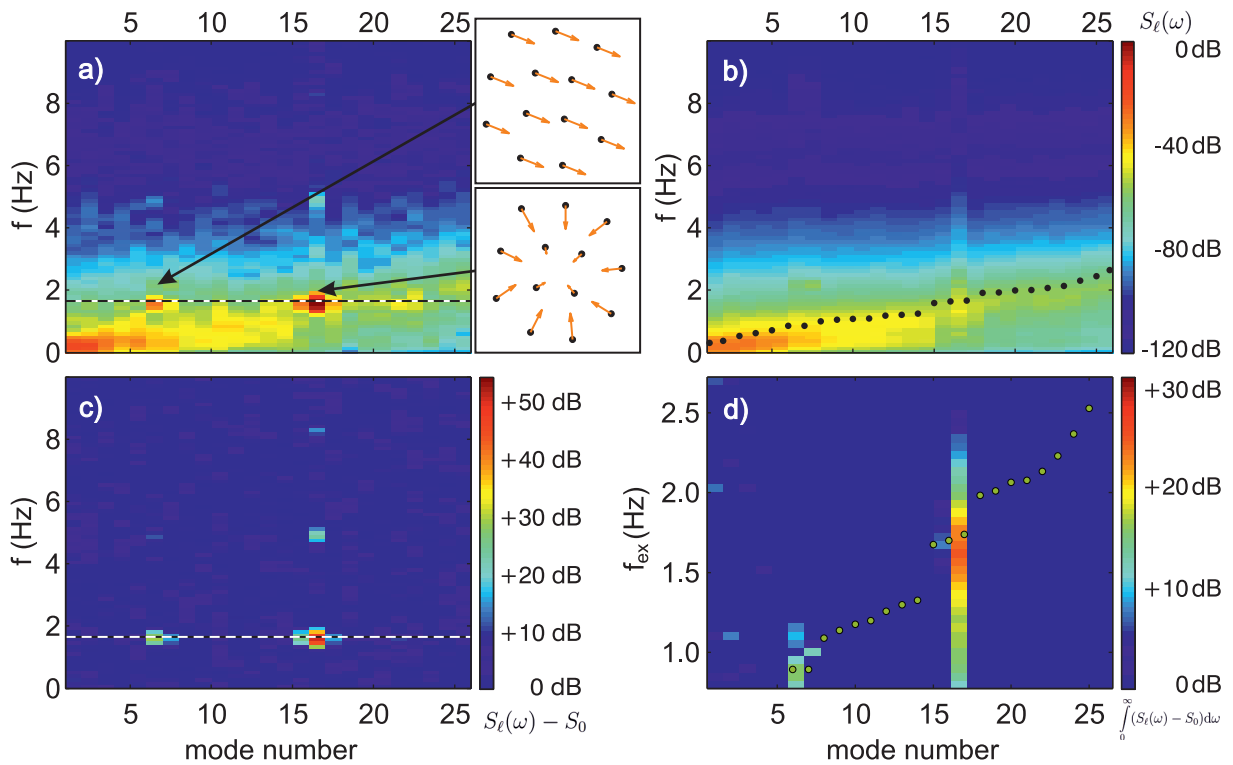


Abbildung 5.11 (a) Modenspektrum des mit $f_{\text{ex}} = 1.8$ Hz angeregten Clusters mit $N = 13$ Partikeln. Die Moden 6 und 7 sind die „sloshing Moden“, die eine Schwerpunktbewegung des Clusters beschreiben. Die maximale Anregung ist für Mode 16, die „breathing Mode“, zu verzeichnen. Sie beinhaltet im Wesentlichen eine radiale Bewegung aller Partikel. (b) Thermisches Spektrum des Clusters, ermittelt aus den Modenspektren des angeregten Systems. Zusätzlich eingezeichnet sind die berechneten Eigenfrequenzen der Normalmoden (Punkte). (c) Differenzspektrum des angeregten Clusters (entspricht der Differenz aus dem Spektrum (a) und dem thermischen Spektrum (b)). (d) Anregungsspektrum: über die Frequenz integrierte Leistung der jeweiligen Moden als Funktion der Treiberfrequenz f_{ex} . Die Eigenfrequenzen der Moden sind hier ebenfalls als Punkte eingetragen. Abbildung nach Ref. [90*].

stellte thermische Grundspektrum. Dort ist das Leistungsmaximum jeder Mode in der Nähe ihrer jeweiligen Eigenfrequenz zu finden. Durch eine Anpassung der berechneten Eigenfrequenzen an die charakteristischen Maxima ist es möglich, die Ladung der Partikel q_d , die Fallenfrequenz ω_0 und die Abschirmlänge λ zu bestimmen. Hier ergeben sich $q_d \approx 20500 e$ und $\lambda \approx 950 \mu\text{m}$, was in guter Übereinstimmung mit früheren Experimenten und theoretischen Voraussagen steht [14, 62, 67, 132]. Die ermittelte Fallenfrequenz $\omega_0 \approx 2\pi \cdot 0.9 \text{ s}^{-1}$ ist charakteristisch für den experimentellen Aufbau und stimmt sehr gut mit Ergebnissen aus anderen Messungen wie beispielsweise angeregter Oszillationen einzelner Partikel im EM_a -Experiment überein.

Durch Abzug des thermischen Spektrums vom Modenspektrum des manipulierten Clusters ergibt sich das in Abb. 5.11(c) gezeigte Differenzspektrum. In diesem ist die erhöhte Leistung in der „breathing Mode“ bei der Anregungsfrequenz klar zu erkennen. Die zusätzlichen Leistungsspitzen der anderen Moden und bei den höheren Harmonischen liegen im Verhältnis dazu mehr als 20 dB niedriger. Eine Integration des Differenzspektrums über den gesamten Frequenzbereich liefert die gesamte zusätzliche Leistung in den jeweiligen Moden als Folge der Anregung. Diese Berechnung kann für jede Anregungsfrequenz durchgeführt werden und ergibt das in Abb. 5.11(d) dargestellte Anregungsspektrum des Clusters. In diesem ist die Verteilung der Leistung auf die Moden in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz f_{ex} abzulesen. Die „breathing Mode“ wird bei $f_{\text{ex}} \approx 1.7 \text{ Hz}$ in der Nähe ihrer berechneten Eigenfrequenz resonant getrieben. Die Schwerpunktbewegung des Clusters wird entsprechend ihrer Eigenfrequenz nur bei niedrigeren Frequenzen von $f_{\text{ex}} \approx 1.0 \text{ Hz}$ leicht angeregt.

Diese Methode der dynamischen Anregung ist geeignet, gezielt die „breathing Mode“ in kleinen Staubclustern anzuregen. Die Analyse der Modenspektren zeigt, dass für eine effektive Modenanregung zwei Bedingungen erfüllt sein müssen. Dies ist zum einen eine topologische Ähnlichkeit von Treiber und Mode. Für ein kleines Partikelsystem, bei dem die radiale Ausdehnung klein gegenüber der Levitationshöhe ist, ist der Kraftverlauf in guter Näherung linear mit der radialen Position zunehmend und somit zum Bewegungsmuster der „breathing Mode“ passend. Zum anderen werden die Moden in der Nähe ihrer Eigenfrequenz resonant getrieben, d. h. wenn eine Synchronisation von Eigenfrequenz und Treiberfrequenz gegeben ist.

Wird ein größerer Cluster manipuliert, kann sich dessen Ausdehnung in den nicht-linearen Bereich der Kraft erstrecken. In dem Fall ist die topologische Ähnlichkeit von „breathing Mode“ und Anregung nicht mehr gegeben und ein effektives Treiben der Mode nicht per se zu erwarten. Es ist weiter davon auszugehen, dass zusätzliche Moden angeregt werden. Aufgrund der rein radialen Anregung ist ferner zu erwarten, dass die resultierende Partikeldynamik vorwiegend radialen Charakter besitzt. Um die Auswirkungen der Manipulation auf das Modenspektrum eines größeren Systems zu untersuchen, wurde ein $N = 99$ Cluster eingefangen. Für diesen reichen die äußeren Partikel mit $\xi \approx 0.5$ etwa bis zum Maximum des Kraftverlaufs (vgl. Abb. 5.9). Das Spektrum für eine Anregungsfrequenz $f_{\text{ex}} = 2.2 \text{ Hz}$ zeigt Abb. 5.12(a). Aus der thermischen Grundanregung des Spektrums heben sich mehrere Moden in der Umgebung von f_{ex} (gestrichelte Linie) ab. Diese verteilen sich auf drei Bereiche. Am ausgeprägtesten ist das Leistungsmaximum von Mode 64, deren berechnete Eigenfrequenz mit

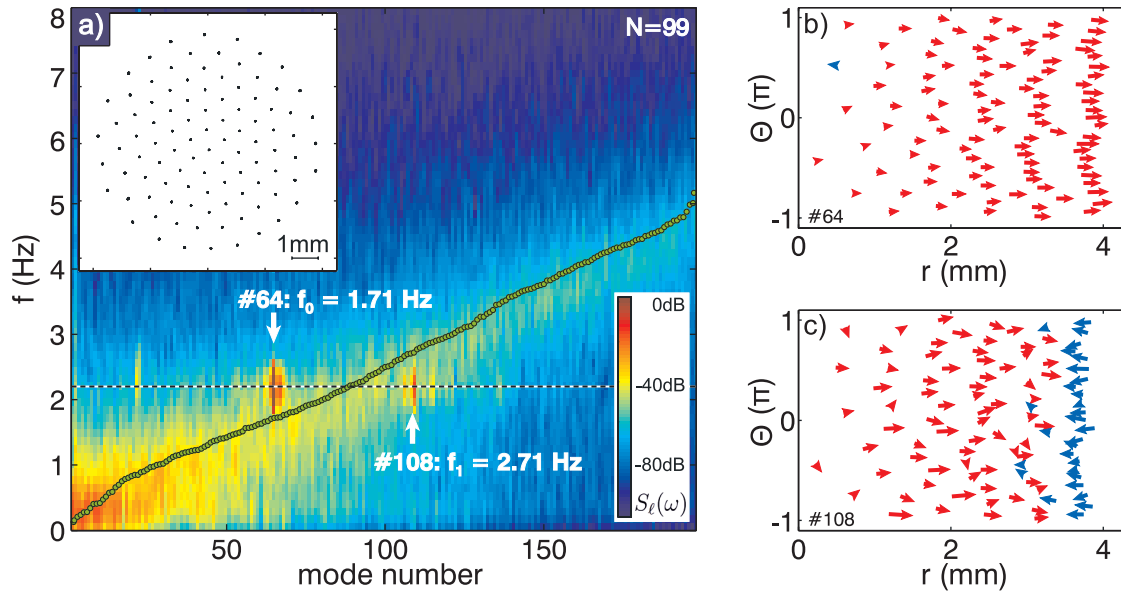


Abbildung 5.12 (a) Modenspektrum des angeregten Clusters mit $N=99$ Partikeln bei einer Anregungsfrequenz $f_{\text{ex}} = 2.2$ Hz (gestrichelte Linie). Die Trajektorien (eingebettet) der Partikel weisen nur minimale Bewegungen um die Gleichgewichtspositionen auf. Der thermische Untergrund des Spektrums zeigt eine Grundanregung der Moden in der Nähe ihrer berechneten Eigenfrequenzen (Punkte). Die bei der Anregungsfrequenz signifikant angeregten Moden 64 und 108 sind in (b) und (c) in Polarkoordinaten dargestellt. Die Einfärbung der Pfeile gibt das Vorzeichen der radialen Richtung an (positiv: rot, negativ: blau)

$f_0 = 1.71$ Hz etwas unterhalb der Anregungsfrequenz liegt. Zusätzlich ist eine schwache Anregung der direkt benachbarten Moden zu erkennen. Darüber hinaus ist Mode 108 mit einer Eigenfrequenz von $f_1 = 2.71$ Hz, die leicht oberhalb der Anregungsfrequenz liegt, deutlich getrieben. Schließlich sind auch die Moden 21 und 22 schwach angeregt. Diese beiden Moden sind die „sloshing Moden“ und werden daher nicht weiter berücksichtigt.

Bei Mode 64 handelt es sich um die „breathing Mode“, die aufgrund ihrer Topologie auch als radiale Mode bezeichnet wird. Um ihrer Struktur gerecht zu werden, ist eine Darstellung in Polarkoordinaten wie in Abb. 5.12(b) sinnvoll. Dort ist zur Verdeutlichung zusätzlich eine Einfärbung nach dem Vorzeichen des radialen Anteils vorgenommen. Klar zu erkennen ist, dass nur sehr geringe tangentielle Anteile in der Mode enthalten sind und alle Partikel mit signifikanter Amplitude in gleicher Richtung an der radialen Bewegung beteiligt sind. Die Amplitude nimmt dabei nach außen linear zu. Mode 108 hat ebenfalls kaum tangentielle Anteile und kann daher auch als radiale Mode bezeichnet werden. In Abb. 5.12(c) ist sie in analoger Weise dargestellt. Anders als bei der „breathing Mode“ sind hier nicht alle Partikel an einer Bewegung in gleicher Richtung beteiligt. Stattdessen bewegen sich die Partikel der äußeren Schale gegenphasig zu den inneren Partikeln. Dadurch ist ein radialer Knoten im Bereich der

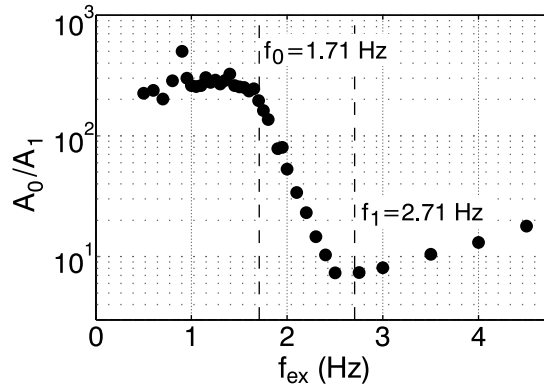


Abbildung 5.13 Amplitudenverhältnis der beiden dominanten radialen Moden rm_0 und rm_1 mit den Eigenfrequenzen f_0 und f_1 des angeregten $N = 99$ Clusters.

zweiten Schale von außen vorhanden. Die maximale Amplitude im Bereich der inneren Partikel liegt bei $r \approx 2$ mm. Diese Mode ist somit eine radiale Mode höherer Ordnung. Die „breathing Mode“, die keinen Knoten besitzt, kann als radiale Mode nullter Ordnung bezeichnet werden. Deshalb ist es nützlich, die Bezeichnung rm_k für die radialen Moden k -ter Ordnung – entsprechend der Anzahl der vorhandenen Knoten – einzuführen. Derartige Moden wurden von NELISSEN *et al.* für finite COULOMB-Systeme in parabolischen Fallenpotentialen beschrieben und konnten dort für Systemgrößen ab $N \gtrsim 120$ durch eine hydrodynamische Beschreibung angenähert werden [114].

Die Berechnung eines Anregungsspektrums analog zu der Vorgehensweise bei dem kleinen System ist für diesen größeren Cluster praktisch nicht durchführbar. Die Ursache hierfür sind langsame strukturelle Veränderungen des Clusters während der Messserie. Diese haben eine Veränderung der Modenstruktur und deren Ordnung zur Folge. Im Spektrum jeder Messung sind jedoch beide radialen Moden rm_0 und rm_1 eindeutig identifizierbar. Das erlaubt eine Berechnung des Anregungsverhältnisses dieser beiden Moden als Quotient der spektralen Maxima A_0 und A_1 . Dafür wurde der Cluster systematisch mit Frequenzen von $f_{\text{ex}} = 0.5$ Hz bis $f_{\text{ex}} = 4.5$ Hz angeregt. Das gemessene Amplitudenverhältnis A_0/A_1 ist in Abb. 5.13 aufgetragen. Bei niedrigen Anregungsfrequenzen ist die rm_0 Mode zunächst um etwa einen Faktor 300 stärker angeregt als die rm_1 Mode. Oberhalb der Eigenfrequenz $f_0 = 1.71$ Hz der rm_0 Mode nimmt das Anregungsverhältnis rapide ab bis es etwa bei der Eigenfrequenz $f_1 = 2.71$ Hz der rm_1 Mode ein Minimum erreicht. Dort ist die radiale Mode nullter Ordnung nur noch um einen Faktor 7 stärker angeregt als die radiale Mode erster Ordnung. Mit weiter steigender Anregungsfrequenz nimmt auch das Verhältnis der Anregungsamplituden leicht zu. Hierin bestätigt sich die Beobachtung, dass jede Mode im Bereich ihrer Eigenfrequenz resonant getrieben wird. Die Moden verhalten sich in diesem Fall wie voneinander unabhängige harmonische Oszillatoren. Aus dem Amplitudenverhältnis wird ersichtlich, dass die „breathing Mode“ von der nichtlinearen Anregung nicht nur effizient getrieben wird, sondern darüber hinaus auch für dieses System bei allen Anregungsfrequenzen die dominante Mode ist.

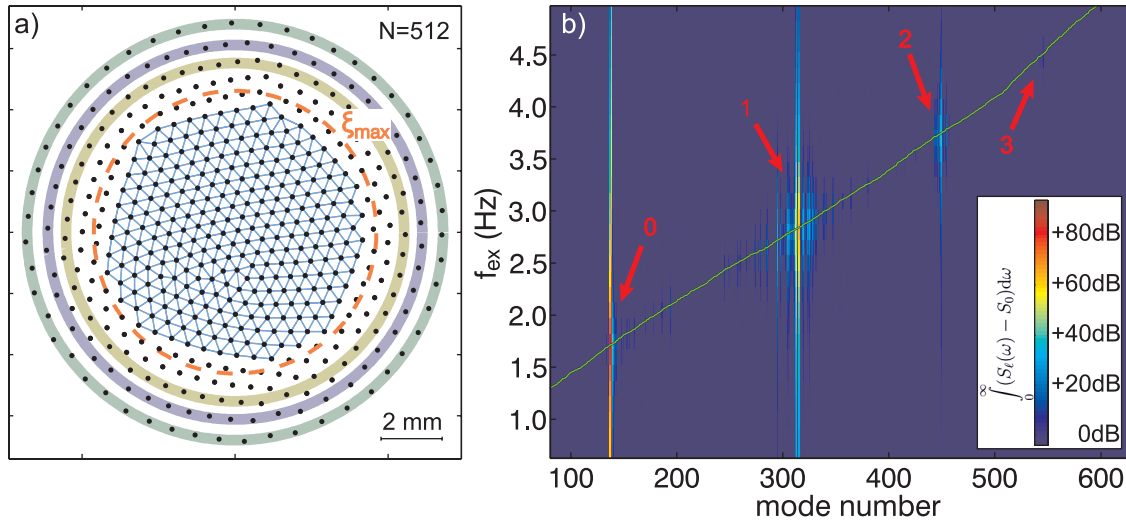


Abbildung 5.14 (a) Gleichgewichtspositionen eines simulierten $N=512$ Clusters mit deutlicher Schalenstruktur am äußeren Rand (grün, lila, gelb unterlegt) und einer sehr gleichmäßigen hexagonalen Flächenstruktur im zentralen Bereich (blau). Der Verlauf der anregenden Kraft wurde so skaliert, dass ihr Maximum an der eingezeichneten radialen Position ξ_{\max} liegt. (b) Ausschnitt aus dem Anregungsspektrum der 1024 Moden des Clusters. Die Eigenfrequenzen der Moden sind durch die grüne Linie dargestellt.

Die in Abb. 5.12(b,c) dargestellten räumlichen Strukturen der Moden werden noch deutlicher, wenn die im Modenspektrum jeweils benachbarten Moden mit ähnlicher Eigenfrequenz mit in Betracht gezogen werden. Die Moden innerhalb dieser Frequenzdomänen zeigen im Spektrum eine schwache Anregung. Einzeln lassen diese Moden keine charakteristische Topologie erkennen. Eine Aufsummierung der Eigenvektoren der Moden innerhalb dieser Frequenzbereiche unter Berücksichtigung der Amplitude und Phasenlage der Modensignale führt jedoch zu jeweils neuen kombinierten Moden, deren tangentialen Anteile fast komplett eliminiert und deren radialen Anteile homogener verteilt sind. Diese Verteilung der Partikeldynamik auf jeweils mehrere Moden ist bei der gegebenen Manipulation aus zwei Gründen nachvollziehbar. Einerseits sind für ein finites System Diskretisierungseffekte zu erwarten, die homogene und isotrope Oszillationen nicht notwendigerweise durch einzelne Moden darstellbar machen [39, 114, 219]. Andererseits ist bekannt, dass in einem YUKAWA-System wie dem hier vorliegenden im Gegensatz zu reinen COULOMB-Systemen keine exakte „breathing Mode“ existiert [115]. Folglich kann die radialsymmetrische Topologie der treibenden Kraft nicht durch exakte radiale Moden wiedergegeben werden. Darum ist es notwendig, die anschwingenden Moden der Frequenzdomänen um die dominanten radialen Moden rm_k zu Linearkombinationen rm_k^* zu addieren, um der Topologie der Anregung gerecht zu werden. Da die Eigenvektoren der Modenerlegung eine orthogonale Basis des Systems darstellen, sind somit auch Linearkombinationen mehrerer Moden mit komplexen Vorfaktoren Teil einer möglichen Basis und damit für Beschreibung der Dynamik des Systems geeignet.

Für die Identifikation weiterer radialer Moden höherer Ordnung muss das Verhältnis von der Ausdehnung des Clusters zur Lokalisierung des Treibers weiter vergrößert werden. Mit steigender Anzahl von Partikeln ist es im Experiment jedoch zunehmend problematischer, Staubcluster stabil genug für systematische Untersuchungen zu realisieren. Darüber hinaus wäre eine Vergrößerung des Sichtfeldes der Video-Mikroskopie notwendig, was eine Verringerung der Ortsauflösung der Partikelpositionen zur Folge hätte. Die geringen Oszillationsamplituden der Partikel wären somit nicht mehr hinreichend genau auflösbar. Daher ist es zweckdienlich, die experimentellen Untersuchungen durch Simulationen zu ergänzen. Diese bieten zusätzlich den Vorteil, dass keine störenden Nebeneffekte aufgrund thermischer Partikelbewegungen oder einer Dezentrierung des Laserstrahls auftreten. Des Weiteren ist der radiale Kraftverlauf exakt implementierbar. Für kleine Staubcluster liefern die Simulationen qualitativ mit dem Experiment übereinstimmende Ergebnisse. Daher wird an dieser Stelle darauf verzichtet, diese zu diskutieren. Stattdessen soll hier die Anregung eines größeren Systems betrachtet werden. Dazu wurde ein Cluster mit $N = 512$ Partikeln simuliert, deren Gleichgewichtspositionen in Abb. 5.14(a) dargestellt sind. Aufgrund der relativ hohen Teilchenzahl des Cluster ist seine Struktur nur im äußeren Bereich durch eine klare Anordnung der Partikel in drei Schalen gekennzeichnet (grün, lila und gelb unterlegt). Im zentralen Bereich hingegen sind die Partikel in einer sehr gleichmäßigen hexagonalen Flächenstruktur angeordnet.

Zur dynamischen Anregung des Clusters wurde eine radiale Kraft gemäß Gl. (5.9) auf die Partikel in die Simulation implementiert, deren Amplitude sinusoidal moduliert wird. Im Experiment definiert die Levitationshöhe des Clusters die radiale Skalierung der Kraft. In der Simulation kann diese Skalierung beliebig gewählt werden, wodurch eine Anpassung der Lokalisierung möglich ist. Für den hier gezeigten Simulationsdurchlauf wurde sie so gewählt, dass das Maximum der Kraft an der eingezeichneten radialen Position liegt, die sich im Übergangsbereich von der Flächen- zur Schalenstruktur des Clusters befindet. Dieser Abstand zum Zentrum entspricht einem $\xi = \sqrt{1/3}$. Partikel entlang dieses Kreises erfahren die stärkste radiale Kraft infolge der simulierten Anregung. Weiter außen nimmt die Kraft auf die Partikel ab. Der Cluster wird demnach einer stark inhomogenen Manipulation mit einer ausgeprägter Lokalisierung ausgesetzt.

In einer Serie von Simulationsdurchläufen wurde der Cluster mit Anregungsfrequenzen über den gesamten Frequenzbereich der Eigenmoden des Systems manipuliert. Da bei der verwendeten kinetischen Temperatur $T = 0$ eV keine thermische Anregung in den einzelnen Modenspektren vorhanden ist, beschränken sich die signifikanten Beiträge im Spektrum auf die direkten Auswirkungen der Anregung. Folglich können die einzelnen Spektren direkt über den gesamten Spektralbereich integriert und in ein Anregungsspektrum umgewandelt werden. Dieses Anregungsspektrum zeigt Abb. 5.14(b). Der abgebildete Ausschnitt ist auf einen Bereich beschränkt, in dem eine signifikante Anregung von Moden festzustellen ist. Wie schon bei den kleineren Clustern im Experiment ist eine deutliche Anregung mehrerer Moden zu erkennen, die jeweils in der Nähe ihrer Eigenfrequenzen (grüne Linie) resonant anschwingen. Die angeregten Moden verteilen sich in diesem Fall auf 4 Bereiche im Spektrum (rote Pfeile), wobei

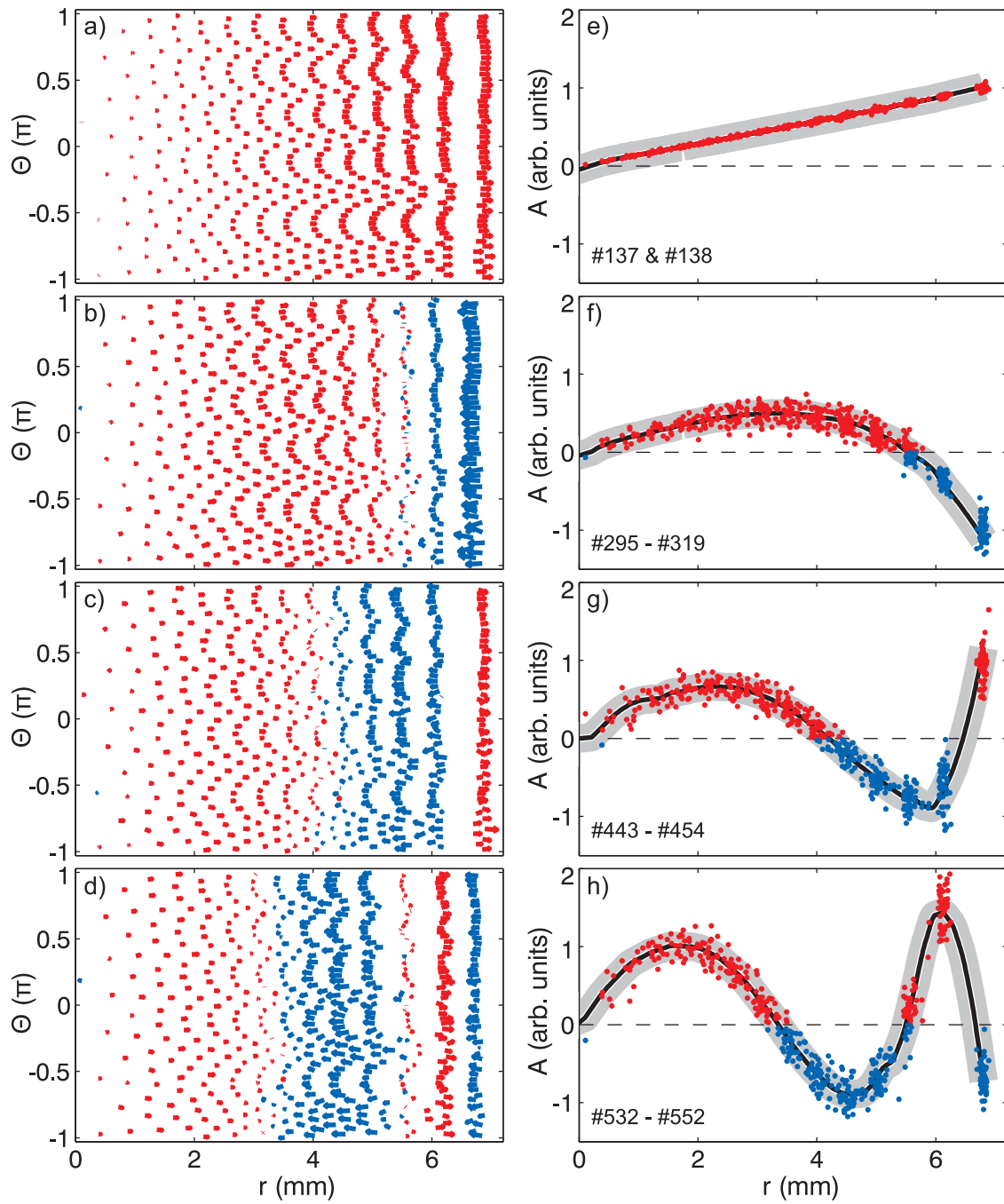


Abbildung 5.15 Eigenvektoren der kombinierten radialen Moden rm_k^* für die 0. Ordnung (a), 1. Ordnung (b), 2. Ordnung (c) und 3. Ordnung (d) eines $N = 512$ Cluster in Polarkoordinatendarstellung. Die Einfärbung der Pfeile gibt das Vorzeichen der radialen Richtung an (positiv: rot, negativ: blau). (e-h) Radiale Profile der Moden.

die Anregungsamplitude für Moden höherer Modenzahl tendenziell abnimmt. Auch hier ist jeweils eine dominante Mode je Frequenzdomäne zu erkennen. Diese vier Moden sind abermals radiale Moden rm_k mit hohen radialen Bewegungsanteilen. Durch Aufsummieren der Moden in den jeweiligen Frequenzdomänen ergeben sich die in Abb. 5.15(a-d) dargestellten kombinierten Moden rm_k^* mit $k = 0 \dots 3$. In diesen sind die tangentialen Anteile fast vollständig eliminiert. Je nach Vorzeichen des Radialteils sind die Pfeile wieder rot bzw. blau eingefärbt. Dadurch ist die radiale Struktur und die Entwicklung von nullter (a) bis zur dritten Ordnung (d) klar zu erkennen. In allen vier Moden sind keine nennenswerten tangentialen Anteile vorhanden. Des Weiteren ist in den Strukturen keine signifikante Abhängigkeit von der tangentialen Position Θ auszumachen. Daher ist es sinnvoll, die Darstellung auf die radiale Amplitude zu reduzieren wie in den Teilabbildungen (e)-(h). Dort ist für jedes Partikel der entsprechende Anteil der kombinierten Mode über der radialen Partikelposition aufgetragen. Zusätzlich ist ein gleitendes Mittel eingezeichnet. In diesen radialen Modenprofilen sind die je k Schwingungsknoten für die Moden rm_k klar zu erkennen. Insbesondere fällt auf, dass für die Moden höherer Ordnung eine radial zunehmende Stauchung vorhanden ist.

Die Simulation größerer Partikelsysteme stellt damit eine sinnvolle Ergänzung zu den experimentellen Untersuchungen dar. An diesen lassen sich die radialen Moden sehr gut identifizieren und die parametrischen Abhängigkeiten dieser selektiven Modenanregung im Detail studieren.

5.6 Synopse

In diesem Kapitel wurden unterschiedliche experimentelle Methoden der Manipulation von Staubclustern vorgestellt, die auf einer Verwendung des Strahlungsdrucks intensiver Laserquellen beruhen. Die Laserheizung als Beispiel für eine globale Manipulation wurde dabei konsequent weiterentwickelt und mit dem $\mathcal{E}M_a$ -Experiment ein Aufbau entwickelt, der in Kombination mit einer methodischen Verbesserung eine Heizung von zweidimensionalen Staubclustern im Sinne eines idealen Thermostaten ermöglicht. Mit dieser Art der Laserheizung ist es möglich, den Schmelzprozess finiter Staubwolken zu initiieren, ohne dabei eine signifikante Veränderung der Plasmabedingungen hervorzurufen. Dadurch ist eine Vergleichbarkeit der untersuchten Systeme bei unterschiedlichen kinetischen Temperaturen gegeben. Staubcluster im $\mathcal{E}M_a$ -Experiment stellen damit eine einzigartige experimentelle Realisierung finiter stark gekoppelter Systeme mit kontrollierbarer kinetischer Temperatur dar.

Eine damit mögliche Untersuchung des Phasenübergangs finiter stark gekoppelter Systeme anhand experimenteller Daten erfolgte in Kooperation mit weiteren Teilprojekten des SFB-TR24. Drei Beispiele für daraus hervorgegangene Methoden der Charakterisierung des Schmelzprozesses wurden in diesem Kapitel vorgestellt. Diese zeigen, dass es möglich ist, eine kritische Temperatur für den Phasenübergang zu definieren. Ein wesentlicher Befund ist dabei, dass diese eine starke Abhängigkeit von der Teilchenzahl N sowie der Clusterkonfiguration aufweist.

Ferner wurden die indirekten Auswirkungen einer Lasermanipulation mit hohen Laserleistungen systematisch untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die diffuse Reflexion einen signifikanten Krafteinfluss auf Mikropartikel im Plasma haben kann, wenn die Reflexion nah genug an den Partikeln auftritt. Diese Erkenntnisse sind für alle Lasermanipulationsexperimente relevant und geben einen Hinweis auf mögliche Fehlerquellen in experimentellen Untersuchungen. Für die vorgestellte Methode der Laserheizung sind diffuse Reflexionen aus zwei Gründen irrelevant. Zum einen sind die Reflexionspunkte auf der Elektrode wegen des flachen Einfallswinkels der Strahlen weit von den Partikeln entfernt und zum anderen können aufgrund der randomisierten Strahlbewegungen keine korrelierten Partikelbewegungen angeregt werden. Letzteres gilt ebenfalls für Laserheizungsexperimente mit 3D-Clustern [209*], in denen Glasküvetten zur Erzeugung des Einfangpotentials für die Partikel verwendet werden. Dort treten Reflexionen relativ nah an den Partikeln auf, so dass bei einer Lasermanipulation die Einflüsse von Reflexionen grundsätzlich eine Rolle spielen können.

Das horizontale Kraftprofil um eine diffuse Reflexion eines senkrecht auf eine Elektrode treffenden Laserstrahls auf in der Randschicht levitierende Partikel konnte analytisch aus dem LAMBERT'schen Gesetz hergeleitet werden und experimentell bestätigt werden. Diese in der Levitationsebene radialsymmetrisch wirkende Kraft konnte darüber hinaus für eine neuartige dynamische Anregung von Staubclustern genutzt werden. Auch hier ist der vernachlässigbare Einfluss der Lasermanipulation auf die Plasmabedingungen ein Vorteil gegenüber anderen experimentellen Methoden zur Modenanregung, in denen eine Modulation der Plasmadichte durch eine Amplitudenmodulation der Elektrodenspannung zur Anregung der „breathing Mode“ genutzt wurde [50]. Mit der diffusen Reflexion ist der Übergang von einer globalen zu einer lokalisierten Manipulation finiter Systeme realisierbar, die zugleich eine selektive Anregung einzelner Moden ermöglicht. Die Modenanalyse der Cluster zeigt, dass die „breathing Mode“ auch in größeren Systemen effizient getrieben werden kann. Die Nichtlinearität der treibenden Kraft bewirkt dabei, dass neben der „breathing Mode“ in größeren Systemen zunehmend radiale Moden höherer Ordnung angeregt werden, je ausgeprägter die räumliche Lokalisierung der treibenden Kraft ist. Auf Basis dieser neuen Anregungsmethode für Staubsysteme ist es möglich, die Ausbreitung einer lokalisierten Störung in stark gekoppelten Partikelsystemen im Detail zu studieren. Insbesondere die radiale Dynamik der Systeme eröffnet einen interessanten Zugang zur Untersuchung von Wellenphänomenen in stark gekoppelten staubigen Plasmen.

6 Laserpinzette zur Einzelpartikelmanipulation staubiger Plasmen

In den vorangegangenen Kapiteln wurden neue experimentelle Methoden vorgestellt, mit denen sich Staubcluster durch den gleichzeitigen Antrieb mehrerer Partikel im System dynamisch manipulieren lassen. Die bisherigen Manipulationsmöglichkeiten staubiger Plasmen lassen eine gezielte Kontrollierbarkeit einzelner Partikel vermissen. In vielen Bereichen der Physik ist die *optische Pinzette* („optical tweezer“) ein äußerst flexibles Standard-Werkzeug zur Manipulation einzelner Mikro- und Nanopartikel in Vielteilchensystemen [72]. Eine direkte Übertragung des „Tweezer“-Prinzips auf staubige Plasmen stellt eine große technische Herausforderung dar. Dieses Kapitel stellt mit der Realisierung einer modifizierten Laserpinzette für komplexe Plasmen ein Manipulationswerkzeug vor, das neben einer gezielten statischen und dynamischen Manipulation einzelner Partikel in Staubclustern auch eine experimentelle Untersuchung der Auswirkungen einer Lasermanipulation auf die Eigenschaften der Mikropartikel erlaubt. Das Grundprinzip dieser Laserpinzette sowie erste Anwendungsbeispiele wurden bereits in Ref. [220*] publiziert.

6.1 Manipulation einzelner Partikel in stark gekoppelten Systemen

Für Untersuchungen stark gekoppelter Systeme, die ein tiefgehendes Verständnis sowohl struktureller Eigenschaften als auch dynamischer Prozesse ermöglichen, sind Methoden, die eine gezielte Kontrolle über einzelne Partikel in dem System bieten, wünschenswert. Unabhängig davon, welcher Art dieses System ist, wird dazu ein lokal wirkendes Manipulationswerkzeug benötigt. In staubigen Plasmen sind die Möglichkeiten hierzu eingeschränkt.

Wie im vorangegangenen Kapitel diskutiert, hat die Lasermanipulation grundsätzlich nur einen lokal entlang des Strahls wirkenden Charakter und kann als minimalinvasiv bezüglich der Plasmabedingungen, d. h. der Einfangbedingungen von Staubsystemen, angesehen werden. Es ist daher in der Regel eine Einschränkung auf eindimensionale oder zweidimensionale Systeme notwendig, um einzelne Partikel in größeren Partikelsystemen dem Strahlungsdruck der Lasermanipulation auszusetzen und zu vermeiden, dass mehrere Partikel gleichzeitig manipuliert werden. Auf diese Weise war es z. B. TAKAHASHI *et al.* sowie MELZER *et al.* möglich, attraktive Wechselwirkungskräfte zwischen Partikeln in vertikalen Staubketten durch gezieltes Anstoßen einzelner

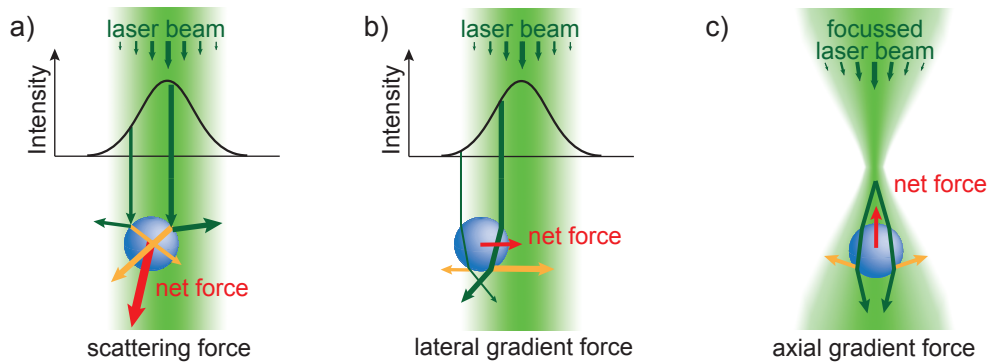


Abbildung 6.1 Entstehung der Kräfte auf ein (semi-)transparentes Mikropartikel in einem Laserstrahl mit GAUß-förmiger Intensitätsverteilung. (a) Aufgrund von Reflexion des Lichts an der Oberfläche des Partikels erfährt das Partikel eine Nettokraft (rot), die etwa in Richtung des Strahls weist. (b) Durch Brechung des Lichts in dem Mikropartikel kommt es infolge der ungleichen Intensitätsverteilung über das Partikel, welches sich nicht im Zentrum des Laserstrahls befindet, zu unterschiedlich starken Teilkräften (gelb), die eine laterale Nettokraft in Richtung des Intensitätsmaximums erzeugen. (c) Für einen fokussierten Laserstrahl entsteht zusätzlich eine axiale Kraftkomponente, die in Richtung des Fokus wirkt.

Partikel mit einem Laserstrahl zu vermessen [146, 148]. Durch eine Fokussierung kann der effektive Wirkungsbereich des Strahls zusätzlich auf ein schmales Gebiet in der Nähe des Fokus beschränkt werden. Vor und hinter diesem Bereich ist der Strahlungsdruck in dem Fall aufgrund der niedrigeren Intensität so weit reduziert, dass Staubpartikel nicht mehr nennenswert manipuliert werden. Auf diese Weise war es HOMANN *et al.* möglich, mit einer zusätzlichen Modulation der Intensität des fokussierten Strahls eine Kompressionswelle in einer linearen Partikelkette anzuregen [14].

In den Bereichen der Bio-Physik, Kolloidphysik und der medizinischen Physik bieten sogenannte *optische Fallen* oder *optische Pinzetten* umfangreiche und vielseitige Manipulationsmöglichkeiten von Systemen aus Mikropartikeln auf dem Level einzelner Partikel. Sie gehen auf die Pionierarbeit von ASHKIN zurück, dem es gelang zu zeigen, dass auf (semi-)transparente Mikropartikel in einem Laserstrahl neben dem Strahlungsdruck auch weitere Kräfte aufgrund der vorhandenen Intensitätsgradienten wirken [71]. Das Auftreten dieser Gradientenkräfte auf ein Partikel in einem Laserstrahl kann mithilfe der geometrischen Optik veranschaulicht werden. In Abb. 6.1 ist die Entstehung der verschiedenen Kraftkomponenten für ein Mikropartikel in einem Laserstrahl mit GAUß-förmiger Intensitätsverteilung skizziert. Der Strahlungsdruck (Teilabb. (a)) geht dabei auf die Reflexion des Lichts an der Oberfläche des Partikels zurück. Die entstehenden Teilkräfte der Strahlen (gelb) summieren sich dabei zu einer Nettokraft (rot) auf, die im Wesentlichen in Richtung des Strahls auf das Partikel wirkt. Ist das Partikel (teilweise) transparent für die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts, dringen die Strahlen in das Partikel ein und werden beim Austritt an den Oberflächen gebrochen (Teilabb. (b)). Dadurch ändert sich deren Nettoimpuls, was

jeweils zu einer Kraft auf das Partikel führt. Für den unfokussierten Strahl ist die netto entstehende laterale Gradientenkraft zum Intensitätsmaximum im Zentrum des Strahls gerichtet, sofern sich das Partikel nicht exakt mittig im Strahl befindet (in dem Fall kompensieren sich die Teilkräfte). Im Falle einer Fokussierung des Strahls (Teilabb. (c)) addieren sich die Teilkräfte zu einer Nettokraft, die axial zum Fokus gerichtet ist. Diese axiale Gradientenkraft wirkt ebenfalls in Richtung des Intensitätsmaximums. Für reale Partikel in einem Laserstrahl ergibt sich die tatsächlich wirkende Kraft aus dem Zusammenspiel dieser drei Komponenten. Unter geeigneten Bedingungen kann ein Mikropartikel folglich in allen drei Raumrichtungen an einem Punkt in der Nähe des Laserfokus eingefangen werden. In typischen optischen Fallen ist dies gegeben, wenn die numerische Apertur sehr groß ist und die axiale Gradientenkraft dadurch über den Strahlungsdruck dominiert.

Optische Pinzetten haben sich in den letzten Jahrzehnten als Standard-Werkzeug unter anderem zur Manipulation von kolloidalen Suspensionen oder gefangener Ionen-systeme in PAUL- und PENNING-Fallen etabliert. Äußerst vielfältige Möglichkeiten ergeben sich hierbei zudem durch die Verwendung diffraktiver optischer Elemente, die beispielsweise eine räumliche Lichtmodulation zur strukturellen Manipulation ganzer Partikelsysteme ermöglichen (siehe z. B. Ref. [72] für eine Übersicht).

In staubigen Plasmen findet die klassische Variante der optischen Falle bisher keine Anwendung. Dies liegt vor allem darin begründet, dass die Abstände zwischen Staubpartikeln und den Außenwänden der Vakuumapparaturen typischerweise relativ groß sind und sich die notwendigen starken axialen Gradienten in der Intensität technisch kaum realisieren lassen. Bei Messungen zu laserinduzierten vertikalen Partikeloszillationen konnten HOMANN *et al.* das grundsätzliche Auftreten lateraler Gradientenkräfte auf Staubpartikel in einem Laserstrahl beobachten [68]. Um das Problem der unzureichenden axialen Gradientenkraft zu umgehen, haben SCHNEIDER und KERSTEN eine optische Falle für staubige Plasmen entwickelt, bei der ein einzelnes Partikel von zwei antiparallel ausgerichteten schwach fokussierten Laserstrahlen eingefangen werden kann. Dort wird der Strahlungsdruck durch den zweiten Strahl kompensiert. Dieser optische Aufbau ist jedoch technisch anspruchsvoll. Zudem ist es dort nicht möglich, das eingefangene Staubpartikel zu verschieben. Stattdessen wird in diesem Experiment das Partikel mit der Laserpinzette an seiner Position festgehalten und eine Elektrode relativ zu dem Partikel bewegt. So konnten unter anderem die Randschichteigenschaften vermessen werden [221].

6.2 Laserpinzette für zweidimensionale Staubcluster

Die grundlegende Idee, das Prinzip der optischen Pinzette auf das EM_a -Experiment zu übertragen, ist, nur die laterale Gradientenkraft auf ein Staubpartikel in einem Laserstrahl für den Einfang des Partikels zu nutzen. Der dabei auftretende Strahlungsdruck wird – anders als bei einer gewöhnlichen Laserpinzette – nicht durch die Fokussierung des Laserstrahls selbst, sondern durch den starken vertikalen Einschluss des Partikels in der Randschicht kompensiert.

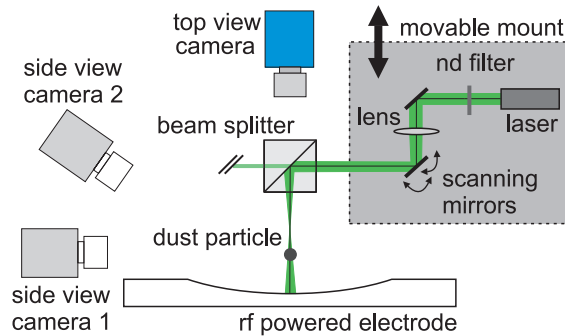


Abbildung 6.2 Optischer Aufbau der Laserpinzette am EM_a -Experiment. Im Vergleich zu dem optischen Aufbau in Abschn. 5.4 wird der Laserstrahl zusätzlich mit einer Linse mit Brennweite $f = 300$ mm fokussiert, so dass der Fokus des Strahls knapp oberhalb der Levitationsebene der Partikel liegt. Ein Teil des optischen Aufbaus ist verschiebbar, so dass eine leichte Verkipfung des Laserstrahls gegenüber der Senkrechten erzielt werden kann. Abbildung nach Ref. [220*].

In Abb. 6.2 ist der optische Aufbau skizziert, der gegenüber dem in Abschn. 5.4 verwendeten Aufbau nur leicht modifiziert ist. Wie schon zuvor wird der Strahl eines 532 nm Lasers mit einer variablen Ausgangsleistung von maximal 6 W auf ein Spiegelgalvanometersystem gelenkt und über einen Strahlteilerwürfel vertikal auf die Elektrode gebracht. Zusätzlich gibt es zwei Erweiterungen: Eine Linse mit einer Brennweite von $f = 300$ mm fokussiert den Strahl auf eine Position knapp oberhalb der Levitationsebene der Staubpartikel. Aufgrund der geringen numerischen Apertur ist hierbei im Vergleich zu den oben beschriebenen optischen Pinzetten keine signifikante axiale Gradientenkraft auf ein Partikel im Strahl zu erwarten. Die Fokussierung dient hier in erster Linie einer Reduzierung des Strahldurchmessers in der Partikelebene. Des Weiteren sind Teile der optischen Komponenten auf einer verschiebbaren Grundplatte montiert. Dies ermöglicht einen Einfallswinkel des Laserstrahls auf der Elektrode, der um wenige Grad gegenüber der Senkrechten verkippt ist. Durch eine Anpassung der Ausgangsleistung des Lasers und eine Abschwächung durch einen Graufilter sowie die Leistungsverluste an den restlichen optischen Komponenten liegt die effektive Maximalleistung, die zur Partikelmanipulation zur Verfügung steht, bei etwa 400 mW. Durch die Verwendung des Graufilters kann ein optimaler Arbeitsbereich des Lasers hinsichtlich der Leistungsstabilität und der Qualität des Strahlprofils gewählt werden.

Ist im Experiment ein Staubcluster eingefangen, so ist zu beobachten, dass einzelne Staubpartikel von dem Laserstrahl angezogen werden, wenn dieser durch Veränderung der Spiegelpositionen des Galvanometersystems in deren Nähe gebracht wird. Zudem können sie sich in eine stabile Position in dem Strahl begeben. Durch langsame Bewegung des Strahls kann ein so eingefangenes Partikel in der Levitationsebene verschoben werden. Über die beiden Seitenkameras lässt sich dieser Prozess während der Experimentdurchführung verfolgen. Die Kameras dienen neben der visuellen Kontrolle der Lasermanipulation in Echtzeit auch als Hilfe bei der gezielten Ansteuerung beliebiger Positionen innerhalb eines Clusters. Die Ansichten der beiden Kameras zeigt Abb. 6.3

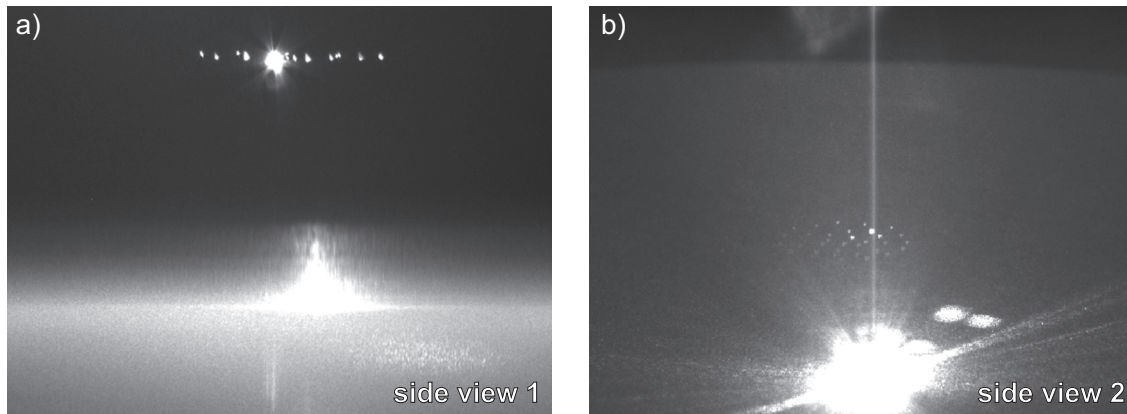


Abbildung 6.3 Blick der Seitenkamera im LM_a -Experiment auf einen Staubcluster mit einem von der Laserpinzette eingefangenen Partikel. Sowohl in der Seitenansicht 1 (a) als auch in der schrägen Seitenansicht 2 (b) ist das manipulierte Staubpartikel durch eine deutlich erhöhte Leuchtintensität klar zu erkennen. In beiden Ansichten ist zusätzlich die diffuse Reflexion des Laserstrahls an der unteren Elektrode erkennbar. Bei dem vertikalen Streifen in (b) handelt es sich nicht um den Laserstrahl, sondern um eine Linsenreflexion.

für einen Staubcluster, bestehend aus etwa 30 Partikeln, von denen sich eines im Laserstrahl befindet. Dieses ist an einer deutlich höheren Leuchtintensität im Vergleich zu den übrigen Partikeln zu erkennen. Ferner wird Seitenkamera 1 für die Ermittlung der vertikalen Partikelposition verwendet.

Eine einfache Demonstration der Funktion dieser Laserpinzette ist die Auslenkung eines einzelnen eingefangenen Partikels aus seiner Ruheposition im Fallenzentrum. Hierzu wurde ein Staubpartikel mit einem Radius von $r_d = 6.13 \mu\text{m}$ bei einem Neutralgasdruck von $p = 5.5 \text{ Pa}$ in der Randschicht zur Levitation gebracht. Mit der Laserpinzette wurde dieses anschließend eingefangen und langsam mit konstanter Geschwindigkeit bewegt. Die resultierende Trajektorie des Partikels über einen Zeitraum von 25 Sekunden ist in Abb. 6.4 dargestellt. Das manipulierte Partikel folgt dem Laserstrahl bis zu einer Auslenkung von etwas mehr als 4 mm (schwarz). Diese Entfernung entspricht bei vergleichbaren Plasmabedingungen etwa 4 Interpartikelabständen in einem Staubcluster. Anschließend fällt das Partikel aus dem Strahl und relaxiert in das Fallenzentrum (grau). Die Geschwindigkeit der Auslenkung kann über einen weiten Bereich variiert werden, wobei das Verhalten des Partikels qualitativ unverändert bleibt (eingebettete Abbildung in Abb. 6.4). Besonders für höhere Geschwindigkeiten nimmt die maximal erreichbare Weite jedoch tendenziell ab.

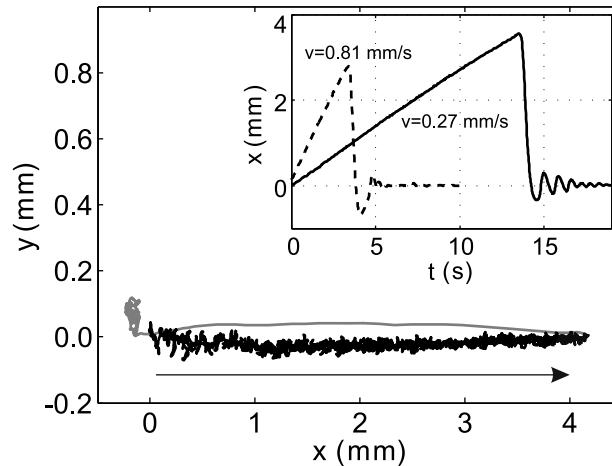


Abbildung 6.4 Trajektorie eines einzelnen Partikels, welches von der Laserpinzette eingefangen und langsam mit konstanter Geschwindigkeit aus seiner Ruheposition ausgelenkt wurde. Bei einer Auslenkung von etwa 4 mm fällt das Partikel aus dem Laserstrahl und relaxiert in seine Ruheposition (grau). Eingebettete Abbildung: zeitlicher Verlauf der Partikelauslenkung bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten des Laserstrahls. Abbildung aus Ref. [220*].

6.3 Charakterisierung des Partikeleinfangs in der Laserpinzette

Nachdem gezeigt werden konnte, dass einzelne Staubpartikel von der Laserpinzette eingefangen und kontrolliert bewegt werden können, soll für das genauere Verständnis der Funktionsweise im Folgenden der Einfang eines Partikels im Detail untersucht werden. Für den Partikeleinfang in dieser Laserpinzette ist ein Zusammenspiel von Kräften verantwortlich, die nicht allein auf Strahlungsdruck und Gradientenkraft des Partikels im Laserstrahl zurückzuführen sind. Zur genaueren Charakterisierung des Partikeleinschlusses wird zunächst die Bewegung eines von der Laserpinzette eingefangenen Partikels in der Levitationsebene verwendet. Zusammen mit der Vermessung der Isotropie der optischen Falle und der Analyse des Einfangprozesses anhand der vertikalen Partikeldynamik wird daraus anschließend ein Kräftemodell abgeleitet.

Hierzu wurde ein einzelnes Staubpartikel von der Laserpinzette eingefangen, langsam an verschiedene Position entlang einer Achse bewegt und dort jeweils 250 Sekunden beobachtet (entspricht 15000 Bildern). Zum Vergleich wurde dies mit demselben Partikel auch im unmanipulierten Zustand durchgeführt. In Abb. 6.5(a) sind die entsprechenden Trajektorien zusammengestellt. Die unmanipulierte Situation ist mit „pos. 0“ bezeichnet und die Trajektorien an den verschiedenen ausgelenkten Positionen des eingefangenen Partikels mit „pos. 1-3“. Eine thermische Bewegung um die jeweilige Gleichgewichtsposition ist sowohl im unmanipulierten als auch in allen drei manipulierten Situationen zu erkennen. Dabei ist die überstrichene Fläche offensichtlich kleiner für die drei Positionen, an denen sich das Partikel im Laserstrahl befindet.

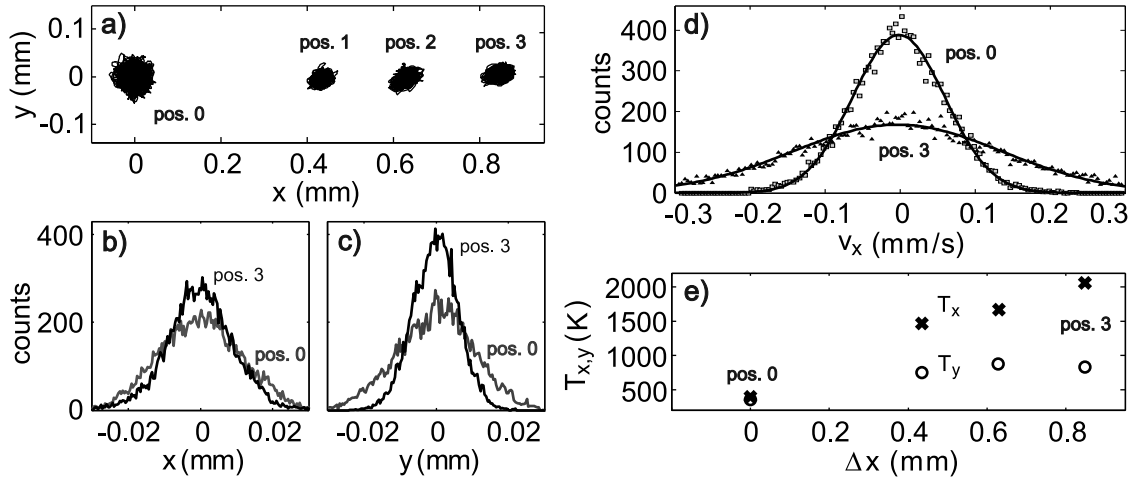


Abbildung 6.5 (a) Zusammenstellung der Trajektorien eines unmanipulierten Einzelpartikels („pos. 0“) und desselben Partikels, eingefangen von der Laserpinzette an verschiedenen Positionen („pos. 1-3“) über je 250 Sekunden. (b,c) Histogramme der zentrierten Aufenthaltsverteilungen für x - und y -Richtung für das eingefangene Partikel an Position 3 und für das unmanipulierte Partikel. (d) Zugehörige Geschwindigkeitsverteilungen für die x -Richtung mit angepassten GAUß-Funktionen. (e) Kinetische Temperatur des Partikels. Abbildung nach Ref. [220*].

Folglich sind auch die Aufenthaltsverteilungen in x -Richtung (Abb. 6.5(b)) und in y -Richtung (Abb. 6.5(c)) schmäler, wenn man eine der manipulierten Situationen mit der unmanipulierten Bewegung des Partikels vergleicht. Die Verteilungen sind unabhängig von Richtung und Position in guter Übereinstimmung mit GAUß-Verteilungen. Für eine rein BROWN'sche Molekularbewegung in einem harmonischen Potential ist dies zu erwarten. Zwischen den beiden Raumrichtungen ist jedoch ein signifikanter Unterschied in der Ausprägung der Verschmälerung festzustellen. Dies ist ein Hinweis auf einen unterschiedlichen Einfangmechanismus des Partikels in der Laserpinzette in x - und in y -Richtung.

Für eine genauere Charakterisierung des Einfangpotentials sind die Geschwindigkeitsverteilungen des Partikels aufschlussreich. In Abb. 6.5(d) sind diese exemplarisch für die x -Richtung für das unmanipulierte Partikel und an Position 3 abgebildet. Die Verteilungen lassen sich sehr gut durch GAUß-Verteilungen beschreiben, was die Bestimmung kinetischer Temperaturen $T_{x,y}$ für das Partikel aus einer angepassten GAUß-Verteilung an den jeweiligen Positionen rechtfertigt. Die so ermittelten Temperaturen sind in Teilabb. (e) aufgetragen. In beiden Richtungen ist die Temperatur für das eingefangene Partikel höher als in der unmanipulierten Situation. Speziell für die x -Richtung hat die Temperatur dabei eine weiter steigende Tendenz für größere Auslenkungen Δx aus dem Fallenzentrum.

Pos.	radial			azimutal		
	σ_x (μm)	T_x (K)	ω_x/ω_0	σ_y (μm)	T_y (K)	ω_y/ω_0
0	11.7	396	-	10.6	356	-
1	7.9	1466	2.85	6.8	751	2.26
2	8.6	1668	2.79	7.4	877	2.25
3	9.1	2060	2.93	6.2	828	2.61

Tabelle 6.1 Standardabweichungen der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten und kinetische Temperaturen für das unmanipulierte und von der Laserpinzette eingefangene Partikel in radialer (x) und azimutaler (y) Richtung. Das relative Einfangpotential $\omega_{x,y}/\omega_0$ ist nach Gl. (6.2) bestimmt.

Mithilfe der GAUß'schen Aufenthaltsverteilungen und der Temperaturen kann nun das Einfangpotential der Laserpinzette in den beiden horizontalen Richtungen ermittelt werden. Ausgehend vom BOLTZMANN-Faktor ergibt sich für die Varianz σ_i^2 der normalverteilten Positionsdaten an den Partikelpositionen $i = 0 \dots 3$ der Zusammenhang

$$\sigma_i^{-2} \sim \omega_i^2/kT_i \quad (6.1)$$

mit der Frequenz ω_i eines harmonischen Oszillatorpotentials. Für das Verhältnis zwischen manipulierter und unmanipulierter Partikelposition ergibt sich daraus die Relation $\sigma_i^2/\sigma_0^2 = \omega_0^2/\omega_i^2 \cdot T_i/T_0$, die eine Bestimmung der relativen Fallenfrequenz

$$\frac{\omega_i}{\omega_0} = \sqrt{\frac{\sigma_0^2 \cdot T_i}{\sigma_i^2 \cdot T_0}} \quad (6.2)$$

der Laserpinzette an der jeweiligen Position ermöglicht, nachdem die Standardabweichungen σ_i und die kinetischen Temperaturen T_i aus den Verteilungen ermittelt sind. In Tabelle 6.1 sind die aus den Trajektorien gewonnenen Werte sowie die sich daraus ergebenden relativen Fallenfrequenzen aufgelistet. An letzteren lässt sich erkennen, dass das Einfangpotential der Laserpinzette in x -Richtung signifikant höher ist als in y -Richtung. Zudem ist tendenziell eine leichte Zunahme mit steigender Auslenkung Δx des Partikels zu verzeichnen.

Aufschluss über die Ursache der Temperaturerhöhung gibt eine genauere Betrachtung der Partikelbewegung anhand seiner vertikalen Position z , die in Abb. 6.6(a), korrigiert um ihren Mittelwert, für ein zunächst unmanipuliertes Partikel gezeigt ist. Nach wenigen Sekunden wurde die Laserpinzette eingeschaltet, in die Nähe des Partikels gebracht und dieses so eingefangen und festgehalten. In der unmanipulierten Phase ist eine geringe thermische Bewegung zu erkennen. Bei Eintritt in den Strahl der Laserpinzette (rot unterlegt) kommt es zu starken Oszillationen des Partikels, die in Teilabb. (b) im Detail dargestellt sind. Das Partikel wird zunächst deutlich in der Randschicht nach unten gedrückt und vollzieht im Anschluss daran eine gedämpfte

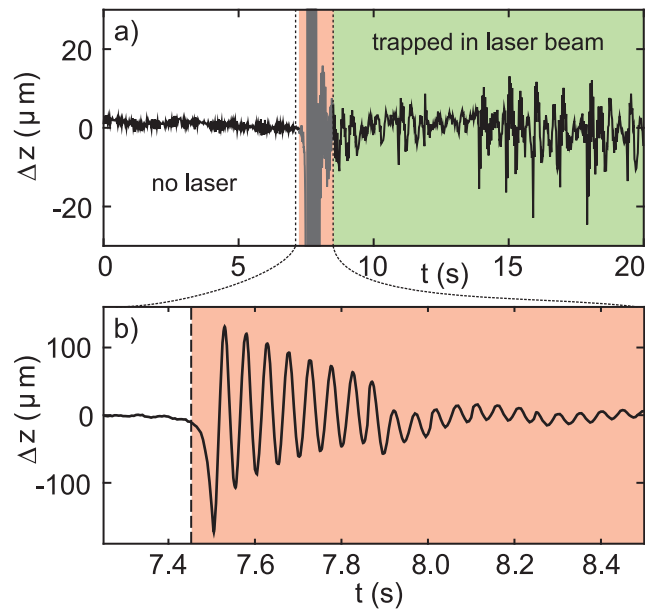


Abbildung 6.6 (a) Vertikale Bewegung eines Staubpartikels um seine Ruhelage (aufgenommen mit 400 Bildern pro Sekunde). Zu Beginn ist die Laserpinzette nicht in Betrieb. Bei Erstkontakt mit dem Laserstrahl kommt es zu einer kurzen Phase starker Oszillationen (rot unterlegt). Anschließend befindet sich das Partikel im Strahl der Laserpinzette (grün unterlegt). (b) Detailansicht der initialen Einfangphase des Partikels. Abbildung nach Ref. [220*].

Oszillation mit einer anfänglichen Amplitude, die weit über der typischen thermischen Bewegung liegt. Nach dem Abklingen dieser Oszillationen befindet sich das Partikel im Strahl der Laserpinzette (grün unterlegt). In dieser Phase ist die vertikale Bewegung des Partikels ausgeprägter als in der unmanipulierten Phase. Zudem sind in unregelmäßigen Abständen kurze Phasen stärkerer Oszillationen zu beobachten, die jeweils von einer Abwärtsbewegung eingeleitet werden. Diese haben jedoch eine um etwa eine Größenordnung geringere Amplitude als die Oszillationen zu Beginn der Lasermanipulation. Hieran zeigt sich, dass sich der Einfangmechanismus von einer klassischen optischen Falle unterscheidet und die Bedingungen des Partikeleinfangs offenbar weniger stabil sind.

Es ist offensichtlich, dass diese vertikalen Instabilitäten die Hauptquelle für die beobachteten Temperaturerhöhungen in x - und y -Richtung sind. Für einen möglichst stabilen Einfang von Partikeln ist eine Reduzierung der Instabilitäten wünschenswert. In systematischen Untersuchungen konnte eine deutliche Verbesserung des Partikeleinfangs bei einer leichten Verkipfung des Strahl gegenüber dem Lot festgestellt werden. Als optimaler Einfallswinkel stellte sich hierbei ein Winkel von etwa 2° heraus, wobei sowohl für kleinere als auch für größere Einfallswinkel die Stabilität des Partikels in der Laserpinzette abnimmt. Im Experiment ist der Strahl daher um diesen Win-

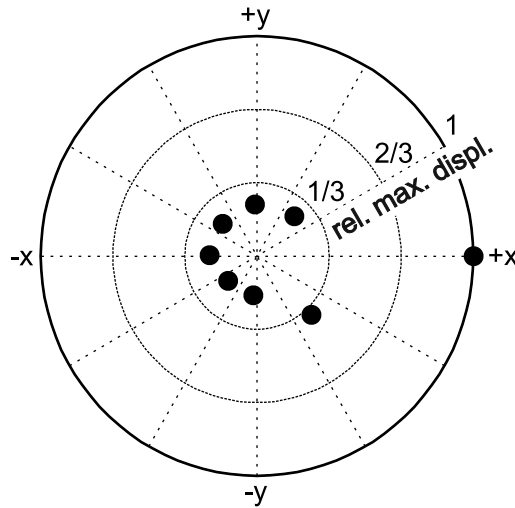


Abbildung 6.7 Richtungsabhängigkeit der maximalen Auslenkweite eines einzelnen Partikels normiert auf den Höchstwert. Für jede der 8 getesteten Richtungen wurde ein Staubpartikel zwischen 10- und 20-mal von der Laserpinzette eingefangen und mit niedriger Geschwindigkeit radial ausgelenkt. Über die erreichten Weiten wurde der Mittelwert gebildet. Abbildung aus Ref. [220*].

kel verkippt. Infolgedessen enthält der Strahlungsdruck auch einen geringen Anteil in horizontaler Richtung. Die Verkipfung ist zur x -Achse orientiert, wodurch die vertikalen Oszillationen einen signifikant höheren Beitrag zu der kinetischen Temperatur T_x liefern.

Als Folge der Verkipfung ergibt sich neben den unterschiedlichen kinetischen Temperaturen eine weitere Anisotropie. Diese äußert sich in einer ausgeprägten Richtungsabhängigkeit der erzielten Auslenkweite, wenn ein einzelnes Partikel mit der Laserpinzette eingefangen und aus dem Fallenzentrum ausgelenkt wird. Um diese Anisotropie zu vermessen, wurde ein einzelnes Staubpartikel von dem Strahl eingefangen und langsam mit konstanter Geschwindigkeit – analog zu obiger Messung – ausgelenkt. Dieser Vorgang wurde für 8 unterschiedliche Richtungen jeweils zwischen 10- und 20-mal wiederholt. Die dabei erreichten Auslenkungen sind in Abb. 6.7 aufgetragen. Sie liegen in x -Richtung im Mittel etwa einen Faktor 4 höher als in die übrigen Richtungen. Ein effektiver Einfang des Partikels in der Laserpinzette ist demnach nur gewährleistet, wenn es in die Richtung, die der Verkipfung des Strahls entspricht, ausgelenkt wird.

Aus diesen Erkenntnissen über die Partikeldynamik in der Laserpinzette lässt sich ein vereinfachtes Kräftemodell ableiten. Offenbar ist der Einfangmechanismus für das Partikel in alle drei Raumrichtungen unterschiedlich. Auf ein unmanipuliertes Partikel wirken zwei dominante Kräfte, die es zur Levitation bringen. Dies sind zum einen die Gravitationskraft, die unabhängig von der Partikelposition konstant ist, und zum anderen die dem entgegengesetzte elektrische Feldkraft als Folge des elektrischen Feldes in der Randschicht über der Elektrode. Diese Kraft enthält für eine radiale Partikelposition außerhalb des Fallenzentrums eine schwache horizontale Komponente, die für

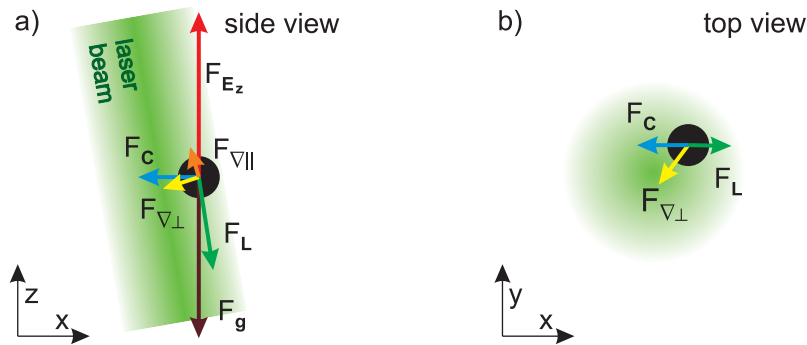


Abbildung 6.8 Skizze des Kräftemodells für ein Partikel in der Laserpinzette in der Seitenansicht (a) und in der Draufsicht (b). Es ist eine Situation dargestellt, in der sich das Partikel nicht in der Gleichgewichtsposition, sondern in einer minimal in y -Richtung versetzten Position befindet. Abbildung aus Ref. [220*].

den horizontalen Einschluss des Partikels verantwortlich ist. Sie lässt sich daher in eine horizontal rückstellende Kraft F_C und eine vertikale Kraft F_{E_z} aufteilen. Erste nimmt für ein parabolisches Fallenpotential linear mit dem radialen Abstand des Partikels zum Fallenzentrum zu. Letztere ist abhängig von der Levitationshöhe z des Partikels und wird stärker, je tiefer es sich in der Randschicht befindet.

Befindet sich das Staubpartikel nun im Strahl der Laserpinzette, spielen weitere Kräfte eine Rolle. In Abb. 6.8 ist diese Situation für ein Partikel, das leicht in y -Richtung aus der Gleichgewichtsposition verschoben ist, skizziert. Der Strahlungsdruck des Lasers bewirkt eine Kraft F_L , die das Partikel im Wesentlichen in Strahlrichtung in der Randschicht hinabdrückt. Zu dem hauptsächlich vertikalen Anteil kommt hier eine leichte Horizontalkomponente, die aus der minimalen Verkippung des Strahls herrührt. Die Stärke der Kraft hängt von der relativen Position des Partikels im Strahl ab. Sie ist maximal im Zentrum und nimmt zum Rand ab. Die im vorherigen Kapitel diskutierte Kraft aufgrund der diffusen Reflexion des Strahls auf der Elektrode ist als unerheblich anzunehmen und kann als kleine Korrektur von F_L betrachtet werden, da sie dem direkten Strahlungsdruck entgegengesetzt ist. Schlussendlich bewirkt der Intensitätsgradient im Strahl eine Gradientenkraft F_{∇} wie in den bekannten optischen Fallen. Auch diese kann aufgeteilt werden in eine Komponente $F_{\nabla\perp}$ senkrecht zum Strahl und eine Komponente $F_{\nabla\parallel}$ parallel dazu. Die Parallelkomponente ist als vernachlässigbar gering anzunehmen wegen der schwachen Fokussierung des Strahls. Die senkrechte Gradientenkraft hat einen einschließenden Charakter für das Partikel und verschwindet, wenn sich das Partikel im Zentrum des Strahls befindet.

Mit diesen Überlegungen lässt sich nun die Funktionsweise der Laserpinzette in die jeweiligen Raumrichtungen beschreiben. In y -Richtung wirkt wie bei einer klassischen optischen Pinzette nur der horizontale Anteil der Gradientenkraft als einschließende Kraft für das Partikel. Für x - und z -Richtung ergibt sich ein komplexes Zusammenspiel der beteiligten Kräfte. Aufgrund der leichten Verkippung des Strahls ist anzunehmen, dass sich die Gleichgewichtsposition etwas in positiver x -Richtung aus dem

Strahlzentrum versetzt befindet. Als Folge daraus ist der Strahlungsdruck auf das Partikel reduziert. Diese Annahme passt zu dem anhand Abb. 6.6(b) beschriebenen Einfangprozess. Kommt das Partikel in den Einflussbereich des Lasers, wird es von der Gradientenkraft in den Strahl gezogen. Dabei läuft es über die Gleichgewichtsposition hinweg und kommt in den zentralen Bereich des Strahls, wo es einem erhöhten Strahlungsdruck ausgesetzt ist. Infolgedessen wird es schräg nach unten entlang des Strahls beschleunigt. Dadurch nimmt die vertikale elektrische Feldkraft zu und das Partikel wird senkrecht nach oben beschleunigt. Das Partikel bewegt sich somit in eine Region mit geringerem Strahlungsdruck und auch die elektrische Feldkraft nimmt ab. Dieser Ablauf führt zu den beobachteten gedämpften Oszillationen, bis das Partikel schlussendlich die Gleichgewichtsposition erreicht. In der dortigen Lage wird der horizontale Anteil des Strahlungsdrucks durch die Summe aus Rückstellkraft des Fallenpotentials und Horizontalkomponente der Gradientenkraft kompensiert. In vertikaler Richtung ist das Gleichgewicht durch die Summe aus Gravitationskraft und Strahlungsdruckanteil sowie der erhöhten elektrischen Feldkraft gegeben.

Mit jeder Veränderung der Lage des Partikels bezüglich des Strahls geht eine Störung dieses Gleichgewichts einher. Dies kann durch thermische Partikelbewegungen sowie eine kontrollierte Bewegung der Laserpinzette passieren. Als Folge kommt es zu den beobachteten Instabilitäten und Oszillationen während der Phase, in der das Partikel im Strahl gefangen ist. Ferner wird das Zusammenspiel der Kräfte gestört, wenn eine Auslenkung des eingefangenen Partikels – wie oben durchgeführt – nicht in x -Richtung erfolgt. In diesem Fall ist der horizontale Anteil des Strahlungsdrucks nicht antiparallel zur Rückstellkraft des Fallenpotentials, was dazu führt, dass das Partikel aus dem Strahl gedrückt wird.

Durch dieses Kräftemodell wird ersichtlich, warum die leichte Verkipfung des Strahls für einen effektiven Einfang von Staubpartikeln notwendig ist. Ist diese nicht vorhanden oder zu groß, so ist die Kräftebilanz ungünstig und ein stabiles Gleichgewicht kann nicht erreicht werden. Dies gilt ebenso für große Auslenkungen aus dem Fallenzentrum. In diesem Fall nehmen sowohl der horizontale Anteil des Strahlungsdrucks als auch die rückstellende Kraft des Fallenpotentials zu. Infolgedessen nehmen auch die Instabilitäten zu, wodurch schließlich die erreichbare Auslenkung eines Partikels limitiert wird.

Der bedeutende Einfluss des Strahlungsdrucks als Kraftkomponente in der Laserpinzette wird ersichtlich, betrachtet man die unterschiedlichen Phasen des Partikeleinfangs genauer. Neben den initialen vertikalen Oszillationen zu Beginn des Einfangs sowie den Instabilitäten während des Aufenthalts des Partikels im Laserstrahl kommt es auch nach Abschalten des Lasers zu ausgeprägteren Oszillationen, da in diesem Moment der Strahlungsdruck, der eine abwärtsgerichtete Kraft auf das Partikel ausübt, wegfällt. Ausschnitte aus diesen drei Oszillationsphasen sind in Abb. 6.9 für ein Staubpartikel aufgetragen. Die initialen Oszillationen (rot) sind hier für eine bessere Vergleichbarkeit um eine Größenordnung reduziert dargestellt. In dieser Phase befindet sich das Partikel noch nicht an seiner Gleichgewichtsposition in der Laserpinzette und ist daher noch nicht konstant dem Strahlungsdruck an dieser Position ausgesetzt. Befindet sich das Partikel in der Laserpinzette (grün), ist die beobachtete Oszillations-

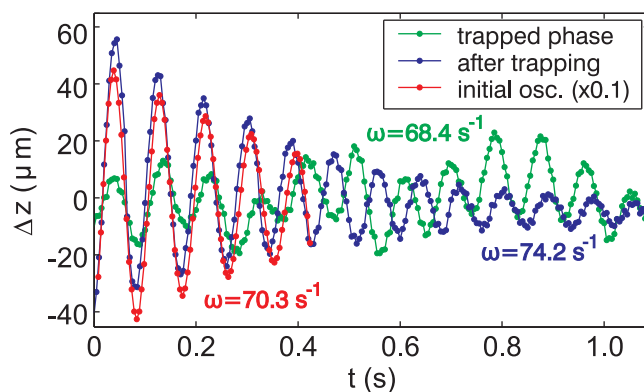


Abbildung 6.9 Vergleich der vertikalen Oszillationen (um die Ruhelage) eines Staubpartikels mit $r_d = 6.13 \mu\text{m}$ in der Laserpinzette bei einem Druck von $p = 4.2 \text{ Pa}$: initiale Oszillationsphase beim Partikeleinfang (rot), Partikel im Laserstrahl (grün) und eine Oszillationsphase direkt nach Abschalten des Lasers (blau). Aus Darstellungsgründen ist die Amplitude der initialen Oszillationen um einen Faktor 10 kleiner abgebildet.

frequenz mit $\omega \approx 68 \text{ s}^{-1}$ etwas geringer als während der anfänglichen Schwingung mit $\omega \approx 70 \text{ s}^{-1}$. Deutlicher ist die Differenz zu der Oszillationfrequenz $\omega \approx 74 \text{ s}^{-1}$ in der Phase direkt nach dem Abschalten des Lasers. Folglich wird die vertikale Fallenfrequenz durch die Laserpinzette für das Partikel effektiv verringert. Diese Beobachtung passt in das oben beschriebene Kräftebild, da der abwärtsgerichtete Strahlungsdruck ebenso wie die entgegengesetzte elektrische Kraft auf das Partikel zunimmt. Dies bewirkt eine Reduzierung im Gradienten des effektiven vertikalen Einschlusspotentials des Partikels in der Laserpinzette.

6.4 Auswirkungen intensiver Laserbestrahlung auf die Eigenschaften von Staubpartikeln

In Abschn. 5.4 wurde bereits gezeigt, dass die Lasermanipulation aufgrund diffuser Reflexionen unter bestimmten Bedingungen auch einen indirekten Einfluss auf die Staubpartikel im Plasma haben kann. Abgesehen vom Strahlungsdruck und der Gradientenkraft auf ein Partikel im Laserstrahl blieb eine weitere direkte Wechselwirkung des Lasers mit den Partikeln bisher unbeachtet. In den meisten Experimenten, in denen die Lasermanipulation – in welcher Form auch immer – zum Einsatz kommt, werden Mikropartikel der hohen Leistungsdichte eines fokussierten Laserstrahls ausgesetzt. Hierdurch sind sowohl eine Veränderung der Oberflächeneigenschaften als auch – angesichts des relativ hohen Energieeintrags – eine merkliche Erhitzung des Partikelmaterials denkbar. Ein von NOSENKO *et al.* beobachteter Effekt ist eine Beschleunigung von Staubpartikeln, wenn diese von einem intensiven Laserstrahl getroffen werden, die in Einzelfällen deutlich von der Richtung des Strahlungsdrucks abweichen kann. Hierfür wird eine thermische Veränderung in Verbindung mit dem eruptiven Ausstoß

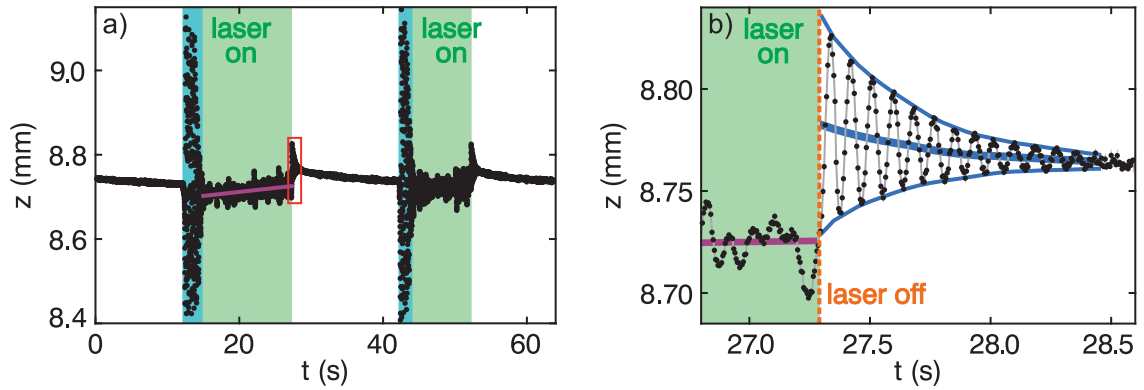


Abbildung 6.10 Levitationshöhe z (aufgenommen mit 200 Bildern pro Sekunde) eines einzelnen MF-Partikels mit $r_d = 6.13 \mu\text{m}$ bei einem Neutralgasdruck von $p = 4.15 \text{ Pa}$. (a) Ausschnitt über etwa 60 Sekunden einer wiederholten Prozedur aus Einfang des Partikels mit der Laserpinzette und Abschalten des Lasers nach einigen Sekunden. Die Partikelbewegung ist in drei Phasen unterteilt: die Einschwingphase (blau unterlegt), die Bewegung im Laserstrahl (grün unterlegt) und eine Phase nach dem Abschalten des Lasers (rot eingeraht). (b) Vergrößerter Ausschnitt einer Phase mit Partikeloszillationen nach Abschalten des Lasers.

von Partikelmaterial vermutet [222]. Einen weiteren Hinweis auf eine Veränderung der Partikeleigenschaften durch Lasermanipulation liefert der im vorangegangenen Abschn. 6.3 festgestellte Unterschied der vertikalen Oszillationsfrequenzen eines Partikels zu Beginn und direkt nach dem Einfang im Strahl des Lasers. Da Partikel mit der vorgestellten Laserpinzette über längere Zeiträume einem intensiven Laserstrahl ausgesetzt werden können, eignet sie sich besonders, um gezielt den Einfluss der Lasermanipulation auf die Partikeleigenschaften zu untersuchen.

Hierzu ist es notwendig, die Partikeldynamik vor, während und nach der direkten Lasermanipulation im Detail zu studieren. Wenn diese einen signifikanten Einfluss auf das Material eines Partikels hat, so ist zu erwarten, dass es eine messbare Wirkung über die eigentliche Zeit der direkten Wechselwirkung hinaus gibt. In Abb. 6.10(a) ist die vertikale Position eines Partikels mit $r_d = 6.13 \mu\text{m}$ bei einem Neutralgasdruck von $p = 4.15 \text{ Pa}$ aufgetragen. Das Partikel wurde von der Laserpinzette eingefangen und für einige Sekunden gehalten. Anschließend wurde der Laser ausgeschaltet und nach jeweils einer kurzen Pause wurde die Prozedur mehrfach wiederholt. Das Partikelverhalten ist qualitativ jeweils identisch. Der abgebildete Zeitausschnitt zeigt zwei dieser Wiederholungen. Nach der Einschwingphase (blau unterlegt) befindet sich das Partikel im Laserstrahl (grün unterlegt). Während dieser Phase bewegt es sich im Vergleich zur Situation ohne Laser stärker um eine neue Gleichgewichtsposition. Diese beiden Effekte wurden bereits im vorangegangenen Kapitel erläutert. Zusätzlich zeigt sich, dass die mittlere Levitationshöhe typischerweise eine leicht steigende Tendenz hat (lila). Nach Abschalten des Lasers befindet sich das Partikel zunächst höher als vor dem Einfang und relaxiert langsam in Richtung seiner ursprünglichen Position. Der ablaufende Prozess ist offenbar reversibel. Der Phase nach Abschalten des

Lasers (rot eingerahmt) kommt eine besondere Bedeutung zu, daher ist diese in Teilabb. (b) detaillierter dargestellt. Mit dem Abschaltzeitpunkt des Lasers setzen durch den Wegfall des Strahlungsdrucks – analog zur initialen Einfangphase – Oszillationen größerer Amplitude ein. Anhand der Einhüllenden lässt sich die mittlere vertikale Position des Partikels während dieser gedämpften Schwingung bestimmen (blau). Daraus wird ersichtlich, dass die Levitationshöhe des Partikels während der ersten Sekunde nach Abschalten des Lasers schneller abnimmt und sich dieser Prozess dann verlangsamt. Die Levitationsbedingung des Partikel ändert sich folglich sowohl während der Lasermanipulation als auch im Anschluss daran.

Mögliche Ursachen für die veränderte Levitationsbedingung des Partikels werden im Folgenden diskutiert. Ferner wird der Effekt anhand einer Methode, die auf einer vergleichenden Messung beruht, qualitativ und quantitativ analysiert. Die Levitationsbedingung eines Partikels kann nur durch seine Eigenschaften oder die Plasmabedingungen – einschließlich zusätzlicher Kräfte infolge von Thermophorese – verändert werden. Letzteres ließe erwarten, dass auch Auswirkungen auf andere Partikel in der direkten Umgebung des manipulierten Partikels beobachtbar wären. Daher wurden gezielt einzelne Partikel in Staubclustern von der Laserpinzette eingefangen, um das Verhalten der nicht manipulierten Partikel zu untersuchen. An diesen ist jedoch keine signifikante Änderung der Levitationshöhe zu beobachten. Zudem ist das Absinken des einzelnen Partikels im Anschluss an die Manipulation ebenfalls zu beobachten, wenn dieses nicht im Zentrum der Falle von der Laserpinzette festgehalten wurde, sondern an einer um einige Millimeter ausgelenkten Position. Daher scheiden sowohl eine zusätzliche thermophoretische Kraftkomponente aufgrund einer lokalen Erwärmung der unteren Elektrode durch den Laser als auch global manipulierte Plasmaparameter als Ursache für die veränderte Levitationshöhe des Partikels aus. Der Effekt ist somit zweifelsfrei auf die Partikeleigenschaften in Form des Ladungs-Masse-Verhältnisses zurückzuführen.

Eine quantitative Analyse dieses Effekts erlaubt die Verwendung zweier Partikel mit leicht unterschiedlichen Durchmessern. Diese lassen sich bei typischen Plasmabedingungen so einfangen, dass sie bei einem Interpartikelabstand von etwa 1 mm mit wenigen zehntel Millimetern Höhenunterschied auf annähernd gleicher Höhe über der Elektrode levitieren. Das kleinere Partikel befindet sich aufgrund seiner geringeren Masse in der Regel oberhalb des größeren Partikels. Eines der beiden Partikel wird nun von der Laserpinzette manipuliert, während das zweite als Referenz dient. In der folgenden Betrachtung wird das obere Partikel ($i = 1$) als Referenzpartikel verwendet und das untere Partikel ($i = 2$) wird der Lasermanipulation ausgesetzt. Für beide Partikel ist die Levitationshöhe unter Vernachlässigung zusätzlicher Effekte und ohne Lasermanipulation durch das Gleichgewicht aus Gravitationskraft und elektrischer Kraft jeweils bestimmt durch:

$$m_i g = q_i E, \quad (6.3)$$

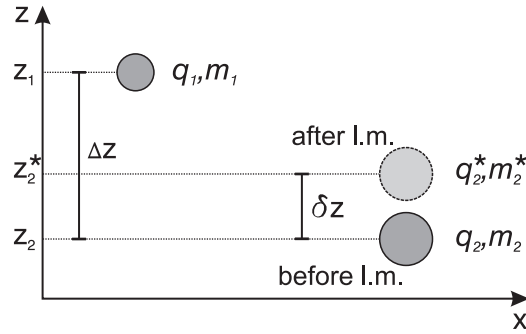


Abbildung 6.11 Skizze zum Zweipartikel-Modell zur Bestimmung der relativen spezifischen Partikelladung. Die Levitationshöhe z_i der unmanipulierten Staubpartikel hängt von deren Ladung q_i und Masse m_i ab. Ein kleinerer Partikel ($i = 1$) levitiert im Experiment in der Regel mit einer Höhendifferenz Δz etwas höher als ein größerer Partikel ($i = 2$). Durch die Manipulation mit einem intensiven Laserstrahl wird das untere Partikel in seinen Eigenschaften verändert und levitiert auch nach der Manipulation über Zeiträume von mehreren Sekunden auf einer sich verändernden Höhe z_2^* , die um eine Differenz δz gegenüber der ursprünglichen Levitationshöhe erhöht ist.

mit der Partikelmasse m_i und Ladung q_i sowie dem elektrischen Feld E an der jeweiligen Position der Partikel. Diese Situation ist in Abb. 6.11 skizziert. Da die Levitationshöhe durch den Quotienten aus Partikelladung und Partikelmasse bestimmt ist, bietet es sich an, eine spezifische Ladung

$$\tilde{q}_i := \frac{q_i}{m_i} \quad (6.4)$$

als Ladungs-Masse-Verhältnis für die Partikel zu definieren. Für das elektrische Feld wird ein konstanter Gradient

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\epsilon \quad (6.5)$$

mit einer beliebigen Konstanten ϵ angenommen. Aus den Levitationsbedingungen beider Partikel ergibt sich somit die Differenz

$$\frac{1}{\tilde{q}_1} - \frac{1}{\tilde{q}_2} = -\frac{\epsilon}{g} \underbrace{(z_1 - z_2)}_{=: \Delta z} \quad (6.6)$$

mit dem absoluten Unterschied Δz der Levitationshöhen beider Partikel. Für das manipulierte Partikel, welches nach der Lasermanipulation mit einer veränderten spezifischen Ladung \tilde{q}_2^* auf einer gegenüber der ursprünglichen Levitationshöhe um δz veränderten Höhe levitiert, ergibt sich die Differenz

$$\frac{1}{\tilde{q}_2} - \frac{1}{\tilde{q}_2^*} = -\frac{\epsilon}{g} \underbrace{(z_2 - z_2^*)}_{=: \delta z} \quad (6.7)$$

Durch Division und algebraische Umformung lassen sich diese beiden Differenzen (Gl. (6.6) und (6.7)) zu einem Ausdruck für die relative spezifische Ladung des manipulierten Partikels umformen:

$$\frac{\tilde{q}_2^*}{\tilde{q}_2} = \left[\frac{\delta z}{\Delta z} \left(1 - \frac{\tilde{q}_2}{\tilde{q}_1} \right) + 1 \right]^{-1}. \quad (6.8)$$

Hierin ist das Verhältnis der spezifischen Ladungen beider Partikel enthalten. Unter der Annahme, dass die Plasmabedingungen für beide Partikel aufgrund des nur geringen Unterschieds in der Levitationshöhe identisch sind und die Ladung der Partikel durch das Kapazitätsmodell (siehe Abschn. 2.1) angenähert werden kann, ergibt sich aus den Abhängigkeiten $q \sim r_d$ und $m \sim r_d^3$ der Ladung und Masse eines Partikels von seinem Radius r_d für die spezifische Ladung:

$$\tilde{q}_i \sim r_{d,i}^{-2}. \quad (6.9)$$

Damit lässt sich der Ausdruck für die relative spezifische Ladung des manipulierten Partikels auf

$$\frac{\tilde{q}_2^*}{\tilde{q}_2} = \left[\frac{\delta z}{\Delta z} \left(1 - \frac{r_{d,1}^2}{r_{d,2}^2} \right) + 1 \right]^{-1} \quad (6.10)$$

bringen. In dieser Form kann die relative spezifische Partikelladung instantan aus den vertikalen Komponenten der Partikeltrajektorien bestimmt werden.

In Abb. 6.12(a) ist eine solche Messung dargestellt. Ein MF-Partikel mit $r_d = 4.16 \mu\text{m}$ und ein etwas größeres mit $r_d = 5.21 \mu\text{m}$ wurden bei einem Neutralgasdruck von $p = 6.6 \text{ Pa}$ und einer HF-Leistung von $P_{\text{HF}} = 5.0 \text{ W}$ über der unteren Elektrode zur Levitation gebracht. Bei einem horizontalen Interpartikelabstand von etwa 0.8 mm befinden sie sich auf einer um wenige zehntel Millimeter unterschiedlichen Levitationshöhe z . Für beide Partikel ist eine leicht fallende Tendenz in der Levitationshöhe zu verzeichnen, die durch einen linearen Trend angepasst ist (orange). Als Ursache hierfür sind eine minimale Druckvariation während der Messung sowie ein Masseverlust durch das Ausdampfen von Wasser [49] anzunehmen. Aus diesen Trendlinien kann der vertikale Abstand Δz der beiden Partikel bestimmt werden. Das größere Partikel wurde für etwa 100 Sekunden von der Laserpinzette festgehalten (grün unterlegt). Auch hier ist während dieser Phase eine leicht steigende Position des Partikels zu beobachten. Nach Abschalten des Lasers ist das Partikelverhalten qualitativ identisch zu obiger Messung mit dem einzelnen Partikel. Für diesen Zeitraum ist die relative spezifische Ladung gemäß Gl. (6.10) in Abb. 6.12(b) aufgetragen. Die anfänglichen Oszillationen des Partikels (grau unterlegt) sind nach etwa einer Sekunde weitgehend ausgedämpft. Die relative spezifische Ladung des Partikels nimmt von zu Beginn etwa 107% innerhalb von 15 Sekunden auf knapp über 102% ab. Die Annäherung an den Ausgangswert erfolgt über einen Zeitraum von wenigen Minuten (eingebettete Abbildung).

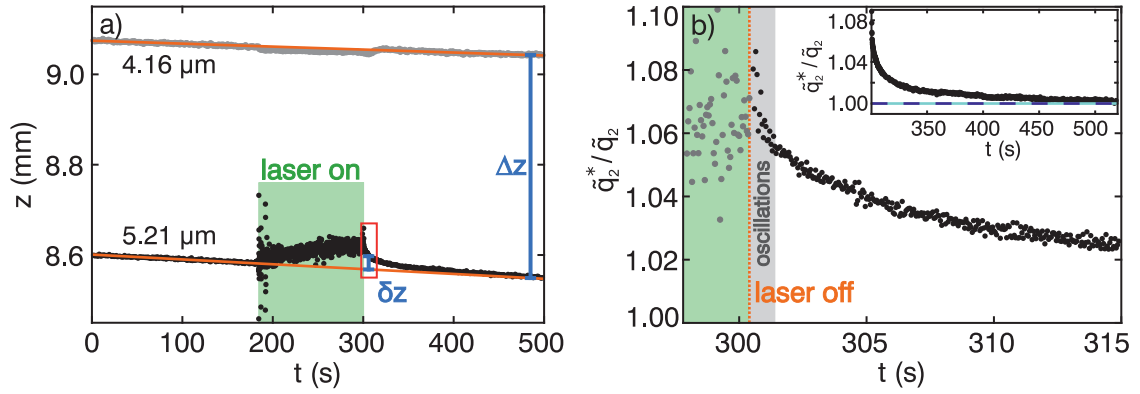


Abbildung 6.12 (a) Levitationshöhe z zweier MF-Partikel mit $r_{d,1} = 4.16 \mu\text{m}$ und $r_{d,2} = 5.21 \mu\text{m}$ bei einem Neutralgasdruck von $p = 6.6 \text{ Pa}$ und einer HF-Leistung von $P_{\text{HF}} = 5.0 \text{ W}$. Die Partikel sind nebeneinander mit einem Interpartikelabstand von etwa 0.8 mm angeordnet. Das größere Partikel wird über einen Zeitraum von rund 100 s von der Laserpinzette gehalten (grün unterlegt). Nach dem Abschalten des Lasers befindet sich das zuvor manipulierte Partikel in einer etwas erhöhten Position und relaxiert langsam zu seiner eigentlichen Levitationshöhe. Die Partikel haben eine konstante Drift in ihren Levitationshöhen, die durch einen linearen Trend angepasst wurde (orange). (b) Die relative spezifische Ladung $\tilde{q}_2^*/\tilde{q}_2$ des manipulierten Staubpartikels in den ersten 15 s nach Abschalten des Lasers und über einen längeren Zeitraum (eingebettete Abbildung) ist bestimmt nach Gleichung (6.10).

Es kann festgehalten werden, dass die spezifische Ladung eines Partikels durch die Lasermanipulation signifikant erhöht werden kann und diese Erhöhung nach der Manipulation abklingt, wobei das Partikel seine ursprüngliche spezifische Ladung wiedererlangt. Diese Erhöhung ist auf eine Verringerung der Partikelmasse oder Erhöhung der Partikelladung zurückzuführen. Obwohl ein Verlust von Partikelmaterial durch Evaporation während der Manipulation denkbar ist, kann eine Rückgewinnung der verlorenen Masse unter Berücksichtigung der Zeitskalen, auf denen dies geschieht, als unwahrscheinlich angesehen werden. Daher ist im Wesentlichen von einer Ladungserhöhung auszugehen. Da der beobachtete Relaxationsprozess im Vergleich zu typischen Zeitskalen von Aufladungsprozessen von Mikropartikeln im Plasma [78, 80, 223] sehr langsam abläuft, ist von einem thermischen Prozess auszugehen.

Ein wesentlicher Vorteil dieses Modells ist, dass die tatsächliche Ladung der Partikel nicht bestimmt werden muss. Daraus resultierend lässt sich im Vergleich zu einer expliziten Ladungsmessung mithilfe der Vertikalen-Resonanz-Methode [48, 49, 68] eine hohe Zeitauflösung erzielen. Für die Validität dieses Modells sind einerseits die Korrektheit der Levitationsbedingung und andererseits die Genauigkeit der beiden gemachten Annahmen zu prüfen. Im Experiment treten weder nennenswerte Neutralgasströmungen noch thermophoretische Kräfte auf. Neben Gravitation und elektrischer Kraft ist im Bereich der Randschicht von einer Ionenströmung in Richtung der unteren Elektrode auszugehen. Die daraus resultierende Ionenwindkraft ist allerdings gegenüber der elektrischen Kraft weitgehend vernachlässigbar [224]. Die Annahme des konstanten

Gradienten im elektrischen Feld wird durch Modelle sowie Messungen mit Mikropartikeln als Sonden unterstützt [48, 139, 143, 225, 226]. Die Partikelradien werden für die verwendeten MF-Partikel vom Hersteller mit hoher Genauigkeit angegeben. Eine mögliche Fehlerquelle liegt in der Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Partikelladungen unter der Annahme einer linearen Abhängigkeit der Ladung vom Partikelradius. Das lineare Ladungsmodell des Kapazitätsmodells wird jedoch in vielen Näherungen verwendet und liefert in Bereichen des Plasmas außerhalb der Randschicht bzw. ohne nennenswerte Ionenströmungen meist hinreichend genaue Werte für die Ladung von Mikropartikeln. Für die hier verwendeten Mikropartikel und Plasmapbedingungen weisen Messungen der vertikalen Resonanzfrequenzen auf eine gute Übereinstimmung der Partikelladungen mit dem Kapazitätsmodell hin. Modelle [200, 225, 227] und Experimente [62, 228–231] liefern für den Bereich der Randschicht jedoch Hinweise auf nicht-lineare Abhängigkeiten der Ladung von der Partikelgröße. Ein abweichendes Auflademodell kann in Gl. (6.8) entsprechend berücksichtigt werden. Eine solche Korrektur bewirkt allerdings ausschließlich eine quantitative Änderung der ermittelten relativen spezifischen Ladung. Der grundsätzliche Effekt bleibt davon ungeachtet qualitativ und in seiner Zeitentwicklung erhalten.

Die tatsächliche Ursache der Änderung der spezifischen Ladung kann aus den experimentellen Messungen nicht direkt ermittelt werden. Unter der Annahme, dass die Temperatur des Partikelmaterials durch die hohe Intensität des Laserstrahls erhöht wird, könnte eine Verringerung der Ladung aufgrund einer Reduzierung des sogenannten „sticking“ Koeffizienten der Elektronen auf dem Partikel vermutet werden [232, 233]. Hierdurch kann die erhöhte spezifische Ladung jedoch nicht erklärt werden. Weitere Effekte wie z. B. Photo- oder Thermoemission von Elektronen könnten an dem Prozess zwar beteiligt sein, ließen allerdings ebenfalls eine Verringerung der Partikelladung erwarten. Gleichzeitig ist mit einer Temperaturerhöhung jedoch eine Ausdehnung des Partikels zu erwarten. Aufgrund der thermischen Zersetzung von Melamin-Formaldehyd, die erst bei sehr hohen Temperaturen erfolgt [234, 235], ist davon auszugehen, dass die Materialtemperatur der Partikel einen Wert von etwa 600 °C nicht übersteigt. Unter Verwendung des linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten $\alpha = 5 - 6 \cdot 10^{-5}/K$ für MF [236] und der maximalen Temperaturänderung (ausgehend von der Raumtemperatur) ist im Kapazitätsmodell die maximale Ladungserhöhung somit auf unter 2% abschätzbar. Die beobachtete Änderung der Partikeleigenschaften lässt sich somit zumindest teilweise einer Ladungserhöhung infolge einer thermischen Expansion des Partikels zuschreiben.

6.5 Quasi-statische Manipulation von Staubclustern

In diesem und dem folgenden Abschnitt sollen einige Möglichkeiten der Laserpinzette als Manipulationswerkzeug für Staubcluster demonstriert werden. Hierzu soll ein stark gekoppeltes Mehrpartikelsystem sowohl strukturell manipuliert als auch dynamisch angeregt werden.

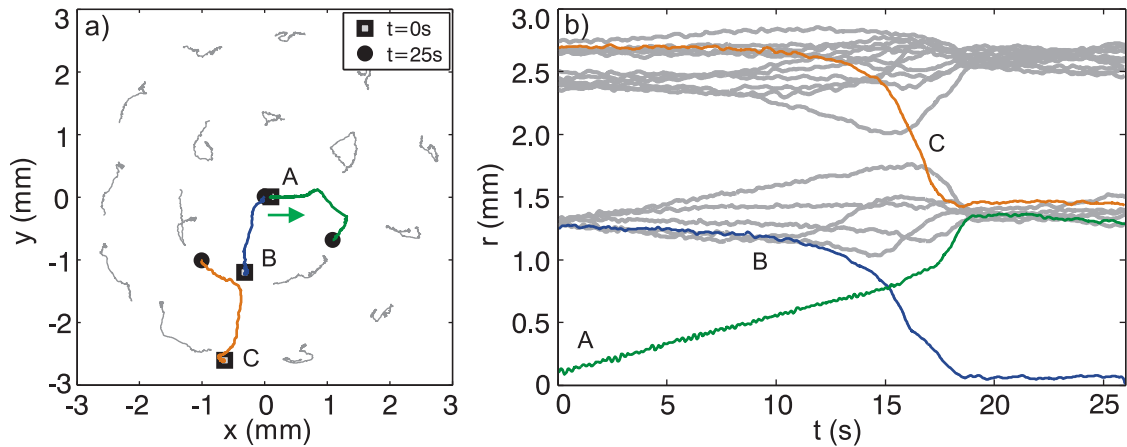


Abbildung 6.13 Quasi-statische Manipulation eines zweidimensionalen Staubclusters. (a) Trajektorien des Clusters mit $N = 19$ Partikeln über einen Zeitraum von 25 Sekunden. Das Zentralpartikel (A) wurde mit der Laserpinzette eingefangen und langsam in positiver x -Richtung ausgelenkt. Für das manipulierte Partikel und zwei weitere Partikel (B und C), die während der Prozedur einen Schalenwechsel durchführen, sind jeweils die Start- und Endpositionen eingezeichnet. (b) Radiale Position aller Partikel desselben Clusters über den identischen Zeitraum. Abbildung nach Ref. [220*].

In einem Staubcluster, bestehend aus $N = 19$ Partikeln in einer 1-6-12 Konfiguration, wurde das zentrale Partikel von der Laserpinzette eingefangen und mit konstanter Geschwindigkeit langsam radial nach außen bewegt. Dieser Ablauf ähnelt vom Prinzip der in Abschn. 6.2 angewandten Methode der Einzelpartikelauslenkung unter Anwesenheit zusätzlicher Partikel, die in zwei Schalen um das manipulierte Partikel angeordnet sind. In Abb. 6.13(a) sind die Trajektorien der Partikel über einen Zeitraum von 25 Sekunden abgebildet, in denen das manipulierte Partikel (A) mit der Laserpinzette radial mit konstanter Geschwindigkeit auswärts bewegt wurde. Bevor es in der inneren Schale ankommt, wird es aus dem Einflussbereich des Lasers verdrängt. Infolgedessen kehrt es jedoch nicht zu seiner ursprünglichen Position im Fallenzentrum zurück, sondern begibt sich auf eine neue Position innerhalb der inneren Schale des Clusters. Die übrigen Partikel ordnen sich dabei um. Bei zwei weiteren Partikeln (B,C) kommt es dabei ebenfalls zu einem Übergang zwischen den Schalen. Dieser Prozess ist in seinem zeitlichen Ablauf deutlicher in den radialen Positionen der Partikel in Abb. 6.13(b) zu erkennen. Das manipulierte Zentralpartikel (A) weist etwa während der ersten 17 Sekunden eine gleichmäßige Bewegung auf. Dann verlässt es die Pinzette und erreicht bei $t \approx 19$ s die innere Schale. Ein Partikel der inneren Schale (B) nähert sich zeitgleich während der ersten 12 Sekunden langsam dem Zentrum. Dieser Annäherungsprozess beschleunigt sich für einige Sekunden, bis das Partikel bei $t \approx 18$ s das Zentrum erreicht. Ein ähnliches Verhalten kann für ein Partikel der äußeren Schale (C), das dabei in die innere Schale wechselt, beobachtet werden. Im Anschluss be-

finden sich die Partikel an neuen radialen Positionen, die sich nicht mehr signifikant ändern. Der Cluster befindet sich nun in einer 1-7-11 Konfiguration. In dieser verbleibt der Cluster für mehrere Sekunden und kehrt danach spontan in den Grundzustand – die 1-6-12 Konfiguration – zurück (nicht abgebildet).

Dieser Versuch zeigt die strukturellen Manipulationsmöglichkeiten in zweierlei Hinsicht auf. Zum einen kann die Reaktion des Clusters auf die Deformation während der ersten 17 Sekunden studiert werden. Zum anderen ist eine gezielte Überführung des Clusters in eine meta-stabile Konfiguration möglich.

6.6 Selektive Modenanregung durch kontrollierte Einzelpartikeloszillationen

Für eine dynamische Manipulation eines Staubclusters ist es erforderlich, dass ein von der Laserpinzette manipuliertes Partikel auf den für die Dynamik des Clusters relevanten Zeitskalen schnell genug bewegt werden kann. In diesem Zusammenhang bedeutet dies, dass eine oszillatorische Anregung eines einzelnen Partikels um seine Gleichgewichtsposition mit Frequenzen im Bereich der Fallenfrequenz ω_0 erfolgen können muss.

Um die Möglichkeit einer solchen Anregung eines Clusters mit der Laserpinzette zu testen, wurde ein Partikel der äußeren Schale eines $N = 18$ Clusters in einer 1-6-11 Konfiguration an seiner Ruheposition von der Laserpinzette eingefangen und gehalten. Zur Anregung des Clusters wurde der Laserstrahl sinusoidal mit Frequenzen zwischen einem halben und wenigen Hertz tangential entlang der Schale mit geringer Amplitude bewegt. Für eine Anregung mit $f_{ex} = 1.0$ Hz sind die Trajektorien aller Partikel in Abb. 6.14 über einen Zeitraum von 60 s abgebildet. Das manipulierte Partikel befindet sich am äußeren rechten Rand des Clusters. In den Trajektorien ist nur eine minimale

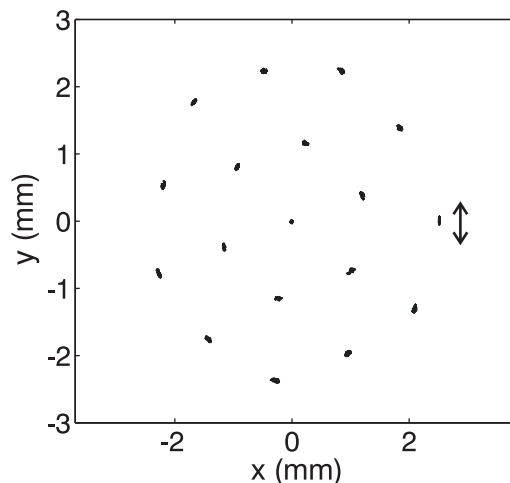


Abbildung 6.14 Trajektorien eines Clusters in einer 1-6-11 Konfiguration über einen Zeitraum von 60 Sekunden. Ein Partikel der äußeren Schale wird von der Laserpinzette zu tangentialen Oszillationen mit einer Frequenz von $f_{ex} = 1.0$ Hz angeregt (Pfeil).

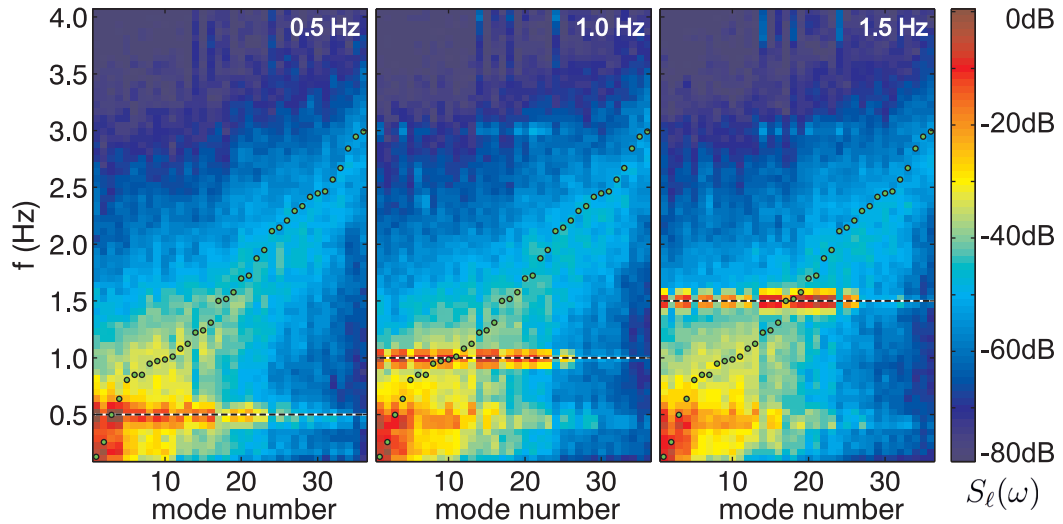


Abbildung 6.15 Modenspektren für einen $N = 18$ Cluster, der durch die erzwungene Oszillation eines einzelnen Partikels der äußeren Schale mit $f_{\text{ex}} = 0.5$ Hz, $f_{\text{ex}} = 1.0$ Hz und $f_{\text{ex}} = 1.5$ Hz (gestrichelte Linien) dynamisch angeregt wurde. Zusätzlich eingezeichnet sind die Eigenfrequenzen der berechneten Moden (Kreise).

Bewegung um die Gleichgewichtspositionen zu erkennen. Die gewählte Amplitude der Oszillation ist geringfügig größer als die thermische Eigenbewegung der Partikel. In der Trajektorie des manipulierten Partikels ist die Oszillation deutlich zu erkennen. Auch in den direkt benachbarten Partikeln ist eine deutliche Signatur der Anregungsfrequenz zu finden. Es zeigt sich jedoch, dass die Antwort des Systems auf diese dynamische Störung hochkomplex ist.

Zur Analyse dieser komplizierten Partikeltrajektorien und des Verhaltens des gesamten Partikelsystems ist die Modenanalyse eine geeignete Methode. Für drei verschiedene Anregungsfrequenzen sind Ausschnitte aus dem relevanten Bereich des Modenspektrums in Abb. 6.15 abgebildet. Die Spektren sind dabei jeweils über drei Messungen mit je 60 Sekunden Messdauer gemittelt, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Qualitativ ähneln diese den Spektren, die bei der dynamischen Anregung mit der diffusen Reflexion in Abschn. 5.5 beobachtet wurden. Jeweils bei der Anregungsfrequenz f_{ex} (gestrichelte Linien) ist eine deutliche Anregung mehrerer Moden zu erkennen. Die Leistungsverteilung auf die angeregten Moden ist dabei abhängig von der Frequenz. So sind beispielsweise die Moden 25 und 26 bei $f_{\text{ex}} = 1.5$ Hz deutlich angeregt, während sie bei $f_{\text{ex}} = 1.0$ Hz nur schwach und bei $f_{\text{ex}} = 0.5$ Hz nicht signifikant angeregt sind. Diese Beobachtungen sind mit denen aus Abschn. 5.5 vergleichbar. Es fällt jedoch auf, dass eine größere Anzahl der Eigenmoden des Systems angeregt wird als bei der teil-lokalisierter Anregung.

Aufgrund der stark unterschiedlichen Art der Anregung des Systems im Vergleich zu der Anregung mittels der diffusen Reflexion ist zu erwarten, dass die angeregten Moden eine andere topologische Struktur aufweisen. Auch hier lassen sich einzelne Moden und Kombinationen identifizieren, die eine Systematik erkennen lassen. Eine

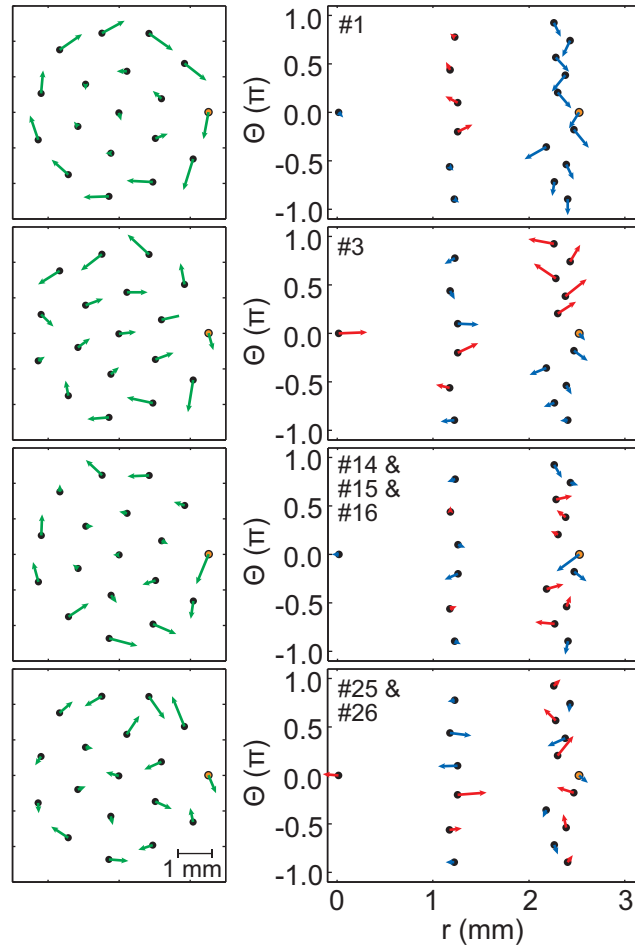


Abbildung 6.16 Ausgewählte Moden und Modenkombinationen eines durch tangentielle Oszillationen eines Partikels der äußeren Schale (orange) angeregten Clusters mit $N = 18$ Partikeln. Dargestellt sind die Moden(-kombinationen) jeweils in kartesischen Koordinaten (links) und in Polarkoordinaten (rechts). In der Polardarstellung sind die Pfeile für negative Tangentialkomponenten blau und für positive rot eingefärbt.

Auswahl solcher ist in Abb. 6.16 in kartesischen (linke Seite) und in Polarkoordinaten (rechte Seite) dargestellt. Die Darstellung in Polarkoordinaten gibt eine klare Übersicht über die Topologie der Moden und Modenkombinationen. In allen vier Fällen weisen die Partikel der inneren Schale keine nennenswerten tangentialen Anteile auf. Die Analyse der Modenstrukturen kann daher auf die Partikel der äußeren Schale beschränkt bleiben. Während es sich bei Mode 1 im Wesentlichen um eine kollektive Partikelbewegung der Partikel in tangentialer Richtung handelt, die einer Interschalenrotation entspricht, hat Mode 3 eine dipolartige Struktur, bei der sich jeweils die Hälfte der nicht manipulierten Partikel gegenphasig zur anderen Hälfte bewegt. Die beiden Kombinationen aus den Moden 14, 15 und 16 sowie aus den Moden 25 und 26 lassen eine quadrupolartige bzw. oktopolartige Struktur erkennen. Bei letzterer bewegen sich die Partikel dabei wechselweise gegenphasig. Analog zu den vorherigen Definitionen

der radialen Moden in Abschn. 5.5 können diese Moden hier als tangentielle Moden tm_k^* mit $k = 0 \dots 3$ bezeichnet werden. Ein Großteil der Clusterdynamik infolge der dynamischen Anregung kann somit durch diese Moden(kombinationen) beschrieben werden, deren Eigenvektoren hauptsächlich eine tangentielle Bewegung der Partikel der äußeren Schale wiedergeben.

Durch diesen Versuch wird die Möglichkeit einer gezielten dynamischen Manipulation einzelner Partikel in Staubclustern demonstriert. Der Einfang eines Partikels in der Laserpinzette ist folglich stabil genug, um es auch zu schnelleren Bewegungen um seine Gleichgewichtsposition in Staubclustern anzuregen und so z. B. mit einer Oszillation in Frequenzbereichen, die für dynamische Prozesse in Clustern relevant sind, die Ausbreitung einer lokalen Störung in Partikelsystemen studieren zu können. Auf diese Weise ist zudem die Anregung von Gitterwellen in Staubsystemen möglich sowie eine systematische Untersuchung der Kopplung zwischen den Schalen finiter Systeme.

6.7 Synopse

In diesem Kapitel wurde eine Möglichkeit der kontrollierten Einzelpartikelmanipulation in zweidimensionalen Staubclustern vorgestellt. Hierzu wurde das Prinzip der Laserpinzette, wie es für andere stark gekoppelte Systeme seit langem bekannt ist, auf in der Plasmarandschicht levitierende Mikropartikel übertragen. Es wurde gezeigt, dass der vergleichsweise starke vertikale Einschluss der Partikel aufgrund ihrer hohen Ladung und der starken elektrischen Felder im Bereich der Randschicht zur Kompensation des Strahlungsdrucks in einem vertikalen Laserstrahl genutzt werden kann. Die Laserpinzette erlaubt auf diese Weise einen gezielten Einfang und die kontrollierte Verschiebung einzelner Mikropartikel. Ihre Funktionsweise sowie eine auftretende Instabilität, die für eine Erhöhung der kinetischen Temperatur sorgt, können anhand des vorgestellten Kräfte Modells erklärt werden.

Die Laserpinzette bietet zudem die Möglichkeit, die generellen Auswirkungen einer Lasermanipulation auf das Partikelmaterial im Detail zu untersuchen. Es konnte gezeigt werden, dass eine Veränderung des Partikelmaterials infolge der Lasermanipulation zu einer signifikanten Erhöhung der Ladung führt, die sich einer Ausdehnung des Partikels zuschreiben lässt. Die beschriebene Methode zur Bestimmung der relativen spezifischen Ladung erlaubt eine umfassende Untersuchung der thermischen Wechselwirkung zwischen Mikropartikeln und dem umgebenden Plasma, die sich insbesondere in dem Abkühlverhalten des Partikels zeigt.

Im Experiment konnte gezeigt werden, dass das Einfangpotential der Laserpinzette stark genug ist, um einzelne Partikel innerhalb von Staubclustern einzufangen und kontrolliert zu bewegen. Dadurch können mithilfe der Laserpinzette gezielt quasi-statische Veränderungen in Staubkristallen provoziert werden. Diese lassen sich nutzen, um beispielsweise Umordnungsprozesse in Staubclustern zu untersuchen und gezielt meta-stabile Partikelkonfigurationen zu präparieren.

Ferner können Mehrpartikelsysteme auf typischen Zeitskalen finiter Plasmakristalle dynamisch angeregt werden. Auf diese Weise kann die Antwort stark gekoppelter Systeme auf eine lokale dynamische Störung experimentell untersucht werden. Exemplarisch wurde dies anhand einer selektiven Modenanregung in einem Cluster demonstriert. Die Modenanalyse eines derart manipulierten Systems zeigt Parallelen zu den in Abschn. 5.5 vorgestellten Ergebnissen, bei denen die Cluster durch einen teil-lokalisierten Treiber dynamisch angeregt wurden. Eine breite Anregung im Modenspektrum, die sich auf mehrere Moden verteilt, kann dabei charakteristischen Bewegungsmustern mit hohen tangentialen Bewegungsanteilen zugeordnet werden.

Mit der Laserpinzette ergeben sich eine Vielzahl neuer Möglichkeiten der Untersuchung staubiger Plasmen, wodurch sie eine wesentliche Ergänzung der Manipulationswerkzeuge für diese darstellt.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Dissertation wurden Methoden der strukturellen und dynamischen Manipulation finiter Plasmakristalle entwickelt und angewendet, um verschiedenen Fragestellungen im Bereich staubiger Plasmen bzw. stark gekoppelter Systeme nachzugehen. Plasmakristalle sind als Modellsysteme hervorragend geeignet, die strukturellen und dynamischen Eigenschaften stark gekoppelter Systeme experimentell zu untersuchen. Gezielt einsetzbare und gut kontrollierbare Manipulationswerkzeuge sind daher für das grundlegende Verständnis der Vorgänge in staubigen Plasmen und für systematische Untersuchungen von Plasmakristallen essentiell.

Die im Rahmen dieser Arbeit größtenteils erstmalig im Bereich der staubigen Plasmen eingesetzten Manipulationsmethoden lassen sich in zweierlei Hinsicht einordnen: Ein erstes Unterscheidungskriterium sind die Auswirkungen auf die Plasmabedingungen und damit den Einschluss der Partikelsysteme. Elektrische Felder (ebenso wie Magnetfelder) sind mit einer starken Beeinflussung des Plasmahintergrunds verbunden. Es wurde gezeigt, dass umlaufende elektrische Felder für eine Rotationsanregung dreidimensionaler Staubwolken geeignet sind. Damit ist es möglich, sowohl Aussagen zum komplexen Antriebsmechanismus zu machen, als auch strukturelle Besonderheiten von Staubclustern zu untersuchen. Einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Plasma bzw. die Einfangbedingungen von Staubwolken haben hingegen Neutralgasströmungen sowie die Lasermanipulation. Damit sind diese beiden Methoden besonders für systematische Untersuchungen unter gleichbleibenden Plasma- bzw. Einfangbedingungen geeignet und ermöglichen es somit, thermodynamische Eigenschaften und Korrelationseffekte stark gekoppelter Systeme zu studieren.

Ein weiteres wichtiges Unterscheidungskriterium für Manipulationswerkzeuge ist die Lokalisierung ihrer Wirkung auf ein Partikelsystem. Alle zuvor genannten Methoden eignen sich für Manipulationen mit globalem Charakter bezüglich Staubclustern, d. h. einer simultanen Manipulation des gesamten Partikelsystems. So wurden umlaufende elektrische Felder und eine rotierende Neutralgasströmung in dieser Arbeit genutzt, um Cluster in Rotation zu versetzen. Als eine globale Manipulationsmethode wurde die Laserheizung in Form eines Thermostaten für Staubcluster eingesetzt. Ferner wurde demonstriert, dass die diffuse Reflexion eines Laserstrahls sowohl für eine simultane Anregung aller Partikel in kleinen Staubclustern eingesetzt werden kann als auch für eine teil-lokalisierte Anregung größerer Systeme. Auf diese Weise kann der Übergang von einer globalen zu einer lokalisierten Anregung untersucht werden. Schließlich wurde mit einer auf die Verwendung in staubigen Plasmen angepassten Laserpinzette ein

weiteres neues Werkzeug vorgestellt, das es erlaubt, einzelne Partikel in stark gekoppelten Systemen individuell zu kontrollieren. Mit dieser Laserpinzette können gezielt lokale Störungen in Staubclustern erzeugt werden.

Die verschiedenen Manipulationsmethoden wurden genutzt, um unterschiedlichen physikalischen Fragestellungen nachzugehen. Die Rotationsanregung von Staubclustern gab einen entscheidenden Einfluss der Partikel-Wechselwirkung auf die Rotationsdynamik des Systems zu erkennen. Partikelsysteme, in denen „wake field“-Effekte eine dominante Rolle in der Strukturgebung einnehmen, wurden einem verscherten Antrieb ausgesetzt. Es zeigte sich, dass der Übergang von einer starren Rotation zu einer vertikal verscherten Rotation in solchen dreidimensionalen Staubclustern abrupt erfolgt und dieser Zustand mit einer starken Partikeldurchmischung verbunden ist. Dabei wurde zudem der Einfluss des Fallenpotentials auf die Rotationsdynamik des Systems im Detail untersucht. Anhand systematischer Simulationen und experimenteller Messungen wurde mit zweidimensionalen Partikelsystemen gezeigt, dass ein anisotropes Fallenpotential eine radial verscherte Rotation von Staubclustern zur Folge haben kann, die aus der starken Kopplung zwischen den Schalen des Partikelsystems resultiert. Diese Untersuchungen belegen, dass differenzielle Rotationen von stark gekoppelten Systemen auch bei homogenem, d. h. nicht verschertem, Antrieb auftreten und dies daher bei experimentellen Untersuchungen zur Stabilität von Staubclustern unbedingt beachtet werden muss. Die auftretenden Mechanismen werden einer energetischen Optimierung der Rotation zugeschrieben und stellen einen effektiven Symmetrisierungsprozess dar, bei dem inkommensurable Cluster bevorzugt eine Pseudo-Struktur mit kommensurabilem Besetzungsverhältnis der Schalen annehmen.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Lasermanipulation. Frühere Ansätze der Laserheizung wurden konsequent weiterentwickelt und auf diese Weise im EM_a -Experiment ein idealer Thermostat für Staubcluster geschaffen, der erstmalig eine detaillierte experimentelle Untersuchung des Schmelzprozesses finiter stark gekoppelter Systeme ermöglicht. In enger projektübergreifender Kooperation innerhalb des SFB-TR24 wurden experimentelle Daten geheizter Cluster mit neuen Methoden zur Charakterisierung des Phasenübergangs finiter Systeme analysiert, um so das Verständnis des Schmelzprozesses zu vertiefen. Darüber hinaus eröffnen sich auf Grundlage dieser Heizmethode Möglichkeiten zur Untersuchung von stochastischen Effekten – wie beispielsweise von Diffusionsprozessen – in Plasmakristallen.

Ferner wurden die indirekten Auswirkungen der Lasermanipulation in Form von diffusen Reflexionen des Laserstrahls analysiert. Es konnte eine signifikante Kraftwirkung auf Partikel theoretisch vorhergesagt und experimentell nachgewiesen werden. Auf dieser Grundlage konnte die Lasermanipulation gezielt für eine selektive Modenanregung von Staubclustern genutzt werden. Es wurde eine Methode demonstriert, bei der insbesondere radiale Moden effizient getrieben werden können, wobei in größeren Systemen bei einer stärker lokalisierten Anregung zunehmend radiale Moden

höherer Ordnung in Erscheinung treten. Damit ist erstmals ein Experiment gelungen, welches den Übergang von der kollektiven Partikeldynamik finiter Systeme im Modenbild zu der wellenartigen Ausbreitung einer lokalen Störung in ausgedehnten System ermöglicht.

Die Umsetzung einer klassischen optischen Falle für staubige Plasmen ist eine große technische Herausforderung. Unter Ausnutzung der elektrischen Felder in der Randschicht ist es gelungen, eine modifizierte Laserpinzette in einem verhältnismäßig einfachen Aufbau zu realisieren. Dieses neuartige Manipulationswerkzeug erlaubt es, einzelne Partikel in zweidimensionalen Staubsystemen zu kontrollieren und stellt somit einen Meilenstein in der experimentellen Untersuchung stark gekoppelter Systeme dar. Der Einfangmechanismus dieser optischen Falle wurde untersucht und im Detail erklärt. Die neue Laserpinzette wurde in drei unterschiedlichen Anwendungen eingesetzt. Erstens wurde der Einfluss intensiver Bestrahlung von Staubpartikeln auf das Partikelmaterial untersucht. Dabei konnte ein reversibler Prozess identifiziert werden, der auf eine temporär erhöhte Partikelladung zurückzuführen ist. Zweitens konnte eine strukturelle Manipulation genutzt werden, um gezielt Defekte in der lokalen Ordnung hervorzurufen bzw. Cluster in meta-stabile Konfigurationen zu überführen. Drittens wurde eine dynamische Anregung am Beispiel tangentialer Partikeloszillationen verwendet, um Eigenmoden des Systems zu treiben, die durch einen hohen Anteil tangentialer Partikelbewegungen charakterisiert sind. Basierend auf diesen Studien wird damit unter anderem die Untersuchung von Wellenphänomenen und Korrelationseffekten zwischen Schalen in finiten stark gekoppelten Systemen auf eine neue Art zugänglich. Mit diesen Anwendungen konnte die Leistungsfähigkeit der Laserpinzette, die Struktur und Dynamik von Staubsystemen gezielt zu manipulieren, auf vielfältige Art demonstriert werden.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass auf Grundlage der vorliegenden Arbeit ein umfangreiches Portfolio von Werkzeugen mit verschiedenen Charakteristiken für die Manipulation staubiger Plasmen zur Verfügung steht, mit denen sowohl stochastische Effekte als auch Korrelationseffekte in stark gekoppelten Systemen systematisch und differenziert experimentell untersucht werden können.

Literaturverzeichnis

- [1] C. Grimes, „Electrons in surface states on liquid helium“, *Surface Science* **73**, 379 (1978).
- [2] M. W. Cole, „Electronic surface states of liquid helium“, *Reviews of Modern Physics* **46**, 451 (1974).
- [3] M. W. Cole und M. H. Cohen, „Image-Potential-Induced Surface Bands in Insulators“, *Physical Review Letters* **23**, 1238 (1969).
- [4] F. Diedrich, E. Peik, J. M. Chen, W. Quint und H. Walther, „Observation of a Phase Transition of Stored Laser-Cooled Ions“, *Physical Review Letters* **59**, 2931 (1987).
- [5] D. J. Wineland, J. C. Bergquist, W. M. Itano, J. J. Bollinger und C. H. Manney, „Atomic-Ion Coulomb Clusters in an Ion Trap“, *Physical Review Letters* **59**, 2935 (1987).
- [6] P. A. Hiltner und I. M. Krieger, „Diffraction of light by ordered suspensions“, *The Journal of Physical Chemistry* **73**, 2386 (1969).
- [7] A. Kose, M. Ozaki, K. Takano, Y. Kobayashi und S. Hachisu, „Direct observation of ordered latex suspension by metallurgical microscope“, *Journal of Colloid and Interface Science* **44**, 330 (1973).
- [8] N. Ise und I. Sogami, Hrsg., *Ordering and organisation in ionic solutions*, Proc. of the XIXth Yamada Conference (World Scientific, Singapore, 1988).
- [9] T. Schäfer und A. Schwenk, „Stark gekoppelt und universell - Was lehren uns ultrakalte Gase über die Eigenschaften nuklearer Materie?“, *Physik Journal* **13**, 27 (2014).
- [10] J. Chu und L. I, „Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas“, *Physical Review Letters* **72**, 4009 (1994).
- [11] Y. Hayashi und K. Tachibana, „Observation of Coulomb-Crystal Formation from Carbon Particles Grown in a Methane Plasma“, *Japanese Journal of Applied Physics* **33**, L804 (1994).
- [12] H. Thomas, G. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher und D. Möhlmann, „Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma“, *Physical Review Letters* **73**, 652 (1994).
- [13] S. Peters, A. Homann, A. Melzer und A. Piel, „Measurement of dust particle shielding in a plasma from oscillations of a linear chain“, *Physics Letters A* **223**, 389 (1996).

- [14] A. Homann, A. Melzer, S. Peters und A. Piel, „Determination of the dust screening length by laser-excited lattice waves“, *Physical Review E* **56**, 7138 (1997).
- [15] A. P. Nefedov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, H. M. Thomas, H. Rothermel, T. Hagl, A. V. Ivlev, M. Zuzic, B. A. Klumov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, Y. P. Gidzenko, S. K. Krikalev, W. Shepherd, A. I. Ivanov, M. Roth, H. Binnenbruck, J. A. Goree und Y. P. Semenov, „PKE-Nefedov*: plasma crystal experiments on the International Space Station“, *New Journal of Physics* **5**, 33 (2003).
- [16] H. M. Thomas, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. V. Ivlev, V. I. Molotkov, A. M. Lipaev, T. Hagl, H. Rothermel, S. A. Khrapak, R. K. Suetterlin, M. Rubin-Zuzic, O. F. Petrov, V. I. Tokarev und S. K. Krikalev, „Complex plasma laboratory PK-3 Plus on the International Space Station“, *New Journal of Physics* **10**, 033036 (2008).
- [17] A. Usachev, A. Zobnin, O. Petrov, V. Fortov, M. Thoma, M. Kretschmer, S. Ratynskaia, R. Quinn, H. Hoefner und G. Morfill, „The project “Plasmakristall – 4” (PK-4) – a dusty plasma experiment in a combined dc/rf(i) discharge plasma under microgravity conditions“, *Czechoslovak Journal of Physics* **54**, C639 (2004).
- [18] M. Klindworth, A. Piel, A. Melzer, U. Konopka, H. Rothermel, K. Tarantik und G. E. Morfill, „Dust-Free Regions around Langmuir Probes in Complex Plasmas under Microgravity“, *Physical Review Letters* **93**, 195002 (2004).
- [19] O. Arp, D. Block, A. Piel und A. Melzer, „Dust Coulomb Balls: Three-Dimensional Plasma Crystals“, *Physical Review Letters* **93**, 165004 (2004).
- [20] J. B. Pieper, „Experimental studies of two-dimensional and three-dimensional structure in a crystallized dusty plasma“, *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* **14**, 519 (1996).
- [21] J. B. Pieper, J. Goree und R. A. Quinn, „Three-dimensional structure in a crystallized dusty plasma“, *Physical Review E* **54**, 5636 (1996).
- [22] M. Zuzic, A. V. Ivlev, J. Goree, G. E. Morfill, H. M. Thomas, H. Rothermel, U. Konopka, R. Sütterlin und D. D. Goldbeck, „Three-Dimensional Strongly Coupled Plasma Crystal under Gravity Conditions“, *Physical Review Letters* **85**, 4064 (2000).
- [23] S. Käding und A. Melzer, „Three-dimensional stereoscopy of Yukawa (Coulomb) balls in dusty plasmas“, *Physics of Plasmas* **13**, 090701 (2006).
- [24] M. Bonitz, D. Block, O. Arp, V. Golubnychiy, H. Baumgartner, P. Ludwig, A. Piel und A. Filinov, „Structural Properties of Screened Coulomb Balls“, *Physical Review Letters* **96**, 075001 (2006).

-
- [25] A. Piel, A. Homann, M. Klindworth, A. Melzer, C. Zafiu, V. Nosenko und J. Goree, „Waves and oscillations in plasma crystals“, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **36**, 533 (2003).
- [26] S. Nunomura, D. Samsonov und J. Goree, „Transverse Waves in a Two-Dimensional Screened-Coulomb Crystal (Dusty Plasma)“, *Physical Review Letters* **84**, 5141 (2000).
- [27] V. Nosenko und J. Goree, „Shear Flows and Shear Viscosity in a Two-Dimensional Yukawa System (Dusty Plasma)“, *Physical Review Letters* **93**, 155004 (2004).
- [28] H. M. Thomas und G. E. Morfill, „Melting dynamics of a plasma crystal“, *Nature* **379**, 806 (1996).
- [29] A. Melzer, A. Homann und A. Piel, „Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal“, *Physical Review E* **53**, 2757 (1996).
- [30] V. Schweigert, I. Schweigert, A. Melzer, A. Homann und A. Piel, „Plasma Crystal Melting: A Nonequilibrium Phase Transition“, *Physical Review Letters* **80**, 5345 (1998).
- [31] Y. Lozovik und V. Mandelshtam, „Coulomb clusters in a trap“, *Physics Letters A* **145**, 269 (1990).
- [32] V. M. Bedanov und F. M. Peeters, „Ordering and phase transitions of charged particles in a classical finite two-dimensional system“, *Physical Review B* **49**, 2667 (1994).
- [33] M. Kong, B. Partoens, A. Matulis und F. M. Peeters, „Structure and spectrum of two-dimensional clusters confined in a hard wall potential“, *Physical Review E* **69**, 036412 (2004).
- [34] H. Baumgartner, D. Block und M. Bonitz, „Structure and phase transitions of Yukawa balls“, *Contributions to Plasma Physics* **49**, 281 (2009).
- [35] R. Eppers und J. Kaelberer, „Thermodynamic properties of small aggregates of rare-gas atoms“, *Physical Review A* **11**, 1068 (1975).
- [36] A. V. Filinov, M. Bonitz und Y. E. Lozovik, „Wigner Crystallization in Mesoscopic 2D Electron Systems“, *Physical Review Letters* **86**, 3851 (2001).
- [37] J. Schiffer, „Melting of Crystalline Confined Plasmas“, *Physical Review Letters* **88**, 205003 (2002).
- [38] J. Böning, A. Filinov, P. Ludwig, H. Baumgartner, M. Bonitz und Y. Lozovik, „Melting of Trapped Few-Particle Systems“, *Physical Review Letters* **100**, 113401 (2008).
- [39] V. A. Schweigert und F. M. Peeters, „Spectral properties of classical two-dimensional clusters“, *Physical Review B* **51**, 7700 (1995).
- [40] Y. Feng, J. Goree und B. Liu, „Evolution of Shear-Induced Melting in a Dusty Plasma“, *Physical Review Letters* **104**, 165003 (2010).

- [41] B. J. Ackerson und N. A. Clark, „Shear-Induced Melting“, *Physical Review Letters* **46**, 123 (1981).
- [42] M. J. Stevens, M. O. Robbins und J. F. Belak, „Shear melting of colloids: A nonequilibrium phase diagram“, *Physical Review Letters* **66**, 3004 (1991).
- [43] R. P. A. Dullens und C. Bechinger, „Shear Thinning and Local Melting of Colloidal Crystals“, *Physical Review Letters* **107**, 138301 (2011).
- [44] J. B. Pieper und J. Goree, „Dispersion of Plasma Dust Acoustic Waves in the Strong-Coupling Regime“, *Physical Review Letters* **77**, 3137 (1996).
- [45] D. Samsonov, A. Ivlev, R. Quinn, G. Morfill und S. Zhdanov, „Dissipative Longitudinal Solitons in a Two-Dimensional Strongly Coupled Complex (Dusty) Plasma“, *Physical Review Letters* **88**, 095004 (2002).
- [46] D. Samsonov, S. Zhdanov, R. Quinn, S. Popel und G. Morfill, „Shock Melting of a Two-Dimensional Complex (Dusty) Plasma“, *Physical Review Letters* **92**, 255004 (2004).
- [47] D. Samsonov, A. Ivlev, G. Morfill und J. Goree, „Long-range attractive and repulsive forces in a two-dimensional complex (dusty) plasma“, *Physical Review E* **63**, 025401 (2001).
- [48] T. Trottenberg, A. Melzer und A. Piel, „Measurement of the electric charge on particulates forming Coulomb crystals in the sheath of a radiofrequency plasma“, *Plasma Sources Science and Technology* **4**, 450 (1995).
- [49] J. Carstensen, H. Jung, F. Greiner und A. Piel, „Mass changes of microparticles in a plasma observed by a phase-resolved resonance method“, *Physics of Plasmas* **18**, 033701 (2011).
- [50] T. Sheridan, C. Buckley, D. Cox, R. Merrill und W. Theisen, „Breathing-mode resonance of a complex plasma disk“, *Physics Letters A* **329**, 88 (2004).
- [51] V. Nosenko, A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov, M. Fink und G. E. Morfill, „Rotating electric fields in complex (dusty) plasmas“, *Physics of Plasmas* **16**, 083708 (2009).
- [52] M. W. Zwiernik, J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C. H. Schunck und W. Ketterle, „Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas“, *Nature* **435**, 1047 (2005).
- [53] A. Fetter, „Rotating trapped Bose-Einstein condensates“, *Reviews of Modern Physics* **81**, 647 (2009).
- [54] X.-P. Huang, J. J. Bollinger, T. B. Mitchell, W. M. Itano und D. H. E. Dubin, „Precise control of the global rotation of strongly coupled ion plasmas in a Penning trap“, *Physics of Plasmas* **5**, 1656 (1998).
- [55] G. Uchida, R. Ozaki, S. Iizuka, N. Sato und R. M. Pick, „Dust vortex in a DC discharge plasma under a weak magnetic field“, in *25th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Bd. 22C (1998), S. 2557–2560.

-
- [56] U. Konopka, D. Samsonov, A. Ivlev, J. Goree, V. Steinberg und G. Morfill, „Rigid and differential plasma crystal rotation induced by magnetic fields“, *Physical Review E* **61**, 1890 (2000).
- [57] N. Sato, G. Uchida, T. Kaneko, S. Shimizu und S. Iizuka, „Dynamics of fine particles in magnetized plasmas“, *Physics of Plasmas* **8**, 1786 (2001).
- [58] F. Cheung, N. Prior, L. Mitchell, A. Samarian und B. James, „Rotation of coulomb crystals in a magnetized inductively coupled complex plasma“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **31**, 112 (2003).
- [59] Y.-N. Wang und L.-J. Hou, „Rotation of 2D finite dust Coulomb clusters in magnetic field“, *Thin Solid Films* **506-507**, 647 (2006).
- [60] F. Huang, Y. H. Liu, M. F. Ye und L. Wang, „Influence of gas pressure on the structure and dynamics of dust rotation in magnetized dusty plasmas“, *Physica Scripta* **83**, 025502 (2011).
- [61] J. Carstensen, F. Greiner, L.-J. Hou, H. Maurer und A. Piel, „Effect of neutral gas motion on the rotation of dust clusters in an axial magnetic field“, *Physics of Plasmas* **16**, 013702 (2009).
- [62] J. Carstensen, F. Greiner und A. Piel, „Determination of dust grain charge and screening lengths in the plasma sheath by means of a controlled cluster rotation“, *Physics of Plasmas* **17**, 083703 (2010).
- [63] H. Kählert, J. Carstensen, M. Bonitz, H. Löwen, F. Greiner und A. Piel, „Magnetizing a Complex Plasma without a Magnetic Field“, *Physical Review Letters* **109**, 155003 (2012).
- [64] J. Larmor, „LXIII. On the theory of the magnetic influence on spectra; and on the radiation from moving ions.“, *Philosophical Magazine*, 5th series **44** (1897).
- [65] H. Thomsen, P. Ludwig, M. Bonitz, J. Schablinski, D. Block, A. Schella und A. Melzer, „Controlling strongly correlated dust clusters with lasers“, *Journal of Physics D: Applied Physics* **47**, 383001 (2014).
- [66] M. Wolter und A. Melzer, „Laser heating of particles in dusty plasmas“, *Physical Review E* **71**, 036414 (2005).
- [67] V. Nosenko, J. Goree und A. Piel, „Laser method of heating monolayer dusty plasmas“, *Physics of plasmas* **13**, 032106 (2006).
- [68] A. Homann, A. Melzer und A. Piel, „Measuring the charge on single particles by laser-excited resonances in plasma crystals“, *Physical Review E* **59**, R3835 (1999).
- [69] H. Schollmeyer, A. Melzer, A. Homann und A. Piel, „Dust–dust and dust-plasma interactions of monolayer plasma crystals“, *Physics of Plasmas* **6**, 2693 (1999).
- [70] A. Homann, A. Melzer, S. Peters, R. Madani und A. Piel, „Laser-excited dust lattice waves in plasma crystals“, *Physics Letters A* **242**, 173 (1998).

- [71] A. Ashkin, „Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure“, *Physical Review Letters* **24**, 156 (1970).
- [72] D. G. Grier, „A revolution in optical manipulation.“, *Nature* **424**, 810 (2003).
- [73] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2. Aufl., Bd. 1 (1984).
- [74] A. Piel, *Plasma Physics: An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas* (Springer, 2010).
- [75] H. M. Mott-Smith und I. Langmuir, „The Theory of Collectors in Gaseous Discharges“, *Physical Review* **28**, 727 (1926).
- [76] J. E. Allen, „Probe theory - the orbital motion approach“, *Physica Scripta* **45**, 497 (1992).
- [77] E. C. Whipple, „Potentials of surfaces in space“, *Reports on Progress in Physics* **44**, 1197 (1981).
- [78] J. Goree, „Charging of particles in a plasma“, *Plasma Sources Science and Technology* **3**, 400 (1994).
- [79] T. Nitter, „Levitation of dust in rf and dc glow discharges“, *Plasma Sources Science and Technology* **5**, 93 (1996).
- [80] M. Bacharis, M. Coppins und J. E. Allen, „Dust grain charging in RF discharges“, *Plasma Sources Science and Technology* **19**, 025002 (2010).
- [81] B. T. Draine und E. E. Salpeter, „On the physics of dust grains in hot gas“, *The Astrophysical Journal* **231**, 77 (1979).
- [82] C. K. Goertz, „Dusty plasmas in the solar system“, *Reviews of Geophysics* **27**, 271 (1989).
- [83] O. Havnes, C. K. Goertz, G. E. Morfill, E. Grün und W. Ip, „Dust charges, cloud potential, and instabilities in a dust cloud embedded in a plasma“, *Journal of Geophysical Research* **92**, 2281 (1987).
- [84] I. Goertz, F. Greiner und A. Piel, „Effects of charge depletion in dusty plasmas“, *Physics of Plasmas* **18**, 013703 (2011).
- [85] Y. Watanabe, „Formation and behaviour of nano/micro-particles in low pressure plasmas“, *Journal of Physics D: Applied Physics* **39**, R329 (2006).
- [86] J. Berndt, E. Kovačević, I. Stefanović, O. Stepanović, S. H. Hong, L. Boufendi und J. Winter, „Some Aspects of Reactive Complex Plasmas“, *Contributions to Plasma Physics* **49**, 107 (2009).
- [87] P. Epstein, „On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases“, *Physical Review* **23**, 710 (1924).
- [88] B. Liu, J. Goree, V. Nosenko und L. Boufendi, „Radiation pressure and gas drag forces on a melamine-formaldehyde microsphere in a dusty plasma“, *Physics of Plasmas* **10**, 9 (2003).

-
- [89] J. Carstensen, F. Haase, H. Jung, B. Tadsen, S. Groth, F. Greiner und A. Piel, „Probing the Plasma Sheath by the Continuous Mass Loss of Microparticles“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **41**, 764 (2013).
- [90] J. Schablinski und D. Block, „Selective mode excitation in finite size plasma crystals by diffusely reflected laser light“, *Physics of Plasmas* **22**, 023703 (2015).
- [91] L. Talbot, R. K. Cheng, R. W. Schefer und D. R. Willis, „Thermophoresis of particles in a heated boundary layer“, *Journal of Fluid Mechanics* **101**, 737 (1980).
- [92] H. Rothmel, T. Hagl, G. E. Morfill, M. H. Thoma und H. M. Thomas, „Gravity Compensation in Complex Plasmas by Application of a Temperature Gradient“, *Physical Review Letters* **89**, 175001 (2002).
- [93] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O’Neill und D. K. Coultas, „Transport of dust particles in glow-discharge plasmas“, *Physical Review Letters* **68**, 313 (1992).
- [94] M. D. Kilgore, J. E. Daugherty, R. K. Porteous und D. B. Graves, „Ion drag on an isolated particulate in a low-pressure discharge“, *Journal of Applied Physics* **73**, 7195 (1993).
- [95] S. A. Khrapak, „Ion drag in complex plasmas“, in *AIP Conference Proceedings*, Bd. 649, 1 (2002), S. 341–344.
- [96] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov und G. E. Morfill, „Hybrid approach to the ion drag force“, *Physics of Plasmas* **12**, 042308 (2005).
- [97] I. H. Hutchinson, „Collisionless ion drag force on a spherical grain“, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **48**, 185 (2006).
- [98] I. H. Hutchinson, „Ion collection by a sphere in a flowing plasma: I. Quasineutral“, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44**, 1953 (2002).
- [99] I. H. Hutchinson, „Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 2. non-zero Debye length“, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **45**, 1477 (2003).
- [100] I. H. Hutchinson, „Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 3. Floating potential and drag force“, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **47**, 71 (2005).
- [101] C. Zafiu, A. Melzer und A. Piel, „Ion drag and thermophoretic forces acting on free falling charged particles in an rf-driven complex plasma“, *Physics of Plasmas* **9**, 4794 (2002).
- [102] C. Zafiu, A. Melzer und A. Piel, „Measurement of the ion drag force on falling dust particles and its relation to the void formation in complex (dusty) plasmas“, *Physics of Plasmas* **10**, 1278 (2003).
- [103] V. Schneider, T. Trottenberg, I. Teliban und H. Kersten, „An experiment for the investigation of forces on microparticles in ion beams.“, *Review of Scientific Instruments* **81**, 013503 (2010).

- [104] J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich und S. V. Vladimirov, „Theory of dust voids in plasmas“, *Physical Review E* **59**, 7055 (1999).
- [105] K. Avinash, „Voids and phase separation in complex (dusty) plasmas“, *Physics of Plasmas* **8**, 2601 (2001).
- [106] V. N. Tsytovich, „Evolution of Voids in Dusty Plasmas“, *Physica Scripta* **T89**, 89 (2001).
- [107] A. M. Lipaev, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. V. Ivlev, H. M. Thomas, A. G. Khrapak, V. N. Naumkin, A. I. Ivanov, S. E. Tretschnev und G. I. Padalka, „Void Closure in Complex Plasmas under Microgravity Conditions“, *Physical Review Letters* **98**, 265006 (2007).
- [108] P. Hartmann, G. J. Kalman, Z. Donkó und K. Kutasi, „Equilibrium properties and phase diagram of two-dimensional Yukawa systems“, *Physical Review E* **72**, 026409 (2005).
- [109] T. Ott, M. Bonitz, L. G. Stanton und M. S. Murillo, „Coupling strength in Coulomb and Yukawa one-component plasmas“, *Physics of Plasmas* **21**, 113704 (2014).
- [110] O. Vaulina, S. Khrapak und G. Morfill, „Universal scaling in complex (dusty) plasmas“, *Physical Review E* **66**, 016404 (2002).
- [111] W. L. Slattery, G. D. Doolen und H. E. DeWitt, „Improved equation of state for the classical one-component plasma“, *Physical Review A* **21**, 2087 (1980).
- [112] S. Ichimaru, „Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids“, *Reviews of Modern Physics* **54**, 1017 (1982).
- [113] A. Schella, A. Melzer, C. July und C. Bechinger, „Effect of confinement on the mode dynamics of dipole clusters.“, *Soft matter* **11**, 1197 (2015).
- [114] K. Nelissen, A. Matulis, B. Partoens, M. Kong und F. Peeters, „Spectrum of classical two-dimensional Coulomb clusters“, *Physical Review E* **73**, 016607 (2006).
- [115] C. Henning, K. Fujioka, P. Ludwig, A. Piel, A. Melzer und M. Bonitz, „Existence and Vanishing of the Breathing Mode in Strongly Correlated Finite Systems“, *Physical Review Letters* **101**, 045002 (2008).
- [116] F. M. Peeters und X. Wu, „Wigner crystal of a screened-Coulomb-interaction colloidal system in two dimensions“, *Physical Review A* **35**, 3109 (1987).
- [117] S. G. Brush, „Monte Carlo Study of a One-Component Plasma. I“, *The Journal of Chemical Physics* **45**, 2102 (1966).
- [118] P. Pieranski, „Colloidal crystals“, *Contemporary Physics* **24**, 25 (1983).
- [119] S. Hamaguchi, R. T. Farouki und D. H. E. Dubin, „Triple point of Yukawa systems“, *Physical Review E* **56**, 4671 (1997).
- [120] Y.-J. Lai und L. I., „Packings and defects of strongly coupled two-dimensional Coulomb clusters: Numerical simulation“, *Physical Review E* **60**, 4743 (1999).

-
- [121] M. Kong, B. Partoens und F. M. Peeters, „Structural, dynamical and melting properties of two-dimensional clusters of complex plasmas“, *New Journal of Physics* **5**, 23 (2003).
- [122] P. Ludwig, S. Kosse und M. Bonitz, „Structure of spherical three-dimensional Coulomb crystals“, *Physical Review E* **71**, 046403 (2005).
- [123] M. Kong, B. Partoens und F. M. Peeters, „Topological defects and nonhomogeneous melting of large two-dimensional Coulomb clusters“, *Physical Review E* **67**, 021608 (2003).
- [124] M. J. Mandell, „Crystal nucleation in a three-dimensional Lennard-Jones system: A molecular dynamics study“, *The Journal of Chemical Physics* **64**, 3699 (1976).
- [125] V. Bedanov, G. Gadiyak und Y. Lozovik, „On a modified Lindemann-like criterion for 2D melting“, *Physics Letters A* **109**, 289 (1985).
- [126] D. H. E. Dubin, „Theory of structural phase transitions in a trapped Coulomb crystal“, *Physical Review Letters* **71**, 2753 (1993).
- [127] A. Melzer, A. Schella, T. Miksch, J. Schablinski, D. Block, A. Piel, H. Thomsen, H. Kählert und M. Bonitz, „Phase Transitions of Finite Dust Clusters in Dusty Plasmas“, *Contributions to Plasma Physics* **52**, 795 (2012).
- [128] B. J. Alder und T. E. Wainwright, „Decay of the Velocity Autocorrelation Function“, *Physical Review A* **1**, 18 (1970).
- [129] M. F. Shlesinger, G. M. Zaslavsky und J. Klafter, „Strange kinetics“, *Nature* **363**, 31 (1993).
- [130] T. Ott, M. Bonitz, Z. Donkó und P. Hartmann, „Superdiffusion in quasi-two-dimensional Yukawa liquids“, *Physical Review E* **78**, 026409 (2008).
- [131] T. Ott und M. Bonitz, „Is Diffusion Anomalous in Two-Dimensional Yukawa Liquids?“, *Physical Review Letters* **103**, 195001 (2009).
- [132] A. Melzer, M. Klindworth und A. Piel, „Normal Modes of 2D Finite Clusters in Complex Plasmas“, *Physical Review Letters* **87**, 115002 (2001).
- [133] V. A. Schweigert und F. Peeters, „Time-dependent properties of classical artificial atoms“, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 2417 (1998).
- [134] S. Amiranashvili, N. Gusein-zade und V. Tsyтович, „Spectral properties of small dusty clusters“, *Physical Review E* **64**, 016407 (2001).
- [135] C. Henning, H. Kählert, P. Ludwig, A. Melzer und M. Bonitz, „Spectral properties of spherically confined dusty plasma crystals“, *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **42**, 214023 (2009).
- [136] P. R. ten Wolde, M. J. Ruiz-Montero und D. Frenkel, „Numerical Evidence for bcc Ordering at the Surface of a Critical fcc Nucleus“, *Physical Review Letters* **75**, 2714 (1995).

- [137] M. Bonitz, C. Henning und D. Block, „Complex plasmas: a laboratory for strong correlations“, *Reports on Progress in Physics* **73**, 066501 (2010).
- [138] R. N. Franklin, „The plasma–sheath boundary region“, *Journal of Physics D: Applied Physics* **36**, R309 (2003).
- [139] J. Beckers, T. Ockenga, M. Wolter, W. W. Stoffels, J. van Dijk, H. Kersten und G. M. W. Kroesen, „Microparticles in a Collisional Rf Plasma Sheath under Hypergravity Conditions as Probes for the Electric Field Strength and the Particle Charge“, *Physical Review Letters* **106**, 115002 (2011).
- [140] G. S. Selwyn, J. E. Heidenreich und K. L. Haller, „Particle trapping phenomena in radio frequency plasmas“, *Applied Physics Letters* **57**, 1876 (1990).
- [141] R. N. Carlile, S. Geha, J. F. O’Hanlon und J. C. Stewart, „Electrostatic trapping of contamination particles in a process plasma environment“, *Applied Physics Letters* **59**, 1167 (1991).
- [142] H. Ikezi, „Coulomb solid of small particles in plasmas“, *Physics of Fluids* **29**, 1764 (1986).
- [143] A. Piel und A. Melzer, „Dynamical processes in complex plasmas“, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44**, R1 (2002).
- [144] D. Block, J. Carstensen, P. Ludwig, W. Miloch, F. Greiner, A. Piel, M. Bonitz und A. Melzer, „Wake Formation and Wake Field Effects in Complex Plasmas“, *Contributions to Plasma Physics* **52**, 804 (2012).
- [145] P. Ludwig, W. Miloch, H. Kählert und M. Bonitz, „On the wake structure in streaming complex plasmas“, *New Journal of Physics* **14**, 053016 (2012).
- [146] K. Takahashi, T. Oishi, K.-i. Shimomai, Y. Hayashi und S. Nishino, „Analyses of attractive forces between particles in Coulomb crystal of dusty plasmas by optical manipulations“, *Physical Review E* **58**, 7805 (1998).
- [147] J. Carstensen, F. Greiner, D. Block, J. Schablinski, W. J. Miloch und A. Piel, „Charging and coupling of a vertically aligned particle pair in the plasma sheath“, *Physics of Plasmas* **19**, 033702 (2012).
- [148] A. Melzer, V. Schweigert und A. Piel, „Transition from Attractive to Repulsive Forces between Dust Molecules in a Plasma Sheath“, *Physical Review Letters* **83**, 3194 (1999).
- [149] Y. Hayashi, „Structure of a Three-Dimensional Coulomb Crystal in a Fine-Particle Plasma“, *Physical Review Letters* **83**, 4764 (1999).
- [150] A. V. Ivlev, G. E. Morfill, H. M. Thomas, C. R ath, G. Joyce, P. Huber, R. Kompaneets, V. E. Fortov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, T. Reiter, M. Turin und P. Vinogradov, „First Observation of Electrorheological Plasmas“, *Physical Review Letters* **100**, 095003 (2008).

-
- [151] H. M. Thomas, „Solid/liquid/gaseous phase transitions in plasma crystals“, *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* **14**, 501 (1996).
- [152] B. M. Annaratone, T. Antonova, D. D. Goldbeck, H. M. Thomas und G. E. Morfill, „Complex-plasma manipulation by radiofrequency biasing“, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **46**, B495 (2004).
- [153] T. Sheridan, „Center-of-mass and breathing oscillations in small complex plasma disks“, *Physical Review E* **72**, 026405 (2005).
- [154] Y. Ivanov und A. Melzer, „Melting dynamics of finite clusters in dusty plasmas“, *Physics of Plasmas* **12**, 072110 (2005).
- [155] J. Carstensen, F. Greiner und A. Piel, „Effect of Centrifugal Forces on the Interparticle Distance of Two Dust Particles Confined in a Plasma“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **38**, 788 (2010).
- [156] R. Meynart, „Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle velocimetry“, *Applied Optics* **22**, 535 (1983).
- [157] E. Thomas, „Direct measurements of two-dimensional velocity profiles in direct current glow discharge dusty plasmas“, *Physics of Plasmas* **6**, 2672 (1999).
- [158] E. Thomas, J. D. Williams und J. Silver, „Application of stereoscopic particle image velocimetry to studies of transport in a dusty (complex) plasma“, *Physics of Plasmas* **11**, L37 (2004).
- [159] J. D. Williams, „Application of tomographic particle image velocimetry to studies of transport in complex (dusty) plasma“, *Physics of Plasmas* **18**, 050702 (2011).
- [160] T. Miksch und A. Melzer, „Fluorescent microspheres as tracer particles in dusty plasmas“, *Physical Review E* **75**, 016404 (2007).
- [161] M. Himpel, C. Killer, B. Buttenschön und A. Melzer, „Three-dimensional single particle tracking in dense dust clouds by stereoscopy of fluorescent particles“, *Physics of Plasmas* **19**, 123704 (2012).
- [162] Y. Feng, J. Goree und B. Liu, „Accurate particle position measurement from images.“, *Review of Scientific Instruments* **78**, 053704 (2007).
- [163] Y. Ivanov und A. Melzer, „Particle positioning techniques for dusty plasma experiments“, *Review of Scientific Instruments* **78**, 033506 (2007).
- [164] S. Khrapak, D. Samsonov, G. Morfill, H. Thomas, V. Yaroshenko, H. Rothermel, T. Hagl, V. Fortov, A. Nefedov, V. Molotkov, O. Petrov, A. Lipaev, A. Ivanov und Y. Baturin, „Compressional waves in complex (dusty) plasmas under microgravity conditions“, *Physics of Plasmas* **10**, 1 (2003).
- [165] T. Trottenberg, „Dust acoustic waves in a magnetized anodic plasma“, in *AIP Conference Proceedings*, Bd. 799, 1 (2005), S. 510–513.

- [166] A. Piel, M. Klindworth, O. Arp, A. Melzer und M. Wolter, „Obliquely Propagating Dust-Density Plasma Waves in the Presence of an Ion Beam“, *Physical Review Letters* **97**, 205009 (2006).
- [167] D. Samsonov, A. Elsaesser, A. Edwards, H. M. Thomas und G. E. Morfill, „High speed laser tomography system.“, *Review of Scientific Instruments* **79**, 035102 (2008).
- [168] B. Buttenschön, M. Himpel und A. Melzer, „Spatially resolved three-dimensional particle dynamics in the void of dusty plasmas under microgravity using stereoscopy“, *New Journal of Physics* **13**, 023042 (2011).
- [169] M. Himpel, B. Buttenschön und A. Melzer, „Three-view stereoscopy in dusty plasmas under microgravity: a calibration and reconstruction approach.“, *Review of Scientific Instruments* **82**, 053706 (2011).
- [170] M. Kroll, S. Harms, D. Block und A. Piel, „Digital in-line holography of dusty plasmas“, *Physics of Plasmas* **15**, 063703 (2008).
- [171] M. Kroll, „Strukturanalyse staubiger Plasmen mittels digitaler Holographie“, Dissertation (Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 2010).
- [172] M. Kroll, L. Muhlfeld und D. Block, „Stereoscopic Digital Holography“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **38**, 897 (2010).
- [173] D. Gabor, „A New Microscopic Principle“, *Nature* **161**, 777 (1948).
- [174] J. Schablinski, M. Kroll und D. Block, „Particle Tracking Velocimetry of Dusty Plasmas Using Stereoscopic In-Line Holography“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **41**, 779 (2013).
- [175] H. C. Van de Hulst, *Light scattering by small particles*, Structure of matter series (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1957).
- [176] T. H. Demetrakopoulos und R. Mittra, „Digital and optical reconstruction of images from suboptical diffraction patterns.“, *Applied optics* **13**, 665 (1974).
- [177] G. Pan und H. Meng, „Digital Holography of Particle Fields: Reconstruction by Use of Complex Amplitude“, *Applied Optics* **42**, 827 (2003).
- [178] P. J. Hargis, K. E. Greenberg, P. A. Miller, J. B. Gerardo, J. R. Torczynski, M. E. Riley, G. A. Hebner, J. R. Roberts, J. K. Olthoff, J. R. Whetstone, R. J. Van Brunt, M. A. Sobolewski, H. M. Anderson, M. P. Splichal, J. L. Mock, P. Bletzinger, A. Garscadden, R. A. Gottscho, G. Selwyn, M. Dalvie, J. E. Heidenreich, J. W. Butterbaugh, M. L. Brake, M. L. Passow, J. Pender, A. Lujan, M. E. Elta, D. B. Graves, H. H. Sawin, M. J. Kushner, J. T. Verdeyen, R. Horwath und T. R. Turner, „The Gaseous Electronics Conference radio-frequency reference cell: A defined parallel-plate radio-frequency system for experimental and theoretical studies of plasma-processing discharges“, *Review of Scientific Instruments* **65**, 140 (1994).

- [179] M. Kroll, J. Schablinski, D. Block und A. Piel, „On the influence of wakefields on three-dimensional particle arrangements“, *Physics of Plasmas* **17**, 013702 (2010).
- [180] J. Carstensen, F. Greiner und A. Piel, „Ion-Wake-Mediated Particle Interaction in a Magnetized-Plasma Flow“, *Physical Review Letters* **109**, 135001 (2012).
- [181] L. Verlet, „Computer 'Experiments' on Classical Fluids. I. Thermodynamical Properties of Lennard-Jones Molecules“, *Physical Review* **159**, 98 (1967).
- [182] D. S. Lemons, „Paul Langevin's 1908 paper "On the Theory of Brownian Motion" ["Sur la théorie du mouvement brownien," C. R. Acad. Sci. (Paris) 146, 530–533 (1908)]“, *American Journal of Physics* **65**, 1079 (1997).
- [183] S. Khrapak, S. Ratynskaia, A. Zobnin, A. Usachev, V. Yaroshenko, M. Thoma, M. Kretschmer, H. Höfner, G. Morfill, O. Petrov und V. Fortov, „Particle charge in the bulk of gas discharges“, *Physical Review E* **72**, 016406 (2005).
- [184] L.-J. Hou, Y.-N. Wang und Z. L. Mišković, „Formation and rotation of two-dimensional Coulomb crystals in magnetized complex plasma“, *Physics of Plasmas* **12**, 042104 (2005).
- [185] M. Klindworth, A. Melzer, A. Piel und V. Schweigert, „Laser-excited intershell rotation of finite Coulomb clusters in a dusty plasma“, *Physical Review B* **61**, 8404 (2000).
- [186] L. Wörner, V. Nosenko, A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, G. E. Morfill, M. Kroll, J. Schablinski und D. Block, „Effect of rotating electric field on 3D complex (dusty) plasma“, *Physics of Plasmas* **18**, 063706 (2011).
- [187] L. Wörner, C. Räth, V. Nosenko, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, G. E. Morfill, J. Schablinski und D. Block, „String structures in driven 3D complex-plasma clusters“, *EPL (Europhysics Letters)* **100**, 35001 (2012).
- [188] I. Laut, C. Räth, L. Wörner, V. Nosenko, S. K. Zhdanov, J. Schablinski, D. Block, H. M. Thomas und G. E. Morfill, „Network analysis of three-dimensional complex plasma clusters in a rotating electric field“, *Physical Review E* **89**, 023104 (2014).
- [189] F. Melandsø und J. Goree, „Polarized supersonic plasma flow simulation for charged bodies such as dust particles and spacecraft“, *Physical Review E* **52**, 5312 (1995).
- [190] O. Ishihara und S. V. Vladimirov, „Wake potential of a dust grain in a plasma with ion flow“, *Physics of Plasmas* **4**, 69 (1997).
- [191] M. Lampe, G. Joyce und G. Ganguli, „Structure and dynamics of dust in streaming plasma: dust molecules, strings, and Crystals“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **33**, 57 (2005).
- [192] W. J. Miloch und D. Block, „Dust grain charging in a wake of other grains“, *Physics of Plasmas* **19**, 123703 (2012).

- [193] V. Steinberg, R. Sütterlin, A. V. Ivlev und G. Morfill, „Vertical Pairing of Identical Particles Suspended in the Plasma Sheath“, *Physical Review Letters* **86**, 4540 (2001).
- [194] G. A. Hebner und M. E. Riley, „Measurement of attractive interactions produced by the ion wakefield in dusty plasmas using a constrained collision geometry“, *Physical Review E* **68**, 046401 (2003).
- [195] H. Jung, F. Greiner, O. H. Asnaz, J. Carstensen und A. Piel, „Exploring the wake of a dust particle by a continuously approaching test grain“, *Physics of Plasmas* **22**, 053702 (2015).
- [196] J. Schablinski, D. Block, J. Carstensen, F. Greiner und A. Piel, „Sheared and unsheared rotation of driven dust clusters“, *Physics of Plasmas* **21**, 073701 (2014).
- [197] A. Melzer, S. Nunomura, D. Samsonov, Z. Ma und J. Goree, „Laser-excited Mach cones in a dusty plasma crystal“, *Physical Review E* **62**, 4162 (2000).
- [198] I. V. Schweigert, V. A. Schweigert, A. Melzer und A. Piel, „Melting of dust plasma crystals with defects“, *Physical Review E* **62**, 1238 (2000).
- [199] H. Kersten, H. Deutsch, M. Otte, G. Swinkels und G. Kroesen, „Micro-disperse particles as probes for plasma surface interaction“, *Thin Solid Films* **377-378**, 530 (2000).
- [200] H. Kersten, H. Deutsch und G. Kroesen, „Charging of micro-particles in plasma–dust interaction“, *International Journal of Mass Spectrometry* **233**, 51 (2004).
- [201] J. Schablinski, D. Block, A. Piel, A. Melzer, H. Thomsen, H. Kählert und M. Bonitz, „Laser heating of finite two-dimensional dust clusters: A. Experiments“, *Physics of Plasmas* **19**, 013705 (2012).
- [202] H. Thomsen, H. Kählert, M. Bonitz, J. Schablinski, D. Block, A. Piel und A. Melzer, „Laser heating of finite two-dimensional dust clusters: B. Simulations“, *Physics of Plasmas* **19**, 023701 (2012).
- [203] H. Thomsen, J. Schablinski und M. Bonitz, „Phase Transitions in Dusty Plasmas“, in *Complex Plasmas*, hrsg. von M. Bonitz, J. Lopez, K. Becker und H. Thomsen, Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics (Springer International Publishing, 2014) Kap. 1, S. 3–13.
- [204] B. L. Holian, A. F. Voter und R. Ravelo, „Thermostatted molecular dynamics: How to avoid the Toda demon hidden in Nosé-Hoover dynamics“, *Physical Review E* **52**, 2338 (1995).
- [205] S. Nosé, „A molecular dynamics method for simulations in the canonical ensemble“, *Molecular Physics* **52**, 255 (1984).
- [206] P. Ludwig, H. Thomsen, K. Balzer, A. Filinov und M. Bonitz, „Tuning correlations in multi-component plasmas“, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **52**, 124013 (2010).

-
- [207] A. Melzer, A. Schella, J. Schablinski, D. Block und A. Piel, „Instantaneous Normal Mode Analysis of Melting of Finite Dust Clusters“, *Physical Review Letters* **108**, 225001 (2012).
- [208] A. Melzer, A. Schella, J. Schablinski, D. Block und A. Piel, „Analyzing the liquid state of two-dimensional dust clusters: The instantaneous normal mode approach“, *Physical Review E* **87**, 033107 (2013).
- [209] A. Schella, T. Miksch, A. Melzer, J. Schablinski, D. Block, A. Piel, H. Thomsen, P. Ludwig und M. Bonitz, „Melting scenarios for three-dimensional dusty plasma clusters“, *Physical Review E* **84**, 056402 (2011).
- [210] F. Lindemann, „The calculation of molecular vibration frequencies“, *Physikalische Zeitschrift* **11**, 17 (1910).
- [211] N. Mermin, „Crystalline Order in Two Dimensions“, *Physical Review* **176**, 250 (1968).
- [212] D. D. Frantz, „Magic number behavior for heat capacities of medium-sized classical Lennard-Jones clusters“, *The Journal of Chemical Physics* **115**, 6136 (2001).
- [213] G. Seeley und T. Keyes, „Normal-mode analysis of liquid-state dynamics“, *The Journal of Chemical Physics* **91**, 5581 (1989).
- [214] G. V. Vijayadamodar und A. Nitzan, „On the application of instantaneous normal mode analysis to long time dynamics of liquids“, *The Journal of Chemical Physics* **103**, 2169 (1995).
- [215] R. M. Stratt, „The Instantaneous Normal Modes of Liquids“, *Accounts of Chemical Research* **28**, 201 (1995).
- [216] T. Keyes, „Instantaneous Normal Mode Approach to Liquid State Dynamics“, *The Journal of Physical Chemistry A* **101**, 2921 (1997).
- [217] S. P. Das, „Mode-coupling theory and the glass transition in supercooled liquids“, *Reviews of Modern Physics* **76**, 785 (2004).
- [218] H. Thomsen und M. Bonitz, „Resolving structural transitions in spherical dust clusters“, *Physical Review E* **91**, 043104 (2015).
- [219] A. Melzer, „Dynamical Properties of Small and Large 2-D Coulomb Clusters in Complex Plasmas“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **32**, 594 (2004).
- [220] J. Schablinski, F. Wieben und D. Block, „An optical tweezer for complex plasmas“, *Physics of Plasmas* **22**, 043703 (2015).
- [221] V. Schneider und H. Kersten, „On the use of optically trapped dust particles as micro-probes in process plasmas“, *Problems of Atomic Science and Technology* **1**, 164 (2013).
- [222] V. Nosenko, A. V. Ivlev und G. E. Morfill, „Laser-induced rocket force on a microparticle in a complex (dusty) plasma“, *Physics of Plasmas* **17**, 123705 (2010).

- [223] T. S. Basha und A. Abbas, „Charging times for dust particles in plasma“, *European Journal of Physics* **10**, 151 (1989).
- [224] R. Basner, F. Sigeneger, D. Loffhagen, G. Schubert, H. Fehske und H. Kersten, „Particles as probes for complex plasmas in front of biased surfaces“, *New Journal of Physics* **11**, 013041 (2009).
- [225] E. Tomme, D. Law, B. Annaratone und J. Allen, „Parabolic Plasma Sheath Potentials and their Implications for the Charge on Levitated Dust Particles“, *Physical Review Letters* **85**, 2518 (2000).
- [226] V. Land, B. Smith, L. Matthews und T. Hyde, „Probing the Sheath Electric Field With a Crystal Lattice by Using Thermophoresis in Dusty Plasma“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **38**, 768 (2010).
- [227] X. Chen, „Dust charge in the sheath of collisional low-pressure capacitive RF discharges“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **25**, 1117 (1997).
- [228] E. B. Tomme, B. M. Annaratone und J. E. Allen, „Damped dust oscillations as a plasma sheath diagnostic“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **9**, 87 (2000).
- [229] V. Fortov, A. Nefedov, V. Molotkov, M. Poustylnik und V. Torchinsky, „Dependence of the Dust-Particle Charge on Its Size in a Glow-Discharge Plasma“, *Physical Review Letters* **87**, 205002 (2001).
- [230] C. Zafiu, A. Melzer und A. Piel, „Nonlinear resonances of particles in a dusty plasma sheath“, *Physical Review E* **63**, 066403 (2001).
- [231] A. Samarian und S. Vladimirov, „Charge of a macroscopic particle in a plasma sheath“, *Physical Review E* **67**, 066404 (2003).
- [232] F. X. Bronold, H. Fehske, H. Kersten und H. Deutsch, „Surface States and the Charge of a Dust Particle in a Plasma“, *Physical Review Letters* **101**, 175002 (2008).
- [233] F. X. Bronold, H. Deutsch und H. Fehske, „Physisorption kinetics of electrons at plasma boundaries“, *The European Physical Journal D* **54**, 519 (2009).
- [234] S. Kim und H.-J. Kim, „Thermal stability and viscoelastic properties of MF/PVAc hybrid resins on the adhesion for engineered flooring in under heating system; ONDOL“, *Thermochimica Acta* **444**, 134 (2006).
- [235] T. R. Manley und D. A. Higgs, „Thermal stability of melamine formal-dehyde resins“, *Journal of Polymer Science: Polymer Symposia* **42**, 1377 (2007).
- [236] W. Martienssen und H. Warlimont, Hrsg., *Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data* (Springer Science & Business Media, Berlin, Heidelberg, New York, 2006).

Publikationsliste

Teile der vorliegenden Dissertation wurden bereits als wissenschaftliche Publikationen veröffentlicht:

Publikationen in wissenschaftlichen Fachjournalen

1. J. Schablinski, D. Block, A. Piel, A. Melzer, H. Thomsen, H. Kählert und M. Bonitz, „Laser heating of finite two-dimensional dust clusters: A. Experiments“, *Physics of Plasmas* **19**, 013705 (2012).
2. J. Schablinski, M. Kroll und D. Block, „Particle Tracking Velocimetry of Dusty Plasmas Using Stereoscopic In-Line Holography“, *IEEE Transactions on Plasma Science* **41**, 779 (2013).
3. J. Schablinski, D. Block, J. Carstensen, F. Greiner und A. Piel, „Sheared and unsheared rotation of driven dust clusters“, *Physics of Plasmas* **21**, 073701 (2014).
4. J. Schablinski und D. Block, „Selective mode excitation in finite size plasma crystals by diffusely reflected laser light“, *Physics of Plasmas* **22**, 023703 (2015).
5. J. Schablinski, F. Wieben und D. Block, „An optical tweezer for complex plasmas“, *Physics of Plasmas* **22**, 043703 (2015).
6. M. Kroll, J. Schablinski, D. Block und A. Piel, „On the influence of wakefields on three-dimensional particle arrangements“, *Physics of Plasmas* **17**, 013702 (2010).
7. L. Wörner, V. Nosenko, A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, G. E. Morfill, M. Kroll, J. Schablinski und D. Block, „Effect of rotating electric field on 3D complex (dusty) plasma“, *Physics of Plasmas* **18**, 063706 (2011).
8. A. Schella, T. Miksch, A. Melzer, J. Schablinski, D. Block, A. Piel, H. Thomsen, P. Ludwig und M. Bonitz, „Melting scenarios for three-dimensional dusty plasma clusters“, *Physical Review E* **84**, 056402 (2011).
9. L. Wörner, C. Räth, V. Nosenko, S. K. Zhadanov, H. M. Thomas, G. E. Morfill, J. Schablinski und D. Block, „String structures in driven 3D complex-plasma clusters“, *EPL (Europhysics Letters)* **100**, 35001 (2012).
10. H. Thomsen, H. Kählert, M. Bonitz, J. Schablinski, D. Block, A. Piel und A. Melzer, „Laser heating of finite two-dimensional dust clusters: B. Simulations“, *Physics of Plasmas* **19**, 023701 (2012).

11. J. Carstensen, F. Greiner, D. Block, J. Schablinski, W. J. Miloch und A. Piel, „Charging and coupling of a vertically aligned particle pair in the plasma sheath“, *Physics of Plasmas* **19**, 033702 (2012).
12. A. Melzer, A. Schella, J. Schablinski, D. Block und A. Piel, „Instantaneous Normal Mode Analysis of Melting of Finite Dust Clusters“, *Physical Review Letters* **108**, 225001 (2012).
13. A. Melzer, A. Schella, J. Schablinski, D. Block und A. Piel, „Analyzing the liquid state of two-dimensional dust clusters: The instantaneous normal mode approach“, *Physical Review E* **87**, 033107 (2013).
14. A. Schella, M. Mulsow, A. Melzer, J. Schablinski und D. Block, „From transport to disorder : Thermodynamic properties of finite dust clouds“, *Physical Review E* **87**, 063102 (2013).
15. I. Laut, C. R ath, L. Wörner, V. Nosenko, S. K. Zhdanov, J. Schablinski, D. Block, H. M. Thomas und G. E. Morfill, „Network analysis of three-dimensional complex plasma clusters in a rotating electric field“, *Physical Review E* **89**, 023104 (2014).
16. H. Thomsen, P. Ludwig, M. Bonitz, J. Schablinski, D. Block, A. Schella und A. Melzer, „Controlling strongly correlated dust clusters with lasers“, *Journal of Physics D: Applied Physics* **47**, 383001 (2014).

Beiträge in Fachbüchern und Sonderausgaben

1. A. Melzer, A. Schella, T. Miksch, J. Schablinski, D. Block, A. Piel, H. Thomsen, H. Kählert und M. Bonitz, „Phase Transitions of Finite Dust Clusters in Dusty Plasmas“, *Contributions to Plasma Physics* **52**, 795 (2012).
2. H. Thomsen, J. Schablinski und M. Bonitz, „Phase Transitions in Dusty Plasmas“, in *Complex Plasmas*, hrsg. von M. Bonitz, J. Lopez, K. Becker und H. Thomsen, Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics (Springer International Publishing, 2014) Kap. 1, S. 3–13.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Menschen danken, die mich in den letzten Jahren unterstützt und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuerst und ganz besonders danke ich Prof. Dr. Dietmar Block dafür, dass ich diese Arbeit unter seiner Anleitung anfertigen und dadurch von einer hervorragenden wissenschaftlichen Betreuung während meiner gesamten Promotionsphase profitieren durfte. Seine Tür stand nicht nur physisch stets offen für Fragen und hilfreiche fachliche Diskussionen. Seine wertvollen Anregungen sind ein wesentlicher Baustein dieser Arbeit.

Prof. Dr. Alexander Piel danke ich dafür, dass mir die Ressourcen und die Unterstützung der *Arbeitsgruppe Plasmadynamik* zur Verfügung standen sowie für anregende wissenschaftliche Diskussionen und hilfreiche Anmerkungen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gilt mein Dank für die finanzielle Unterstützung im Rahmen des Projekts A3b des Sonderforschungsbereichs Transregio 24 (SFB-TR24). Darüber hinaus danke ich Prof. Dr. Block, Prof. Dr. Piel und der DFG für die Möglichkeit zur Teilnahme an zahlreichen nationalen und internationalen Tagungen, Konferenzen und Workshops, die Gelegenheit zur Präsentation vieler unserer Forschungsergebnisse gaben.

Außerdem bedanke ich mich herzlich bei allen aktuellen und ehemaligen Kollegen und Mitgliedern der Arbeitsgruppe für jegliche Hilfe und Unterstützung, die angenehme und freundschaftliche Arbeitsatmosphäre und die unzähligen leckeren Geburtstags-, Wett- und Paper-Kuchen. Einige Personen möchte ich dabei besonders hervorheben: Andreas Pinnow und Frank Wieben danke ich für ihre hervorragende Unterstützung im Labor im Rahmen ihrer Hiwi-Tätigkeiten und Bachelor-Arbeiten. Dr. Franko Greiner sei für viele wertvolle Ratschläge und Hinweise gedankt. Für die ausgezeichnete Unterstützung in allen technischen Belangen gilt mein ganz besonderer Dank Volker Rohwer, Michael Poser und Mario Knüppel. Den Mitarbeitern der hauseigenen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Brix danke ich für ihre zügige und großartige Arbeit. Frau Thiedemann und Frau Sommer gilt mein Dank für die Unterstützung in sämtlichen bürokratischen und organisatorischen Angelegenheiten.

Ferner danke ich allen Kollegen des SFB-TR24 und für die besonders enge und erfolgreiche Zusammenarbeit speziell Prof. Dr. André Melzer und den Kollegen des Teilprojekts A3a in Greifswald sowie Prof. Dr. Michael Bonitz und Hauke Thomsen vom ITAP. Des Weiteren danke ich Dr. Lisa Wörner und den Kollegen des MPE in Garching für die gute Kooperation.

Den Korrekturlesern dieser Arbeit und besonders Dr. Franko Greiner, Dr. Lisa Wörner und Hauke Thomsen danke ich für die gefundenen Fehler sowie die Anmerkungen, Hinweise und Verbesserungsvorschläge.

Meinen Freunden danke ich für die aufgebrachte Geduld, Aufmunterung und die Ablenkung vom Wissenschaftsalltag. Und nicht zuletzt danke ich meiner Familie und ganz besonders meinen Eltern von Herzen für die uneingeschränkte Unterstützung. Und Dir, Magda, danke ich für die letzten Jahre, für Deinen Beistand und Deine Aufmunterung und dafür, dass Du mich so manches mal ertragen hast.

DANKE!

Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass die vorliegende Dissertation – abgesehen von der Beratung durch meinen wissenschaftlichen Lehrer und der Verwendung der angegebenen Hilfsmittel – nach Inhalt und Form meine eigene ist. Sie hat weder ganz noch teilweise an einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen. Diese Arbeit ist unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden.

Kiel, den

Lebenslauf

Persönliche Daten

Jan Schablinski
geb. 22.09.1984 in Kiel
deutsche Staatsangehörigkeit

Schulbildung

1991 - 1995 Schule am Heidenberger Teich, Kiel
1995 - 2004 Thor-Heyerdahl-Gymnasium, Kiel
Mai 2004 Abitur mit den Prüfungsfächern
Mathematik, Englisch, Wirtschaft / Politik, Physik

Wehrdienst

Juli 2004 - Juni 2005 Freiwillig verlängerter Grundwehrdienst
im Panzerbataillon 183, Boostedt

Studium

Okt. 2005 Beginn des Studiums der Physik
an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
Sep. 2007 Vordiplom mit Nebenfach Informatik
Nov. 2009 Abschluss der mündlichen Diplomprüfungen mit
Nebenfach Astrophysik
Aug. 2009 - Juli 2010 Anfertigung der Diplomarbeit
„Kontrolle von Struktur und Dynamik finiter Plasma-
kristalle mittels Lasermanipulation“ in der Arbeits-
gruppe „Plasmadynamik“ (Prof. Dr. A. Piel) am
Institut für Experimentelle und Angewandte Physik
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
Juli 2010 Beendigung des Studiums der Physik mit Abschluss
Diplom
seit Juli 2010 Promotion in der Arbeitsgruppe „Plasmadynamik“
am Institut für Experimentelle und Angewandte
Physik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

