

---

# *Ion Wakes in starken Magnetfeldern*

Experimente und Simulationen

---

DISSERTATION  
ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES  
DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT  
DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL

VORGELEGT VON  
**HENDRIK JUNG**

KIEL, 2019

Erster Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Alexander Piel  
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Holger Kersten  
Tag der mündlichen Prüfung: 6. Februar 2019  
Zum Druck genehmigt: .....

gez. Prof. Dr. rer. nat. Frank Kempken, Dekan

## Kurzfassung

Im Fokus dieser Dissertation steht der Einfluss starker Magnetfelder auf den *Ion Wake*, die Veränderung der Dichte- und Potentialtopologie im Windschatten von Mikropartikeln, die einer starken Ionenströmung ausgesetzt sind. Die Mikropartikel, mikrometergroße Kunststoffkugeln, werden in komplexen Laborplasmen meist in der Plasmarandschicht, in der eine starke Ionenströmung vorherrscht, eingeschlossen. Der Einfluss von *Wakes* ist hier allgegenwärtig und betrifft Anordnung, Aufladung und Wechselwirkung der Partikel. Ein typisches Phänomen des *Wakes* ist die als Ionenfokus bezeichnete Anhäufung positiver Raumladung, die Ursprung attraktiver Wechselwirkung negativ geladener Partikel und einer Ladungsreduktion von Partikeln im *Wake* ist. Die Eigenschaften des *Wakes* und der resultierende Einfluss auf ein System aus Mikropartikeln werden in dieser Arbeit vor allem mit dem Fokus auf die Wirkung starker, die Dynamik der Ionen beeinflussender Magnetfelder untersucht.

Zur Untersuchung des *Wakes* und seines Einflusses auf die Mikropartikel in Gegenwart starker Magnetfelder werden zwei komplementäre Ansätze gewählt: In Experimenten werden die durch den *Wake* beeinflusste Dynamik und Anordnung eines Partikelpaars in der Randschicht eines Plasmas räumlich aufgelöst untersucht. *Particle-in-Cell*- und Molekulardynamik-Simulationen bieten einen Zugang zu experimentell nicht zugänglichen Eigenschaften des *Wakes*, zeigen zugrunde liegende Mechanismen auf und dienen der Interpretation der experimentellen Befunde.

Die *Wake*-Struktur eines vertikal, parallel zum Ionenfluss ausgerichteten Partikelpaars in der unmagnetisierten Plasmarandschicht wird durch Kombination der gezielten Ausnutzung plasmainhärenter Ätzprozesse, die zu Masseverlusten der Partikel führen, und der phasenaufgelösten Resonanzmethode, die die dynamische Antwort der Partikel auf kleine externe Störungen mit hoher Präzision auswertet, experimentell zugänglich. Die Wechselwirkung beider Partikel mit der Ionenströmung bedingt einen räumlich ausgedehnten *Wake*, der sich in Form asymmetrischer, attraktiver Partikelwechselwirkung und einer stark ortsabhängigen Ladung eines Partikels im *Wake* manifestiert. Es zeigt sich, dass die asymmetrische Wechselwirkung auf die systeminhärente Anisotropie der Ionenströmung zurückzuführen ist.

Erstmals werden selbstkonsistente Simulationen des magnetisierten *Wakes* präsentiert. Diese zeigen für starke magnetische Flussdichten ( $B \approx 10$  T) ein neues, stark nichtlineares Phänomen, den dynamischen Ionenschatten. Dies sind Bereiche starker Ionenverarmung im *Wake*, die durch Großwinkelstöße der strömenden Ionen im Potential eines Partikels, die damit verbundene Richtungsänderung und die durch das Magnetfeld induzierte Gyration der Ionen entstehen. Die repulsive Wechselwirkung der negativ geladenen Partikel wird durch den Ionenschatten verstärkt.

Die experimentell im Magnetfeld auftretenden Änderungen der Anordnung zweier Partikel machen die wirkenden, durch den *Wake* beeinflussten Kraftfelder erfassbar. Die mit zunehmender Magnetisierung eintretende Abschwächung des attraktiven *Wake*-Potentials führt Konfigurationswechsel des Partikelpaars herbei und ermöglicht die Koexistenz zweier stabiler Anordnungen bei intermediären Flussdichten. Das Schattenphänomen tritt bei experimentell realisierbaren magnetischen Flussdichten ( $B < 4$  T) in Einklang mit Simulationen noch nicht auf. Wenn auch in abgeschwächter Form, bleibt der *Wake* wie im unmagnetisierten Fall Ursprung attraktiver Kräfte auf die Partikel.

Die vorliegende Dissertation untersucht den magnetisierten *Ion Wake* erstmals detailliert und gibt damit einen Einblick in die durch starke Magnetfelder beeinflusste Ionendynamik und deren Wirkung auf komplexe Plasmen.



## Abstract

This thesis focuses on the influence of strong magnetic fields on the ion wake, which is the modified density and potential distribution in the slipstream of microparticles exposed to a strong ion flow. In complex laboratory plasmas, micrometer-sized plastic spheres (called microparticles) are mostly enclosed in the plasma sheath, where a strong ion flow prevails. Hence, the influence of wakes is omnipresent here and affects the arrangement, charge and interaction of the particles. A typical phenomenon of wakes is the accumulation of positive space charge, the so-called ion focus, that is the origin of attractive interaction of negatively charged particles and a charge reduction of particles in the wake. The characteristics of the wakes and their influence on a system of microparticles are investigated in this work with a focus on the effect of strong magnetic fields, which affect the ion dynamics.

Two complementary approaches are chosen to investigate the wake and its influence on the microparticles in the presence of strong magnetic fields: In experiments, the dynamics and arrangement of a pair of particles in the sheath of a plasma, which are influenced by the wake, are investigated spatially resolved. Particle-in-cell simulations and molecular dynamics simulations provide access to experimentally inaccessible properties of the wake, show the underlying mechanisms, and enable the interpretation of the experimental findings.

The wake structure of a vertically (parallel to the ion flow) aligned pair of particles in the non-magnetized plasma sheath is experimentally explored using the plasma inherent etching processes leading to mass loss of the particles and applying the phase-resolved resonance method, which analyzes the dynamic response of the particles to small external perturbations with high precision. The interaction of both particles with the ion flow causes a spatially extended wake, which becomes present in form of asymmetric and attractive particle interaction and a highly position-dependent charge of a particle in the wake. It is shown that the asymmetric interaction is due to the system inherent anisotropy of the ion flow.

For the first time, self-consistent simulations of magnetized wakes are presented. At strong magnetic inductions ( $B \approx 10$  T), they show a new, strongly nonlinear phenomenon, the dynamic ion shadow: large angle deflections of the flowing ions in the potential of a particle, the associated change of direction, and the following ion gyration induced by the magnetic field creates areas of strong ion depletion in the wake. The repulsive interaction of the negatively charged particles is amplified by the ion shadow.

The analysis of changes in the arrangement of two particles occurring in the experiments with magnetic fields enables the investigation of the underlying force fields, which are influenced by the wake. The weakening of the attractive wake potential that occurs with increasing magnetization leads to changes of the particle configuration and enables the coexistence of two stable arrangements in the case of intermediate magnetic inductions. The shadow phenomenon does not occur at experimentally feasible inductions ( $B < 4$  T), which is in accordance with simulations. As in the non-magnetized case but attenuated, the wake remains the origin of attractive particle interaction forces.

This thesis investigates the magnetized ion wake in detail for the first time and thus provides an insight into the ion dynamics of a complex plasma with strong magnetic fields.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen komplexer Plasmen</b>	<b>11</b>
2.1	Aufladung von Partikeln . . . . .	14
2.1.1	Grundlegendes Modell zur Aufladung von Partikeln . . . . .	14
2.1.2	Aufladung von Partikeln in einer strömenden Ionenumgebung . . . . .	16
2.2	Kräfte auf Mikropartikel . . . . .	20
2.2.1	Gravitationskraft . . . . .	21
2.2.2	Elektrische Feldkraft . . . . .	21
2.2.3	Neutralgasreibung . . . . .	21
2.2.4	Ionenwindkraft . . . . .	22
2.2.5	Interpartikelkraft . . . . .	27
2.2.6	Gegenüberstellung der einzelnen Kräfte . . . . .	27
2.3	Einschluss von Partikeln in der Hochfrequenz-Plasmarandschicht . . . . .	28
2.3.1	Erzeugung eines Hochfrequenzplasmas . . . . .	28
2.3.2	Die Plasmarandschicht . . . . .	29
2.3.3	Stabiler Einschluss von Partikeln . . . . .	30
2.4	Komplexe Plasmen in starken Magnetfeldern . . . . .	32
2.4.1	Beschreibung der Magnetisierung . . . . .	32
2.4.2	Aufladung von Mikropartikeln im Magnetfeld . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Zentrale Aspekte von <i>Ion Wakes</i></b>	<b>39</b>
3.1	Entdeckung von <i>Wakes</i> und ihre wesentlichen Charakteristika in komplexen Laborplasmen . . . . .	40
3.2	Experimenteller Zugang zu <i>Wake</i> -Eigenschaften . . . . .	44
3.2.1	Ladungsreduktion im <i>Wake</i> und nicht-reziproke Partikelwechselwirkung . . . . .	44
3.2.2	Einfluss von <i>Ion Wakes</i> auf die Anordnung eines Partikelpaars . . . . .	45
3.2.3	Räumliche Struktur des <i>Wakes</i> . . . . .	47
3.3	Modellierung von <i>Ion Wakes</i> . . . . .	49
3.4	Der <i>Ion Wake</i> in starken Magnetfeldern: Ionenschatten . . . . .	53
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau und Analysemethoden</b>	<b>57</b>
4.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	57
4.1.1	Die Plasmakammer SULEIKA MIKRO . . . . .	57

4.1.2	Optische Diagnostik von Partikeln und Plasma . . . . .	60
4.1.3	Die Mikropartikel . . . . .	61
4.2	Die phasenaufgelöste Resonanzmethode . . . . .	63
4.2.1	Grundprinzip und technische Realisierung . . . . .	63
4.2.2	Vorteile der PRRM und Bestimmung der Konfidenzintervalle . . . . .	67
4.2.3	Messung von Resonanzkurven eines Partikelpaars . . . . .	68
4.2.4	Ableitbare physikalische Größen . . . . .	70
4.3	Simulation der Hochfrequenz-Randschicht mittels XPDP1 . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Wake-Topologie in der unmagnetisierten Randschicht</b>	<b>77</b>
5.1	Experimentelle Realisierung der orts aufgelösten Analyse des <i>Wakes</i> . . . . .	78
5.2	Kontinuierliche PRRM-Messungen zur Untersuchung der <i>Wake</i> -Struktur . . . . .	79
5.2.1	Partikel-Wechselwirkungskräfte . . . . .	80
5.2.2	Ladungsreduktion des unteren Partikels im <i>Wake</i> . . . . .	81
5.3	Kräfte und Ladungsreduktion in vergleichenden MD-Simulationen . . . . .	84
5.4	Zwischenfazit: Der unmagnetisierte <i>Wake</i> . . . . .	87
<b>6</b>	<b>Stoßbestimmter <i>Wake</i> bei starken Magnetfeldern</b>	<b>89</b>
6.1	Die magnetisierte HF-Entladung . . . . .	89
6.1.1	Plasmafilamentierung . . . . .	90
6.1.2	Plasmaleuchten und Levitation von Mikropartikeln . . . . .	92
6.1.3	Zusammenfassende Charakterisierung des untersuchten Magnetfeldregimes	93
6.2	Mikropartikelpaar in einem stark magnetisierten Plasma . . . . .	93
6.2.1	Wechsel der Anordnung bei Veränderung der magnetischen Flussdichte . . .	94
6.2.2	Spontaner Anordnungswechsel bei konstanter magnetischer Flussdichte . . .	96
6.2.3	Simulationen des magnetisierten <i>Wakes</i> . . . . .	98
6.2.4	Interpretation der experimentellen Ergebnisse mittels MD-Simulationen . . .	102
6.3	Zwischenfazit: Der magnetisierte <i>Wake</i> . . . . .	106
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Fazit</b>	<b>109</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>115</b>
	<b>Liste eigener Publikationen</b>	<b>135</b>
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>137</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>141</b>
	<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>143</b>

# 1 | Einleitung

„Staubige“ oder „komplexe Plasmen“ stellen seit etwa 30 Jahren ein eigenständiges Forschungsgebiet der Plasmaphysik dar. Bei einem komplexen Plasma handelt es sich um ein Plasma, in dem sich außer Elektronen, Ionen und Neutralteilchen zusätzlich makroskopische Partikel befinden, die sich elektrisch aufladen und untereinander sowie mit dem sie umgebenden Plasma wechselwirken können.

Staubige Plasmen wurden im Labor bereits 1924 von LANGMUIR [1] beobachtet, waren aber bis in die 1980er-Jahre vor allem in der Astrophysik von Interesse, wo Regionen aus Plasma und Staub im interstellaren und interplanetarem Medium, beispielsweise in Planetenringen, kosmischen Nebeln und Kometenschweifen, zu finden sind [2, 3]. Staubige Plasmen treten in protoplanetaren Scheiben und Akkretionsscheiben auf, wo sie eine wichtige Rolle bei der Planeten- und Sternentstehung spielen [4–6]. In technischen Plasmen gewannen staubige Plasmen an Bedeutung [7], nachdem SELWYN *et al.* [8] Staubpartikel in zum Ätzen von Halbleitern verwendeten Plasmen entdeckten. Während das Auftreten von Staub bei der Halbleiterherstellung genau wie in Fusionsreaktoren [9–11] ein unerwünschtes Phänomen darstellt, lassen sich staubige Plasmen auch gezielt nutzen, etwa zur Herstellung dünner Schichten aus amorphem Silizium [12] oder zur Diagnostik des Plasmas [13, 14].

Zu Beginn der 1990er-Jahre entwickelten sich komplexe Plasmen zu einem eigenständigen Gebiet der Grundlagenforschung, nachdem das Auftreten von Dichtewellen in Partikelwolken sowie von Kristallisation der stark aneinander gekoppelten Partikel zunächst theoretisch beschrieben [15, 16] und wenig später auch experimentell nachgewiesen wurde [17–21]. Als großer Vorteil komplexer Plasmen erweist sich, dass sich die Partikel aufgrund ihrer Größe, Trägheit und der großen Interpartikelabstände einfach beobachten und verfolgen lassen, und zudem auch gut mittels elektrischer Felder, Gasflüssen oder starker Laser zu manipulieren sind. Sie stellen daher ein ideales, gut zu untersuchendes Modellsystem für Vielteilchensysteme dar und wurden zur Untersuchung einer Vielzahl von Phänomenen verwendet: Einschluss und Ordnung dreidimensionaler Plasmakristalle [22, 23] sowie zweidimensionaler Staubstrukturen [18, 24–28], Phasenübergänge [24, 29–32], die Ausbreitung von Wellen [16, 33–38], Transportprozesse [39, 40] oder etwa die Ausbildung MACHscher Kegel [41–44].

Neben der Untersuchung räumlich ausgedehnter Strukturen aus Partikeln ist auch die Wechselwirkung einzelner (mikrometergroßer) Partikel mit dem sie umgebenden Plasma von Interesse. So



**Abb. 1.1:** Die Struktur hinter makroskopischen Objekten in strömenden Plasmen wird in Analogie zur Wellenstruktur hinter sich auf der Wasseroberfläche bewegenden Objekten wie diesem Vogel als *Wake* bezeichnet. KELVIN [60] hat den nach ihm benannten *KELVIN-Wake* auf Wasseroberflächen erstmals mathematisch beschrieben und konnte zeigen, dass dieser für niedrige Relativgeschwindigkeiten zwischen Objekt und Wasser einen konstanten Öffnungswinkel von  $38,9^\circ$  besitzt. Während es sich beim *KELVIN-Wake* um ein Phänomen inkompressibler Flüssigkeiten handelt, sind lokale Dichteunterschiede das entscheidende Merkmal des *Ion Wakes* im Plasma.

können etwa die Aufladung der Partikel [18, 45–51], die Abschirmung ihres Potentials durch das Plasma [35, 52–54] sowie plasmainduzierte Masseverluste [55, 56] und die Aufheizung [57–59] von Partikeln analysiert werden.

Der Einschluss der Partikel im Plasma kann auf verschiedene Arten realisiert werden. Im einfachsten und häufigsten Fall werden mikrometergroße Partikel in der Randschicht einer Hochfrequenzentladung eingefangen, deren elektrisches Feld dort stark genug ist, um die auf die Partikel wirkende Gravitationskraft zu kompensieren. Das elektrische Feld bedingt zusätzlich eine überschallschnelle Ionenströmung, deren elektrostatische Wechselwirkung mit einem Partikel (vor allem) flussabwärts strukturelle Veränderungen des Plasmas hervorruft. Diese Strukturen werden als *Wake* oder *Ion Wake* bezeichnet, in Analogie zu den bereits 1887 von THOMSON (LORD KELVIN) [60] untersuchten V-förmigen Wellenstrukturen, die im Kielwasser von sich relativ zur Wasseroberfläche bewegenden Objekten entstehen (s. Abb. 1.1).

Das Auftreten von *Wakes* ist nicht auf komplexe Plasmen beschränkt: Sie können durch hochenergetische Laser [61] oder gebündelte Elektronenstrahlen [62] erzeugt werden und treten im astrophysikalischen Kontext hinter Satelliten, Monden und Planeten auf, die sich relativ zum Sonnenwind oder interstellarem Medium bewegen [63–67]. Charakteristisch für *Wakes* in komplexen Plasmen ist die Anhäufung positiver Ladung, auch als Ionenfokus bezeichnet, die zu attraktiver und asymmetrischer (nicht-reziproker) Wechselwirkung gleichgeladener Partikel [26, 68–70] und einer Ladungsvariation von Partikeln im *Wake* [71–74] führen kann. Die Entstehung von *Wakes* hat Einfluss auf die Anordnung von Partikeln [17, 46, 70, 75] und ist für das Auftreten verschiedener Instabilitäten verantwortlich [69, 76–78]. *Wakes* spielen daher für fast alle Untersuchungen an Partikeln in der Plasmarandschicht eine Rolle und wurden umfassend theoretisch

---

und experimentell untersucht [79–82]. Während experimentell vor allem die geringe Größe der zu untersuchenden Strukturen eine Herausforderung darstellt, bilden Simulationen häufig die Eigenschaften der Plasmarandschicht nicht korrekt ab und/oder berücksichtigen nicht die Reibung der Ionenströmung am Neutralgas.

Bisher kaum untersucht ist der Einfluss eines starken Magnetfelds auf den *Wake*. Die Erforschung komplexer Plasmen in Magnetfeldern erfährt allgemein zunehmende Beachtung [83]. Während magnetische Flussdichten von einigen zehn Millitesla nur die Dynamik der Elektronen im Plasma signifikant beeinflussen, üben Flussdichten im Teslabereich auch auf die Ionen starke Kräfte aus. Für das (komplexe) Plasma ergeben sich aus der Magnetisierung der Ladungsträger eine Reihe neuer Fragen und Phänomene, zum Beispiel hinsichtlich der Aufladung der Partikel [84–89], der durch Gyration oder Driften der Ionen hervorgerufenen Ionen- und Neutralgaswindkräfte [90–96], des Einschlusses von Partikeln im Plasma und der Plasmarandschicht [92, 97, 98], der durch Plasmainstabilitäten [99] und die Unterdrückung des transversalen Plasmatransports [89, 100, 101] beeinflussten Anordnung von Partikeln, der Ausbreitung von Wellen [102, 103] sowie weiterer dynamischer Prozesse wie BROWNScher Bewegung, Diffusionsprozessen und Schwingungsmoden [104–108].

Untersuchungen zum Einfluss eines die Dynamik der strömenden Ionen beeinflussenden Magnetfelds auf den *Wake* eines Mikropartikels sind ein Desiderat, sie beschränken sich bisher auf theoretische Beschreibungen in linearer Näherung [109–116] und eine einzige experimentelle Arbeit [117] aus der Kieler Arbeitsgruppe „Plasmadynamik“, in der auch diese Dissertation entstanden ist. CARSTENSEN *et al.* [117] haben 2012 eine Dämpfung des Ionenfokus durch Magnetfelder gezeigt und mithilfe modellhafter Betrachtungen die Existenz eines Ionenschattens – Bereiche starker Ionenverarmung im *Wake* – bei starken Magnetfeldern vermutet. Experimente oder Simulationen, die die Entstehung eines solchen Schattens nachweisen, existieren bis dato nicht.

Sowohl für den magnetisierten *Wake* als auch für das (vermeintlich gut untersuchte) unmagnetisierte System ergeben sich für die vorliegende Dissertation aus den bisherigen Betrachtungen elementare Fragen: Welchen Einfluss haben die realen Randschichteigenschaften und Ionen-Neutralgas-Stöße, die in Simulationen bisher meist nur unzureichend berücksichtigt werden, auf die Eigenschaften des *Wakes* und der Partikel? Was ist der zugrunde liegende Mechanismus der durch die *Wakes* hervorgerufenen asymmetrischen Wechselwirkung zweier Partikel und welche Rolle spielt die Ladungsreduktion eines Partikels im *Wake* eines anderen? Wie lassen sich die Eigenschaften der submillimetergroßen *Wake*-Strukturen experimentell zugänglich machen und welche Ansätze sind im magnetisierten Plasma realisierbar? Gibt es das Phänomen eines Ionenschattens bei starken Magnetfeldern und findet dort noch immer eine *wake*induzierte attraktive und asymmetrische Wechselwirkung von Partikeln statt?

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Beantwortung dieser Fragen. Sie ist zum wesentlichen Teil im Projekt „Dynamik magnetisierter Plasmen“ (Projekt A2) des Sonderforschungsbereichs Transregio 24 „Grundlagen komplexer Plasmen“ (SFB-TR24) der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) eingebunden, dessen Ziel die Erforschung dynamischer Phänomene komplexer Plasmen in

Gegenwart starker Magnetfelder ist beziehungsweise war. Zur Beantwortung der Fragen werden verschiedene Ansätze gewählt und kombiniert. Die durch die *Wakes* beeinflusste Dynamik und Anordnung eines Partikelpaars wird in der Randschicht eines Hochfrequenzplasmas untersucht; dabei werden mit der phasenaufgelösten Resonanzmethode und plasmahärentem Partikelätzen Methoden zur Bestimmung von Partikel-, Plasma- und *Wake*-Eigenschaften entwickelt und vorgestellt. Starke Magnetisierungen können durch einen supraleitenden 4-Tesla-Magneten<sup>1</sup> realisiert werden. Die Komplexität der untersuchten Strukturen macht zuverlässige Simulationen zur Interpretation der Experimente unabdingbar; nur das Wechselspiel aus Experiment und Simulation macht alle nötigen Parameter zugänglich und ermöglicht das Verständnis und die Abgrenzung der zugrunde liegenden Prozesse. Bestehende Simulationscodes [119, 120] wurden von ALEXANDER PIEL und WOJCIECH MILOCH parallel zu dieser Dissertation um die Berücksichtigung von Magnetfeldern erweitert. Gegenstand dieser Dissertation sind die iterative Verbesserung der Codes, die Auswahl angemessener Parametersätze, die Analyse und Interpretation der Simulationsergebnisse sowie deren Darstellung und deren Vergleich mit Experimenten. Insgesamt ermöglicht dies die Erforschung magnetisierter *Wakes*.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: Die grundlegenden Eigenschaften von komplexen Plasmen im Allgemeinen beziehungsweise des hier untersuchten Systems werden in Kap. 2 erläutert. Kap. 3 stellt die zentralen Aspekte der *Ion Wakes* und die verschiedenen Möglichkeiten diese zu untersuchen vor. In Kap. 4 werden ein Überblick über den experimentellen Aufbau gegeben und Methoden zur Charakterisierung der Mikroartikel und des Plasmas vorgestellt. Untersuchungen des *Wakes* im unmagnetisierten Plasma mittels Experimenten und Simulationen werden in Kap. 5 präsentiert, bevor in Kap. 6 dann der Einfluss starker Magnetfelder auf das System untersucht und der magnetisierte *Ion Wake* erforscht wird. Eine abschließende Zusammenfassung und eine Einordnung der zentralen Ergebnisse dieser Arbeit finden sich im abschließenden Kap. 7. Teile dieser Dissertation wurden in begutachteten Fachjournalen [121–127] veröffentlicht, eine Übersicht befindet sich am Ende dieser Arbeit (s. S. 135).

---

<sup>1</sup> Der Magnet [118] wurde im Rahmen der zweiten Förderperiode des SFBs zu gleichen Teilen aus Mitteln der DFG sowie des Landes Schleswig-Holstein angeschafft (DFG Projektnummer 127282881).

## 2 | Physikalische Grundlagen komplexer Plasmen

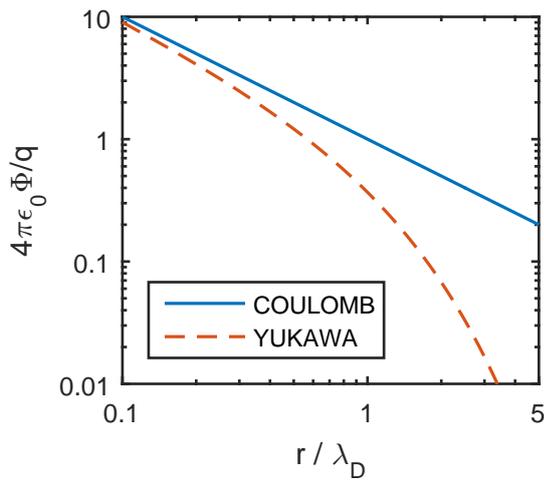
In diesem Kapitel werden die Grundlagen eines komplexen Plasmas, welches das Untersuchungsobjekt der vorliegenden Dissertation ist, sowie der im Experiment verwendeten Hochfrequenzentladung vorgestellt. Ziel des Kapitels ist es nicht, einen vollumfänglichen Überblick über die gesamte Physik der komplexen Plasmen zu geben, sondern ein theoretisches Grundgerüst für das Verständnis und die Diskussion der in dieser Arbeit thematisierten Fragestellung zu liefern. Neben der in den jeweiligen Abschnitten zitierten Fachliteratur finden sich detailliertere Erläuterungen und die entsprechenden Herleitungen in den gängigen Fachbüchern (z. B. Ref. [128–132]).

Werden einem Plasma, bestehend aus Elektronen, Ionen und Neutralen, als weitere Spezies makroskopische Partikel hinzugefügt, so wird dieses Plasma als „staubiges“ oder „komplexes Plasma“ bezeichnet. Beide Begriffe werden meistens ohne klare Trennung synonym verwendet. Da in der vorliegenden Arbeit keine räumlich ausgedehnten Staubwolken mit Partikeln unterschiedlicher Größe („Staub“) untersucht, sondern Systeme aus maximal zwei Mikropartikeln mit relativ klar definierten Partikeleigenschaften betrachtet werden, ist im Folgenden stets von einem „komplexen Plasma“ die Rede.

Komplexe Plasmen haben sich in der ersten Hälfte der 90er-Jahre zu einem eigenen Forschungsfeld der Plasmaphysik entwickelt, in dem sie wegen ihrer Nutzbarkeit als gut zugängliches Modellsystem für Vielteilchensysteme sowie den Möglichkeiten zur minimalinvasiven Diagnostik des Plasmas an Bedeutung gewannen [15, 17–20] (s. z. B. Ref. [133–136] für Übersichtsartikel zu komplexen Plasmen).

Die wichtigsten Bedingungen, die für ein Plasma erfüllt sein müssen, gelten ebenso für ein komplexes Plasma: Abschirmung, kollektives Verhalten und Quasineutralität.

Als DEBYE-Abschirmung bezeichnet man die kollektive Abschirmung von im Plasma befindlichen Störladungen durch dessen Ladungsträger. Im exemplarischen Fall einer in das Plasma eingebrachten, negativen Störladung  $q$  werden die Elektronen von dieser abgestoßen und die deutlich trägeren Ionen angezogen, sodass eine positive Raumladungszone (Ionenüberschuss) um die Störladung entsteht. Diese Raumladungszone schirmt das elektrische Feld der Störladung nach



**Abb. 2.1:** Normiertes COULOMB- und YUKAWA-Potential  $\Phi$  einer Ladung  $q$  im Abstand  $r$ . Während beide Verläufe für kleine Abstände noch sehr ähnlich sind, dominiert bei Abständen größer als der DEBYE-Länge  $\lambda_D$  der exponentielle Abfall des YUKAWA-Potentials.

außen hin ab, deren COULOMB-Potential wird exponentiell gedämpft. Diese abschirmende Wirkung der Ladungsträger im Plasma wird durch die Verwendung des YUKAWA-Potentials (auch DEBYE-HÜCKEL-Potential) [137] im Wechselwirkungspotential des Plasmas berücksichtigt:

$$\Phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right). \quad (2.1)$$

Es sind  $r$  der Abstand zur Störladung,  $\epsilon_0$  die Permittivität des Vakuums und  $\lambda_D$  die (linearisierte) Abschirm- oder DEBYE-Länge. Es ist

$$\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2} = \frac{e^2}{\epsilon_0 k_B} \left( \frac{n_e}{T_e} + \frac{n_i}{T_i} \right). \quad (2.2)$$

Der Index  $i$  kennzeichnet die Zugehörigkeit einer Größe zu Ionen, der Index  $e$  steht für Elektronen,  $n$  für Neutralgasatome. Es ist  $n_{e,i}$  die Elektronen- beziehungsweise Ionendichte des Plasmas,  $T_{e,i}$  die Temperatur und  $e$  die Elementarladung. Weiterhin sind  $\lambda_{De}$  und  $\lambda_{Di}$  die DEBYE-Längen der jeweiligen Plasmaspezies, wobei die DEBYE-Länge  $\lambda_D$  durch die kürzere der beiden Längen dominiert wird. Da bei den in dieser Arbeit untersuchten Niederdruck- und Niedertemperaturplasmen die Elektronentemperatur ungefähr hundertmal größer als die der Ionen und Neutralgasatome ist, welche typischerweise Raumtemperatur besitzen, entspricht die DEBYE-Länge für gewöhnlich der Ionen-DEBYE-Länge. Dies gilt jedoch beispielsweise nicht mehr, sobald eine Überschallströmung der Ionen hinzukommt [18, 35, 138–140] (s. a. Diskussion der Ionenwindkraft in Kap. 2.2). Eine Gegenüberstellung des COULOMB-Potentials und des YUKAWA-Potentials findet sich in Abb. 2.1, für Abstände  $r > \lambda_D$  fällt das abgeschirmte Potential stark ab.

Trotz Abschirmung ist die Wechselwirkung der geladenen Teilchen eines Plasmas über die elektrostatische Wechselwirkung des YUKAWA-Potentials deutlich langreichweitiger als die Interaktion von Atomen oder Molekülen eines Gases mittels kurzreichweitigem LENNARD-JONES- oder VAN-DER-WAALS-Potential. Viele Ladungsträger des Plasmas reagieren daher gemeinsam auf eine Störung; dieser Sachverhalt wird als „kollektives Verhalten“ bezeichnet und ist eine weitere wesentliche Eigenschaft von Plasmen.

Das abschirmende Verhalten des Plasmas ist bedeutsam für eine weitere Plasmaeigenschaft: die Quasineutralität. Die Vorsilbe *quasi* berücksichtigt, dass die Neutralität nur innerhalb gewisser Grenzen erfüllt sein kann. Während lokal, wie oben diskutiert, die Existenz von Raumladung möglich ist, sorgt das kollektive Verhalten der Plasmakomponenten dafür, dass außerhalb der DEBYE-Sphäre (Kugel mit dem Radius  $\lambda_D$ ), wo das COULOMB-Potential einer Störladung bereits um das  $1/e$ -fache abgefallen ist, (Quasi-)Neutralität erfüllt ist. Die Neutralitätsbedingung hat die Form

$$-en_e + \sum_k q_k n_{i,k} = 0. \quad (2.3)$$

Der Zählindex  $k$  unterscheidet einfach oder mehrfach geladene positive und auch negative Ionensorten. Da bei den in dieser Arbeit betrachteten Edelgasplasmen mit ihren hohen Ionisationsenergien von einfacher Ionisierung  $q_k = +e$  ausgegangen werden kann, vereinfacht sich der obige Term zu  $n_i = n_e$ .

Werden in das Plasma Partikel (Index  $d$  für engl. *dust*) eingebracht, laden sich diese negativ auf (s. Kap. 2.1) und entziehen dabei dem Plasma freie Elektronen, weshalb sie als weitere Spezies in der Neutralitätsbedingung berücksichtigt werden müssen:  $n_i = n_e + Z_d n_d$ . Die Ladungszahl  $Z_d$  gibt die effektive Anzahl der auf dem jeweiligen Partikel befindlichen Elektronen an. Die um die Partikelladung erweiterte Quasineutralitätsbedingung ist allerdings nur für Plasmen mit hohen Partikeldichten relevant, wo die Elektronenverarmung, der sogenannte HAVNES-Effekt [141], zu neuen Phänomenen führt, die für die Plasmen der vorliegenden Arbeit mit wenigen Mikropartikeln aber keine Rolle spielen.

Die Forderung nach Ladungsneutralität eines Plasmas außerhalb lokaler Längenskalen stellt weiterhin die Bedingung an ein Plasma, dass dessen Gesamtgröße  $L$  stets deutlich größer als die Abschirmlänge sein muss:  $L \gg \lambda_D$ . Weiterhin ist klassisches kollektives Verhalten nur dann möglich, wenn sich innerhalb einer DEBYE-Sphäre eine ausreichend große Anzahl  $N_D$  an Ladungsträgern befindet und die Wechselwirkung der Teilchen entsprechend nicht mehr durch einzelne Stöße beschrieben wird:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_{e,i} \gg 1. \quad (2.4)$$

Hierzu in Verbindung steht die Forderung, dass die Ladungsträger eines Plasmas nur schwach aneinander gebunden sind, der sogenannte Kopplungsparameter [142]

$$\Gamma = \frac{E_{\text{pot}}}{k_B T} \propto N_D^{-\frac{2}{3}}, \quad (2.5)$$

das Verhältnis aus potentieller Energie  $E_{\text{pot}}$  und thermischer beziehungsweise kinetischer Energie, also klein sein muss. Es ist  $k_B$  die BOLTZMANN-Konstante. Der Kopplungsparameter dient zur Unterscheidung der verschiedenen Aggregatzustände, die ungefähren Grenzen sind wie folgt definiert: gasförmig beziehungsweise Plasmazustand:  $\Gamma < 1$ ; flüssig:  $1 \leq \Gamma \lesssim 170$ ; fest:  $\Gamma \gtrsim 170$ .

Die Partikel eines komplexen Plasmas können anders als Ionen und Elektronen auch stärkere Kopplungen aufweisen und sich im festen Aggregatzustand befinden, da sie aufgrund ihrer hohen Ladungen hohe Energien erreichen [15, 17, 19, 22].

Die grundlegenden Eigenschaften eines Plasmas sind damit erläutert. Die folgenden Unterkapitel erläutern die Grundlagen komplexer Plasmen. Zunächst werden die Aufladung von Mikropartikeln im Plasma und die auf die Partikel wirkenden Kräfte diskutiert. Anschließend richtet sich der Fokus auf die für diese Arbeit relevanten Plasmabedingungen beziehungsweise Plasmaumgebungen: die Randschicht einer Hochfrequenzentladung, den dort stattfindenden Einschluss der Partikel und magnetisierte Plasmen.

## 2.1 Aufladung von Partikeln

In Laborplasmen findet die Aufladung von Partikeln vorwiegend durch Ströme von Ladungsträgern auf das Teilchen statt. Aufgrund ihrer geringen Masse und der damit – selbst bei gleichen Temperaturen – höheren Geschwindigkeit der Elektronen gegenüber den Ionen, treffen statistisch mehr Elektronen auf ein ungeladenes Partikel als Ionen, sodass dieses eine negative Ladung  $q_d = -Z_d e$  annimmt.<sup>2</sup> Im Folgenden wird zunächst ein grundlegendes Auflademodell für Partikel in Laborplasmen vorgestellt, bevor anschließend die Situation für Partikel in einer Ionenströmung näher beleuchtet wird.

### 2.1.1 Grundlegendes Modell zur Aufladung von Partikeln

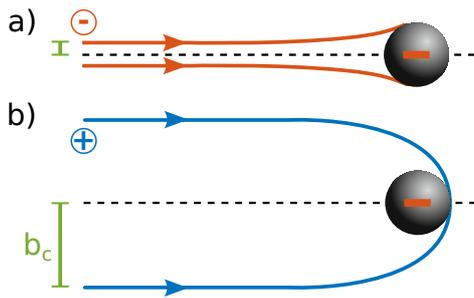
Je negativer das Partikel aufgeladen wird, desto weniger Elektronen können seine Oberfläche erreichen. Es stellt sich schließlich ein Gleichgewichtspotential ein, bei dem die auf die Partikeloberfläche fließenden Ionen- und Elektronenströme gleich groß sind; ihre Summe also Null ist. Dieses Gleichgewichtspotential wird als *Floatingpotential*  $\Phi_{fl}$  bezeichnet.

Ein allgemein anerkanntes Modell zur Beschreibung der Ladeströme auf ein Partikel in kalten Niederdruckplasmen ist das sogenannte OML-Modell<sup>3</sup> [145, 146]. Es geht von einer MAXWELLSchen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und Ionen aus, die sich stoßfrei auf das Partikel zubewegen. Das Modell gilt für Partikel, deren Radius  $r_d$  kleiner als die DEBYE-Länge des Systems ist:  $r_d < \lambda_D$ . Bei der Betrachtung der Ladeströme ist die Tatsache, dass das Potential des Partikels dessen effektiven Wirkungsquerschnitt  $\sigma_c = \pi b_c^2$  verändert, ein wesentlicher Aspekt: Durch die negative Partikelladung werden Elektronen von diesem abgestoßen und der kritische Stoßparameter  $b_c$  ist kleiner als der Radius des Partikels. Die positiv geladenen Ionen hingegen werden vom negativ geladenen Partikel angezogen, weshalb in diesem Fall der kritische Stoßparameter  $b_c$

---

<sup>2</sup> In astrophysikalischen Plasmen sind Photoionisation und Sekundäremission aufgrund energiereicher Ströme von Teilchen oder Photonen die dominanten Auflademechanismen; dies führt zu positiv geladenen Partikeln [143, 144].

<sup>3</sup> orbital motion limited model.



**Abb. 2.2:** Einfluss des Potentials eines Partikels und der Ladung der sich auf das Partikel zubewegenden Spezies auf den effektiven Stoßparameter  $b_c$ . **a)** Verringerung durch repulsives Potential (Wechselwirkung von negativ geladenem Partikel und Elektronen). **b)** Vergrößerung bei attraktivem Potential (Wechselwirkung von Partikel und positiven Ionen).

größer als der Partikelradius ist. In Abb. 2.2 ist diese Abhängigkeit des Stoßparameters von der Art der Wechselwirkung (attraktiv oder repulsiv) skizziert; der effektive Wirkungsquerschnitt kann dabei sowohl größer als auch kleiner als der geometrische Querschnitt des Partikels sein.

Integration über alle Geschwindigkeiten und alle Raumrichtungen liefert die Ströme auf ein negativ geladenes Partikel. Für den Elektronenstrom  $I_e$  ergibt sich:

$$I_e = -n_e e v_{th,e} \pi r_d^2 \exp\left(\frac{e\Phi_{fl}}{k_B T_e}\right), \quad (2.6)$$

der Ionenstrom  $I_i$  ist gegeben durch:

$$I_i = n_i e v_{th,i} \pi r_d^2 \left(1 - \frac{e\Phi_{fl}}{k_B T_i}\right). \quad (2.7)$$

Es sind  $v_{th,j} = [(8k_B T_j)/(\pi m_j)]^{1/2}$  die mittleren thermischen Geschwindigkeiten und  $m_j$  die Masse der Elektronen ( $j = e$ ) und Ionen ( $j = i$ ). Die Ausdrücke setzen sich jeweils aus der Stromdichte  $n_j e v_{th,j}$  und dem Partikelquerschnitt  $\pi r_d^2$  zusammen. Die Ströme unterscheiden sich durch die letzten Faktoren, die die Beeinflussung des effektiven Wirkungsquerschnitts durch das Potential  $\Phi_{fl}$  des Partikels berücksichtigen: Für  $\Phi_{fl} < 0$  ist der BOLTZMANN-Faktor im Elektronenstrom immer kleiner eins (es ist  $b_c > r_d$ ), der sogenannte OML-Faktor im Ionenstrom ist hingegen stets größer eins (es ist  $b_c < r_d$ ).

Aus der obigen Bedingung, dass beide Ströme im Gleichgewichtszustand gleich groß sein müssen, ergibt sich eine nur numerisch lösbare Gleichung für das *Floatingpotential*  $\Phi_{fl}$ . Es ist von dem Masse- und Temperaturverhältnis zwischen Ionen und Elektronen abhängig, jedoch nicht von der Größe des Partikels.

Indem das Partikel als Kugelkondensator betrachtet wird, dessen Gegenelektrode sich im Abstand  $\lambda_D$  befindet, kann die Ladung  $q_d$  eines Partikels durch seine Kapazität  $C_d$  abgeschätzt werden [144]:

$$q_d = C_d \Phi_{fl} = 4\pi\epsilon_0 r_d \left(1 + \frac{r_d}{\lambda_D}\right) \Phi_{fl}. \quad (2.8)$$

Im Fall eines Partikels, das klein gegen die DEBYE-Länge ist, kann der Quotient in der Klammer vernachlässigt werden, sodass die Kapazität der Kapazität eines Kugelkondensators mit unendlich weit entfernter Gegenelektrode entspricht:

$$q_d = 4\pi\epsilon_0 r_d \Phi_{fl} \propto r_d. \quad (2.9)$$

Das OML-Modell basiert – wie bereits angedeutet – auf einer Reihe von Näherungen beziehungsweise Vereinfachungen, die in den wenigsten Fällen vollständig erfüllt sind. Nichtsdestotrotz hat es sich als übersichtliches und solides Modell für Abschätzungen der Partikelladung in komplexen Plasmen bewährt. Für genauere Ergebnisse kann es modifiziert und der Realität angenähert werden: Die Berechnung der Ströme auf das Partikel [Gl. (2.6) und (2.7)] basiert auf einem COULOMB-Wechselwirkungspotential, sodass die Abschirmung durch das Plasma entsprechend nicht berücksichtigt wird. Weiterhin ist das Modell stoßfrei.<sup>4</sup> Es gibt Modelle [49, 53, 147, 148], Simulationen [51, 127, 149–151] und Experimente [152–154], die den Einfluss von Ionen-Neutralteilchen-Stößen, insbesondere von Ladungsaustauschstößen, berücksichtigen. Sie zeigen eine Ladungsreduktion (weniger starke negative Ladung) des Partikels gegenüber der vom OML-Modell gelieferten Partikelladung aufgrund eines erhöhten Ionenstroms. Der Einfluss starker Ionenströmungen und einer inhomogenen Plasmaumgebung werden unten detailliert diskutiert.

Der Vollständigkeit halber seien hier noch zwei Aspekte erwähnt: Zum einen gibt es neben dem OML-Modell noch weitere Aufladungsmodelle wie etwa die ABR-Theorie<sup>5</sup> [155]. Diese geht von radial auf das Partikel strömenden Ionen aus, liefert jedoch nur für einen kleinen Parameterbereich an Stoßraten eine gute Abschätzung der Partikelladung [150] und wird daher selten im Kontext komplexer Laborplasmen verwendet. Zum anderen können bei sehr kleinen Partikeln, deren Ladung nur wenige Elementarladungen beträgt, nicht länger wie im obigen Modell kontinuierliche Ladeströme betrachtet werden. Vielmehr wird der diskrete Einfang einzelner Elektronen und Ionen bedeutsam, was zu einer fluktuierenden Partikelladung führt [45]. Diese Ladungsfluktuationen spielen bei den hier verwendeten mikrometergroßen Partikeln jedoch keine Rolle.

### 2.1.2 Aufladung von Partikeln in einer strömenden Ionenumgebung

Die folgenden Absätze nehmen bereits einige Inhalte von Kap. 2.3 vorweg, in dem der Einschluss der Mikropartikel in der Plasmarandschicht und deren Struktur erläutert werden. In der Plasmarandschicht befinden sich die Partikel in einem starken elektrischen Feld mit  $v_i \gg v_{th,i}$  und einem Anteil an hochenergetischen Elektronen sowie in einer inhomogenen Plasmaumgebung, in der die Quasineutralität (2.3) nicht erfüllt ist. Die Annahme einer MAXWELLSchen Geschwindigkeitsverteilung ist daher (vor allem für die Ionen) nicht länger zulässig.

<sup>4</sup> Hier und im Folgenden werden Modelle und Simulationen als „stoßfrei“ bezeichnet, wenn diese keine Dämpfung der Ionendynamik durch Stöße mit Neutralgasatomen oder anderen Ionen berücksichtigen.

<sup>5</sup> Theorie nach ALLEN, BOYD und REYNOLDS.

## Beschreibung der Ionengeschwindigkeitsverteilungsfunktion

Bevor die Frage der Aufladung weiter erörtert wird, muss geklärt werden, mit welcher Geschwindigkeitsverteilungsfunktion die Ionenströmung zu beschreiben ist. Hierzu existieren unterschiedlich komplexe Ansätze, die die Situation (je nach vorherrschender Strömungsgeschwindigkeit  $v_{\text{drift}}$  und Gasdruck) unterschiedlich gut beschreiben. Eine Übersicht wird im Folgenden gegeben.

Ein häufig in theoretischen Arbeiten verwendeter Ansatz ist eine um die Driftgeschwindigkeit verschobene MAXWELL-Verteilung anstelle thermischer Ionen [114, 120, 156–159]:

$$f(v_i) = \frac{1}{(2\pi v_{\text{th},i})^{3/2}} \exp \left[ -\frac{(v_i - v_{\text{drift}})^2 + v_{\text{th},i}^2}{2v_{\text{th},i}^2} \right]. \quad (2.10)$$

Diese Beschreibung ist allerdings recht präpariert, ihre Verwendung ist aufgrund der nicht berücksichtigten Stöße allenfalls bei niedrigem Gasdruck zu rechtfertigen. Sie hat jedoch den Vorteil, dass es sich um ein wohldefiniertes Modell handelt, das die getrennte Untersuchung des Einflusses von Ionendrift (Lage des Maximums der Verteilung) und Iontemperatur (Breite der Verteilung) ermöglicht.

Zur Berücksichtigung von Ionenstößen gibt es zwei Näherungen, für die analytische Lösungen gefunden werden können: Zum einen die Verwendung einer konstanten (von der Ionengeschwindigkeit unabhängigen) Stoßfrequenz  $\nu$  für Ladungsaustausch- und elastische Stöße zwischen Argonionen und -Atomen [160]:

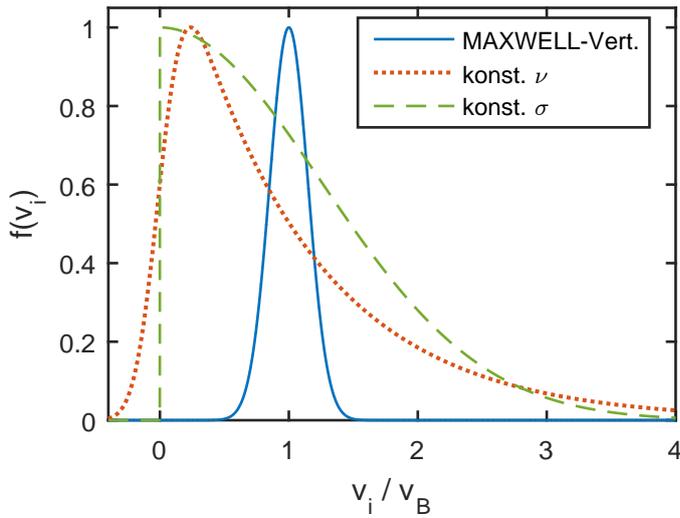
$$f(v_i) = \frac{v_{\text{th},i}}{2v_{\text{drift}}} \exp \left[ \frac{v_{\text{th},i}^2 - (2v_{\text{drift}}v_i)}{2v_{\text{drift}}^2} \right] \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{v_{\text{drift}}v_i v_{\text{th},i}^{-1} - v_{\text{th},i}}{\sqrt{2}v_{\text{drift}}} \right) \right] \quad (2.11)$$

mit  $v_{\text{drift}} = eE/(m_i\nu)$  und einem von der Ionengeschwindigkeit abhängigen Stoßquerschnitt  $\sigma = \nu/(n_n v_i)$  mit der Neutralgasdichte  $n_n$ . Zum anderen die Verwendung einer konstanten mittleren freien Weglänge  $\lambda_{\text{mfP}} = 1/(n_n\sigma)$ , also eines konstanten Stoßquerschnitts  $\sigma$  [127, 160]:

$$f(v_i) = \begin{cases} \frac{2}{\pi v_{\text{drift}}} \exp \left( -\frac{v_i^2}{\pi v_{\text{drift}}^2} \right), & \text{für } v_i \geq 0, \\ 0, & \text{für } v_i < 0, \end{cases} \quad (2.12)$$

mit  $v_{\text{drift}} = (2eE/(\pi m_i n_n \sigma))^{1/2}$ .

Ein Vergleich der drei Fälle – verschobene MAXWELL-Verteilung, Modell der konstanten Stoßfrequenz und Modell eines konstanten Stoßquerschnitts – findet sich in Abb.2.3. Die Ionen-



**Abb. 2.3:** Vergleich der normierten Verteilungsfunktion  $f(v_i)$  der longitudinalen Ionengeschwindigkeit für  $v_{\text{drift}} = v_B$  für eine verschobene MAXWELL-Verteilung [Gl. (2.10)], eine konstante Stoßfrequenz  $\nu$  [Gl. (2.11)] und einen konstanten Stoßquerschnitt  $\sigma$  [Gl. (2.12)] für  $k_B T_e = 100 k_B T_i = 3 \text{ eV}$ .

geschwindigkeit ist in Einheiten der Ionenschallgeschwindigkeit, die auch als BOHM-Geschwindigkeit [161] bezeichnet wird, angegeben:

$$v_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}. \quad (2.13)$$

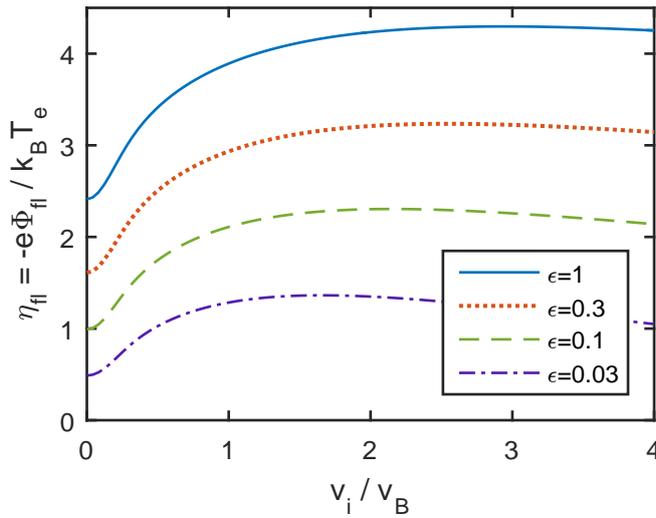
Die verschobene MAXWELL-Verteilung weicht deutlich von den beiden anderen Verteilungen ab, die ein Maximum bei niedrigen Geschwindigkeiten mit einem ausgedehnten Abfall zu höheren Geschwindigkeiten zeigen. LAMPE *et al.* [160] haben durch Vergleich der Modelle mit MONTE-CARLO-Simulationen gezeigt, dass die Verwendung einer konstanten Stoßfrequenz im Kontext niedriger elektrischer Feldstärken  $E$  (langsamer Strömungen) eine gute Beschreibung darstellt, während die Verwendung eines konstanten Stoßquerschnitts eine gute Näherung für starke elektrische Felder, also hohe Driftgeschwindigkeiten, darstellt. Simulationen der in dieser Arbeit untersuchten Entladung und eine Analyse der am Ort der Partikel vorherrschenden Ionengeschwindigkeitsverteilungsfunktion werden in Kap. 4.3 diskutiert.

### Aufladung im stoßfreien Grenzfall

Die Verwendung einer verschobenen MAXWELL-Verteilung stellt zwar nur im stoßfreien Grenzfall eine adäquate Näherung dar, dennoch findet sie vielfach Verwendung und ist hier zum grundlegenden Verständnis des Einflusses von Ionenströmungen auf die Aufladung eines Partikels durchaus hilfreich.

Der verschobenen MAXWELL-Verteilung anstelle thermischer Ionen kann im Ionenstrom Gl. (2.7) im OML-Modell Rechnung getragen werden [144, 162, 163]:

$$I_i = n_i e v_{m,i} \pi r_d^2 \left( 1 - \frac{2e\Phi_{fl}}{m_i v_{m,i}^2} \right), \quad \text{mit } v_{m,i} = \sqrt{v_{th,i}^2 + v_i^2}. \quad (2.14)$$



**Abb. 2.4:** Normiertes *Floatingpotential*  $\eta_{fl} = -e\Phi_{fl}/(k_B T_e)$  als Funktion der Ionenströmungsgeschwindigkeit  $v_i$  für verschiedene Tastverhältnisse  $\epsilon$  und ein Temperaturverhältnis  $T_e/T_i = 100$  in Argon.

Der Index m kennzeichnet  $v_{m,i}$  als die *mittlere* Geschwindigkeit, die ab hier anstelle der allgemein gehaltenen Driftgeschwindigkeit  $v_{drift}$  verwendet wird. Für  $v_i \ll v_{th,i}$  geht diese Gleichung in Gl. (2.7) über.

Wird Abschirmung vernachlässigt (reine COULOMB-Wechselwirkung), kann auch eine analytische Lösung [144, 164] angegeben werden, die in die beiden Grenzfälle [Gl. (2.7) und (2.14)] übergeht und die durch stoßfreie Simulationen [139, 165] bestätigt wurde:

$$I_i = n_i e v_i \pi r_d^2 \left[ \left( 1 + \frac{v_{th',i}^2}{2v_i^2} - \frac{2e\Phi_{fl}}{m_i v_i^2} \right) \operatorname{erf} \left( \frac{v_i}{v_{th',i}} \right) + \frac{v_{th',i}}{\sqrt{\pi} v_i} \exp \left( -\frac{v_i^2}{v_{th',i}^2} \right) \right]. \quad (2.15)$$

Die thermische Geschwindigkeit der Ionen ist hier  $v_{th',i} = (\pi/4)^{1/2} v_{th,i}$ . Weiterhin kann die inhomogene Plasmaumgebung in der Randschicht durch das Tastverhältnis

$$\epsilon = \frac{\langle n_e \rangle}{n_i}, \quad (2.16)$$

dem Verhältnis aus zeitlich gemittelter, lokaler Elektronendichte  $\langle n_e \rangle$  und lokaler Ionendichte  $n_i$ , berücksichtigt werden.

Der Verlauf des normierten *Floatingpotentials*  $\eta_{fl} = -e\Phi_{fl}/(k_B T_e)$  als Funktion von der Strömungsgeschwindigkeit  $v_i$  der Ionen ist in Abb. 2.4 für verschiedene Tastverhältnisse  $\epsilon$  dargestellt; das *Floatingpotential* wurde numerisch aus  $I_i + I_e = 0$  mittels Gl. (2.15) und (2.6) berechnet. Da der effektive Querschnitt für das Auftreffen der Ionen auf dem negativ geladenen Partikel zunächst mit zunehmender Ionengeschwindigkeit abnimmt, erreichen immer weniger Ionen das Partikel und dessen Ladung wird negativer ( $\eta_{fl}$  wird größer). Für noch höhere Strömungsgeschwindigkeiten nimmt der effektive Stoßquerschnitt nicht mehr weiter ab, er entspricht dem geometrischen Querschnitt des Partikels. Die gleichzeitige Zunahme des Ionenflusses auf die Partikeloberfläche lässt dessen Ladung dann wieder positiver werden ( $\eta_{fl}$  wird kleiner).

Ein Überschuss an positiv geladenen Ionen (kleines Tastverhältnis  $\epsilon$ ) erzeugt ein niedrigeres *Floatingpotential*  $\eta_{fl}$ , also ein weniger stark negativ geladenes Partikel. Allgemein ist der Einfluss des Tastverhältnisses  $\epsilon$  auf die Partikelladung innerhalb des betrachteten Parameterraums deutlich größer als der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit und kann in der Randschicht, in der das Tastverhältnis von  $\epsilon = 1$  (Randschichtkante) auf  $\epsilon = 0$  (Elektrode) abnimmt, als wesentlicher Mechanismus für eine ortsabhängige Partikelladung ausgemacht werden.

### **Abschließende Betrachtung zur Aufladung in der Randschicht**

Eine ausführliche Diskussion eines analytischen Modells, das sowohl Randschicht- als auch Stoßeffekte berücksichtigt, findet sich in Ref. [51]. Das genaue Aufladeverhalten in der stoßbestimmten Randschicht einer Hochfrequenzentladung ist aufgrund deren komplexer Struktur mit einer ortsabhängigen Ionenströmung, Oszillationen des elektrischen Felds und einem Anteil an hochenergetischen Elektronen sowie der von der Partikelladung abhängigen Partikelposition (s. Kap. 2.3) nicht analytisch zu beschreiben und Simulationen der gesamten Entladung werden notwendig. Den vorgestellten analytischen Lösungen und Ergebnissen von LAMPE *et al.* [160] zur Geschwindigkeitsverteilung der Ionen (s. Abb. 2.3) stehen Simulationen von HUTCHINSON [166] gegenüber, die ein Maximum der Verteilung bei hohen Geschwindigkeiten und die Ausbildung eines Plateaus bei niedrigeren Geschwindigkeiten zeigen. Eine selbstkonsistente Simulation der Plasmaentladung für die in dieser Arbeit relevanten Parameter inklusive einer Betrachtung der Geschwindigkeitsverteilung in der Plasmarandschicht findet sich in Kap. 4.3. Arbeiten wie die von SCHLEEDE *et al.* [167], die gleichzeitig die globale Entladung und lokale Prozesse von Mikropartikeln wie deren Aufladung in der Randschicht simulieren, sind aufgrund ihrer Komplexität und des hohen Rechenaufwands äußerst selten.

Experimentell kann die Ladung von Mikropartikeln in der Plasmarandschicht zum Beispiel aus der Dynamik von zu Schwingungen angeregten Partikeln [18, 46, 48], aus dem Abstand und der Rotationsfrequenz eines in Rotation versetzten Partikelpaars [54, 168], durch Analyse von Modenspektren [27, 54, 169] und durch die Beobachtung von Partikelkollisionen [47] bestimmt werden. Die Mikropartikel laden sich typischerweise auf einige tausend bis viele zehntausend Elementarladungen auf.

## **2.2 Kräfte auf Mikropartikel**

Auf ein Partikel im Plasma wirken verschiedene Kräfte, die je nach Situation unterschiedlich bedeutsam sind. Gravitationskraft und elektrische Feldkräfte bedingen die Levitationsposition des Partikels, über elektrische Kräfte wechselwirkt dieses auch mit anderen Teilchen. Weiterhin erfährt es Reibungskräfte sowohl am Neutralgas als auch an den Ionen. Alle für die vorliegende Situation relevanten Kräfte sollen im Folgenden diskutiert werden.

### 2.2.1 Gravitationskraft

Auf das Partikel wirkt wie auf alle massebehafteten Objekte die Erdgravitation. Für die Gravitationskraft  $\vec{F}_g$  auf ein Partikel mit der Masse  $m_d$  beziehungsweise der Massendichte  $\rho_d$  gilt:

$$\vec{F}_g = m_d \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho_d \vec{g} \propto r_d^3. \quad (2.17)$$

Dabei ist  $\vec{g}$  die Erdbeschleunigung. Bei den in dieser Arbeit verwendeten mikrometergroßen Partikeln führt die Gravitationskraft zur Sedimentation der Partikel in die untere Plasmarandschicht, wo die Gewichtskraft durch die elektrische Feldkraft des dort vorherrschenden elektrostatischen Felds kompensiert wird, sodass die Partikel stabil eingeschlossen werden können (s. Kap. 2.3).

Ausgedehnte, dreidimensionale Staubwolken können auf unterschiedliche Weise realisiert werden: Die Gewichtskraft kann durch starke elektrische Feldkräfte in ausgedehnten Bereichen der Entladung (z. B. in einem anodischen Plasma [92]) oder durch eine auf einem starken Temperaturgradienten beruhende thermophoretische Kraft [22, 170, 171] kompensiert werden. Weiterhin können Experimente unter nahezu perfekter Schwerelosigkeit durchgeführt werden, etwa auf Raumstationen [172, 173] und Höhenforschungsraketen [174], auf Parabelflügen [174–176] oder in Falltürmen [177]. Bei sehr kleinen, submikrometer-großen Partikeln ist deren Gewichtskraft vernachlässigbar klein gegenüber elektrischen Feldkräften und Reibungskräften [98, 178, 179].

### 2.2.2 Elektrische Feldkraft

Die elektrische Feldkraft  $\vec{F}_{el}$  ist aufgrund der starken elektrischen Felder in der Plasmarandschicht, in der die Partikel suspensiert sind, eine wichtige Kraft für das hier betrachtete System. Da die Partikelladung nach dem Kapazitätsmodell [Gl. (2.9)] proportional zum Partikelradius ist, ergibt sich auch für die elektrische Feldkraft

$$\vec{F}_{el} = q_d \vec{E} \propto r_d \quad (2.18)$$

eine lineare Abhängigkeit vom Radius. Dies bedingt, dass nur die starken Felder in der Plasmarandschicht ausreichen, um die Gewichtskraft auf Mikropartikel zu kompensieren und deren Einschluss in der Entladung zu gewährleisten.

### 2.2.3 Neutralgasreibung

Bewegt sich ein Partikel relativ zu dem Neutralgas, so führen Stöße mit den Neutralgasatomen zu einer der Relativbewegung  $\vec{v}_d$  entgegengerichteten Reibungskraft  $\vec{F}_n$ . Als Ausdruck für die Neutralgasreibung in komplexen Plasmen ist die EPSTEIN-Reibung [180] etabliert:

$$\vec{F}_n = -2m_d \gamma \vec{v}_d = -\delta \frac{4}{3} \pi r_d^2 m_n n_n v_{th,n} \vec{v}_d \propto r_d^2. \quad (2.19)$$

Der (Neutralgas-)Reibungskoeffizient  $\gamma$  wird häufig auch als EPSTEIN-Reibungskoeffizient bezeichnet.<sup>6</sup> Der Index n kennzeichnet Größen, die sich auf das Neutralgas beziehen, also die Masse der Neutralgasatome  $m_n$ , die Neutralgasdichte  $n_n$  und die mittlere thermische Geschwindigkeit des Neutralgases  $v_{th,n} = [(8k_B T_n)/(\pi m_n)]^{1/2}$  mit der Neutralgastemperatur  $T_n \approx 300$  K. Mittels idealer Gasgleichung lässt sich der Gasreibungskoeffizient auch wie folgt ausdrücken:

$$\gamma = \delta \frac{2}{3} \pi r_d^2 \frac{m_n}{m_d} \frac{p}{k_B T_n} v_{th,n} = \delta \frac{4}{\pi} \frac{p}{r_d \rho_d v_{th,n}}. \quad (2.20)$$

Es ist  $p$  der Gasdruck und  $\rho_d$  die Massendichte des Partikels. Der Reflexionskoeffizient  $\delta$  (auch bekannt als Akkomodations- oder MILLIKAN-Koeffizient) beschreibt die Streuung der Neutralgasatome an der Oberfläche des Partikels und kann theoretisch Werte zwischen  $\delta = 1$  (perfekte spiegelnde Reflexion) und  $\delta = 1,442$  (diffuse Streuung) annehmen. Für Mikropartikel in Laborplasmen ist der obere Grenzwert zu verwenden [121, 181–183], in Ref. [121] wurde der bisher genaueste Wert mithilfe von Resonanzmessungen (s. Kap. 4.2) auf  $\delta = 1,44 \pm 0,05$  bestimmt.

Vermutungen, die Gasreibung würde durch die Verwendung des Ausdrucks von EPSTEIN dramatisch überschätzt [184, 185], konnten experimentell hinreichend widerlegt und die Gültigkeit für komplexe Plasmen bestätigt werden [56, 121, 181–183, 186–188]. Für verschiedene Edelgase und unterschiedliche Partikelmaterialien wurden sowohl die lineare Abhängigkeit des Gasreibungskoeffizienten vom Neutralgasdruck [182, 188] als auch  $\gamma \propto r_d^{-1}$  [121, 122, 183] bestätigt.

## 2.2.4 Ionenwindkraft

Der Einfluss der überschallschnellen Ionenströmung und des Anteils an hochenergetischen Elektronen in der Plasmarandschicht auf die Partikelaufladung wurde bereits in Kap. 2.1 diskutiert. Während die Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse in dem hier betrachteten Fall keine relevante Kraft auf das Partikel ausüben [189], ist die durch den Ionenimpulsübertrag verursachte Ionenwindkraft  $\vec{F}_i$  nicht unbedingt zu vernachlässigen. Die Ionenwindkraft kann in zwei Komponenten aufgeteilt werden: in die direkte Wechselwirkung über Stöße  $\vec{F}_c$  (engl. *collection force*), die all jene Ionen betrifft, die auch zum Ladestrom des Partikels beitragen, und in den indirekten Anteil  $\vec{F}_o$  (engl. *orbit force*), der aus dem Impulsübertrag auf das Partikel bei COULOMB-Wechselwirkung mit vorbeiströmenden Ionen entsteht. Es ist also

$$\vec{F}_i = \vec{F}_c + \vec{F}_o. \quad (2.21)$$

Wie in Kap. 2.1 diskutiert, ist aufgrund der negativen Partikelladung der effektive Querschnitt für Ioneneinfang (die Ionen, die zu  $F_c$  beitragen) durch den effektiven Stoßparameter  $b_c$  definiert und größer als der geometrische Querschnitt des Partikels. Theoretisch tragen alle Ionen, deren

<sup>6</sup> Häufig werden der Reibungskoeffizient oder die Stoßfrequenz als  $\nu = 2\gamma$  angegeben. Die in dieser Arbeit betrachteten Systeme werden durch gedämpfte harmonische Oszillatoren beschrieben (s. Kap. 4.2), weshalb einheitlich der in der klassischen Mechanik übliche Ausdruck  $F_{\text{Reibung}} = -2m\gamma v$  verwendet wird.

Stoßparameter größer als  $b_c$  ist, zur Orbitalkraft bei. Die Wahl des maximalen Stoßparameters von Ionen, die im Modell noch berücksichtigt werden, ist diskussionswürdig und stellt ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal unterschiedlicher Modelle zur Berechnung der Orbitkraft  $F_o$  dar (s. u.). Beide Kraftanteile hängen sowohl vom *Floating*potential des Partikels als auch von der mittleren Ionengeschwindigkeit  $v_{m,i} = (v_{th,i}^2 + v_i^2)^{1/2}$  ab.

Von BARNES *et al.* [162] stammt die erste qualitative Beschreibung der Ionenwindkraft auf Mikropartikel, die im Folgenden kurz skizziert wird. Es wird dabei davon ausgegangen, dass die Geschwindigkeitsanteile senkrecht zur Strömungsrichtung thermisch und entsprechend isotrop verteilt sind und sich daher im Mittel aufheben. Daher ist  $\vec{F}_i \parallel \vec{v}_i$  und im Folgenden wird nur noch der Betrag der Kraft betrachtet.

### Collection Force

Ausgangspunkt der Betrachtung der stoßinduzierten Ionenwindkraft ist der Ionenstrom  $I_i$  auf das Partikel nach Gl. (2.14), da sämtliche Ionen, die das Partikel erreichen und dessen Ladung beeinflussen, auch Impuls auf das Partikel übertragen. Die Kraft auf das Partikel lässt sich demnach angeben als das Produkt aus dem Impuls pro Ion  $m_i v_i$ , der Ionenflussdichte  $n_i v_{m,i}$  und dem aufgrund attraktiver Wechselwirkung zwischen Ion und Partikel gegenüber dem geometrischen Querschnitt vergrößerten Streuquerschnitt  $\pi b_c^2$ :

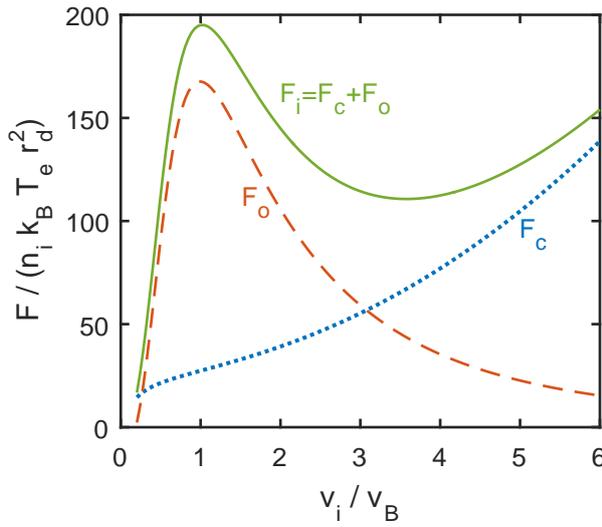
$$F_c = m_i v_i I_i / e = n_i v_{m,i} m_i v_i \pi b_c^2, \quad \text{mit } b_c^2 = r_d^2 \left( 1 - \frac{2e\Phi_{fl}}{m_i v_{m,i}^2} \right). \quad (2.22)$$

Es lassen sich zwei Grenzfälle für die Abhängigkeit dieses Stoßanteils der Ionenwindkraft von der Ionendriftgeschwindigkeit  $v_i$  feststellen: Für niedrige Driftgeschwindigkeiten  $v_{m,i} \approx v_{th,i}$  ist  $F_c$  proportional zu  $v_i$ , während bei starken Driften ( $v_{m,i} \approx v_i$ )  $F_c$  proportional zu  $v_i^2$  ist. In letzterem Fall entspricht der Einfangquerschnitt ungefähr dem geometrischen Querschnitt des Partikels:  $\pi b_c^2 \approx \pi r_d^2$ .

### Orbit Force

Ionen, deren Stoßquerschnitt den kritischen Stoßquerschnitt  $\pi b_c^2$  überschreiten, treffen nicht mehr auf das Partikel. Sie tragen somit nicht zu dessen Ladung und auch nicht zur stoßbasierten Ionenwindkraft  $F_c$  bei, können aber über COULOMB-Wechselwirkung<sup>7</sup> mit dem Partikel interagieren, somit eine Impulsänderung erfahren und ihrerseits Impuls auf das Partikel übertragen. Das Modell von BARNES *et al.* bezieht zur Berechnung der Orbitalkraft all jene Ionen mit ein, deren Stoßparameter zwischen  $b_c$  und der DEBYE-Länge  $\lambda_D$  liegt.

<sup>7</sup> Der Exponentialterm der YUKAWA-Wechselwirkung ist aufgrund der Annäherung an das Partikel praktisch gleich Eins, sodass der Einfachheit halber das COULOMB-Potential verwendet wird.



**Abb. 2.5:** Ionenwindkraft  $F_i$  (durchgezogene Linie) und ihre einzelnen Bestandteile, der Anteil durch Stöße  $F_c$  (gepunktete Linie) und die Orbitkraft  $F_o$  (gestrichelte Linie) als Funktion von der Ionendriftgeschwindigkeit  $v_i$  für Argon-Ionen bei  $T_e/T_i = 100$ ,  $\epsilon = 1$  und  $\lambda_D/r_d = 10$ .

Der Ausdruck für die Orbitkraft  $F_o$  unterscheidet sich von  $F_c$  durch den komplizierteren Stoßquerschnitt  $\sigma_o = 4\pi b_{\pi/2}^2 \ln \Lambda$ :

$$F_o = n_i v_{m,i} m_i v_i \sigma_o. \quad (2.23)$$

Dabei ist  $b_{\pi/2} = Z_d e^2 / (4\pi \epsilon_0 m_i v_{m,i}^2)$  der Stoßparameter für  $90^\circ$ -Streuung und

$$\ln \Lambda = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\lambda_D^2 + b_{\pi/2}^2}{b_c^2 + b_{\pi/2}^2} \right) \quad (2.24)$$

der sogenannte COULOMB-Logarithmus, der sich aus der Integration des differentiellen Streuquerschnitts über den Stoßparameter ergibt.

Auch die Orbitkraft ist wie der Stoßanteil der Kraft für kleine Ionendriftgeschwindigkeiten  $v_i$  proportional zu dieser, da  $v_{m,i}$  ungefähr der thermischen Geschwindigkeit  $v_{th,i}$  entspricht. Für hohe Driftgeschwindigkeiten gilt wie oben bereits erwähnt  $b_c \rightarrow r_d$  und außerdem  $b_{\pi/2} \rightarrow 0$ , somit ist  $\ln \Lambda \approx \ln(\lambda_D/r_d)$  konstant. Weiterhin strebt  $b_{\pi/2}$  deutlich schneller gegen Null als die Driftgeschwindigkeit zunimmt, sodass die Orbitkraft  $F_o$  für hohe Driftgeschwindigkeiten ebenfalls gegen Null geht und nur noch der Stoßanteil  $F_c$  von Bedeutung ist.

Der Verlauf der Ionenwindkraft  $F_i$  sowie ihrer einzelnen Komponenten  $F_c$  und  $F_o$  [Gl. (2.21)–(2.23)] in Abhängigkeit der Ionendriftgeschwindigkeit  $v_i$  ist in Abb. 2.5 dargestellt. Abweichend von BARNES' ursprünglichem Modell wurde hier kein konstantes, sondern ein für die jeweilige Ionenströmung gemäß Gl. (2.15) berechnetes *Floatingpotential* (vgl. Abb. 2.4) verwendet. Bei Flussgeschwindigkeiten im Bereich der BOHM-Geschwindigkeit  $v_B$  [Gl. (2.13)] ist die Orbitkraft  $F_o$  dominant und erzeugt ein lokales Maximum der Ionenwindkraft. Bei höheren Driftgeschwindigkeiten  $v_i > 2 v_B$  nimmt der Einfluss der Orbitkraft deutlich ab und der gleichzeitig zunehmende Stoßanteil  $F_c$  wird

bestimmend. Die dargestellten Kurvenverläufe wurden bei  $v_i = 0,2 v_B$  abgeschnitten, da hier das Modell durch  $b_c > \lambda_D$  verletzt wird (die innere Grenze des Stoßquerschnitts wird größer als die äußere) und der COULOMB-Logarithmus [Gl. (2.24)] entsprechend negativ wird.

### Erweiterungen des Modells nach KHRAPAK und HUTCHINSON

Das eher qualitative Modell von BARNES ist in der Lage, den prinzipiellen Verlauf der Ionenwindkraft und ihre Größenordnung zu beschreiben. Optimierungsmöglichkeiten an dem Modell stellen vor allem die Wahl der korrekten (von der Strömungsgeschwindigkeit abhängigen) Abschirmlänge  $\lambda_s$  und die äußere Grenze des Stoßparameters dar.

Von KHRAPAK *et al.* [190] stammt eine Modifizierung des Stoßparameters, der nicht länger die DEBYE-Länge als äußere Grenze definiert, sondern alle Ionen berücksichtigt, die sich maximal bis auf eine Abschirmlänge an das Teilchen annähern. Der COULOMB-Logarithmus lautet in diesem Fall:

$$\ln \Lambda = \ln \left( \frac{\lambda_s + b_{\pi/2}}{r_d + b_{\pi/2}} \right). \quad (2.25)$$

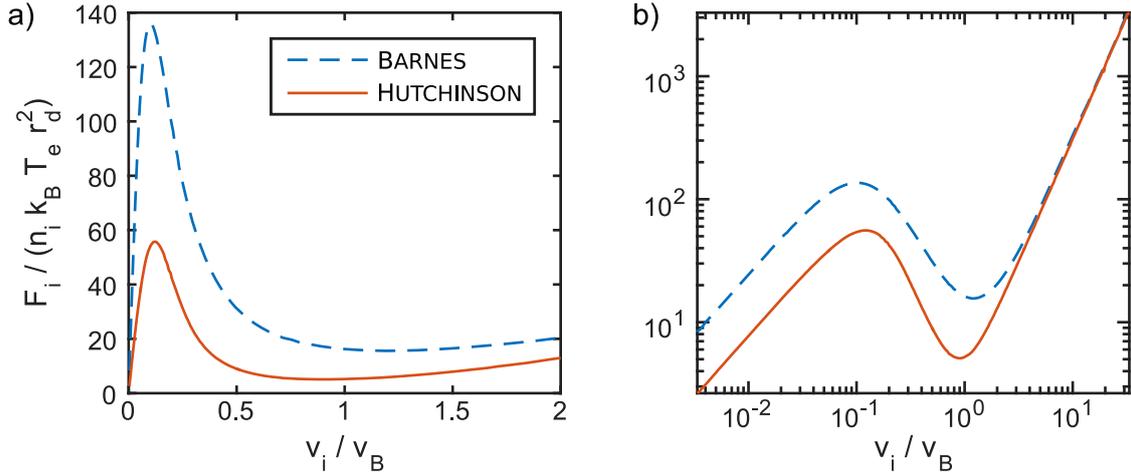
Da das *Floatingpotential* in obiger Betrachtung (s. Abb. 2.5) bereits für die jeweilige Strömungsgeschwindigkeit berechnet wurde und der Stoßanteil  $F_c$  [Gl. (2.22)] nicht von der Abschirmlänge oder dem COULOMB-Logarithmus abhängt, haben deren Modifizierungen wie im Folgenden diskutiert nur einen Einfluss auf die Orbitkraft  $F_o$ .

Der korrekte Ausdruck für die Abschirmlänge in Ionenströmungen ist nach wie vor Gegenstand aktueller Forschung. Während die Verwendung der Elektronen-DEBYE-Länge als Abschirmlänge für erste Abschätzungen ausreichen mag [191], hat HUTCHINSON [140] unter Verwendung des modifizierten Stoßparameters [Gl. (2.25)] mittels selbstkonsistenter Simulationen folgenden Ausdruck entwickelt:

$$\lambda_s^2 = \frac{\lambda_{De}^2}{1 + 2k_B T_e / m_i v_{m,i}^2} + r_d^2 \approx \frac{\lambda_{De}^2}{1 + 2k_B T_e / m_i v_{m,i}^2}. \quad (2.26)$$

Der Ausdruck entspricht für niedrige Geschwindigkeiten der linearisierten DEBYE-Länge (2.2) und somit typischerweise (für  $T_e \gg T_i$ ) der Ionen-DEBYE-Länge  $\lambda_{Di}$ . Für hohe Ionengeschwindigkeiten ist  $\lambda_s \approx \lambda_{De}$ .

KHRAPAK *et al.* [192] und HUTCHINSON [139, 140] haben darauf aufbauend sehr differenzierte Beschreibungen der Ionenwindkraft entwickelt, vor allem von der deutlich komplizierteren Orbitkraft. Abb. 2.6 zeigt einen Vergleich des BARNES-Modells [162] mit dem Modell von KHRAPAK und HUTCHINSON. Dabei wurde das BARNES-Modell bereits durch die Verwendung der Elektronen-DEBYE-Länge als Abschirmlänge modifiziert. Das einfachere Modell von BARNES gibt den prinzipiellen Verlauf der Kraft in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit  $v_i$  bereits sehr gut



**Abb. 2.6:** Vergleich der Ionenwindkraft  $F_i$  nach BARNES *et al.* [162] (unter Verwendung von  $\lambda_{De}$ ) mit dem Verlauf nach KHRAPAK/HUTCHINSON [140, 192] für Argon und  $T_e/T_i = 100$  in **a)** linearer und **b)** über ein größeres Intervall in doppelt-logarithmischer Darstellung (Daten übernommen aus Ref. [132]). Vor allem im Bereich niedriger Ionendriftgeschwindigkeiten  $v_i$ , in dem die Orbitkraft dominant ist, zeigen sich deutliche Abweichungen zwischen den Modellen.

wieder, allerdings zeigen sich deutliche Abweichungen vor allem bei niedrigen Flussgeschwindigkeiten. Durch die angepasste Abschirmlänge  $\lambda_s = \lambda_{De}$  liegt das Maximum bei niedrigeren Geschwindigkeiten als im oben betrachteten allgemeinen Fall (Abb. 2.5) mit  $\lambda_s = 0,1 r_d$ .

Insgesamt ist Folgendes zu beachten: Das Modell von BARNES *et al.* ist zur qualitativen Beschreibung der Ionenwindkraft aufgrund seiner Einfachheit gut geeignet, für quantitative Analysen sind die detaillierteren Modelle von KHRAPAK *et al.* und HUTCHINSON zu bevorzugen. Auch diese sind in den meisten Situationen jedoch noch stark vereinfachend.

Ionen-Neutral-Stöße [127, 193, 194] und die inhomogene (nicht quasineutrale) Plasmaumgebung in der Randschicht machen die Situation ungleich komplizierter als die beschriebenen Modelle, die darüber hinaus nur von einem einzelnen Partikel ausgehen. In Vielteilchensystemen, in denen der Partikelabstand im Bereich der DEBYE-Länge liegt, ist die Wahl des maximal zu berücksichtigenden Stoßparameters für die Orbitalkraft neu zu überdenken, ein Abschneiden beim halben Interpartikelabstand erscheint plausibel, sodass klar definiert ist, welches Ion an welchem Partikel stößt, und das Superpositionsprinzip erfüllt bleibt. Erneut können nur Simulationen die Situation in ihrer Komplexität umfänglich abbilden. In diesem Kontext liefert PIEL [120] ein anschauliches Bild der Ionenwindkraft: Diese kann auch interpretiert werden als die Summe aller Kräfte, die zum betrachteten Zeitpunkt von sämtlichen Ionen auf das Partikel ausgeübt werden.

Abschließend sei wie bei allen anderen Kräften noch die Abhängigkeit der Ionenwindkraft von dem Partikelradius  $r_d$  beleuchtet. Für den Stoßanteil ist die quadratische Abhängigkeit  $F_c \propto r_d^2$  aus Gl. (2.22) direkt ersichtlich. Die Orbitkraft [Gl. (2.23)] hängt quadratisch von der Partikelladung ab und nach Gl. (2.9) demnach ebenfalls quadratisch vom Partikelradius, sodass gilt:

$$F_i = F_c + F_o \propto r_d^2. \quad (2.27)$$

Kraft	Variable	Abhängigkeit vom Partikelradius
Gravitationskraft	$F_g$	$\propto r_d^3$
Neutralgasreibung	$F_n$	$\propto r_d^2$
Ionenwindkraft	$F_i$	$\propto r_d^2$
Interpartikelkraft	$F_d$	$\propto r_d^2$
Elektrische Feldkraft	$F_{el}$	$\propto r_d$

Tab. 2.1: Abhängigkeit der auf das Partikel wirkenden Kräfte von dem Partikelradius  $r_d$ .

### 2.2.5 Interpartikelkraft

Befinden sich mehrere Partikel im Plasma, üben diese selbstverständlich abstoßende Kräfte aufeinander aus. Da das Wechselwirkungspotential eines jeden Teilchens durch das YUKAWA-Potential [Gl. (2.1)] beschrieben wird, ist die Kraft zwischen zwei Partikeln mit den Ladungen  $q_{d1}$  und  $q_{d2}$  und dem Interpartikelabstand  $d$  gegeben durch

$$F_d = -\frac{q_{d1} q_{d2}}{4\pi\epsilon_0 d^2} \left(1 + \frac{d}{\lambda_s}\right) \exp\left(-\frac{d}{\lambda_s}\right) \propto r_{d1} r_{d2}, \quad (2.28)$$

wobei sich die Abhängigkeit der Kraft vom Partikelradius  $r_d$  erneut über den linearen Zusammenhang zwischen Partikelladung  $q_d$  und Partikelgröße [Gl. (2.9)] herstellen lässt und für gleich große Partikel ( $r_d = r_{d1} = r_{d2}$ ) in  $F_d \propto r_d^2$  übergeht.

### 2.2.6 Gegenüberstellung der einzelnen Kräfte

Die Abhängigkeit der Kräfte vom Partikelradius wurde schon für jede einzelne Kraft erörtert; über die Partikelmasse, die Partikelladung oder die Stoßquerschnitte lässt sich stets eine Abhängigkeit der Kraft vom Partikelradius herleiten. Diese Abhängigkeit ist aus zwei Gründen von besonderem Interesse und soll deshalb an dieser Stelle noch einmal vergleichend für alle Kräfte vorgestellt werden: Zum einen ermöglicht sie in vielen Situationen eine einfache Abschätzung darüber, welche Kräfte gerade dominant sind. Zum anderen wird der Einschluss von Partikeln in der Entladung für gewöhnlich über eine stabile Gleichgewichtslage zweier entgegengesetzter Kräfte realisiert, zum Beispiel über ein Gleichgewicht aus Ionenwindkraft und elektrischer Feldkraft oder – wie in dem hier betrachteten Fall (s. Kap. 2.3) – über ein Gleichgewicht aus Gravitationskraft und elektrischer Feldkraft.

Eine Übersicht der diskutierten Kräfte<sup>8</sup> und ihrer Abhängigkeit vom Partikelradius findet sich in Tab. 2.1. Welche Kraft in der jeweiligen Situation dominiert, hängt von einer Reihe an Parametern

<sup>8</sup> Die in diesem Abschnitt vorgestellten Kräfte sind die für das in dieser Arbeit verwendete System relevanten Kräfte. In komplexen Plasmen werden unter anderem auch Temperaturgradienten (Thermophorese) [170, 195] und der Strahlungsdruck fokussierter Laser [14, 196, 197] verwendet, um Kräfte auf Partikel auszuüben.

ab – vor allem der Partikelladung, der Partikelmasse beziehungsweise -größe, dem möglicherweise vorherrschenden elektrischen Feld und der das Partikel umgebenden Ionenströmung – und muss entsprechend für jede Situation individuell abgeschätzt werden. Für die in dieser Arbeit verwendeten Partikel (s. Kap. 4.1.3), die sich im elektrischen Feld der Plasmarandschicht und der dort vorherrschenden überschallschnellen Ionenströmung befinden, ist die Ionenwindkraft üblicherweise etwa eine Größenordnung schwächer als die Gravitations- und die elektrische Feldkraft.

## 2.3 Einschluss von Partikeln in der Hochfrequenz-Plasmarandschicht

Kapazitiv gekoppelte Parallelplatten-Hochfrequenzentladungen (HF-Entladungen) sind der Standardaufbau zur Untersuchung von komplexen Plasmen im Labor<sup>9,10</sup> und werden auch in dieser Arbeit verwendet (s. Kap. 4.1). Dieses Kapitel stellt die wesentlichen Charakteristika dieses Entladungstyps vor und diskutiert den Einschluss von Partikeln in der Plasmarandschicht.

### 2.3.1 Erzeugung eines Hochfrequenzplasmas

Die HF-Entladung besteht aus zwei parallel zueinander, senkrecht übereinander angeordneten Elektroden, an denen ein hochfrequentes elektrisches Wechselfeld anliegt, dessen Frequenz  $\omega_{\text{HF}} = 2\pi \cdot 13,56 \text{ MHz}$  zwischen den Plasmafrequenzen  $\omega_p$  der Elektronen und Ionen liegt:

$$\omega_{pj} = \sqrt{\frac{n_j q_j^2}{\epsilon_0 m_j}}, \quad j = e, i, d, \quad (2.29)$$

$$\omega_{pe} = 2\pi \cdot (90 \dots 600) \text{ MHz},$$

$$\omega_{pi} = 2\pi \cdot (0,3 \dots 2) \text{ MHz}.$$

Die Werte der Plasmafrequenzen wurden für typische Plasmadichten  $n_e = n_i = (0,1 \dots 5) \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$  und einfachionisierte Ionen berechnet. Bei der Plasmafrequenz handelt es sich um das Inverse der Reaktionszeit der einzelnen Spezies auf Störungen. Während die Ionen dementsprechend nicht auf die Wechselspannung, sondern nur auf die zeitlich gemittelten Felder reagieren können, werden die Elektronen in Bewegung versetzt (Primärionisation) und erzeugen dann durch Stoßionisation weitere Elektronen und Ionen. Aufgrund ihrer hohen Masse und den (im Vergleich zu Ionen und Elektronen) niedrigeren Dichten<sup>11</sup> liegt die Plasmafrequenz der Mikropartikel deutlich unterhalb

<sup>9</sup> Kapazitiv (CCPs) oder induktiv gekoppelte (ICPs) Niederdruck-HF-Entladungen sind allgemein in Forschung und Industrie (zum Beispiel beim Plasmaätzen und der plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung) weit verbreitet, unter anderem da sie gut zu handhaben sind und sich mit ihnen einfach hohe Plasmadichten erreichen lassen.

<sup>10</sup> Komplexe Plasmen werden außer in HF-Entladungen auch in Gleichspannungsentladungen untersucht; so findet beziehungsweise fand beispielsweise die Forschung an komplexen Plasmen in beiden Entladungstypen auf der Internationalen Raumstation ISS statt [173].

<sup>11</sup> Ausgedehnte Wolken mit Mikropartikeln unter Schwerelosigkeit erreichen Dichten bis  $n_d = 10^{11} \text{ m}^{-3}$  [198], Wolken mit einigen hundert Nanometer großen Teilchen können Dichten von bis zu  $n_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$  [38] erreichen.

der Ionenplasmafrequenz; die Partikel reagieren also auf einer noch viel langsameren Zeitskala. Da in dieser Arbeit nur einzelne Partikel untersucht werden, sodass keine Dichte zu definieren ist, spielt ihre Plasmafrequenz hier keine weitere Rolle.

### 2.3.2 Die Plasmarandschicht

Da die Partikel in dieser Arbeit in der (unteren) Plasmarandschicht eingeschlossen werden (s. u.) und die dort vorherrschende Ionenströmung ein wesentlicher Aspekt der hier vorgestellten Untersuchungen ist, sind die Eigenschaften der Randschicht hier von besonderem Interesse.

Genau wie ein in das Plasma gebrachtes Partikel (vgl. Kap. 2.1) laden sich sämtliche mit dem Plasma in Kontakt stehenden Oberflächen zunächst negativ auf, so auch die Elektroden. Zwischen zentralem Plasma (engl. *plasma bulk*) und negativ geladener Wand muss im stationären Fall eine positive Raumladungszone (Ionenüberschuss) entstehen, die eine Art Kompensation darstellt und den Erhalt der Quasineutralität im Zentrum sicherstellt. Diese Raumladungszone, in der die Quasineutralität nicht mehr erfüllt ist, wird „Randschicht“ genannt.

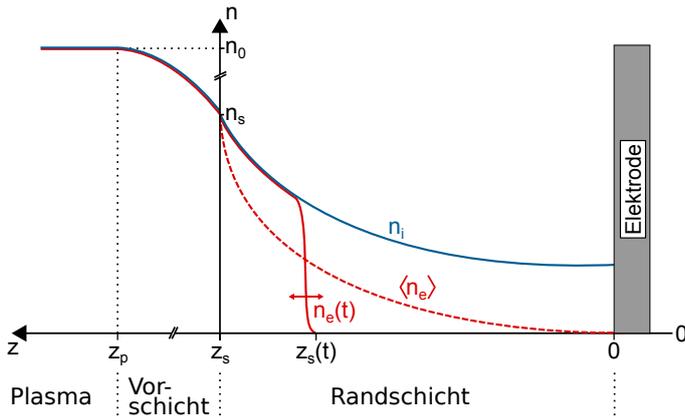
Die Potentialdifferenz zwischen Plasma und Wand erzeugt ein im zeitlichen Mittel nicht verschwindendes elektrisches Feld, welches die positiv geladenen Ionen in Richtung der Wand beschleunigt. Beschreibungen der Randschicht finden sich etwa bei GODYAK und STERNBERG [199] sowie RIEMANN [200]. Eine Übersicht über verschiedene Schichtmodelle wird in Ref. [201] gegeben. In einem statischen und selbstkonsistenten Modell existiert zwischen Randschicht und Plasma noch die quasineutrale Vorschicht, deren Ausdehnung ungefähr der mittleren freien Weglänge der Ionen entspricht [202] und in der das Plasmapotential abfällt, wodurch Ionen beschleunigt werden. An der Randschichtkante, der Grenze zwischen Randschicht und Vorschicht, müssen die Ionen laut so genanntem BOHM-Kriterium Schallgeschwindigkeit [Gl. (2.13):  $v_B = (k_B T_e / m_i)^{1/2}$ ] erreicht haben, um das Plasma verlassen zu können. Häufig wird in diesem Kontext auch die MACH-Zahl

$$M = \left| \frac{v_i}{v_B} \right| \quad (2.30)$$

anstelle der Ionengeschwindigkeit angegeben. Das BOHM-Kriterium fordert also  $M = 1$  an der Schichtkante; in der Schicht sind die Ionen dann überschallschnell ( $M > 1$ ) aufgrund der weiteren Beschleunigung der Ionen durch das elektrische Feld.

Eine Skizze der Dichteverläufe in der Vor- und Randschicht vor einer Elektrode findet sich in Abb. 2.7. Aufgrund der Kontinuitätsgleichung ( $n_i v_i = \text{const.}$ ) resultiert die Beschleunigung der Ionen in der quasineutralen Vorschicht und der Randschicht in einem Dichteabfall; an der Schichtkante ist die Dichte auf das 0,6-fache der Dichte im zentralen Plasma  $n_0$  abgefallen:

$$n_{i,s} = n_{e,s} = n_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \approx 0,61 n_0. \quad (2.31)$$



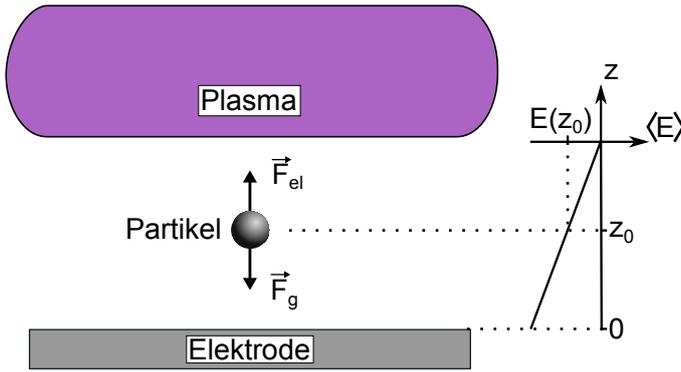
**Abb. 2.7:** Verlauf der Elektronendichte  $n_e$  und Ionendichte  $n_i$  in der Schicht vor einer Elektrode nach Ref. [129]. Das zentrale Plasma beginnt bei  $z_p$ . Schichtkantenposition  $z_s(t)$  und Elektronendichte  $n_e(t)$  hängen von der zeitlichen Lage des HF-Zyklus ab. Die zeitlich gemittelte Elektronendichte  $\langle n_e \rangle$  sowie  $n_i$  fallen in der Randschicht exponentiell zur Elektrode hin ab. Es herrscht dort ein Ionenüberschuss ( $n_i > \langle n_e \rangle$ ).

Der Index s kennzeichnet Größen an der Schichtkante. Die Schichtkantenposition  $z_s(t)$  ist nicht lokalisiert, sondern verändert ihre Lage während einer HF-Periode abhängig von der aktuellen Spannung an der Elektrode. Die Elektronen werden in jeder positiven Halbwelle der HF-Spannung in die Randschicht gezogen, wodurch die Schichtausdehnung reduziert wird und hochenergetische Elektronen mit Energien von einigen 10 eV erzeugt werden, die wiederum durch Stoßionisation zur weiteren Plasmaproduktion beitragen. Für den skizzierten Elektronendichteverlauf wird daher ein zweistufiges Modell angenommen. Bis kurz vor der Schichtkante  $z_s(t)$  bleibt die Quasineutralität erhalten [ $n_e(t) = n_i$ ], an der Kante fällt die Elektronendichte dann auf Null. Dadurch ist die zeitlich gemittelte Elektronendichte  $\langle n_e \rangle$  an jeder Position in der Randschicht geringer als die Ionendichte, die positive Raumladungszone entsteht. Der Ionenüberschuss resultiert nicht nur aus der mit der HF-Amplitude in die Randschicht schwappenden „Elektronenwelle“, sondern auch durch Wechselwirkung der Ladungsträger mit der negativ geladenen Elektrode. Das sich aufbauende elektrische Feld stößt Elektronen ab und beschleunigt Ionen weiter in Richtung der Elektrode.

Zusammengefasst handelt es sich bei der HF-Randschicht um eine inhomogene Plasmaumgebung, in der ein starkes elektrisches Feld und eine überschallschnelle Ionenströmung vorherrschen. Das dargestellte analytische Modell kann die reale Struktur der Schicht natürlich nur begrenzt widerspiegeln. Erweiterungen dieses Modells beziehungsweise neue Modelle gibt es etwa von BRINKMANN [203] und DOUGLASS *et al.* [204]. Dämpfung durch Ionen-Neutralgas-Stöße modifiziert vor allem die Lage der Randschichtkante, hat somit aber insgesamt einen entscheidenden Einfluss auf die ganze Schichtstruktur [202, 205]. Selbstkonsistente *Particle-in-Cell*-Simulationen (PIC-Simulationen) der gesamten Plasmaentladung bieten am ehesten einen korrekten Zugang zur wirklichkeitsgetreuen Schichtcharakteristik [167, 206, 207]. In Kap. 4.3 wird eine PIC-Simulation für die in dieser Arbeit relevanten Parameter vorgestellt.

### 2.3.3 Stabiler Einschluss von Partikeln

Wie bereits mehrfach erwähnt, findet der Einschluss von Mikropartikeln in der Plasmarandschicht über der unteren Elektrode statt. Nur hier wird die nach unten gerichtete Gravitationskraft auf ein



**Abb. 2.8:** Skizzierter Einschluss eines Mikropartikels in der unteren Plasmarandschicht. Die stabile Levitationshöhe  $z_0$  ergibt sich aus dem Ort, an dem die elektrische Feldkraft  $F_{el} = q_d \langle E \rangle$  groß genug ist, um die Gravitationskraft  $F_g$  zu kompensieren.

Partikel durch die (für ein negativ geladenes Teilchen) nach oben gerichtete elektrische Feldkraft kompensiert. Der Einschluss ist in Abb. 2.8 skizziert. Die Schwebebedingung für ein Partikel lautet

$$\vec{F}_g = -\vec{F}_{el}(z_0) \quad (2.32)$$

beziehungsweise [s. Gl. (2.17) und (2.18)]

$$m_d g = q_d(z_0) \langle E(z_0) \rangle, \quad (2.33)$$

wobei  $z_0$  die Gleichgewichtsposition des Partikels und  $\langle E \rangle$  das zeitlich gemittelte elektrische Feld in der Randschicht sind. Diese Schwebebedingung entspricht der Bedingung in MILLIKANS [208] berühmtem Experiment zum Steig- und Sinkverhalten geladener Öltropfen zwischen zwei Kondensatorplatten – allerdings sind elektrisches Feld und Partikelladung in dem hier betrachteten Fall ortsabhängig.

Ausgehend von einer nahezu ortsunabhängigen Ladungsdichte [209]

$$\langle \rho(z) \rangle \approx \langle \rho \rangle = e (n_i - \langle n_e \rangle) = n_i e (1 - \epsilon) \quad (2.34)$$

in der Randschicht ergibt sich aus der POISSON-Gleichung ein linearer Anstieg des elektrischen Felds in Richtung der Elektrode:

$$\langle E \rangle \approx \frac{\langle \rho \rangle}{\epsilon_0} (z_s - z). \quad (2.35)$$

Da die Gravitationskraft ortsunabhängig ist, gibt es also in der unteren Randschicht genau eine Levitationshöhe  $z_0$ , für die die obige Schwebebedingung erfüllt ist und ein Partikel (vertikal) stabil eingeschlossen werden kann; nach Gl. (2.33) und (2.35) ist

$$z_0 = z_s - \frac{m_d g \epsilon_0}{q_d \langle \rho \rangle}. \quad (2.36)$$

Die aus Gravitation und elektrischer Feldkraft bestehende Falle ist harmonisch (s. a. Kap. 4.2.1). Wird das Partikel aus seiner stabilen Position vertikal ausgelenkt, lässt sich seine Dynamik demnach

durch die Bewegungsgleichung eines freien harmonischen Oszillators mit der Federkonstanten  $D$  und der Eigenfrequenz  $\omega_0$  beschreiben:

$$m_d \ddot{z} = -q_d(z) \langle E(z) \rangle = -Dz = -m_d \omega_0^2 z. \quad (2.37)$$

Die Eigenfrequenz  $\omega_0$  ist ein Maß für die Steifheit der Falle; es ist

$$\omega_0^2 = \frac{D}{m_d} = \frac{1}{m_d} \frac{\partial}{\partial z} [\langle E(z) \rangle q_d(z)]. \quad (2.38)$$

Für kleine Auslenkungen kann die Partikelladung als konstant betrachtet werden ( $\partial q_d / \partial z = 0$ ), sodass sich aus Gl. (2.38) und (2.35) folgender Ausdruck für die Eigenfrequenz ergibt:

$$\omega_0^2 = \frac{q_d \langle \rho \rangle}{m_d \varepsilon_0}. \quad (2.39)$$

Der Bestimmung der Eigenfrequenz kommt in dieser Arbeit eine entscheidende Rolle zu, da sie die Bestimmung der spezifischen Ladung  $q_d / m_d$  von Partikeln ermöglicht (s. Kap. 4.2).

In horizontaler Richtung wirken nur schwache elektrische Kräfte auf die Partikel, deshalb wird der horizontale Einschluss meist durch eine Vertiefung in der Elektrode realisiert, durch die die Potentiallinien muldenförmig verformt werden und auch horizontal ein harmonischer [54, 93, 210, 211] Einschluss gewährleistet ist (s. Kap. 4.1).

## 2.4 Komplexe Plasmen in starken Magnetfeldern

Die vorliegende Arbeit untersucht ein magnetisiertes komplexes Plasma. Magnetisierte Plasmen sind sowohl in der Natur als auch in technischen Plasmen zu finden. Dabei unterscheiden sich die auftretenden magnetischen Flussdichten gravierend: von wenigen Nanotesla in der Heliosphäre und einigen zehn Mikrottesla des Erdmagnetfelds ( $31 \mu\text{T}$  bei  $0^\circ$  geographischer Breite), mehreren hundert Millitesla von Elektromagneten und einigen Tesla von supraleitenden Magneten für Forschung, Magnetresonanztomographie [212] und Fusionsreaktoren [213–215], bis hin zu einigen Gigatesla bei Neutronensternen [216]. Die Experimente dieser Arbeit werden in einem supraleitenden Magneten durchgeführt, der magnetische Flussdichten von  $B \leq 4,2 \text{ T}$  erzeugen kann (s. Kap. 4.1.1). In diesem Kapitel soll geklärt werden, was konkret mit „Magnetisierung“ des Plasmas gemeint ist, welche Parameter zu ihrer Beschreibung genutzt werden können und welchen Einfluss starke Magnetfelder auf die Partikelladung haben.

### 2.4.1 Beschreibung der Magnetisierung

Befindet sich das Plasma in einem externen Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte  $B$ , so wirkt auf alle geladenen, sich (nicht parallel zu den Feldlinien) bewegenden Teilchen außer der

elektrischen Komponente  $\vec{F}_{\text{el}}$  [Gl. (2.18)] noch eine magnetische Feldkraft  $\vec{F}_{\text{B}}$ , die die Ladungsträger auf Zyklotronbahnen bringt. Beide Feldkräfte sind in der LORENTZ-Kraft  $\vec{F}_{\text{L}}$  zusammengefasst:

$$\vec{F}_{\text{L}} = \vec{F}_{\text{el}} + \vec{F}_{\text{B}} = q_j \left( \vec{E} + \vec{v}_j \cdot \vec{B} \right), \quad j = e, i, d. \quad (2.40)$$

Wie stark die Gyration der einzelnen Spezies das System beeinflusst, hängt nicht allein von der Stärke des Magnetfelds – also der absoluten Größe der Gyroorbits – ab, sondern auch davon, wie der Gyroradius in Relation zu den räumlichen Ausmaßen des untersuchten Phänomens steht.

Zur Beschreibung der Magnetisierung der einzelnen Plasmakomponenten sind verschiedene dimensionslose Parameter üblich, die die Zyklotronbewegung der Teilchen in Bezug zu anderen charakteristischen Längen- oder Zeitskalen des Systems setzen. Von „Magnetisierung“ einer Spezies ist dann die Rede, wenn die magnetische Flussdichte  $B$  so hoch ist, dass die in Bezug gesetzten Größen vergleichbar groß und der jeweilige Magnetisierungsparameter damit größer als 1 wird. Die Längenskala der Zyklotronbewegung ist durch den LARMOR-Radius

$$r_{\text{L}j} = \frac{m_j v_{\perp j}}{|q_j| B}, \quad j = e, i, d \quad (2.41)$$

gegeben. Dabei ist  $v_{\perp j}$  die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den magnetischen Feldlinien. Die Zeitskala der Bewegung im Magnetfeld wird durch die inverse Zyklotronfrequenz

$$\tau_{\text{c}j} = \frac{1}{\omega_{\text{c}j}} = \frac{m_j}{|q_j| B}, \quad j = e, i, d \quad (2.42)$$

beschrieben. Beide Größen werden mit zunehmender magnetischer Flussdichte kleiner und hängen vom Masse-zu-Ladung-Verhältnis ab, das für die einzelnen Spezies um Größenordnungen auseinanderliegt:

$$\frac{m_e}{e} = 5,7 \cdot 10^{-12} \frac{\text{kg}}{\text{C}},$$

$$\frac{m_i(\text{Argon})}{e} = 4,2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{kg}}{\text{C}},$$

$$\frac{m_d}{q_d} = 210 \frac{\text{kg}}{\text{C}} \quad (\text{mit } q_d = 30000 e \text{ und } m_d = 1 \cdot 10^{-12} \text{ kg}).$$

Aus diesem Grund lassen sich – wie von SATO *et al.* [90] eingeführt – drei Regime für die Magnetisierung eines komplexen Plasmas definieren: In einem „schwach magnetisiertem“ Plasma sind ausschließlich die Elektronen magnetisiert, in einem „stark magnetisiertem“ Plasma außer den Elektronen auch die Ionen. Sind auch die Partikel in einem komplexen Plasma magnetisiert, so ist von einem „vollständig magnetisiertem“ Plasma die Rede.

Welche Parameter können also konkret verwendet werden, um zu beschreiben, ob beziehungsweise inwieweit die Dynamik einer Spezies im Kontext des betrachteten Systems bereits nennenswert durch das Magnetfeld beeinflusst ist, das System also als „magnetisiert“ bezeichnet werden kann?

Als geometrischer Magnetisierungsparameter  $\chi$  wird im Folgenden das Verhältnis aus Partikel- und LARMOR-Radius bezeichnet

$$\chi_j = \frac{r_d}{r_{Lj}} = B \frac{r_d e}{m_j v_{\perp j}}, \quad j = e, i, d. \quad (2.43)$$

Dieser unter anderem von PATAcCHINI und HUTCHINSON [94] eingeführte Parameter setzt also die Gyrationbewegung der einzelnen Spezies in Bezug zur Partikelgröße.

Die Ladungsträger des Plasmas wechselwirken jedoch elektrostatisch über deutlich größere Distanzen als die Partikelgröße, daher ist der dynamische Magnetisierungsparameter  $\beta$  in vielen Situationen geeigneter, um den Einfluss des Magnetfelds zu beschreiben [109]. Bei  $\beta$  handelt es sich um das Verhältnis aus der Zeitskala von Plasmaoszillationen und Wellen  $\tau_{pj} = 1/\omega_{pj}$  [Gl. (2.29)] und der Zeitskala der Gyration  $\tau_{cj}$ :

$$\beta_j = \frac{\tau_{pj}}{\tau_{cj}} = \frac{\omega_{cj}}{\omega_{pj}} = B \sqrt{\frac{\epsilon_0}{n_j m_j}}, \quad j = e, i, d. \quad (2.44)$$

Vor allem für den Fall von mit einem Mikropartikel wechselwirkenden Ionen in der Plasmarandschicht mit  $v_i \approx v_B$  kann die Bedeutung von  $\beta$  noch anders verdeutlicht werden: Die Zeitskala  $\tau_{pi}$  entspricht ungefähr der Transitzeit  $\tau_t = \lambda_s/v_i$  von mit  $v_i = v_B$  strömenden Ionen durch die DEBYE-Sphäre um das Partikel [117], innerhalb derer die elektrische Wechselwirkung zwischen Partikel und Ion im Wesentlichen stattfindet. Die Magnetisierung  $\beta_i \approx \tau_t/\tau_{ci} \geq 1$  lässt sich also als den Moment interpretieren, in dem die Wechselwirkungszeit zwischen Partikel und Ion mit der Zeitskala der Zyklotronbewegung vergleichbar wird.

Selbst wenn das Magnetfeld so stark ist, dass sich die Ladungsträger einer Spezies faktisch nur noch parallel zu den Feldlinien bewegen können, der LARMOR-Radius also sehr klein ist, sind Stöße in der Lage die Wirkung der Magnetisierung zu verringern und transversalen Transport zu ermöglichen. Dies wird durch den HALL-Parameter  $H$  berücksichtigt, der das Verhältnis aus Zyklotron- und Stoßfrequenz darstellt. Im Falle der Ionen finden Stöße aufgrund des sehr niedrigen Ionisationsgrads der betrachteten Laborplasmen im Wesentlichen mit Neutralgasatomen statt und werden durch die Ionen-Neutralgas-Stoßfrequenz  $\nu_{i,n} = e/(m_i \mu_i)$  beschrieben, wobei  $\mu_i$  die Beweglichkeit der Ionen ist:

$$H_i = \frac{\omega_{ci}}{\nu_{i,n}} = B \mu_i. \quad (2.45)$$

Zur Berechnung der Ionenbeweglichkeit  $\mu_i$  in externen elektrischen und magnetischen Feldern bei unterschiedlichen Neutralgasdrücken kann eine Näherung von FROST [217] verwendet werden.

Mikropartikel können aufgrund ihres hohen Masse-zu-Ladung-Verhältnisses (s. o.) mit experimentell erreichbaren magnetischen Flussdichten ( $B \leq 4,2$  T) nicht einmal ansatzweise magnetisiert

$B$ (T)	$\chi_e$	$\beta_e$	$\chi_i$	$\beta_i$	$H_i, 0\text{ V/m}$	$H_i, 4000\text{ V/m}$
0,1	0,17	14	0,0063	0,052	0,19	0,050
0,5	0,86	70	0,032	0,26	0,97	0,25
1,0	1,7	140	0,063	0,52	1,9	0,50
2,0	3,4	280	0,13	1,0	3,9	1,0
4,0	6,9	560	0,25	2,1	7,8	2,0

**Tab. 2.2:** Geometrischer und dynamischer Magnetisierungsparameter  $\chi_j$  und  $\beta_j$  für thermische ( $v_\perp = v_{th}$ ) Elektronen und Ionen sowie der Ionen-HALL-Parameter  $H_i$  für verschiedene magnetische Flussdichten  $B$  bei  $k_B T_e = 3\text{ eV}$ ,  $k_B T_i = 0,03\text{ eV}$ ,  $n_i = n_e = 5 \cdot 10^{14}\text{ m}^{-3}$ ,  $p = 10\text{ Pa}$  und  $r_d = 10\text{ }\mu\text{m}$ . Der HALL-Parameter wurde für den Fall ohne elektrisches Feld  $E_z = 0$  und für ein elektrisches Feld  $E_z = 4000\text{ V/m}$  ( $E_z \parallel B$ ) berechnet [217].

werden ( $\beta_d \ll 1$ ,  $H_d \ll 1$ ); für Elektronen und Ionen sind die verschiedenen Magnetisierungsparameter für typische Entladungparameter der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente in Tab. 2.2 zusammengestellt.

Welche Aussagen über die Magnetisierung der Plasmaspezies lassen sich aus dieser Übersicht für das experimentell zugängliche Magnetfeldregime treffen? Die dynamische Magnetisierung ( $\beta_j \geq 1$ ) wird für Elektronen bereits bei sehr kleinen Flussdichten erreicht und ist eingeschränkt für Ionen erreichbar. Auf der anderen Seite sind die Mikropartikel im Verhältnis zu den LARMOR-Radien der Spezies doch noch sehr klein, sodass nur die geometrische Elektronenmagnetisierung ( $\chi_e \geq 1$ ) erreicht werden kann, die Ionen-Gyrorbits jedoch stets deutlich größer als die Partikel sind. Die Magnetisierung der Ionen ist bei einem Neutralgasdruck von  $p = 10\text{ Pa}$  noch möglich, allerdings deutet der HALL-Parameter unter Berücksichtigung eines elektrischen Felds in Tab. 2.2 bereits an, dass elektrische Felder die Magnetisierung erschweren. Die Situation in der inhomogenen Plasmarandschicht mit einem starken elektrischen Feld ist damit ungleich komplizierter und muss stets differenziert betrachtet werden.

Zusammengefasst kann keiner der verschiedenen Parameter die Frage beantworten, ob eine Spezies vollständig magnetisiert ist oder nicht. Vielmehr können sie eine Abschätzung dafür geben, welche Größenordnung die durch das Magnetfeld induzierte Gyration der Ladungsträger hat und ob diese bereits als an die magnetischen Feldlinien gebunden betrachtet werden können oder nicht. Diesbezüglich müssen unterschiedliche Schlüsse gezogen werden, beispielsweise je nachdem ob sich das untersuchte Phänomen auf Skalen der DEBYE-Länge im (Sub-)Millimeterbereich oder eher im Bereich der Partikelgröße im Mikrometerbereich abspielt.

## 2.4.2 Aufladung von Mikropartikeln im Magnetfeld

Wie so häufig in der (Plasma-)Physik sind Studien, in denen die Abhängigkeit eines Systems von einem Parameter (im vorliegenden Fall dem Magnetfeld) untersucht werden sollen, sehr komplex, da eine Variation dieses Parameters nicht eine, sondern viele miteinander in Verbindung stehende

Veränderungen des Systems hervorruft und die Konstruktion kausaler Zusammenhänge schwierig macht. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Potential- und Dichteverteilungen um Mikropartikel in einer Ionenströmung hängen stark von deren Ladung ab. Ein Verständnis darüber, wie diese Ladung vom externen Magnetfeld beeinflusst wird, ist daher von besonderem Interesse. In Kap. 2.1 wurde bereits für den unmagnetisierten Fall erörtert, wie kompliziert das Aufladeverhalten je nach Komplexität (Ionenströmungen, Stöße, etc.) des Systems sein kann. Die Aufladung im Magnetfeld ist ein klassisches Problem, das schon vor Entstehung des Forschungsgebiets der „komplexen Plasmen“ im Kontext elektrostatischer Sonden in magnetisierten Laborplasmen von RUBINSTEIN und LAFRAMBOISE [84] sowie im Kontext von Satelliten im Erd- und interplanetaren Magnetfeld von LAFRAMBOISE und SONMOR [218] umfassend untersucht wurde.

Im Rahmen komplexer Plasmen im Magnetfeld haben CHANG und SPARIOSU [85] die Aufladung numerisch modelliert und gezeigt, dass kleine Magnetfelder ( $\chi_e < 1$ ) keinen signifikanten Einfluss auf die Partikelladung haben. Auch ein modifizierter OML-Ansatz von TSYTOVICH *et al.* [86] liefert  $\chi_e \geq 1$  als das Kriterium, ab dem die Partikelladung erstmals durch das Magnetfeld beeinflusst wird. Die Elektronen sind quasi an die magnetischen Feldlinien gebunden, können sich also nicht mehr transversal bewegen und erreichen statt der gesamten Partikeloberfläche  $4\pi r_d^2$  ( $B = 0$  T) bei starken Feldern nur noch den geometrischen Partikelquerschnitt von beiden Seiten, also die Fläche  $2\pi r_d^2$ , weshalb der Elektronenladestrom [Gl. (2.6)] im Grenzfall  $B \rightarrow \infty$  aufgrund des Verlusts an Rotationssymmetrie halbiert wird. Auf der anderen Seite ist der Ionenladestrom im Modell von TSYTOVICH *et al.* noch nicht vom (dafür zu schwachen) Magnetfeld beeinflusst, weshalb eine Ladungsreduktion ( $q_d$  wird weniger negativ) bei steigendem Magnetfeld stattfindet.

Demgegenüber stehen selbstkonsistente, stoßfreie PIC-Simulationen von LANGE [88, 219], die einen gegenläufigen Trend zeigen und die von TSYTOVICH *et al.* beschriebene gleichzeitige Existenz eines magnetisierten Elektronenladestroms und eines unmagnetisierten Ionenladestroms klar verneinen, was durch Ergebnisse von PATACCHINI *et al.* [87] bestätigt wird. Der Ionenladestrom ist bei kleinen Magnetfeldern nicht etwa unbeeinflusst, sondern wird aufgrund der größer werdenden Gyroorbits der Ionen im Potential des Teilchens ebenfalls reduziert.

PATACCHINI *et al.* [87] entwickelten des Weiteren aufbauend auf den Ergebnissen von RUBINSTEIN und LAFRAMBOISE [84] ein einfaches Modell für den Elektronenladestrom, das eine Interpolation der oben diskutierten Grenzfälle ( $4\pi r_d^2 \rightarrow 2\pi r_d^2$ ) darstellt. Da der Ionenladestrom im Magnetfeld sehr komplex ist, muss dieser numerisch untersucht werden.

Eine numerische Betrachtung, die der experimentellen Situation von Mikropartikeln in der Plasmarandschicht mit strömenden Ionen und Ionen-Neutralgas-Stößen sehr nah ist, liefern Molekulardynamik-Simulationen (MD-Simulationen) von PIEL *et al.* [127] (s. a. Kap. 3.3 und 6.2.3), die bei steigendem Magnetfeld eine negativer werdende Partikelladung zeigen.

Experimente mit Partikeln in der HF-Randschicht [117, 220] deuten darauf hin, dass die Ladung und der Einschluss von Partikeln bereits bei sehr schwachen Magnetfeldern von wenigen zehn Millitesla entgegen der oben beschriebenen Modelle und Modellierungen signifikant modifiziert

werden. Ursächlich mögen globale Änderungen der Plasmaentladung wie die Unterdrückung der ambipolaren Diffusion und das Einsetzen von Plasmafilamentierung (s. Kap. 6.1.1) sein. Auch ist zu berücksichtigen, dass der Elektronenladestrom auf ein Partikel in der Randschicht aufgrund der hochenergetischen Elektronenwelle, die periodisch in die Randschicht eindringt (vgl. Kap. 2.3), schon im unmagnetisierten Fall nur eingeschränkt rotationssymmetrisch ist.

Mit den Betrachtungen zur Rolle eines Magnetfelds endet dieses einführende Kapitel. Grundlagen komplexer Plasmen wie die Aufladung von Partikeln und die auf sie wirkenden Kräfte wurden vorgestellt und der Einfluss von Ionenströmungen auf diese Aspekte diskutiert. Ein weiteres sehr wesentliches, durch die Ionenströmung hervorgerufenen Phänomen sind *Ion Wakes*, die das zentrale Untersuchungsobjekt dieser Arbeit darstellen. Ihnen widmet sich das folgende Kapitel.



### 3 | Zentrale Aspekte von *Ion Wakes*

Bewegt sich ein Objekt schnell durch das Plasma oder befindet sich ein ruhendes Objekt in einer Plasmaströmung, so werden die umgebende Dichte- und Potentialverteilung aufgrund der Wechselwirkung zwischen Objekt und Strömung modifiziert. Naturgemäß finden die strukturellen Veränderungen vor allem vom Objekt aus betrachtet in Flussrichtung statt (oder im Falle eines sich bewegenden Objektes durch ein ruhendes Medium: entgegen der Bewegungsrichtung). Sie werden in Analogie zum Kielwasser eines Schiffes allgemein als *Wake* bezeichnet. Sofern wie üblich primär eine Umströmung mit Ionen stattfindet beziehungsweise die Ionen Verursacher der auftretenden Effekte sind, ist von einem *Ion Wake* (Ionen-Kielwasser) die Rede.

*Wakes* treten zum einen in natürlicher Umgebung im Weltall hinter makroskopischen Objekten wie Satelliten, Asteroiden, Monden und Planeten auf, die von geladenen Teilchen des interplanetaren (Sonnenwind) oder interstellaren (z. B. koronales Gas oder H-II-Wolken) Mediums umströmt werden oder sich durch dieses bewegen (s. z. B. Ref. [63–67, 221]). In diesen *Wakes* kann die Aufladung von Raumfahrzeugen oder Asteroiden massiv beeinflusst werden, sodass die resultierenden Potentialunterschiede zu ernsthaften Sicherheitsproblemen bei Andockmanövern führen können [222, 223].

Zum anderen treten *Wakes* auch in Laborplasmen auf, werden etwa durch hochenergetische Laser [61] oder gebündelte Elektronenstrahlen [62] erzeugt und können hinter elektrostatischen Sonden in strömenden Plasmen [224] gefunden werden. Auf die in dieser Arbeit betrachteten Systeme aus Mikropartikeln in der überschallschnellen<sup>12</sup> Ionenströmung der Plasmarandschicht hat die Ausbildung von *Ion Wakes* massiven Einfluss. Neben den im Vergleich zum Weltall grundlegend unterschiedlichen Eigenschaften der *Wakes* wird hier aufgrund des hohen Ladung-zu-Masse-Verhältnisses der Partikel außer der Aufladung im *Wake* auch die elektrostatische Wechselwirkung eines Partikels mit dem *Wake* eines anderen Partikels bedeutsam.

Ziel dieses Kapitels ist, die grundlegenden Mechanismen der *Wake*-Entstehung zu erläutern, die entscheidenden Charakteristika von *Wakes* vorzustellen und einen allgemeinen Überblick über den Forschungsstand zu *Wakes* in komplexen Laborplasmen zu geben. Es werden sowohl Experimente, die die Untersuchung von *Wake*-Eigenschaften ermöglichen, vorgestellt und diskutiert, als auch verschiedene Ansätze zur Modellierung von *Wakes* erläutert. Da *Wakes* auch im astrophysikalischen

<sup>12</sup> Die Entstehung von *Wakes* ist nicht an das Vorhandensein einer überschallschnellen Strömung geknüpft. Auch bei langsameren Strömungen treten *Wake*-Effekte auf [80, 120, 225].

Kontext von Bedeutung sind, im Labor bei allen in der Plasmarandschicht stattfindenden Untersuchungen mit Partikeln auftreten und – wie im Folgenden gezeigt wird – mannigfaltigen Einfluss auf die Systeme haben, ist die Menge an Publikationen zu diesem Thema sehr umfangreich. An dieser Stelle werden, wie auch im vorherigen Kapitel, nur die grundlegenden beziehungsweise die im Kontext dieser Arbeit bedeutenden Publikationen und Ergebnisse vorgestellt. Übersichten zum aktuellen Forschungsstand von *Wakes* in komplexen Plasmen finden sich beispielsweise in Ref. [80–82].

### 3.1 Entdeckung von *Wakes* und ihre wesentlichen Charakteristika in komplexen Laborplasmen

Im Normalfall<sup>13</sup> ist der *Ion Wake* eines negativ geladenen Partikels im Labor durch eine erhöhte Ionendichte bestimmt, stellt also eine positive Raumladungszone dar, die aus der Ablenkung der Ionentrajektorien in Richtung des Partikels resultiert. Man spricht in diesem Fall auch von einem Ionenfokus.

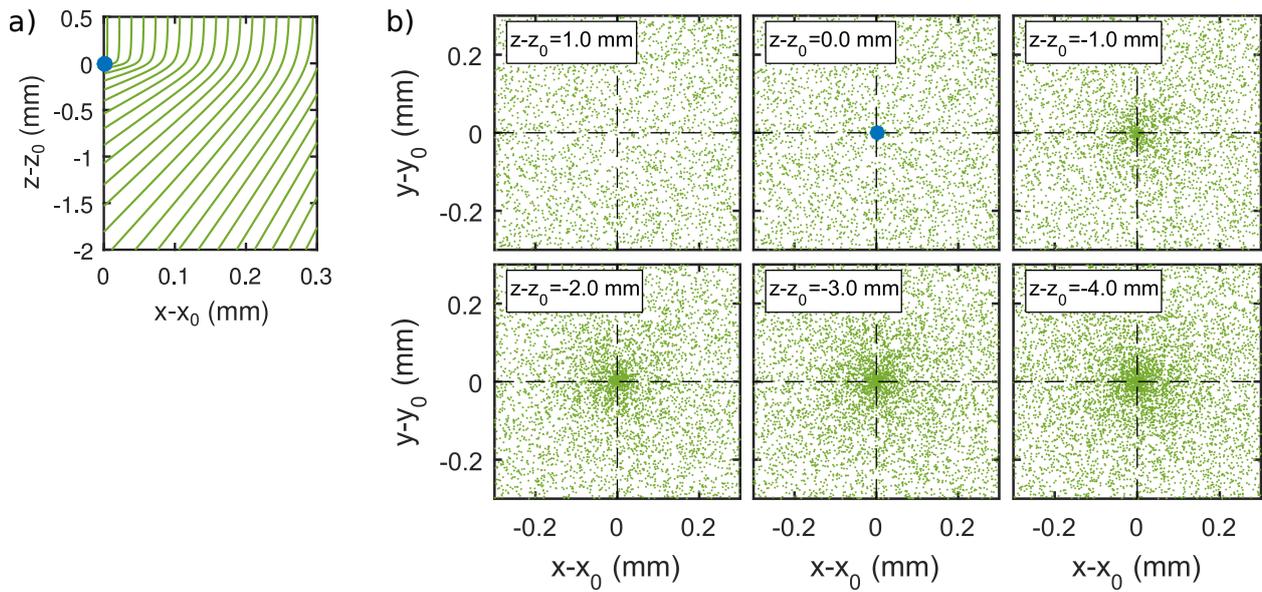
Zum Verständnis des Entstehungsmechanismus kann zunächst modellhaft die Bewegung einzelner strömender Ionen im COULOMB-Feld eines stark geladenen Partikels betrachtet werden. Dieses sehr einfache Modell vernachlässigt kollektive Phänomene wie Ion-Ion-Wechselwirkungen und Abschirmung, ist stoßfrei und beruht auf der Annahme einer konstanten – nicht vom Ionenstrom auf die Partikeloberfläche abhängenden – Ladung des Partikels. Dennoch gibt es bereits die wesentlichen Phänomene der *Wake*-Entstehung wieder.

In Abb. 3.1 a) sind exemplarisch die Trajektorien einzelner, mit BOHM-Geschwindigkeit in  $-z$ -Richtung strömender positiver Ionen dargestellt, die im COULOMB-Feld eines einzelnen Partikels gestreut werden. Das negativ geladene Partikel zieht die Ionen an, sodass diese – sofern sie nicht die Partikeloberfläche treffen – flussabwärts unter das Partikel gestreut werden.

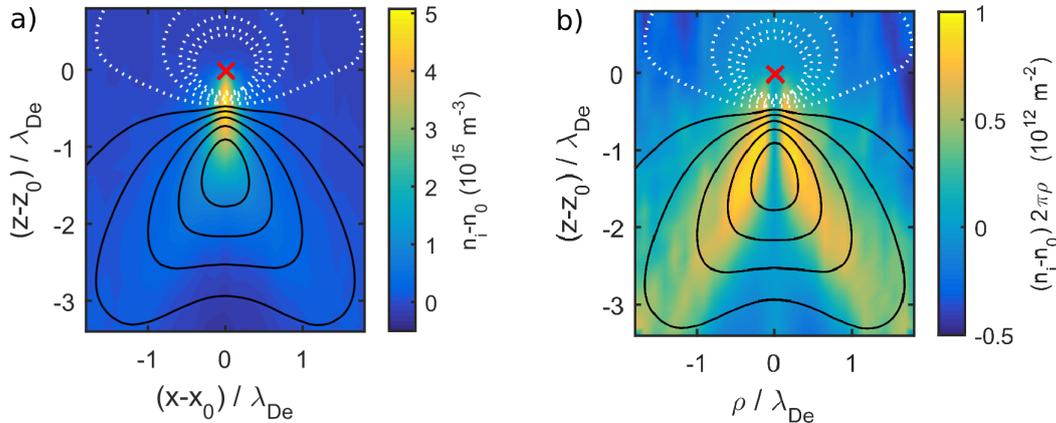
Dass die Ablenkung der Ionen in Richtung unterhalb des Partikels dort auch eine Ladungshäufung verursacht, wird anhand der in Abb. 3.1 a) verwendeten äquidistanten Ioneninjektion entlang der  $x$ -Achse in das Simulationsvolumen noch nicht deutlich. In Abb. 3.1 b) wurden die Ionen zufallsverteilt in der gesamten  $x$ - $y$ -Ebene bei  $z - z_0 = 1$  mm eingeführt und ihre Verteilung in einzelnen POINCARÉ-Schnitten (Durchstoßpunkte der Trajektorien durch  $x$ - $y$ -Ebene) betrachtet. Flussabwärts des Partikels wird ein Bereich mit starker Ionenanreicherung deutlich. Aufgrund der mangelnden Selbstkonsistenz des einfachen Modells werden an dieser Stelle bewusst nur die Durchstoßpunkte durch Ebenen gezeigt und auf die Definition eines konkreten Dichtebegriffs wird verzichtet.

---

<sup>13</sup> „Normalfall“ meint hier den Fall ohne externes Magnetfeld. Dessen Einfluss auf den *Wake* ist elementarer Bestandteil dieser Arbeit und wird in Kap. 3.4 und 6 beleuchtet.



**Abb. 3.1:** Streuung von bei  $z - z_0 = 1$  mm mit  $v_{i,z} = -v_B$  injizierten Argonionen (grün) im COULOMB-Feld eines Partikels (blauer Punkt, Größe nicht maßstabsgerecht,  $q_d = -30\,000 e$ ,  $r_d = 10\ \mu\text{m}$ ) zur Verdeutlichung der Ionenverdichtung flussabwärts des Partikels. **a)**  $x-z$ -Ebene mit äquidistant auf der  $x$ -Achse ( $y - y_0 = 0$ ) injizierten Ionen. Zu beachten ist die nicht maßstabsgerechte Skalierung der Achsen. **b)** POINCARÉ-Schnitte der  $x-y$ -Ebene bei verschiedenen  $z$  mit  $N = 20\,000$  zufällig in die  $x-y$ -Ebene bei  $z - z_0 = 1$  mm injizierten Ionen.



**Abb. 3.2:** **a)** Ionendichte  $n_i - n_0$  mit der Gleichgewichtsdichte  $n_0 = 10^{15}\ \text{m}^{-3}$  (farbkodiert) und Potentiallinien in Schritten von 100 mV ( $\Phi < 0$ : gepunktet;  $\Phi \geq 0$ : durchgezogen) für in  $-z$ -Richtung strömende Ionen (verschobene MAXWELL-Verteilung mit mittlerer Geschwindigkeit  $M = 1$ ) hinter einem Partikel (rotes Kreuz,  $q_d = -85\,400 e$ ) aus stoßfreien MD-Simulationen. **b)** Die gleichen Daten wie in a), allerdings wurde die Ionendichte mit einem Geometriefaktor  $2\pi\rho$  gewichtet, wobei  $\rho$  der Abstand zur Symmetrieachse (Zylinderkoordinaten) ist.

Selbstkonsistenz kann nur durch numerische Simulationen erreicht werden; exemplarisch an dieser Stelle ist in Abb. 3.2 a) das Ergebnis von Molekulardynamik-Simulationen (MD-Simulationen) [126] für die Ionendichte- und Potentialverteilung um ein Partikel in einem strömenden Plasma dargestellt. Da die Elektronen-DEBYE-Länge der übliche Skalierungsparameter in Simulationen ist, werden Längen hier und im Folgenden bei Simulationsergebnissen in Einheiten von  $\lambda_{De}$  angegeben. Eine ausführliche Diskussion verschiedener Ansätze zur Simulation von *Wakes* findet sich in

Kap. 3.3. Der schon bekannte Ionenfokus in Form einer deutlichen Dichteerhöhung flussabwärts ( $\Delta z \approx 0,5 \lambda_{De}$ ) des Partikels wird in Abb. 3.2 a) sichtbar. Die erhöhte Raumladung resultiert in einem positiven Potential, welches noch weiter flussabwärts ( $\Delta z \approx 1,2 \lambda_{De}$ ) des Partikels ausgebildet wird. An dieser Stelle sei auf einen besonderen Aspekt der dargestellten Ionendichte hingewiesen: Aufgrund der Zylindersymmetrie des Systems führt eine hohe Dichte nahe der Symmetrieachse nicht zwangsläufig zu einer hohen Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Ions. Vielmehr muss ein Geometriefaktor  $2\pi\rho$  berücksichtigt werden, um das höhere Volumen weiter außen liegender Zylinderschalen  $[\rho, \rho + \Delta\rho]$  korrekt zu erfassen. So besitzt die Dichte im hier vorliegenden Fall [Abb. 3.2 a)] ein Maximum auf der Symmetrieachse, wohingegen die durch den Geometriefaktor abgeschätzte und in Abb. 3.2 b) dargestellte Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ionen V-förmige „Flügel“ aufweist, die ebenfalls in der Potentialstruktur zu sehen sind.<sup>14</sup>

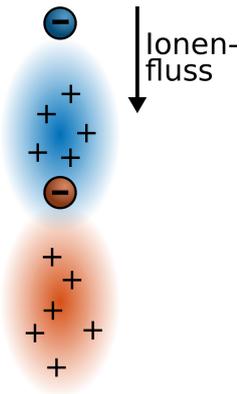
Die Anhäufung positiver Raumladung im *Wake* und das Potentialmaximum haben zwei entscheidende Auswirkungen auf Systeme aus zwei oder mehr Partikeln. Zum einen wird die Ladung eines Partikels im *Wake* eines anderen Partikels durch den erhöhten Ionenstrom auf seine Oberfläche beeinflusst und entsprechend weniger negativ. Zum anderen wechselwirken Partikel mit dem *Wake* eines anderen Partikels über elektrostatische Kräfte, erfahren also attraktive Kräfte durch das Potentialmaximum, was die Dynamik und Anordnung von Partikeln beeinflussen kann. Darüber hinaus induzieren die gerichtete Ionenströmung und der damit verbundene Ionenfokus eine Asymmetrie, die die Wechselwirkung von Partikeln stark nicht-reziprok machen kann; der zugrunde liegende Mechanismus wird im Folgenden näher erläutert.

Die attraktive Wirkung des Ionenfokus auf andere Partikel wurde erstmals Mitte der 1990er-Jahre bei Experimenten mit mehreren Lagen aus Partikeln in der Randschicht beobachtet [17, 26, 46, 69]. Zunächst überraschend, ordnen sich die Partikel bei niedrigen Gasdrücken nicht in den vermeintlich energetisch günstigeren Gitterstrukturen<sup>15</sup> an, sondern sind vertikal übereinander in Ketten angeordnet [17, 46]. Die Ursache für die Kettenbildung als energetisch günstigerer Zustand konnte von MELZER *et al.* [26] und SCHWEIGERT *et al.* [69] der attraktiven Wechselwirkung zwischen den Ionenfokussen und den negativ geladenen Partikeln zugeschrieben werden. Die Möglichkeit von attraktiver Wechselwirkung zwischen gleich geladenen Partikeln war zuvor bereits theoretisch von NAMBU *et al.* [68] im Wellenbild beschrieben worden; von MELANDSØ und GOREE [156] gab es außerdem bereits Simulationen der Dichte- und Potentialmodifikation im *Wake*. Da Stöße der Ionen mit dem Neutralgas einen dämpfenden Einfluss auf den Ionenfokus haben, tritt die Kettenbildung nur bei niedrigeren Neutralgasdrücken auf.

Endgültig nachgewiesen werden konnte das Vorhandensein attraktiver Kräfte und die dem System zugrunde liegende Nicht-Reziprozität von TAKAHASHI *et al.* [70] und wenig später von MELZER *et al.*

<sup>14</sup> Analog zu dieser Betrachtung ist Wahrscheinlichkeitsdichte eines Elektrons, gegeben durch das Betragsquadrat der Wellenfunktion, im 1s-Orbital des Wasserstoffatoms bei  $r = 0$  im Kern maximal. Die (radiale) Aufenthaltswahrscheinlichkeit hingegen ergibt sich durch Multiplikation der (radialen) Wahrscheinlichkeitsdichte mit  $r^2$  und besitzt ihr Maximum beim BOHRschen Radius.

<sup>15</sup> Erst bei hohen Gasdrücken und abhängig von Partikelladung und Interpartikelabstand treten die dann energetisch günstigere hexagonal dichteste Kugelpackung (hcp, engl. *hexagonal close-packed*) und die kubisch-flächenzentrierte (fcc, engl. *face-centered cubic*) oder kubisch-raumzentrierte (bcc, engl. *body-centered cubic*) Gitterstruktur auf [226, 227].



**Abb. 3.3:** Schematische Skizze eines vertikal (parallel zum Ionenfluss) angeordneten Partikelpaars (blauer und roter Kreis) mit ihren *Wakes* zur Illustration der systeminhärenten Asymmetrie: Das untere Partikel befindet sich stets deutlich näher am *Wake* des oberen als umgekehrt, beide *Wakes* sind unterhalb des oberen Partikels positioniert, während sich das untere Partikel auch unter oder im *Wake* des oberen Teilchens befinden kann.

[228, 229] mittels Lasermanipulation derartiger Partikelsysteme. Einzelne Partikel wurden durch einen auf sie fokussierten Laserstrahl horizontal (senkrecht zum Ionenstrom beziehungsweise zur Partikelkette) ausgelenkt und die Bewegung der anderen Partikel beobachtet: Wird ein Partikel seitlich ausgelenkt, so folgen sein *Wake* und aufgrund seines attraktiven Potentials auch in dessen Nähe befindliche Partikel dieser Bewegung. Partikel flussaufwärts des ausgelenkten Teilchens verbleiben – da sie zu weit vom *Wake* des Partikels entfernt sind – in ihrer horizontalen Position. Die attraktive, durch den Ionenfokus hervorgerufene Wechselwirkung zwischen zwei Partikeln findet also primär vom oberen auf das untere Partikel und nicht umgekehrt statt.

Schon schematische Betrachtungen zeigen, wie die dem System inhärente Asymmetrie aufgrund der gerichteten Ionenströmung zur asymmetrischen Partikelwechselwirkung beiträgt: Der einfachste Fall zweier vertikal übereinander angeordneter Partikel ist in Abb. 3.3 skizziert. Die negativ geladenen Partikel stoßen sich gegenseitig ab und wechselwirken attraktiv mit den positiven Raumladungszonen. Der Abstand des oberen (sich flussaufwärts befindenden) Partikels zum *Wake* des unteren (sich weiter flussabwärts befindenden) Partikels ist stets größer als der Abstand zwischen unterem Partikel und *Wake* des oberen Teilchens. Dies gilt unabhängig vom Abstand der Partikel und der konkreten Ausdehnung der *Wakes*. Außerdem sind beide *Wakes* immer unterhalb des oberen Partikels positioniert, während sich das untere Partikel auch unter oder im *Wake* des oberen Teilchens befinden kann. Die skizzierte Superposition zweier Partikel und ihrer ungestörten *Wakes* gibt nicht unbedingt den korrekten *Wake* eines Partikelpaars wieder [119, 230] (vgl. Kap. 5.3). Zu beachten ist auch, dass Dichte- und Potentialmaximum des *Wakes* naturgemäß nicht am gleichen Ort liegen (vgl. Abb. 3.2).

Vor allem im Kontext langsamer Ionenströmungen wird immer wieder diskutiert, was eigentlich genau die Wechselwirkung eines Partikels mit dem *Wake* eines anderen Teilchens ausmacht und was genau die attraktiven, die vertikale Anordnung stabilisierenden Kräfte verursacht. Die Frage ist, ob die Kräfte nicht (nur) wie oben beschrieben durch das Ausbilden einer positiven Raumladungszone und die elektrostatische Wechselwirkung mit dieser entstehen [68, 69, 156, 230, 231], sondern dass die durch das obere Partikel abgelenkten Ionen eine nennenswerte Transversalkomponente in der Ionenwindkraft auf das untere Partikel verursachen, die dieses horizontal stabilisiert [232,

233]. Letzten Endes handelt es sich aber bei beiden Betrachtungen um denselben Effekt, nämlich die Wechselwirkung des Partikels mit allen zum gegenwärtigen Zeitpunkt in seiner Umgebung befindlichen Ionen, also die Ionenwindkraft.<sup>16</sup>

## 3.2 Experimenteller Zugang zu *Wake*-Eigenschaften

Wie lassen sich *Wakes* experimentell im Labor untersuchen? Eine grundlegende Schwierigkeit bei Untersuchungen des *Wakes* in komplexen Laborplasmen ist die geringe räumliche Ausdehnung sowohl der den *Wake* verursachenden Partikel als auch des *Wakes* selbst. Sonst übliche Methoden zur Bestimmung von Eigenschaften des Plasmas wie Messungen mit LANGMUIR-Sonden [145] stellen zu große Störungen der *Wake*-Strukturen dar, die kleiner als die DEBYE-Länge sind. Mit spektroskopischen Methoden wie laserinduzierter Fluoreszenz konnte der *Wake* einer 10 mm großen Kugel im Plasma untersucht werden [235], die Empfindlichkeit und Auflösung reicht aber bei Weitem noch nicht zur Untersuchung von Mikropartikeln aus. Anders als in Simulationen, in denen Dichte- und Potentialverteilung um ein Partikel direkt zugänglich sind, sind Experimente daher auf indirekte Methoden angewiesen, indem andere Mikropartikel als „Sonde“ zur Bestimmung von Eigenschaften des *Wakes* eines anderen Partikels verwendet werden.

Das simpelste System zur Untersuchung des *Wakes*, das auch in dieser Arbeit verwendet wird, ist ein Partikelpaar, bei dem sich das zweite Teilchen in beziehungsweise in der Nähe des *Wakes* des ersten befindet und mit diesem wechselwirkt. Es sei bereits betont, dass das zweite Partikel naturgemäß keine nicht-invasive Sonde darstellt, vielmehr bilden beide Partikel je nach Anordnung einen gemeinsamen *Wake*, dessen Eigenschaften sich vom *Wake* eines Einzelteilchens merklich unterscheiden können [119, 120]. Eine detaillierte Bewertung der untersuchten Situation ist daher stets unabdingbar. Ergänzend zu den bereits oben beschriebenen Experimenten zur Entdeckung des Ionenfokus und der von ihm ausgehenden attraktiven Kraft auf negativ geladene Partikel, geben die folgenden Unterkapitel – geordnet nach einzelnen Charakteristika des *Wakes* – einen Überblick über die verschiedenen Möglichkeiten, seine Eigenschaften experimentell in beziehungsweise mit Zwei-Partikel-Systemen zu untersuchen.

### 3.2.1 Ladungsreduktion im *Wake* und nicht-reziproke Partikelwechselwirkung

Resonanzmessungen an einem vertikal (parallel zum Ionenstrom) in der Randschicht angeordneten Partikelpaar aus ungefähr gleich großen Partikeln, bei dem sich das untere flussabwärts im Ionenfokus des oberen Teilchens befindet, konnten den Einfluss des Ionenfokus auf die Ladung

---

<sup>16</sup> Die Interpretation der Wechselwirkung eines Partikels mit dem *Wake* als Ionenwindkraft führt zu dem etwas kuriosen Umstand, dass ein Partikel auch von seinem eigenen *Wake* angezogen wird (vgl. das Perpetuum mobile in Form einer Lokomotive, die von einem an ihrer Vorderseite befestigten Magneten gezogen wird, in ENDES *Jim Knopf und die Wilde 13* [234]).

des unteren Partikels sowie die vom *Wake* induzierte asymmetrische (nicht-reziproke) Wechselwirkung der Partikel nachweisen [72, 74]. Die Resonanzmessungen basieren auf der Anregung der Partikel zu vertikalen Schwingungen und der Auswertung ihrer dynamischen Antwort auf den externen Treiber, die die Bestimmung der Wechselwirkungskräfte und eine (relative) Abschätzung der Partikelladungen ermöglicht. Die Methode ist eine grundlegende Diagnostik dieser Arbeit, eine detaillierte Beschreibung ihrer Funktionsweise und Möglichkeiten findet sich in Kap. 4.2.

PRIOR *et al.* [72] konnten im Jahr 2003 erstmals zeigen, dass die Ladung des unteren Partikels aufgrund des im Ionenfokus des oberen Teilchens erhöhten Ionenstroms signifikant um 20 bis 30 % reduziert wird, also weniger negativ ist. Dieser Wert wurde von CARSTENSEN *et al.* [74] ebenfalls durch Resonanzmessungen bestätigt. Während PRIOR *et al.* die Wechselwirkung zwischen den Partikeln vernachlässigten, lässt das Modell von CARSTENSEN *et al.* eine asymmetrische Partikelwechselwirkung zu (s. Kap. 4.2.3), sodass auch die Stärke der durch den *Wake* induzierten Asymmetrie der Wechselwirkung gemessen werden konnte.

Die asymmetrische Wechselwirkung zeigte sich bereits bei den eingangs beschriebenen Ergebnissen der Experimente mit Lasermanipulation von Partikelketten [70, 228, 229] und wird durch Simulationen bestätigt [74, 119, 120]; letzteres gilt auch für die Ladungsreduktion eines Partikels im *Wake* [71, 74].

Der Vollständigkeit halber sei die Arbeit von KONG *et al.* [236] erwähnt, die durch Analyse von Einschwingvorgängen bar einer Erklärung eine zu allen anderen Arbeiten konträre Asymmetrie der Kräfte bestimmt haben, bei der das untere Partikel einen größeren Einfluss auf das obere ausübt als umgekehrt.

### 3.2.2 Einfluss von *Ion Wakes* auf die Anordnung eines Partikelpaars

Paare aus ähnlich großen und schweren Partikeln müssen nicht vertikal ausgerichtet sein, vielmehr ist eine horizontale Anordnung der natürliche Zustand, da die Levitationsbedingung für beide Partikel auf gleicher Höhe erfüllt ist (s. Kap. 2.3.3). Die Anordnung eines Partikelpaars in der Randschicht wird nicht nur durch die Bildung von Ionenfokussen bestimmt, die aufgrund attraktiver Kräfte eine vertikale Anordnung begünstigen können, sondern auch entscheidend durch die externe Falle (vgl. Kap. 2.3), die in horizontaler Richtung üblicherweise sehr viel schwächer ist als in vertikaler. Hinsichtlich der Anordnung eines Partikelpaars können grob drei Fälle unterschieden werden, die jeweils durch die Rückstellkräfte der externen Falle, die Anziehung durch die *Wakes* sowie die repulsiven Kräfte [Gl. (2.28)] zwischen den beiden Partikeln bestimmt sind:

1. **Horizontale Anordnung:** Die Partikel sind gleich groß und gleich schwer, sodass die Levitationsbedingung (2.33) für sie auf der gleichen Höhe erfüllt ist. Der Partikelabstand  $d$  ergibt

sich durch ein Gleichgewicht aus der repulsiven Interpartikelkraft und der Rückstellkraft der horizontalen Falle:

$$\frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 d^2} \left(1 + \frac{d}{\lambda_s}\right) \exp\left(-\frac{d}{\lambda_s}\right) = m_d \omega_x^2 \frac{d}{2}, \quad (3.1)$$

mit der Eigenfrequenz  $\omega_x$  der horizontalen Falle. Die Anziehung durch die Ionenfokuse ist in diesem Fall vernachlässigbar.

2. **Vertikale Anordnung:** Ein Massen- beziehungsweise Größenunterschied der Partikel bedingt per se unterschiedliche Levitationshöhen. *Wake*-Anziehung begünstigt diese Anordnung weiterhin. Der Partikelabstand hängt aufgrund der harten vertikalen Falle primär vom Massenunterschied der Partikel ab. Die Anziehungskraft durch die positive *Wake*-Ladung und die Modifizierung der Ladung des unteren Partikels durch den *Wake* des oberen Teilchens spielen nur eine untergeordnete Rolle [74, 237], allerdings können die ortsabhängige Partikelladung im *Wake* und der damit verbundene Einfluss auf die Levitationsbedingung die Situation hochgradig nichtlinear werden lassen. Anders als für die vertikale Stabilität ist die Anziehung durch den *Wake* für die horizontale Stabilität essentiell [120].
3. **Schräge Anordnung:** In einem Zwischenzustand, in dem der Massenunterschied der Partikel diese auf unterschiedliche Levitationshöhen zwingt, die vertikale Falle und die Interpartikelabstoßung jedoch gegenüber der Anziehung durch den *Wake* dominieren, können die Partikel eine horizontale beziehungsweise schräge Anordnung einnehmen.

Mehrere Studien untersuchen den Wechsel zwischen der vertikalen und horizontalen Anordnung eines Partikelpaars oder die generellen Unterschiede der beiden Anordnungen und liefern damit Hinweise auf die Existenz eines attraktiven Ionenfokus und seine Eigenschaften [228, 229, 238–243]. Die Veränderung der Partikelanordnung kann auf verschiedene Weisen erzwungen werden:

Eine Erhöhung des Gasdrucks [228, 240] dämpft wie bereits erläutert den Ionenfokus und macht die horizontale Anordnung energetisch günstiger.

Auch eine Veränderung der Spannung, mit der die HF-Entladung betrieben wird, kann Änderungen der Partikelanordnung herbeiführen [238, 240]. Der grundlegende Mechanismus ist dabei die Schwächung des vertikalen Einschlusses durch Verringerung der Spannung: STEINBERG *et al.* [238] konnten durch Messung der horizontalen ( $\omega_x$ ) und vertikalen ( $\omega_0$ ) Eigenfrequenz der Falle zeigen, dass es trivialerweise zwei stabile Partikelanordnungen gibt, nämlich je nach Dominanz der jeweiligen Falle entweder horizontal (wenn  $\omega_0 \gg \omega_x$ ) oder vertikal (wenn  $\omega_0 \ll \omega_x$ ). Allerdings setzt der Übergang von der horizontalen in die vertikale Anordnung nicht wie zunächst zu erwarten bei  $\omega_0 = \omega_x$  ein, sondern bereits wenn die vertikale Falle noch stärker als die horizontale Falle ist ( $\omega_0 \geq \omega_x$ ). STEINBERG *et al.* konnten durch ein einfaches Modell zeigen, dass sich die Beobachtung durch Berücksichtigung des Ionenfokus erklären lässt, dessen attraktive Kraft die vertikale Anordnung zusätzlich stabilisiert.

Zwei Aspekte werden in diesem Modell allerdings nicht berücksichtigt, weshalb es die exakte Dynamik des Wechsels zwischen den Anordnungen auch nicht korrekt beschreiben kann: Das Partikel und sein Ionenfokus werden als Dipol aus zwei Punktladungen beschrieben, mit denen das andere Partikel interagiert. Sobald das untere Partikel in den (in Wirklichkeit) räumlich ausgedehnten *Wake* eintritt, ist diese Näherung jedoch nicht mehr gültig. Darüber hinaus vernachlässigt das Modell die Ladungsreduktion des Partikels im *Wake* und die daraus resultierende stark ortsabhängige Partikelladung, sodass nichtlineare Effekte nicht wiedergegeben werden können. Beide Aspekte stellen jedoch entscheidende Charakteristika des *Wakes* dar und können bei präzisen Analysen nicht ignoriert werden. Die räumliche Struktur des *Wakes* und die ortsabhängige Partikelladung sind daher ein wichtiger Untersuchungsgegenstand der vorliegenden Arbeit.

Der stabilisierende Einfluss des Ionenfokus auf die vertikale Anordnung und seine entsprechend destabilisierende Wirkung auf die horizontale Partikelanordnung äußern sich durch eine weitere Beobachtung: Das Einsetzen der Übergänge zwischen den beiden Anordnungen bei Änderung der externen Parameter (Druck und HF-Spannung) unterliegt einer Hysterese. Das heißt die Prozesse sind reversibel, die Übergänge von vertikaler zu horizontaler Anordnung und umgekehrt finden jedoch nicht bei den gleichen Parametern statt [229, 238, 242]. Ausführlichere Stabilitätsanalysen eines Partikelpaars finden sich in Ref. [244, 245]; die von der Anordnung abhängigen Schwingungsmoden wurden in Ref. [246, 247] untersucht.

Die Verwendung eines Lasers zur Ausübung einer horizontalen Kraft auf eines der Partikel, wodurch ein Konfigurationswechsel herbeigeführt wird, hat den Vorteil, dass die Plasmabedingungen anders als beim Ändern des Drucks oder der HF-Spannung konstant bleiben [229, 241–243]. Das untere Partikel eines vertikal ausgerichteten Paares kann seitlich aus seiner Ruhelage ausgelenkt und in eine schräge, höhere Lage gebracht werden. Nach Ausschalten des Lasers verbleibt das Partikel für einige Sekunden in dieser metastabilen Position, bevor der Übergang zurück in die Vertikale einsetzt. KROLL *et al.* [243] haben gezeigt, dass diese Dynamik des Übergangs unter Wirkung des Ionenfokus stattfindet und dieser für die Anziehung des unteren Teilchens zurück in die vertikale Anordnung verantwortlich ist.

### 3.2.3 Räumliche Struktur des *Wakes*

Experimente zur durch den *Wake* induzierten Anordnung und Wechselwirkung von Partikeln sind wie beschrieben umfangreich vorhanden und zeigen die Existenz und ungefähre Stärke der attraktiven Kraft des Ionenfokus und seinen Einfluss auf die Ladung eines weiteren Partikels. Experimente zur räumlichen Struktur (Dichte- und Potentialverteilung) des *Wakes* sind hingegen ein Desiderat, obwohl es sich dabei um eine grundlegende Eigenschaft des *Wakes* handelt. Dieser Mangel fällt vor allem unter dem Gesichtspunkt, dass gerade die *Wake*-Topologie das primäre Ergebnis von Modellierungen ist, ins Gewicht, da es somit an vermeintlich naheliegenden Vergleichsmöglichkeiten zwischen Modellierung und Experiment mangelt.

Die Dynamik von Wechselvorgängen zwischen horizontaler und vertikaler Anordnung liefert nur unvollständige Informationen über die räumliche Ausdehnung, es lässt sich allenfalls abschätzen, ab welcher räumlichen Grenze eine signifikante Entladung des Partikels stattfindet [243]. Systematische Untersuchungen zur Struktur des *Wakes* haben HEBNER *et al.* [248–251] durchgeführt. Ein Partikel wurde in der Randschicht eingefangen und ein zweites, massereicherer (und somit tiefer levitierendes) Teilchen daraufhin in die Entladung fallen gelassen. Während des Weges in seine stabile Ruhelage erfährt das Teilchen attraktive Kräfte durch den *Wake* des oberen Partikels, wird aber auch durch dieses abgestoßen. Die Relaxation des neu eingefügten Partikels sowie die gleichzeitige Dynamik des oberen Partikels geben Aufschluss über die wirkenden Kräfte als Funktion des Interpartikelabstands; aus Integration der Kräfte kann das Potential bestimmt werden. Das Hereinfallenlassen unterschiedlich schwerer Partikel erlaubt die Messung bei unterschiedlichen (vertikalen) Abständen und somit die Bestimmung der *Wake*-Topologie des oberen Teilchens. HEBNER *et al.* [251] konnten das Vorhandensein attraktiver Kräfte und eines räumlich ausgedehnten Potentialmaximums (Ionenfokus) im *Wake* klar nachweisen. Die Modifizierung des *Wakes* durch die Anwesenheit des zweiten Teilchens und die stark ortsabhängige Ladung des Testteilchens im Ionenfokus werden allerdings auch hier nicht berücksichtigt.

In diesem Unterkapitel wurde eine Bandbreite an Experimenten vorgestellt, die wesentliche Eigenschaften des *Wakes* in unmagnetisierten HF-Laborplasmen nachweisen und charakterisieren konnten, wobei die wesentlichen Hürden zum einen die geringe Größe der untersuchten Strukturen und zum anderen die vollständige Berücksichtigung aller Effekte, wie zum Beispiel der Einfluss des *Wakes* auf die Ladung der Partikel, sind. Der *Wake* ist bestimmt durch

- eine Anhäufung positiver Raumladung aufgrund der Ablenkung der strömenden Ionen durch das negativ geladene Partikel,
- ein daraus resultierendes Potentialmaximum, das ursächlich für eine attraktive, asymmetrische (nicht-reziproke) Wechselwirkung zwischen Partikeln (mit gleichem Vorzeichen der Ladung) ist,
- eine durch den erhöhten Ionenfluss stattfindende Ladungsreduktion von anderen Partikeln im *Wake* und eine damit verbundene
- stark ortsabhängige Ladung von Partikeln im *Wake*, die ursächlich für das Auftreten nicht-linearer Effekte sein kann.

Simulationen sind in der Lage, die genannten Eigenschaften des *Wakes* nachzuweisen, und können auch experimentell schwierig zugängliche Größen untersuchen. Vergleiche zwischen Simulation und Experiment sind in den meisten Fällen zur systematischen Charakterisierung des untersuchten Systems und der Diskussion der physikalischen Vorgänge unabdingbar, weshalb das folgende Kapitel die grundlegenden Herangehensweisen zur Modellierung von *Wakes* erläutert.

### 3.3 Modellierung von *Ion Wakes*

Die oben durchgeführte Beschreibung des *Wakes* durch einzeln, unabhängig voneinander berechnete Ionentrajektorien stellt wie erwähnt nur eine unzureichende Beschreibung der Situation dar, die kollektive Phänomene und eine selbstkonsistente Ladung der Partikel nicht berücksichtigt. Im Folgenden werden drei grundsätzliche Ansätze zur Modellierung von *Wakes* vorgestellt und ihre Unterschiede beziehungsweise die individuellen Vorteile erläutert.

#### Analytische Berechnung in linearer Näherung

Berechnungen der Potentialstruktur in linearer Näherung ermöglicht die *Linear Response Theory* (LRT), bei der die gemittelte Bewegung der Ladungsträger des Plasmas durch die Dielektrizitätsfunktion beschrieben wird (s. z. B. Ref. [68, 82, 109–111, 114, 116, 231, 252–255]). Der große Vorteil der analytischen Rechnung ist, dass sie die Betrachtung großer Zeitskalen ohne hohen Rechenaufwand erlaubt. Allerdings können nichtlineare Effekte von der linearen Theorie naturgemäß nicht berücksichtigt werden. Weiterhin wird eine statische, von außen vorgegebene Partikelladung verwendet, was bedeutet, dass Aufladeprozesse – vor allem der Einfluss des *Wakes* auf die Ladung anderer Partikel – mit diesem Ansatz nicht untersucht werden können, wozu deutlich rechenintensivere Simulationen nötig sind.

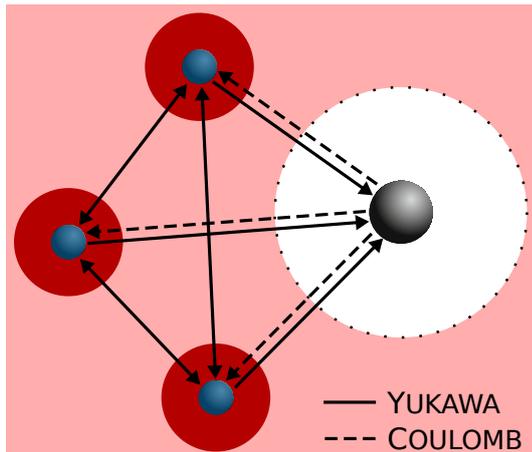
#### Molekulardynamik-Simulationen

Einen numerischen Zugang zur Struktur des *Wakes* bieten Molekulardynamik-Simulationen (MD-Simulationen) (s. z. B. Ref. [71, 116, 120, 126, 127, 256–258]), in denen die Berechnung der auf die Teilchen wirkenden Kräfte und ihrer daraus resultierenden Bewegung schrittweise durchgeführt wird. Durch Abstriche in der Genauigkeit und Wahl geeigneter Näherungen sind MD-Simulationen nicht auf Computercluster angewiesen, sondern liefern auch auf Desktop-Computern (vor allem bei Durchführung der Berechnung auf modernen Grafikkarten inklusive Parallelisierung) innerhalb überschaubarer Laufzeiten Ergebnisse. Neben der Potential- und Dichtestruktur sind mit MD-Simulationen auch die selbstkonsistente Partikelladung und die auf die Partikel wirkenden Kräfte zugänglich.

Ein wesentliches Resultat dieser Arbeit sind Ergebnisse aus Simulationen mit dem MAD-Code<sup>17</sup> [120, 126, 127]; ein exemplarisches Resultat wurde bereits in Abb. 3.2 gezeigt. Dem Code liegt das empirische Konzept der „asymmetrischen Dynamik“ zugrunde, welches an dieser Stelle skizziert werden soll: In der Simulation wird die Bewegung von (strömenden) Ionen in dem Feld eines oder mehrerer Mikropartikel beschrieben. Die Ionen werden als Partikel simuliert,<sup>18</sup> wohingegen die

<sup>17</sup> Molecular asymmetric dynamics code.

<sup>18</sup> Ein gängiges Mittel zur Reduktion der Teilchenzahl und der damit verbundenen Rechenzeit in MD- und PIC-Simulationen ist die Vereinigung von Ionen zu Superpartikeln, deren spezifische Ladung immer noch der eines einzelnen Ions entspricht, sodass die Bewegungsgleichung unverändert bleibt.



**Abb. 3.4:** Konzept der asymmetrischen Dynamik des MAD-Codes [120, 126, 127]: Die Umgebung des Mikropartikels (grau) ist aufgrund dessen negativer Ladung nahezu frei von Elektronen (weißer Bereich), weshalb das Partikel eine reine COULOMB-Kraft auf die Ionen (blau) ausübt. Die Ionen hingegen werden durch eine Schale aus erhöhter Elektronendichte abgeschirmt (dunkelroter Bereich), sodass ihre Wechselwirkung durch das abgeschirmte YUKAWA-Potential zu beschreiben ist.

Elektronen als Flüssigkeit durch einen BOLTZMANN-Faktor  $\exp(e\Phi / (k_B T_e))$  beschrieben werden, sodass die Elektronenzeitskala nicht simuliert werden muss. „Asymmetrische Dynamik“ meint in diesem Kontext einen Unterschied in der Beschreibung der Wechselwirkung von Simulationsteilchen, wie in Abb. 3.4 skizziert: Während die Ionentrajektorien im reinen COULOMB-Potential des Mikropartikels berechnet werden, wird die Wechselwirkung zwischen den Ionen sowie die von den Ionen auf das Mikropartikel ausgeübte Kraft durch ein abgeschirmtes YUKAWA-Potential beschrieben. Ausgangspunkt dieser Herangehensweise ist die Tatsache, dass das hohe negative Potential eines Partikels zu einer starken Elektronenverarmung in seiner direkten Umgebung führt (vgl. Kap. 2). Die Beschreibung des Beitrags der Elektronen zur Abschirmung des Partikels durch die DEBYE-HÜCKEL-Näherung ist daher nur für große Abstände vom Partikel gültig und nicht für die in der unmittelbaren (elektronenarmen) Partikelumgebung stattfindenden Großwinkelstöße der Ionen, die zur Entstehung des *Wakes* führen. Aufgrund der zu vernachlässigenden Elektronendichte in dieser Region stellt also COULOMB-Wechselwirkung eine ausreichend treffende Beschreibung dar, durch die die Recheneffizienz der Simulation gesteigert wird. Der nichtlinearen Abschirmung der Partikel durch die Ionen und der korrekten Ion-Ion-Wechselwirkung wird durch die Beschreibung der Ionen als durch Elektronen abgeschirmte Ionen mittels YUKAWA-Potential weiter Rechnung getragen.

Die Ionenwindkraft beziehungsweise ihr Orbitalteil wird nicht aus dem Impulstransfer während eines kompletten Stoßes (s. Kap. 2.2.4), sondern aus der Summe der zum gegenwärtigen Zeitpunkt von allen Ionen ausgeübten Kräfte berechnet. Wie bereits oben ausgeführt sind in dieser Betrachtungsweise Ionenwindkraft und die durch den *Wake* verursachte Kraft äquivalent; der *Wake* ist letztlich nichts anderes als die Ionenverteilung um das Partikel.

Durch Ersetzen des VERLET-Algorithmus [259, 260] zur Bewegung der Partikel durch den BORIS-Algorithmus [261] kann ein zusätzliches Magnetfeld berücksichtigt werden [126, 127]. Die durch ein Magnetfeld hervorgerufene Anisotropie des Elektronenstroms wird dabei durch das Modell von PATACCHINI *et al.* [87] berücksichtigt (s. Kap. 2.4.2). Weiterhin können in der Simulation Stöße von Ionen berücksichtigt werden [127].

## ***Particle-in-Cell-Simulationen***

In *Particle-in-Cell-Simulationen* (PIC-Simulationen; s. z. B. Ref. [52, 119, 124, 140, 159, 165, 262–271]) werden die Trajektorien der Plasmateilchen in den Feldern aller Ionen, Elektronen und Mikropartikel selbstkonsistent beschrieben. Die Bewegung der Teilchen wird auf einem Gitter berechnet, indem die Teilchenladungen auf den Gitterpunkten abgebildet und das resultierende Potential auf dem Gitter berechnet wird. Die Kräfte auf die Teilchen werden wiederum aus den Potentialen auf dem Gitter interpoliert. Aufgrund ihrer hohen Plasmafrequenz erfordern Elektronen die Simulation sehr kleiner Zeitschritte, weshalb die Elektronen auch in manchen PIC-Simulationen nur durch einen BOLTZMANN-Faktor beschrieben und nicht als Teilchen mitgeführt werden. Weitere Details zur Implementierung von PIC-Simulationen werden in Kap. 4.3 im Kontext einer PIC-Simulation der Plasmaentladung erläutert.

Die Simulationen ermöglichen eine vollkommen selbstkonsistente, präzise Beschreibung des Systems inklusive der korrekten Aufladung von Partikeln und der sie umgebenden Dichte- und Potentialstruktur, die ohne vereinfachende Annahmen der zugrunde liegenden Physik auskommt. Die stark unterschiedlichen Zeitskalen, auf denen sich Elektronen und Ionen bewegen, und die hohen Teilchenzahlen an sich bedingen jedoch einen sehr hohen Rechenaufwand, der nur mit Hochleistungsrechnern in Form von Computerclustern und langen Rechenzeiten zu bewältigen ist. Um den Rechenaufwand überhaupt überschaubar zu halten, verwenden die Simulationen (sofern die Elektronen als Teilchen behandelt werden) künstliche Massenverhältnisse.<sup>19</sup> Die Größe der simulierten Mikropartikel ist nach unten durch die Größe der Gitterzellen limitiert ( $r_d \geq 0,1 \lambda_{De}$ ).

Für diese Arbeit besonders relevant sind neue PIC-Simulationen [124, 271], die erstmals die Situation von Partikeln in einem stark magnetisierten, strömenden Plasma untersuchen. Die im Rahmen der vorliegenden Dissertation entstandenen Simulationen [124] [124] mit dem DiP3D-Code [119, 165, 268] behandeln Ionen und Elektronen als Teilchen unter Zuhilfenahme eines künstlichen Massenverhältnisses, während SUNDAR [271] den COPTIC-Code [265] verwendet, der die Elektronen durch einen BOLTZMANN-Faktor beschreibt. Beide Ansätze sind anders als die oben beschriebenen MD-Simulationen stoßfrei.

## **Vergleichende Gegenüberstellung und grundlegende Ergebnisse**

Mit Rechnungen in linearer Näherung (LRT) sowie MD- und PIC-Simulationen stehen vielfältige Ansätze zur *Wake*-Modellierung zur Verfügung, die in den letzten 20 Jahren in einer Vielzahl an Arbeiten Verwendung gefunden haben. Während die Rechnungen in linearer Näherung zur Beschreibung dieses stark nichtlinearen Systems als kritisch zu sehen sind, bieten MD-Simulationen

<sup>19</sup> Annäherung der Zeitskalen von Elektronen und Ionen durch künstlich verringerte Ionenmassen. Heutzutage realisierbare Massenverhältnisse sind  $m_i/m_e = 900$ , was jedoch nicht einmal dem halben Verhältnis von Wasserstoff ( $m_{i,H}/m_e = 1840$ ) entspricht und von den meist üblichen Argonplasmen ( $m_{i,Ar}/m_e = 72\,820$ ) sehr weit entfernt ist.

– wie in dieser Arbeit gezeigt wird – aufgrund ihrer wohldefinierten Näherungen eine sehr effiziente Möglichkeit zur Simulation von *Wake*-Effekten bei realistischen, experimentähnlichen Bedingungen. Darüber hinaus bieten die MD-Simulationen direkten Zugang zu den auf die Partikel wirkenden Kräften. PIC-Simulationen kommen ohne vereinfachende Annahmen der zugrunde liegenden Physik aus und bieten daher die geringste Einschränkung durch Ad-hoc-Annahmen, sind zur Gewährleistung eines vertretbaren Rechenaufwands aber auf Kompromisse hinsichtlich der Ionenmassen und Partikelgrößen angewiesen.

Tatsächlich liefern die drei verschiedenen Ansätze gut übereinstimmende Ergebnisse für die Potentialstruktur um ein einzelnes Partikel in einer Plasmaströmung [80, 119, 120, 126, 265]. Flussabwärts des Partikels findet sich, wie exemplarisch bereits in Abb. 3.2 gezeigt, im Abstand von gut einer DEBYE-Länge ein positives Potentialmaximum. Sofern keine Dämpfung berücksichtigt wird, schließen sich weitere Potentialoszillationen mit abwechselnden Minima und Maxima abnehmender Intensität an. Stöße führen zu einer Dämpfung des *Wake*-Potentials, die Oszillationen werden komplett unterdrückt [127, 253, 270]. Der Abstand des Maximums zum Partikel ist im Wesentlichen durch die Strömungsgeschwindigkeit der Ionen bestimmt: je schneller diese fließen, desto größer der Abstand des Potentialmaximums zum Partikel [272].

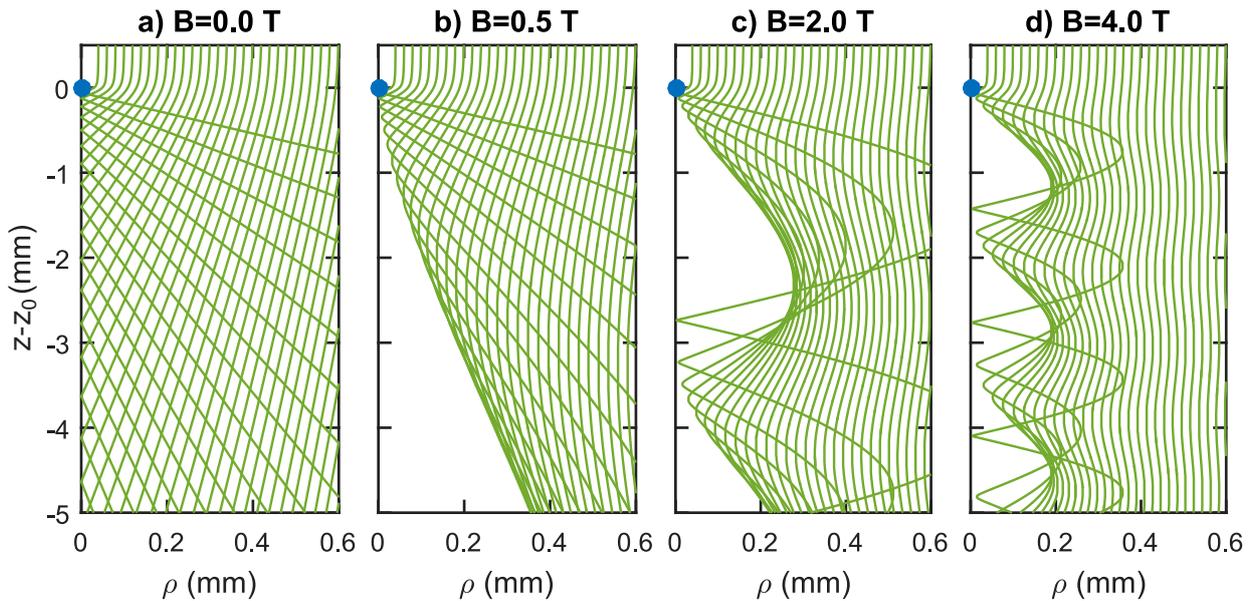
Mögen LRT-Rechnungen die Umgebung eines einzelnen Partikels noch gut beschreiben, sind sie nicht mehr in der Lage, die nichtlineare Situation mit mehreren, sich nah beieinander befindenden Partikeln korrekt zu beschreiben, in der sich die Ausbildung von *Wakes* und die Partikelladungen stark gegenseitig beeinflussen [80, 119, 230, 273]. Die Superposition der *Wakes* der einzeln simulierten Partikel ist in diesem Fall nicht zulässig.

Die gemachten Annahmen beziehungsweise Näherungen der MD-Simulationen ermöglichen eine effiziente Simulation verschiedener Situationen bei realem Massenverhältnis. Die Zuverlässigkeit der gemachten Annahmen und Näherungen wurde durch Vergleiche mit PIC-Simulationen [120] und LRT-Rechnungen [126] umfassend geprüft.

Aufgrund des extremen Rechenaufwands gibt es mit Ausnahme der Arbeit von SCHLEEDE *et al.* [167] keine Simulationen, die die komplette Entladung und die lokale Dynamik in der Partikelnähe gleichzeitig simulieren. Vielmehr müssen Ad-hoc-Annahmen über die Entladung (Plasmadichte, Temperaturen, Ionengeschwindigkeitsverteilung) getroffen<sup>20</sup> und nur die lokale Umgebung des oder der Partikel simuliert werden. Dass die Untersuchungen in der komplexen Plasmarandschicht mit einer inhomogenen Plasmaumgebung und starken elektrischen Feldern stattfinden, macht die Wahl geeigneter Annahmen beziehungsweise die korrekte Beschreibung der Situation kompliziert [125, 127, 253, 255].

---

<sup>20</sup> Beispielsweise können die Plasmabedingungen in der Partikelumgebung durch Simulationen der reinen Plasmaentladung bestimmt werden (s. Kap. 4.3).



**Abb. 3.5:** Streuung von bei  $z = 1$  mm mit  $v_{i,z} = -v_B$  in äquidistanten Abständen zur Symmetrieachse ( $\rho = 0$ ) injizierten Argonionen im COULOMB-Feld eines Partikels (blauer Punkt, Größe nicht maßstabsgerecht,  $q_d = -30\,000e$ ,  $r_d = 10\,\mu\text{m}$ ) für **a)**  $B = 0\text{ T}$ , **b)**  $B = 0,5\text{ T}$ , **c)**  $B = 2,0\text{ T}$ , **d)**  $B = 4,0\text{ T}$ . Anders als in Abb. 3.1 wurde hier die Darstellung in Zylinderkoordinaten ( $\rho, \varphi, z$ ; Projektion auf die  $\rho$ - $z$ -Ebene) gewählt, da das Magnetfeld zur Gyration der Ionen führt und diese daher die  $x$ - $z$ -Ebene verlassen ( $\varphi \neq \text{konst.}$ ). Es entstehen Bereiche mit starker Ionenverarmung flussabwärts des Partikels. Zu beachten ist die nicht maßstabsgerechte Skalierung der Achsen.

### 3.4 Der *Ion Wake* in starken Magnetfeldern: Ionenschatten

Magnetisierte Plasmen treten – wie in Kap. 2.4 erläutert – in vielen Situationen auf und zeigen aufgrund der signifikanten Modifizierung der Ladungsträgedynamik grundsätzlich neue Effekte. Dass sich auch für den *Wake* eines Partikels grundlegende Änderungen durch die LORENTZ-Kraft [Gl. (2.40)] auf die strömenden Ionen ergeben, ist daher nicht überraschend.

CARSTENSEN *et al.* [117] haben erstmals durch die simple Betrachtung einzelner Ionentrajektorien im COULOMB-Feld eines statisch negativ geladenen Partikels den Wandel des *Wakes* vom bekannten Ionenfokus hin zu einem Ionenschatten, einem Bereich mit starker Ionenverarmung, durch starke Magnetfelder gezeigt. Analog dazu wurden die in Kap. 3.1 durchgeführten Berechnungen einzelner Ionentrajektorien (s. Abb. 3.1) wiederholt, dieses Mal um ein vertikales (parallel zur Flussrichtung) Magnetfeld ergänzt. Die Trajektorien bei verschiedenen magnetischen Flussdichten sind in Abb. 3.5 dargestellt. Es treten massive Änderungen der *Wake*-Topologie auf. Statt eines Ionenfokus, also der Anhäufung von Ionen flussabwärts des Partikels, führt die starke Streuung der Ionen nah am Partikel nun zu einer periodisch auftretenden Ionenverarmung. Der Schattenbereich ist transversal ausgedehnter als der Querschnitt des Partikels und wird deshalb im Folgenden als „dynamischer Schatten“ bezeichnet, in Unterscheidung zum „geometrischen Schatten“, wie er etwa im Weltraum im Sonnenwind hinter dem Mond auftritt [63]. Die Ränder des Schattens sind durch eine erhöhte Ionendichte definiert. Die Entstehung des Schattens ist einfach zu verstehen: Die Ionen bewegen sich zunächst ( $v_i \gg v_{th,i}$ ) quasi parallel zum Magnetfeld, sodass die LORENTZ-Kraft keine Rolle

spielt und sich die Ionen dem Partikel annähern können. Ionen, deren Trajektorie nah am Partikel verläuft, werden dann in dessen COULOMB-Feld stark gestreut, wodurch ihre Bewegung eine Transversalkomponente bekommt und die LORENTZ-Kraft eine Gyrationbewegung induziert, die (in Kombination mit der verbleibenden Bewegung der Ionen in Strömungsrichtung) periodisch auftretende Schattenbereiche unterhalb des Partikels erzeugt. Ein wichtiger Aspekt ist, dass die Zeitskala, auf der die starke Streuung der Ionen nah am Partikel stattfindet, deutlich kürzer ist als die Gyrationperiode. Das bedeutet, dass die Streuung selbst quasi unmagnetisiert abläuft und erst der weitere Verlauf der Trajektorien durch die LORENTZ-Kraft beeinflusst wird, wie in Ref. [126] und Kap. 6.2.3 dargelegt wird.

Das simple Modell einzelner, stoßfreier Ionentrajektorien im COULOMB-Feld eines Partikels ist zur Beschreibung dieses nichtlinearen Prozesses der Schattenentstehung naturgemäß unzureichend. Dennoch zeigt es, wie ein longitudinales Magnetfeld die Eigenschaften des *Wakes* grundlegend modifiziert.

Während *Wakes* bei Magnetfeldern hinter makroskopischen Objekten in *Q-machines* [274] schon vor verhältnismäßig langer Zeit untersucht wurden [275], stammen die bisher einzigen experimentellen Untersuchungen zur Modifikation des *Wakes* durch starke Magnetfelder im Kontext komplexer Plasmen ebenfalls von CARSTENSEN *et al.* [117] aus dem Jahr 2012: Ergebnisse, die mit Hilfe der schon erwähnten Resonanzmethode (s. Kap. 4.2) entstanden sind, zeigen eine Dämpfung des attraktiven *Wake*-Potentials durch eine Magnetisierung der Ionen.

Auch LRT-Rechnungen zeigen eine Dämpfung des positiven *Wake*-Potentials durch das Magnetfeld [82, 109–116]. Die LRT ist allerdings nicht in der Lage, die nichtlineare Ausbildung von Schatten in der Ionendichte zu beschreiben. Erst neueste MD- [126, 127] und PIC-Simulationen [124, 271] können das Auftreten eines Ionenschattens bei starken magnetischen Flussdichten untersuchen (s. Kap. 6.2.3 und 6.2.4).

Da hier von einem Ionenschatten die Rede ist, soll der Vollständigkeit halber das Konzept der „Schattenkraft“ (engl. *shadow force*) zu erwähnen [276]. Dabei handelt es sich um die attraktive Wechselwirkung zwischen zwei Partikeln durch die geometrische Abschattung von Ionen: In einem isotropen Plasma (also nicht in der Randschicht!), in dem die Ionen von allen Seiten auf das Partikel strömen, ergibt sie sich eine (vermeintlich) anziehende Kraft zwischen zwei sich nah beieinander befindenden Partikeln daraus, dass diese sich gegenseitig „abschatten“ und aus der jeweiligen Richtung von weniger Ionen angeströmt werden. Natürlich hat auch die eingeschränkte transversale Bewegung der Ladungsträger durch Magnetfelder Einfluss auf diesen Effekt und kann ihn verstärken [277]. In der hier untersuchten Situation von Partikeln in der Randschicht sind die Ionen nie isotrop, die untersuchten Magnetfelder andererseits sind viel zu schwach, um einen geometrischen Ionenschatten zu verursachen (vgl.  $\chi_i$  in Tab. 2.2). Letztlich sind die Effekte nicht voneinander zu trennen: Die Wechselwirkung von Partikeln und *Wakes* besteht – wie in Kap. 3.1 ausgeführt – stets aus der Wechselwirkung der Partikel mit allen Ionen in ihrer Umgebung; das beinhaltet den Stoßanteil der Ionenwindkraft genauso wie ihren Orbitanteil beziehungsweise elektrostatische Wechselwirkung.

Inhalt dieser Arbeit ist die Untersuchung des *Ion Wakes* in Gegenwart starker Magnetfelder. Dieses Kapitel hat dazu den nötigen Überblick über die typischen Eigenschaften von *Wakes* und ihre Wirkung auf Mikropartikel gegeben. Weiterhin wurden experimentelle, theoretische und numerische Methoden beziehungsweise Ansätze vorgestellt, *Wakes* in komplexen Plasmen zu untersuchen.



## 4 | Experimenteller Aufbau und Analysemethoden

Die in dieser Arbeit präsentierten Experimente wurden in einer Hochfrequenz-Plasmaentladung durchgeführt, in deren Randschicht über der unteren Elektrode ein oder zwei Mikropartikel eingefangen wurden. Dieses Kapitel erläutert zunächst den experimentellen Aufbau. Neben der technischen Darstellung der verwendeten Plasmakammer und der experimentellen Parameter liegt ein besonderer Schwerpunkt auf der optischen Diagnostik sowie der Charakterisierung der verwendeten Mikropartikel. Mit der sogenannten phasenaufgelösten Resonanzmethode wird außerdem eine leistungsstarke Diagnostik zur Bestimmung von Partikeleigenschaften und Partikelwechselwirkungskräften vorgestellt. Weiterhin werden PIC-Simulationen mit dem XPDP1-Code zur Charakterisierung der Gesamtentladung, vor allem in Bezug auf die Plasmarandschicht, vorgestellt und interpretiert. Dieses Kapitel liefert damit eine umfassende Beschreibung des untersuchten Systems, vom Aufbau über die externen Betriebsparameter hin zu den spezifischen Eigenschaften der Partikel und des Plasmas.

### 4.1 Experimenteller Aufbau

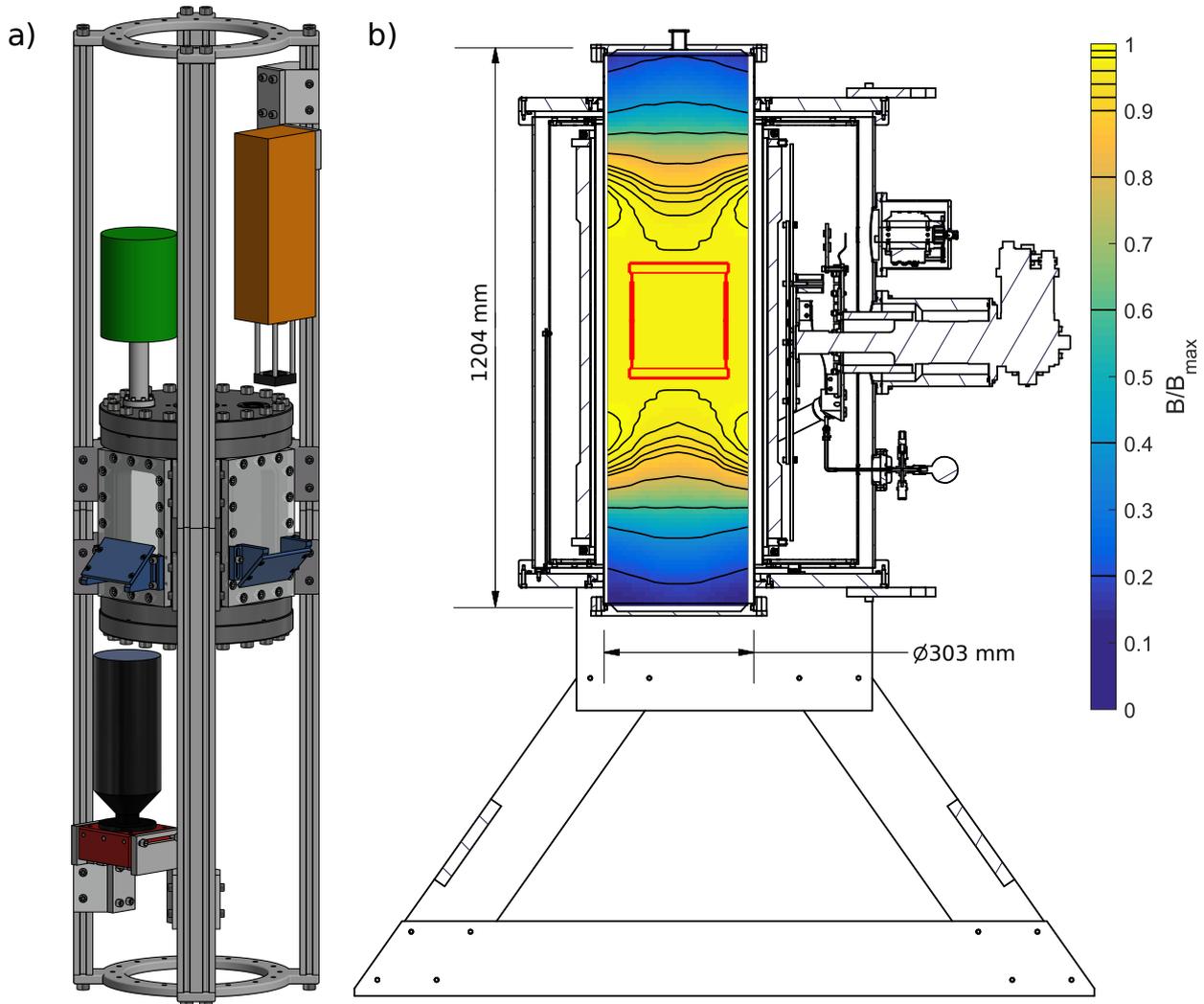
#### 4.1.1 Die Plasmakammer SULEIKA MIKRO

Parallelplatten-Hochfrequenzentladungen sind für Experimente mit komplexen Plasmen sehr etabliert. Sie ermöglichen einen einfach zu realisierenden Einschluss von Mikropartikeln in der Plasmarandschicht über der unteren Elektrode und bieten ausreichend optische Zugangsmöglichkeiten (von der Seite) zur Beobachtung der Partikel und des Plasmas im Elektrodenzwischenraum. Die in dieser Arbeit präsentierten Experimente wurden in der kapazitiv gekoppelten Hochfrequenzentladung (HF-Entladung) SULEIKA MIKRO<sup>21</sup> durchgeführt.

Eine Skizze der 20 cm breiten und 24 cm hohen Edelstahlkammer inklusive der für die Diagnostik benötigten Geräte zeigt Abb. 4.1 a). Die geerdete Plasmakammer besitzt vier seitlich angeordnete Fenster, die einen optischen Zugang (s. Kap. 4.1.2) in das Kammerinnere ermöglichen. Kammerdeckel und -boden sind mit diversen Zugängen für Vakuumsystem und Partikeldispenser versehen.

---

<sup>21</sup> SUPraLEitender-Magnet-KAMmer zur Untersuchung von MIKROstaub.



**Abb. 4.1:** Experimenteller Aufbau. **a)** Perspektivische Skizze (Maßstab ungefähr 1:7,5) der Plasmakammer inklusive des optischen Aufbaus. Die Kamera (rot) und der Beleuchtungslaser (orange) haben durch Spiegel (Spiegelhalterungen in blau) optischen Zugang zum Kammerinneren. Das Kapazitätsvakuummeter (grün) zur präzisen Druckmessung ist an der Kammeroberseite angebracht. Nicht dargestellt sind die elektrischen Anschlüsse der Elektroden, Staubdispenserstangen und die weiteren Vakuumkomponenten. **b)** Querschnitt des supraleitenden Magneten [118] (Maßstab ungefähr 1:15), in dessen warme Bohrung ( $\varnothing 30$  cm) der gesamte Aufbau eingebracht wird. Dargestellt sind der schematische Umriss der Plasmakammer (rot) sowie ein Konturdiagramm der mit gemessenen Magnetfeldprofilen bestimmten Abweichung der magnetischen Flussdichte im Inneren der Bohrung. Die gesamte Plasmakammer befindet sich innerhalb eines homogenen Magnetfelds mit weniger als 1% Abweichung.

Die Kammer kann mithilfe einer Turbomolekularpumpe auf einen Enddruck von  $p_{\text{end}} < 3 \cdot 10^{-3}$  Pa evakuiert werden. Als Arbeitsgas wird Argon verwendet. Der Gaseinlass befindet sich an einem Flansch auf der Kammeroberseite, während die Pumpe an der Kammerunterseite angeschlossen ist. Selbst bei einem niedrigen Volumenstrom ist dadurch eine Versorgung der Plasmaentladung mit ausreichend viel Arbeitsgas sichergestellt. Die Gasflussregelung erfolgt über ein Nadelventil.

Die Untersuchungen werden bei Drücken im Bereich von  $p = (6 \dots 10)$  Pa durchgeführt. Zur Bestimmung des Gasdrucks wird ein direkt an der Plasmakammer angebrachtes, gasartunabhängiges Kapazitätsvakuummeter (MKS BARATRON) mit einer Genauigkeit von  $5 \cdot 10^{-2}$  Pa verwendet.

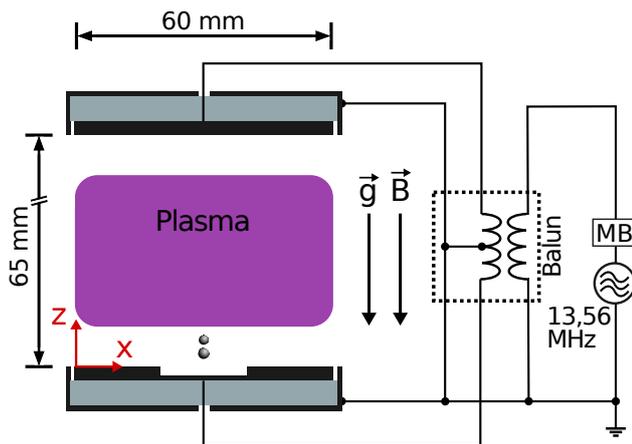


Abb. 4.2: Nicht maßstabsgetreue Skizze der Elektroden sowie ihre Beschaltung mit zwei übereinander levitierenden Mikropartikeln in der unteren Randschicht. Magnetfeld  $\vec{B}$  und Erdbeschleunigung  $\vec{g}$  sind parallel und senkrecht zur Elektrodenoberfläche. In der unteren Elektrode befindet sich eine Vertiefung zur Realisierung des Partikeleinschlusses. Das HF-Signal liegt über eine *Matchbox* (MB) und einen Balun symmetrisch an beiden Elektroden an.

Zum Messen des Kammerenddrucks sowie zur Kontrolle der Druckstabilität während des Magnetfeldbetriebs, bei dem das BARATRON ausgeschaltet wird,<sup>22</sup> ist außerdem ein PFEIFFER COMPACT FULL-RANGE GAUGE<sup>23</sup> zwischen Kammer und Pumpe außerhalb des Magneten angeschlossen.

Die Plasmakammer und sämtliche dazugehörige Diagnostik sind in dem Magneten SULEIMAN<sup>24</sup> [118] positioniert. Der supraleitende Magnet, dessen Querschnitt in Abb. 4.1 b) dargestellt ist, arbeitet mit einer kryofreien Kompressortechnik und erreicht magnetische Flussdichten von  $B \leq 4,2$  T. Parallel zur Spulenachse befindet sich in seiner Mitte mit einem Durchmesser von 30 cm eine durchgehende sogenannte warme Bohrung, in die der experimentelle Aufbau eingebracht ist. Der Magnetfeldvektor im Zentrum des Magneten ist parallel zur Gravitation.

Die magnetische Flussdichte im Inneren der warmen Bohrung wurde mit Hilfe eines Magnetometers vermessen [s. Abb. 4.1 b)]. Im Zentrum der Bohrung, auf dessen Höhe sich die Plasmakammer befindet, ist das Magnetfeld auf einem Zylindervolumen mit mindestens 10 cm Radius und knapp 40 cm Höhe homogen (Abweichungen unter 1 %), sodass die gesamte Plasmaentladung frei von Magnetfeldgradienten ist.

Die im Inneren der Plasmakammer angeordneten Elektroden und ihre Beschaltung sind in Abb. 4.2 skizziert. Die Elektroden haben einen Durchmesser von 60 mm, ihr Abstand beträgt 65 mm. In der unteren Elektrode ist eine 2 mm tiefe, elliptische (große Halbachse 10 mm, kleine Halbachse 6 mm) Vertiefung zur Realisierung des horizontalen Einschlusses der Partikel (s. Kap. 2.3.3); der Zweck der elliptischen Form wird in Kap. 4.1.2 erläutert. Zwecks elektrischer Abschirmung (engl. *shielding*) sind die Elektroden seitlich und an ihrer Rückseite – getrennt durch eine Isolation aus MACOR (Glaskeramik) – von einer geerdeten, 1 mm dicken Hülle (engl. *shield*) umgeben.

Die Entladung wird mit einer Hochfrequenzspannung bei einer Frequenz von  $f_{\text{HF}} = 13,56$  MHz und Leistungen von  $P = (5 \dots 15)$  W betrieben. Um die zum HF-Generator reflektierte Leistung zu

<sup>22</sup> Das Messprinzip des gasartunabhängigen BARATRONs/Kapazitätsvakuummeters basiert auf einer Membran, die als Teil eines Plattenkondensators fungiert und bei Verformung dessen Kapazität ändert. Starke Magnetfelder beeinflussen die Verformung, weshalb Messungen im Magnetfeld nur beschränkt funktionieren.

<sup>23</sup> Kombination eines gasartabhängigen Piranis und eines gasartabhängigen Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeters.

<sup>24</sup> SUPraLEITender MAGNet.

minimieren, wird die Impedanz des Systems aus Plasmakammer und Zuleitungen mithilfe eines Anpassungsnetzwerks (engl. *Matchbox*) in Form eines sogenannten T-Netzwerks (CLC) zwischen Generator und Plasmakammer an die Ausgangsimpedanz des Generators angepasst.

Der Hochfrequenzbetrieb erfolgt wie in Abb. 4.2 dargestellt symmetrisch an beiden Elektroden über einen Balun<sup>25</sup> im *Push-Pull-Mode*, also mit 180° Phasenverschiebung zwischen den Spannungen an den beiden Elektroden.<sup>26</sup> Der Balun ist sekundärseitig in der Mitte geerdet und erzeugt dadurch einen nahezu perfekt symmetrischen Antrieb der Entladung. Diese wird vor Start eines jeden Experiments für mindestens eine Stunde ohne Mikropartikel bei den später verwendeten Parametern (HF-Spannung und Druck) betrieben, um möglichst saubere Oberflächen in der Kammer und stabile Entladungsbedingungen zu garantieren.

Die Mikropartikel werden mithilfe eines Dispensers in das Plasma eingebracht, dessen Prinzip dem eines Salzstreuers entspricht: Auf dem Boden eines zylindrischen, weniger als ein Kubikzentimeter großen Gefäßes ist ein etwa 200 µm großes Loch, durch das bei Vibrationen Partikel fallen können. Der Dispenser ist an einer durch eine Vakuumdurchführung nach außen geführten Stange befestigt, mit deren Hilfe er zum Einbringen von Partikeln in das Zentrum der Kammer bewegt werden kann. Durch leichtes Klopfen auf die Stange wird das Herausfallen von Partikeln herbeigeführt.

#### 4.1.2 Optische Diagnostik von Partikeln und Plasma

Alle Bauteile, die zur Beobachtung der Mikropartikel oder zur Diagnostik des Plasmas verwendet werden, müssen sehr kompakt dimensioniert und dicht an der Plasmakammer positioniert sein, damit der Gesamtaufbau in die 30 cm breite Bohrung des Magneten passt (s. Abb. 4.1). Sowohl die Kamera als auch der zur Beleuchtung der Mikropartikel verwendete Laser befinden sich daher nicht direkt vor den Kammerfenstern, sondern schräg oberhalb (Laser) beziehungsweise unterhalb (Kamera) der Kammer und erhalten durch Spiegel optischen Zugang in das Kammerinnere.

Zur Beobachtung der Mikropartikel und des Plasmas wird die hochauflösende CMOS-Hochgeschwindigkeitskamera AVT BONITO CL-400B [278] verwendet,<sup>27</sup> die bei 2320 px × 1726 px bis zu 200 fps (engl. *frames per second*, Bilder pro Sekunde) liefert. Der 4 Megapixel große Kamerachip besitzt mit einer Pixelgröße von 7 µm × 7 µm verhältnismäßig kleine, jedoch sehr empfindliche Pixel. Durch den Aufbau bedingt beträgt der optische Weg zwischen Kamerachip und Mikropartikeln etwa 35 cm, was bei Verwendung eines Makro-Planar-Objektivs mit einer Brennweite von

---

<sup>25</sup> Engl. *balanced-unbalanced*.

<sup>26</sup> Ein Teil der Experimente dieser Arbeit (Kap. 5) wurde im asymmetrischen HF-Betrieb durchgeführt, bei dem die Spannung direkt über die *Matchbox* an der unteren Elektrode anliegt, während die obere Elektrode geerdet ist. Außerdem war der Elektrodenabstand bei diesen Experimenten mit 85 mm etwas größer. Der Wechsel zu symmetrischem Betrieb und kleinerem Elektrodenabstand wurde vollzogen, da dies etwas stabilere Plasmabedingungen im Magnetfeldbetrieb liefert (vgl. Kap. 6.1.1) und die Vergleichbarkeit zu anderen, ebenfalls symmetrisch betriebenen Plasmaentladungen der Arbeitsgruppe erhöht. Ansonsten bringt dies aber keine wesentlichen Änderungen mit sich. Die Simulation der Plasmaentladung (Kap. 4.3) und alle Experimente im Magnetfeld (Kap. 6) wurden für beziehungsweise im symmetrischen Betrieb durchgeführt.

<sup>27</sup> Die Kamera hat eine *Full-Camera-Link*-Schnittstelle und funktioniert in Magnetfeldern bis 4 Tesla einwandfrei.

100 mm und Zwischenringen (2 cm) in einer Auflösung von  $12,2 \mu\text{m}/\text{Pixel}$  (Abbildungsmaßstab  $1 : 1,75 = 0,57$ ) resultiert. Die Schärfenebene liegt genau im Zentrum der Kammer und deckt einen  $2,8 \text{ cm}$  breiten und  $2,1 \text{ cm}$  hohen Bereich direkt über der unteren Elektrode ab. Die Vertiefung in der unteren Elektrode ist so ausgerichtet, dass die große Halbachse der Ellipse in der Schärfenebene liegt. Das horizontale Einfangpotential entlang der kurzen Halbachse ist stärker, sodass sich (horizontal angeordnete) Partikelpaare stets entlang der langen Halbachse und somit in der Bildebene anordnen. Dies stellt zum einen sicher, dass immer alle Partikel trotz geringer Schärfentiefe des optischen Aufbaus ausreichend scharf abgebildet werden; zum anderen kann auf diese Weise stets der Abstand zwischen zwei Partikeln, unabhängig von ihrer relativen Ausrichtung, bestimmt werden.

Die Partikel werden mit einem aufgeweiteten Laser mit einer Wellenlänge von  $532 \text{ nm}$  und einer Ausgangsleistung von  $200 \text{ mW}$  beleuchtet. Da das Plasmaleuchten in der Plasmarandschicht sehr schwach ausgeprägt ist, können die Partikel auch ohne die sonst gebräuchliche Verwendung eines Interferenz-Bandpassfilters ausreichend kontrastreich beobachtet werden. Der Verzicht eines Interferenzfilters erlaubt zudem die Beobachtung des Plasmaleuchtens bei ausgeschaltetem Beleuchtungslaser, ohne dass dazu ein Umbau des optischen Aufbaus nötig ist.

Die Partikel der hier untersuchten Zwei-Partikel-Systeme sind stets ausreichend räumlich voneinander getrennt, im Normalfall reicht ein Algorithmus zur Bestimmung der vertikalen ( $z$ ) und horizontalen ( $x$ ) Partikelpositionen (engl. *particle detection*) auf den von der Kamera gelieferten Bildern. Dabei genügt ein GAUSS-Filter zur Glättung des Bildinhalts und ein Scheitelpunkt-Suchalgorithmus zum Erreichen von Subpixel-Auflösung [279–281]. Wird dennoch eine Partikelverfolgung (engl. *particle tracking*) benötigt, wird ein auf dem Code von OUELLETTE und KELLEY [282] basierender Algorithmus verwendet.<sup>28</sup>

### 4.1.3 Die Mikropartikel

Als Mikropartikel werden sphärische, monodisperse Teilchen aus Melamin-Formaldehyd (Melamin-Harz, MF) [283] sowie aus Polymethylmethacrylat (Acrylglas, PMMA) [283] verwendet. Außerdem werden differentiell gesiebte, sphärische Glashohlkugeln (Kalk-Natron-Borosilikatglas, Herstellername: GLASS BUBBLES S22, im Folgenden bezeichnet als Microballoons, MB) [284] eingesetzt. Eine Übersicht über die Eigenschaften (Größe, Massendichte und Masse) der in dieser Arbeit verwendeten Mikropartikel findet sich in Tab. 4.1.

Neben dem offensichtlichen Größenunterschied der einzelnen Partikelsorten ist zu berücksichtigen, dass die Levitationshöhe der Partikel von ihrer spezifischen Masse  $q_d/m_d$  abhängt [s. Gl. (2.36)].

<sup>28</sup> Der Algorithmus basiert auf der Festlegung eines Bereichs, in dem sich ein Partikel im nächsten Bild (im nächsten Zeitschritt) befinden darf, um ein und derselben Trajektorie zugeordnet zu werden (engl. *predictive tracking*). Im Wesentlichen handelt es sich dabei um den zugelassenen maximalen Abstand zwischen den Partikelpositionen in den beiden Bildern und um die maximal erlaubte Änderung der Bewegungsrichtung des Teilchens.

Partikelspezies	$r_d / \mu\text{m}$	$\rho_d / (\text{kg m}^{-3})$	$m_d / (10^{-12} \text{kg})$	$r_d/m_d / (10^6 \text{m/kg})$
MF	$5,83 \pm 0,09$	1510	$1,23 \pm 0,06$	$4,7 \pm 0,4$
PMMA	$10,01 \pm 0,14$	1190	$5,00 \pm 0,21$	$2,00 \pm 0,12$
MB	10...12,5	220	0,92...1,8	11...6,9

**Tab. 4.1:** Eigenschaften der verwendeten Partikelspezies (MF: Melamin-Formaldehyd, PMMA: Polymethylmethacrylat, MB: Microballoons). Herstellerangaben [283, 284] des Partikelradius  $r_d$  und der Massendichte  $\rho_d$  sowie die resultierenden Partikelmassen  $m_d$  und das Größen-Massen-Verhältnis  $r_d/m_d$ . Im Falle der Microballoons ist die Massendichte die über das komplette Partikelvolumen gemittelte Dichte; der Wert wurde in Ref. [125] verifiziert. Alle Fehlerangaben ergeben sich aus der Herstellerangabe des Fehlers der Partikelradien.

$q_d/m_d$  Für die relative Levitationshöhe der einzelnen Partikelsorten liefert der in Tab. 4.1 eingetragene Wert  $r_d/m_d$  daher einen guten Schätzwert, da  $q_d \propto r_d$  ist. Geringe Massendichten von PMMA und vor allem der Microballoons ermöglichen daher zum einen die Untersuchung von sehr großen und gleichzeitig ausreichend hoch levitierenden Partikeln; zum anderen können durch gleichzeitiges Verwenden unterschiedlicher Partikelsorten Partikel mit unterschiedlicher Größe, jedoch ähnlicher Levitationshöhe, untersucht werden [121, 285].

Die unterschiedlichen Partikelmaterialien bedingen eine unterschiedliche Stabilität der Partikeleigenschaften bei Plasmaexposition. MF- und PMMA-Partikel werden in einem aus dem Partikelmaterial und einem Lösungsmittel bestehendem Substrat durch Schichtwachstum hergestellt und durch anschließende Trocknung in Pulverform gebracht. Produktionsbedingt können daher Lösungsmittel- und Wasserrückstände in den Partikeln enthalten sein. Weiterhin ermöglichen die hydrophilen Eigenschaften von MF das Anlagern von Wasser aus der Raumluft auf der Partikeloberfläche. Werden die Partikel dem Plasma beziehungsweise dem Vakuum ausgesetzt, können diese Rückstände in das Plasma abgegeben und die Partikeleigenschaften dadurch verändert werden. Für MF-Partikel konnte gezeigt werden, dass diese Prozesse zu einer Verringerung sowohl der Partikelmassendichte als auch der Partikelgröße von mehr als 10 % führen können [55, 56, 286, 287]. Um instabile Bedingungen während der Untersuchungen durch diese Effekte zu vermeiden, werden die Partikel direkt vor dem Einbringen in die Plasmakammer in einem Ofen bei über 100 °C für circa eine Stunde ausgebacken. Unter Umständen entsprechen die Partikeleigenschaften jedoch dadurch schon beim Einbringen nicht den Herstellerangaben. Komplizierter wird die Situation durch Hinweise, dass die mittlere Partikelgröße einer Produktionseinheit ohnehin systematisch von der Herstellerangabe abweicht [181].

Plasmainhärente Ätzprozesse, die zu einer weiteren Abnahme der Partikelmasse führen, können durch vorheriges Ausbacken allerdings nicht vermieden werden [123]. Auslöser für diese Ätzvorgänge können durch Verunreinigungen des Arbeitsgases (zum Beispiel mit Sauerstoff) verursachte chemische Prozesse (engl. *reactive sputtering*) oder Ionenbombardement (engl. *ion sputtering*) der Partikeloberfläche aufgrund der hohen Ionenenergien in der Randschicht sein [288]. Plasmainhärentes Ätzen ist bei PMMA-Partikeln [121, 123, 188] deutlich ausgeprägter als bei MF-Teilchen [56,

121, 289]. Die Microballoons weisen – wie von Silica-Partikeln [58, 287, 290] bekannt – eine sehr hohe Stabilität auf und werden auf typischen experimentellen Zeitskalen  $t < 12$  h nicht vom Plasma verändert.

Sofern Partikeleigenschaften mit einer Genauigkeit von unter 10 % benötigt werden, sind die Herstellerangaben aufgrund der Ausgasprozesse der Partikel, ihrer weiteren Größen- und Massenverluste im Plasma sowie der Tatsache, dass die verwendeten Microballoons von vorneherein nicht monodispers sind, unzureichend und machen die *In-situ*-Bestimmung der Partikeleigenschaften für jedes einzelne Experiment erforderlich (s. Kap. 4.2.4).

## 4.2 Die phasenaufgelöste Resonanzmethode

Während die Größe und die Masse von Mikropartikeln prinzipiell auch *ex situ* gemessen werden können, gilt dies nicht für andere Partikeleigenschaften wie die Partikelladung oder die Wechselwirkungskräfte, bei denen eine *In-situ*-Messung unumgänglich ist.

Bei der vor über 20 Jahren entwickelten Resonanzmethode [18, 46, 48] handelt es sich um eine sehr effiziente Messmethode zur *In-situ*-Bestimmung von Partikeleigenschaften. Die Methode basiert auf der Analyse der dynamischen Antwort eines oder mehrerer Partikel auf kleine externe Störungen. Ein oder mehrere Partikel werden dabei mit einer externen periodischen Kraft zu vertikalen Schwingungen angeregt, wobei sich ihre Bewegung als getriebener harmonischer Oszillator beschreiben lässt. Dies ermöglicht die Messung der Eigenfrequenz des Partikels oder der Partikel in der Falle, der Reibungskonstanten durch das umgebende Neutralgas und (im Fall von zwei oder mehr Teilchen) eine Abschätzung ihrer Wechselwirkungskräfte. Die in dieser Arbeit verwendete phasenaufgelöste Resonanzmethode (engl. *phase-resolved resonance method*, PRRM) [56, 122], eine Weiterentwicklung der klassischen Resonanzmethode, ist in der Lage, sehr präzise Ergebnisse zu liefern.

Dieses Kapitel, das im Wesentlichen auf Ref. [122] basiert, erläutert das Grundprinzip der Methode für ein einzelnes Partikel sowie für Partikelpaare, macht die Vorteile der PRRM gegenüber der klassischen Resonanzmethode deutlich, diskutiert die Bestimmung der Konfidenzintervalle der mit der Methode bestimmbaren Größen und zeigt, welche weiteren Eigenschaften sich aus den Größen ableiten lassen.

### 4.2.1 Grundprinzip und technische Realisierung

Wie in Kap. 2.3.3 beschrieben sind Mikropartikel in der unteren Plasmarandschicht aufgrund eines Kräftegleichgewichts aus elektrischer Feldkraft  $F_{el}$  und Gravitationskraft  $F_g$  (unter Annahme einer örtlich konstanten Raumladungsdichte  $\langle \rho \rangle$  und eines somit linear zur Elektrode hin zunehmenden Felds) in einem vertikalen harmonischen Potentialtopf eingefangen. Die Bewegungsgleichung eines

Partikels für kleine vertikale Auslenkungen  $\xi = z - z_0$  von der Gleichgewichtslevitationshöhe  $z_0$  entspricht somit der eines (gedämpften) harmonischen Oszillators:

$$m_d \ddot{\xi} = -2\gamma m_d \dot{\xi} - m_d \omega_0^2 \xi. \quad (4.1)$$

Der erste Term hinter dem Gleichheitszeichen ist die Reibungskraft durch Stöße mit dem Neutralgas [Gl. (2.19)], der zweite Term ist die Rückstellkraft durch die Falle [Gl. (2.37)] mit der Eigenfrequenz  $\omega_0$ .

Die Resonanzmethode basiert auf dem Anregen eines Partikels zu vertikalen Oszillationen mittels einer externen niederfrequenten ( $\omega / (2\pi) < 35$  Hz) Kraft. Der externe Treiber kann auf verschiedene Arten realisiert werden, zum Beispiel durch einen periodisch modulierten, auf das Partikel fokussierten Laserstrahl [48], durch ein Wechsellspannungssignal, das zusätzlich zur HF-Spannung über ein Tiefpassfilter auf der getriebenen Elektrode (asymmetrischer Plasmabetrieb) eingekoppelt wird [18, 46, 56], oder durch eine (erstmal im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte) periodische Modulation der HF-Amplitude [125], die das Einkoppeln des niederfrequenten Signals auch im symmetrischen Plasmabetrieb im *Push-Pull-Mode* (Kap. 4.1.1) ermöglicht. Die Modulation der HF-Spannung bedingt eine Modulation der Plasmaparameter und damit eine periodische Verschiebung der Gleichgewichtslage des Partikels, durch die dieses zu Schwingungen angeregt wird.

Die externe periodische Kraft muss in der Bewegungsgleichung (4.1) berücksichtigt werden, dabei wird der komplexe Ausdruck gewählt:

$$\ddot{\xi} + 2\gamma \dot{\xi} + \omega_0^2 \xi = K \exp(i\omega t). \quad (4.2)$$

Bei  $K$  handelt es sich um die auf die Partikelmasse normalisierte Amplitude der Anregungskraft. Durch Wahl des komplexen Ansatzes

$$\xi(t) = A \exp(i\omega t) \quad (4.3)$$

ergibt sich

$$A(\omega) \cdot (\omega_0^2 + 2i\gamma\omega - \omega^2) = K, \quad (4.4)$$

mit der komplexen Amplitude  $A(\omega) = a(\omega) + ib(\omega)$  des eingeschwungenen Zustands. Real- und Imaginärteil der komplexen Schwingungsamplitude sind:

$$a(\omega) = \frac{K(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\gamma\omega)^2}, \quad (4.5)$$

$$b(\omega) = -\frac{K2\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\gamma\omega)^2}. \quad (4.6)$$

Der Betrag der Schwingungsamplitude ist

$$|A(\omega)| = \frac{K}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\gamma\omega)^2}}. \quad (4.7)$$

Durch Variation der Treiberfrequenz  $\omega$  können Resonanzkurven gemessen werden. Bei der klassischen Resonanzmethode [18, 46, 48] wird dabei die Schwingungsamplitude  $|A(\omega)|$  bestimmt, wohingegen die PRRM [56] den Realteil  $a(\omega)$  und Imaginärteil  $b(\omega)$  der komplexen Amplitude misst. Welchen Vorteil die Messung von  $a$  und  $b$  gegenüber der klassischen Variante hat, wird in Kap. 4.2.2 diskutiert. Zunächst soll erläutert werden, wie die Messung praktisch zu realisieren ist.

Die Bestimmung von  $a$  und  $b$  ist messtechnisch komplizierter als die direkte Beobachtung der Schwingungsamplitude. Sie basiert auf der Bestimmung der Partikelposition bei unterschiedlichen Phasenversätzen  $\varphi = \omega\Delta t$  zum Treibersignal. Für die Auslenkung  $\zeta$  des Partikels aus seiner Gleichgewichtslage ( $\zeta = 0$ ) gilt nach Gl. (4.3):

$$\begin{aligned} \zeta(\varphi) &= A \exp(i\varphi) = (a + ib) (\cos \varphi + i \sin \varphi) \\ &= a \cos \varphi + ia \sin \varphi - b \sin \varphi + ib \cos \varphi. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Für die vertikale Partikelposition gilt außerdem folgende Beziehung zur komplexen Auslenkung  $\zeta$

$$z(\varphi) = z_0 + \operatorname{Re} \{ \zeta(\varphi) \}, \quad (4.9)$$

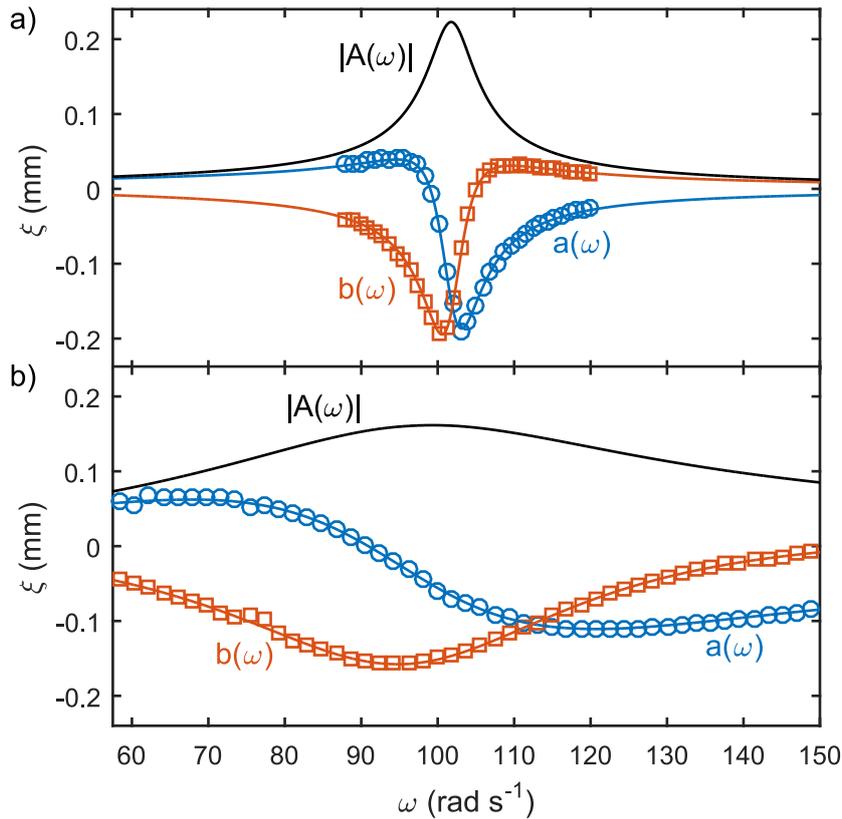
sodass die Kombination von Gl. (4.8) und (4.9) Ausdrücke für den Real- und Imaginärteil der komplexen Oszillationsamplitude liefert:

$$a = \frac{1}{2} [z(\varphi = 0^\circ) - z(\varphi = 180^\circ)], \quad (4.10)$$

$$b = \frac{1}{2} [z(\varphi = 270^\circ) - z(\varphi = 90^\circ)]. \quad (4.11)$$

Auf Basis dieser Ausdrücke kann die Messung von  $a$  und  $b$  realisiert werden: Das Auslösen der Kamera, mit der die Bilder zur Positionsbestimmung des Partikels aufgenommen werden, wird mit dem niederfrequenten Treibersignal angesteuert (engl. *triggered*). Durch Wahl der Verzögerungszeit  $\Delta t = \varphi/\omega$  werden Bilder zu vier verschiedenen Phasenversätzen ( $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ ) zu diesem Treibersignal aufgenommen und jeweils die vertikale Partikelposition  $z$  mittels Partikelerkennung bestimmt, sodass  $a$  und  $b$  gemäß Gl. (4.10) und (4.11) bestimmt werden können. Für eine höhere Genauigkeit wird der Mittelwert von  $z$  für jede Phase aus 50 Einzelmessungen bestimmt.

Durch Variation der Anregungsfrequenz  $\omega$  können  $a(\omega)$  und  $b(\omega)$  schrittweise gemessen und durch Anpassung (engl. *fitting*) der Gl. (4.5) und (4.6) dann die Fallenfrequenz  $\omega_0$  und der Gasreibungskoeffizient  $\gamma$  bestimmt werden. Abb. 4.3 zeigt zwei exemplarische Resonanzkurven, die an einem MF-Partikel bei unterschiedlichen Neutralgasdrücken aufgenommen wurden und den Ein-



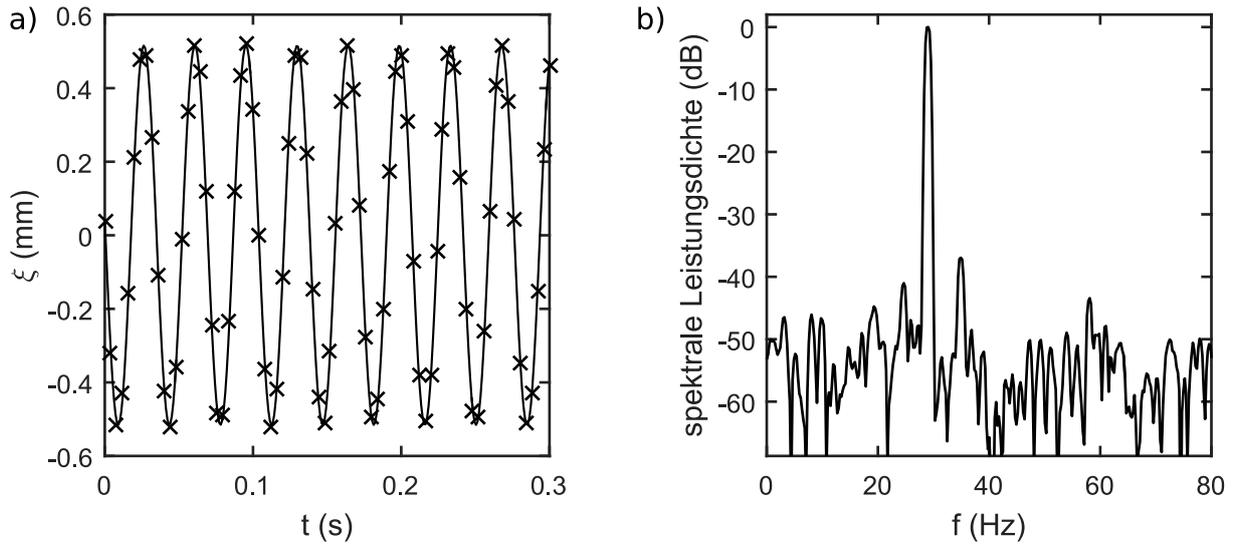
**Abb. 4.3:** Exemplarische Resonanzkurven eines einzelnen MF-Partikels ( $r_d = 5,8 \mu\text{m}$ ) bei Neutralgasdrücken von **a)**  $p = 8,5 \text{ Pa}$  und **b)**  $p = 75 \text{ Pa}$ . Die durchgezogenen Linien sind die an die Messdaten angepassten Funktionen (4.5) und (4.6) sowie der berechnete Betrag (4.7) der komplexen Schwingungsamplitude. Der Einfluss der Neutralgasdämpfung ist deutlich an der Verbreiterung der Resonanzkurve in **b)** zu erkennen, außerdem musste hier die Amplitude des Treibersignals erhöht werden, um ähnlich starke Schwingungsamplituden zu erreichen. Die aus der Anpassung bestimmten Parameter sind: **a)**  $\omega_0 = 101,8 \text{ rad s}^{-1}$ ,  $\gamma = 3,185 \text{ s}^{-1}$ ; **b)**  $\omega_0 = 99,99 \text{ rad s}^{-1}$ ,  $\gamma = 28,22 \text{ s}^{-1}$ .

fluss des die Partikelbewegung dämpfenden Neutralgases verdeutlichen. Die Resonanzkurve beim hohen Druck ist deutlich breiter und auch der aus den Kurven bestimmte Gasreibungskoeffizient  $\gamma \propto p$  ist bei hohem Druck entsprechend größer (s. Bildunterschrift).

Die Aufnahme einer vollständigen Resonanzkurve dauert je nach Schrittweite und untersuchtem Frequenzintervall zwischen sieben und 15 Minuten. Die Rate, mit der zeitlich veränderliche Prozesse mittels der Resonanzmethode untersucht werden können, ist entsprechend limitiert.

### Exkurs: Überprüfung der Harmonizität des vertikalen Partikeleinschlusses

Die Resonanzmethode basiert auf der Annahme eines vertikal harmonischen Partikeleinschlusses. Dies ist für ein (im Bereich der Partikelauslenkungen) linear zur Elektrode hin zunehmendes elektrisches Feld und eine ortsunabhängige Partikelladung erfüllt (vgl. Kap. 2.3). Ein nichtlinearer Verlauf des elektrischen Felds oder eine für die verwendeten Schwingungsamplituden nicht mehr zu vernachlässigende Ortsabhängigkeit der Partikelladung  $q_d(z)$  können Ursprung nichtlinearer Effekte sein [291]. Wie in Abb. 4.3 gezeigt, gibt das Modell den Verlauf der gemessenen Daten treffend wieder, weshalb es zunächst keinen Anhaltspunkt für eine Anharmonizität gibt. Um die Gültigkeit der Methode abzusichern, soll die Harmonizität der hier untersuchten Falle an dieser Stelle dennoch durch die Analyse einer starken, erzwungenen Partikelschwingung überprüft werden (s. a. Ref. [74]).



**Abb. 4.4:** Erzwungene vertikale Schwingung eines MF-Partikels ( $r_d = 5,8 \mu\text{m}$ ) bei einer Treiberfrequenz von  $f = 29 \text{ Hz}$  ( $p = 7 \text{ Pa}$ ,  $P = 15 \text{ W}$ ). **a)** Mit 250 fps aufgenommene Trajektorie des Partikels mit an die Messpunkte (Kreuze) angepasster Sinus-Schwingung (Linie). Auslenkung  $\xi$  als Funktion der Zeit  $t$ . **b)** Spektrum der Zeitreihe. Spektrale Leistungsdichte als Funktion der Frequenz. Es wurde eine *Flat-Top*-Fensterfunktion verwendet.

Abb. 4.4 a) zeigt einen Teil der Partikeltrajektorie und eine an diese angepasste Sinus-Schwingung. Durch Wahl einer großen Anregungsamplitude und einer Treiberfrequenz in der Nähe der Resonanzfrequenz des Partikels ist die Schwingungsamplitude mehr als doppelt so groß wie die maximale Amplitude bei gewöhnlichen Resonanzmessungen, sodass nichtlineare Effekte (falls vorhanden) in diesem Fall ausgeprägter als üblich sein müssten. Das Spektrum der Zeitreihe ist in Abb. 4.4 b) dargestellt. Die Schwingung kann optimal durch eine Sinus-Schwingung beschrieben werden. Die zweite Harmonische ist im Spektrum bereits sehr viel schwächer, die gesamte harmonische Verzerrung (engl. *total harmonic distortion*, THD) ist etwa -40 dB. Selbst bei großen Oszillationsamplituden sind nichtlineare Effekte vernachlässigbar klein, die Annahme eines harmonischen Partikeleinschlusses ist also korrekt.

#### 4.2.2 Vorteile der PRRM und Bestimmung der Konfidenzintervalle

Welchen Vorteil bietet die PRRM (Messung von  $a$  und  $b$ ) gegenüber der klassischen Resonanzmethode [18, 46, 48], also der Messung von  $|A(\omega)|$ ? Dazu sei noch einmal auf Abb. 4.3 verwiesen: Der Betrag der Schwingungsamplitude besitzt in der Nähe der Eigenfrequenz bei der Resonanzfrequenz

$$\omega_{\text{res}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\gamma^2} \quad (4.12)$$

ein Maximum, während der Realteil  $a$  bei der Eigenfrequenz seinen Nulldurchgang hat. Die starken Gradienten von  $a$  (und auch von  $b$ ) im Bereich der Eigenfrequenz erlauben eine deutlich höhere Genauigkeit bei der Bestimmung der Parameter (vor allem von  $\omega_0$ ) aus der Anpassung der Modellfunktionen an die Messdaten.

Konfidenzintervalle für die aus der Anpassung bestimmten Größen werden mittels MONTE-CARLO-Simulation synthetischer Daten [292] bestimmt: Aus der Messung der Partikelpositionen  $z(\omega, \varphi)$  kann ausschließlich ein exemplarisches Abbild  $[\omega_0, \gamma, K]_{\text{exp}}$  der einzelnen Größen mittels Anpassung bestimmt werden, welches aufgrund statistischer Fehler von den „wahren“ Werten  $[\omega_0, \gamma, K]_{\text{true}}$  abweicht. Da die Art wie statistische Fehler das Experiment und die Datenauswertung beeinflussen nur eine sehr schwache Funktion von  $[\omega_0, \gamma, K]_{\text{true}}$  ist, ist es gerechtfertigt, die gemessenen Größen bei der Fehlerbestimmung als Stellvertreter für die – nicht zugänglichen – „wahren“ Werte zu verwenden.

Das Vorgehen ist relativ einfach: Das Experiment liefert einen einzelnen Datensatz  $z(\omega, \varphi)$ , wobei jeder Punkt wie oben beschrieben aus circa 50 Einzelmessungen mit einer Standardabweichung  $\sigma_{z(\omega, \varphi)}$  gemittelt wird, aus dem mittels Anpassung (vgl. Abb. 4.3) die Größen  $[\omega_0, \gamma, K]_{\text{exp}}$  bestimmt werden. Diese werden als stellvertretende „wahre“ Ergebnisse verwendet. Aus ihnen werden mit der Modellfunktion ausreichend viele ( $N > 100$ ), mit dem gemessenen  $\sigma_{z(\omega, \varphi)}$  verrauschte synthetische Datensätze  $z(\omega, \varphi)_j$  erzeugt. Die Menge (und Lage auf der  $\omega$ -Achse) der Datenpunkte eines jeden Datensatzes entspricht der des ursprünglichen Datensatzes. An diese synthetischen Datensätze wird das Modell nun ebenfalls angepasst, die Parameter  $[\omega_0, \gamma, K]_j$  bestimmt und ihre Verteilung zur Bestimmung der Konfidenzintervalle  $[\sigma_{\omega_0}, \sigma_{\gamma}, \sigma_K]$  analysiert.

Für typische Resonanzkurven liefert die PRRM eine Genauigkeit von  $\sigma_{\omega_0}/\omega_0 \leq 10^{-3}$  und  $\sigma_{\gamma}/\gamma \leq 10^{-2}$ , wohingegen die Genauigkeit der klassischen Resonanzmethode vor allem bei starker Dämpfung aufgrund der geringen Gradienten des Kurvenverlaufs [vgl. Abb. 4.3 b)] um mindestens eine Größenordnung schlechter ist.

### 4.2.3 Messung von Resonanzkurven eines Partikelpaars

Die Resonanzmethode ist nicht auf die Untersuchung einzelner Partikel limitiert, sie wurde von PRIOR *et al.* [72] und CARSTENSEN *et al.* [74, 117] auf die Untersuchung eines vertikal ausgerichteten Partikelpaars erweitert. Für die Untersuchung von *Wakes*, bei der Partikelpaare ein häufiger Untersuchungsgegenstand sind (s. Kap. 3.2), ist diese Erweiterung sehr bedeutsam.

Ist die durch den externen Treiber verursachte Auslenkung der Teilchen klein gegenüber ihrem Gleichgewichtsabstand  $d_0$ , lässt sich die Wechselwirkungskraft  $F_{jk}$  linearisieren. Sie kann dann durch den Steifheitsparameter  $f_{jk}$  beschrieben werden, der den Gradienten der Wechselwirkungskraft beschreibt, die das Partikel  $k$  auf das Partikel  $j$  ausübt:

$$F_{jk}(d) = F_{jk}(d_0) + f_{jk} \cdot (d - d_0) = F_{jk}(d_0) + f_{jk} \cdot (\xi_j - \xi_k). \quad (4.13)$$

Es ist  $d$  der momentane Abstand zwischen beiden Partikeln. Die Indizes  $j$  und  $k$  kennzeichnen im Folgenden, ob sich eine Größe auf das obere, flussaufwärts befindliche (engl. *upstream*:  $j, k = u$ )

oder untere, flussabwärts befindliche (engl. *downstream*:  $j, k = d$ ) Partikel eines Pairs bezieht.<sup>29</sup> Der Steifheitsparameter hat die Einheit  $[f] = \text{N/m}$ . Das Modell kann die Nicht-Reziprozität des Systems (s. Kap. 3.2.1) berücksichtigen: Die Steifheitsparameter beider Partikel müssen nicht gleich groß sein ( $f_{ud} \neq f_{du}$ ).

Das Modell, das darauf basiert, alle Abweichungen von der Symmetrie in den Steifheitsparametern aufzunehmen ist recht ad hoc, besitzt jedoch den Vorteil, dass Partikeleinschluss (wie beim Einzel-Partikel-System) und Partikelwechselwirkung durch separierte Terme beschrieben werden können. Die Bewegungsgleichung des Einzelteilchens (4.2) muss für das Partikelpaar um den Wechselwirkungsterm (4.13) ergänzt werden:

$$\ddot{\xi}_u + 2\gamma_u \dot{\xi}_u + \omega_u^2 \xi_u + \frac{f_{ud}}{m_u} (\xi_u - \xi_d) = K_u e^{i\omega t}, \quad (4.14)$$

$$\ddot{\xi}_d + 2\gamma_d \dot{\xi}_d + \omega_d^2 \xi_d + \frac{f_{du}}{m_d} (\xi_d - \xi_u) = K_d e^{i\omega t}. \quad (4.15)$$

Der konstante Teil  $F_{jk}(d_0)$  in Gl. (4.13) fällt in den Bewegungsgleichungen weg, da er ausschließlich die Gleichgewichtslage der Partikel verschiebt und nicht deren Auslenkung  $\xi_j$  aus dieser heraus beeinflusst.

Analog zur PRRM an einem einzelnen Partikel können die Bewegungsgleichungen mit dem komplexen Ansatz  $\xi_j(t) = A_j \exp(i\omega t)$  gelöst werden. Die sich so ergebenden komplexen Schwingungsamplituden der beiden Partikel sind

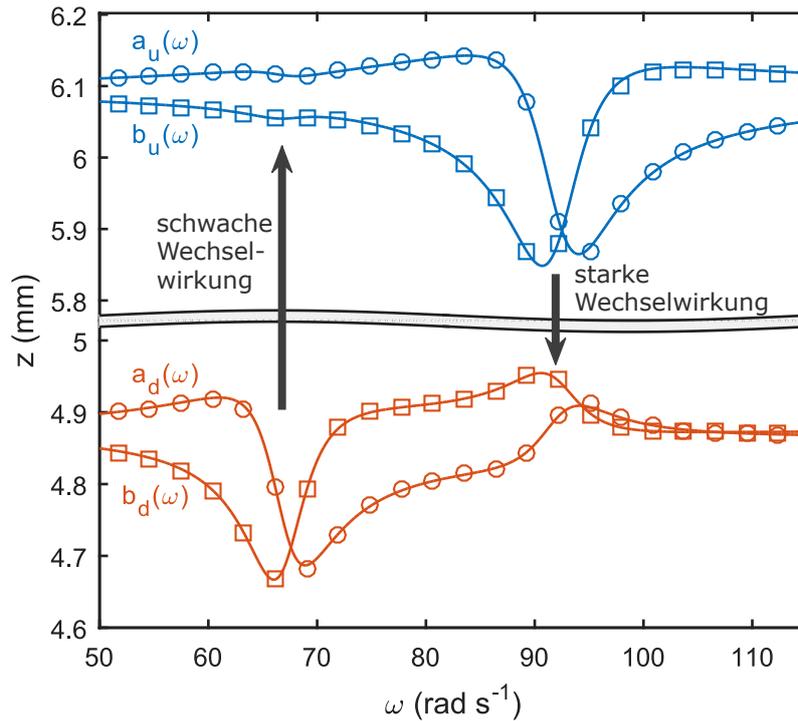
$$A_u(\omega) = \frac{K_u (\Omega_{du} + \Lambda_d) + K_d \Omega_{ud}}{\Lambda_u \Lambda_d + \Lambda_u \Omega_{du} + \Lambda_d \Omega_{ud}}, \quad (4.16)$$

$$A_d(\omega) = \frac{K_d (\Omega_{ud} + \Lambda_u) + K_u \Omega_{du}}{\Lambda_u \Lambda_d + \Lambda_u \Omega_{du} + \Lambda_d \Omega_{ud}}, \quad (4.17)$$

mit<sup>30</sup>  $\Lambda_j = \omega_j^2 - \omega^2 + 2i\gamma_j\omega$  und  $\Omega_{jk} = f_{jk}/m_{dj}$ . Der Real- und Imaginärteil der Amplituden werden messtechnisch analog zum Einzelteilchen (Kap. 4.2.1) bestimmt und durch Anpassung der Modellfunktionen werden für beide Partikel ihre Eigenfrequenzen  $\omega_j$ , ihre jeweiligen Gasreibungskoeffizienten  $\gamma_j$  und das jeweilige Verhältnis aus Steifheitsparameter und Partikelmasse  $\Omega_{jk}$  bestimmt. Auch die Bestimmung der Konfidenzintervalle mittels synthetischer Daten wird analog durchgeführt, die Genauigkeit von  $\Omega_{jk}$  beträgt üblicherweise  $\sigma_\Omega/\Omega < 10^{-1}$ . Real- und Imaginärteil beider Modellfunktionen werden simultan in einem Durchlauf an die Resonanzkurven beider Partikel angepasst, sodass das gesamte System durch einen Satz an Parametern beschrieben und die mittlere quadratische Abweichung minimiert wird.

<sup>29</sup> Der Index d (engl. *dust*) wird in dieser Arbeit ansonsten allgemein zur Kennzeichnung von Eigenschaften des Partikels verwendet; diese Inkonsequenz in der Nomenklatur wird hier in Kauf genommen, um Einheitlichkeit mit den Veröffentlichungen zu gewährleisten.

<sup>30</sup> Um Verwirrung zu vermeiden, sei an dieser Stelle noch einmal explizit auf den Unterschied zwischen der Frequenz  $\omega$  des externen Treibers und der Eigenfrequenz des Einzelteilchens  $\omega_0$ , des oberen Partikels  $\omega_u$  und des unteren Partikels  $\omega_d$  hingewiesen.



**Abb. 4.5:** Exemplarische Resonanzkurven eines Partikelpaars (MF-Partikel mit  $r_d = 5,8 \mu\text{m}$  und schwereres PMMA-Partikel mit  $r_d = 7,4 \mu\text{m}$ ) bei  $p = 6.25 \text{ Pa}$ ,  $P = 15 \text{ W}$ . In Blau dargestellt ist das obere Partikel (MF), in Rot das untere (PMMA). Die durchgezogenen Linien sind der angepasste Real-  $a(\omega)$  und Imaginärteil  $b(\omega)$  der komplexen Schwingungsamplituden (4.16) und (4.17). Das obere Partikel übt eine stärkere Kraft auf das untere aus als umgekehrt, was direkt an den Resonanzkurven erkennbar ist: Das untere Partikel reagiert stark auf die Schwingungen des oberen Teilchens bei dessen Resonanzfrequenz  $\omega_{\text{res,u}} = (\omega_u^2 - 2\gamma_u^2 + \Omega_{\text{ud}})^{1/2} \approx 92 \text{ rad s}^{-1}$ , auf der anderen Seite wird das obere Partikel von der Resonanz des unteren Teilchens bei  $\omega_{\text{res,d}} \approx 67 \text{ rad s}^{-1}$  kaum beeinflusst (s. Pfeile).

Exemplarische Resonanzkurven eines Partikelpaars sind in Abb. 4.5 dargestellt. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Massen, Ladungen und Levitationshöhen weichen die Eigenfrequenzen der beiden Partikel voneinander ab, sodass sie getrennt aufgelöst werden können. Die asymmetrische Partikelwechselwirkung (s. Kap. 3.2.1) ist direkt an den Resonanzkurven zu erkennen. Das obere Partikel übt eine deutlich größere Kraft auf das untere Teilchen aus als umgekehrt ( $f_{\text{du}} > f_{\text{ud}}$  und auch  $\Omega_{\text{du}} > \Omega_{\text{ud}}$ ), weshalb letzteres auf die Resonanz des oberen Teilchens deutlich stärker reagiert als das obere Partikel auf die Resonanz des unteren.

#### 4.2.4 Ableitbare physikalische Größen

Welche Größen und physikalischen Aussagen können aus den mit der Resonanzmethode bestimmten Parametern – der Eigenfrequenz  $\omega_j$ , dem Gasreibungskoeffizienten  $\gamma_j$  und (sofern ein Partikelpaar untersucht wird) dem Verhältnis aus Steifheitsparameter und Partikelmasse  $\Omega_{jk}$  – abgeleitet werden?

## Partikelgröße, Partikelmassendichte und Partikelmasse

Wie in Kap. 4.1.3 erläutert, sind *In-situ*-Messungen der Partikeleigenschaften aufgrund ungenügend vorgegebener Größenverteilungen der verwendeten Partikel, plasmahärenter Ätzprozesse und dem Ausgasen von Wasser von besonderem Interesse.

Der Gasreibungskoeffizient  $\gamma \propto (r_d \rho_d)^{-1}$  [Gl. (2.20)] hängt außer von der Partikelgröße und seiner Massendichte nur von den externen Parametern Druck und Temperatur des Neutralgases ab, weshalb er sich zur direkten Bestimmung der Partikeleigenschaften eignet. Die Neutralgastemperatur kann als Raumtemperatur angenommen werden.

Eindeutig kann allerdings nur das Produkt aus Massendichte und Partikelgröße bestimmt werden. Da beide Größen bei Plasmaexposition des Partikels beeinflusst werden könnten, kann Klarheit nur durch eine Kombination der PRRM mit einer weiteren Methode erzielt werden. ASNAZ *et al.* [123] konnten mittels *Long-Distance*-Mikroskopie<sup>31</sup> mit zeitgleichen PRRM-Messungen Größe und Massendichte eines Partikels gleichzeitig *in situ* bestimmen. Auf diese Weise ließen sich die in Kap. 4.1.3 erwähnten gleichzeitigen Größen- und Massendichteverluste eines PMMA-Teilchens durch Plasmaexposition nachweisen.

Die jeweiligen Verlustraten von Größe und Massendichte hängen stark von den spezifischen experimentellen Parametern ab [56, 123, 188] und können daher kaum verallgemeinert werden. Allerdings steht ein *Long-Distance*-Mikroskop für parallele Messungen der Partikelgröße nicht immer zur Verfügung,<sup>32</sup> weshalb die alleinige Messung von  $\gamma$  in vielen Fällen ausreichen muss.

Natürlich kann auch die Eigenfrequenz  $\omega_0 = [q_d \langle \rho \rangle / (m_d \epsilon_0)]^{1/2}$  [Gl. 2.39] verwendet werden, um die Partikelmasse zu bestimmen oder (relative) Änderungen der Partikelmasse zu untersuchen [56]. Allerdings hängt sie zusätzlich von der Partikelladung  $q_d$  und der mittleren Ladungsdichte  $\langle \rho \rangle$  am Ort des untersuchten Partikels ab. Auch hier kann nicht unterschieden werden, ob eine beobachtete Massenänderung auf einer Veränderung der Partikelgröße oder -Massendichte beruht. Eigenfrequenz  $\omega_0 \propto 1/(r_d \rho_d^{1/2})$  und Gasreibungskoeffizient  $\gamma \propto 1/(r_d \rho_d)$  sind darüber hinaus auf zu ähnliche Weise von den beiden Größen abhängig, als dass ihre gleichzeitige Messung eine eindeutige Separation von  $r_d$  und  $\rho_d$  nicht erlaubt.

## Partikelladung

Sind die Masse des Partikels und die Ladungsdichte  $\langle \rho \rangle$  an seiner Levitationshöhe bekannt, kann mit der Eigenfrequenz  $\omega_0$  [Gl. 2.39] die Partikelladung  $q_d$  bestimmt werden.

Da die Ladungsdichte nur eingeschränkt zur Verfügung steht, etwa durch Sondenmessungen im Plasma in Kombination mit einem Teilchendichte-Modell für die Randschicht oder durch Simulationen der Entladung (s. a. Kap. 4.3), eignet sich die Eigenfrequenz vor allem zur Untersuchung

<sup>31</sup> *Long-Distance*-Mikroskopie: Objektive mit einem für Mikroskope großen Arbeitsabstand von mehreren Zentimetern.

<sup>32</sup> Insbesondere nicht unter den beengten Bedingungen innerhalb des Magneten.

von relativen Änderungen der Partikelladung, bei denen die übrigen Parameter – Masse und Ladungsdichte – konstant bleiben. Eine gleiche Ladungsdichte ist gegeben, solange das Partikel seine Levitationshöhe nicht stark ändert beziehungsweise gleich hoch levitierende Partikel miteinander verglichen werden [74]. Aus dem Verhältnis zweier Eigenfrequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  lässt sich unter Annahme gleicher Partikelmassen und Ladungsdichten dann das Verhältnis der Partikelladungen

$$\frac{q_1}{q_2} = \left( \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2 \quad (4.18)$$

berechnen.

### Partikelwechselwirkung

Die Bestimmung der *wake*induzierten asymmetrischen Partikelwechselwirkung eines parallel zum Ionenfluss angeordneten Partikelpaars (s. Kap. 3.2.1) wurde bereits am Ende von Kap. 4.2.3 exemplarisch anhand der in Abb. 4.5 dargestellten Resonanzkurven erläutert. Das Anpassen der Modellfunktionen an die Messdaten liefert den Parameter  $\Omega_{jk} = f_{jk}/m_j$  ( $[\Omega] = \text{s}^{-2}$ ). Sind die Massen der Partikel bekannt, können die Steifheitsparameter  $f_{jk}$  ( $[f] = \text{kg}/\text{s}^2 = \text{N}/\text{m}$ ) berechnet werden. Ein Vergleich von  $\Omega_{ud}$  (oberes Partikel) und  $\Omega_{du}$  (unteres Partikel) beziehungsweise im Idealfall der Steifheitsparameter  $f_{ud}$  und  $f_{du}$  gibt Aufschluss über die Stärke der Partikelwechselwirkung und den Grad der vorliegenden Asymmetrie [74].

Die PRRM stellt aufgrund ihrer hohen Genauigkeit und der mit ihr bestimmbaren Größen eine sehr leistungsstarke Diagnostik von Partikeleigenschaften dar, die in dieser Arbeit vor allem in Kap. 5 umfassend Verwendung findet.

## 4.3 Simulation der Hochfrequenz-Randschicht mittels XPDP1

Neben den Eigenschaften der untersuchten Mikropartikel sind auch die Eigenschaften des Plasmas von entscheidender Bedeutung, etwa um Vergleiche zwischen den Experimenten und Simulationen von *Wakes* zu ermöglichen, bei denen die Plasmaeigenschaften Eingangsparameter sind. Von besonderem Interesse sind die Plasmadichten, die elektrische Feldstärke und die Strömungsgeschwindigkeit der Ionen sowie deren Geschwindigkeitsverteilungsfunktion in der direkten Umgebung des untersuchten Partikels beziehungsweise der untersuchten Partikel.

Messungen mit elektrostatischen Sonden sind zwar zur Bestimmung wesentlicher Entladungseigenschaften etabliert [98, 293–295], können jedoch nur im Plasma und nicht in direkter Elektrodennähe in der Plasmarandschicht verwendet werden und liefern darüber hinaus kaum die für diese Arbeit notwendige Ortsauflösung im Sub-Millimeter-Bereich. Die Verwendung etablierter Simulationen zur Bestimmung der Entladungseigenschaften ist daher in diesem Fall unumgänglich.

## Der XPDP1-Code

Zur Simulation der in dieser Arbeit untersuchten HF-Entladung wird der XPDP1-Code [206, 207, 296] verwendet. Hierbei handelt es sich um einen in den 1990er-Jahren entwickelten, eindimensionalen PIC-Code, der allerdings alle Geschwindigkeitskomponenten der drei Raumrichtungen mitführt (*1d-3v code*). Dieser etablierte elektrostatische Code kann die Entladung unter Berücksichtigung der experimentellen Parameter, des Elektrodenabstands und auf Basis der externen äußeren Beschaltung vollständig selbstkonsistent ohne nötige Annahmen (*first principle*) simulieren.

Das Verfahren der PIC-Simulation entspricht der üblichen Vorgehensweise: Die Bewegung eines jeden (Super-)Teilchens wird für jeden Zeitschritt berechnet, indem zunächst die Teilchenladungen mit einer räumlichen Abbildungsfunktion auf die Gitterpunkte abgebildet werden und die POISSON-Gleichung auf dem räumlichen Gitter gelöst wird. Die Gleichung der externen Beschaltung der Entladung wird simultan gelöst und findet über die Modifikation der Oberflächenladungen der Elektroden Eingang in die Lösung der POISSON-Gleichung. Aus den Feldwerten auf dem Gitter wird das Feld am Partikelort interpoliert und die Kräfte berechnet, woraus sich die Bewegung der Partikel für den nächsten Zeitschritt ergibt. Das System muss (auf Elektronenzeitskala) so lange berechnet werden, bis sich ein Gleichgewicht eingestellt hat, das heißt die Anzahl an Superteilchen konstant ist. Das System verhält sich dabei wie ein echtes stationäres Plasma, es gehen ständig Teilchen verloren und werden nachproduziert. Numerische Instabilitäten sind durch ausreichende Diskretisierung der Simulation zu vermeiden, welche durch folgende Kriterien sichergestellt werden kann [207, 297, 298]: ausreichend kleine Gitterzellen ( $\delta x < \lambda_{De}$ ), ausreichend kleine Zeitschritte ( $\delta t < 2\tau_p$ ) und eine ausreichend große Länge der Entladung ( $d_{sim} \gg \lambda_{De}$ ).

Die von VAHEDI und SURENDRA [299] in den Code implementierte MONTE-CARLO-Stoßroutine wurde im Rahmen dieser Arbeit mit optimierten Argonionen-Stoßquerschnitten für elastische Stöße  $\sigma_{el}$  und Ladungsaustauschstöße  $\sigma_{cx}$  nach PHELPS [300] modifiziert; für kleine Energien  $E \leq 0,01$  eV werden konstante Stoßquerschnitte verwendet:

$$\sigma_{el}(E) = \begin{cases} \frac{2 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2}{\sqrt{E_{eV}} (1 + E_{eV})} + \frac{3 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2 E_{eV}}{(1 + E_{eV}/3)^{2,3}}, & \text{für } E > 0,01 \text{ eV,} \\ 2 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2, & \text{für } E \leq 0,01 \text{ eV,} \end{cases} \quad (4.19)$$

$$\sigma_{cx}(E) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[ 1,15 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2 E_{eV}^{-0,1} \left( 1 + \frac{0,015}{E_{eV}} \right)^{0,6} - \sigma_{el}(E) \right], & \text{für } E > 0,01 \text{ eV,} \\ 5,88 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2, & \text{für } E \leq 0,01 \text{ eV,} \end{cases} \quad (4.20)$$

mit  $E_{eV}$  dem Zahlenwert der Energie in Elektronenvolt. Eine Darstellung dieser Stoßquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie der Ionen befindet sich in Abb. 4.6.

Statische Magnetfelder können in die Simulation miteinbezogen werden. Ein longitudinales Magnetfeld (parallel zur Simulationsachse beziehungsweise zum elektrischen Feld) hat auf die eindimensionale elektrostatische Simulation allerdings keinen Einfluss. Da sich die Ladungsträger

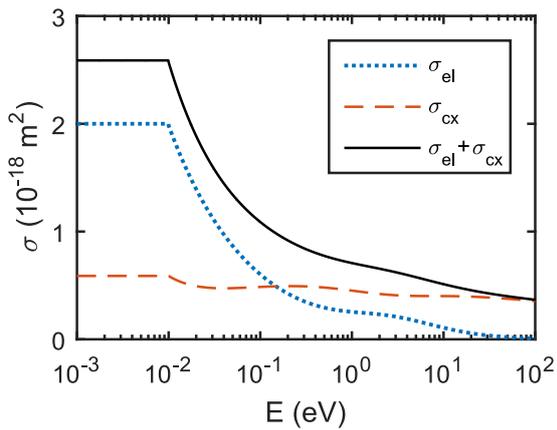


Abb. 4.6: Wirkungsquerschnitte für Argonion-Neutral-Stöße nach Ref. [300]: elastische Stöße  $\sigma_{el}$  und Ladungsaustauschstöße  $\sigma_{cx}$ .

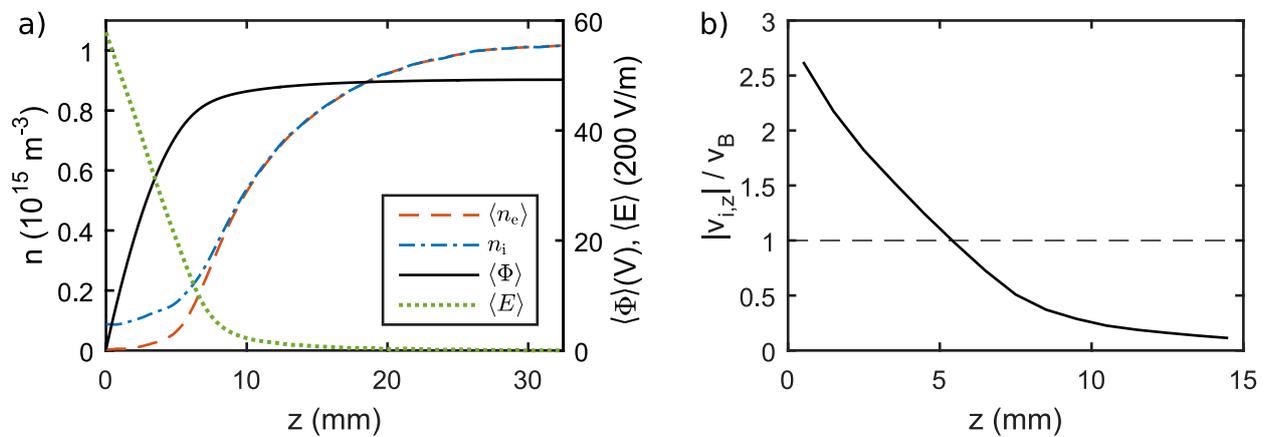


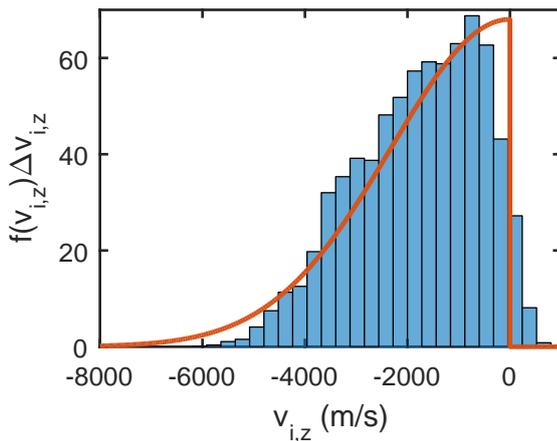
Abb. 4.7: Ergebnis einer XPDP1-Simulation für einen Elektrodenabstand von 65 mm,  $p = 10$  Pa und  $U = 180$  V<sub>pp</sub>. a) Zeitlich gemittelte Elektronendichte  $\langle n_e \rangle$ , Ionendichte  $n_i$ , zeitlich gemitteltes Potential  $\langle \Phi \rangle$  und elektrisches Feld  $\langle E \rangle$  als Funktion von  $z$ . Aufgrund der Symmetrie der Entladung ist nur die Hälfte des Elektrodenzwischenraums gezeigt. b) Mittlere Ionengeschwindigkeit in  $z$ -Richtung in der Plasmarandschicht. Das elektrische Feld beschleunigt die Ionen in Richtung der Elektrode; jene erreichen  $M = |v_{i,z}|/v_B = 1$  bei  $z = 5,4$  mm.

bei starken Magnetfeldern  $B \rightarrow \infty$  aufgrund der Magnetisierung nur parallel zum Feld bewegen können, gibt die hier betrachtete magnetfeldfreie Simulation jedoch auch den Zustand bei sehr starken Feldern recht gut wieder.

### Simulationsergebnisse

Die Simulation wurde bei einem Neutralgasdruck von  $p = 10$  Pa und einer HF-Spannung von  $U_{HF} = 180$  V<sub>pp</sub> ( $f_{HF} = 13,56$  MHz) bei einem Elektrodenabstand  $d = 65$  mm und  $B = 0$  T durchgeführt.

Abb. 4.7 a) zeigt die Profile  $n_{e,i}$  der Elektronen- und Ionendichte, das zeitlich gemittelte Potential  $\langle \Phi \rangle$  und das zeitlich gemittelte elektrische Feld  $\langle E \rangle$ . Im Zentrum der Entladung entsteht ein stationäres Plasma; die Quasineutralität  $\langle n_e \rangle = n_i$  ist bis zur Vorschichtkante  $z_s = 8$  mm erfüllt, welche hier durch  $n_{e,s} = 0,9 n_{i,s} = 3,5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  definiert wird.



**Abb. 4.8:** Histogramm der Ionengeschwindigkeiten in einem 1 mm breiten Intervall  $z \in [5, 6]$  mm in der Plasmarandschicht für die in Abb. 4.7 dargestellte XPDP1-Simulation im Vergleich mit dem analytischen Konstanter-Stoßquerschnitt-Strömungsmodell [Gl. (2.12),  $\sigma = 6 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ ] als rote Linie.<sup>33</sup>

Elektrisches Feld und die Ladungsträgerdichten (in der Randschicht am Ort des Partikel beziehungsweise der Partikel) sind direkt zugänglich [s. Abb. 4.7 a)]. Als Eingangsparameter für Simulationen von *Wakes* ist die Ionengeschwindigkeit ein weiterer entscheidender Parameter. Die gemittelte Ionengeschwindigkeit in der Randschicht ist in Abb. 4.7 b) dargestellt. Die Ionen erreichen BOHM-Geschwindigkeit  $M = v_i [m_i / (k_B T_e)]^{1/2} = 1$  bei  $z = 5,4$  mm. Typische Elektronentemperaturen sind  $k_B T_e = 1,9$  eV im Plasmazentrum und  $k_B T_e = 1,6$  eV an der Schichtkante.

Die Orte, an denen  $n_e \neq n_i$  einsetzt und an denen BOHM-Geschwindigkeit  $v_i = v_B$  erreicht wird, liegen anders als in dem in Kap. 2.3.2 diskutierten Modell nicht an der gleichen Stelle. Hierbei handelt es sich um ein typisches Charakteristikum stoßbestimmter Plasmen [202, 205].

Zu klären bleibt, welche Form die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Ionen besitzt. Unterschiedliche analytische Beschreibungen wurden in Kap. 2.1.2 diskutiert. Welche von diesen beschreibt den hier vorliegenden Fall am besten? Abb. 4.8 zeigt die aus der XPDP1-Simulation bestimmte Geschwindigkeitsverteilung der Ionen innerhalb eines 1 mm breiten Bereichs  $z \in [5, 6]$  mm mittig in der Randschicht. Zusätzlich in das Histogramm eingetragen ist die Verteilungsfunktion (2.12) nach dem Modell eines konstanten Stoßquerschnitts,<sup>33</sup> wobei das zur Berechnung verwendete lokale elektrische Feld  $\langle E(z = 5,5 \text{ mm}) \rangle = 3400 \text{ V/m}$  aus der XPDP1-Simulation [s. Abb. 4.7 a)] und der konstante Stoßquerschnitt  $\sigma = 6 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$  (vgl. Abb. 4.6) verwendet wurden. Die Geschwindigkeitsverteilung der Simulation, in der die echten Stoßprozesse mit einem energieabhängigen Stoßquerschnitt [Gl. (4.19), (4.20)] simuliert werden, kann treffend durch das Konstanter-Stoßquerschnitt-Modell angenähert werden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Partikel levitieren im Bereich von  $z = (4 \dots 6,5)$  mm. Die Wahl einer mittleren Ionenströmungsgeschwindigkeit  $M = 1$  [vgl. Abb. 4.7 b)] und die Verwendung des analytischen Stoßmodells mit konstantem, geschwindigkeitsunabhängigem Stoßquerschnitt zur Beschreibung der stoßbehafteten Ionenströmung ist in *Wake*-Simulationen zur realistischen Beschreibung der Experimente auf Basis der XPDP1-Ergebnisse sinnvoll. Die Ergebnisse der Plasma-

<sup>33</sup> Anders als im allgemeinen Fall in Kap 2.1.2 wird hier eine Strömung in  $-z$ -Richtung betrachtet; die beiden Fälle in Gl. (2.12) wurden daher vertauscht.

entladung zeigen weiterhin wie unzutreffend die viel häufigeren (stoßfreien) Simulationen auf Basis einer verschobenen MAXWELL-Verteilung oder die vermeintlich zutreffenden Simulationen auf Basis des Modells einer konstanten Stoßfrequenz (z. B. Ref. [270, 301]) für die experimentelle Situation, in der Stöße eine Rolle spielen, sind.

### Konsistenzprüfung der Simulationsergebnisse

Dass die durchgeführte Simulation mit experimentellen Parametern das Experiment zutreffend beschreibt, kann mit einer PRRM-Messung an einem einzelnen Partikel verifiziert werden. Die Messung wurde mit einem großen Microballoon durchgeführt, der bei  $z = 4,64$  mm levitiert. Die PRRM-Messung liefert eine Eigenfrequenz  $\omega_0 = 77,7$  rad s<sup>-1</sup> und einen Gasreibungskoeffizienten  $\gamma = 15,9$  s<sup>-1</sup>. Aus Letzterem ergibt sich nach Gl. (2.20) eine Partikelmasse  $m_d = 2,1 \cdot 10^{-12}$  kg. Die Masse, die Eigenfrequenz und die aus der Simulation erhaltenen Dichten am Levitationsort des Teilchens können verwendet werden, um die Partikelladung mit Gl. (2.39) abzuschätzen:

$$|q_d| = \frac{\omega_0^2 m_d \epsilon_0}{e(n_i - \langle n_e \rangle)} = 29\,000 e. \quad (4.21)$$

Für die Partikelmasse und diese Partikelladung liefert die Levitationsbedingung (2.33) ein elektrisches Feld von  $\langle E \rangle = 4430$  V/m. Dies passt sehr gut zu dem elektrischen Feld  $\langle E \rangle = 4510$  V/m, das die Simulation am Ort des Partikels  $z = 4,64$  mm liefert [s. Abb. 4.7 a)] und demonstriert die Konsistenz der vorliegenden Simulationsdaten.

Mit der PRRM und den XPDP1-Simulationen wurden hier zwei sehr mächtige Analysemethoden zur Untersuchung des Systems vorgestellt. Sie ermöglichen sowohl die umfassende Charakterisierung der Mikropartikel – also ihre Größe, Masse und Ladung – als auch der Plasmarandschicht. Bei letzterem sind vor allem Eigenschaften der Randschicht von großem Interesse, so vor allem das elektrische Feld, die Ladungsträgerdichten und die Strömungsgeschwindigkeit beziehungsweise die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen.

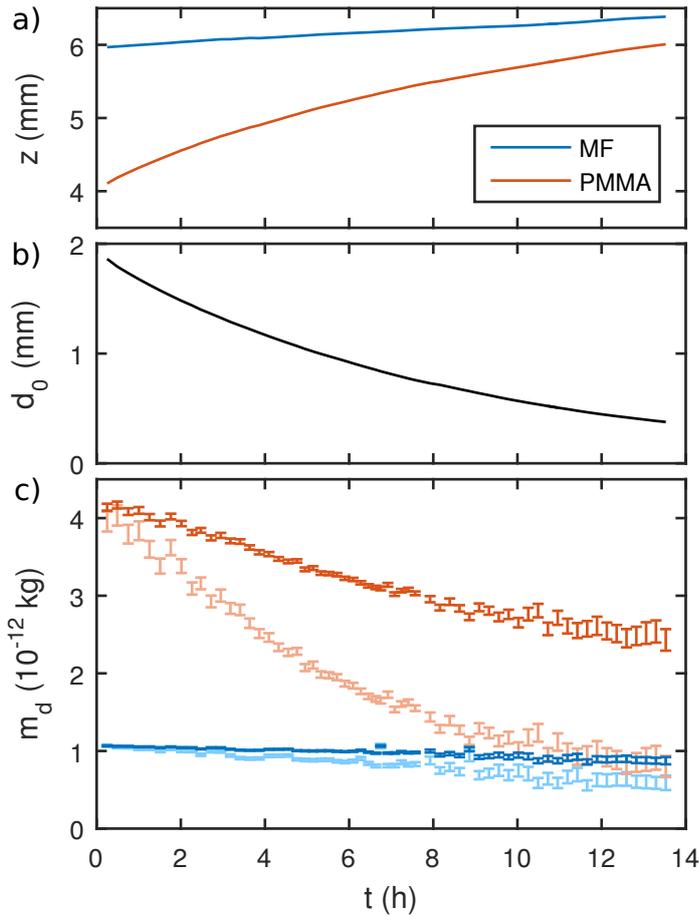
Der experimentellen Untersuchung von *Wakes* im Magnetfeld (Kap. 6) kann sich nun weiter genähert werden: Wie bereits mehrfach beleuchtet stellt die HF-Randschicht eine Plasmaumgebung dar, die deutlich komplexer ist als die meist in Simulationen angenommene Plasmaströmung mit einer verschobenen MAXWELL-Verteilung. Daher beleuchtet das folgende Kap. 5 zunächst die Frage, wie genau die *Wake*-Struktur in der HF-Plasmarandschicht aussieht und welche messbaren Auswirkungen diese auf ein Partikelpaar hat. Weiterhin werden Vergleiche zwischen Experiment und MD-Simulationen von *Wakes* angestellt und die korrekte Beschreibung des Experiments durch die Simulationen überprüft.

## 5 | *Wake*-Topologie in der unmagnetisierten Randschicht

Zweck der in diesem Kapitel vorgestellten Experimente ist die Untersuchung der Struktur des *Wakes* eines Partikels in der Plasmarandschicht. Hier soll wie in den bereits in Kap. 3 beschriebenen Arbeiten ein zweites Partikel flussabwärts als „Sonde“ zur Messung der orts aufgelösten Eigenschaften des *Wakes* verwendet und die longitudinale (parallel zum Fluss) Struktur des *Wakes* untersucht werden. Die Messung der *Wake*-Eigenschaften gibt Aufschluss über die Stärke und Lokalisation des *Wakes* eines Partikels in der stoßbestimmten Randschicht. Geklärt werden soll weiterhin, welche Charakteristika des *Wakes* sich überhaupt und in welcher Qualität in dem untersuchten System nachweisen lassen. MD-Simulationen dienen einerseits der Interpretation der experimentellen Beobachtungen, andererseits kann hier am unmagnetisierten System die korrekte Wiedergabe der experimentellen Gegebenheiten verifiziert werden.

Durch Kombination der PRRM mit plasmahärentem Ätzen von Mikropartikeln lässt sich die Erforschung des *Wakes* eines Teilchens mithilfe eines zweiten, im Folgenden auch „Sonden“-Partikel genannten, Teilchens bei unterschiedlichen Partikelabständen realisieren: Die PRRM (s. Kap. 4.2) gibt Aufschluss über Charakteristika des *Wakes*. Die Verwendung eines Teilchenpaars aus Partikeln unterschiedlicher Materialien resultiert in unterschiedlich starken, plasmainduzierten Masseverlusten und damit einem unterschiedlich starken Anstieg der Levitationshöhen beider Partikel im Laufe der Zeit (s. a. Kap. 4.1.3), wodurch sich der Interpartikelabstand zeitlich ändert und eine kontinuierliche Annäherung des „Sonden“-Partikels an das obere Partikel herbeigeführt werden kann. Auf diese Weise durchwandert und vermisst das „Sonden“-Partikel die *Wake*-Struktur.

Im folgenden Unterkapitel wird zunächst die Messmethode detailliert erläutert, daran anschließend werden Messergebnisse präsentiert und unter Heranziehung von Simulationen diskutiert. Die folgenden experimentellen Untersuchungen wurden zum Großteil in Ref. [121] im Jahr 2015 publiziert. Experimentnahe Simulationen des *Wakes* in der stoßbestimmten Randschicht waren zum damaligen Zeitpunkt noch nicht verfügbar. Neueste Entwicklungen von MD-Simulationen, die im Zusammenhang mit magnetisierten *Wakes* entstanden sind und in Kap. 6.2 ausführlich vorgestellt werden, ermöglichen jetzt eine tiefergehende Betrachtung der experimentellen Befunde und können hier erstmalig zur Diskussion verwendet werden.



**Abb. 5.1:** Zeitliche Entwicklung **a)** der Levitationshöhen  $z$ , **b)** des Interpartikelabstands  $d_0 = \Delta z = z_{\text{MF}} - z_{\text{PMMA}}$  und **c)** der aus Resonanzmessungen bestimmten Partikelmassen  $m_d$  des PMMA- (rot) und MF-Teilchens (blau). Dargestellt sind die beiden Grenzfälle: in dunklen Farbtönen die unter Annahme einer variablen Massendichte und eines konstanten Partikelradius bestimmten Partikelmassen; in hellen Farbtönen die unter Annahme eines variablen Partikelradius bestimmten Massen.

## 5.1 Experimentelle Realisierung der orts aufgelösten Analyse des Wakes

Die in diesem Kapitel präsentierten Untersuchungen wurden bei einem Neutralgasdruck von  $p = 6,25$  Pa bei  $P \approx 5$  W durchgeführt. Es wird ein Partikelpaar aus zwei Partikeln unterschiedlicher Größe und Materials untersucht: Ein MF-Partikel mit einem Radius  $r_d = 5,8 \mu\text{m}$  und ein PMMA-Teilchen mit  $r_d = 10 \mu\text{m}$ . Aufgrund der unterschiedlichen Verhältnisse von Größe zu Masse (s. Tab. 4.1) ordnen sich diese vertikal übereinander in der unteren Randschicht an, das MF-levitiert über dem PMMA-Partikel.

Wie bereits in Kap. 4.1.3 beschrieben führt die Plasmaexposition der Partikel aufgrund plasma-inhärenter Ätzprozesse zu Massenverlusten der Partikel. Durch den Massenverlust ändert sich das Verhältnis von Größe zu Masse und damit auch das von Ladung zu Masse der Partikel, sodass sie höher in der Randschicht levitieren [s. Gl. (2.36)]. Für die hier durchgeführte Untersuchung ist es entscheidend, dass das PMMA-Partikel deutlich stärker durch das Ätzen beeinflusst wird als das MF-Partikel, sodass sich die Levitationshöhen der Partikel stark voneinander abweichend verändern und der Interpartikelabstand im Laufe der Zeit kleiner wird.

Die Entwicklung der Levitationshöhen beider Partikel über einen Zeitraum von 14 Stunden ist in Abb. 5.1 a) dargestellt, die resultierende Entwicklung des vertikalen Interpartikelabstands  $d_0$  findet

sich in Abb. 5.1 b). Die Messreihe wurde beendet, nachdem die Partikel sich zu weit angenähert hatten und dadurch in eine horizontale Anordnung gewechselt waren. Insgesamt kann ein Bereich unterhalb des oberen Partikels im Abstand von  $d_0 \approx (0,4 \dots 2)$  mm räumlich hoch aufgelöst werden.

Während des Ätzprozesses beziehungsweise der Annäherung der Partikel werden kontinuierlich PRRM-Messungen durchgeführt und die zeitliche Entwicklung von  $\omega_j$ ,  $\gamma_j$  und  $\Omega_{jk}$  bestimmt. Die zeitliche Entwicklung der Partikelmasse  $m_d$  kann wie in Kap. 4.2.4 dargelegt mittels Gasreibungskoeffizienten  $\gamma_j$  [Gl. (2.20)] bestimmt werden. Dort wird auch erläutert, dass ohne Vorhandensein einer weiteren Diagnostik nicht zwischen Änderungen der Massendichte und des Partikelradius unterschieden werden kann. Das bedeutet, dass hier nur die beiden Extremfälle betrachtet werden können, in denen Änderungen von  $\gamma$  entweder komplett einer Änderung der Partikelgröße zugeschrieben werden (die Massendichte bleibt konstant) oder vollständig einer Änderung der Massendichte (konstanter Partikelradius). Für die jeweils konstante Größe wird die Herstellerangabe verwendet.

Die aus den Resonanzkurven abgeleitete zeitliche Entwicklung der Massen ist in Abb. 5.1 c) für beide Grenzfälle dargestellt. In beiden Fällen ist die Masse (und daher entsprechend die Levitationshöhe) des MF-Partikels zeitlich annähernd konstant, während das PMMA-Partikel deutliche Massenverluste und einen damit einhergehenden Anstieg der Levitationshöhe aufweist. Die tatsächliche Entwicklung der Partikelmassen muss irgendwo zwischen den beiden Grenzfällen liegen. Üblicherweise ist die Abnahme der Massendichte jedoch deutlich ausgeprägter als die des Radius [123], weshalb der in dunklen Tönen dargestellte Grenzfall konstanter Partikelgröße vermutlich realitätsnäher ist und für die folgende Auswertung verwendet wird.<sup>34</sup>

## 5.2 Kontinuierliche PRRM-Messungen zur Untersuchung der *Wake*-Struktur

Neben der Masse der Partikel können aus den kontinuierlichen PRRM-Messungen auch Eigenschaften des Partikelpaars bestimmt werden, die wesentlich durch den *Wake* des oberen Partikels beeinflusst sind. Aufgrund des abnehmenden Interpartikelabstands während der Messreihe, können die Größen als Funktion des Abstands zum oberen Partikel gemessen und Eigenschaften des *Wakes* ortsaufgelöst bestimmt werden. Die Parameter, die wesentlich durch den *Wake* beeinflusst sind, sind die Wechselwirkungskräfte zwischen den beiden Partikeln und die Ladung des unteren Teilchens im *Wake*.

<sup>34</sup> Die Massen werden ausschließlich zur Berechnung der Steifheitsparameter  $f_{jk} = \Omega_{jk} m_j$  verwendet. Bereits hier sei erwähnt, dass auch die Verwendung des anderen Grenzfalles zur Massenbestimmung keine grundsätzlich unterschiedlichen Verläufe der Parameter liefert.

### 5.2.1 Partikel-Wechselwirkungskräfte

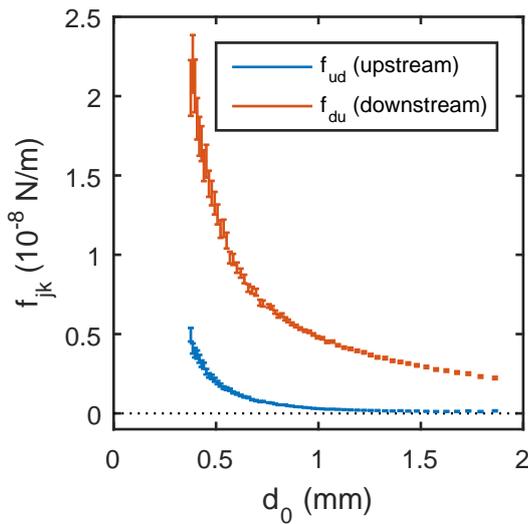
Der Steifheitsparameter  $f_{jk} = \Omega_{jk} m_j$  der Partikel kann mit den aus  $\gamma_j$  abgeleiteten Partikelmassen und den gemessenen Federkonstanten  $\Omega_{jk}$  bestimmt werden. In Abb. 5.2 sind die Steifheitsparameter beider Partikel als Funktion des Interpartikelabstands  $d_0$  dargestellt. Beide Steifheitsparameter nehmen mit kleiner werdendem Partikelabstand zu. Weiterhin ist über den gesamten untersuchten Bereich der Steifheitsparameter des unteren Partikels größer als der des oberen ( $f_{du} > f_{ud}$ ). Während  $f_{ud}$  bei großen Partikelabständen null ist, nimmt  $f_{du}$  nur sehr langsam ab und strebt eher gegen einen konstanten, endlichen Wert.

Es ist wichtig, sich die Bedeutung des Steifheitsparameters deutlich zu machen. Es handelt sich bei diesem um die Ableitung der auf das jeweilige Partikel wirkenden Kraft nach dem Partikelabstand:  $f_{jk} = |dF_{jk}/dd_0|$ . Im zugrunde liegenden Modell [Gl. (4.15)] sind der Einschluss der Partikel in der Randschicht (beschrieben durch die Eigenfrequenzen  $\omega_j$ ) und der Wechselwirkungsterm (die Steifheitsparameter  $f_{jk}$ ) separiert. In letzteren gehen alle Kräfte ein, die mit der Wechselwirkung der Partikel zu tun haben, namentlich die abstoßende COULOMB-Kraft zwischen den Partikeln und auch (attraktive) Kräfte aufgrund der entstehenden Raumladung (Ionenfokus) durch die (gemeinsame) Modifizierung des Ionenflusses durch beide Partikel.

Die Abnahme der Steifheitsparameter (Kraftgradienten) mit Abstandszunahme der Partikel ist erwartungsgemäß, da der mit  $1/d_0^2$  abnehmende Betrag der COULOMB-Kraft entsprechende Verläufe hervorruft. Doch wie lässt sich jedoch die Asymmetrie  $f_{du} > f_{ud}$  erklären? Die COULOMB-Wechselwirkung zwischen den Partikeln kann hierfür nicht ursächlich sein, da diese stets symmetrisch auf beide Partikel wirkt; auch dann wenn die Ladung des unteren Partikels im *Wake* stark modifiziert werden sollte.

Die Asymmetrie ist ein typisches Phänomen der durch den *Wake* beeinflussten Partikelwechselwirkung. Als Verursacher kann die Ionenwindkraft benannt werden, die wie in Kap. 2.2.4 beschrieben in einen Stoßanteil  $F_c$  und einen Orbitalanteil  $F_o$  aufgeteilt werden kann. Ersterer ist naturgemäß für die beiden unterschiedlich großen Partikel nicht gleich groß und wird durch die fokussierende Wirkung des oberen Partikels von Ionentrajektorien auf das untere Partikel zusätzlich erhöht. Zweiterer, der Orbitalanteil, beinhaltet – wie schon an anderer Stelle erläutert – alle Ionen in der Partikelumgebung und fasst damit das zusammen, was hier als *Wake* beziehungsweise Ionenfokus (das Vorhandensein von Raumladung) betrachtet wird. Die vom unteren Partikel erfahrenen stärkeren Kraftgradienten bei Annäherung werden also durch die (gemeinsame) Modifizierung des Ionenflusses durch die Partikel zu einem erhöhten Ionenstrom auf seine Oberfläche (der dann auch für die Ladungsreduktion verantwortlich ist) und der Ausbildung des Ionenfokus verursacht.

Dass  $f_{du}$ , die Ableitung der Kraft auf das untere Partikel, auch bei großen Partikelabständen immer noch ungleich Null ist und eher einen konstanten, endlichen Wert annimmt, kann an dieser Stelle als nahezu linearer Verlauf der auf das Partikel wirkenden Kraft (gleich einer HOOKEschen Feder) aufgefasst werden. Das Vorhandensein einer linearen Rückstellkraft wiederum entspricht einer Zone konstanter Raumladung, in der sich das Partikel befindet.



**Abb. 5.2:** Die Steifheitsparameter des oberen MF-Partikels ( $f_{ud}$ ) und des unteren PMMA-Partikels ( $f_{du}$ ) nehmen mit dem Partikelabstand  $d_0$  ab. Eine deutliche Asymmetrie ist zu beobachten, es ist stets  $f_{du} > f_{ud}$ .

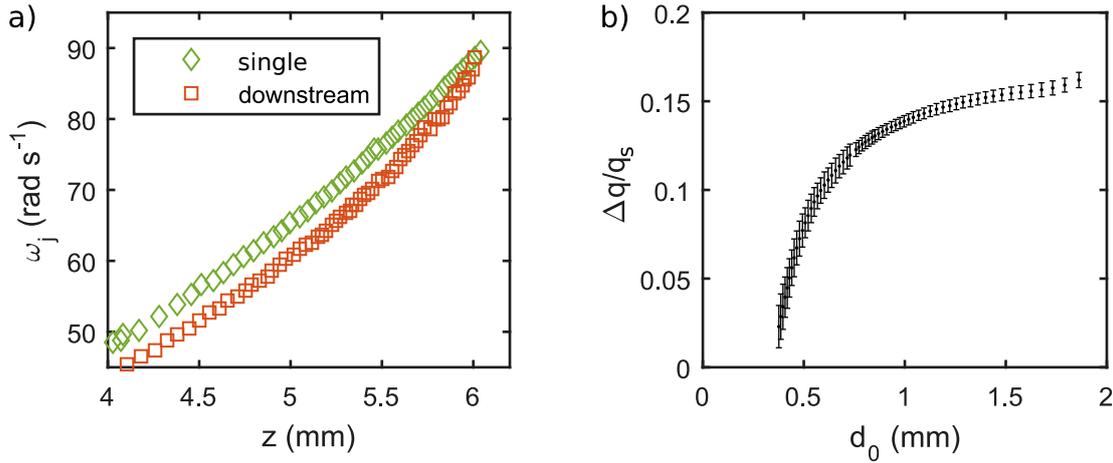
### 5.2.2 Ladungsreduktion des unteren Partikels im Wake

Messungen der absoluten Partikelladung sind kompliziert (s. Kap. 4.2.4). Der Vergleich der Eigenfrequenzen zweier Partikel erlaubt allerdings einen relativen Vergleich ihrer Ladungen [s. Gl. (2.39), (4.18)]. Im Fall des hier betrachteten Partikelpaars ist der Einfluss des Wakes auf die Ladung des unteren Partikels  $q_d$  von besonderem Interesse. Er kann durch Vergleich der Eigenfrequenz  $\omega_d$  des unteren Partikels mit der Eigenfrequenz  $\omega_s$  eines einzelnen, ungestörten (nicht vom Wake beeinflussten) Partikels bestimmt werden [74].

Dazu wird hier ein einzelnes (Index  $s$  für engl. *single*) PMMA-Partikel in einer ergänzenden Messreihe ebenfalls bei gleichzeitiger PRRM-Messung durch die Randschicht geätzt. Die Messgrößen dieses Partikels können dann mit dem PMMA-Partikel des Partikelpaars verglichen und Unterschiede dem Einfluss des Wakes im Zwei-Teilchen-System zugeschrieben werden. Die Ladungsvariation im Wake lässt sich dann aus den Eigenfrequenzen bestimmen:

$$\frac{\Delta q}{q_s} = 1 - \frac{q_d}{q_s} = 1 - \left( \frac{\omega_d}{\omega_s} \right)^2. \quad (5.1)$$

Dieser Vergleich ist nur dann korrekt, wenn er wie in Kap. 4.2.4 beschrieben bei gleicher Ladungsdichte des Plasmas (also bei gleicher Levitationshöhe  $z$  der Partikel) und gleichen Partikelmassen (also gleichem Gasreibungskoeffizienten  $\gamma$ ) stattfindet. Die Levitationshöhe der Partikel hängt von ihrer Masse und ihrer Ladung ab [Gl. (2.36)], sodass es unmöglich ist obige Anforderungen (gleiche Masse und gleiche Levitationshöhe beziehungsweise gleiche Raumladungsdichte, aber unterschiedliche Partikelladungen) zur völligen Deckung zu bringen. Systematische Fehler müssen in Kauf genommen werden, beide Ansätze (Vergleich bei gleichem  $z$  oder gleichem  $\gamma$ ) sind zu untersuchen und zu diskutieren.



**Abb. 5.3:** **a)** Eigenfrequenz des unteren Partikels  $\omega_d$  im Partikelpaar und eines einzelnen, ungestörten Partikels  $\omega_s$  als Funktion der Levitationshöhe  $z$ . Aufgrund der Präzision der PRRM sind die bestimmten Fehler der Eigenfrequenzen zu klein, um dargestellt zu werden ( $\sigma_{\omega_0}/\omega_0 \leq 2 \cdot 10^{-3}$ ; s. a. Kap. 4.2.2). **b)** Ladungsreduktion des unteren Partikels im *Wake* nach Gl. (5.1) als Funktion seines Abstands  $d_0$  zum oberen Partikel.

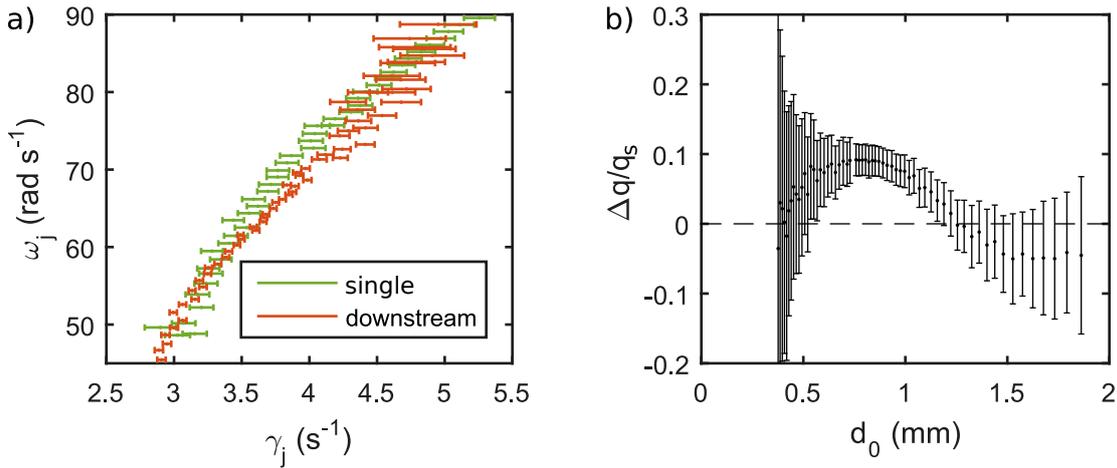
### Vergleich bei gleicher Levitationshöhe

Als logischer erster Ansatz erscheint es sinnvoll, die Eigenfrequenzen des einzelnen, ungestörten Partikels und des *downstream*-Partikels bei gleicher Levitationshöhe zu diskutieren. Dieser Ansatz geht davon aus, dass die Levitationshöhe [Gl. (2.36)] des *downstream*-Partikels nur unwesentlich durch die Existenz des oberen Partikels beeinflusst wird, die Massen  $m_s$  und  $m_d$  also bei gleicher Levitationshöhe ungefähr gleich sind. Abb. 5.3 a) zeigt die Eigenfrequenzen des unteren Partikels im Partikelpaar  $\omega_d$  und des einzelnen Partikels  $\omega_s$  als Funktion ihrer Levitationshöhe  $z$ . Außer bei den höchsten Levitationspositionen ist  $\omega_d$  stets kleiner als  $\omega_s$ .

Die sich aus diesem Vergleich ergebende Ladungsvariation des unteren Partikels durch die Existenz des *Wakes* des oberen Teilchens nach Gl. (5.1) ist in Abb. 5.3 b) als Funktion des Interpartikelabstands  $d_0$  dargestellt. Außer bei sehr kleinen Abständen ist die Ladung des unteren Partikels immer kleiner (weniger negativ) als im ungestörten Fall ohne Existenz des oberen Partikels. Die Ladungsreduktion nimmt mit größer werdendem Partikelabstand zu und erreicht eine maximale Stärke von ungefähr 15 %.

### Vergleich bei gleichem Gasreibungskoeffizienten

Der obige Vergleich bei gleicher Levitationshöhe der Partikel vernachlässigt ein Absinken des unteren Partikels im Partikelpaar durch die vom oberen Partikel ausgeübte Abstoßung und die im *Wake* stattfindende Ladungsreduktion [vgl. Gl. (2.36)]. Der Vergleich beinhaltet somit einen systematischen Fehler, der durch den Vergleich zweier Partikel mit nicht gleichen Massen zustande kommt. Aus diesem Grund erscheint der Vergleich der Partikel bei gleichem Gasreibungskoeffizienten  $\gamma_j \propto m_j^{-1}$  [s. Gl. (2.20)] als sinnvollere Annahme. Hier sind gleiche Partikelmassen sichergestellt,



**Abb. 5.4:** a) Eigenfrequenz des unteren Partikels  $\omega_d$  im Partikelpaar und eines einzelnen, ungestörten Partikels  $\omega_s$  als Funktion des Gasreibungskoeffizienten  $\gamma_j$ . b) Ladungsreduktion des unteren Partikels im Wake nach Gl. (5.1) als Funktion seines Abstands  $d_0$  zum oberen Partikel. Die Umrechnung der „horizontalen“ Fehler  $\sigma_{\gamma_j}$  in Fehler der Eigenfrequenzen  $\sigma_{\omega_j}$  wurde näherungsweise mit  $\sigma_{\omega_j} = \sigma_{\gamma_j} \cdot d\gamma_j/d\omega_j$  durchgeführt. Aus  $\sigma_{\omega_j}$  können dann mittels GAUSSscher Fehlerfortpflanzung die Fehler(balken)  $\Delta q/q$  berechnet werden.

allerdings wird ein systematischer Fehler durch die nicht exakt gleiche Ladungsdichte ( $\omega_j \propto \langle \rho \rangle^{1/2}$ ) an den verschiedenen Levitationshöhen der Partikel verursacht. Der Levitationshöhenunterschied der Partikel bei gleichem  $\gamma_j$  beträgt  $\Delta z < 0,1$  mm.

Analog zum Vergleich bei gleicher Levitationshöhe in Abb. 5.3 sind die Eigenfrequenzen des unteren Partikels im Partikelpaar und des einzelnen Partikels bei gleichem Gasreibungskoeffizienten in Abb. 5.4 a) dargestellt und die sich ergebende Ladungsveränderung des Partikels im Wake als Funktion des Partikelabstands  $d_0$  in Abb. 5.4 b) aufgetragen. Da die Bestimmung des Gasreibungskoeffizienten merklich ungenauer ist als die der Levitationshöhe und der Eigenfrequenzen, sind die resultierenden Fehlerbalken in diesem Fall entsprechend größer.

Wie oben kann auch hier eine wakeinduzierte Ladungsreduktion des Partikels von bis zu zehn Prozent festgestellt werden, allerdings tritt diese nicht bei großen, sondern bei kleinen beziehungsweise intermediären Abständen auf. Bei großen Abständen ist keine signifikante Ladungsvariation mehr feststellbar ( $\Delta q/q_s \approx 0$ ).

### Diskussion der beiden Ansätze

Da die beiden obigen Ansätze unterschiedliche Trends bezüglich der Abhängigkeit der Ladungsreduktion vom Interpartikelabstand zeigen, ist eine genauere Abschätzung ihrer systematischen Fehler sinnvoll.

Werden die Eigenfrequenzen der Partikel wie im ersten Fall bei gleicher Levitationshöhe verglichen, geben die gemessenen Gasreibungskoeffizienten Aufschluss über den durch unterschiedliche

Massen verursachten systematischen Fehler. Die Unterschiede von  $\gamma_j$  beider Partikel bei gleicher Levitationshöhe sind maximal

$$\frac{\gamma_s - \gamma_d}{\gamma_s} = 1 - \frac{\gamma_d}{\gamma_s} = 1 - \frac{m_s}{m_d} \leq 10\%. \quad (5.2)$$

Da die Ladungsreduktion [Gl. (5.1)] mittels  $\omega_j^2 \propto m_j^{-1}$  berechnet wird, ergibt sich auch für  $\Delta q/q_s$  ein systematischer Fehler von 10%.

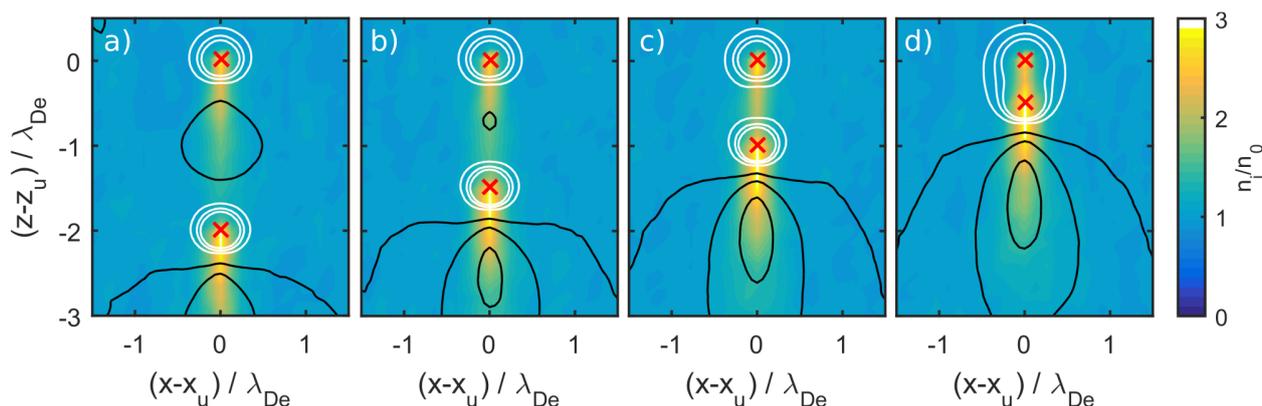
Umgekehrt kann beim zweiten Fall, dem Vergleich bei identischem Gasreibungskoeffizienten, die maximale Differenz der Levitationshöhen beider Partikel  $\Delta z < 0,1$  mm bei  $\gamma_s = \gamma_d$  verwendet werden, um aus dem Verlauf der Teilchendichten in den XPDP1-Simulationen [s. Abb. 4.7 a)] die daraus resultierende Differenz der Ladungsdichte  $\Delta\langle\rho\rangle$  abzuschätzen. Diese beträgt bei konservativer Abschätzung unter 3%. Wie oben überträgt sich, da die Ladungsreduktion [Gl. (5.1)] mittels  $\omega_j^2 \propto \langle\rho\rangle$  berechnet wird, auch dieser Fehler direkt auf  $\Delta q/q_s$ .

Wegen des geringeren systematischeren Fehlers ist der Vergleich bei gleichen Gasreibungskoeffizienten dem Vergleich bei gleicher Eigenfrequenz vorzuziehen. Der ungenauere Ansatz (Vergleich bei gleicher Levitationshöhe) wurde hier dennoch in voller Breite ausgewertet und diskutiert, da er bei der ursprünglichen Interpretation der Ergebnisse im Jahr 2015 [121] naheliegend erschien und das Vorhandensein besserer Ansätze zur Auswertung des Experiments nicht offenkundig war. Die Notwendigkeit von Simulationen zur vollständigen Interpretation des komplexen Sachverhalts wurde bereits damals betont, allerdings waren diese zu jener Zeit nicht existent. Erst Ergebnisse von seit kurzem verfügbaren Simulationen, die im Folgenden vorgestellt werden, haben dazu geführt, die ursprüngliche Herangehensweise zu überdenken und eine neue Bewertung der Ergebnisse vorzunehmen.

### 5.3 Kräfte und Ladungsreduktion in vergleichenden MD-Simulationen

MD-Simulationen mit dem MAD-Code ermöglichen eine Betrachtung der *Wake*-Bildung unter experimentnahen Bedingungen, das heißt inklusive der Berücksichtigung von Stößen der Ionen mit dem Neutralgas, einem die Ionen beschleunigenden elektrischen Feld und der Verwendung einer korrekten Ionengeschwindigkeitsverteilungsfunktion. Diese Neuerungen wurden jüngst im Kontext von magnetisierten *Wakes* entwickelt [127]. Da im Zuge der magnetisierten *Wakes* in Kap. 6 sowohl stoßfreie als auch stoßbehaftete Simulationen zur Erläuterung grundsätzlicher Vorgänge herangezogen werden, findet eine ausführliche Diskussion der MD-Simulationen beziehungsweise des Einflusses der einzelnen Größen auf den *Wake* erst dort (Kap. 6.2.3) statt.

An dieser Stelle werden zum Verständnis der experimentellen Ergebnisse direkt MD-Simulationen herangezogen, die die Experimentbedingungen nach heutigem Stand am besten wiedergeben. Die Ionen werden mit der korrekten Ionengeschwindigkeitsverteilung injiziert, die zutreffend durch das analytische Modell mit konstantem Stoßquerschnitt beschrieben werden kann (s. Abb. 4.8). Das



**Abb. 5.5:** MD-Simulation eines Partikelpaars ( $r_u = 5,8 \mu\text{m}$ ,  $r_d = 9 \mu\text{m}$ , rote Kreuze) mit unterschiedlichem Interpartikelabstand  $d_0$ . Ionendichte (farbkodiert) und Potentiallinien in Schritten von 50 mV ( $\Phi < 0$ : weiß;  $\Phi \geq 0$ : schwarz) für in  $-z$ -Richtung strömende Ionen mit  $M = 1$ . Die Gleichgewichtsdichte ist  $n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{m}^{-3}$ ,  $p = 6,25 \text{Pa}$ ,  $E_z = -4000 \text{V/m}$ . a)  $d_0 = 2 \lambda_{\text{De}} = 1,5 \text{mm}$ , b)  $d_0 = 1,5 \lambda_{\text{De}} = 1,1 \text{mm}$ , c)  $d_0 = 1 \lambda_{\text{De}} = 0,75 \text{mm}$ , d)  $d_0 = 0,5 \lambda_{\text{De}} = 0,37 \text{mm}$ .

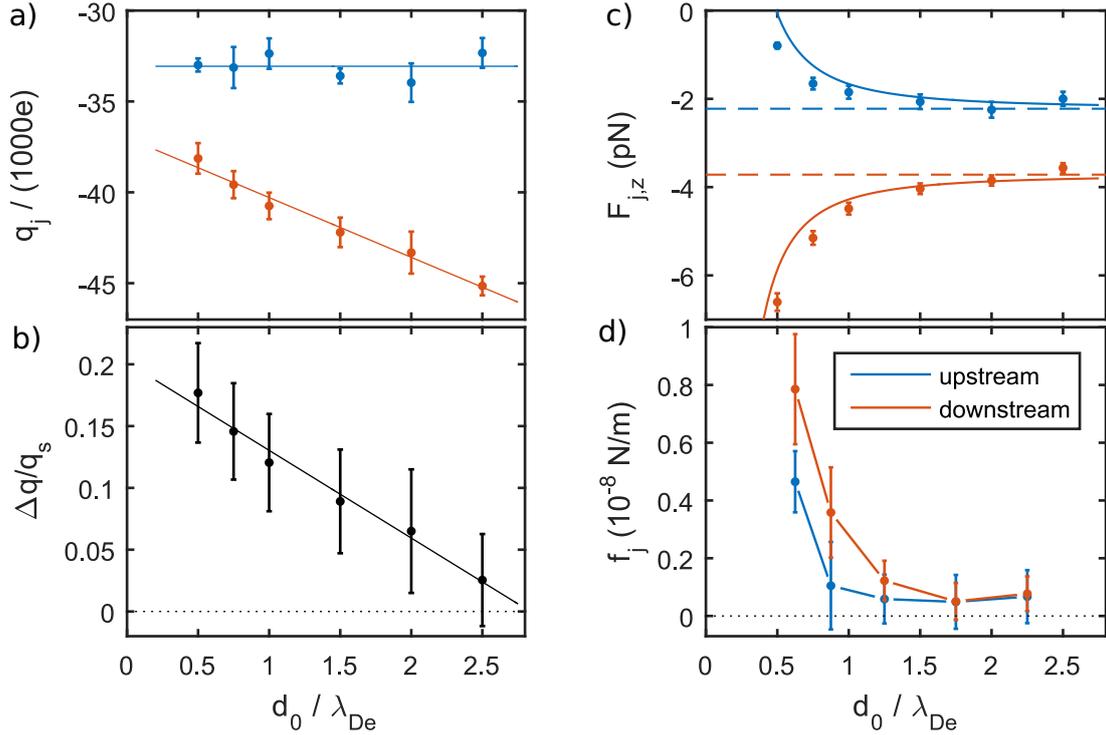
mittels XPDP1 ermittelte elektrische Feld [s. Abb. 4.7 a)] dient zur Aufrechterhaltung der mittleren Ionengeschwindigkeit  $M = 1$  [s. Abb. 4.7 b)]. Ionen-Neutralgas-Stöße erzeugen langsame Ionen, die erst wieder durch das elektrische Feld beschleunigt werden müssen. Die Stöße ( $p = 10 \text{Pa}$  wie im Experiment) werden mit einer MONTE-CARLO-Stoßroutine [299] mit konstantem Stoßquerschnitt für Ladungsaustauschstöße  $\sigma_{\text{cx}} = 6 \cdot 10^{-19} \text{m}^2$  simuliert. Die Größen der Partikel, die wesentlich ihre Ladung und die Größe des *Wakes* beeinflussen, wurden an das Experiment angepasst. Die Elektronen-DEBYE-Länge im Experiment<sup>35</sup> und der Simulation sind gleich.

Abb. 5.5 zeigt die Dichte- und Potentialverteilung einer MD-Simulation um ein Partikelpaar bei unterschiedlichen Interpartikelabständen  $d_0$ . Im Fall des größten Partikelabstands in Abb. 5.5 a) ist deutlich die Ausbildung der *Wakes* mit starken Ionenfokussen und Potentialmaxima flussabwärts der jeweiligen Partikel zu erkennen. Der *Wake* des unteren Partikels ist aufgrund dessen Größe und entsprechend höheren Ladung deutlich ausgeprägter als der des oberen. Die *Wakes* beider Teilchen sind mit zunehmender Annäherung, bei der das untere Partikel in den Ionenfokus des oberen eintritt, immer weniger separiert. Bereits bei  $d_0 = 1 \lambda_{\text{De}}$  in Abb. 5.5 c) wird das Potential zwischen beiden Partikel nicht mehr positiv. Gleichzeitig wird die Ionendichteerhöhung unter dem unteren Partikel durch die gemeinsame Fokussierung der Ionenströmung durch beide Teilchen größer. Bei einem geringen Abstand von  $d_0 = 0,5 \lambda_{\text{De}}$  [Abb. 5.5 d)] bilden beide Partikel quasi einen gemeinsamen *Wake* mit einem einzigen ausgeprägten Maximum in Dichte und Potential.

Insgesamt wurden Simulationen bei sechs unterschiedlichen Partikelabständen  $d_0$  eines vertikal ausgerichteten Paares durchgeführt. Aus diesen lassen sich die Partikelladungen und die auf die Partikel wirkenden Kräfte als Funktion von  $d_0$  bestimmen.

Die Ladungen der beiden Partikel als Funktion ihres vertikalen Abstands sind in Abb. 5.6 a) dargestellt, Abb. 5.6 b) zeigt die relative Änderung der Ladung des unteren Partikels im Vergleich

<sup>35</sup> Außer mit den XPDP1-Simulationen wurde die Elektronen-DEBYE-Länge im Experiment ergänzend mit den gemessenen Eigenfrequenzen auf  $\lambda_{\text{De}} \approx 0,75 \text{mm}$  abgeschätzt [54, 121].



**Abb. 5.6:** Ergebnisse der in Abb. 5.5 beschriebenen MD-Simulationen. **a)** Ladungen der beiden Partikel (*upstream*: blau; *downstream*: rot) als Funktion ihres Abstands  $d_0$  in Einheiten von  $\lambda_{De} = 0,75$  mm. **b)** Ladungsreduktion des unteren Partikels im Vergleich zu seiner ungestörten Ladung  $q_s = (-46\,300 \pm 1300) e$ . **c)** Vertikalkomponente  $F_{j,z}$  der auf die Partikel wirkenden Kraft und im Vergleich dazu die auf die ungestörten Partikel (ohne Existenz des jeweils anderen Partikels) wirkende Ionenwindkraft (gestrichelte Linie) sowie die Summe aus dieser ungestörten Ionenwindkraft und der COULOMB-Kraft als durchgezogene Linie. **d)** Die durch Ableiten bestimmten Steifheitsparameter  $f_j = |\Delta F_{j,z} / \Delta d_0|$ ; die Fehlerbalken geben hier die Größtfehler wieder.

zu seiner ungestörten Ladung außerhalb des *Wakes*. Während die Ladung des oberen Teilchens unbeeinflusst bleibt, zeigt sich eine massive Ladungsreduktion des unteren Partikels, die linear mit der Annäherung an das obere Partikel zunimmt. Ursache ist der in Abb. 5.5 beobachtete Eintritt des *downstream*-Teilchens in den Fokus des oberen Partikels. Die (lineare) Zunahme der Ladungsreduktion mit abnehmendem Abstand ist aus stoßfreien Simulationen bekannt [81, 119, 126, 165, 302]. Die Stärke der Ladungsabnahme mit bis zu 20 % passt zu der gemessenen Ladungsreduktion (vgl. Abb. 5.3, 5.4). Im Rahmen der experimentellen Fehler bestätigt die in den Simulationen beobachtete Zunahme der Ladungsreduktion bei Annäherung der Partikel den Verlauf der experimentellen Ergebnisse in Abb. 5.4. Der Ansatz, Einzel- und *downstream*-Partikel bei gleichen Partikelmassen zu vergleichen, liefert im Experiment also die korrekten Ergebnisse.

Die Vertikalkomponente  $F_{j,z}$  der auf die Partikel wirkenden Kraft ist in Abb. 5.6 c) dargestellt. Die Kräfte auf beide Partikel sind negativ (nach unten gerichtet) und ergeben sich aus der abstoßenden Wechselwirkung zwischen den Partikeln und der Ionenwindkraft [120]. Für große Abstände  $d_0$  nähern sich die Kräfte auf die Partikel ihrer jeweiligen ungestörten (ohne Existenz des jeweils anderen Partikels) Ionenwindkraft an. Bei abnehmendem Interpartikelabstand wird die COULOMB-Abstoßung zwischen den Partikeln bedeutsamer, sodass auf das untere Partikel eine nach unten gerichtete und auf das obere Partikel eine nach oben gerichtete Kraft wirkt ( $F_{d,z}$  wird negativer,

$F_{u,z}$  wird weniger negativ). Die Summe aus der „ungestörten“ Ionenwindkraft auf die jeweiligen Einzelteilchen und der COULOMB-Kraft ist in Abb. 5.6 c) für beide Partikel als durchgezogene Linien eingezeichnet. Bei kleinen Abständen ist die tatsächlich wirkende Kraft auf beide Partikel stärker. Ursächlich hierfür ist die sehr effiziente gemeinsame Fokussierung des Ionenstroms durch das Partikelpaar. Im *Wake* des Teilchenpaares mit geringem Abstand ist mehr Ladung kumuliert als summarisch in den beiden Einzelteilchen-*Wakes*, was ein entsprechend starkes attraktives Potential flussabwärts zur Folge hat. Die verringerte Ladung des unteren Partikels im *Wake* hat zwangsläufig eine schwächere elektrostatische Wechselwirkung des Partikels mit den Ionen zur Folge und schwächt damit auch die von der Ladungsanhäufung flussabwärts ausgeübte attraktive Kraft. Dennoch ist der gemeinsame Ionenfokus des Teilchenpaares so ausgeprägt, dass die auf das untere Partikel wirkende Kraft deutlich stärker ist als auf ein gleich großes (jedoch stärker geladenes) Einzelteilchen.

Durch Ableiten der Kraft lassen sich die Steifheitsparameter  $f_j = |\Delta F_{j,z}/\Delta d_0|$  beider Partikel bestimmen, die in Abb. 5.6 d) dargestellt sind. Diese zeigen die aus dem Experiment bekannte Asymmetrie bei kleinen Abständen (Abb. 5.2), der Steifheitsparameter des unteren ist größer als der des oberen Partikels. Bei großen Abständen nimmt der Steifheitsparameter des unteren Partikels im Experiment einen endlichen (ungefähr konstanten) Wert  $f_{du} \neq 0$  an, was als Hinweis auf eine dort noch existente, nicht zu vernachlässigende Raumladungszone interpretiert wurde. Die Fehlerbalken der aus der Simulation abgeleiteten Steifheitsparameter lassen bei großen Abständen allerdings keine genauere Analyse der Asymmetrie zu.

## 5.4 Zwischenfazit: Der unmagnetisierte *Wake*

Experimentell konnten die asymmetrische Partikelwechselwirkung in Form der Steifheitsparameter und die Ladungsvariation des unteren Partikels im Ionenfokus über einen großen Raumbereich

$$\Delta z = d_0 = (0,4 \dots 2) \text{ mm} \approx (0,5 \dots 2,7) \lambda_{De}$$

durch Kombination von der PRRM und plasmahärenten Ätzprozessen untersucht werden. Die typischen Effekte des *Wakes*, eine deutliche Ladungsreduktion des *downstream*-Partikels und eine asymmetrische Partikelwechselwirkung wurden über einen großen Raumbereich nachgewiesen. Beide Effekte sind bei kleinen bis intermediären Partikelabständen am größten und nehmen zu großen Abständen hin ab. Auch HEBNER *et al.* [251] konnten die Lage des *Wakes* bzw. Ionenfokus flussabwärts eines Partikels in einem ähnlichen Abstand feststellen (vgl. Kap. 3.2.3). Bei den damaligen Untersuchungen wurde allerdings die Ladungsreduktion des unteren Partikels nicht berücksichtigt. Die Stärke der hier vorgestellten Untersuchungen ist hingegen, dass neben den wirkenden Kräften auch die stark durch den *Wake* beeinflussten Partikelladungen unabhängig betrachtet wurden.

Experimentnahe MD-Simulationen mit Berücksichtigung des elektrischen Felds beziehungsweise der korrekten Geschwindigkeitsverteilung der Ionen in der Randschicht sowie von Stößen wurden zur Interpretation des Experiments durchgeführt. Sie sind in der Lage, den Eintritt des *downstream*-Partikels in den *Wake* zu beschreiben und geben die gemessenen Eigenschaften – eine zunehmende Ladungsreduktion und zunehmende, durch den *Wake* ausgeübte Kräfte auf das untere Teilchen – treffend wieder. Geringe Abweichungen mögen in nach wie vor nicht beachteten Eigenschaften der HF-Randschicht in der Simulation begründet sein; so werden die lineare Zunahme des elektrischen Felds und das Tastverhältnis, welches aus der oszillierenden Elektronendichte der HF-Randschicht resultiert (s. Kap. 2.3.2), nicht berücksichtigt.

Experiment und Simulation machen den Ursprung der bekannten *wake*induzierten Asymmetrie [70, 72, 74, 119, 120, 228, 229] deutlich: Während die Partikel symmetrisch mittels COULOMB-Kraft wechselwirken und entsprechend als Punktladungen betrachtet werden können, ist die Wechselwirkung mit der Ionenströmung aufgrund der unterschiedlichen Partikelgrößen und Partikelladungen sowie vor allem wegen des unterschiedlichen räumlichen Abstands der Partikel zur Raumladung im (gemeinsamen) *Wake* nicht für beide Partikel gleich.

In Simulation und Experiment kann eine maximale Ladungsreduktion des unteren Partikels durch den erhöhten Ionenstrom auf seine Oberfläche von 10 bis 20 % festgestellt werden und liegt damit im typischen Bereich [71, 74, 119, 120]. CARSTENSEN *et al.* [74] haben eine Ladungsreduktion des *downstream*-Partikels von 16 % an einem Paar aus zwei annähernd gleich großen Mikropartikeln gemessen. Der *Wake* ist damit Verursacher einer stark ortsabhängigen Partikelladung. Dies wiederum kann Ursprung starker nichtlinearer Effekte sein.

Die Kombination von Experiment und Simulation hat gezeigt, wie kompliziert und schwer zugänglich das Untersuchungsobjekt ist: An der Bildung des beziehungsweise der *Wake(s)* in der komplexen Topologie der Randschicht sind beide Partikel gemeinsam beteiligt. Ihre Ladungen und die auf sie wirkenden Kräfte werden durch den *Wake* beeinflusst. Die gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment zeigt weiterhin, dass die MD-Simulation in der Lage ist, die experimentelle Situation treffend zu beschreiben, womit sie für weitere Studien geeignet ist.

Nachdem mit der PRRM (Kap. 4.2) eine leistungsstarke Diagnostik vorgestellt wurde und mittels XPDP1 (Kap. 4.3) die zum Verständnis wichtigen und als Eingangsparameter der *Wake*-Simulation dienenden Entladungsparameter bestimmt wurden, ist durch die detaillierte Exploration des unmagnetisierten Systems mittels Experiment und Simulation von *Wakes* ein weiterer wichtiger Beitrag hin zur Untersuchung des magnetisierten *Ion Wakes* geleistet, der sich das folgende Kapitel widmet.

## 6 | Stoßbestimmter *Wake* bei starken Magnetfeldern

Nachdem die bisher präsentierten Untersuchungen primär der Charakterisierung des Plasmas sowie der Partikel dienten und die Ausbildung von *Wakes* eines Partikelpaars in der Randschicht im unmagnetisierten Zustand beleuchtet wurde, widmet sich dieses Kapitel nun Untersuchungen bei starken Magnetfeldern. Damit wird die zentrale Fragestellung dieser Arbeit eruiert, auf welche Weise der *Wake* eines Partikels in der HF-Randschicht durch ein starkes (longitudinales) Magnetfeld beeinflusst wird.

Dazu ist das Kapitel in zwei große Unterkapitel aufgeteilt: Zunächst wird der Einfluss des Magnetfelds auf das Plasma im Allgemeinen untersucht, bevor dann die Anordnung eines Partikelpaars in Abhängigkeit des Magnetfelds zur Erforschung der lokalen Eigenschaften des *Wakes* studiert wird. Die Inhalte dieses Kapitels wurden zum Großteil in Ref. [125, 127] publiziert.

### 6.1 Die magnetisierte HF-Entladung

Dieser Abschnitt widmet sich der Frage, welche globalen Veränderungen einer Parallelplattenentladung durch ein zu den Elektrodenoberflächen senkrecht Magnetfeld verursacht werden. Diese Frage ist essentiell: Der Einfluss eines starken Magnetfelds auf den *Wake* eines Partikels kann nur dann klar herausgearbeitet werden, wenn die interessierenden lokalen Effekte wie die Magnetisierung der Ionenströmung deutlich von dem globalen Einfluss des Magnetfelds auf die Entladung getrennt werden können. Nur auf diese Weise können experimentelle Beobachtungen – zum Beispiel hinsichtlich der Dynamik und Anordnung von Partikeln – klar dem Einfluss des (magnetisierten) *Wakes* zugeschrieben werden und von etwaigen globalen Änderungen der Randschichtstruktur und des damit zusammenhängenden Partikeleinschlusses unterschieden werden.

Der Einfluss des Magnetfelds auf das Plasma wird an dieser Stelle mit rein optischen Diagnostiken untersucht. Das Magnetfeld ist Verursacher massiver Plasmainstabilitäten, denen sich zunächst das folgende Unterkapitel widmet. Weiterhin werden das Leuchten des Plasmas und die Gleichgewichtslevitationshöhe eines Partikels im darauffolgenden Kapitel als Indikatoren für den Einfluss des Magnetfelds auf die Randschichtstruktur und den Partikeleinschluss genutzt.



**Abb. 6.1:** Seitenansicht des Plasmas und der unteren Elektrode bei  $B = 0\text{ T}$ ,  $B = 1\text{ T}$  und  $B = 4\text{ T}$  [303]. Starke Magnetfelder führen zur Ausbildung von Filamenten, langen hellen Strukturen parallel zum Magnetfeld, die durch das Plasma propagieren. Die Unterdrückung der ambipolaren Diffusion durch das Magnetfeld führt darüber hinaus zu einer Begrenzung des Plasmas auf den Elektrodenzwischenraum; am rechten Bildrand ist bei hohen Flussdichten ein Bereich ohne Plasmaleuchten zu erkennen. Die schon bei  $B = 0\text{ T}$  zu beobachtende rechteckige Struktur ist nicht Teil des Plasmas, sondern das hintere Kammerfenster.

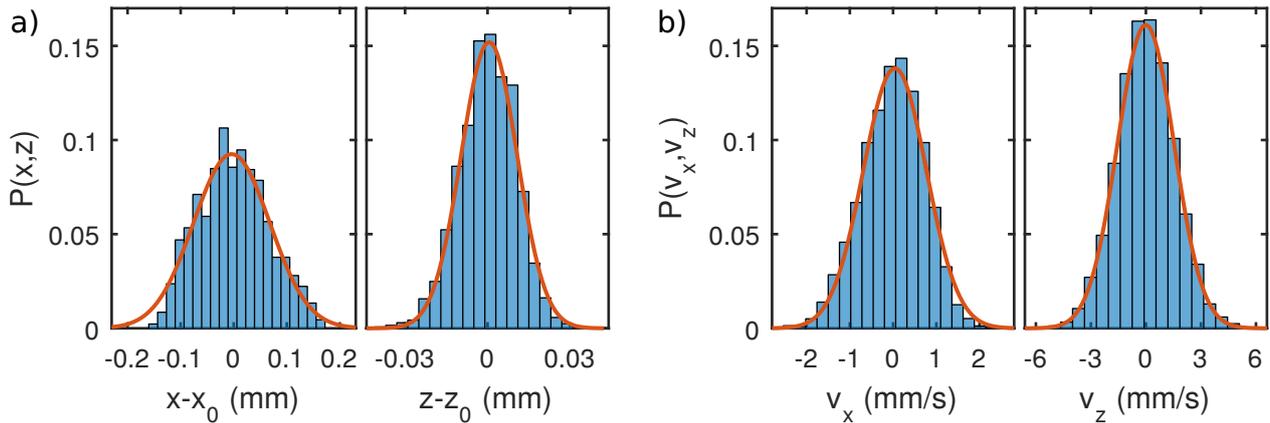
### 6.1.1 Plasmafilamentierung

Für magnetisierte HF-Parallelplattenentladungen ist das Einsetzen spontaner Filamentierung typisch [99–101, 117, 303]. Darunter versteht man helle Strukturen im Plasma, die sich bei  $B > 0,2\text{ T}$  parallel zu den magnetischen Feldlinien zwischen den Elektroden ausbilden und senkrecht zu diesen durch das Plasma propagieren (s. Abb. 6.1). Oberflächen- und Transporteffekte, die zu Fluktuationen der Raumladung und damit einhergehend zu Selbstorganisation von Strukturen im Plasma führen, sind von anderen Typen von Gasentladungen auch im unmagnetisierten Zustand bekannt, etwa in dielektrischen Barriereentladungen<sup>36</sup> (engl. *dielectric barrier discharge*, DBE) [304–307] oder in Entladungen mit einer Elektrode aus Halbleitermaterial [308].

Die Filamentierung von HF-Parallelplattenentladungen bei starken Magnetfeldern ist trotz ihrer ersten Beobachtung vor fast 15 Jahren durch KONOPKA *et al.* [309] immer noch weitestgehend unerforscht beziehungsweise unverstanden. Vermutlich führt die Unterdrückung des transversalen Transports durch das Magnetfeld zu einer Entkopplung der Flussröhren [99], sodass man sich die magnetisierte Parallelplattenentladung als aus vielen kleinen, im Prinzip gleichberechtigten Flussröhren bestehend vorstellen kann, die nur über die Elektroden miteinander verbunden sind. Lokale Dichtefluktuationen des Plasmas können nicht mehr ausgeglichen werden und erzeugen einen erhöhten Stromfluss innerhalb der betroffenen Flussröhre; ein Filament entsteht.

Völlig offen ist, durch welchen Effekt genau der erhöhte Stromfluss zustande kommt, warum sich ein Filament nach seiner Entstehung durch die Entladung bewegt und warum viele Filamente gleichzeitig existieren können statt dass ein dominantes Filament mit zunehmendem Stromfluss das restliche Plasma zum Erlöschen bringt. Möglicherweise spielt die Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden (zum Beispiel Verschmutzungen) eine Rolle, die bekanntermaßen die Sekundärelektro-

<sup>36</sup> Bei dielektrischen Barriereentladungen ist mindestens eine der Elektroden galvanisch durch ein Dielektrikum vom Plasma getrennt.



**Abb. 6.2:** Histogramme der **a)** Positionen und **b)** Geschwindigkeiten eines einzelnen Microballoons bei  $B = 0,8\text{T}$  ( $p = 10\text{Pa}$ ,  $P = 5\text{W}$ ) mit daran angepasster Normalverteilung (rote Linie).

nenrate beeinflussen können [310, 311]. Eine andere Möglichkeit wäre ein negativer differentieller Widerstand der Flussröhren, der wie in Gasentladungsröhren eine Zunahme des Stroms innerhalb der Filamente herbeiführt.

Versuchswise wurde im Rahmen dieser Arbeit als erster Test eine 1 mm dicke Glasplatte auf die obere Elektrode aufgebracht, was gleichzeitig die Oberflächeneigenschaften der Elektrode als auch die Impedanz der Flussröhren verändert. Der Grad der Filamentierung wurde dadurch jedoch nicht verändert; ihr zugrunde liegender Mechanismus bleibt nach wie vor offen.

Mittels optischer Beobachtung von der Seite wie in Abb. 6.1 lässt sich der Grad der Filamentierung nur schwer quantifizieren.<sup>37</sup> Allerdings – und deshalb ist die Filamentierung für diese Arbeit auch so bedeutsam – stören die sich durch die Entladung bewegenden Filamente den Einschluss der Partikel, sei es durch Modifikation des lokalen elektrischen Felds oder der Partikelladung, und verursachen somit stochastische Partikelbewegungen. Die resultierende Dynamik der Partikel ist einfach zu messen und gibt Aufschluss über die Stärke der Filamentierung.

Exemplarische Histogramme der Positionen und Geschwindigkeiten eines einzelnen Mikropartikels bei  $B = 0,8\text{T}$  sind in Abb. 6.2 gezeigt. Insgesamt treten stochastische Geschwindigkeiten von bis zu  $v_d = 7\text{ mm/s}$  auf, dies entspricht kinetischen Energien von bis zu  $E_{\text{kin,d}} = 4 \cdot 10^{-17}\text{ J}$ . Damit stellen die Filamente einen sehr effizienten Mechanismus zur Erhöhung der kinetischen Energie (Heizung) der Partikel dar, sie induzieren kinetische Partikeltemperaturen von mehr als

$$T_{\text{kin,d}} = \frac{\sigma_{x,z} m_d \omega_{x,z}^2}{k_B} > 10^8\text{ K}, \quad (6.1)$$

mit  $\sigma_{x,z}$  der Standardabweichung der Partikelpositionen und  $\omega_{x,z}$  den Eigenfrequenzen des Partikels in jede Raumrichtung ( $\omega_z = \omega_0$ ).

<sup>37</sup> Bei der Beobachtung von der Seite kann nur die linienintegrierte Intensität durch die gesamte Entladung hindurch gemessen werden. Eine aktuelle Forschungsarbeit verfolgt den Ansatz, mit einem Laserfächer beleuchtete Wolken aus Nanostaub zur Sichtbarmachung einzelner Filamente zu verwenden [312].

Bei  $B > 2$  T werden die filamentinduzierten Instabilitäten größer und stören den Einschluss der Teilchen massiv, sodass immer wieder Partikel ganz aus der Entladung herausfallen. Aus diesem Grund ist der Bereich, in dem stabile Experimente an Mikropartikeln durchgeführt werden können, auf  $B < 2$  T limitiert.

Aufgrund der vorhandenen Instabilitäten werden sämtliche Messungen im Magnetfeld mit Microballoons durchgeführt, deren großes Größe-zu-Masse-Verhältnis (s. Tab. 4.1) einen stabilen Einschluss auch in Gegenwart schwacher Plasmainstabilitäten unterstützt. Die Verwendung großer Partikel erleichtert außerdem ihre Beobachtung und resultiert in höheren Partikelladungen, wodurch *Wake*-Effekte prononcierter auftreten.

### 6.1.2 Plasmaleuchten und Levitation von Mikropartikeln

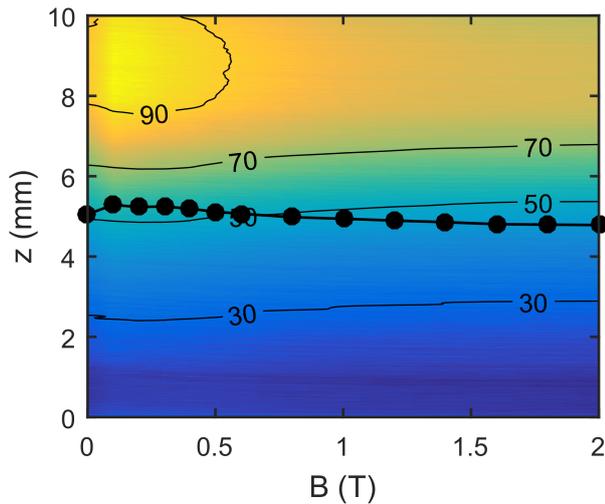
Globale Veränderungen des Plasmas bei Variation des Magnetfelds lassen sich mittels der Intensität des mit der Plasmaerzeugung einhergehenden Leuchtens (engl. *plasma glow*) feststellen, welche einen groben Indikator für die (zeitlich gemittelte) Elektronendichte darstellt.<sup>38</sup> Die mit der (auch zur Partikelbeobachtung genutzten) hochempfindlichen CMOS-Kamera gemessene Leuchtintensität in der unteren Plasmarandschicht und die Levitationshöhe eines einzelnen Microballoons als Funktion der magnetischen Flussdichte sind in Abb. 6.3 dargestellt.

Die Leuchtintensität ist für  $B > 0,5$  T nahezu konstant, die Levitationshöhe des Partikels deckt sich mit den Isolinien im Bereich von 45 % bis 52 % und nimmt minimal mit steigender Flussdichte ab. Das Plasmaleuchten deutet darauf hin, dass ein Erhöhen des Magnetfelds ab  $B > 0,5$  T nicht zu weiteren Veränderungen der Plasmaentladung führt. Dies liegt daran, dass die globale Magnetisierung der Elektronen, beschrieben durch den dynamischen Magnetisierungsparameter  $\beta_e$  [Gl. (2.44) und Tab. 2.2], bereits bei deutlich niedrigeren Flussdichten stattgefunden hat. Die Elektronen sind bei  $B = 0,5$  T bereits vollständig magnetisiert ( $\beta_e \approx 70$ ), sodass eine weitere Magnetfelderhöhung die Entladungscharakteristika unverändert lässt.

Da im Regime von 0,5 T bis 2,0 T keine starken Änderungen der Entladung und der Gleichgewichtslevitationshöhe eines Partikels zu beobachten sind, können Experimente mit Mikropartikeln hier verlässliche Informationen über lokale Vorgänge in der Umgebung der Partikel liefern, das heißt die Wechselwirkung der Partikel und ihrer *Wakes*. Der Einfluss der Elektronenmagnetisierung auf die Entladung wird durch Begrenzung der Experimente auf  $B > 0,5$  T gezielt ausgeklammert. Der geometrische Magnetisierungsparameter  $\chi_e$  [Gl. (2.43) und Tab. 2.2] wird erst bei circa 0,6 T größer als 1, das heißt die Elektronenladeströme auf ein Partikel und daher seine Ladung werden noch durch eine Erhöhung der magnetischen Flussdichte bei  $B > 0,5$  T beeinflusst [126].

---

<sup>38</sup> Die Emission hängt neben der Elektronendichte auch von der Elektronentemperatur ab und gibt außerdem nur Aufschluss über das Vorhandensein hochenergetischer Elektronen; die Anregungsenergien von Argon betragen mehr als 11 eV, die erste Ionisationsenergie knapp 16 eV [313].



**Abb. 6.3:** Untere Plasmarandschicht bei  $p = 10$  Pa und  $P = 5$  W: zeitlich gemittelt, normiertes Plasmaleuchten (farbkodiert und Isolinien) und Levitationshöhe  $z_0$  eines einzelnen ( $r_d \approx 10 \mu\text{m}$ ) Microballoons (Kreise) als Funktion der magnetischen Flussdichte  $B$ . Die Elektrodenoberfläche liegt bei  $z = 0$ .

Die Levitationshöhe des Partikels liegt stets im Bereich  $z \approx 5$  mm und befindet sich damit im Gebiet, in dem die Ionen laut der XPDP1-Simulation (s. Abb. 4.7) BOHM-Geschwindigkeit erreichen. Vergleiche des Experiments mit Simulationen zu *Wakes* bei  $M = 1$  sind also (wie auch im unmagnetisierten Fall im vorherigen Kapitel) sinnvoll.

### 6.1.3 Zusammenfassende Charakterisierung des untersuchten Magnetfeldregimes

Durch Wahl des zu untersuchenden Regimes von  $0,5 \text{ T} < B < 2,0 \text{ T}$  und die Voruntersuchungen ist sichergestellt, dass

- filamentinduzierte Instabilitäten des Partikelsystems klein genug bleiben und keine zu große Störung der Untersuchungen darstellen,
- die Elektronenmagnetisierung der Entladung bei  $B > 0,5 \text{ T}$  bereits abgeschlossen ist,
- daher keine globalen Veränderungen der Entladung mehr stattfinden,
- die zu beobachtenden Effekte des untersuchten Partikelsystems daher dem lokalen Wechselspiel von Magnetfeld, Ionenströmung und Partikeln zugeschrieben werden können.

## 6.2 Mikropartikelpaar in einem stark magnetisierten Plasma

Langzeit- und PRRM-Messungen an Partikelpaaren sind in magnetisierten Plasmen nur sehr eingeschränkt möglich [117, 303]; der geschwächte Partikeleinschluss beziehungsweise die Instabilitäten führen dazu, dass sehr leicht Partikel aus der Entladung herausfallen beziehungsweise andere Partikel von der Elektrode aufgewirbelt und in der Randschicht eingeschlossen werden, sodass Systeme mit konstanter Partikelanzahl nicht lange genug existieren.

Zum Studium der *Wake*-Eigenschaften in magnetisierten Plasmen muss daher ein anderer Zugang gewählt werden: Ähnlich den in Kap. 3.2.2 beschriebenen Untersuchungen wird die Anordnung eines Partikelpaars in der Randschicht betrachtet, die prinzipiell drei verschiedene Zustände (vertikal, horizontal, schräg) einnehmen kann und durch das Zusammenspiel aus dem externen Einschluss mittels elektrischer Felder in der Randschicht und der Partikel-Partikel- und Partikel-*Wake*-Wechselwirkung bestimmt wird.

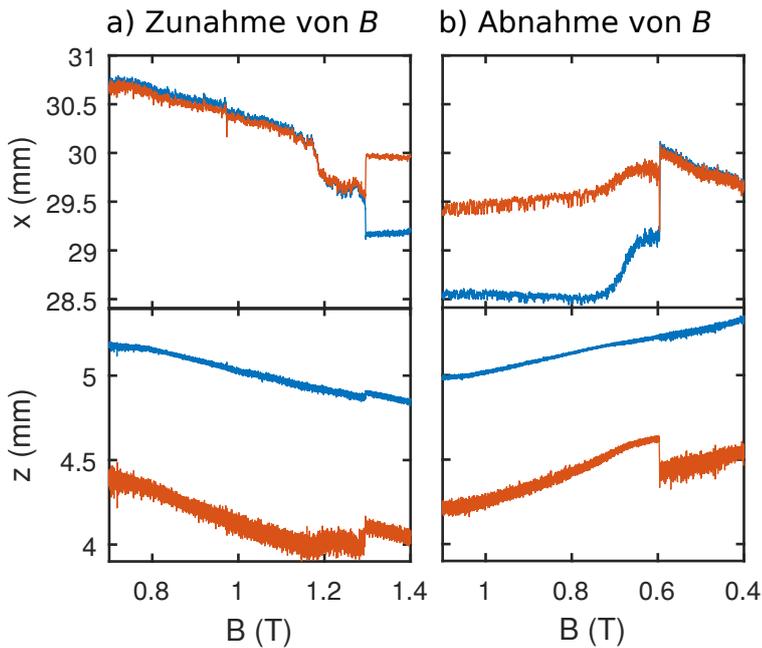
Sämtliche hier präsentierten Messungen werden wie oben erwähnt mit Microballoons durchgeführt. Der Neutralgasdruck beträgt  $p = 10 \text{ Pa}$ , die HF-Leistung – sofern nicht explizit andere Werte erwähnt werden – ist  $P = 5 \text{ W}$ .

### 6.2.1 Wechsel der Anordnung bei Veränderung der magnetischen Flussdichte

Ein Paar aus Microballoons wird bei  $B = 0 \text{ T}$  in der Randschicht eingeschlossen. Es werden zwei Partikel verwendet, deren Massenunterschied groß genug ist, um in Kombination mit der attraktiven Wirkung des unmagnetisierten *Wakes* anfangs in einer vertikalen Anordnung zu levitieren. Die absoluten Partikelpositionen und ihre relative Anordnung werden gemessen, während das Magnetfeld langsam mit  $d|B|/dt < 0,1 \text{ T/min}$  erhöht wird.

Die vertikale Ausrichtung der Partikel bleibt bis  $B \leq 0,6 \text{ T}$  unverändert, da die Ionendynamik durch diese schwachen Flussdichten nur unwesentlich beeinflusst wird (bei  $B = 0,6 \text{ T}$  ist  $\beta_i \approx 0,3$ ; vgl. Tab. 2.2) und weitestgehend dem unmagnetisierten Fall entspricht [126], weshalb die Struktur des *Wakes* und die damit verbundene Anordnung der Partikel unverändert bleiben. Die vertikale Anordnung der Partikel im unmagnetisierten Fall ist umfassend untersucht und gut nachvollzogen (vgl. Kap. 3.2.2): Der Abstand der Partikel ist im Wesentlichen durch die ungestörte Levitationshöhe der einzelnen Partikel in der Randschicht bestimmt. Der (vertikale) Einschluss in der Randschicht ist so stark, dass die gegenseitige Abstoßung der Partikel und die Anziehung durch den *Wake* nur sekundäre Effekte darstellen, die die Levitationshöhen nur leicht beeinflussen [74, 121, 237]. *Wake*-Anziehung trägt allerdings entscheidend zur horizontalen Stabilität des vertikalen Partikelpaars bei [120].

Überraschenderweise kann es nun bei weiterer Erhöhung von  $B$  zu einem plötzlichen Wechsel der Anordnung kommen. Die zeitliche Entwicklung der Partikelpositionen direkt vor Einsetzen eines solchen Wechsels findet sich in Abb. 6.4. Gezeigt sind sowohl die horizontale ( $x$ ) als auch vertikale ( $z$ ) Position beider Partikel; der dargestellte Magnetfeldbereich entspricht einem Zeitraum von sieben Minuten und ermöglicht die Suche nach Ereignissen, die den Wechsel der Partikelkonfiguration verursachen. Die Erhöhung des Magnetfelds in Abb. 6.4 a) führt primär zu einer Verschiebung der horizontalen Gleichgewichtsposition und – wie bereits von dem Einzelteilchen bekannt (s. Abb. 6.3) – zu einem leichten Absinken des Paares. Die horizontale Verschiebung findet auf einer sehr langen Zeitskala statt und hat nichts mit den in Kap. 6.1.1 beschriebenen filamentinduzierten Partikeloszillationen zu tun, die als rauschartige Verbreiterung der  $x$ - und  $z$ -Positionen auftreten. Sie



**Abb. 6.4:**  $x$ - und  $z$ -Positionen des oberen (blau) und unteren (rot) Partikels eines Partikelpaars bei  $p = 10$  Pa und  $P = 5$  W für **a)** zunehmendes und **b)** abnehmendes Magnetfeld. Grundlegende Änderungen der Partikelkonfiguration treten a) bei  $B_1 = 1,3$  T und b) bei  $B_2 = 0,6$  T auf. Die Änderung der Levitationshöhe des unteren Partikels bei den Übergangspunkten ist bei  $B_2$  größer als bei  $B_1$ .

muss vielmehr einer anderen Art von durch das Magnetfeld verursachten Instabilität zugeschrieben werden. Der wahrscheinlichste Auslöser sind Spitzenentladungen, die im Magnetfeld an Kanten der Elektroden und Elektrodenvertiefung auftreten.

Bei  $B_1 = 1,3$  T tritt eine plötzliche Änderung der Partikelanordnung auf: Die rein vertikale Ausrichtung wechselt zu einer schrägen Anordnung. Der horizontale Partikelabstand  $\Delta x$  wird groß, gleichzeitig levitiert das untere Partikel höher. Eine weitere Erhöhung von  $B$  ändert diese schräge Anordnung nicht, sie bleibt zeitlich stabil.

Wird die Flussdichte reduziert [Abb. 6.4b)], bleibt die schräge Anordnung bis  $B_2 = 0,6$  T erhalten, wo dann der umgekehrte Wechsel zurück in die Vertikale stattfindet. Die Flussdichte  $B_2$  ist signifikant kleiner als der vorherige Übergangspunkt  $B_1$ . Beim Übergang findet eine noch größere Änderung der Levitationshöhe des unteren Partikels statt (verglichen mit dem Wechsel in die schräge Anordnung bei  $B_1$ ).

Die schräge Anordnung ist unabhängig von der magnetischen Flussdichte gut nachzuvollziehen, die dominanten Effekte wurden bereits in Kap. 3.2.2 diskutiert: Die Levitationshöhen der beiden Partikel sind durch die MILLIKAN-Bedingung [Gl. (2.33)] gegeben, die jeweiligen Partikelladungen werden aufgrund des großen horizontalen Partikelabstands nicht durch das jeweils andere Partikel beziehungsweise dessen *Wake* beeinflusst. Der horizontale Partikelabstand ergibt sich aus der repulsiven Partikelwechselwirkung und der Rückstellkraft durch das elektrische Feld der externen Falle [vgl. Gl. (3.1)], sowie verbliebenen schwachen attraktiven Kräften durch den (weit entfernten) *Wake* des jeweils anderen Partikels.

Die Flussdichten  $B_1$  und  $B_2$ , bei denen die Wechsel stattfinden, lassen sich in wiederholten Experimenten mit demselben Partikelpaar reproduzieren. Insgesamt wurden diese Messungen mit

	#1	#2	#3	#4	#5	#6
$B_1$ (T)	1,19	1,25	1,30	1,20	1,47	1,39
$B_2$ (T)	0,62	0,58	0,60	0,70	0,81	0,65
$\Delta B$ (T)	0,57	0,67	0,70	0,50	0,66	0,74
$d_{0,\text{ref}}$ (mm)	0,85	0,85	0,88	0,91	1,05	1,07

**Tab. 6.1:** Magnetische Flussdichten  $B_1$  und  $B_2$  und die Hysteresebreite  $\Delta B = B_1 - B_2$  für den gesamten Satz an Messungen mit  $N = 6$  verschiedenen Partikelpaaren, sortiert nach  $d_{0,\text{ref}}$ , dem Partikelabstand des vertikal angeordneten Partikelpaars bei  $B = 1$  T. Je größer der anfängliche Interpartikelabstand (Massendifferenz der Partikel) ist, desto höher ist das Magnetfeld bei den Übergangspunkten  $B_{1,2}$ .

$N = 6$  verschiedenen Partikelpaaren durchgeführt. Aufgrund unterschiedlicher anfänglicher Interpartikelabstände der Paare (unterschiedliche Massendifferenzen der Partikel) unterscheiden sich die Übergangspunkte von Paar zu Paar (s. Tab. 6.1); allerdings tritt stets eine Hysterese mit der Breite  $\Delta B = B_1 - B_2 \geq 0,5$  T auf.

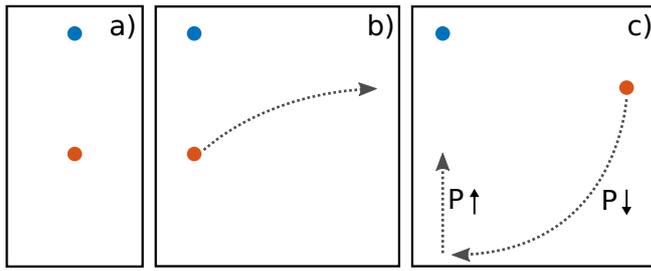
### 6.2.2 Spontaner Anordnungswechsel bei konstanter magnetischer Flussdichte

Auch auf andere Weise lässt sich eine Präferenz des Partikelpaars zur horizontal-schrägen Anordnung bei größeren Flussdichten zeigen. Hierzu wird ein konstantes Magnetfeld mit Flussdichten im Bereich  $B = (0,7 \dots 1,1)$  T verwendet. Wie bereits oben beschrieben ist die Flussdichte, bei denen die Partikel noch in einer vertikalen Anordnung levitieren (können), umso niedriger je kleiner der anfängliche Interpartikelabstand des Paares ist. Durch Erhöhung der HF-Leistung von den üblichen  $P = 5$  W auf 15 W wird der Interpartikelabstand bei konstantem Magnetfeld reduziert.<sup>39</sup> Nach einer endlichen Dauer von  $t = (2 \dots 60)$  s in der neuen Anordnung mit kleinerem Abstand verlässt das untere Partikel seine metastabile Position und ein spontaner Übergang in eine schräge Anordnung des Paares findet statt. Diese ist zeitlich stabil. Der Übergang zurück in die vertikale Anordnung kann nur durch starke Reduktion der HF-Leistung auf  $P < 5$  W und die damit verbundene starke Vergrößerung des vertikalen Partikelabstands erzwungen werden. Die HF-Leistung wird dann wieder auf  $P = 15$  W erhöht und der Ausgangszustand ist wieder hergestellt. Der Mechanismus, Partikel durch Verringern der HF-Leistung zurück in die Vertikale zu bringen, ist von früheren Arbeiten [238] bekannt (s. Diskussion in Kap. 3.2.2). Hier wird er lediglich zum Zurücksetzen der Partikelanordnung verwendet.

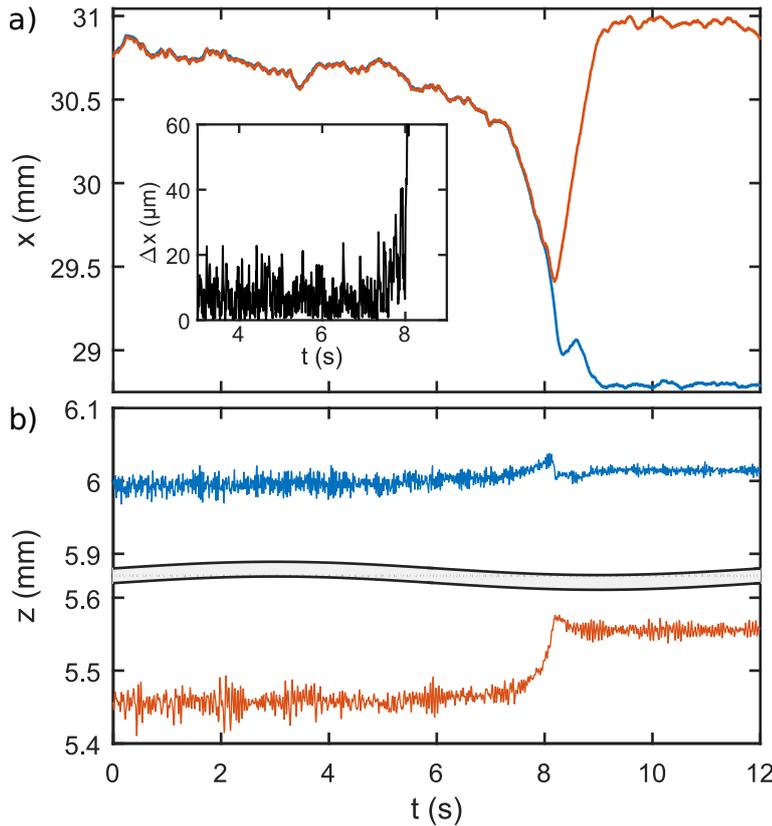
Eine Skizze des gesamten Zyklus zeigt Abb. 6.5, ein exemplarischer spontaner Übergang von der vertikalen in die schräge Anordnung ist in Abb. 6.6 dargestellt. Wie schon bei den vorherigen Studien ist der Übergang mit einer deutlichen Änderung der Levitationshöhe des unteren Partikels verbunden.

Der Vorteil der Analyse dieser spontanen Übergänge ist, dass mehrfache Wiederholungen der Messungen an demselben Partikelpaar innerhalb kurzer Zeit möglich sind und die Reproduzierbarkeit der Übergänge untersucht werden kann. In Tab. 6.2 finden sich die mittleren Partikelpositionen in beiden Anordnungen (vertikal und schräg) und ihre Standardabweichungen, die anhand von 22

<sup>39</sup> Eine Änderung der HF-Leistung führt vor allem zu einer veränderten Dichte- und Randschichtstruktur des Plasmas mit daraus resultierenden veränderten Gleichgewichtslevitationshöhen der Partikel.



**Abb. 6.5:** Skizze eines spontanen Konfigurationswechsels bei konstantem Magnetfeld. **a)** Anfängliche vertikale Ausrichtung der Partikel. **b)** Einsetzen von Übergang in schräge Anordnung nach endlicher Zeitspanne. **c)** Langzeitstabile schräge Anordnung. Der Ausgangszustand kann durch starkes Verringern und erneutes Erhöhen der HF-Leistung wieder hergestellt werden.

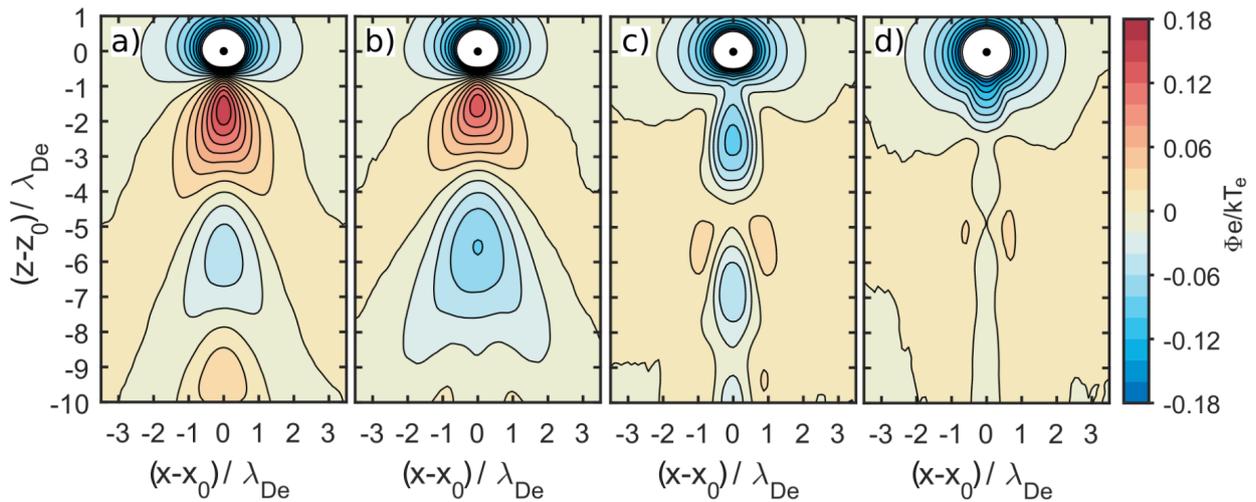


**Abb. 6.6:** Spontaner Wechsel der Partikelanordnung (oberes Partikel: blau; unteres: rot) von der vertikalen in die schräge Konfiguration bei  $B = 0,8\text{ T}$  und  $P = 15\text{ W}$ . **a)** Horizontale Partikelpositionen  $x$  als Funktion der Zeit  $t$ . Beide Partikel entfernen sich gemeinsam von ihrer Gleichgewichtsposition bis die Auslenkung so groß ist, dass das untere Partikel der Bewegung des oberen nicht länger folgen kann und der horizontale Abstand  $\Delta x$  der Partikel zunimmt (s. eingefügte Detailsicht). **b)** Vertikale Partikelpositionen  $z$  als Funktion der Zeit  $t$ . Die Levitationshöhe des unteren Partikels ändert sich beim Übergang deutlich, während die des oberen Teilchens annähernd unverändert bleibt.

	vertikal	schräg
$x_u$ ( $\mu\text{m}$ )	$30\,823 \pm 18$	$28\,871 \pm 6$
$x_d$ ( $\mu\text{m}$ )	$30\,814 \pm 17$	$30\,997 \pm 10$
$z_u$ ( $\mu\text{m}$ )	$5995,3 \pm 1,5$	$6012,9 \pm 0,5$
$z_d$ ( $\mu\text{m}$ )	$5454,9 \pm 2,9$	$5556,7 \pm 0,9$

**Tab. 6.2:** Positionen des oberen (Index  $u$ ) und unteren (Index  $d$ ) Partikels in der rein vertikalen und der schrägen Anordnung für den in Abb. 6.6 dargestellten Übergang. Insgesamt wurde der Übergang an diesem Partikelpaar 22 Mal beobachtet.

Übergängen desselben Partikelpaars bestimmt wurden. Die Standardabweichung der Mittelwerte ist kleiner als die Durchmesser der Partikel, diese befinden sich in beiden Anordnungen immer auf exakt den gleichen Positionen. Bei allen Übergängen stellt ein horizontaler Partikelabstand von  $\Delta x \geq 30\ \mu\text{m} \approx 3r_d$  einen Schwellwert dar, der mindestens überschritten werden muss, bevor der Übergang in die schräge Anordnung einsetzt.

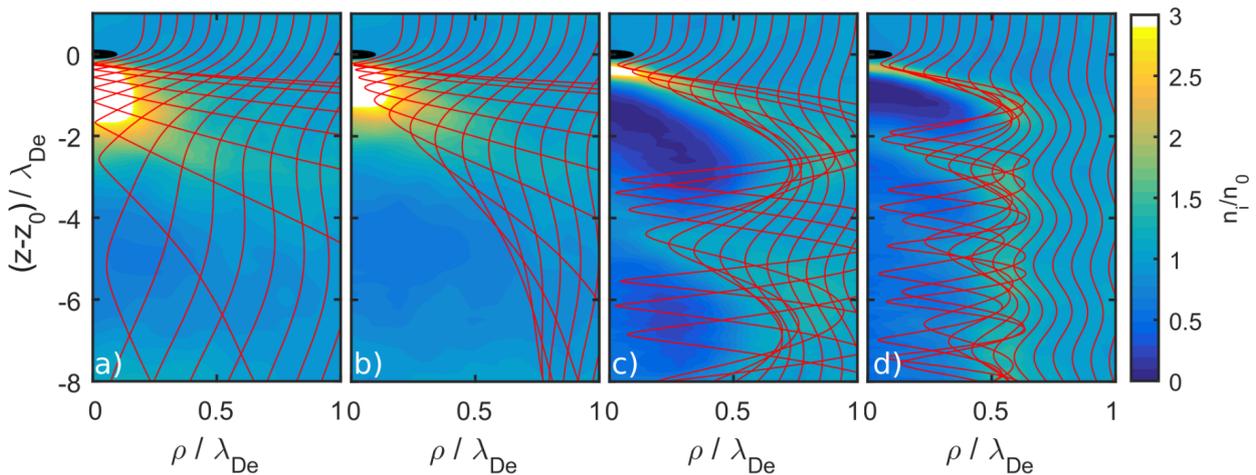


**Abb. 6.7:** Potentialverteilung um ein Partikel (schwarzer Punkt) aus einer stoßfreien PIC-Simulation für mit  $M = 1,2$  strömende Ionen bei verschiedenen Magnetisierungen: **a)**  $\beta_i = 0,02$ , **b)**  $\beta_i = 0,33$ , **c)**  $\beta_i = 1,6$ , **d)**  $\beta_i = 3,3$ . Der Ionenfluss und das Magnetfeld zeigen in  $-z$ -Richtung.

### 6.2.3 Simulationen des magnetisierten *Wakes*

Welche Aussagen können anhand der gemachten Beobachtungen über den magnetisierten *Wake* getroffen werden? Lassen die Lage der Übergangspunkte und das Vorhandensein der Hysterese, die Präferenz zur horizontalen Anordnung bei starken Magnetfeldern und die Änderung der Levitationshöhe des unteren Partikels beim Übergang Rückschlüsse über Charakteristika der durch das Magnetfeld veränderten Ionenverteilung flussabwärts eines Teilchens zu? Eine Interpretation der experimentellen Ergebnisse bedarf eines Vergleichs mit Simulationen.

In Kap. 3.3 wurden die verschiedenen Ansätze zur *Wake*-Modellierung vorgestellt und ihre individuellen Vor- und Nachteile diskutiert. Dieses Unterkapitel 6.2.3 präsentiert detaillierte PIC- und MD-Simulationen des *Wakes* bei starken Magnetfeldern und stellt wesentliche Charakteristika beziehungsweise deren zugrunde liegenden Entstehungsmechanismen vor. MD-Simulationen unter realistischen, dem Experiment nahen Bedingungen – namentlich mit Berücksichtigung von Stößen und der zutreffenden Ionengeschwindigkeitsverteilung – wurden bereits in Kap. 5.3 zur Interpretation der Experimente ohne Magnetfeld verwendet, allerdings noch ohne den konkreten Einfluss von Stößen und der Ionengeschwindigkeitsverteilung auf den *Wake* zu untersuchen. Dies wird hier im Kontext des magnetisierten *Wakes* nachgeholt. Nachdem die Charakteristika des *Wakes* im Magnetfeld unter experimentellen Bedingungen auf diese Weise verstanden wurden, werden die MD-Simulationen im folgenden Kap. 6.2.4 zur Interpretation der im Experiment beobachteten Konfigurationswechsel herangezogen. Details zu den jeweiligen Simulationen und über die hier vorgestellten Ergebnisse hinausgehende Analysen finden sich in den entsprechenden Publikationen: stoßfreie PIC-Simulationen in Ref. [124], stoßfreie MD-Simulationen in Ref. [126], MD-Simulationen mit realistischer Geschwindigkeitsverteilungsfunktion und Stößen in Ref. [125, 127].



**Abb. 6.8:** Ionendichteverteilung um ein Partikel (schwarz) in der  $\rho$ - $z$ -Ebene (Zylindergeometrie) aus stoßfreien PIC-Simulationen überlagert mit Testteilchentrajektorien (rot) für mit  $M = 1,2$  strömende Ionen bei verschiedenen Magnetisierungen: **a)**  $\beta_i = 0,02$ , **b)**  $\beta_i = 0,33$ , **c)**  $\beta_i = 1,6$ , **d)**  $\beta_i = 3,3$ . Die Gleichgewichtsdichte beträgt  $n_0 = 1 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ . Zu beachten ist die nicht maßstabgerechte Skalierung der Achsen.

Die Verwendung artifiziieller Massenverhältnisse (s. Kap. 3.3) gebietet Vorsicht bei der Einordnung der Simulationsergebnisse von PIC-Simulationen, da die Ionen aufgrund ihrer künstlich geringen Massen bereits durch sehr schwache Felder  $B < 200 \text{ mT}$  stark beeinflusst werden. Die magnetischen Flussdichten besitzen daher für Vergleiche keine Aussagekraft. Geeigneter, wenn auch alles andere als perfekt [124], ist Verwendung des dynamischen Magnetisierungsparameters  $\beta_i$  [Gl. (2.44)] als Ordnungsparameter, da dieser die Ionenmassen berücksichtigt. Um die gleiche Wirkung auf Argonionen zu erzielen, müssten die Flussdichten der Simulation 80-fach höher sein.

Abb. 6.7 zeigt Ergebnisse aus stoßfreien PIC-Simulationen für die Potentialverteilung um ein Partikel in einer strömenden Plasmaumgebung bei verschiedenen Magnetisierungen. Für niedrige  $\beta_i$  entspricht die Potentialverteilung dem unmagnetisierten Fall (vgl. Abb. 3.2) mit einem (für negative Partikel attraktiven) positiven Potentialmaximum. Mit zunehmender Magnetisierung wird dieses Potentialmaximum kleiner und rückt näher an das Partikel, während das flussabwärts liegende Potentialminimum ausgeprägter wird. Für  $\beta_i > 1$  existieren keine dominanten Potentialmaxima mehr im *Wake*; um die Symmetrieachse des Systems ( $x - x_0 = 0$ ) entwickelt sich direkt flussabwärts des Partikels ein schmaler negativer Potentialschlauch, der von einem leicht positiven Potential umgeben ist.

Die entsprechenden Ionendichteverteilungen um das Partikel sind in Abb. 6.8 dargestellt. Überlagert dargestellt sind die Trajektorien einzelner Ionen, die als „Testteilchen“ injiziert wurden und in den *Wake* des Partikels eintreten.<sup>40</sup> Das in Kap. 3.4 diskutierte Schattenphänomen ist deutlich zu erkennen: Die Ionenfokussierung wird durch das Magnetfeld unterdrückt, bei starken Magnetisierungen hat sich der *Wake* grundlegend von einem Ionenfokus (Ionendichteerhöhung) zu

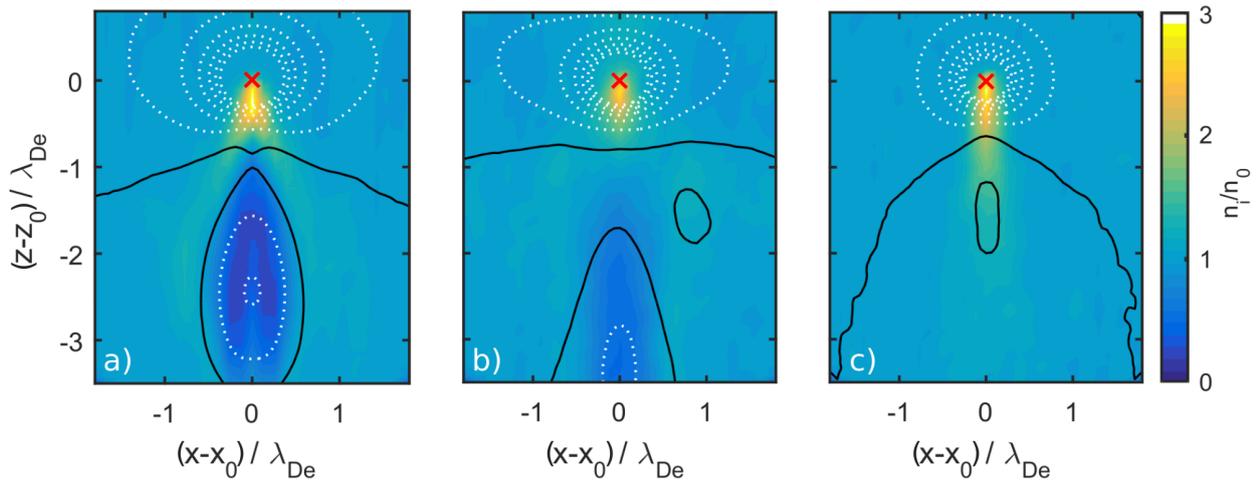
<sup>40</sup> Berechnet wurden die Trajektorien kalter ( $v_{i,x} = v_{i,y} = 0$ ) Ionen, die in die oben vorgestellte Potentialverteilung injiziert wurden. Die Näherung kalter Ionen ist aufgrund der überschallschnellen Ionendrift ( $v_{i,z} = -1,2 v_B$ ,  $|v_{i,z}| \gg v_{th,i}$ ) gerechtfertigt.

einem Ionenschatten (Ionenverarmung) gewandelt. Die Ionen werden nach wie vor in der direkten Partikelnähe in dessen negativem Potential gestreut. Der Streuprozess an sich findet auf kurzen Zeitskalen deutlich unterhalb einer Gyroperiode statt und kann daher als unmagnetisiert betrachtet werden (klassische RUTHERFORD-Streuung). Durch die Wechselwirkung mit dem Partikel erhalten die Ionen eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Flussrichtung. Die Gyration der Partikel im Magnetfeld erzeugt folgend eine (zunächst von der Symmetrieachse weggerichtete) spiralförmige Bewegung, welche in den sich wiederholenden Regionen mit deutlicher Ionenverarmung – dem dynamischen Ionenschatten – resultiert. Der Rand des Schattens ist durch einen sehr schmalen Mantel erhöhter Ionendichte gegeben. Die transversale Breite und longitudinale Wellenlänge des Schattens sind durch die Gyrationbewegung in Kombination mit der Strömungsgeschwindigkeit gegeben. Eine hohe Strömungsgeschwindigkeit bedingt längere Wellenlängen und einen schmalen Schattenbereich; hohe Magnetfelder erzeugen aufgrund der höheren Gyrationfrequenz und des kleineren LARMOR-Radius Schattenbereiche mit kürzerer Wellenlänge und geringerer transversaler Ausdehnung [124].

Die Dämpfung des positiven *Wake*-Potentials durch das Magnetfeld ist schon länger aus Rechnungen mittels LRT bekannt [110, 114] und wurde auch experimentell beobachtet [117]; das Auftreten eines durchgehend negativen Potentials ist erst seit kurzem bekannt [269]. Der Effekt des dynamischen Ionenschattens bei starken Magnetfeldern hingegen wurde erstmals im Rahmen dieser Arbeit [124, 126, 127] und außerdem unabhängig von SUNDAR [271] beobachtet, nachdem der grundlegende Mechanismus zur Schattenbildung bereits vor einiger Zeit von CARSTENSEN *et al.* [117] gezeigt wurde (s. a. Kap. 3.4). Der von SUNDAR verwendete COPTIC-Code [265] verwendet keine artifiziellen Massenverhältnisse wie die hier präsentierten PIC-Simulationen, sondern beschreibt die Elektronen als Fluid mit einem BOLTZMANN-Faktor. Sowohl die PIC-Simulation von MILOCH als auch die von SUNDAR verwenden zur Beschreibung der Ionendrift eine verschobene MAXWELL-Verteilung (vgl. Kap. 2.1.2).

MD-Simulationen ermöglichen die effiziente Simulation vieler Datensätze. Sie verwenden außerdem die korrekten Ionenmassen, sodass Vergleiche mit dem Experiment direkt anhand der magnetischen Flussdichte möglich und nicht auf  $\beta_i$  als Ordnungsparameter angewiesen sind. Die MD-Simulationen haben den entscheidenden Vorteil, aufgrund ihrer überschaubaren Rechenzeit umfangreiche und dabei den experimentellen Parametern nahe Simulationsläufe zu ermöglichen (s. a. Kap. 3.3), weshalb die experimentelle Situation mit ihnen eingehender untersucht werden kann. Wie in Kap. 4.3 beschrieben, können Ionen-Neutralgas-Stöße nicht vernachlässigt werden und die Ionengeschwindigkeitsverteilung am Ort der Partikel ist nicht durch eine verschobene MAXWELL-Verteilung (quasi monoenergetische Ionen) zu beschreiben.

Es ergeben sich zwei Fragen: Erstens, welche grundlegenden Veränderungen des *Wakes* bei Berücksichtigung der zutreffenden Geschwindigkeitsverteilung zu erwarten sind, bei der die Ionen nicht mehr fast monoenergetisch sind, sondern eine deutlich breitere Verteilung aufweisen. In diesem Fall werden Störungen durch miteinander vermischte Ionengruppen unterschiedlicher Geschwindigkeiten konvektiert; die Ausbreitung der Störung wird durch das Vorhandensein vieler langsamer



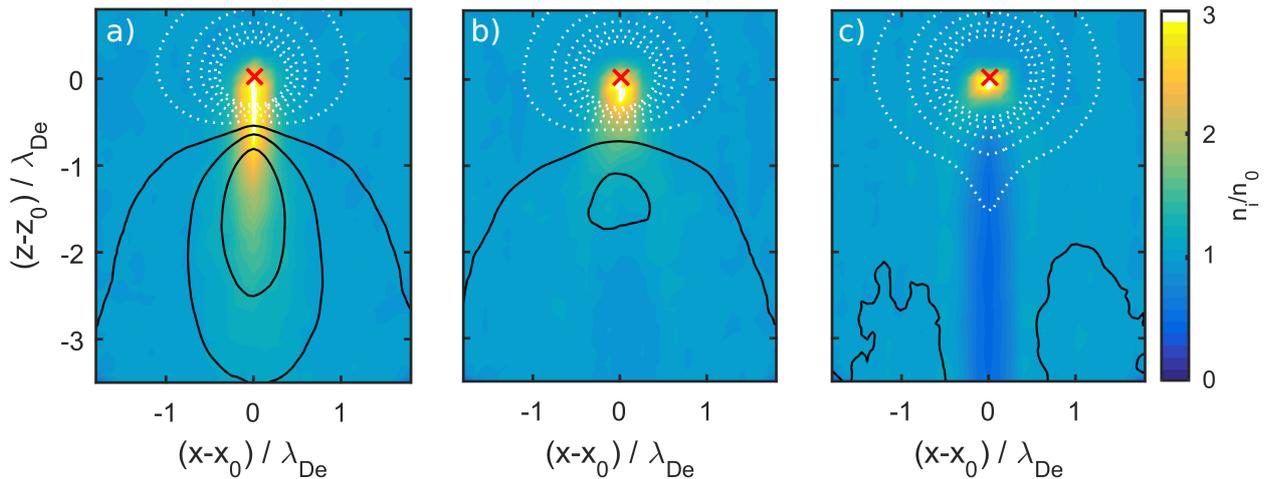
**Abb. 6.9:** Ionendichte (farbkodiert) und Potentiallinien in Schritten von 50 mV ( $\Phi < 0$ : gepunktet;  $\Phi \geq 0$ : durchgezogen) für in  $-z$ -Richtung strömende Ionen mit  $M = 1$  hinter einem Partikel (rotes Kreuz,  $r_d = 12,5 \mu\text{m}$ ) bei  $B = 2 \text{ T}$  ( $\beta_i = 1,45$ ) aus MD-Simulationen. **a)** Stoßfreier, monoenergetischer Ionenstrom. **b)** Stoßfreier Ionenstrom mit Geschwindigkeitsverteilung nach dem Konstanter-Stoßquerschnitt-Modell [Gl. (2.12) und Abb. 4.8]. **c)** Ionenstrom mit derselben Geschwindigkeitsverteilung und Ionen-Neutralgas-Stößen ( $p = 10 \text{ Pa}$ ,  $E_z = -6260 \text{ V/m}$ ,  $n_0 = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ).

Ionen gedämpft (LANDAU-Dämpfung [314]). Zweitens, welchen Einfluss Ionen-Neutralgas-Stöße haben, durch die langsame Ionen erzeugt werden, die erst wieder durch das elektrische Feld der Randschicht beschleunigt werden.

Für den stoßfreien Fall sind die Ergebnisse der MD-Simulationen mit denen der PIC-Simulationen identisch: In Abb. 6.9 a) sind Dichte- und Potentialverteilung um ein Partikel bei  $B = 2 \text{ T}$  für den stoßfreien Fall mit einer verschobenen MAXWELL-Verteilung der Ionen analog zu obigen PIC-Simulationen dargestellt. Die Ausbildung eines Ionenschattens mit einer Ionendichteerhöhung an dessen Rändern und ein damit einhergehendes negatives Potential des Wakes sind auch hier zu beobachten. Auch hier [vgl. Abb. 6.8 c)] findet sich direkt unterhalb des Partikels noch ein kleinerer Bereich massiver Ionenanreicherung.

In Abb. 6.9 b) wurden die Ionen anstatt mit einer monoenergetischen Verteilung mit einer Geschwindigkeitsverteilung nach dem analytischen Modell eines konstanten Stoßquerschnitts [Gl. (2.12)] injiziert (s. Abb. 2.3), das die korrekte Verteilung zutreffend beschreibt (s. Abb. 4.8). Allerdings wird immer noch der stoßfreie Fall betrachtet, es finden keine Stöße von Ionen statt. Die breite Geschwindigkeitsverteilung mit vielen langsamen Ionen macht die gesamte Wake-Struktur weniger ausgeprägt: Die Stärke und räumliche Ausdehnung des Ionenfokus direkt unterhalb des Partikels wird genauso verringert wie auch der weiter flussabwärts befindliche Ionenschatten. Auch das negative Potential im Schattenbereich ist entsprechend geringer. Die Ladung des Partikels bleibt durch die Geschwindigkeitsverteilung im Übrigen quasi unbeeinflusst [127].

In Abb. 6.9 c) wurden zusätzlich zur Geschwindigkeitsverteilung noch Stöße (MONTE-CARLO-Stoßroutine [299] mit konstantem Stoßquerschnitt für Ladungsaustauschstöße  $\sigma_{cx} = 6 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ , s. a. Diskussion in Kap. 4.3) und ein überlagertes elektrisches Feld (Gleichspannung) berücksichtigt. Die Situation mit Stößen kann nicht ohne elektrisches Feld betrachtet werden, da dieses zur



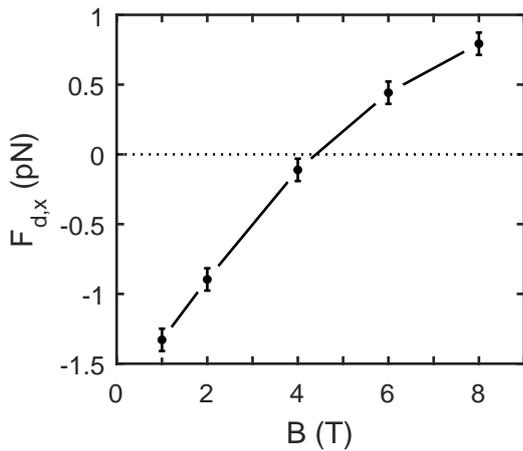
**Abb. 6.10:** Ionendichte (farbkodiert) und Potentiallinien in Schritten von 50 mV ( $\Phi < 0$ : gepunktet;  $\Phi \geq 0$ : durchgezogen) für in  $-z$ -Richtung strömende Ionen mit  $M = 1$  hinter einem Partikel (rotes Kreuz,  $r_d = 12,5 \mu\text{m}$ ) aus MD-Simulationen bei **a)**  $B = 0 \text{ T}$  ( $\beta_i = 0$ ), **b)**  $B = 4 \text{ T}$  ( $\beta_i = 2,9$ ) und **c)**  $B = 10 \text{ T}$  ( $\beta_i = 7,3$ ). Es sind  $p = 10 \text{ Pa}$ ,  $E_z = -6260 \text{ V/m}$ ,  $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ .

Aufrechterhaltung der Driftgeschwindigkeit [Gl. (2.12)] benötigt wird. Stöße und elektrisches Feld erzeugen einen grundlegenden Wandel des *Wakes*. Die Amplitude und Ausdehnung des Ionenfokus werden wieder größer, ein Schattenbereich existiert hingegen nicht mehr und das Potential im *Wake* wird daher sogar wieder leicht positiv. Die effiziente Fokussierung der Ionen durch das Partikel ist in diesem Fall besonders bemerkenswert, da die negative Partikelladung durch Berücksichtigung der Stöße um etwa 30 % reduziert wird [127], die Ionen also per se weniger stark durch das Teilchen abgelenkt werden. Die Verlängerung des Ionenfokus beziehungsweise des gesamten *Wakes* in Flussrichtung durch das die Ionen beschleunigende elektrische Feld ist bereits aus LRT-Rechnungen bekannt [253, 255].

Entscheidend ist hier, dass die Berücksichtigung einer passenden Geschwindigkeitsverteilung der Ionen sowie von Ionenstößen eben zunächst nicht zu der aus stoßfreien Simulationen (Abb. 6.8 und Ref. [124, 126, 271]) bekannten grundlegenden Wandlung des unmagnetisierten *Wakes* mit einem Ionenfokus und positivem Potential hin zu einem magnetisierten *Wake* mit Ionenschatten und stark negativem Potential führt. Vielmehr zeigen die Simulationen, dass der magnetisierte *Wake* bei Neutralgasdrücken  $p \approx 10 \text{ Pa}$  und  $B \leq 2 \text{ T}$  noch die wesentlichen Eigenschaften des unmagnetisierten *Wakes* besitzt, wenn auch schwächer ausgeprägt. Schattenbildung tritt bei Vorhandensein von Stößen erst im Bereich von  $B = 10 \text{ T}$  auf, wie an der in Abb. 6.10 dargestellten Potential- und Dichteverteilung des *Wakes* eines Partikels bei verschiedenen magnetischen Flussdichten zu sehen ist. Derartig hohe Magnetfelder sind experimentell bisher nicht zugänglich.

#### 6.2.4 Interpretation der experimentellen Ergebnisse mittels MD-Simulationen

Diese MD-Simulationen mit vollständigem Modell beziehungsweise realistischen Bedingungen werden im Folgenden zur Analyse der experimentellen Beobachtungen des Partikelpaars ver-



**Abb. 6.11:** MD-Simulation der auf das untere Partikel eines Partikelpaars ( $\Delta x = 0,2 \lambda_{De}$ ,  $\Delta z = 1,0 \lambda_{De}$ ) wirkenden horizontalen Kraftkomponente  $F_{d,x}$  als Funktion der magnetischen Flussdichte  $B$ . Negative Kräfte sind attraktiv und drücken das Partikel in die vertikale Ausrichtung ( $\Delta x = 0$ ), positive Kräfte sind repulsiv (bewegen das Partikel zu größeren  $\Delta x$ ).

wendet. Alle folgenden Simulationen wurden bei experimentnahen Parametern durchgeführt:  $r_d = 12,5 \mu\text{m}$ ,  $p = 10 \text{ Pa}$ ,  $n_i = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ . Das elektrische Feld ( $E_z = -6260 \text{ V/m}$ ) ist so gewählt, dass eine Ionendrift mit  $M = 1$  aufrechterhalten wird (vgl. Kap. 4.3).

In Abb. 6.11 ist die Horizontalkomponente  $F_{d,x}$  der auf das untere Partikel eines nahezu vertikal ausgerichteten Teilchenpaars ( $\Delta x = 0,2 \lambda_{De}$  und  $\Delta z = 1,0 \lambda_{De}$ ) wirkenden Kraft als Funktion der magnetischen Flussdichte dargestellt. Die Erhöhung der magnetischen Flussdichte führt zu einer Abschwächung der attraktiven (rückstellenden) Kräfte des *Wakes*, die zur Stabilisierung der vertikalen Anordnung beitragen. Bei  $B > 4 \text{ T}$  werden die Kräfte abstoßend.

Im Experiment findet der Wechsel in die horizontale Anordnung bei deutlich niedrigeren Flussdichten statt. Dies steht jedoch nicht im Widerspruch zu den MD-Simulationen, da diese den Einschluss eines Partikels in Ruhe ohne kinetische Energie untersuchen, während die Partikel im Experiment wie oben gezeigt nicht stationär sind. Die durch die Filamentierung des Plasmas verursachten Instabilitäten können allerdings als destabilisierender Auslöser des Übergangs ausgeschlossen werden, da diese – wie in Kap. 6.1.1 diskutiert – „nur“ Partikelenergien im Bereich von  $E_{kin,d} < 4 \cdot 10^{-17} \text{ J}$  erzeugen und dies eine Größenordnung kleiner als die Tiefe des Potentialtopfs

$$|E_{pot}| = |q_d \Phi| \approx |-30\,000e \cdot 50 \text{ mV}| = 2 \cdot 10^{-16} \text{ J} \quad (6.2)$$

in den Simulationen ist [vgl. Abb. 6.9 c)]. Auslöser muss vielmehr ein selten auftretender, jedoch stärkerer Typ von Instabilität sein. Als solcher kommen zu beobachtende Spitzenentladungen an Kanten der Elektrode oder einzelne, besonders ausgeprägte Filamente in der Nähe der Partikel in Frage.

Für den unmagnetisierten Fall (s. Abb. 5.5) wurde gezeigt, dass die Partikel gegenseitig ihre *Wakes* beeinflussen oder gar einen gemeinsamen *Wake* formen, wenn sie sich ausreichend nah beieinander befinden (s. a. Ref. [119, 120, 230]). Daher müssen Eigenschaften des Systems stets situativ in Abhängigkeit der Partikelanordnung untersucht werden. Zum Verständnis der Anordnung des Partikelpaars beziehungsweise des Auftretens von Konfigurationswechseln im Magnetfeld werden räumliche Informationen der auf die Partikel wirkenden Kräfte und ihrer Ladung benötigt. Hierzu

wurde ein Satz aus  $10 \times 10$  MD-Simulationen bei  $B = 2$  T mit unterschiedlichen Partikelabständen  $\Delta x$  und  $\Delta z$  durchgeführt, die Eigenschaften orts aufgelöst bestimmt und dann über den gesamten Satz an Simulationen räumlich interpoliert.

Abb. 6.12 a) zeigt die Beeinflussung der Ladung des unteren Partikels durch den *Wake* des oberen Teilchens. Dargestellt ist die Ladung des unteren Partikels  $q_d/q_{d0}$  in Einheiten der ungestörten Partikelladung  $q_{d0}$  als Funktion des horizontalen ( $\Delta x$ ) und vertikalen ( $\Delta z$ ) Abstands zum oberen Teilchen. Die vergrößerte Ionendichte im *Wake* wird deutlich: Je näher das untere Partikel dem oberen ist, desto geringer ist seine negative Ladung. Dieser Effekt ist in Flussrichtung ausgedehnter, hier kann eine signifikante Entladung von mehr als 10 % bis zu Abständen von  $\Delta z > 1 \lambda_{De}$  beobachtet werden, horizontal allerdings nur bis  $\Delta x \approx 0,3 \lambda_{De}$ .

Diese Ladungsreduktion des unteren Partikels im *Wake* ist von unmagnetisierten Systemen wohlbekannt [74, 119, 122] (s. Kap. 5), ebenso ihr Einfluss auf die Levitationshöhe des Partikels. Die Änderung der Levitationshöhe des Partikels während des Konfigurationswechsels kann zur Abschätzung der Stärke der Ladungsreduktion im Experiment verwendet werden: Verlässt das untere Partikel den horizontal sehr schmalen Bereich, in dem eine Ladungsreduktion auftritt, wird seine Ladung  $q_d$  stärker negativ. Die neue Partikelladung  $q_{d,neu} = q_d + \Delta q_d$  resultiert aufgrund des elektrischen Felds  $\langle E \rangle$  der Randschicht in einer höheren Levitationshöhe, an der die MILLIKAN-Bedingung [Gl. (2.33)]  $q_d \langle E \rangle = m_d g$  erneut erfüllt ist:  $(q_d + \Delta q_d) (\langle E \rangle + \Delta \langle E \rangle) = m_d g$ . Gleichsetzen liefert

$$q_d \Delta \langle E \rangle + \langle E \rangle \Delta q_d = 0 \quad [\text{mit } \Delta q_d \Delta \langle E \rangle \approx 0]. \quad (6.3)$$

Außerdem ist

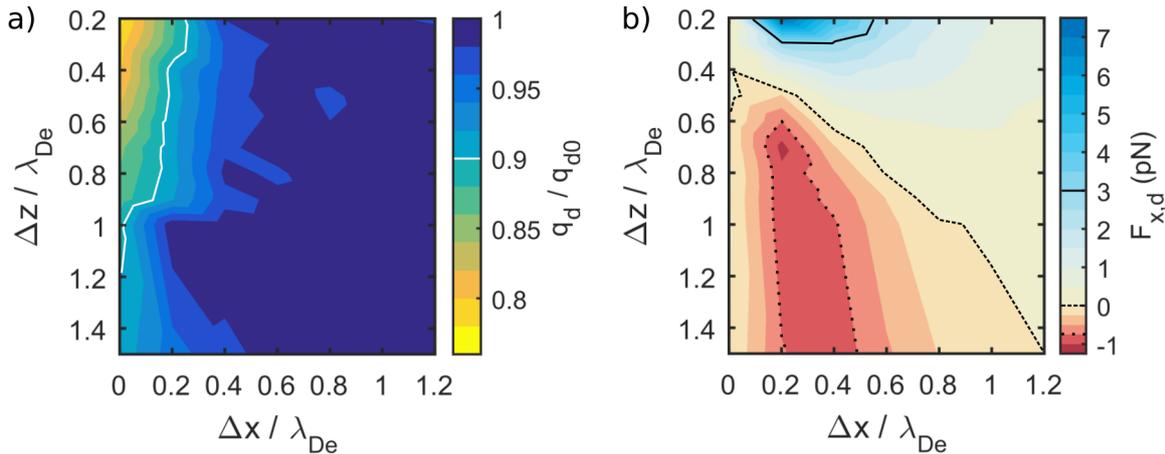
$$\Delta \langle E \rangle = \frac{d \langle E \rangle}{dz} \Delta z = \frac{\omega_d^2 m_d}{q_d} \Delta z, \quad (6.4)$$

sodass sich für die Änderung der Partikelladung folgender Ausdruck ergibt:

$$\frac{\Delta q_d}{q_d} = -\frac{\Delta \langle E \rangle}{\langle E \rangle} = -\frac{q_d \Delta \langle E \rangle}{m_d g} = -\Delta z \frac{\omega_d^2}{g}. \quad (6.5)$$

Die Eigenfrequenz  $\omega_d = 127 \text{ rad s}^{-1}$  wurde mit einer einzelnen PRRM-Messung am horizontal-schrägen Partikelpaar im Magnetfeld bestimmt [125], die Änderung der Levitationshöhe beim spontanen Übergang im Experiment beträgt  $\Delta z = 0,1 \text{ mm}$  [s. Abb. 6.6 b)]. Dies liefert eine Ladungsänderung von  $\Delta q_d/q_d = 16 \%$ , was in guter Übereinstimmung mit der Stärke der Ladungsvariation in der Simulation ist [s. Abb. 6.12 a)]. Die Simulation gibt die beobachtete Änderung der Levitationshöhe des unteren Partikels während der Konfigurationswechsel also sehr gut wieder.

Abb. 6.12 b) zeigt die orts aufgelösten Ergebnisse des Satzes an MD-Simulationen für die horizontale Kraft  $F_{d,x}$  auf das untere Partikel, wieder als Funktion des Interpartikelabstands und für  $B = 2$  T. Bei vertikalen Abständen  $\Delta z \geq 0,5 \lambda_{De}$  ist die Region in der Nähe der Symmetrieachse ( $\Delta x = 0$ )



**Abb. 6.12:** Räumliche Struktur von Charakteristika des *Wakes* bei  $B = 2$  T, die mittels Interpolation eines Satzes an  $10 \times 10$  MD-Simulationen ermittelt wurden. **a)** Ladungsvariation  $q_d / q_{d0}$  des unteren Partikels im *Wake* in Einheiten der ungestörten Partikelladung  $q_{d0} = -57\,370e$  als Funktion des Abstands  $\Delta z$  zum oberen Partikel. **b)** Horizontale Kraft  $F_{d,x}$  auf das untere Partikel als Funktion von  $\Delta z$ .

durch attraktive Kräfte gekennzeichnet, wie sie auch bereits in Abb. 6.11 zu beobachten waren. Das Partikel wird immer zurück zur Symmetrieachse (in die vertikale Anordnung) gedrückt, solange es sich in diesem Bereich aufhält. Die Breite dieses Bereichs nimmt flussabwärts zu. Ein Bereich repulsiver, die horizontale Partikelanordnung begünstigender Kräfte findet sich weiter außerhalb, oberhalb der gestrichelten Linie in Abb. 6.12 b).

Die MD-Simulationen zeigen somit, dass gleichzeitig zwei stabile Anordnungen der Partikel möglich sind, genau wie im Experiment beobachtet: Die attraktiven Kräfte führen zu einer vertikalen Anordnung (kleines  $\Delta x$ ) bei großen vertikalen Abständen, wohingegen die abstoßenden Kräfte bei kleinen  $\Delta z$  und großen  $\Delta x$  die Partikel auseinander in eine horizontal-schräge Anordnung drücken.

Auch die Hysterese im Experiment bei Rückkehr in die vertikale Anordnung kann erklärt werden: Der Übergang von der schrägen in die vertikale Anordnung wird bei Reduktion des Magnetfelds durch das Anwachsen attraktiver *Wake*-Kräfte begünstigt (s. Abb. 6.11). Dies allein reicht jedoch noch nicht aus, die Potentialbarriere zu überwinden. Erst eine im Experiment stattfindende horizontale Annäherung der Partikel [s. Abb. 6.4 b)], ermöglicht dem unteren Partikel den Wiedereintritt in die horizontal schmale, attraktive Region des *Wakes* und führt zum Übergang in die vertikale Anordnung.

Als entscheidende Quelle der Hysterese kann der nicht-konservative Charakter der auf das untere Partikel wirkenden Kräfte [s. Abb. 6.12 b)] ausgemacht werden, das heißt an dem Partikel wird während seines Weges von einer Anordnung in die andere und dann zurück in die Ausgangslage Arbeit verrichtet. Anders ausgedrückt: Es ist nicht gleichgültig, auf welchem Weg ein Partikel von der einen in die andere Anordnung gelangt, da dazu unterschiedlich viel Energie aufgewendet werden muss. Im großen Maße für diesen Effekt verantwortlich ist die Ladungsvariation des Partikels im Ionenfokus [s. Abb. 6.12 a)], die in die in Abb. 6.12 b) dargestellten Kraftfelder einfließt.

### 6.3 Zwischenfazit: Der magnetisierte *Wake*

Ein Paar aus Mikropartikeln in der Randschicht wurde bei starken Magnetfeldern untersucht und ihre Anordnung analysiert. Es lassen sich drei Regimes beobachten: Bei niedrigen Flussdichten sind die Partikel vertikal ausgerichtet, während bei starken Magnetfeldern eine horizontal-schräge Anordnung auftritt. Bei mittleren Flussdichten treten beide Anordnungen auf, mit einer Präferenz für die horizontal-schräge Konfiguration. Dieses Verhalten des Systems konnte auf zwei Arten nachgewiesen werden: durch schrittweises Verändern der magnetischen Flussdichte sowie durch Beobachtung spontaner Konfigurationswechsel bei konstanten Parametern.

Während die gleichzeitige Existenz zweier konkurrierender, stabiler Anordnungen von unmagnetisierten Systemen bekannt ist [238, 243] (vgl. Kap. 3.2.2), wurde sie hier erstmals für magnetisierte Systeme gezeigt. PIC- und MD-Simulationen wurden durchgeführt und liefern einen tieferen Einblick in die zugrunde liegende Physik des Systems. Stoßfreie Simulationen zeigen ein neues Phänomen, die magnetfeldinduzierte Bildung eines dynamischen Schattens im *Wake* eines Partikels, aufgrund quasi unmagnetisierter Großwinkelstöße in Partikelnähe und darauffolgender Gyroorbits der Ionen. MD-Simulationen bei realistischen, experimentnahen Bedingungen konnten jedoch zeigen, dass der *Wake* eines Partikels auch bei den hier untersuchten Magnetfeldern aufgrund von Ionenstößen und der breiten Ionengeschwindigkeitsverteilung noch durch eine Vergrößerung der Ionendichte und damit verbundene attraktive Kräfte auf andere Partikel bestimmt ist. Diese Kräfte werden mit zunehmendem Magnetfeld kleiner, erst bei sehr großen Flussdichten werden sie durch den einsetzenden Wandel vom Ionenfokus zu einem Ionenschatten repulsiv.

Die von den MD-Simulationen aufgezeigten abnehmenden attraktiven Kräfte bei Erhöhung des Magnetfelds gehen mit der experimentellen Beobachtung konform. Durch die Abnahme wird die Bewegung des unteren Partikels aus dem Ionenfokus erleichtert, was zum Wechsel der Anordnung von vertikal bei niedrigen Flussdichten zu horizontal bei hohen Flussdichten führt. Weiterhin konnte durch Analyse der horizontalen Kräfte auf das Partikelpaar mittels MD-Simulationen die beobachtete Koexistenz zwei verschiedener Konfigurationen bei mittleren Flussdichten gezeigt werden.

Die Kombination aus den PRRM-Messungen und den MD-Simulationen kann die ausschließliche Levitationshöhenänderung des unteren Partikels während des Übergangs durch dessen Ladungsreduktion im Ionenfokus qualitativ erklären. Der Einfluss des Magnetfelds auf den *Wake* wird im Experiment zusätzlich dadurch deutlich, dass die Höhenänderung bei niedrigen Flussdichten größer ist als bei hohen (s. Abb. 6.4), was in der von den MD-Simulationen gezeigten Abschwächung der positiven Ladung des *Wakes* durch das Magnetfeld begründet ist (je stärker der Ionenfokus, desto stärker wird die Ladung eines Partikels modifiziert, wenn es in diesen eintritt).

Die vertikale Anordnung im Experiment bricht bei deutlich niedrigeren magnetischen Flussdichten ( $B < 2\text{ T}$ ) auf als die attraktiven, rückstellenden Kräfte in der Simulation verloren gehen ( $B > 4\text{ T}$ ).

Als direkter Widerspruch ist dies nicht zu sehen, da die Partikel in der Simulation keinerlei kinetische Energie besitzen. Es wurde allerdings gezeigt, dass die im Experiment durch Filamentierung auftretenden Partikelinstabilitäten nicht ausreichend Energie besitzen, um ein Aufbrechen der vertikalen Anordnung herbeizuführen. Da die Filamente allgegenwärtig sind, würden sie ansonsten auch jederzeit zum Übergang führen und meta-stabile Zustände wären nicht existent. Ursächlich müssen stärkere, selten auftretende Instabilitäten sein, mutmaßlich Spitzenentladungen an Kanten der Elektrode oder einzelne, dezidierte Filamente in Partikelnähe.

Der stoßbestimmte, magnetisierte *Wake* wurde damit sowohl experimentell als auch mittels MD-Simulationen charakterisiert. Er ist wie im unmagnetisierten Fall durch eine Erhöhung der Ionen-dichte (Ionenfokus) und ein positives, für negative Partikel attraktives Potential bestimmt. Stoßfreie Simulationen zeigen ein gänzlich neues Phänomen, den dynamischen Ionenschatten mit repulsivem *Wake*-Potential, welcher bei Berücksichtigung von Stößen allerdings erst bei  $B \approx 10$  T auftritt und damit außerhalb des gegenwärtig zugänglichen experimentellen Bereichs liegt. Für zukünftige Untersuchungen scheidet die Verwendung eines niedrigeren Gasdrucks (verringerte Stoßrate der Ionen) aufgrund dann stärkerer Plasmainstabilitäten aus. Lässt man die Plasmainstabilitäten außen vor, die aktuell Untersuchungen bei  $B > 2$  T im Weg stehen, bietet sich trivialerweise die Verwendung eines stärkeren Magneten an, der mehr als die derzeit möglichen 4 T erzeugen kann. Weiterhin ist der Gebrauch eines leichteren Neutralgases wie Wasserstoff eine vielversprechende Option, da sich dessen Ionen aufgrund der gegenüber Argon 40-fach geringeren Masse bei deutlich niedrigeren Flussdichten magnetisieren lassen [s. Gl. (2.43), (2.44)].



## 7 | Zusammenfassung und Fazit

In der vorliegenden Arbeit wurden *Ion Wakes* bei starken, die Ionendynamik beeinflussenden Magnetfeldern untersucht. Unter einem (*Ion*) *Wake* versteht man die Dichte- und Potentialmodifikation im Windschatten makroskopischer Objekte in einer Plasma- oder Ionenströmung (vgl. Kap. 3), die sowohl im Kontext astrophysikalischer Plasmen [64, 65] als auch in komplexen Laborplasmen [26, 68, 69, 156] auftreten. Im zweiten Fall führt die elektrostatische Wechselwirkung der negativ geladenen Mikropartikel mit den strömenden Ionen flussabwärts für gewöhnlich zu einer erhöhten Ionendichte (auch als Ionenfokus bezeichnet) und einer positiven Potentialstörung. Mit dem Auftreten von *Wakes* gehen Modifikationen der Ladung anderer Partikeln einher sowie eine asymmetrische Wechselwirkung von Partikeln.

Während *Wakes* in komplexen Plasmen ohne Magnetfelder in den vergangenen 25 Jahren umfassend erforscht wurden und zeitgleich magnetisierte komplexe Plasmen zunehmende Beachtung erfahren haben [83], beschränkten sich Untersuchungen zur Physik der *Ion Wakes* bei starken Magnetfeldern bisher auf theoretische Beschreibungen [109, 110, 112, 114] sowie eine einzige experimentelle Arbeit [117]. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist, zur Schließung dieser Lücke den Einfluss starker Magnetfelder auf die Eigenschaften des *Wakes* sowie die daraus resultierende Wirkung auf die Partikel sowohl experimentell als auch mithilfe unterschiedlicher Simulationen zu untersuchen.

Experimenteller Untersuchungsgegenstand war ein Paar aus in der Randschicht des Plasmas eingeschlossenen Mikropartikeln, das dort einer starken Ionenströmung ausgesetzt ist (vgl. Kap. 4.1). Da die *Wakes* selbst aufgrund ihrer geringen Größe für gängige Diagnostiken wie Sonden nicht direkt zugänglich sind, wurden ihre Eigenschaften indirekt mithilfe der Anordnung und Dynamik von Partikeln untersucht. Mit der phasenaufgelösten Resonanzmethode (PRRM, vgl. Kap. 4.2 und Ref. [122]) wurde eine sehr leistungsstarke, präzise Diagnostik zur Untersuchung der Partikel- und *Wake*-Eigenschaften vorgestellt und in unmagnetisierten Systemen verwendet, die in Kombination mit plasmahärenten Ätzprozessen der Mikropartikel zur Analyse der *Wake*-Topologie fähig ist (vgl. Kap. 5.1 und 5.2 sowie Ref. [121]). Magnetfelder verursachen Instabilitäten des Plasmas und der Partikel (vgl. Kap. 6.1), weshalb in diesem Fall eine andere Herangehensweise zur Untersuchung des Systems gewählt werden musste, bei der unterschiedliche Anordnungen des Partikelpaars in der magnetisierten Entladung analysiert und zur Interpretation der *Wake*-Eigenschaften verwendet wurden (vgl. Kap. 6.2.1 und 6.2.2 sowie Ref. [125]).

Zum tieferen Verständnis der Physik der *Wakes* und zur Interpretation der experimentellen Beobachtungen wurden umfassende Simulationen durchgeführt. Durch Simulation der Gesamtentladung

einschließlich Hochfrequenzquelle wurden die Eigenschaften des Plasmas am Ort der Partikel bestimmt (vgl. Kap. 4.3). Die auf diese Weise bestimmten Plasmaparameter ermöglichen solide Vergleiche zwischen Experiment und Simulationsrechnungen der *Wakes*. Während mithilfe von PIC-Simulationen die Modifizierung des *Wakes* durch starke Magnetfelder und die zugrunde liegenden Mechanismen im stoßfreien Fall untersucht wurden (vgl. Kap. 6.2.3 und Ref. [124]), konnte mit MD-Simulationen darüber hinaus auch die Physik des *Wakes* und der Mikropartikel unter realistischen, experimentnahen Bedingungen untersucht werden (vgl. Kap. 5.3, 6.2.3 und 6.2.4 sowie Ref. [126, 127]).

Erst die Kombination dieser verschiedenen Ansätze zur Untersuchung des Systems, und zwar

- PRRM zur Bestimmung der Partikeleigenschaften und -wechselwirkung,
- Untersuchung der Partikelanordnungen im magnetisierten Plasma,
- Analyse des Plasmaleuchtens, von Plasmainstabilitäten und Partikellevitationshöhen zur Untersuchung des Magnetfeldeinflusses auf die Entladung,
- PIC-Simulation der kompletten Entladung zur Bestimmung der Plasmaeigenschaften sowie
- Simulation des des lokalen Systems aus Partikel(n), Ionenströmung und *Wake(s)* mittels PIC- und MD-Simulationen,

haben eine komplexe Argumentation möglich gemacht, mit deren Hilfe die schwer zugänglichen Eigenschaften des magnetisierten *Wakes* nachvollzogen werden können.

Die Erkenntnisse dieser Dissertation sind die folgenden:

**Die PRRM ist eine hochpräzise Diagnostik zur Bestimmung von Partikeleigenschaften und zur Untersuchung der Partikelwechselwirkung.**

Die PRRM [56, 74, 122] stellt eine Erweiterung der klassischen Resonanzmethode [18, 46, 48] dar und basiert auf der Analyse der dynamischen Antwort eines oder zweier Partikel auf eine erzwungene Schwingung. Aufgrund ihres Leistungsvermögens hat die Methode in den letzten Jahren in einer Vielzahl an Arbeiten Verwendung gefunden; eine Übersicht über ihre technische Realisierung und Möglichkeiten findet sich in Ref. [122]. Die Methode ist in der Lage, die Masse [121, 123, 125, 188] und (relative) Ladung [56, 74, 117, 121, 122, 125] der mit ihr untersuchten Partikel *in situ* zu bestimmen. Da Partikelladung und die aus den Steifheitsparametern ermittelbare Wechselwirkung der Partikel [74, 117, 121, 125] entscheidend durch die Entstehung von *Wakes* beeinflusst wird, bietet die PRRM damit einen Zugang zu den Eigenschaften von *Wakes* in komplexen Plasmen.

**Durch Kombination von PRRM und plasmainhärenten Partikel-Ätzprozessen kann die *Wake-Topologie* in der Plasmarandschicht charakterisiert werden.**

Die Verwendung eines Partikelpaars aus unterschiedlichen Materialien ermöglicht aufgrund der sich ergebenden unterschiedlichen Masseverlustraten beider Partikel, Paare mit kontinuierlich veränderlichem Abstand zu untersuchen. Zeitgleich zum Ätzprozess durchgeführte PRRM-Messungen

---

liefern orts aufgelöst die charakteristischen *Wake*-bedingten Eigenschaften des Systems – eine asymmetrische Partikelwechselwirkung und eine Ladungsreduktion des sich flussabwärts im Ionenfokus befindenden Partikels. Das Ätzen eines einzelnen Partikels wurde bereits zur Vermessung der Randschicht verwendet [188]; in der vorliegenden Arbeit konnte die räumlich sehr kleine Struktur des *Wakes* orts aufgelöst untersucht werden. Anders als in den Experimenten mit Partikelstößen von HEBNER *et al.* [248–251] müssen dabei die Partikelladungen nicht als konstant angenommen werden, sondern sind im mittels PRRM bestimmten Datensatz enthalten, sodass die fokusinduzierte Ladungsvariation berücksichtigt wird.

### **Stöße von Ionen führen zu einer signifikanten Änderung der Randschichteigenschaften.**

Die Plasmaeigenschaften der stoßbestimmten Randschicht werden durch PIC-Simulationen zugänglich: Der Ort, an dem das BOHM-Kriterium erfüllt ist, die Ionen also Schallgeschwindigkeit ( $M \geq 1$ ) erreichen, weicht von der Lage der Vorschichtkante, an der die Quasineutralität nicht mehr erfüllt ist ( $n_i \neq \langle n_e \rangle$ ), ab. Dieses Phänomen ist von Modellen zur Randschichttopologie mit Ionenstößen bekannt [202, 205]. Die Simulationen zeigen außerdem, dass sich die Ionengeschwindigkeitsverteilung in der Randschicht treffend durch ein analytisches Strömungsmodell mit konstanter freier Weglänge (konstantem Stoßquerschnitt) [127, 160] beschreiben lässt. Dieses Modell ist daher gegenüber der häufigen Verwendung einer verschobenen MAXWELL-Verteilung [114, 120, 156–159] oder einer konstanten Stoßfrequenz [270, 301, 315], welche die Geschwindigkeitsverteilung in der Randschicht nicht korrekt widerspiegeln, für die Simulation von *Wakes* unter realistischen Bedingungen zu bevorzugen.

### **Der *Wake* eines Partikels oder eines Partikelpaars in der unmagnetisierten stoßbestimmten Plasmarandschicht ist durch einen räumlich ausgedehnten, diffusen Ionenfokus bestimmt.**

Eine vom Ionenfokus induzierte Ladungsreduktion des sich flussabwärts befindenden Partikels eines Partikelpaars sowie eine ebenfalls vom *Wake* verursachte asymmetrische Wechselwirkung beider Partikel lassen sich über einen großen Raumbereich flussabwärts des oberen Teilchens messen. Neue MD-Simulationen veranschaulichen diese Resultate und gaben darüber hinaus im Rahmen dieser Dissertation Anlass zur Neuinterpretation der ursprünglich im Jahr 2015 veröffentlichten Ergebnisse [121]. Die maximale Ladungsreduktion entspricht mit 10 bis 20 Prozent den in früheren Arbeiten [71, 74, 119, 120] ermittelten Werten und nimmt mit Verringerung des Partikelabstands ab. Dies ist auch aus stoßfreien Simulationen bekannt [81, 119, 126, 165, 302]. Aufgrund dieser starken Ortsabhängigkeit der Ladung des unteren Partikels im räumlich ausgedehnten Ionenfokus ist das klassische Dipol-Modell [238], in dem jedes Partikel und sein Ionenfokus jeweils als Punktladung betrachtet werden, zur Beschreibung der *Wake*-Dynamik nicht adäquat. Die asymmetrische Wechselwirkung der Partikel wird durch deren unterschiedliche räumliche Abstände zu den in ihrer Nähe auftretenden *Wake*-Raumladungen hervorgerufen. Vor allem bei kleinen Partikelabständen tragen beide Partikel zur Fokussierung der Ionen und Ausbildung eines gemeinsamen *Wakes* flussabwärts bei. Die klassische Vorstellung [228], dass der Ionenfokus des oberen Partikels stets zwischen beiden Partikeln des parallel zum Ionenfluss angeordneten Partikelpaars – also flussaufwärts des unteren Partikels – lokalisiert ist, ist widerlegt.

**Experimente mit magnetisierten komplexen Plasmen sind weitaus schwieriger als Untersuchungen an magnetfeldfreien Systemen.**

Starke Magnetfelder stellen nicht nur aufgrund der nötigen Magnetfeldtauglichkeit der verwendeten Geräte und des begrenzten Platzes innerhalb des Magneten hohe Anforderungen an die Realisierung von Experimenten. Da das Magnetfeld sowohl die globalen Plasmaeigenschaften als auch lokale Prozesse wie das Aufladeverhalten von Mikropartikeln beeinflusst, ist eine klare Trennung der einzelnen Phänomene im Experiment durch eine entsprechende Kombination aus Diagnostiken erforderlich. Zudem war der Umfang an theoretischen Arbeiten, die sich mit der Wirkung des Magnetfelds auf die einzelnen Prozesse befassen (s. z. B. Ref. [84, 87, 88, 90, 94, 109, 114, 218]), vor allem zu Beginn der vorliegenden Arbeit deutlich geringer als im Fall ohne Magnetfeld. Erst die Entwicklung des MAD-Codes [120, 126, 127] machte die effiziente Simulation vieler Datensätze zum Vergleich mit Experimenten möglich. Plasmafilamentierung [99–101, 117, 303, 309] stellt einen sehr wirksamen Mechanismus zur Erhöhung der kinetischen Energie der zu untersuchenden Partikel dar; die Durchführung stabiler Messungen wird entsprechend erschwert. Der Entstehungsmechanismus der Filamente ist nach wie vor ungeklärt.

**Die neuen Studien zeigen für stark magnetisierte Plasmen ein neues Phänomen, die Bildung eines dynamischen Ionenschattens.**

Die zuvor nur aufgrund modellhafter Betrachtungen [117] vermutete Existenz eines Ionenschattens wurde sowohl durch MD-Simulationen als auch PIC-Simulationen gezeigt und jüngst auch durch eine weitere Arbeit [271] bestätigt: Der *Wake* eines Partikels bei starken Magnetfeldern ist durch eine verringerte Ionendichte und ein damit einhergehendes negatives Potential bestimmt. Die Analyse einzelner Ionentrajektorien zeigt als Ursache der Schattenbildung die (als unmagnetisiert zu betrachtende) Streuung der strömenden Ionen im Potential des Partikels, durch die die Ionen mit kleinem Stoßparameter eine große Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu Magnetfeld und Strömungsrichtung erhalten und dann aufgrund dessen im Magnetfeld Gyroorbits durchlaufen. Die Vorstellung des magnetisierten *Wakes* hat sich damit grundlegend weiterentwickelt, da dieser bisher nur mit Rechnungen in linearer Näherung [82, 109, 110, 112–114] untersucht wurde, welche lediglich eine Dämpfung des attraktiven *Wake*-Potentials gezeigt haben und das nichtlineare Phänomen der Schattenbildung nicht erfassen konnten.

**Eine Fokussierung der Ionenströmung und die dadurch bedingte Anhäufung von positiver Raumladung findet auch in stoßbestimmten magnetisierten Plasmen statt, sodass attraktive Wechselwirkung zwischen negativ geladenen Partikeln weiterhin auftritt.**

MD-Simulationen des magnetisierten *Wakes* unter realistischen, experimentnahen Bedingungen zeigen, dass der *Wake* auch noch bei starken Magnetfeldern  $B \leq 4$  T einen Ionenfokus und ein damit einhergehendes positives Potential – wenn auch geringer als im Fall ohne Magnetfeld – aufweist, das zu attraktiver Wechselwirkung zwischen Partikeln führen kann. Während eine realistische, breitere Geschwindigkeitsverteilung der Ionen lediglich zur Dämpfung des *Wake*-Potentials führt, sind es Stöße von Ionen mit den Neutralgasatomen, die auch in Gegenwart von Magnetfeldern die

---

Fokussierung der Ionen durch das Partikel begünstigen. Die Simulationen sagen für experimentelle Bedingungen dieser Arbeit einen prononcierten Ionenschatten erst bei  $B \approx 10$  T voraus; dies liegt gegenwärtig außerhalb des experimentell realisierbaren Bereichs.

**Die Analyse der Anordnung von Partikeln erlaubt Rückschlüsse auf die wirkenden Kraftfelder.** Die Untersuchung verschiedener Partikelkonfigurationen, des Wechsels zwischen diesen Anordnungen und die Analyse der zugrunde liegenden Instabilitätsmechanismen – für unmagnetisierte Systeme zur Charakterisierung von *Wakes* etabliert [238, 241, 243–246] – eignet sich auch zur Untersuchung der durch den magnetisierten *Wake* auf die Partikel wirkenden Kräfte; vor allem wenn diese auch mittels MD-Simulationen zugänglich und vergleichende Interpretationen möglich sind. Eine vertikale Anordnung eines Partikelpaars, die die stabile Situation im unmagnetisierten Fall darstellt, wird bei starken Magnetfeldern nicht mehr gefunden; bei intermediären magnetischen Flussdichten tritt sie noch auf, auch dort ist allerdings eine Präferenz des Paares für eine horizontal-schräge Anordnung zu beobachten. Die Koexistenz zweier stabiler Partikelanordnungen [238] wurde in dieser Arbeit zum ersten Mal im Kontext magnetisierter *Wakes* gezeigt. Sie ist auf die Dämpfung des (die vertikale Anordnung stabilisierenden) Ionenfokus durch das Magnetfeld sowie die ortsabhängige Ladung des unteren Partikels im *Wake* zurückzuführen.

**Nicht-konservative Kraftfelder sind Ursprung einer Hysterese bei Konfigurationswechseln eines Partikelpaars im Magnetfeld.**

Die Wechsel zwischen den beiden Partikelanordnungen zeigen eine deutliche Hysterese. Diese liegt in den nicht-konservativen Kraftfeldern innerhalb des *Wakes* begründet und lässt sich in Bezug setzen zu dessen Potentialtopologie sowie der stark ortsabhängigen Ladung von Partikeln im Ionenfokus. Das Auftreten nicht-konservativer Kraftfelder aufgrund von Ladungsvariationen ist in komplexen Plasmen nicht ungewöhnlich, diese sind bekannt von selbsterregten Oszillationen von Partikeln in der Randschicht aufgrund endlicher Aufladezeiten (engl. *delayed charging*) [316, 317] oder von selbsterregten Wirbeln (engl. *vortex formation*) [176, 318, 319].

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde der magnetisierte *Wake* von Mikropartikeln in der Plasmarandschicht umfassend durch ein Wechselspiel von Experiment und Simulation untersucht. Die Wandlung des *Wakes* von einem Ionenfokus zu einem dynamischen Ionenschatten bei starken Magnetfeldern wurde erstmals gezeigt und konnte durch die Analyse einzelner Ionentrajektorien erklärt werden. Der *Wake* bei den experimentell zugänglichen Neutralgasdrücken und Magnetfeldern ist nach wie vor durch eine Anhäufung von Ionen und ein positives Potential gegeben, das zu attraktiven Kräften zwischen negativ geladenen Partikeln führt.

Die Leistungsfähigkeit der PRRM wurde in dieser Arbeit demonstriert. Das Potential der Methode ist allerdings keinesfalls voll ausgeschöpft, aktuelle Veröffentlichungen offenbaren ihre Entwicklungsmöglichkeiten: Durch Kombination der PRRM mit optischen Methoden können Größen- und Massendichteverluste eines Partikels unabhängig voneinander gemessen werden [123, 290]. Auch ist die Untersuchung nicht-sphärischer Partikel [320] oder von mehr als zwei Partikeln möglich,

sei es in Form langer Ketten [321, 322] (Ergänzung des Modells um entsprechend viele gekoppelte Oszillatoren) oder ausgedehnter Staubwolken [323] (Messung der Gesamtresonanz der Wolke zur Bestimmung ihrer mittleren Ladung).

Als Forschungsdesiderate können hier vor allem die nach wie vor unergründete Filamentierung des magnetisierten Plasmas und die experimentelle Erforschung des Ionenschattens bei stärkeren – bisher nicht zugänglichen – Magnetisierungsgraden ausgemacht werden.

# Literatur

- [1] I. LANGMUIR, C. G. FOUND und A. F. DITTMER, *A new type of electric discharge: the streamer discharge*, *Science* **60**, 392 (1924).
- [2] L. SPITZER, *Diffuse matter in space*, (Interscience Publishers, New York, 1968).
- [3] C. K. GOERTZ, *Dusty plasmas in the solar system*, *Reviews of Geophysics* **27**, 271 (1989).
- [4] DULLEMOND, C. P. und DOMINIK, C., *Dust coagulation in protoplanetary disks: a rapid depletion of small grains*, *Astronomy and Astrophysics* **434**, 971 (2005).
- [5] P. J. ARMITAGE, *Dynamics of protoplanetary disks*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **49**, 195 (2011).
- [6] P. PINILLA, A. POHL, S. M. STAMMLER und T. BIRNSTIEL, *Dust density distribution and imaging analysis of different ice lines in protoplanetary disks*, *The Astrophysical Journal* **845**, 68 (2017).
- [7] R. HIPPLER und H. KERSTEN, *Low temperature plasmas: fundamentals, technologies and techniques*, hrsg. von R. HIPPLER, H. KERSTEN, M. SCHMIDT und K. H. SCHOENBACH, 2. Aufl., (Wiley-VCH, 2008).
- [8] G. S. SELWYN, J. SINGH und R. S. BENNETT, *In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination*, *Journal of Vacuum Science & Technology A* **7**, 2758 (1989).
- [9] K. NARIHARA, K. TOI, Y. HAMADA, K. YAMAUCHI, K. ADACHI, I. YAMADA, K. SATO, K. KAWAHATA, A. NISHIZAWA, S. OHDACHI et al., *Observation of dust particles by a laser scattering method in the JIPPT-IIU tokamak*, *Nuclear Fusion* **37**, 1177 (1997).
- [10] J. WINTER, *Dust: a new challenge in nuclear fusion research?*, *Physics of Plasmas* **7**, 3862 (2000).
- [11] M. RUBEL, M. CECCONELLO, J. MALMBERG, G. SERGIENKO, W. BIEL, J. DRAKE, A. HEDQVIST, A. HUBER und V. PHILIPPS, *Dust particles in controlled fusion devices: morphology, observations in the plasma and influence on the plasma performance*, *Nuclear Fusion* **41**, 1087 (2001).
- [12] A. T. M. WILBERS, G. J. MEEUSEN, M. HAVERLAG, G. M. W. KROESEN, D. C. SCHRAM und H. KERSTEN, *Amorphous hydrogenated silicon films produced by an expanding argon-silane plasma investigated with spectroscopic IR ellipsometry*, *Thin Solid Films* **204**, 59 (1991).
- [13] H. MAURER, V. SCHNEIDER, M. WOLTER, R. BASNER, T. TROTTEBERG und H. KERSTEN, *Microparticles as plasma diagnostic tools*, *Contributions to Plasma Physics* **51**, 218 (2011).

- [14] V. SCHNEIDER und H. KERSTEN, *An optical trapping system for particle probes in plasma diagnostics*, Review of Scientific Instruments **89**, 103505 (2018).
- [15] H. IKEZI, *Coulomb solid of small particles in plasmas*, Physics of Fluids **29**, 1764 (1986).
- [16] N. RAO, P. SHUKLA und M. YU, *Dust-acoustic waves in dusty plasmas*, Planetary and Space Science **38**, 543 (1990).
- [17] J. H. CHU und LIN I, *Direct observation of coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas*, Physical Review Letters **72**, 4009 (1994).
- [18] A. MELZER, T. TROTTENBERG und A. PIEL, *Experimental determination of the charge on dust particles forming coulomb lattices*, Physics Letters A **191**, 301 (1994).
- [19] H. THOMAS, G. E. MORFILL, V. DEMMEL, J. GOREE, B. FEUERBACHER und D. MÖHLMANN, *Plasma crystal: coulomb crystallization in a dusty plasma*, Physical Review Letters **73**, 652 (1994).
- [20] 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).
- [21] A. BARKAN, R. L. MERLINO und N. D'ANGELO, *Laboratory observation of the dust-acoustic wave mode*, Physics of Plasmas **2**, 3563 (1995).
- [22] O. ARP, D. BLOCK, A. PIEL und A. MELZER, *Dust coulomb balls: three-dimensional plasma crystals*, Physical Review Letters **93**, 165004 (2004).
- [23] A. PIEL, *Plasma crystals: experiments and simulation*, Plasma Physics and Controlled Fusion **59**, 014001 (2017).
- [24] H. M. THOMAS und G. E. MORFILL, *Melting dynamics of a plasma crystal*, Nature **379**, 806 (1996).
- [25] R. A. QUINN, C. CUI, J. GOREE, J. B. PIEPER, H. THOMAS und G. E. MORFILL, *Structural analysis of a coulomb lattice in a dusty plasma*, Physical Review E **53**, R2049 (1996).
- [26] A. MELZER, V. A. SCHWEIGERT, I. V. SCHWEIGERT, A. HOMANN, S. PETERS und A. PIEL, *Structure and stability of the plasma crystal*, Physical Review E **54**, R46 (1996).
- [27] A. MELZER, M. KLINDWORTH und A. PIEL, *Normal modes of 2d finite clusters in complex plasmas*, Physical Review Letters **87**, 115002 (2001).
- [28] J. SCHABLINSKI und D. BLOCK, *Selective mode excitation in finite size plasma crystals by diffusely reflected laser light*, Physics of Plasmas **22**, 023703 (2015).
- [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. A. SCHWEIGERT, I. V. SCHWEIGERT, A. MELZER, A. HOMANN und A. PIEL, *Plasma crystal melting: a nonequilibrium phase transition*, Physical Review Letters **80**, 5345 (1998).
- [31] H. TOTSUJI, *Structure and melting of two-dimensional dust crystals*, Physics of Plasmas **8**, 1856 (2001).

- 
- [32] M. MULSOW und A. MELZER, *Experimental determination of phase transitions by means of configurational entropies in finite yukawa balls*, *Physical Review E* **96**, 053202 (2017).
- [33] F. MELANDSØ, *Lattice waves in dust plasma crystals*, *Physics of Plasmas* **3**, 3890 (1996).
- [34] G. PRABURAM und J. GOREE, *Experimental observation of very low-frequency macroscopic modes in a dusty plasma*, *Physics of Plasmas* **3**, 1212 (1996).
- [35] 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).
- [36] 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).
- [37] S. NUNOMURA, D. SAMSONOV und J. GOREE, *Transverse waves in a two-dimensional screened-coulomb crystal (dusty plasma)*, *Physical Review Letters* **84**, 5141 (2000).
- [38] B. TADSEN, F. GREINER, S. GROTH und A. PIEL, *Self-excited dust-acoustic waves in an electron-depleted nanodusty plasma*, *Physics of Plasmas* **22**, 113701 (2015).
- [39] V. NOSENKO und J. GOREE, *Shear flows and shear viscosity in a two-dimensional yukawa system (dusty plasma)*, *Physical Review Letters* **93**, 155004 (2004).
- [40] J. WILMS, T. REICHSTEIN und A. PIEL, *Experimental observation of crystalline particle flows in toroidal dust clouds*, *Physics of Plasmas* **22**, 063701 (2015).
- [41] D. SAMSONOV, J. GOREE, H. M. THOMAS und G. E. MORFILL, *Mach cone shocks in a two-dimensional yukawa solid using a complex plasma*, *Physical Review E* **61**, 5557 (2000).
- [42] D. H. E. DUBIN, *The phonon wake behind a charge moving relative to a two-dimensional plasma crystal*, *Physics of Plasmas* **7**, 3895 (2000).
- [43] A. MELZER, S. NUNOMURA, D. SAMSONOV, Z. W. MA und J. GOREE, *Laser-excited mach cones in a dusty plasma crystal*, *Physical Review E* **62**, 4162 (2000).
- [44] D. CALIEBE, O. ARP und A. PIEL, *Dynamics of dust-free cavities behind fast projectiles in a dusty plasma under microgravity conditions*, *Physics of Plasmas* **18**, 073702 (2011).
- [45] C. CUI und J. GOREE, *Fluctuations of the charge on a dust grain in a plasma*, *IEEE Transactions on Plasma Science* **22**, 151 (1994).
- [46] T. TROTTEBERG, A. MELZER und A. PIEL, *Measurement of the electric charge on particulates forming coulomb crystals in the sheath of a radiofrequency plasma*, *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 450 (1995).
- [47] U. KONOPKA, L. RATKE und H. M. THOMAS, *Central collisions of charged dust particles in a plasma*, *Physical Review Letters* **79**, 1269 (1997).
- [48] 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).
- [49] S. A. KHRAPAK, G. E. MORFILL, A. G. KHRAPAK und L. G. D'YACHKOV, *Charging properties of a dust grain in collisional plasmas*, *Physics of Plasmas* **13**, 052114 (2006).

- [50] M. BACHARIS, M. COPPINS und J. E. ALLEN, *Dust grain charging in rf discharges*, Plasma Sources Science and Technology **19**, 025002 (2010).
- [51] A. PIEL und C. SCHMIDT, *Dust charging and charge fluctuations in a weakly collisional radio-frequency sheath at low pressure*, Physics of Plasmas **22**, 053701 (2015).
- [52] G. LAPENTA, *Simulation of charging and shielding of dust particles in drifting plasmas*, Physics of Plasmas **6**, 1442 (1999).
- [53] M. LAMPE, R. GOSWAMI, Z. STERNOVSKY, S. ROBERTSON, V. GAVRISHCHAKA, G. GANGULI und G. JOYCE, *Trapped ion effect on shielding, current flow, and charging of a small object in a plasma*, Physics of Plasmas **10**, 1500 (2003).
- [54] 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).
- [55] J. PAVLU, A. VELYHAN, I. RICHTEROVA, Z. NEMECEK, J. SAFRANKOVA, I. CERMAK und P. ZILAVY, *Mass-loss rate for mf resin microspheres*, Plasma Science, IEEE Transactions on **32**, 704 (2004).
- [56] 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).
- [57] A. V. IVLEV, M. H. THOMA, C. RÄTH, G. JOYCE und G. E. MORFILL, *Complex plasmas in external fields: the role of non-hamiltonian interactions*, Physical Review Letters **106**, 155001 (2011).
- [58] C. SCHMIDT und A. PIEL, *Stochastic heating of a single brownian particle by charge fluctuations in a radio-frequency produced plasma sheath*, Physical Review E **92**, 043106 (2015).
- [59] C. SCHMIDT und A. PIEL, *Experimental study of the stochastic heating of a single brownian particle by charge fluctuations*, Physics of Plasmas **23**, 083704 (2016).
- [60] W. THOMSON, *On ship waves*, Institution of Mechanical Engineers, Proceedings **38**, 641 (1887).
- [61] T. TAJIMA und J. M. DAWSON, *Laser electron accelerator*, Physical Review Letters **43**, 267 (1979).
- [62] P. CHEN, J. M. DAWSON, R. W. HUFF und T. KATSOULEAS, *Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma*, Physical Review Letters **54**, 693 (1985).
- [63] Y. C. WHANG, *Field and plasma in the lunar wake*, Physical Review **186**, 143 (1969).
- [64] D. E. HASTINGS, *A review of plasma interactions with spacecraft in low earth orbit*, Journal of Geophysical Research: Space Physics **100**, 14457 (1995).
- [65] T. UMEDA, T. KIMURA, K. TOGANO, K. FUKAZAWA, Y. MATSUMOTO, T. MIYOSHI, N. TERADA, T. K. M. NAKAMURA und T. OGINO, *Vlasov simulation of the interaction between the solar wind and a dielectric body*, Physics of Plasmas **18**, 012908 (2011).

- [66] J. S. HALEKAS, V. ANGELOPOULOS, D. G. SIBECK, K. K. KHURANA, C. T. RUSSELL, G. T. DELORY, W. M. FARRELL, J. P. MCFADDEN, J. W. BONNELL, D. LARSON et al., *First results from artemis, a new two-spacecraft lunar mission: counter-streaming plasma populations in the lunar wake*, *Space Science Reviews* **165**, 93 (2011).
- [67] R. MARCHAND und P. A. R. LIRA, *Kinetic simulation of spacecraft–environment interaction*, *IEEE Transactions on Plasma Science* **45**, 535 (2017).
- [68] M. NAMBU, S. V. VLADIMIROV und P. K. SHUKLA, *Attractive forces between charged particulates in plasmas*, *Physics Letters A* **203**, 40 (1995).
- [69] V. A. SCHWEIGERT, I. V. SCHWEIGERT, A. MELZER, A. HOMANN und A. PIEL, *Alignment and instability of dust crystals in plasmas*, *Physical Review E* **54**, 4155 (1996).
- [70] K. TAKAHASHI, T. OISHI, K. 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).
- [71] S. V. VLADIMIROV, S. A. MAIOROV und N. F. CRAMER, *Kinetics of plasma flowing around two stationary dust grains*, *Physical Review E* **67**, 016407 (2003).
- [72] N. J. PRIOR, L. W. MITCHELL und A. A. SAMARIAN, *Determination of charge on vertically aligned particles in a complex plasma using laser excitations*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **36**, 1249 (2003).
- [73] V. R. IKKURTHI, K. MATYASH, A. MELZER und R. SCHNEIDER, *Computation of charge and ion drag force on multiple static spherical dust grains immersed in rf discharges*, *Physics of Plasmas* **17**, 103712 (2010).
- [74] 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).
- [75] T. B. RÖCKER, A. V. IVLEV, S. K. ZHDANOV, L. COUËDEL und G. E. MORFILL, *Wake-induced bending of two-dimensional plasma crystals*, *Physics of Plasmas* **21**, 073711 (2014).
- [76] R. KOMPANEETS, S. V. VLADIMIROV, A. V. IVLEV, V. TSYTOVICH und G. MORFILL, *Dust clusters with non-hamiltonian particle dynamics*, *Physics of Plasmas* **13**, 072104 (2006).
- [77] L. COUËDEL, V. NOSENKO, A. V. IVLEV, S. K. ZHDANOV, H. M. THOMAS und G. E. MORFILL, *Direct observation of mode-coupling instability in two-dimensional plasma crystals*, *Physical Review Letters* **104**, 195001 (2010).
- [78] A. MELZER, *Connecting the wakefield instabilities in dusty plasmas*, *Physical Review E* **90**, 053103 (2014).
- [79] A. PIEL, O. ARP, D. BLOCK, I. PILCH, T. TROTTENBERG, S. KÄDING, A. MELZER, H. BAUMGARTNER, C. HENNING und M. BONITZ, *Complex plasmas: forces and dynamical behaviour*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **50**, 124003 (2008).

- [80] P. LUDWIG, W. J. MILOCH, H. KÄHLERT und M. BONITZ, *On the wake structure in streaming complex plasmas*, New Journal of Physics **14**, 053016 (2012).
- [81] D. BLOCK, J. CARSTENSEN, P. LUDWIG, W. J. 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).
- [82] P. LUDWIG, H. JUNG, H. KÄHLERT, J.-P. JOOST, F. GREINER, Z. MOLDABEKOV, J. CARSTENSEN, S. SUNDAR, M. BONITZ und A. PIEL, *Non-maxwellian and magnetic field effects in complex plasma wakes*, The European Physical Journal D **72**, 82 (2018).
- [83] E. THOMAS, R. L. MERLINO und M. ROSENBERG, *Magnetized dusty plasmas: the next frontier for complex plasma research*, Plasma Physics and Controlled Fusion **54**, 124034 (2012).
- [84] J. RUBINSTEIN und J. G. LAFRAMBOISE, *Theory of a spherical probe in a collisionless magneto-plasma*, The Physics of Fluids **25**, 1174 (1982).
- [85] J.-S. CHANG und K. SPARIOSU, *Dust particle charging characteristics under a collisionless magneto-plasma*, Journal of the Physical Society of Japan **62**, 97 (1993).
- [86] V. N. TSYTOVICH, N. SATO und G. E. MORFILL, *Note on the charging and spinning of dust particles in complex plasmas in a strong magnetic field*, New Journal of Physics **5**, 43 (2003).
- [87] L. PATACCINI, I. H. HUTCHINSON und G. LAPENTA, *Electron collection by a negatively charged sphere in a collisionless magnetoplasma*, Physics of Plasmas **14**, 062111 (2007).
- [88] D. LANGE, *Floating surface potential of spherical dust grains in magnetized plasmas*, Journal of Plasma Physics **82** (2016).
- [89] M. PUTTSCHER, A. MELZER, U. KONOPKA, S. LEBLANC, B. LYNCH und E. THOMASJR., *Vertical oscillations of dust particles in a strongly magnetized plasma sheath induced by horizontal laser manipulation*, Physics of Plasmas **24**, 013701 (2017).
- [90] N. SATO, G. UCHIDA, T. KANEKO, S. SHIMIZU und S. IIZUKA, *Dynamics of fine particles in magnetized plasmas*, Physics of Plasmas **8**, 1786 (2001).
- [91] P. K. KAW, K. NISHIKAWA und N. SATO, *Rotation in collisional strongly coupled dusty plasmas in a magnetic field*, Physics of Plasmas **9**, 387 (2002).
- [92] T. TROTTEBERG, D. BLOCK und A. PIEL, *Dust confinement and dust-acoustic waves in weakly magnetized anodic plasmas*, Physics of Plasmas **13**, 042105 (2006).
- [93] 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).
- [94] L. PATACCINI und I. H. HUTCHINSON, *Forces on a spherical conducting particle in  $E \times B$  fields*, Plasma Physics and Controlled Fusion **53**, 065023 (2011).
- [95] A. MELZER und M. PUTTSCHER, *Transverse forces on dust particles in a magnetized sheath with crossed electric and magnetic fields*, Physics of Plasmas **24**, 053701 (2017).
- [96] E. S. DZLIEVA, L. G. DYACHKOV, L. A. NOVIKOV, S. I. PAVLOV und V. Y. KARASEV, *Complex plasma in glow discharge in a strong magnetic field*, EPL (Europhysics Letters) **123**, 15001 (2018).

- 
- [97] S. W. SCHMIDT, *Einschluss von Staub in der Plasmarandschicht bei schwachen Magnetfeldern*, Bachelorarbeit (CAU Kiel, 2013).
- [98] B. TADSEN, F. GREINER und A. PIEL, *Preparation of magnetized nanodusty plasmas in a radio frequency-driven parallel-plate reactor*, *Physics of Plasmas* **21**, 103704 (2014).
- [99] M. SCHWABE, U. KONOPKA, P. BANDYOPADHYAY und G. E. MORFILL, *Pattern formation in a complex plasma in high magnetic fields*, *Physical Review Letters* **106**, 215004 (2011).
- [100] E. THOMAS, U. KONOPKA, R. L. MERLINO und M. ROSENBERG, *Initial measurements of two- and three-dimensional ordering, waves, and plasma filamentation in the magnetized dusty plasma experiment*, *Physics of Plasmas* **23**, 055701 (2016).
- [101] T. HALL, E. THOMAS, K. AVINASH, R. MERLINO und M. ROSENBERG, *Methods for the characterization of imposed, ordered structures in mdp<sub>x</sub>*, *Physics of Plasmas* **25**, 103702 (2018).
- [102] M ROSENBERG, *Beam cyclotron instability in a dusty plasma*, *Physica Scripta* **89**, 085601 (2014).
- [103] B. TADSEN, F. GREINER und A. PIEL, *Probing a dusty magnetized plasma with self-excited dust-density waves*, *Physical Review E* **97**, 033203 (2018).
- [104] L. J. HOU, Z. L. MIŠKOVIĆ, A. PIEL und P. K. SHUKLA, *Brownian dynamics of charged particles in a constant magnetic field*, *Physics of Plasmas* **16**, 053705 (2009).
- [105] L.-J. HOU, P. K. SHUKLA, A. PIEL und Z. L. MIŠKOVIĆ, *Wave spectra of two-dimensional yukawa solids and liquids in the presence of a magnetic field*, *Physics of Plasmas* **16**, 073704 (2009).
- [106] T. OTT und M. BONITZ, *Diffusion in a strongly coupled magnetized plasma*, *Physical Review Letters* **107**, 135003 (2011).
- [107] T. OTT, H. KÄHLERT, A. REYNOLDS und M. BONITZ, *Oscillation spectrum of a magnetized strongly coupled one-component plasma*, *Physical Review Letters* **108**, 255002 (2012).
- [108] T. OTT, H. LÖWEN und M. BONITZ, *Magnetic field blocks two-dimensional crystallization in strongly coupled plasmas*, *Physical Review Letters* **111**, 065001 (2013).
- [109] M. NAMBU, M. SALIMULLAH und R. BINGHAM, *Effect of a magnetic field on the wake potential in a dusty plasma with streaming ions*, *Physical Review E* **63**, 056403 (2001).
- [110] M. SALIMULLAH, M. TORNEY, P. K. SHUKLA und A. K. BANERJEE, *Three-dimensional wake-fields in a magnetized dusty plasma with streaming ions*, *Physica Scripta* **67**, 534 (2003).
- [111] M. SALIMULLAH, P. K. SHUKLA, M. NAMBU, H. NITTA, O. ISHIHARA und A. M. RIZWAN, *Modification of the shielding and wake potentials in a streaming dusty magnetoplasma*, *Physics of Plasmas* **10**, 3047 (2003).
- [112] S. BHATTACHARJEE und N. DAS, *Effect of wake potential on coulomb crystallization in the presence of magnetic field*, *Physics of Plasmas* **19**, 103707 (2012).
- [113] S. BHATTACHARJEE und N. DAS, *Ion-wake-induced anomaly of dust lattice mode in the presence of an external magnetic field*, *Physical Review E* **88**, 043106 (2013).

- [114] J.-P. JOOST, P. LUDWIG, H. KÄHLERT, C. ARRAN und M. BONITZ, *Screened coulomb potential in a flowing magnetized plasma*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **57**, 025004 (2015).
- [115] P. BEZBARUAH und N. DAS, *Collisional effects on interaction potential in complex plasma in presence of magnetic field*, *Physics of Plasmas* **23**, 043701 (2016).
- [116] P. BEZBARUAH und N. DAS, *Wake potential in 2-d magnetized complex plasma*, *The European Physical Journal D* **71**, 114 (2017).
- [117] J. CARSTENSEN, F. GREINER und A. PIEL, *Ion-wake-mediated particle interaction in a magnetized-plasma flow*, *Physical Review Letters* **109**, 135001 (2012).
- [118] Supraleitender Magnet CAU Kiel, CRYOGENIC LIMITED, technische Spezifikationen der Baunummer 2960, London, UK, 2011, <http://www.cryogenic.co.uk>.
- [119] W. J. MILOCH, M. KROLL und D. BLOCK, *Charging and dynamics of a dust grain in the wake of another grain in flowing plasmas*, *Physics of Plasmas* **17**, 103703 (2010).
- [120] A. PIEL, *Molecular dynamics simulation of ion flows around microparticles*, *Physics of Plasmas* **24**, 033712 (2017).
- [121] H. JUNG, F. GREINER, O. 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).
- [122] H. JUNG, F. GREINER, O. H. ASNAZ, J. CARSTENSEN und A. PIEL, *Resonance methods for the characterization of dust particles in plasmas*, *Journal of Plasma Physics* **82**, 615820301 (2016).
- [123] O. H. ASNAZ, H. JUNG, F. GREINER und A. PIEL, *Size and density evolution of a single microparticle embedded in a plasma*, *Physics of Plasmas* **24**, 083701 (2017).
- [124] W. J. MILOCH, H. JUNG, D. DARIAN, F. GREINER, M. MORTENSEN und A. PIEL, *Dynamic ion shadows behind finite-sized objects in collisionless magnetized plasma flows*, *New Journal of Physics* **20**, 073027 (2018).
- [125] H. JUNG, F. GREINER, A. PIEL und W. J. MILOCH, *Experiments on wake structures behind a microparticle in a magnetized plasma flow*, *Physics of Plasmas* **25**, 073703 (2018).
- [126] A. PIEL, F. GREINER, H. JUNG und W. J. MILOCH, *Molecular dynamics simulations of wake structures behind a microparticle in a magnetized ion flow. i. collisionless limit with cold ion beam*, *Physics of Plasmas* **25**, 083702 (2018).
- [127] A. PIEL, H. JUNG und F. GREINER, *Molecular dynamics simulations of wake structures behind a microparticle in a magnetized ion flow. ii. effects of velocity spread and ion collisions*, *Physics of Plasmas* **25**, 083703 (2018).
- [128] F. F. CHEN, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, 2. Aufl., (Plenum Press, New York, 1984).
- [129] M. A. LIEBERMAN und A. J. LICHTENBERG, *Principles of plasma discharges and material processing*, 2. Aufl., (John Wiley und Sons Inc., New York, 2005).
- [130] A. PIEL, *Plasma physics - an introduction to laboratory, space, and fusion plasmas*, 2. Aufl., (Springer International Publishing, 2017).

- 
- [131] M. BONITZ, N. HORING und P. LUDWIG, Hrsg., *Introduction to complex plasmas*, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Bd. 59, (Springer, Berlin, Heidelberg, 2010).
- [132] A. MELZER, *Introduction to colloidal (dusty) plasmas*, 2. Aufl., Lecture Notes, (2012).
- [133] R. MERLINO und J. GOREE, *Dusty plasmas in the laboratory, industry, and space*, Physics Today **57**, 32 (2004).
- [134] G. E. MORFILL und A. V. IVLEV, *Complex plasmas: an interdisciplinary research field*, Reviews of Modern Physics **81**, 1353 (2009).
- [135] A. MELZER, D. BLOCK und A. PIEL, *Strukturen aus Staub*, Physik Journal **6**, 31 (2007).
- [136] M. BONITZ, C. HENNING und D. BLOCK, *Complex plasmas: a laboratory for strong correlations*, Reports on Progress in Physics **73**, 066501 (2010).
- [137] P. DEBYE und E. HÜCKEL, *Zur Theorie der Elektrolyte. I. Gefrierpunktserniedrigung und verwandte Erscheinungen*, Physikalische Zeitschrift **24**, 185 (1923).
- [138] A. PIEL und A. MELZER, *Dynamical processes in complex plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion **44**, R1 (2002).
- [139] 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).
- [140] I. H. HUTCHINSON, *Collisionless ion drag force on a spherical grain*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48**, 185 (2006).
- [141] O. HAVNES, *Charges on dust particles*, Advances in Space Research **4**, 75 (1984).
- [142] 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).
- [143] E. J. STERNGLASS, *Theory of secondary electron emission by high-speed ions*, Physical Review **108**, 1 (1957).
- [144] E. C. WHIPPLE, *Potentials of surfaces in space*, Reports on Progress in Physics **44**, 1197 (1981).
- [145] H. M. MOTT-SMITH und I. LANGMUIR, *The theory of collectors in gaseous discharges*, Physical Review **28**, 727 (1926).
- [146] J. E. ALLEN, *Probe theory - the orbital motion approach*, Physica Scripta **45**, 497 (1992).
- [147] J. CHANG und J. G. LAFRAMBOISE, *Probe theory for arbitrary shape in a large debye length, stationary plasma*, The Physics of Fluids **19**, 25 (1976).
- [148] S. A. KHRAPAK und G. E. MORFILL, *An interpolation formula for the ion flux to a small particle in collisional plasmas*, Physics of Plasmas **15**, 114503 (2008).
- [149] A. V. ZOBNIN, A. P. NEFEDOV, V. A. SINEL'SHCHIKOV und V. E. FORTOV, *On the charge of dust particles in a low-pressure gas discharge plasma*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **91**, 483 (2000).
- [150] I. H. HUTCHINSON und L. PATACCHINI, *Computation of the effect of neutral collisions on ion current to a floating sphere in a stationary plasma*, Physics of Plasmas **14**, 013505 (2007).

- [151] I. H. HUTCHINSON und L. PATAACCHINI, *Flowing plasmas and absorbing objects: analytic and numerical solutions culminating 80 years of ion-collection theory*, Plasma Physics and Controlled Fusion **52**, 124005 (2010).
- [152] S. RATYNSKAIA, S. KHRAPAK, A. ZOBININ, M. H. THOMA, M. KRETSCHMER, A. USACHEV, V. YAROSHENKO, R. A. QUINN, G. E. MORFILL, O. PETROV et al., *Experimental determination of dust-particle charge in a discharge plasma at elevated pressures*, Physical Review Letters **93**, 085001 (2004).
- [153] S. A. KHRAPAK, S. V. RATYNSKAIA, A. V. ZOBININ, A. D. USACHEV, V. V. YAROSHENKO, M. H. THOMA, M. KRETSCHMER, H. HÖFNER, G. E. MORFILL, O. F. PETROV et al., *Particle charge in the bulk of gas discharges*, Physical Review E **72**, 016406 (2005).
- [154] S. A. KHRAPAK, P. TOLIAS, S. RATYNSKAIA, M. CHAUDHURI, A. ZOBININ, A. USACHEV, C. RAU, M. H. THOMA, O. F. PETROV, V. E. FORTOV et al., *Grain charging in an intermediately collisional plasma*, EPL (Europhysics Letters) **97**, 35001 (2012).
- [155] J. E. ALLEN, R. L. F. BOYD und P. REYNOLDS, *The collection of positive ions by a probe immersed in a plasma*, Proceedings of the Physical Society. Section B **70**, 297 (1957).
- [156] 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).
- [157] O. ISHIHARA und S. V. VLADIMIROV, *Wake potential of a dust grain in a plasma with ion flow*, Physics of Plasmas **4**, 69 (1997).
- [158] M. LAMPE, G. JOYCE, G. GANGULI und V. GAVRISHCHAKA, *Interactions between dust grains in a dusty plasma*, Physics of Plasmas **7**, 3851 (2000).
- [159] D. WINSKE, W. DAUGHTON, D. S. LEMONS und M. S. MURILLO, *Ion kinetic effects on the wake potential behind a dust grain in a flowing plasma*, Physics of Plasmas **7**, 2320 (2000).
- [160] M. LAMPE, T. B. RÖCKER, G. JOYCE, S. K. ZHDANOV, A. V. IVLEV und G. E. MORFILL, *Ion distribution function in a plasma with uniform electric field*, Physics of Plasmas **19**, 113703 (2012).
- [161] D. BOHM, *The characteristics of electrical discharges in magnetic fields*, Qualitative Description of the Arc Plasma in a Magnetic Field, McGraw-Hill (1949).
- [162] 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).
- [163] T. NITTER, *Levitation of dust in rf and dc glow discharges*, Plasma Sources Science and Technology **5**, 93 (1996).
- [164] M. KANAL, *Theory of current collection of moving spherical probes*, Scientific Reports **JS-5** (1962).
- [165] W. J. MILOCH und D. BLOCK, *Dust grain charging in a wake of other grains*, Physics of Plasmas **19**, 123703 (2012).
- [166] I. H. HUTCHINSON, *Particle in cell calculation of plasma force on a small grain in a non-uniform collisional sheath*, Plasma Physics and Controlled Fusion **55**, 115014 (2013).

- [167] J. SCHLEEDE, L. LEWERENTZ, F. X. BRONOLD, R. SCHNEIDER und H. FEHSKE, *Plasma flow around and charge distribution of a dust cluster in a rf discharge*, *Physics of Plasmas* **25**, 043702 (2018).
- [168] J. CARSTENSEN, F. GREINER, L.-J. HOU 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).
- [169] T. E. SHERIDAN, *Center-of-mass and breathing oscillations in small complex plasma disks*, *Physical Review E* **72**, 026405 (2005).
- [170] H. ROTHERMEL, 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).
- [171] C. SCHMIDT, O. ARP und A. PIEL, *Spatially extended void-free dusty plasmas in a laboratory radio-frequency discharge*, *Physics of Plasmas* **18**, 013704 (2011).
- [172] V. E. FORTOV, A. P. NEFEDOV, O. S. VAULINA, A. M. LIPAIEV, V. I. MOLOTKOV, A. A. SAMARYAN, V. P. NIKITSKII, A. I. IVANOV, S. F. SAVIN, A. V. KALMYKOV et al., *Dusty plasma induced by solar radiation under microgravitational conditions: an experiment on board the Mir orbiting space station*, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **87**, 1087 (1998).
- [173] R. SEURIG, G. MORFILL, V. FORTOV und P. HOFMANN, *Complex plasma research on ISS PKE-Nefedov, PK-3 Plus, PK-4, and impact laboratory*, *Acta Astronautica* **65**, 651 (2009).
- [174] G. E. MORFILL, H. M. THOMAS, U. KONOPKA, H. ROTHERMEL, M. ZUZIC, A. IVLEV und J. GOREE, *Condensed plasmas under microgravity*, *Physical Review Letters* **83**, 1598 (1999).
- [175] 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).
- [176] T. BOCKWOLDT, O. ARP, K. O. MENZEL und A. PIEL, *On the origin of dust vortices in complex plasmas under microgravity conditions*, *Physics of Plasmas* **21**, 103703 (2014).
- [177] A. MELZER, *Kolloidale Plasmen unter Schwerelosigkeit: Know-How-Transfer von Kiel nach Greifswald: gefördert durch das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt: Schlussbericht*, (Institut für Physik, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, 2017).
- [178] A. BOUCHOULE und L. BOUFENDI, *Particulate formation and dusty plasma behaviour in argon-silane rf discharge*, *Plasma Sources Science and Technology* **2**, 204 (1993).
- [179] 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).
- [180] P. S. EPSTEIN, *On the resistance experienced by spheres in their motion through gases*, *Physical Review* **23**, 710 (1924).

- [181] 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).
- [182] H. JUNG, *Messung der Druckabhängigkeit des Gasreibungskoeffizienten von Edelgasen in staubigen Plasmen*, Bachelorarbeit (CAU Kiel, 2011).
- [183] O. H. ASNAZ, *Größenabhängigkeit des Gasreibungskoeffizienten von Staubpartikeln in Plasmen*, Bachelorarbeit (CAU Kiel, 2014).
- [184] W. E. AMATUCCI, D. N. WALKER, G. GATLING und E. E. SCIME, *Direct observation of microparticle gyromotion in a magnetized direct current glow discharge dusty plasma*, *Physics of Plasmas* **11**, 2097 (2004).
- [185] E. THOMAS und J. WILLIAMS, *Experimental measurements of velocity dissipation and neutral-drag effects during the formation of a dusty plasma*, *Physical Review Letters* **95**, 055001 (2005).
- [186] Y. NAKAMURA und O. ISHIHARA, *A complex plasma device of large surface area*, *Review of Scientific Instruments* **79**, 033504 (2008).
- [187] H.-Y. CHU, M.-C. SI und S.-B. LIN, *Drag coefficient of the weakly ionized plasma in the high Knudsen number regime*, *Physics of Plasmas* **16**, 063704 (2009).
- [188] 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).
- [189] S. A. KHRAPAK und G. E. MORFILL, *Dusty plasmas in a constant electric field: role of the electron drag force*, *Physical Review E* **69**, 066411 (2004).
- [190] S. A. KHRAPAK, A. V. IVLEV, G. E. MORFILL und H. M. THOMAS, *Ion drag force in complex plasmas*, *Physical Review E* **66**, 046414 (2002).
- [191] 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).
- [192] 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).
- [193] L. PATACCHINI und I. H. HUTCHINSON, *Fully self-consistent ion-drag-force calculations for dust in collisional plasmas with an external electric field*, *Physical Review Letters* **101**, 025001 (2008).
- [194] V. R. IKKURTHI, K. MATYASH, A. MELZER und R. SCHNEIDER, *Computation of ion drag force on a static spherical dust grain immersed in rf discharges*, *Physics of Plasmas* **16**, 043703 (2009).
- [195] O. HAVNES, T. NITTER, V. TSYTOVICH, G. E. MORFILL und T. HARTQUIST, *On the thermophoretic force close to walls in dusty plasma experiments*, *Plasma Sources Science and Technology* **3**, 448 (1994).
- [196] A. ASHKIN, *Acceleration and trapping of particles by radiation pressure*, *Physical Review Letters* **24**, 156 (1970).

- [197] F. WIEBEN und D. BLOCK, *Photophoretic force measurement on microparticles in binary complex plasmas*, *Physics of Plasmas* **25**, 123705 (2018).
- [198] T. BOCKWOLDT, *Strömungen und nichtlineare Dichtewellen staubiger Plasmen unter Schwerelosigkeit*, Diss. (CAU Kiel, 2014).
- [199] V. A. GODYAK und N. STERNBERG, *Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges*, *Physical Review A* **42**, 2299 (1990).
- [200] K. U. RIEMANN, *The bohm criterion and sheath formation*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **24**, 493 (1991).
- [201] R. N. FRANKLIN, *The plasma-sheath boundary region*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **36**, R309 (2003).
- [202] K.-U. RIEMANN, *The influence of collisions on the plasma sheath transition*, *Physics of Plasmas* **4**, 4158 (1997).
- [203] R. P. BRINKMANN, *From electron depletion to quasi-neutrality: the sheath-bulk transition in rf modulated discharges*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **42**, 194009 (2009).
- [204] A. DOUGLASS, V. LAND, K. QIAO, L. MATTHEWS und T. HYDE, *Determination of the levitation limits of dust particles within the sheath in complex plasma experiments*, *Physics of Plasmas* **19**, 013707 (2012).
- [205] M. A. LIEBERMAN, *Dynamics of a collisional, capacitive rf sheath*, *IEEE Transactions on Plasma Science* **17**, 338 (1989).
- [206] J. VERBONCOEUR, M. ALVES, V. VAHEDI und C. BIRDSALL, *Simultaneous potential and circuit solution for 1d bounded plasma particle simulation codes*, *Journal of Computational Physics* **104**, 321 (1993).
- [207] V. VAHEDI, G. DIPESO, C. K. BIRDSALL, M. A. LIEBERMAN und T. D. ROGNLIEN, *Capacitive RF discharges modelled by particle-in-cell Monte Carlo simulation. I. Analysis of numerical techniques*, *Plasma Sources Science and Technology* **2**, 261 (1993).
- [208] R. A. MILLIKAN, *The isolation of an ion, a precision measurement of its charge, and the correction of stokes's law*, *Physical Review (Series I)* **32**, 349 (1911).
- [209] E. B. TOMME, D. A. LAW, B. M. ANNARATONE und J. E. ALLEN, *Parabolic plasma sheath potentials and their implications for the charge on levitated dust particles*, *Physical Review Letters* **85**, 2518 (2000).
- [210] L.-J. HOU, Y.-N. WANG und Z. L. MIŠKOVIĆ, *Two-dimensional radio-frequency sheath dynamics over a nonflat electrode with perpendicular magnetic field*, *Physics of Plasmas* **11**, 4456 (2004).
- [211] T. E. SHERIDAN, *Calculation of two-dimensional plasma sheath with application to radial dust oscillations*, *Journal of Applied Physics* **98**, 023302 (2005).
- [212] O. DÖSSEL, *Bildgebende Verfahren in der Medizin. Von der Technik zur medizinischen Anwendung*, (Springer, Berlin, 2000).
- [213] P.-H. REBUT, *From JET to the reactor*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **48**, B1 (2006).

- [214] H. BOSCH, V. ERCKMANN, R. W. T. KONIG, F. SCHAUER, R. J. STADLER und A. WERNER, *Construction of Wendelstein 7-X - Engineering a steady-state stellarator*, IEEE Transactions on Plasma Science **38**, 265 (2010).
- [215] T. S. PEDERSEN, M. OTTE, S. LAZERSON, P. HELANDER, S. BOZHENKOV, C. BIEDERMANN, T. KLINGER, R. C. WOLF, H. S. BOSCH und DAS WENDELSTEIN 7-X TEAM, *Confirmation of the topology of the Wendelstein 7-X magnetic field to better than 1:100,000*, Nature Communications **7**, 13493 (2016).
- [216] R. C. DUNCAN und T. C., *Formation of very strongly magnetized neutron-stars - implications for gamma ray bursts*, The Astrophysical Journal **392**, L9 (1992).
- [217] L. S. FROST, *Effect of variable ionic mobility on ambipolar diffusion*, Physical Review **105**, 354 (1957).
- [218] J. G. LAFRAMBOISE und L. J. SONMOR, *Current collection by probes and electrodes in space magnetoplasmas: a review*, Journal of Geophysical Research **98**, 337 (1993).
- [219] D. LANGE, *Gleichgewichtspotenzial von sphärischen Staubteilchen in Magnetoplasmen*, Dissertation (Ruhr-Universität Bochum, 2014).
- [220] A. PETERSEN, *Bestimmung der Ladung von Staubteilchen in der Plasmarandschicht bei hohen Magnetfeldern*, Bachelorarbeit (CAU Kiel, 2012).
- [221] Z. ULIBARRI, J. HAN, M. HORÁNYI, T. MUNSAT, X. WANG, G. WHITTALL-SCHERFEE und L. H. YEO, *A large ion beam device for laboratory solar wind studies*, Review of Scientific Instruments **88**, 115112 (2017).
- [222] J. WANG, P. LEUNG, H. GARRETT und G. MURPHY, *Multibody-plasma interactions - charging in the wake*, Journal of Spacecraft and Rockets **31**, 889 (1994).
- [223] V. V. YAROSHENKO, W. J. MILOCH, S. VLADIMIROV, H. M. THOMAS und G. E. MORFILL, *Modeling of cassini's charging at saturn orbit insertion flyby*, Journal of Geophysical Research: Space Physics **116** (2011) 10.1029/2011JA016775.
- [224] L. PATACCHINI und I. H. HUTCHINSON, *Kinetic solution to the mach probe problem in transversely flowing strongly magnetized plasmas*, Physical Review E **80**, 036403 (2009).
- [225] O. ARP, J. GOREE und A. PIEL, *Particle chains in a dilute dusty plasma with subsonic ion flow*, Physical Review E **85**, 046409 (2012).
- [226] J. B. PIEPER, J. GOREE und R. A. QUINN, *Three-dimensional structure in a crystallized dusty plasma*, Physical Review E **54**, 5636 (1996).
- [227] S. HAMAGUCHI, R. T. FAROUKI und D. H. E. DUBIN, *Triple point of yukawa systems*, Physical Review E **56**, 4671 (1997).
- [228] A. MELZER, V. A. SCHWEIGERT und A. PIEL, *Transition from attractive to repulsive forces between dust molecules in a plasma sheath*, Physical Review Letters **83**, 3194 (1999).
- [229] A. MELZER, V. A. SCHWEIGERT und A. PIEL, *Measurement of the Wakefield Attraction for "Dust Plasma Molecules"*, Physica Scripta **61**, 494 (2000).

- [230] I. H. HUTCHINSON, *Forces on a small grain in the nonlinear plasma wake of another*, Physical Review Letters **107**, 095001 (2011).
- [231] 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).
- [232] G. LAPENTA, *Nature of the force field in plasma wakes*, Physical Review E **66**, 026409 (2002).
- [233] A. PIEL, *Alignment of dust particles by ion drag forces in subsonic flows*, Physics of Plasmas **18**, 073704 (2011).
- [234] M. ENDE, *Jim Knopf und die Wilde 13*, (Thienemann, Stuttgart, 1962).
- [235] K. J. BRUNNER, O. GRULKE, D. NIEMCZYK und T. KLINGER, *Ion drift measurements around a grounded sphere in magnetized sub-sonic plasma flows*, Contributions to Plasma Physics **54**, 802 (2014).
- [236] J. KONG, T. W. HYDE, B. HARRIS, K. QIAO und J. CARMONA-REYES, *Measurement of the vertical nonuniformity of the plasma sheath in a complex plasma*, IEEE Transactions on Plasma Science **37**, 1620 (2009).
- [237] V. NOSENKO, A. V. IVLEV, R. KOMPANEETS und G. MORFILL, *Stability and size of particle pairs in complex plasmas*, Physics of Plasmas **21**, 113701 (2014).
- [238] 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).
- [239] S. V. VLADIMIROV und A. A. SAMARIAN, *Stability of particle arrangements in a complex plasma*, Physical Review E **65**, 046416 (2002).
- [240] A. A. SAMARIAN, S. V. VLADIMIROV und B. W. JAMES, *Dust particle alignments and confinement in a radio frequency sheath*, Physics of Plasmas **12**, 022103 (2005).
- [241] A. A. SAMARIAN, S. V. VLADIMIROV und B. W. JAMES, *Wake-induced symmetry-breaking of dust particle arrangements in a complex plasma*, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **82**, 758 (2005).
- [242] A. A. SAMARIAN und S. V. VLADIMIROV, *Dust particle alignments in a plasma sheath*, Contributions to Plasma Physics **49**, 260 (2009).
- [243] 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).
- [244] O. S. VAULINA, X. G. K. (ADAMOVICH) und S. V. VLADIMIROV, *The dynamics of formation of monolayer dust structures in a confining electric field*, Physica Scripta **79**, 035501 (2009).
- [245] I. I. LISINA und O. S. VAULINA, *Formation of layered structures of particles with anisotropic pair interaction*, EPL (Europhysics Letters) **103**, 55002 (2013).
- [246] A. K. MUKHOPADHYAY und J. GOREE, *Two-particle distribution and correlation function for a 1d dusty plasma experiment*, Physical Review Letters **109**, 165003 (2012).
- [247] A. K. MUKHOPADHYAY und J. GOREE, *Experimental measurement of velocity correlations for two microparticles in a plasma with ion flow*, Physical Review E **90**, 013102 (2014).

- [248] G. A. HEBNER, M. E. RILEY und B. M. MARDER, *Dynamic probe of dust wakefield interactions using constrained collisions*, Physical Review E **68**, 016403 (2003).
- [249] 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).
- [250] G. A. HEBNER und M. E. RILEY, *Structure of the ion wakefield in dusty plasmas*, Physical Review E **69**, 026405 (2004).
- [251] G. A. HEBNER, M. E. RILEY und B. M. MARDER, *Attractive interactions between negatively charged dust particles levitated at the plasma-sheath boundary layer*, IEEE Transactions on Plasma Science **33**, 396 (2005).
- [252] O. ISHIHARA und S. V. VLADIMIROV, *Hamiltonian dynamics of dust-plasma interactions*, Physical Review E **57**, 3392 (1998).
- [253] L.-J. HOU, Y.-N. WANG und Z. L. MIŠKOVIĆ, *Induced potential of a dust particle in a collisional radio-frequency sheath*, Physical Review E **68**, 016410 (2003).
- [254] S. BHATTACHARJEE und N. DAS, *Ion wake formation with dust charge fluctuation in complex plasma*, Physics of Plasmas **20** (2013).
- [255] R. KOMPANEETS, A. V. IVLEV, V. NOSENKO und G. E. MORFILL, *Wakes in inhomogeneous plasmas*, Physical Review E **89**, 043108 (2014).
- [256] S. A. MAIOROV, S. V. VLADIMIROV und N. F. CRAMER, *Plasma kinetics around a dust grain in an ion flow*, Physical Review E **63**, 017401 (2000).
- [257] J. E. HAMMERBERG, D. S. LEMONS, M. S. MURILLO und D. WINSKE, *Molecular dynamics simulations of plasma crystal formation including wake effects*, IEEE Transactions on Plasma Science **29**, 247 (2001).
- [258] G. I. SUKHININ, M. V. SAL'NIKOV und A. V. FEDOSEEV, *Wakes in a dust plasma. comparison of numerical methods*, Journal of Applied Mechanics and Technical Physics **59**, 818 (2018).
- [259] L. VERLET, *Computer experiments on classical fluids. i. thermodynamical properties of lennard-jones molecules*, Physical Review **159**, 98 (1967).
- [260] M. P. ALLEN und D. J. TILDESLEY, *Computer Simulation of Liquids*, (Oxford University Press, Oxford, 1987).
- [261] H. QIN, S. ZHANG, J. XIAO, J. LIU, Y. SUN und W. M. TANG, *Why is boris algorithm so good?*, Physics of Plasmas **20**, 084503 (2013).
- [262] F. MELANDSØ, *Heating and phase transitions of dust-plasma crystals in a flowing plasma*, Physical Review E **55**, 7495 (1997).
- [263] W. J. MILOCH, H. L. PÉCSELI und J. TRULSEN, *Numerical simulations of the charging of dust particles by contact with hot plasmas*, Nonlinear Processes in Geophysics **14**, 575 (2007).

- [264] V. R. IKKURTHI, K. MATYASH, A. MELZER und R. SCHNEIDER, *Computation of dust charge and potential on a static spherical dust grain immersed in rf discharges*, *Physics of Plasmas* **15**, 123704 (2008).
- [265] I. H. HUTCHINSON, *Nonlinear collisionless plasma wakes of small particles*, *Physics of Plasmas* **18**, 032111 (2011).
- [266] I. H. HUTCHINSON, *Intergrain forces in low-mach-number plasma wakes*, *Physical Review E* **85**, 066409 (2012).
- [267] D. BLOCK und W. J. MILOCH, *Charging of multiple grains in subsonic and supersonic plasma flows*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **57**, 014019 (2015).
- [268] W. MILOCH, *Simulations of several finite-sized objects in plasma*, *Procedia Computer Science* **51**, International Conference On Computational Science, ICCS 2015, 1282 (2015).
- [269] W. J. MILOCH, D. DARIAN und M. MORTENSEN, *Wake potential of a dust particle in magnetised plasmas*, *Physica Scripta* **92**, 114006 (2017).
- [270] S. SUNDAR, H. KÄHLERT, J.-P. JOOST, P. LUDWIG und M. BONITZ, *Impact of collisions on the dust wake potential with maxwellian and non-maxwellian ions*, *Physics of Plasmas* **24**, 102130 (2017).
- [271] S. SUNDAR, *Wake effects of a stationary charged grain in streaming magnetized ions*, *Physical Review E* **98**, 023206 (2018).
- [272] S. V. VLADIMIROV und M. NAMBU, *Attraction of charged particulates in plasmas with finite flows*, *Physical Review E* **52**, R2172 (1995).
- [273] I. V. SCHWEIGERT, V. A. SCHWEIGERT und F. M. PEETERS, *Perturbation of collisional plasma flow around a charged dust particle: kinetic analysis*, *Physics of Plasmas* **12**, 113501 (2005).
- [274] N. RYNN und N. D'ANGELO, *Device for generating a low temperature, highly ionized cesium plasma*, *Review of Scientific Instruments* **31**, 1326 (1960).
- [275] J. P. M. SCHMITT, *Wake behind an obstacle in a single-ended q-machine and its use as a diagnostic of the ion distribution function*, *Proceedings of the 3rd International Conference on Quiescent Plasmas* **3**, 185 (1971).
- [276] M. SCHWABE, *Microparticles as probes in a highly magnetized dusty plasma*, Diplomarbeit (Technische Universität München/Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik, 2006).
- [277] V. FORTOV, A. NEFEDOV und V. LAKHNO, *Dusty molecules in a magnetic field*, *Physics Letters A* **250**, 149 (1998).
- [278] ALLIED VISION TECHNOLOGIES, Stadtroda, Deutschland, <http://www.alliedvision.com>.
- [279] J. C. CROCKER und D. G. GRIER, *Methods of digital video microscopy for colloidal studies*, *Journal of Colloid and Interface Science* **179**, 298 (1996).
- [280] Y. FENG, J. GOREE und B. LIU, *Accurate particle position measurement from images*, *Review of Scientific Instruments* **78**, 053704 (2007).

- [281] Y. IVANOV und A. MELZER, *Particle positioning techniques for dusty plasma experiments*, Review of Scientific Instruments **78**, 033506 (2007).
- [282] N. T. OUELLETTE und D. H. KELLEY, *Particle tracking algorithm*, (Stanford University, 2010), [http://web.stanford.edu/~nto/software\\_tracking.shtml](http://web.stanford.edu/~nto/software_tracking.shtml).
- [283] MICROPARTICLES GMBH, Berlin, Deutschland, <http://www.microparticles.de>.
- [284] 3M COMPANY, Saint Paul, Minnesota, USA, <http://www.3m.com>.
- [285] F. WIEBEN, J. SCHABLINSKI und D. BLOCK, *Generation of two-dimensional binary mixtures in complex plasmas*, Physics of Plasmas **24**, 033707 (2017).
- [286] C. KILLER, M. MULSOW und A. MELZER, *Spatio-temporal evolution of the dust particle size distribution in dusty argon rf plasmas*, Plasma Sources Science and Technology **24**, 025029 (2015).
- [287] C. SCHMIDT, *Brownsche Bewegung und Heizung einzelner Mikropartikel durch stochastische Ladungsfluktuationen in einer Plasmarandschicht*, Dissertation (CAU Kiel, 2016).
- [288] M. ZEUNER, J. MEICHSNER und H.-U. POLL, *Oxidative decomposition of polymethylmethacrylate (pmma) in plasma etching*, Plasma Sources Science and Technology **4**, 406 (1995).
- [289] L. SCHEPERS, J. BECKERS und W. IJZERMAN, *Determination of microparticle characteristics in an etching plasma*, Contributions to Plasma Physics (2018) <http://dx.doi.org/10.1002/ctpp.201700217>.
- [290] N. KOHLMANN, *Quantitative analysis of angular-resolved mie scattering experiments with single microparticles in plasmas*, Masterarbeit (CAU Kiel, 2018).
- [291] C. ZAFIU, A. MELZER und A. PIEL, *Nonlinear resonances of particles in a dusty plasma sheath*, Physical Review E **63**, 066403 (2001).
- [292] W. H. PRESS, S. A. TEUKOLSKY, W. T. VETTERLING und B. P. FLANNERY, *Numerical recipes. the art of scientific computing*. Kap. 15.6.1, 3. Auflage, (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).
- [293] V. A. GODYAK, R. B. PIEJAK und B. M. ALEXANDROVICH, *Measurement of electron energy distribution in low-pressure rf discharges*, Plasma Sources Sci. Technol. **1**, 36 (1992).
- [294] I. H. HUTCHINSON, *Principles of plasma diagnostics*, 2. Aufl., (University Press, Cambridge, 2002).
- [295] M. KLINDWORTH, O. ARP und A. PIEL, *Langmuir probe diagnostics in the impf device and comparison with simulations and tracer particle experiments*, Journal of Physics D: Applied Physics **39**, 1095 (2006).
- [296] V. VAHEDI, C. K. BIRDSALL, M. A. LIEBERMAN, G. DIPESO und T. D. RONHLIEN, *Capacitive RF discharges modelled by particle-in-cell Monte Carlo simulation. II. Comparisons with laboratory measurements of electron energy distribution functions*, Plasma Sources Science and Technology **2**, 273 (1993).

- [297] R. COURANT, K. FRIEDRICHS und H. LEWY, *Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik*, *Mathematische Annalen* **100**, 32 (1928).
- [298] R. HOCKNEY und J. EASTWOOD, *Computer Simulations Using Particles*, (McGraw-Hill, New York, 1981).
- [299] V. VAHEDI und M. SURENDRA, *A Monte Carlo collision model for the particle-in-cell method: applications to argon and oxygen discharges*, *Computer Physics Communications* **87**, Particle Simulation Methods, 179 (1995).
- [300] A. V. PHELPS, *The application of scattering cross sections to ion flux models in discharge sheaths*, *Journal of Applied Physics* **76**, 747 (1994).
- [301] H. KÄHLERT, *Ion-dust streaming instability with non-maxwellian ions*, *Physics of Plasmas* **22**, 073703 (2015).
- [302] W. J. MILOCH, M. KROLL und D. BLOCK, *Erratum: "Charging and dynamics of a dust grain in the wake of another grain in flowing plasmas" [Phys. Plasmas [bold 17], 103703 (2010)]*, *Physics of Plasmas* **18**, 109901 (2011).
- [303] H. JUNG, *Wechselwirkung von Staubteilchen in magnetisierten Plasmen*, Masterarbeit (CAU Kiel, 2014).
- [304] E. AMMELT, D. SCHWENG und H.-G. PURWINS, *Spatio-temporal pattern formation in a lateral high-frequency glow discharge system*, *Physics Letters A* **179**, 348 (1993).
- [305] W. BREAZEAL, K. M. FLYNN und E. G. GWINN, *Static and dynamic two-dimensional patterns in self-extinguishing discharge avalanches*, *Physical Review E* **52**, 1503 (1995).
- [306] R. WILD und L. STOLLENWERK, *Breakdown of order in a self-organised barrier discharge*, *The European Physical Journal D* **66**, 214 (2012).
- [307] R. WILD, T. SCHUMANN und L. STOLLENWERK, *Controlled structures in laterally patterned barrier discharges by illumination of the semiconductor electrode*, *Plasma Sources Science and Technology* **23**, 054004 (2014).
- [308] Y. A. ASTROV, I. MÜLLER, E. AMMELT und H.-G. PURWINS, *Zigzag destabilized spirals and targets*, *Physical Review Letters* **80**, 5341 (1998).
- [309] U. KONOPKA, M. SCHWABE, C. KNAPEK, M. KRETSCHMER und G. E. MORFILL, *Complex plasmas in strong magnetic field environments*, *AIP Conference Proceedings* **799**, 181 (2005).
- [310] J. HALBRITTER, *On conditioning: reduction of secondary- and rf-field emission by electron, photon, or helium impact*, *Journal of Applied Physics* **53**, 6475 (1982).
- [311] M. A. SOBOLEWSKI, *Current and voltage measurements in the gaseous electronics conference rf reference cell*, *Journal of Research of NIST* **100**, 341 (1995).
- [312] T. DONDEERS, H. JUNG und F. GREINER, *Characterization of filamentary instabilities in a magnetized rf discharge*, DPG-Frühjahrstagung der Sektion Materie und Kosmos (München, März 2019).

- [313] K. KATSONIS, C. BERENQUER, A. KAMINSKA und M. DUDECK, *Argon 4s and 4p excited states atomic data applied in ARC-JET modeling*, International Journal of Aerospace Engineering **2011**, 1 (2011).
- [314] L. LANDAU, *On the vibrations of the electronic plasma*, Journal of Physics (U.S.S.R.) **10**, 25 (1946).
- [315] R. KOMPANEETS, A. V. IVLEV, S. V. VLADIMIROV und G. E. MORFILL, *Instability of ion kinetic waves in a weakly ionized plasma*, Physical Review E **85**, 026412 (2012).
- [316] S. NUNOMURA, T. MISAWA, N. OHNO und S. TAKAMURA, *Instability of dust particles in a coulomb crystal due to delayed charging*, Physical Review Letters **83**, 1970 (1999).
- [317] A. V. IVLEV, U. KONOPKA und G. MORFILL, *Influence of charge variation on particle oscillations in the plasma sheath*, Physical Review E **62**, 2739 (2000).
- [318] O. S. VAULINA, A. P. NEFEDOV, O. F. PETROV und V. E. FORTOV, *Instability of plasma-dust systems with a macroparticle charge gradient*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **91**, 1147 (2000).
- [319] M. SCHWABE, S. ZHDANOV, C. RÄTH, D. B. GRAVES, H. M. THOMAS und G. E. MORFILL, *Collective effects in vortex movements in complex plasmas*, Physical Review Letters **112**, 115002 (2014).
- [320] O. H. ASNAZ, H. JUNG, F. GREINER und A. PIEL, *Charging of an irregularly shaped particle in the sheath of an rf plasma*, Physics of Plasmas **25**, 073702 (2018).
- [321] T. W. HYDE, J. KONG und L. S. MATTHEWS, *Helical structures in vertically aligned dust particle chains in a complex plasma*, Physical Review E **87**, 053106 (2013).
- [322] I. I. LISINA und O. S. VAULINA, *Formation of chain-like structures of dust particles with anisotropic pair interaction*, Physica Scripta **89**, 105604 (2014).
- [323] Y. SAITOU, *A simple method of dust charge estimation using an externally applied oscillating electric field*, Physics of Plasmas **25**, 073701 (2018).

# Liste eigener Publikationen

## Teile dieser Dissertation wurden in begutachteten Fachzeitschriften veröffentlicht:

1. 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).
2. H. JUNG, F. GREINER, O. H. ASNAZ, J. CARSTENSEN und A. PIEL, *Resonance methods for the characterization of dust particles in plasmas*, Journal of Plasma Physics **82**, 615820301 (2016).
3. O. H. ASNAZ, H. JUNG, F. GREINER und A. PIEL, *Size and density evolution of a single micro-particle embedded in a plasma*, Physics of Plasmas **24**, 083701 (2017).
4. W. J. MILOCH, H. JUNG, D. DARIAN, F. GREINER, M. MORTENSEN und A. PIEL, *Dynamic ion shadows behind finite-sized objects in collisionless magnetized plasma flows*, New Journal of Physics **20**, 073027 (2018).
5. H. JUNG, F. GREINER, A. PIEL und W. J. MILOCH, *Experiments on wake structures behind a microparticle in a magnetized plasma flow*, Physics of Plasmas **25**, 073703 (2018).
6. A. PIEL, F. GREINER, H. JUNG und W. J. MILOCH, *Molecular dynamics simulations of wake structures behind a microparticle in a magnetized ion flow. I. Collisionless limit with cold ion beam*, Physics of Plasmas **25**, 083702 (2018).
7. A. PIEL, H. JUNG und F. GREINER, *Molecular dynamics simulations of wake structures behind a microparticle in a magnetized ion flow. II. Effects of velocity spread and ion collisions*, Physics of Plasmas **25**, 083703 (2018).

## Weitere Veröffentlichungen in begutachteten Fachzeitschriften:

8. 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).
9. 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).
10. O. H. ASNAZ, H. JUNG, F. GREINER und A. PIEL, *Charging of an irregularly shaped particle in the sheath of an rf plasma*, Physics of Plasmas **25**, 073702 (2018).
11. P. LUDWIG, H. JUNG, H. KÄHLERT, J.-P. JOOST, F. GREINER, Z. MOLDABEKOV, J. CARSTENSEN, S. SUNDAR, M. BONITZ und A. PIEL, *Non-maxwellian and magnetic field effects in complex plasma wakes*, The European Physical Journal D **72**, 82 (2018).



# Symbolverzeichnis

## Indizes

Indizes kennzeichnen die Zugehörigkeit/Bedeutung der jeweiligen Größe. Beispielsweise kennzeichnet der Index  $e$  bei  $n_e$ , dass die Dichte  $n$  der Elektronen gemeint ist. Das  $kin$  bei  $E_{kin}$  zeigt, dass es sich um die *kinetische* Energie handelt.

Index	Zugehörigkeit
d	Eigenschaft des Partikels
e	Eigenschaft der Elektronen
i	Eigenschaft der Ionen
kin	kinetisch
n	Eigenschaft der Neutralgasatome
th	thermisch
u, d	oberes ( <i>upstream</i> ) und unteres ( <i>downstream</i> ) Partikel eines Partikelpaars
$x, y, z$	Größe bezieht sich auf jeweilige Raumrichtung $x, y, z$
$\perp$	Transversalkomponente einer Größe
$\parallel$	Longitudinalkomponente einer Größe

## Lateinische Buchstaben

Symbol	Beschreibung	Einheit
$a$	Realteil von $A$	m
$A$	(Schwingungs-)Amplitude	m
$b$	Imaginärteil von $A$	m
$b_c$	kritischer Stoßparameter	m
$b_{\pi/2}$	Stoßparameter für $90^\circ$ -Streuung	m
$B$	magnetische Flussdichte	T
$C_d$	Kapazität eines Partikels	F
$d$	Partikelabstand	m
$d_0$	Abstand eines vertikal ausgerichteten Partikelpaars	m
$D$	Federkonstante	N/m
$e$	Elementarladung	C
$E$	elektrisches Feld	V/m
$E_{kin}, E_{pot}, E_{th}$	Energie	J, eV

## Lateinische Buchstaben (Fortsetzung)

Symbol	Beschreibung	Einheit
$E_{\text{eV}}$	Zahlenwert der Energie in eV	–
$f$	Steifheitsparameter der Partikelwechselwirkung	N/m
$f_{\text{HF}}$	Frequenz des Hochfrequenzsignals	Hz
$F_{\text{B}}$	magnetische Feldkraft	N
$F_{\text{c}}$	Stoßanteil der Ionenwindkraft $F_{\text{i}}$	N
$F_{\text{d}}$	Interpartikelkraft	N
$F_{\text{el}}$	elektrische Feldkraft	N
$F_{\text{g}}$	Gravitationskraft	N
$F_{\text{i}}$	Ionenwindkraft	N
$F_{\text{L}}$	LORENTZ-Kraft	N
$F_{\text{n}}$	Neutralgasreibung	N
$F_{\text{o}}$	Orbitanteil der Ionenwindkraft $F_{\text{i}}$	N
$g$	Erdbeschleunigung	m/s <sup>2</sup>
$H_{\text{i}}$	HALL-Parameter	–
$I_{\text{i}}, I_{\text{e}}$	Ladestrom	A
$k_{\text{B}}$	BOLTZMANN-Konstante	J/K
$K$	Amplitudenfaktor	–
$L$	Entladungslänge	m
$m, m_{\text{i}}, m_{\text{e}}, m_{\text{d}}, m_{\text{n}}$	Masse	kg
$M$	MACH-Zahl	–
$n, n_{\text{i}}, n_{\text{e}}, n_{\text{d}}, n_{\text{n}}$	Dichte	m <sup>-3</sup>
$n_0$	Dichte im Plasmazentrum oder Gleichgewichtsdichte	m <sup>-3</sup>
$n_{\text{s}}, n_{\text{i,s}}, n_{\text{e,s}}$	Dichte an Schichtkante	m <sup>-3</sup>
$N_{\text{D}}$	Partikelanzahl pro DEBYE-Sphäre	–
$p$	Neutralgasdruck	Pa
$p_{\text{end}}$	Kammerenddruck	Pa
$P$	Leistung des Hochfrequenzsignals	W
$q, q_{\text{d}}$	Ladung	C
$r$	Abstand	m
$r_{\text{d}}$	Partikelradius	m
$r_{\text{L}}$	LARMOR-Radius	m
$t$	Zeit	s
$T, T_{\text{kin}}$	Temperatur	K
$U_{\text{HF}}$	Spannung des Hochfrequenzsignals	$V_{\text{pp}}$
$v_{\text{B}}$	BOHM-Geschwindigkeit (Ionenschallgeschwindigkeit)	m/s
$v_{\text{i}}, v_{\text{m,i}}, v_{\text{drift}}$	(mittlere) Ionenströmungsgeschwindigkeit	m/s
$v_{\text{th}}, v_{\text{th,i}}, v_{\text{th,e}}$	thermische Geschwindigkeit	m/s
$x, y, z$	kartesische Raumkoordinaten	m
$x_0$	horizontale Gleichgewichtslage eines Partikels	m
$z_0$	Gleichgewichtslevitationshöhe eines Partikels	m
$z_{\text{s}}$	Position der Grenze Randschicht-Vorschicht	m
$z_{\text{p}}$	Position der Grenze Randschicht-Plasma	m
$Z_{\text{d}}$	Ladungszahl	–

## Griechische Buchstaben

Symbol	Beschreibung	Einheit
$\beta_i, \beta_e$	dynamischer Magnetisierungsparameter	–
$\gamma$	Gasreibungskoeffizient	$s^{-1}$
$\delta$	Akkomodations- oder MILLIKAN-Koeffizient	–
$\Delta x$	Differenz zweier Werte der Variablen $x$	[ $x$ ]
$\epsilon$	Tastverhältnis	–
$\epsilon_0$	Permittivität des Vakuums	$AsV^{-1}m^{-1}$
$\lambda_D, \lambda_{Di}, \lambda_{De}, \lambda_s$	(linearisierte) DEBYE-Länge (Abschirmlänge)	m
$\eta_{fl}$	normiertes <i>Floatingpotential</i>	–
$\lambda_{mfp}$	mittlere freie Weglänge	m
$\mu_i$	Ionenbeweglichkeit	$As^2/kg$
$\nu$	Stoßfrequenz	$s^{-1}$
$\zeta$	vertikale Auslenkung des Partikels aus Ruhelage	m
$\rho, \varphi, z$	Zylinderkoordinaten	m
$\rho$	Ladungsdichte	$As/m^3$
$\rho_d$	Partikelmasendichte	$kg/m^3$
$\sigma, \sigma_c$	Stoßquerschnitt bzw. kritischer Stoßquerschnitt	$m^2$
$\sigma_{el}, \sigma_{cx}$	Stoßquerschnitt für elastische und Ladungsaustauschstöße	$m^2$
$\sigma_x$	Standardabweichung der Größe $x$	[ $x$ ]
$\tau_c$	Umkehrfunktion der Zyklotronfrequenz $\omega_c$	s
$\tau_p$	Umkehrfunktion der Plasmafrequenz $\omega_p$	s
$\varphi$	Phasenwinkel (zwischen Treiber und Schwingung)	°
$\Phi$	Potential	V
$\Phi_{fl}$	<i>Floatingpotential</i>	V
$\chi_i, \chi_e$	geometrischer Magnetisierungsparameter	–
$\omega$	(Treiber-)Frequenz	$rad\ s^{-1}$
$\omega_c$	Zyklotronfrequenz	$rad\ s^{-1}$
$\omega_p, \omega_{pi}, \omega_{pe}, \omega_{pd}$	Plasmafrequenz	$rad\ s^{-1}$
$\omega_{res}$	Resonanzfrequenz des Partikels	$rad\ s^{-1}$
$\omega_x, \omega_0$	horizontale und vertikale Eigenfrequenz des Partikels	$rad\ s^{-1}$
$\Omega$	Quotient aus Steifheitsparameter $f$ und Partikelmasse $m_d$	$s^{-2}$



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und mir Rückhalt gegeben haben.

Ich danke meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Alexander Piel, der mich bereits während meines Studiums freundlich in seine Arbeitsgruppe „Plasmadynamik“ aufgenommen und mir daran anschließend die Promotion ermöglicht hat. In unseren zahlreichen Diskussionen habe ich viel von seiner Erfahrung, seinen Ratschlägen, aber auch von seinen Bedenken profitiert. Seine physikalische Weitsicht und die Beharrlichkeit, Fragestellungen auch trotz großer Widerstände weiterzuverfolgen und intensiv zu durchdringen, haben mich sehr bereichert und zum Facettenreichtum dieser Arbeit beigetragen.

Prof. Dr. Piel, der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Land Schleswig-Holstein danke ich für die finanzielle Unterstützung und die Möglichkeit, meine Forschungsergebnisse auf nationalen und internationalen Tagungen zu präsentieren. Prof. Dr. Jan Benedikt danke ich sehr für die Weiterfinanzierung meiner Stelle nachdem Herr Prof. Piel in den Ruhestand eingetreten ist.

Dr. Franko Greiner hat mich vor langer Zeit zur Plasmaphysik und in die Arbeitsgruppe „gelockt“. Seitdem hat er mir ununterbrochen mit Rat und Tat zur Seite gestanden. Seine unkonventionelle Denk- und Arbeitsweise waren häufig Quelle kreativer Lösungsansätze; sein einzigartiger Humor hat auch über die Physik hinaus für Freude bei der Arbeit gesorgt. Die geradezu zur Tradition gewordenen gemeinsamen *Quick-and-Dirty*-Messkampagnen am letzten Tag vor Weihnachten werde ich (trotz ihres geringen wissenschaftlichen Mehrwerts) in sehr guter Erinnerung behalten.

Sebastian Groth und Dr. Benjamin Tadsen, die zusammen mit mir Bachelor- und Masterstudium sowie die Doktorandenzeit durchlaufen haben, danke ich für die gute, unterhaltsame Zeit, sei es bei fachlichen Diskussionen oder Gesprächen über Gott und die Welt. Sebastian danke ich außerdem für die langjährige Bürogemeinschaft. Benjamin war in bürokratischen Belangen stets bestens informiert und auskunftsfreudig.

Mit niemandem habe ich während meiner Doktorandenzeit so viel geredet wie mit Oguz Han Asnaz. Ich danke ihm für die gemeinsame Arbeit, die vielen Diskussionen und Gespräche. Als wandelnde DIN-Norm 1333 zur korrekten Rundung von Messergebnissen war er stets abrufbar. Danke, ich konnte es mir einfach nicht merken. Unsere gemeinsamen Schach-, Darts- und Blobby-Volley-Partien waren stets eine für Zerstreung sorgende Pausenbeschäftigung.

Ich danke Dr. Jan Carstensen für wichtige Vorarbeiten zu meiner Arbeit und dafür, dass er mich in die Laborarbeit mit komplexen Plasmen eingeführt hat.

Mario Knüppel, Michael Poser und Volker Rohwer standen mir bei technischen Fragen immer schnell mit Rat und vor allem Tat zur Seite, wenn es darum ging, das Experiment weiterzu-

entwickeln oder defekte Hardware zu reparieren.

Ich danke Linda Sommer und Stephanie Thiedemann für die große Hilfe bei bürokratischen Angelegenheiten.

Frank-Peter Hohmann hat stets eine unglaubliche Schnelligkeit und Effektivität bei der Beschaffung von auch noch so alter oder in noch so ungewöhnlichen Journalen veröffentlichter Literatur bewiesen.

Ich danke Jasmin Andersen, Prof. Dr. Dietmar Block, Dr. Judith Golda, Niklas Kohlmann, Andreas Petersen, Dr. Torben Reichstein, Dr. Jan Schablinski, Dr. Christian Schmidt, Stefan Schütt, Christian Schulze, Kerstin Sgonina, Dr. Tim Spitzer, Frank Wieben, Dr. Jochen Wilms und Sören Wohlfahrt, sowie allen bereits erwähnten gegenwärtigen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppen „Plasmadynamik“ und „Experimentelle Plasmaphysik“ für die hervorragende Arbeitsatmosphäre und die unglaublich vielen leckeren Kuchen.

Prof. Dr. Wojciech Miloch danke ich für die sehr freundliche und erfolgreiche Zusammenarbeit bei der Erforschung der magnetisierten *Wakes*.

Eine Reihe von Menschen hat Texte dieser Arbeit auf Rechtschreibung und Grammatik, ungünstige Formulierungen und Inkonsistenzen geprüft. Ich danke Oguz Han Asnaz, Dr. Franko Greiner, Dr. Judith Golda, Dr. Constanze Köster und Frank Wieben.

Meinen Eltern Regina und Ekkehard danke ich dafür, dass ich mich immer auf sie verlassen kann und sie mich mein Leben lang uneingeschränkt unterstützt haben.

Meine Frau und meine Tochter sind die wichtigsten Personen in meinem Leben. Constanze, ich danke dir dafür, dass du immer für mich da bist, mich unterstützt, berätst, zerstreust und aufmunterst. Ich danke für die lange Zeit, die wir schon zusammen verbracht haben und freue mich auf unsere weitere Zukunft. Pauline, ich bin unglaublich froh, dass es dich gibt und du mein Leben so unglaublich bereicherst!

# Eidesstattliche Erklärung

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

Kiel, den 8. Januar 2019