

Wechselwirkung geladener Projektile mit einem staubigen Plasma

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

vorgelegt von
David Caliebe

Kiel
Dezember 2012

Erster Gutachter: Prof. Dr. A. Piel
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. S. Wolf
Tag der mündlichen Prüfung: ... 11. März 2013
Zum Druck genehmigt: Kiel, den 11. März 2013

Der Dekan

Kurzfassung

In dieser Dissertation wird die Wechselwirkung zwischen geladenen schweren Projektilen und einem ausgedehnten staubigen Plasma unter Schwerelosigkeit untersucht. Ein mikrometergroßes Staubprojektil stellt für ein dreidimensionales staubiges Plasma eine bewegte punktförmige Störung dar. Bisher existieren nur wenige Untersuchungen zur Wechselwirkung solcher Störungen mit ausgedehnten staubigen Plasmen, weil die punktförmige Anregung, die in zwei Dimensionen mit einem Laserstrahl erfolgt, nicht auf drei Dimensionen übertragbar ist. Daher war zunächst die Entwicklung eines geeigneten Mechanismus zur Beschleunigung von Staubpartikeln notwendig. Dieser basiert auf einem mechanischen Zahnradantrieb, mit dem Mikropartikel auf Geschwindigkeiten von bis zu mehreren Metern pro Sekunde beschleunigt werden können. Aufgrund von Agglomeration einzelner Mikropartikel weisen diese Projektile eine Größenverteilung auf.

Die vorliegende Arbeit macht sich die Untersuchung der Wechselwirkung von Agglomerat-Projektilen mit der im Plasma eingefangenen Staubwolke zur Aufgabe. Es kann beobachtet werden, dass diese Projektile in der Staubwolke einen staubfreien Bereich (Cavity) erzeugen, dessen räumliches Erscheinungsbild durch die Projektilgeschwindigkeit geprägt ist. Ein subsonisches Projektil verursacht eine nahezu sphärische Cavity, ein transsonisches dagegen eine tropfenförmige, die mit wachsender Geschwindigkeit schmaler und langgezogener und im Fall eines hypersonischen Projektils vernachlässigbar klein wird. Entgegen der intuitiven Erwartung stellt sich also heraus, dass der Cavity-Radius mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt.

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Analyse der Cavity-Dynamik der Überschallprojekteile. Durch eine Zerteilung der Wechselwirkung zwischen Projektil und Staubwolke in einen initialen Kraftstoß, durch den sich die Cavity öffnet, und den sich anschließenden elastischen Response der Staubwolke kann die Cavity-Dynamik in einem einfachen analytischen Modell beschrieben werden: Der Impulsübertrag vom Projektil auf ein einzelnes Partikel der Staubwolke erfolgt als binärer Stoß, während sich der kollektive Response der Staubwolke als gedämpfte harmonische Oszillation des Cavity-Radius darstellen lässt. Um einen tiefer gehenden Einblick in die Wechselwirkung zwischen Projektil und Staubwolke zu erhalten, der mit der räumlichen und zeitlichen Auflösung der bisherigen Diagnostiken am Experiment nicht möglich ist, wurden detaillierte Vergleiche mit Molecular Dynamics Simulationen angestellt. Diese bestätigen das entwickelte Bild der Wechselwirkung zwischen Projektil und Staubwolke.

Abstract

In this thesis the interaction between charged heavy projectiles and an extended dusty plasma under microgravity conditions is studied. In a three-dimensional dusty plasma a micron-sized dust projectile can be considered as a moving point-like disturbance of the dust cloud. Previous works referring to the interaction of such disturbances and an extended dusty plasma are rare since the punctual excitation technique by means of laser light that is feasible for two-dimensional dusty plasmas cannot be translated into three-dimensional systems. Thus the development of an appropriate mechanism for the acceleration of dust particles was necessary. This mechanism utilizes a cogwheel drive to accelerate microparticles to velocities of up to several meters per second. Due to agglomeration of individual microparticles the produced projectiles show a size distribution.

The aim of this work is to examine the interaction between agglomerated projectiles and the dust cloud trapped in the plasma. It is observed that these projectiles generate a dust-free cavity around them, whose shape is strongly affected by the speed of the projectile. In case of a subsonic projectile the boundary of the cavity is nearly spherical. In contrast, a transsonic projectile causes a tear-drop shaped cavity, which becomes narrower and more elongated with increasing speed and in case of a hypersonic projectile the cavity size becomes negligible. Thus it turns out –contrary to intuitive expectations– that the cavity radius decreases with increasing speed of the projectile.

This thesis focuses on the analysis of the cavity dynamics of supersonic projectiles. The decomposition of the interaction between the projectile and the dust cloud allows to describe the cavity dynamics by means of a simple analytical model. It divides the initial impulse that opens the cavity from the subsequent elastic response of the dust cloud. The transferred momentum from the projectile to an individual particle of the dust cloud can be described as a binary collision, while the collective response of the dust cloud is represented as a damped harmonic oscillation of the cavity radius. To gain deeper insight into the interaction between the projectile and the dust cloud than the spatio and temporal resolution of the utilized diagnostics of the experiment allow, detailed comparisons with molecular dynamics simulations are taken into account. They confirm the developed picture of the interaction between projectile and dust cloud.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Staubige Plasmen unter dem Einfluss externer Störungen | 5 |
| 2.1 | Grundlagen staubiger Plasmen | 5 |
| 2.1.1 | Partikelwechselwirkung | 5 |
| 2.1.2 | Staubaufladung | 6 |
| 2.1.3 | Ausgedehnte staubige Plasmen | 7 |
| 2.2 | Lokale Störungen in staubigen Plasmen | 11 |
| 2.2.1 | Makroskopische Objekte | 12 |
| 2.2.2 | Punktförmige Störungen | 13 |
| 2.2.3 | Wechselwirkung zweidimensionaler staubiger Plasmen mit einer Punktstörung | 14 |
| 3 | Projektilerzeugung an staubigen Plasmen | 17 |
| 3.1 | Die IMPF-K2-Entladungskammer | 17 |
| 3.1.1 | Der Kammeraufbau | 18 |
| 3.1.2 | Charakterisierung der Entladung | 20 |
| 3.1.3 | Projektileinschuss ins Plasma | 22 |
| 3.2 | Erzeugung schneller Projektile | 23 |
| 3.2.1 | Vorbetrachtungen | 23 |
| 3.2.2 | Techniken zur Projektilbeschleunigung | 27 |
| 3.2.3 | Der Staubbeschleuniger | 32 |
| 3.2.4 | Der experimentelle Aufbau | 35 |
| 3.3 | Zusammenfassung | 37 |
| 4 | Wechselwirkung zwischen Projektilen und staubigen Plasmen unter Schwerelosigkeit | 39 |
| 4.1 | Die Targetwolke | 39 |
| 4.2 | Projektileinschuss in die Targetwolke | 41 |
| 4.2.1 | Charakterisierung der Projektile | 41 |
| 4.2.2 | Agglomerate als Projektile | 45 |
| 4.3 | Staubfreie Cavities | 49 |
| 4.3.1 | Subsonische Projektile | 50 |
| 4.3.2 | Transsonische Projektile | 51 |
| 4.3.3 | Hypersonische Projektile | 52 |
| 4.4 | Wechselwirkung zwischen Projektilen und einzelnen Targetpartikeln | 52 |
| 4.5 | Zusammenfassung und Diskussion | 54 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5 | Dynamik staubfreier Cavities | 57 |
| 5.1 | Experimentelle Analyse der Cavity-Dynamik | 57 |
| 5.1.1 | Messvorschrift | 59 |
| 5.1.2 | Messergebnis | 60 |
| 5.2 | Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung | 61 |
| 5.2.1 | Qualitative Modellierung | 63 |
| 5.2.2 | Das Stoßmodell | 67 |
| 5.2.3 | Der elastische Response der Targetwolke | 70 |
| 5.3 | Vergleich mit dem Experiment | 72 |
| 5.3.1 | Das Modell des gedämpften harmonischen Oszillators | 72 |
| 5.3.2 | Das Stoßmodell | 75 |
| 5.4 | Zusammenfassung und Diskussion | 80 |
| 6 | Simulation staubfreier Cavities | 85 |
| 6.1 | Konfiguration der Simulation | 85 |
| 6.2 | Dynamik der Cavities | 86 |
| 6.2.1 | Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung | 86 |
| 6.2.2 | Zeitentwicklung der Cavity-Dynamik | 88 |
| 6.2.3 | Mach-Zahl-Abhängigkeit des Cavity-Radius | 91 |
| 6.2.4 | Mach-Zahl-Abhängigkeit der Targetpartikelbewegung | 92 |
| 6.3 | Vergleich mit dem Experiment | 93 |
| 6.3.1 | Die Cavity | 94 |
| 6.3.2 | Der maximale Cavity-Radius | 95 |
| 6.3.3 | Zeitentwicklung der Cavity | 96 |
| 6.3.4 | Bewegung der Targetpartikel | 97 |
| 6.3.5 | Mach-Kegel | 98 |
| 6.4 | Zusammenfassung | 98 |
| 7 | Untersuchung zur Allgemeingültigkeit der Beobachtungen | 101 |
| 7.1 | Zielsetzung | 101 |
| 7.2 | Erweiterung der Datenbasis | 102 |
| 7.3 | Bewertung | 104 |
| 7.3.1 | Existenz der Cavity | 104 |
| 7.3.2 | Mach-Zahl-Abhängigkeit des Cavity-Radius | 104 |
| 7.3.3 | Konstanz der Öffnungszeit | 108 |
| 7.3.4 | Die Projektilladung | 112 |
| 7.3.5 | Feststellung der Allgemeingültigkeit | 114 |
| 8 | Zusammenfassung und Ausblick | 115 |
| A | Literaturverzeichnis | 121 |

1 Einleitung

Das Studium der Wechselwirkung eines bewegten Objekts mit einem stationären Medium kann ein wertvolles Instrument sein, um neue Erkenntnisse über die physikalischen Eigenschaften des untersuchten Systems zu gewinnen. So konnte Rutherford [1] durch sein berühmtes Experiment zur Streuung von α -Teilchen an Goldatomen auf den Aufbau des Atoms schließen. Der Einschlag fallender massiver Kugeln in granulare Materie führt zu Kraterbildung, bei der ähnliche Gesetzmäßigkeiten für die Abhängigkeit der Kraterdimension von der Projektilenergie gefunden werden, [2–4] wie für Einschlagkrater von Meteoriten in die Oberfläche eines Himmelskörpers [5].

Ein hinreichend kleines Projektil kann als bewegte punktförmige Störung betrachtet werden. In einem elastischen Medium regt diese ein Wellenfeld an, wie z.B. ein Stein, der auf die glatte Oberfläche eines Sees auftrifft. Bewegt sich die Störung entlang der Oberfläche, so verändert sich das Muster des Wellenfelds von konzentrischen Ringen hin zu einer deutlich komplexeren Kegelstruktur, die bereits von Lord Kelvin [6] berechnet wurde und bei einem fahrenden Schiff als Heckwasser beobachtbar wird. Bewegt sich die Störung mit Überschallgeschwindigkeit, also schneller als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle im entsprechenden Medium, so kann (in nicht dispersiven Medien) ein Mach-Kegel beobachtet werden. [7] Aus dem Erscheinungsbild der angeregten Welle kann auf die Eigenschaften des Mediums geschlossen werden, wie z.B. auf dessen Elastizität, die mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle verknüpft ist.

Bei den angeführten Beispielen lässt sich die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetmaterial im Experiment nur auf globaler, nicht aber auf atomistischer Skala beobachten. Dahingegen ist ein staubiges Plasma ein stark gekoppeltes System, das ein ideales Labor darstellt, in dem sich dynamische Prozesse auf Partikelebene untersuchen lassen. Es besteht neben den drei gewöhnlichen Bestandteilen eines Plasmas – den Ionen, Elektronen und Neutralgasatomen – aus noch einer vierten Spezies, nämlich Mikropartikeln, die als Staub bezeichnet werden und typischerweise Durchmesser von einigen zehn Nanometern bis hin zu einigen zehn Mikrometern aufweisen. Die Staubpartikel laden sich aufgrund der Ladungszuflüsse aus dem Plasma elektrisch negativ auf, wobei mikrometergroße Partikel mehrere tausend Elementarladungen tragen können. Dadurch können die Partikel in einem abgeschirmten Coulomb-Potential miteinander wechselwirken. Bei hohen Staabdichten zeigen staubige Plasmen aufgrund starker Kopplung kollektives Verhalten, mit dem geordnete Strukturen sowie das Auftreten von Wellen einhergehen. Dabei findet die Dynamik bedingt durch die gegenüber der Ionen hohe Partikelmasse auf einer Zeitskala im Bereich von Millisekunden statt. Der Interpartikelabstand beträgt einige hundert Mikrometer, weshalb die Staubwolken optisch transparent sind. Diese Eigenschaften ermöglichen es, ein staubiges Plasma auf einfache Weise mithilfe eines Laserfächers,

welcher der Beleuchtung der Partikel dient, und einer schnellen Videokamera zu beobachten. Aufgrund der Ähnlichkeit zu komplexen Fluiden werden solche Systeme auch als komplexe Plasmen bezeichnet.

Das Interesse an staubigen Plasmen hat zwei Ursprünge: sein natürliches Vorkommen im Weltraum [8–10] und seine Bedeutung bei industriellen Prozessen. Insbesondere Letzteres hat zu einer Intensivierung von Laboruntersuchungen seit Beginn der 1980er Jahre geführt, um z.B. Probleme bei der Computer-Chip-Herstellung [11] zu unterbinden. Den Durchbruch als eigenständiges Forschungsgebiet erlebten staubige Plasmen mit der Entdeckung des Plasmakristalls [12–14] Mitte der 1990er Jahre. Seitdem wurde eine Reihe von Phänomenen wie Phasenübergänge [15–17], Wellen [18–26] und Strömungen [27–31] in staubigen Plasmen beschrieben. Das Augenmerk gegenwärtiger Untersuchungen richtet sich unter anderem auf Reibungskräfte bewegter Staubpartikel [32], nichtlineare Staubdichtewellen [33], die Topologie von Partikelströmungen [34,35], Staub in Fusionsplasmen [36] und die Optimierung von Analyse- [37,38] und Experimentiermethoden [39].

Im Labor wird ein staubiges Plasma in der Regel erzeugt, indem Mikropartikel – meistens Plastikugeln – in eine Gleichspannungs- oder Hochfrequenzentladung eingebracht werden. Aufgrund der Gravitation sedimentiert der Staub dabei in der Randschicht des Plasmas, wo er Systeme bildet, die aus einer oder mehreren Lagen bestehen können. Um ausgedehnte dreidimensionale Staubwolken aus Mikropartikeln erzeugen zu können, muss entweder die Gravitationskraft durch eine weitere Kraft (z.B. Thermophorese [40]) kompensiert werden oder die Experimente müssen in Schwerelosigkeit auf der Internationalen Raumstation ISS [41,42], auf Parabelflügen [24–26,43], mithilfe von Höhenforschungsraketen [44] oder in einem Fallturm [10] durchgeführt werden.

Mittels eines Lasers kann in staubigen Plasmen eine lokale Störung hervorgerufen werden, weil dessen Strahlungsdruck auf Mikropartikel eine signifikante Kraft ausübt. [19,45] Das ermöglicht, in eindimensionalen Ketten [19] sowie in zweidimensionalen Plasmakristallen [21] durch eine periodische Modulation der Laserstrahlung Gitterwellen [46] anzuregen. Ein initialer lokaler Laserpuls ruft eine elastische Scherspannung hervor, einhergehend mit einem komplexen Wellenfeld aus Kompressions- und Schermoden. [47] Wird die Störung mit Überschallgeschwindigkeit bewegt, regt sie die gleiche Mach-Kegel-Struktur an [48], wie sie auch bei sich schnell bewegenden Staubpartikeln zu beobachten ist [49,50]. Erklärt wird die Wellenstruktur durch die Theorie von Dubin [51], nach der das Wellenfeld eine Kombination aus Mach-Kegeln [7] und dispersiven Wellen wie bei Schiffen [6] ist und die durch Experimente bestätigt werden konnte [52,53].

Dahingegen finden sich zur Wechselwirkung punktförmiger Störungen mit dreidimensionalen staubigen Plasmen nur wenige Arbeiten. Ein Problem ist, dass in diesem Fall die axiale Ausdehnung des Laserstrahls keine Punktstörung mehr darstellt. Systematische Untersuchungen waren deshalb nur mit ausgedehnten bewegten Störungen, wie Lasermanipulation [54] oder einem Draht, möglich [34,55]. Um Letzteren bildet sich in der Staubwolke ein zylindrischer Hohlraum. Dessen Form ändert sich in der zum Draht senkrechten Beobachtungsebene bei Bewegung des Drahts mit wachsender Geschwindigkeit von sphärisch zu tropfenförmig und verschwindet

für Überschallgeschwindigkeit nahezu. [55] Eine punktförmige Störung jedoch kann in dreidimensionalen staubigen Plasmen durch einzelne Staubpartikel hervorgerufen werden. Diese können z.B. Bestandteil der Staubwolke selbst sein, wobei beobachtet werden kann, dass sich die Partikel über weite Strecken durch die Staubwolke bewegen, ohne dabei deren Struktur zu verändern, was als „klassischer Tunneleffekt“ bekannt ist. [56] Solche Partikel neigen außerdem dazu, sich dabei auf Spuren zu folgen, was als „Lane Formation“ bezeichnet wird. [30] Darüber hinaus können Partikel auch beispielsweise mithilfe der Schwerkraft als Projektile eingesetzt werden und dabei von oben in ein mehrlagiges staubiges Plasma eindringen, [57, 58] wobei eine leichte Deformation in der Wolke beobachtet wird. In Ref. [41, 42] wird über erste Beobachtungen von Mach-Kegeln in ausgedehnten Staubwolken berichtet, welche durch bewegte Partikel angeregt werden.

Das Ziel dieser Dissertation ist die experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Projektilen und ausgedehnten staubigen Plasmen unter Schwerelosigkeit auf Parabelflügen. Dazu ist es zunächst notwendig, einen geeigneten Mechanismus zur Projektilbeschleunigung zu finden, wobei sich für diese Arbeit ein mechanischer Zahnradbeschleuniger als Mittel der Wahl ergeben wird. Nachdem dieses technische Problem gelöst worden ist, werden zunächst die Eigenschaften der Projektile untersucht, also die tatsächlich erreichbaren Geschwindigkeiten sowie die auftretende Größenverteilung und die damit verbundene elektrische Ladung. Anschließend kann durch den konstruierten Staubbeschleuniger Neuland in der Erforschung staubiger Plasmen betreten werden: Zum ersten Mal kann die Reaktion eines dreidimensionalen staubigen Plasmas auf eine bewegte punktförmige Störung systematisch bezüglich ihrer Geschwindigkeit untersucht werden. Anschließend wird sich der Frage nach der Funktionsweise der Wechselwirkung zwischen der Staubwolke und einem schweren elektrisch hoch aufgeladenen Projektil gewidmet, das sich mit Überschallgeschwindigkeit durch das staubige Plasma bewegt. Der Einfluss der Projektilgeschwindigkeit wird dabei von besonderem Interesse sein. Außerdem wird untersucht, ob aus dem Response der Staubwolke auf ihre elastischen Eigenschaften geschlossen werden kann.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst werden im Kapitel 2 die Grundlagen zur Theorie staubiger Plasmen gegeben, die zur Argumentation innerhalb dieser Dissertation notwendig sind. Außerdem wird der Stand der aktuellen Forschung dargelegt. Das Kapitel 3 stellt erstens den experimentellen Aufbau vor, in dem die Untersuchungen durchgeführt wurden, charakterisiert zweitens die Entladung, in der die Staubwolke eingefangen ist, und diskutiert drittens mögliche Mechanismen zur Projektilbeschleunigung, um einen geeigneten Staubbeschleuniger zum Einsatz an staubigen Plasmen unter Schwerelosigkeit konstruieren zu können. Anschließend werden im Kapitel 4 die experimentellen Befunde zur Wechselwirkung zwischen Projektilen und einem staubigen Plasma vorgestellt und diskutiert, bevor im Kapitel 5 dazu eine physikalische Modellierung als einfache Theorie formuliert wird. Diese wird im Kapitel 6 mit den Ergebnissen aus Molecular Dynamics Simulationen [59, 60] verglichen, bevor abschließend im Kapitel 7 eine Untersuchung zu ihrer Allgemeingültigkeit erfolgt. Das letzte Kapitel fasst die Ergebnisse dieser Arbeit anhand von Kernaussagen zusammen und gibt einen kurzen Ausblick.

2 Staubige Plasmen unter dem Einfluss externer Störungen

Seit den ersten Experimenten mit staubigen Plasmen im Labor [11, 61, 62] und der Entdeckung des Plasmakristalls [12, 13] sind 20 Jahre vergangen. Folglich liegt inzwischen sowohl eine Reihe von Übersichtsartikeln [63–69] als auch Lehrbüchern [70–74] vor, in denen die Grundlagen ausführlich abgehandelt werden. Aus diesem Grund soll im Folgenden nur auf die Punkte eingegangen werden, die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendig sind. Für ausführlichere Informationen sei auf die angeführte Literatur verwiesen.

2.1 Grundlagen staubiger Plasmen

Ein staubiges Plasma ist aus vier Komponenten zusammengesetzt: Ionen, Elektronen und Neutralgasteilchen – den drei Bestandteilen eines gewöhnlichen Plasmas – sowie makroskopischen Partikeln, dem sogenannten Staub. Dabei trägt der Staub eine elektrische Ladung $q_d = -Z_d e$, wobei Z_d die Anzahl der Elementarladungen e ist. Die Quasineutralitätsbedingung muss deshalb für staubige Plasmen zu

$$n_e + Z_d n_d - n_i \approx 0 \quad (2.1)$$

erweitert werden, wobei $n_{i,e}$ die Dichte der Ionen bzw. Elektronen und n_d die Staubbichte bezeichnet. Dabei werden die Ionen als einfach und positiv geladen angenommen.

Im Labor können staubige Plasmen erzeugt werden, indem Mikropartikel z.B. in eine Hochfrequenzladung eingebracht werden. [13, 14, 75] Dazu werden üblicherweise Plastikugeln mit Durchmessern von einigen Mikrometern verwendet, die mithilfe eines „Dispensers“ nach dem Prinzip eines Salzstreuers freigesetzt werden (vgl. Kapitel 3.1.1).

2.1.1 Partikelwechselwirkung

Die einzelnen Staubpartikel können wegen ihrer elektrischen Ladung miteinander wechselwirken. Aufgrund des umgebenden Plasmas besitzt ein Staubpartikel ein abgeschirmtes Coulomb-Potential

$$\phi(r) = \frac{q_d}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (2.2)$$

das als Debye-Hückel-Potential¹ bekannt ist. Dabei sind r der Abstand von der als punktförmig angenommenen Ladung q_d des Staubteilchens, ε_0 die Dielektrizitätskonstante und λ_D die Debye-Länge. Diese charakterisiert die Abschirmung durch die Elektronen und Ionen des Plasmas und ist gegeben durch

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

mit der Elektronen-Debye-Länge

$$\lambda_{D,e} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.4)$$

und der Debye-Länge für thermische Ionen

$$\lambda_{D,i} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_i}{n_i e^2}}. \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnen k_B die Boltzmann-Konstante, $T_{e,i}$ die Temperatur und $n_{i,e}$ die Dichte der Ionen bzw. Elektronen. Strömende Ionen hingegen tragen weniger zur Abschirmung bei, weshalb ihre Strömungsgeschwindigkeit v_i zu berücksichtigen ist. In diesem Fall kann nach Hutchinson [76] eine einfache Abschätzung der Debye-Länge durch die Interpolationsformel

$$\lambda_{D,S}^2 = \frac{\lambda_{D,e}^2}{1 + \frac{k_B T_e}{k_B T_i + m_i v_i^2}} \quad (2.6)$$

vorgenommen werden, wobei m_i die Ionenmasse bezeichnet. Basierend auf intensiven Simulationen mithilfe des SCEPTIC-Codes [77] gibt Hutchinson [76]

$$\lambda_{D,S}^2 = \frac{\lambda_{D,e}^2}{1 + 2k_B T_e / (m_i v_{\text{eff}}^2)} + r_d^2 \quad (2.7)$$

als verbesserte Formel an, wobei r_d der Radius des Staubpartikels und

$$v_{\text{eff}}^2 = \frac{2k_B T_i}{m_i} + v_i^2 \left\{ 1 + \left[\frac{\sqrt{\frac{m_i v_i^2}{k_B T_e}}}{0,6 + 0,05 \ln m_i + \frac{\lambda_{D,e}}{5r_d} \left(\sqrt{\frac{T_i}{T_e}} - 0,1 \right)} \right]^3 \right\} \quad (2.8)$$

eine numerisch genäherte Effektivgeschwindigkeit der Ionen sind.

2.1.2 Staubaufladung

Für staubige Plasmen von besonderer Bedeutung ist die elektrische Staublading, weshalb als Nächstes der Mechanismus der Aufladung betrachtet werden soll. Diese erfolgt in Laborplasmen durch den Ladungszufluss aus Ionen und Elektronen, während andere Prozesse, die aus astrophysikalischen Plasmen bekannt sind [78],

¹auch Yukawa-Potential

keine Rolle spielen. Nach der *Orbital-Motion-Limited*-Theorie (OML-Theorie) [79], die ursprünglich für Langmuir-Sonden in stoßfreien, stationär strömenden Plasmen entwickelt wurde, stellt sich ein Gleichgewicht der Ladungszuflüsse ein, wenn der Staub auf das Floating-Potential ϕ_{fl} geladen ist. [80] Mit diesem lässt sich die Staubladung $q_{\text{d}} = 4\pi\epsilon_0 r_{\text{d}}\phi_{\text{fl}}$ über das Kapazitätsmodell [81] bestimmen, indem der Staub als Kugelkondensator betrachtet wird. Da ϕ_{fl} kleiner als das Plasmapotential ϕ_{P} ist, ist die Staubladung negativ.

Simulationen von Zobnin *et al.* [82] haben ergeben, dass bei für Laborplasmen typischen Neutralgasdrücken ($20 \text{ Pa} \leq p \leq 100 \text{ Pa}$) die OML-Theorie ein zu großes Z_{d} liefert, was experimentell von Ratynskaia *et al.* [83] bestätigt wurde. Die Ursache liegt in Stößen der Ionen am Neutralgas, wodurch der Ionenfluss zur Partikeloberfläche vermehrt eine Radialbewegung beschreibt und anwächst. [84] Diese Änderung im Ionenfluss wird in der modifizierten OML-Theorie (mOML-Theorie) von Khrapak *et al.* [85, 86] für den Fall kleiner Kollisionswahrscheinlichkeit $1 < \lambda_{\text{D}}/\ell$ berücksichtigt, wobei ℓ die mittlere freie Weglänge der Ionen ist. Danach ergibt sich die Staubladung in Einheiten der Elementarladung zu [85]

$$Z_{\text{d}} = \frac{4\pi\epsilon_0 r_{\text{d}} k_{\text{B}} T_{\text{e}}}{e} z \quad (2.9)$$

mit

$$z \approx \frac{3T_{\text{i}}}{T_{\text{e}}} \sqrt{\frac{v_{\text{Te}}}{v_{\text{Ti}}}} \sqrt{\frac{\ell}{\lambda_{\text{D}}}}. \quad (2.10)$$

Dabei sind $v_{\text{Ti,e}} = (2k_{\text{B}}T_{\text{i,e}}/m_{\text{i,e}})^{1/2}$ die thermischen Geschwindigkeiten der Ionen bzw. Elektronen und $m_{\text{i,e}}$ deren Massen. Einen weiteren Ansatz verfolgt die *Drift-Motion-Limited*-Theorie [56], die ähnliche Resultate wie die mOML-Theorie liefert.

Experimentell kann die Staubladung z.B. mittels der Resonanzmethode [14, 87, 88], aus der Beobachtung von Stößen zwischen zwei Staubpartikeln [89] oder durch die Messung der Schallgeschwindigkeit mithilfe von Mach-Kegeln [42, 48] bestimmt werden. Typische Staubladungen liegen im Bereich $q_{\text{d}} = -(10^3 \dots 10^4)e$.

2.1.3 Ausgedehnte staubige Plasmen

Das staubige Plasma, an dem die Untersuchungen dieser Arbeit durchgeführt werden, wird mithilfe einer Hochfrequenzentladung in Parallelplattengeometrie [26, 43, 90] erzeugt. Deshalb soll als Nächstes betrachtet werden, wie in diesem Entladungstyp ausgedehnte Staubwolken eingefangen werden können.

Der Aufbau einer solchen Entladung ist schematisch in Abb. 2.1 gezeigt. Sie besteht aus zwei parallelen Elektroden, an denen die Hochfrequenzspannung (HF) anliegt, wodurch im Entladungsraum zwischen den Elektroden das Plasma brennt. Das Plasmapotential der Entladung wurde mit SIGLO [91] simuliert und ist in Graustufen dargestellt. Für eine detaillierte Beschreibung von HF-Entladungen sei auf Ref. [90] verwiesen.

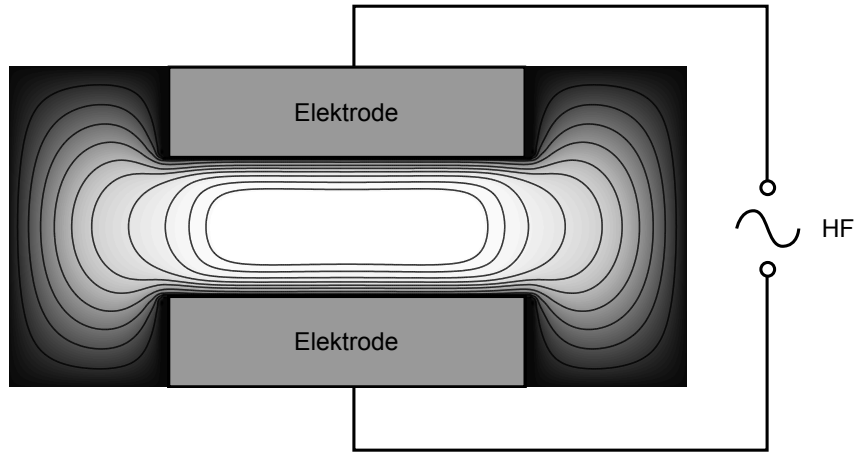


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer Hochfrequenzentladung. Oben und unten sind die beiden Elektroden dargestellt, an die die Hochfrequenzspannung angeschlossen ist. Diese erzeugt das Plasma, dessen elektrisches Potential in Graustufen gezeigt ist.

Die Möglichkeit, ausgedehnte Staubwolken in einer HF-Entladung einzufangen, hängt von den verschiedenen Kräften ab, die in einem Plasma auf den Staub wirken. Deshalb sollen die relevanten Kräfte im Folgenden kurz vorgestellt werden, um anschließend den Einfang ausgedehnter Staubwolken zu diskutieren.

Schwerkraft

Für mikrometergroße Partikel dominiert im Labor die Schwerkraft, die durch

$$\vec{F}_G = m_d \vec{g} \quad (2.11)$$

gegeben ist. Dabei sind m_d die Partikelmasse und \vec{g} die Erdbeschleunigung, durch die der Staub eine Kraft Richtung untere Elektrode erfährt. Für sphärische Partikel lässt sich die Partikelmasse mithilfe der Massendichte ρ_d durch $m_d = (4/3)\pi\rho_d r_d^3$ ausdrücken. Die Gravitationskraft skaliert folglich mit r_d^3 .

Elektrische Feldkraft

Aus dem elektrischen Potentialverlauf, der in Abb. 2.1 gezeigt ist, wird ersichtlich, dass aufgrund des Potentialgefälles in der Entladung trotz der abschirmenden Eigenschaft des Plasmas ein elektrisches Feld \vec{E} herrscht. Am stärksten ist der Gradient und damit das elektrische Feld in der Randschicht des Plasmas. Dort ist die Dichte der Ionen gegenüber der der Elektronen deutlich erhöht, sodass die Quasineutralitätsbedingung nicht mehr erfüllt und keine effektive Abschirmung mehr möglich ist. [90] Im Gegensatz dazu ist das elektrische Feld im Rest der Entladung etwa zwei Größenordnungen schwächer. Dieses führt wegen der Partikelladung q_d zu der elektrischen Kraft

$$\vec{F}_E = q_d \vec{E}. \quad (2.12)$$

Da das Plasmapotential positiv gegenüber dem mittleren Potential der Elektroden bzw. der Kammerwand ist, zeigt das elektrische Feld im Wesentlichen radial aus

dem Entladungszentrum heraus und nimmt dabei nach außen hin zu. Weil der Staub negativ geladen ist, wirkt die Kraft auf ihn radial in die Entladung hinein und nimmt wegen (2.9) mit dem Partikelradius r_d linear zu.

Ionenwindkraft

Verbunden mit dem elektrischen Feld \vec{E} ist eine Ionenströmung mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_i = \mu_i \vec{E}$, wobei μ_i die Beweglichkeit der Ionen ist. Dieser radial nach außen gerichtete Ionenwind ruft auf die Staubpartikel im Plasma die sogenannte Ionenwindkraft \vec{F}_i hervor. Diese setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen: Der erste Anteil \vec{F}_c resultiert aus direkten Stößen zwischen den Ionen und dem Staubpartikel, während der zweite Anteil \vec{F}_o durch die Streuung der Ionen im elektrostatischen Potential des Staubpartikels verursacht wird. Der Radius des Streuquerschnitts für direkte Stöße ist durch den Stoßparameter $b_c = r_d[1 - 2e\phi_H/(m_i v_s^2)]^{1/2}$ gegeben, der von der Ionengeschwindigkeit abhängt. Dabei ist $v_s = [v_i^2 + 8k_B T_i/(\pi m_i)]^{1/2}$ die mittlere Ionengeschwindigkeit für $v_i < v_{th,i}$. Ionen mit einem größeren Stoßparameter tragen zum Kraftanteil durch Coulomb-Streuung bei.

Berechnen lässt sich die Ionenwindkraft durch [92,93]

$$F_i = F_c + F_o = n_i m_i v_i v_s (\pi b_c^2 + 4\pi r_{C,i}^2 \ln \Lambda), \quad (2.13)$$

wobei

$$r_{C,i} = \frac{Z_d e^2}{4\pi \epsilon_0 m_i v_s^2} \quad (2.14)$$

der Coulomb-Radius ist, der den Stoßparameter für 90°-Stöße angibt. Weiter ist $\ln \Lambda$ der Coulomb-Logarithmus, für dessen Berechnung eine obere Grenze zur Integration über den Stoßparameter gewählt werden muss. In der ersten Arbeit zum Ionenwind haben Barnes *et al.* diese bei λ_D festgelegt und angenommen, dass Ionen außerhalb der Debye-Sphäre keine wesentliche Streuung erfahren. Khrapak *et al.* [93] haben gezeigt, dass ein besseres Ergebnis erzielt wird, wenn Ionen bis zu einem Stoßparameter $\lambda_D(1 + 2r_{C,i}/\lambda_D)^{1/2}$ Berücksichtigung finden, und erhalten daraus [93]

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{r_{C,i} + \lambda_D}{r_{C,i} + r_D} \right) \quad (2.15)$$

als Näherung für $r_{C,i}/\lambda_D \lesssim 5$. Aufgrund intensiver Simulationen mit dem SCEPTIC-Code [77] konnte Hutchinson [76] zuletzt Interpolationsausdrücke für $b_{C,i}$, b_c und $\lambda_D = \lambda_{D,S}$ finden, mit denen die Näherungen von Barnes [92] und Khrapak [93] bessere Übereinstimmung mit dem SCEPTIC-Ergebnis liefern. Darüber hinaus konnte er durch [76]

$$F_c = \frac{n_i r_d^2 m_i v_{th,i}^2 \sqrt{\pi}}{2u^2} \times \left\{ u(2u^2 + 1 + 2\chi)e^{-u^2} + [4u^4 + 4u^2 - 1 - 2(1 - u^2)\chi] \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}(u) \right\}, \quad (2.16)$$

$$F_o = n_i \frac{q_i^2 \phi_H^2}{m_i v_{th,i}^2} r_d^2 8\pi G(u) \ln \Lambda$$

einen analytischen Ausdruck für die Ionenwindkraft angeben, der seine Simulationsergebnisse repräsentiert. Dabei sind $u = v_i/v_{\text{th},i}$, $\chi = -Z_d e \phi_{\text{H}} / (k_B T_i)$ und $G(u) = [\text{erf}(u) - 2ue^{-u^2}/\sqrt{\pi}]/(2u^2)$.

Experimentelle Untersuchungen zur Ionenwindkraft finden sich in Ref. [94–96]. Die Ionenwindkraft wirkt auf den Staub in Richtung der Ionenströmung radial nach außen und skaliert nach (2.16) mit r_d^2 .

Einfang ausgedehnter Staubwolken

Anhand dieser Kräfte lässt sich nun der Einfang eines ausgedehnten staubigen Plasmas in einer HF-Entladung darstellen. Dazu werden als Ausgangssituation die Bedingungen im Labor betrachtet: Die Gravitationskraft bewirkt, dass die Teilchen durch die Entladung fallen, bis die Kraft des elektrischen Felds sie in der Randschicht vor der unteren Elektrode abbremst, wo sie ihre Ruhelage finden, wenn sich beide Kräfte ausbalancieren. Die Elektroden sind in der Praxis dabei so beschaffen, dass zu der vertikalen noch eine deutlich geringere radiale Komponente im elektrischen Feld tritt, die ein radiales Entweichen der Teilchen verhindert. Auf diese Weise können kleinere staubige Plasmen erzeugt werden. Bei geringer Partikelanzahl bilden sie eine Monolage und werden als zweidimensionales staubiges Plasma bezeichnet. Für größere Partikelanzahlen bilden sich Systeme mit bis zu 20 parallelen Lagen. Bei hinreichend starker Kopplung formen die Partikel innerhalb einer Lage ein hexagonales Gitter, sodass von einem Plasmakristall gesprochen wird [12, 13]. In vertikaler Richtung bilden sich Ketten, verursacht durch die Ionenüberschallströmung in der HF-Randschicht [15, 97].

Um eine ausgedehnte Staubwolke aus Mikropartikeln einfangen zu können, muss also das Sedimentieren des Staubs in der Randschicht unterbunden, d.h. die Gravitationskraft kompensiert werden. Dazu gibt es im Wesentlichen zwei Möglichkeiten: Bei der ersten kann dies im Labor durch eine weitere Kraft erreicht werden, die der Gravitation entgegengerichtet und betragsmäßig gleich ist. Dazu eignet sich grundsätzlich Thermophorese [40], allerdings ist diese Kraft $\propto r_d^2$, sodass diese Methode für Experimente mit unterschiedlichen Partikelgrößen (z.B. größeren Projektilen als Partikeln in der Staubwolke) ungeeignet ist. Zudem ist es schwierig, ein räumlich homogenes thermophoretisches Kraftfeld zu erzeugen, sodass Strömungen innerhalb der Wolken auftreten können [98]. Bessere Bedingungen bietet die zweite Möglichkeit, nämlich das Experimentieren unter Schwerelosigkeit [10], z.B. auf der Internationalen Raumstation ISS, mithilfe von Höhenforschungsraketen oder auf Parabelflügen.

Das Zusammenspiel der Kräfte ohne Gravitation ist in Abb. 2.2(a) veranschaulicht. Gezeigt sind die beiden Elektroden und das dazwischen befindliche Plasma. Das radial einwärts gerichtete elektrische Kraftfeld (schwarze Pfeile) sorgt für einen Einfang der Staubpartikel innerhalb der Entladung. Dem entgegengerichtet ist die Ionenwindkraft (weiße Pfeile), welche im Zentrum des Plasmas größer als die elektrische Kraft ist. Dadurch wird der Staub aus dem Innern des Plasmas nach außen gedrückt bis zu einer Grenze, an der beide Kräfte gleich groß werden. In der Mitte der Staubwolke bildet sich dadurch ein staubfreier Bereich, der als „Void“ bezeichnet

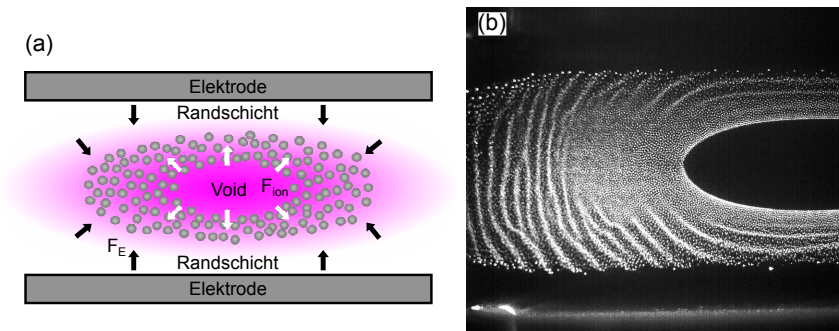


Abbildung 2.2: Einfang ausgedehnter Staubwolken unter Schwerelosigkeit in einer HF-Entladung. (a) zeigt schematisch das Kräftegleichgewicht, das den Einfang im Plasmavolumen ermöglicht. (b) Videoaufnahme eines dreidimensionalen staubigen Plasmas. Deutlich zu erkennen sind nach außen propagierende Staubdichtewellen.

wird. [44,99,100] Im Außenbereich ist die elektrische Kraft größer als die Ionenwindkraft, wodurch die Staubwolke zusammengehalten wird.

Im Experiment lassen sich staubige Plasmen mit sehr einfachen Mitteln beobachten: Mit einem Laser, der zu einem Fächer aufgeweitet ist, wird eine Schnittebene der Staubwolke beleuchtet. Das von den einzelnen Partikeln unter rechtem Winkel gestreute Licht kann mit einem Videomikroskop beobachtet werden, wobei die Partikel sogar mit bloßem Auge sichtbar sind. Da die Staubwolke optisch dünn ist, können Beobachtungsebenen beliebiger Tiefe in ihr gewählt werden.

In Abb. 2.2(b) ist die Aufnahme eines ausgedehnten staubigen Plasmas gezeigt, das unter Schwerelosigkeit auf Parabelflügen erzeugt wurde. Das Bild zeigt die Hälfte eines vertikalen mittleren Schnitts durch die Entladungskammer. Zwischen den Elektroden, die sich oben und unten im Bild befinden, ist die Staubwolke zu erkennen, mit dem zentralen Void am rechten Bildrand. Des Weiteren kann ein ausgeprägtes Wellenfeld festgestellt werden, welches nach außen propagiert. Diese selbsterregten Staubdichtewellen [24,25,101] treten unterhalb eines kritischen Drucks von $p \approx 30$ Pa spontan auf.

2.2 Lokale Störungen in staubigen Plasmen

Diese Arbeit wird sich der Wechselwirkung zwischen einem Projektil und einer Staubwolke widmen, die in einem Plasma eingefangen ist. Deshalb soll im Folgenden dargelegt werden, inwieweit Voruntersuchungen zu lokalen Störungen in staubigen Plasmen existieren und welche Erkenntnisse durch diese erzielt wurden.

Die meisten bisherigen Untersuchungen erfolgten an zweidimensionalen Systemen, weil sie mithilfe von Videomikroskopie einfach durchzuführen sind, was rasante Fortschritte ermöglicht hat. Für dreidimensionale Systeme hingegen gestaltet sich das Experimentieren weitaus schwieriger. Zwar sind mit Scanning-Videomikroskopie [102], Stereoskopie [103] und Holographie [104] dreidimensionale Diagnostiken verfügbar, diese erlauben jedoch entweder nur die Untersuchung statischer oder aber

kleiner Systeme. Folglich gibt es zu ausgedehnten staubigen Plasmen bisher nur wenige Arbeiten.

Die Untersuchungen lassen sich dabei wie folgt kategorisieren: Zum einen kann die lokale Störung durch ein Objekt endlicher Größe (z.B. eine eingebrachte Elektrode) hervorgerufen werden und zum anderen kann sie vernachlässigbar klein, also punktförmig, sein. Außerdem sind statische oder aber bewegte Störungen denkbar.

2.2.1 Makroskopische Objekte

Unter einem Objekt soll hier ein makroskopischer Fremdkörper verstanden werden, der in das staubige Plasma eingebracht wird und dessen Abmessung $\gg \lambda_D$ ist. Wie im Abschnitt 2.1.2 beschrieben, lädt sich das Objekt im Plasma elektrisch auf, sodass es mit dem Staub elektrostatisch in Wechselwirkung tritt.

Da Objekt und Staub auf gleiches Potential geladen werden, ist die Kraft abstoßend. Als Folge bilden sich etwa zentimetergroße staubfreie Bereiche (Sonden-Voids), sei es in einem Staubcluster in der HF-Randschicht [105], in der Staubwolke, die in einem anodischen Plasma eingefangen wurde, [106] oder das sogenannte „Secondary Void“ um eine Langmuir-Sonde, die unter Schwerelosigkeit in das zentrale Void (vgl. Abb. 2.2) eines dreidimensionalen staubigen Plasmas gefahren wurde [75]. In ein Staubbichtewellenfeld eingebracht, stellt das Sonden-Void ein zylindrisches Objekt dar, an dem Kim *et al.* [107] Beugung von Staubbichtewellen beobachten konnten.

Das Anlegen einer externen Spannung an den Draht, bezogen auf das Staubbpotential, ruft eine Vielzahl von Effekten im staubigen Plasma hervor, deren Deutung zu wichtigen Erkenntnissen geführt hat. Durch Variation einer negativen Spannung konnten Thomas *et al.* [106] die Größe des Voids kontrollieren. Die Lage des Void-Rands konnten sie aus dem Gleichgewicht der Ionenwindkraft und der elektrischen Kräfte zwischen Partikeln und Draht erklären, analog zu Klindworth *et al.* [75] für Secondary-Voids. Für positive Spannungen hingegen wird die elektrische Kraft attraktiv, die zu einer Partikelströmung mit Doppelwirbel vor der Sondenspitze führt. [105] Konopka *et al.* [89] haben die anziehende Kraft genutzt, um zwei einzelne Partikel im Einfangpotential der HF-Randschicht durch gegenüberliegende Drahtelektroden anzuheben und anschließend kollidieren zu lassen, wodurch ihnen der Nachweis gelang, dass die Interpartikelwechselwirkung in einem Debye-Hückel-Potential erfolgt.

Zwei weitere Experimente seien erwähnt, bei denen ein Draht horizontal in der Ebene eines zweidimensionalen Plasmakristalls verläuft. Für negative Spannung wird der Staub nahe dem Draht abgestoßen, weiter entfernt jedoch angezogen. Letzteres schreiben Samsonov *et al.* [108] der Ablenkung der Ionenströmung durch den Draht zu. Die Modulation der Spannung regt Staubbichtewellen an. [109]

Der Effekt eines bewegten Objekts durch ein staubiges Plasma wurde zuerst von Thompson *et al.* [55] untersucht. Dabei kann beobachtet werden, dass die Form des Sonden-Voids um den Draht (von den Autoren Cavity genannt) von dessen Geschwindigkeit abhängt, und zwar bei Zunahme von kreisrund zu tropfenförmig. Bei Überschallgeschwindigkeit des Objekts verschwindet die Cavity vollständig und

Staubteilchen werden nur noch mechanisch durch den Draht entfernt. Die Größe der Cavity modellieren die Autoren mithilfe einer Boltzmann-Verteilung der Staubdichte. Das Fehlen der Cavity bei Überschallgeschwindigkeiten begründen Thompson *et al.* [55] dadurch, dass die Responsezeit der Staubwolke etwa so groß ist wie die Transitzeit des Drahts durch die Staubwolke. In einem ähnlichen Experiment, bei dem allerdings die Partikel mit Überschallgeschwindigkeit einen feststehenden Draht umströmen, können Saitou *et al.* [34] die Ausbildung einer Schockfront am Void-Rand beobachten.

2.2.2 Punktförmige Störungen

Ein Gegenstand, dessen Abmessung $\ll \lambda_D$ ist, kann als punktförmig angesehen werden, sodass sein elektrostatisches Störpotential durch das Debye-Hückel-Potential (2.2) beschrieben wird. Im Prinzip stellt jedes einzelne Partikel der Staubwolke für die übrigen Teilchen des staubigen Plasmas eine solche Punktstörung dar.

Deshalb kann ein einzelnes Partikel, das mithilfe der Kraft eines fokussierten Lasers angestoßen wird, [19,45] eine sehr lokale Störung in einem Staubkristall ausüben. Mit einem periodisch unterbrochenen Laser haben Homann *et al.* [21] sowohl in einer eindimensionalen linearen Kette als auch in einem zweidimensionalen Plasmakristall Gitterwellen angeregt und so die Theorie von Melandsø [46] bestätigt. In einem Experiment, in dem die Laserstörung mittig durch den Kristall verläuft, konnte anstatt der Kompressionsmode eine transversale Scherwelle angeregt werden. [22,110] Auf diese Weise gelang es, die Theorie für die Dispersionsrelation von Scherwellen von Peeters und Wu [111] zu belegen. Piel *et al.* [47] konnten zeigen, dass ein initialer lokalisierter Laserpuls, der zu einer elastischen Scherspannung führt, ein komplexes Wellenfeld hervorruft, das sich aus Kompressions- und Scherwellen zusammensetzt und eine dipolähnliche Intensitätsverteilung aufweist.

Für bewegte punktförmige Störungen können je nach den vorliegenden Eigenschaften (Kopplung, Gasdruck, Ladungsverarmung etc.) des staubigen Plasmas unterschiedliche Reaktionen beobachtet werden. Zunächst sei der „klassische Tunnel-effekt“ erwähnt, bei dem einzelne Partikel durch viele Interpartikellagen eines dreidimensionalen staubigen Plasmas wandern können, ohne dessen Struktur merklich zu beeinflussen. [56] Der Effekt erklärt sich aus der Ladungserhaltung innerhalb eines festen Volumens der Entladung. Dadurch bleibt der elektrostatische Druck konstant, obwohl ein weiteres Teilchen hinzu- bzw. austritt. Sind viele Partikel daran beteiligt, so tritt „Lane-Formation“ auf, [30] d.h., beim Durchdringen folgen die Staubteilchen einander, so wie es auch von Menschen in Fußgängerzonen bekannt ist.

Bei höherer Kopplung, bzw. wenn genug Elektronen zur Verfügung stehen und Ladungsverarmung keine Rolle spielt, wird jedoch eine Beeinflussung der Staubwolke beobachtet. So sehen Chang *et al.* [58] für ein einzelnes Partikel, das im Schwerfeld von oben auf ein ausgedehntes Staubsystem trifft und in dieses eindringt, dass sich die vertikalen Partikelketten wie ein Reißverschluss zunächst weiten und nach dem Passieren wieder schließen. Fortov *et al.* [57] können in einem ähnlichen Experiment eine Zunahme der Partikelauslenkung mit sinkendem Stoßparameter feststellen.

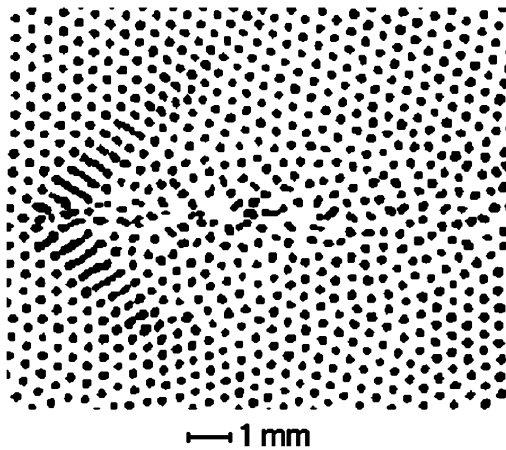


Abbildung 2.3: Mach-Kegel, der in einem zweidimensionalen staubigen Plasma durch eine mit Überschallgeschwindigkeit bewegte punktförmige Störung mithilfe eines Lasers angeregt wurde. Gezeigt ist ein einzelnes Videobild in invertierter Farbdarstellung. Aus Ref. [48].

Mit der Verschiebung der Staubteilchen in der Wolke geht eine Reibungskraft einher, die auf das bewegte Partikel wirkt. Ihre Größe haben Chang *et al.* [58] aus ihrem Experiment bestimmt. Eine theoretische Betrachtung wurde kürzlich von Ivlev *et al.* [32] vorgenommen. Im Gegensatz dazu gibt das bewegte Partikel im Fall des „klassischen Tunneleffekts“ keine Energie durch Reibung an die Staubteilchen der Wolke ab. [56]

Bewegt sich die punktförmige Störung schneller als mit der staubakustischen Geschwindigkeit c_0 , so können Mach-Kegel auftreten. Diese wurden erstmals von Samsonov *et al.* [50] in einem zweidimensionalen Staub-Cluster beobachtet, unter dem sich ein schnelles Partikel bewegte. Kurz darauf gelang es Melzer *et al.* [48], mit der bewegten Störung durch einen Laser Mach-Kegel anzuregen. Ein Beispiel für einen Mach-Kegel ist in Abb. 2.3 gezeigt. Zu sehen ist ein einzelnes Videobild eines zweidimensionalen staubigen Plasmas in invertierter Farbdarstellung, sodass die Partikel als schwarze Punkte auf weißem Grund erscheinen. Auf der linken Bildseite sorgt die longitudinale Wellenbewegung für ein Verschmieren der einzelnen Partikel, wodurch der Mach-Kegel deutlich zu erkennen ist.

Anders als bei Gasen tritt in staubigen Plasmen noch ein zweiter Mach-Kegel auf, und zwar für die transversale Schermode [51–53]. Auch in ausgedehnten Staubwolken unter Schwerelosigkeit konnten bereits Mach-Kegel beobachtet werden, wenn größere Partikel als die der Staubwolke sich durch diese bewegen. [41, 42] Ursprung und Antrieb der bewegten Partikel sind allerdings noch unverstanden.

2.2.3 Wechselwirkung zweidimensionaler staubiger Plasmen mit einer Punktstörung

Während der Einfluss punktförmiger Störungen auf ausgedehnte Staubwolken Gegenstand aktueller Forschung ist, wurde für den zweidimensionalen Fall bereits ein fundiertes Verständnis erworben. Die wichtigsten Ergebnisse sollen im Folgenden kurz dargestellt werden.

Wie gerade beschrieben, regt eine punktförmige Störung, die sich mit Überschallgeschwindigkeit durch einen zweidimensionalen Plasmakristall bewegt, einen Mach-Kegel an, ähnlich wie er auch in Gasen [112] oder fester Materie [113] beobachtet

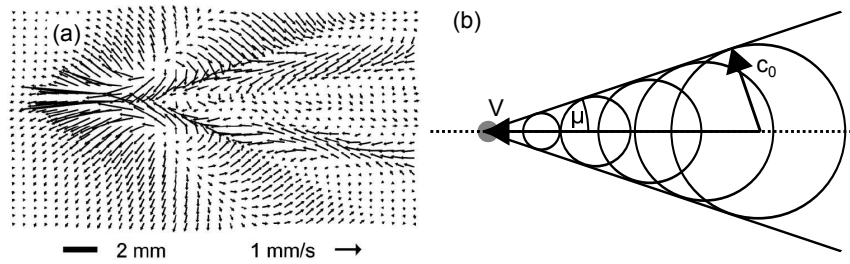


Abbildung 2.4: (a) Gemessenes Geschwindigkeitsfeld in einem zweidimensionalen staubigen Plasma beim Durchgang einer Überschallstörung. Es wird ein Mach-Kegel für die Kompressions- und ein weiterer für die Schermode beobachtet. Entnommen aus Ref. [53]. (b) Veranschaulichung der Entstehung eines Mach-Kegels hinter einer Überschallstörung nach dem Huygens'schen Prinzip.

wird. Die Existenz von Mach-Kegeln in staubigen Plasmen wurde zunächst von Havnes *et al.* [114] für den Durchgang interplanetarer Gesteinsbrocken durch die Saturnringe vorhergesagt. Der erste experimentelle Nachweis stammt von Samsonov *et al.* [49], ein systematisches Studium erlaubte die Möglichkeit, Mach-Kegel mithilfe eines Lasers anzuregen [48, 52, 53]. Zusammen mit Simulationen [51] führte dies zu einem wesentlichen Verständnis für ihr Auftreten in zweidimensionalen staubigen Plasmen.

Im Gegensatz zu der einfachen Mach-Kegel-Struktur, die aus Gasen bekannt ist, weisen staubige Plasmen ein deutlich komplexeres Wellensystem auf. Es erinnert stark an das Muster von Schiffswellen, deren Topologie bereits von Lord Kelvin [6] berechnet wurde. Ein Beispiel ist in Abb. 2.4(a) gegeben, in dem sich die Störung nach links bewegt und die Geschwindigkeiten der Staubpartikel durch Vektorpfeile dargestellt sind. Es ist zu erkennen, dass das Wellensystem aus einem Frontkegel, einem zweiten Kegel mit kleinerem Öffnungswinkel sowie vier lateralen Wellenzügen und zusätzlichen transversalen Fronten, die senkrecht zur Bewegungsrichtung der Störung verlaufen, besteht.

Die theoretische Beschreibung wurde durch Dubin [51] gegeben, welche durch ausführliche Experimente von Nosenko *et al.* [52, 53] bestätigt werden konnte. Demnach wird der erste Kegel durch die Kompressions- und der zweite durch die Schermode gebildet. Letztere tritt in Gasen nicht auf, weshalb kein zweiter Mach-Kegel beobachtet wird. Für beide Moden gilt die Mach-Relation

$$\sin \mu = 1/M, \quad (2.17)$$

wobei $M = v/c_0$ die Mach-Zahl, also die Geschwindigkeit der Störung v in Einheiten von c_0 ist. Die Mach-Relation ist in Abb. 2.4(b) veranschaulicht: Die punktförmige Störung regt im Plasmakristall Wellen der Frequenz ω an, die für kleine Wellenzahlen k eine akustische Dispersion $\omega \propto k$ zeigen, mit der eine Ausbreitungsgeschwindigkeit $c_0(k) = \text{const.}$ einhergeht. Nach dem Huygens'schen Prinzip breitet sich die angeregte Dichtestörung als Kugelwelle aus. Dabei entsteht durch konstruktive Interferenz eine gemeinsame Wellenfront, welche durch die beiden Tangenten gegeben ist, die allen Kugelwellen gemein sind. Im Scheitelpunkt der Tangenten befindet sich die Störung, d.h., die Wellenfront weist eine Keilform auf, den sogenannten Mach-Kegel,

mit dem Mach-Winkel μ als halbem Öffnungswinkel. Weil die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schermode etwa ein Fünftel der der Kompressionsmode beträgt [53, 111], besitzt der Scherwellen-Mach-Kegel einen deutlich spitzeren Öffnungswinkel.

Das laterale und transversale Wellensystem wird durch die Interferenz von Wellen größerer Wellenzahl gebildet, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Wellenzahl abhängt und somit keine akustische Dispersion aufweisen. Hier wird das Wellenbild an einem bestimmten Ort von Wellen geprägt, die ihren Ursprung an unterschiedlichen Orten haben. Dieses Wellensystem wird nur für die Kompressionsmode beobachtet, weil Scherwellen nur bis zu einer Cutoff-Frequenz innerhalb des akustischen Bereichs angeregt werden können. [23]

Dubins lineare Theorie [51] beschränkt sich auf die Beschreibung des Fernfelds des Wellensystems. Es ist jedoch anzunehmen, dass in der unmittelbaren Umgebung der Störung zunächst nichtlineare Effekte beim Anregen der Wellen beteiligt sind. [51, 53] Dabei ist ein elastischer Schock zu erwarten – so wie er in fester Materie beobachtet wird [115] – insbesondere wenn das Störpotential ϕ_S eine kritische Größe überschreitet. [51]

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Erforschung bewegter Punktstörungen in staubigen Plasmen für den zweidimensionalen Fall bereits zu einem abgeschlossenen Bild geführt hat, dessen Dynamik mittels einer linearen Theorie beschreibbar ist. Auch in dreidimensionalen staubigen Plasmen sind bereits Untersuchungen zur Wechselwirkung mit bewegten Störungen durchgeführt worden. Diese beschränken sich aber einerseits auf äußerst große Störungen, wie die eines Drahtes, die nicht mehr als punktförmig angesehen werden können, und andererseits auf Projektile, deren Durchmesser nicht signifikant größer als der der Partikel der Staubwolke ist.

Während im Labor relativ einfach Projektile mithilfe der Schwerkraft erzeugt werden können, ist dies unter Schwerelosigkeit nicht möglich. Darüber hinaus sind für fallende Partikel nicht beliebige Geschwindigkeiten bei sonst gleichen Entladungsbedingungen realisierbar. Auch Laser können in dreidimensionalen staubigen Plasmen nicht eingesetzt werden, weil das parallele Lichtbündel eine entlang der optischen Achse ausgedehnte Störung darstellt. Das Prinzip der optischen Pinzette [45] kann ebenfalls nicht angewandt werden, weil dafür eine starke Strahldivergenz benötigt würde, die an einer typischen HF-Entladung nicht realisierbar ist.

Von daher scheitert ein systematisches Studium der Wechselwirkung zwischen Projektilen und einer Staubwolke bisher in Ermangelung einer Projektilquelle, die in der Lage ist, Projektile beliebiger Größe und Geschwindigkeit unabhängig von den Entladungsbedingungen zu erzeugen. Diese Möglichkeit würde den Weg in neues Terrain der Erforschung ausgedehnter staubiger Plasmen ebnen, insbesondere unter Schwerelosigkeit. Die Konstruktion eines Staubbeschleunigers, der diesen Zweck erfüllt, ist daher das erste Ziel dieser Arbeit und Bestandteil des folgenden Kapitels.

3 Projektilerzeugung an staubigen Plasmen

Im vorigen Kapitel wurde beschrieben, wie ein ausgedehntes staubiges Plasma erzeugt werden kann, wobei festgestellt wurde, dass die Bedingungen unter Schwerelosigkeit am geeignetsten sind. Darum wurden die Experimente dieser Arbeit auf Parabelflügen durchgeführt, was durch die Förderung des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) innerhalb des Projekts 50WM0739/50WM1139 ermöglicht wurde. Im Rahmen dieses Projekts wurde für das Kieler Parabelflugexperiment die Plasmakammer IMPF-K2 konstruiert. Dabei handelt es sich um die Weiterentwicklung des Kammerprototypen für die „International Microgravity Plasma Facility“ (IMPF). [116]

Im Kieler Parabelflugexperiment werden regelmäßig Versuche an staubigen Plasmen auf Parabelflügen im Airbus A300 Zero-G durchgeführt, der von der Firma Novespace betrieben wird. Pro Flugkampagne finden in der Regel drei Flugtage mit jeweils 31 Parabeln statt, wobei in jeder Parabel 22 Sekunden Schwerelosigkeit zur Verfügung stehen. Im Zeitraum einer Förderperiode durch das DLR werden etwa drei Kampagnen durchgeführt, wodurch insgesamt 1,7 Stunden Schwerelosigkeit nutzbar sind. Von dieser beschränkten Experimentierzeit stand nur etwa ein Drittel der Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Projektilen und einem staubigen Plasma zur Verfügung, weil an der IMPF-K2-Kammer Forschung mit verschiedenen Stoßrichtungen (Wellenvorgänge, Transportphänomene, Plasmaleuchten in Gegenwart von Staub und dreidimensionale Diagnostik staubiger Plasmen) betrieben wird und nicht alle Untersuchungen gleichzeitig möglich sind.

Dieses Kapitel ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird die Entladungskammer des Parabelflugexperiments beschrieben, in der die Wechselwirkung zwischen Projektilen und staubigen Plasmen studiert werden soll. Anschließend werden die Möglichkeiten zur Erzeugung schneller Projektilen durch einen Teilchenbeschleuniger erörtert. Darauf basierend wurde im Rahmen dieser Arbeit unter Berücksichtigung der speziellen Anforderungen, die das Experimentieren mit staubigen Plasmen auf Parabelflügen stellt, ein Staubbeschleuniger konstruiert, der am Ende des Kapitels beschrieben wird.

3.1 Die IMPF-K2-Entladungskammer

Im Folgenden soll zunächst die IMPF-K2-Kammer beschrieben werden, in der im Kieler Parabelflugexperiment staubige Plasmen unter Schwerelosigkeit untersucht

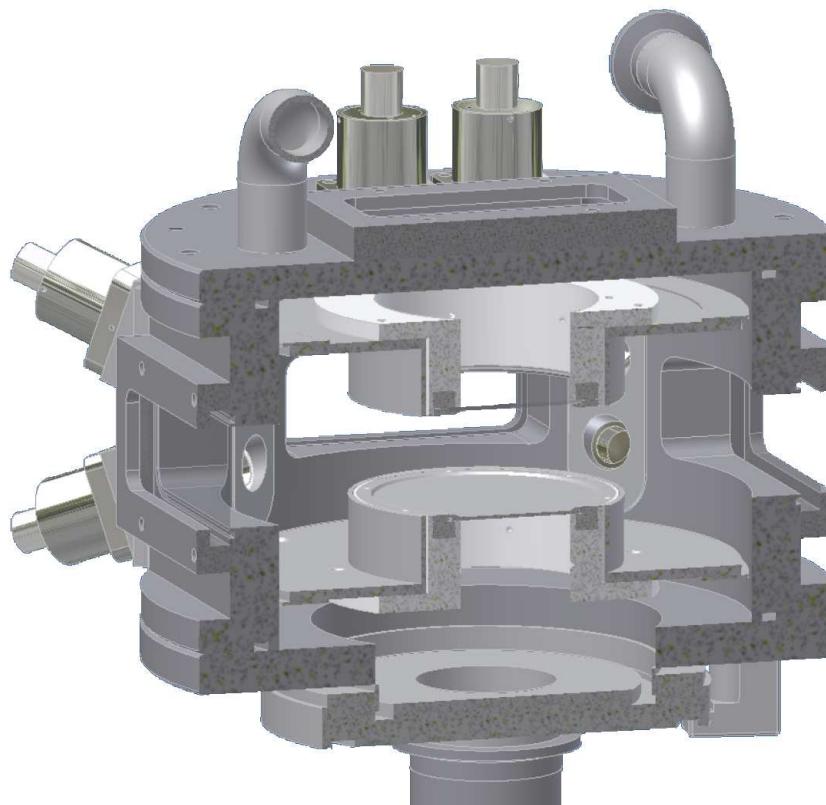


Abbildung 3.1: Vertikaler Schnitt durch die IMPF-K2-Kammer. In der Kammermitte sind die Elektroden zu erkennen. Unten befindet sich der Anschluss zur Vakuumpumpe und zum Gaseinlass. Hinten, an den Seiten sowie im Kammerdeckel ist jeweils ein Fenster zu sehen. Oben im Deckel sowie links an der Seite sind jeweils zwei Dispenser montiert, mit denen der Staub in die Entladung eingebracht wird.

werden. Anschließend werden die Entladungsparameter mithilfe von Sondenmessungen von Klindworth *et al.* [43] sowie SIGLO-Simulationen [91] charakterisiert. Darauf basierend lässt sich zum einen auf die Topologie der Kraftfelder, welche die Dynamik staubiger Plasmen bestimmen, schließen und zum anderen die elektrische Ladung der Staubpartikel und der Projektile bestimmen.

3.1.1 Der Kammeraufbau

Das Plasma wird im Parabelflugexperiment in einem kapazitiv gekoppelten HF-Parallelplatten-Reaktor erzeugt, der IMPF-K2-Kammer, welche in Abb. 3.1 dargestellt ist. Sie ist der leicht modifizierte Nachfolger der IMPF-K-Kammer, welche detailliert in den Ref. [43, 116, 117] beschrieben wird. Dabei ist die wesentliche Veränderung der Austausch der zweigeteilten Elektroden durch einzelne. Diese sind weiterhin kreisförmig, mit einem Durchmesser von 78 mm, bilden einen Entladungsraum von 30 mm und bestehen aus mit Indiumzinnoxid beschichtetem Glas, was eine Beobachtung von oben ermöglicht. Radial sind die Elektroden jeweils von einem 2 mm breiten Guard-Ring umgeben.

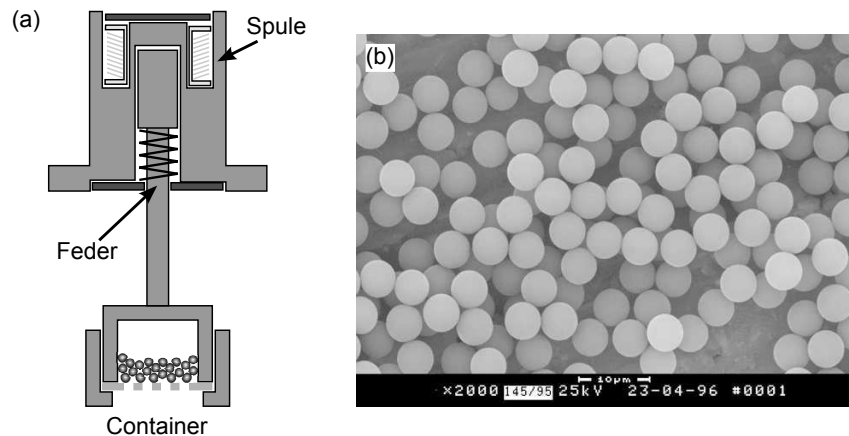


Abbildung 3.2: (a) Schematische Darstellung eines Dispensers: Unten ist der Container mit dem Staubvorrat zu sehen, welcher durch ein Sieb entweichen kann. Oben befindet sich der elektromagnetische Antrieb aus Spule und rückstellender mechanischer Feder. (b) zeigt eine Elektronenmikroskopaufnahme von Melamin-Formaldehyd-Partikeln [118].

Umfasst werden die Elektroden von einem zylindrischen Vakuumbehälter aus Edelstahl mit einer Höhe von 100 mm und einem Innendurchmesser von 150 mm. Oben und unten wird die Kammer durch Deckel abgeschlossen, in welche die Elektroden integriert sind. Vier Fenster mit den Abmessungen 80 mm \times 30 mm sind auf Höhe des Entladungsraums in den Körper und ein weiteres in den oberen Kammerdeckel eingelassen, um einen Zugang für optische Diagnostiken zu ermöglichen. Gaseinlass und Vakuumpumpe sind über einen Flansch im unteren Deckel an die Kammer angeschlossen.

Die Plasmaerzeugung erfolgt mithilfe einer Hochfrequenzspannung von typischerweise $U_{SS} = 65$ V bei $f_{HF} = 13,56$ MHz. Dazu ist ein HF-Generator über ein Netzwerk zur Impedanzanpassung (Matchbox) mit den Elektroden verbunden. Die Entladung wird im Push-pull-Modus betrieben, d.h., die Spannungen an oberer und unterer Elektrode haben eine Phasenlage von 180° , wodurch maximale elektrische Feldstärken erreichbar sind. Ein Self-Bias wird durch Widerstände unterdrückt, die von den Elektroden gegen Masse geschaltet sind.

Die Partikel, mit denen die Staubwolke erzeugt wird, werden mithilfe eines Dispensers [siehe Abb. 3.2(a)] ins Plasma eingebracht. Der Dispenser besteht aus einem vakuumseitigen Vorratsbehälter, in dem sich der Staubvorrat befindet und dessen Boden durch ein Sieb gebildet wird. Durch eine Schüttelbewegung, die durch eine elektromagnetische Spule und eine mechanische Feder erzeugt wird, können die Partikel in die Entladung eingebracht werden. Die IMPF-K2-Kammer verfügt über zehn einzeln ansteuerbare Dispenser, von denen sich vier im oberen Deckel und sechs weitere jeweils paarweise zwischen den Fenstern im Körper befinden. Dadurch sind während eines Flugtags Partikel mit verschiedenen Durchmessern im Bereich (1,6 – 12) μm verwendbar.

Für die Erzeugung der Staubwolke, die als Ziel für die Projektile dient und deshalb im Folgenden als Targetwolke bezeichnet wird, werden monodisperse Partikel aus Melamin-Formaldehyd (MF) mit einer Massendichte $\rho_t = 1514$ kg/m³ verwendet

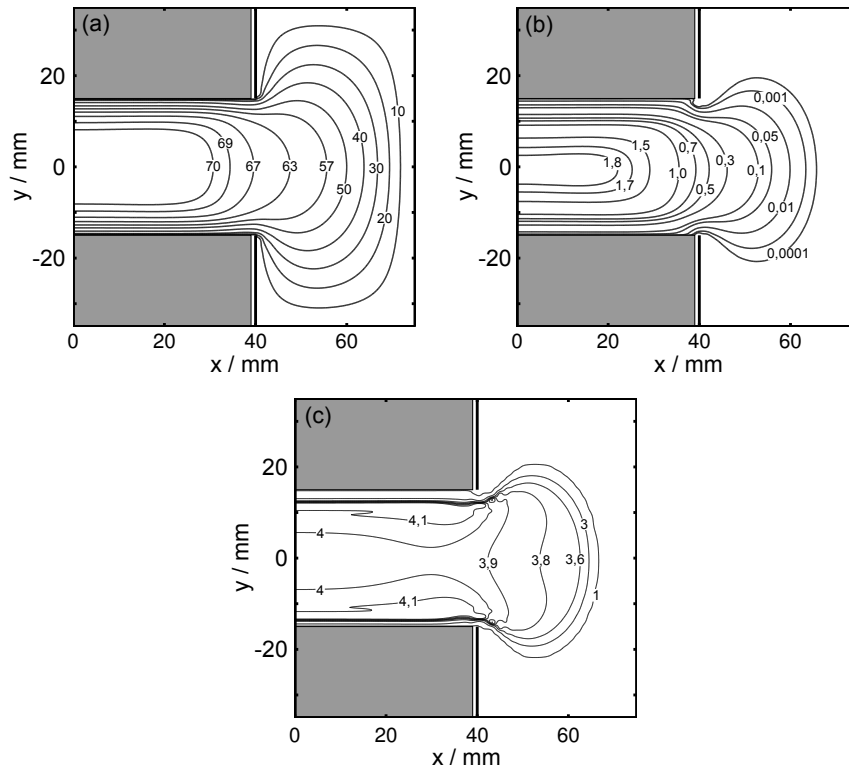


Abbildung 3.3: SIGLO-Simulationsergebnisse für die IMPF-K2-Kammer bei $p = 30$ Pa und $U_{SS} = 65$ V. In (a) ist das Plasmapotential in Volt, in (b) die auf 10^{15} m^{-3} normierte Elektronendichte und in (c) die Elektronentemperatur in eV gezeigt. Die grauen Rechtecke stellen die Elektroden und die schwarzen vertikalen Linien die Guard-Ringe dar.

[siehe Abb. 3.2(b)]. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten werden in der Regel Targetpartikel mit einem Durchmesser $d_t = (9,55 \pm 0,13) \mu\text{m}$ und nur in Ausnahmefällen kleinere mit $d_t = (6,84 \pm 0,07) \mu\text{m}$ gewählt.

3.1.2 Charakterisierung der Entladung

Zur Beschreibung der Topologie der Entladung in der IMPF-K2-Kammer wurden Simulationen mit dem zweidimensionalen Fluid-Code SIGLO [91] durchgeführt, und zwar für die gleichen Parameter $p = 30$ Pa und $U_{SS} = 65$ V, wie sie auch im Experiment gewählt werden. In Abb. 3.3 werden die Ergebnisse für das Plasmapotential, die Elektronendichte und die Elektronentemperatur präsentiert. Es ist jeweils ein zentraler vertikaler Schnitt durch die Hälfte der Kammer gezeigt. Dabei sind die Elektroden durch graue Flächen und die Guard-Ringe durch schwarze vertikale Linien dargestellt.

Das elektrische Potential ist in Abb. 3.3(a) zu sehen, das mit $\phi_P = 70$ V ein ausgedehntes Maximum im Zentrum der Kammer aufweist. Damit verbunden ist ein starker vertikaler Abfall auf $\phi_P = 0$ V zu den Elektroden, aus dem das hohe elektrische Feld in der Randschicht resultiert. Radial ist ein deutlich geringerer Potentialgradient festzustellen.

In Abb. 3.3(b) ist die Elektronendichte des Plasmas, normiert auf 10^{15} m^{-3} , gezeigt, welche mit $n_e = 1,8 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ein Maximum im Zentrum aufweist. Mit wachsendem Abstand zum Zentrum nimmt die Elektronendichte kontinuierlich ab, woraus die bereits im Abschnitt 2.1.3 angesprochene ambipolare Diffusion der Ladungsträger und weiter der Ionenwind resultieren.

Für die Elektronentemperatur, die in Abb. 3.3(c) dargestellt ist, kann über weite Teile der Entladung mit $T_e \approx 4 \text{ eV}$ ein nahezu konstanter Wert festgestellt werden. Erst zur Randschicht hin und außerhalb der Elektroden kommt es zu einer signifikanten Abnahme, also erst in Regionen außerhalb der eingefangenen Staubwolke [vgl. Abb. 2.2(d)]. Die Temperatur des Neutralgases und der Ionen kann zu $T_n = T_i = 300 \text{ K}$ angenommen werden. [119, 120]

Zusammenfassend zeigt die SIGLO-Simulation, dass in der IMPF-K2-Kammer ein dünnes Nieder-Temperatur-Plasma erzeugt wird. Dabei ist allerdings zu beachten, dass Simulationen von Akdim und Goedheer [120] ergeben haben, dass der Einfluss des Staubs auf die Simulationsergebnisse nicht vernachlässigt werden darf. So zeigt sich, dass innerhalb der Staubwolke die Ionen- und insbesondere die Elektronendichte erniedrigt sind. [120] Dabei spielt die Bindung der negativen Ladung durch den Staub und die damit einhergehende Elektronenverarmung [9, 121] eine tragende Rolle. Aber auch die anderen Plasmaparameter werden vom Staub beeinträchtigt: So sind ein niedrigeres Plasmapotential [120] und eine erhöhte Elektronentemperatur [120, 122] festzustellen.

Dieses Bild wird von früheren Vergleichsmessungen mit Langmuir-Sonden [43] in der IMPF-K-Kammer bestätigt, welche zeigen, dass in Gegenwart von Staub das Plasmapotential schneller abfällt, die Ionendichte um bis zu 50% erniedrigt und die Elektronentemperatur um bis zu 25% erhöht ist. Diese Ergebnisse wurden bei nahezu den gleichen Bedingungen erzielt, die auch bei den Experimenten in dieser Arbeit vorlagen. Aus diesem Grund wird für die nachfolgenden Untersuchungen die Elektronendichte zu $n_e = 2 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ und die Elektronentemperatur zu $T_e = 4,5 \text{ eV}$ anhand der Messungen in Ref. [43] abgeschätzt.

Aus diesen Entladungsparametern können weitere wichtige Größen zur Beschreibung des staubigen Plasmas abgeleitet werden. Dazu zählt zunächst die Debye-Länge $\lambda_{D,S} = 340 \text{ }\mu\text{m}$, die nach (2.6) bestimmt wurde, weil die Staubwolke sich in der radial nach außen gerichteten Ionenströmung befindet. Nach Ref. [119] strömen die Ionen mit einer Geschwindigkeit $0,2v_B \leq v_i \leq 0,5v_B$, wobei $v_B = (k_B T_e / m_i)^{1/2} = 3,3 \times 10^3 \text{ m/s}$ die Bohm-Geschwindigkeit ist. Daraus folgt mit (2.6) eine Debye-Länge im Bereich $230 \text{ }\mu\text{m} \leq \lambda_{D,S} \leq 500 \text{ }\mu\text{m}$.

Weiter lässt sich die Ladung der Targetpartikel mit den Durchmessern $d_t = 9,55 \text{ }\mu\text{m}$ ($d_t = 6,8 \text{ }\mu\text{m}$) nach der mOML-Theorie von Khrapak *et al.* [85, 86] zu $q_t = -8.800_{-800}^{+2.200} e$ ($q_t = -6.200_{-600}^{+1.500} e$) bestimmen, was in guter Übereinstimmung mit Staubladungen unter ähnlichen Entladungsbedingungen in der IMPF-K-Kammer ist [54]. Für die Berechnung nach (2.9) wird neben den Partikelradien und den Entladungsparametern noch die mittlere freie Weglänge der Ionen $\ell = 1/(n_n \sigma_{ni})$ benötigt. Diese bestimmt sich mit der Neutralgasdichte $n_n = p/(k_B T_n)$ und dem Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Ionen und dem Neutralgas $\sigma_{ni} \approx 125 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ für Argon [123] zu $\ell = 110 \text{ }\mu\text{m}$.

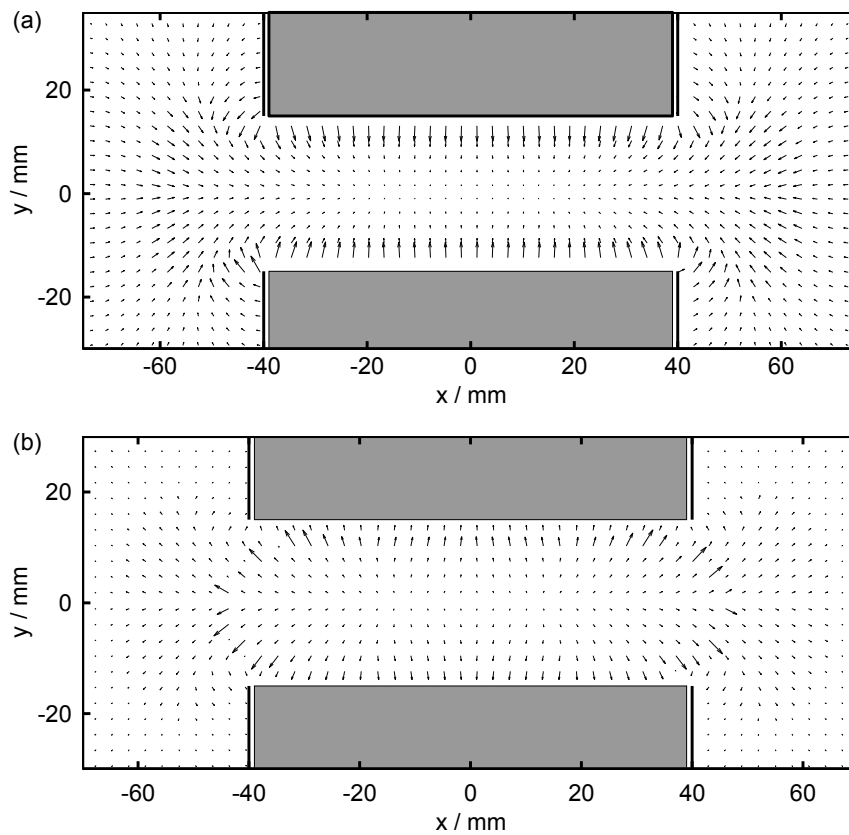


Abbildung 3.4: Kraftfelder basierend auf SIGLO-Simulationsergebnissen für die IMPF-K2-Kammer bei $p = 30$ Pa und $U_{SS} = 65$ V für ein $9,55\text{-}\mu\text{m}$ -Staubpartikel. Die Vektorpfeile sind jeweils willkürlich und nichtlinear skaliert. In (a) ist die elektrische Feldkraft und in (b) die Ionenwindkraft gezeigt. Die grauen Rechtecke stellen die Elektroden und die schwarzen vertikalen Linien die Guard-Ringe dar.

3.1.3 Projektileinschuss ins Plasma

Anhand der SIGLO-Ergebnisse soll nun der Einfluss des Plasmas auf ein mittig, horizontal eingeschossenes Projektil abgeschätzt werden, also dessen Beeinträchtigung durch die elektrische Feld- und die Ionenwindkraft.

In Abb. 3.4(a) ist dazu die elektrische Feldkraft in willkürlichen Einheiten gezeigt, wobei für eine anschauliche Darstellung eine nichtlineare Skalierung gewählt wurde. Das gezeigte Kraftfeld wurde für ein $9,55\text{-}\mu\text{m}$ -Partikel aus dem Potential abgeleitet, das in Abb. 3.3(a) zu sehen ist. Aus der Grafik geht hervor, dass das Projektil beim Eindringen in die Entladung beschleunigt wird. Dabei nimmt die elektrische Kraft anfangs zu, bis sie kurz vor den Elektroden ihren maximalen Wert mit $F_E \approx 1,5 \times 10^{-12}$ N erreicht und dann kontinuierlich schwächer wird. Innerhalb des Beobachtungsgebiets in der Targetwolke beträgt sie nur noch $F_E \approx 7 \times 10^{-14}$ N.

Die Ionenwindkraft, die auf das Partikel wirkt, kann nach 2.16 berechnet werden und ist in Abb. 3.4(b) in willkürlichen Einheiten und nichtlinearer Skalierung gezeigt. Aus der Darstellung kann entnommen werden, dass das Projektil auf dem Weg in die Entladung durch den Ionenwind eine Abbremsung erfährt, die zunächst zunimmt,

kurz vor dem Eintritt zwischen die Elektroden mit $F_i \approx 1,5 \times 10^{-10}$ N ihr Maximum erreicht und anschließend wieder schwächer wird. Im Bereich der Targetwolke beträgt sie $F_i \approx 9,6 \times 10^{-13}$ N.

Wie im Abschnitt 3.1.2 angemerkt, kann die SIGLO-Simulation die Situation im staubigen Plasma nur mit Einschränkungen wiedergeben. Folglich können die in Abb. 3.4 dargestellten Kraftfelder auch nur einen ungefähren Eindruck davon vermitteln, was sich unter anderem darin zeigt, dass das Kräftegleichgewicht, das sich aus der Überlagerung beider Felder ergeben würde, nicht mit der Void-Kante im Experiment übereinstimmt (vgl. Abb. 2.2).

Die Bewegung eines Projektils unter dem Einfluss des Plasmas wird also zum einen durch die nach innen gerichtete Kraft des elektrischen Felds und zum anderen durch die nach außen wirkende Ionenwindkraft bestimmt sein. Dabei wird die in den Außenbereichen größere elektrische Kraft den Einschuss in die Entladung zunächst begünstigen, während mit zunehmender Eindringtiefe in die Targetwolke die Ionenwindkraft an Bedeutung gewinnt und letztendlich das Projektil effektiv abbremst wird.

3.2 Erzeugung schneller Projektile

Im Kapitel 2.2.2 wurden einige Untersuchungen zur Wechselwirkung von bewegten Staubpartikeln mit einem ausgedehnten komplexen Plasma genannt. Bei all diesen Beispielen erfolgte die Projektilerzeugung jedoch entweder durch die Schwerkraft [57, 58], weshalb diese Methoden für Experimente unter Schwerelosigkeit ungeeignet sind, oder auf zufällige [41, 42] und unverstandene Weise. Um ein systematisches Studium zu ermöglichen, wird aber eine zuverlässige Projektilquelle benötigt, nach der im Folgenden gesucht werden soll.

3.2.1 Vorbetrachtungen

Bevor mit der Evaluation begonnen werden kann, welcher Mechanismus zur Projektilerzeugung an staubigen Plasmen unter Schwerelosigkeit auf Parabelflügen am geeignetsten ist, müssen zunächst die Anforderungen an die Projektile geklärt werden. Des Weiteren sind aufgrund der Besonderheit des Experimentierens in einem Flugzeug technische Einschränkungen hinzunehmen sowie zusätzliche Sicherheitsauflagen zu beachten. Auf technischer Seite ist dabei die Limitierung des Raums und der Zeit, die zum Experimentieren zur Verfügung stehen, zu nennen. In Hinblick auf den Staubbeschleuniger ist also ein kompaktes Design und ein zuverlässiger Mechanismus erforderlich, der ohne kompliziertes Nachladen auf Wunsch Projektile erzeugen kann.

Die grundlegenden Anforderungen an die Projektile sind durch die Eigenschaften des staubigen Plasmas bestimmt. Dabei sollten Projektildurchmesser von einigen Mikro- bis hin zu Millimetern möglich sein, sodass die Wechselwirkung zwischen Projektilen und staubigen Plasmen mit Größenverhältnissen über zwei Größenordnungen studierbar sind. Auf diese Weise könnten sich z.B. Experimente mit Projek-

tilen, die deutlich größer als die Targetpartikel sind, mit Fragestellungen befassen, die auch in astrophysikalischen Plasmen [114, 124] auftreten. Die obere Grenze der Projektilgröße ist allerdings durch die Abmessung der Targetwolke und damit durch den Entladungsraum begrenzt. Die angegebene untere Grenze gewährleistet, dass die Projektile mit den vorhandenen optischen Diagnostiken beobachtbar sind.

Des Weiteren ist es wünschenswert, die Projektile auf Geschwindigkeiten bis in den hypersonischen Bereich beschleunigen zu können, sodass Wechselwirkungsprozesse im Überschallgeschwindigkeitsbereich studierbar werden, wie z.B. Schockfronten [34]. Die Schallgeschwindigkeit der Staubdichtewelle wurde in der IMPF-K-Kammer zu $c_0 \approx 28$ mm/s [119] bestimmt. Um auch den Bereich hypersonischer Geschwindigkeiten abzudecken, wären folglich Projektilgeschwindigkeiten von $v_{p,\max} = 1$ m/s ausreichend.

Einfluss der Gasreibung

Allerdings unterliegt ein Projektil auf dem Weg vom Abschussort durch die Vakuumkammer bis zur Targetwolke der Neutralgasreibung, wodurch es kontinuierlich an Geschwindigkeit verliert. Im Folgenden soll abgeschätzt werden, auf welche Abschussgeschwindigkeit $v_{p,0}$ ein Projektil zunächst beschleunigt werden muss, um trotz Gasreibung noch die gewünschte maximale Geschwindigkeit $v_{p,\max} = 1$ m/s im Zentrum der Targetwolke aufzuweisen.

Auf ein Projektil oder ein Targetpartikel, das sich durch einen verdünnten Neutralgashintergrund mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_{p,t}$ bewegt, wirkt die Kraft

$$\vec{F}_N = -\beta_{p,t} m_{p,t} \vec{v}_{p,t}, \quad (3.1)$$

die aus Stößen mit den einzelnen Neutralgasatomen resultiert. Dabei ist $\beta_{p,t}$ die Reibungsfrequenz, welche die Stärke der Abbremsung eines Partikels charakterisiert. Für sphärische Partikel, die sich durch einen Gashintergrund mit einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilungen bewegen, kann (3.1) nach der Epstein-Theorie [125] auch durch

$$\vec{F}_N = -\frac{4}{3} \pi \delta n_n m_n r_{p,t}^2 \bar{v}_{th} \vec{v}_{p,t} \quad (3.2)$$

ausgedrückt werden. Dabei ist $1 \leq \delta \leq 1,44$ der Millikan-Koeffizient, der die Art der Reflexion der Gasatome beschreibt, wobei die untere Grenze gerichtete und die obere diffuse Reflexion beschreibt. [125] Weiter sind n_n die Dichte, m_n die Masse und \bar{v}_{th} die mittlere Geschwindigkeit der Gasatome. Der Radius des Staubpartikels wird mit $r_{p,t}$ bezeichnet. Unter der Annahme eines idealen Gases gilt $pV = N_n k_B T_n$, wobei N_n die Anzahl der Atome im Volumen V ist. Damit lässt sich durch Gleichsetzen von (3.1) und (3.2) die Reibungsfrequenz als

$$\beta_{p,t} = \frac{\delta p}{\varrho_{p,t} r_{p,t}} \sqrt{\frac{8m_n}{\pi k_B T_n}} \quad (3.3)$$

schreiben, die dann als Epstein-Koeffizient bezeichnet wird. Dabei ist $\bar{v}_{th} = [8k_B T_n / (\pi m_n)]^{1/2}$ mittlere Geschwindigkeit. Ferner wurde die Masse $m_{p,t}$ durch das Volumen $(4/3)\pi r_{p,t}^3$ und die Massendichte $\varrho_{p,t}$ des Staubpartikels ausgedrückt.

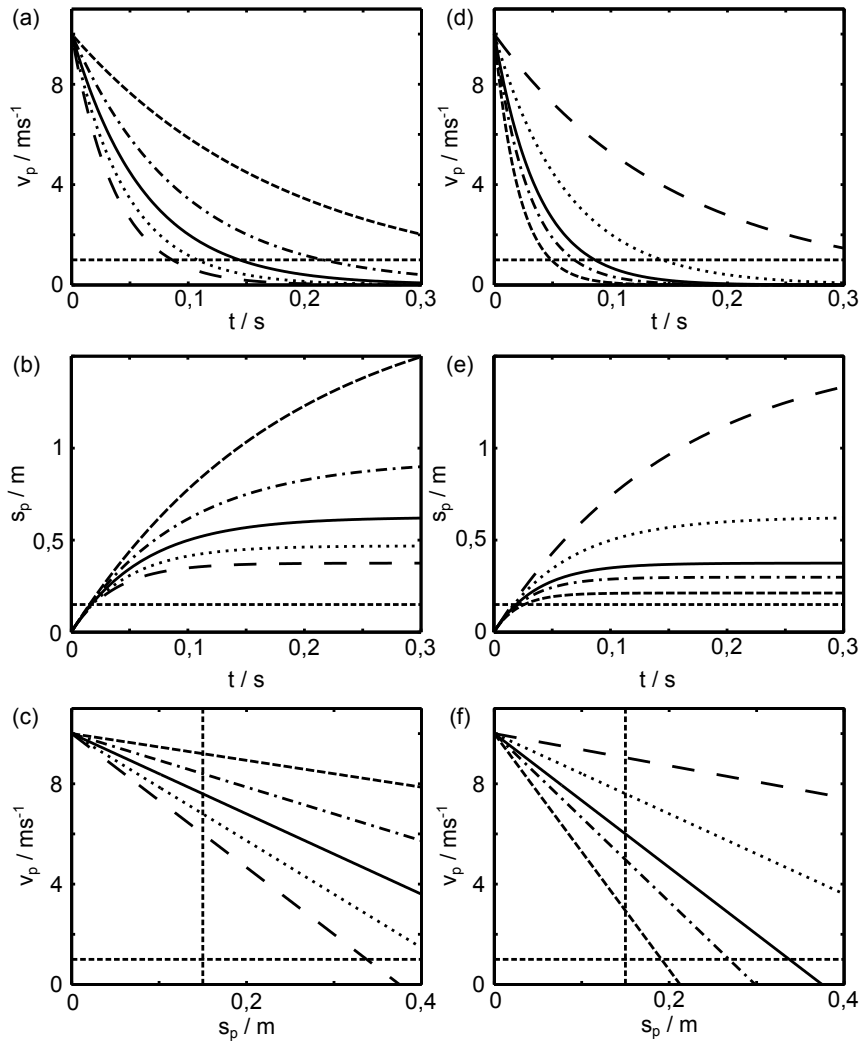


Abbildung 3.5: Einfluss der Gasreibung auf die Reichweite eines Projektils. In (a) und (d) ist die Geschwindigkeitsabnahme über der Zeit, in (b) und (e) die zurückgelegte Strecke über der Zeit und in (c) und (f) die Geschwindigkeitsabnahme über der zurückgelegten Strecke dargestellt. In (a)-(c) wurde der Gasdruck für einen Projektildurchmesser $d_p = 20 \mu\text{m}$ und in (d)-(e) der Projektildurchmesser bei einem Druck $p = 30 \text{ Pa}$ variiert. Druckvariation: $p = 10 \text{ Pa}$ gestrichelt, $p = 20 \text{ Pa}$ gepunktstrichelt, $p = 30 \text{ Pa}$ durchgezogen, $p = 40 \text{ Pa}$ gepunktet, $p = 50 \text{ Pa}$ lang gestrichelt. Variation des Durchmessers: $d_p = 6,8 \mu\text{m}$ gestrichelt, $d_p = 9,55 \mu\text{m}$ gepunktstrichelt, $d_p = 12 \mu\text{m}$ durchgezogen, $d_p = 20 \mu\text{m}$ gepunktet, $d_p = 50 \mu\text{m}$ lang gestrichelt.

Um die Abschussgeschwindigkeit $v_{p,0}$ zu ermitteln, die das Projektil¹ benötigt, muss die Bewegungsgleichung mit der Reibungskraft (3.1) gelöst werden. Dadurch ergibt sich sowohl die zeitliche Abhängigkeit der Geschwindigkeit

$$\vec{v}_p(t) = \vec{v}_{p,0} \exp(-\beta_p t) \quad (3.4)$$

¹Die folgende Betrachtung gilt analog für die Targetpartikel, sodass in den Gleichungen lediglich der Index anzupassen ist.

als auch das Weg-Zeit-Gesetz

$$\vec{s}_p(t) = \vec{s}_{p,0} [1 - \exp(-\beta_p t)]. \quad (3.5)$$

Dabei ist (3.5) mit der Randbedingung gültig, dass das Projektil sich zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ s am Ort $\vec{s}_p(t_0) = 0$ m befindet. Durch $\vec{s}_{p,\max}$ ist dann die maximale Reichweite gegeben, wobei $\vec{s}_{p,0} = \vec{v}_{p,\max}/\beta_p$ gilt. Die Kombination von (3.4) und (3.5) liefert die Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Ort zu

$$\vec{v}_p(\vec{s}_p) = \vec{v}_{p,0} - \beta_p \vec{s}_p. \quad (3.6)$$

Mithilfe von (3.4)-(3.6) kann nun der Einfluss der Neutralgasreibung auf ein Projektil untersucht werden, was anhand von Abb. 3.5 erfolgen soll. Auf die Reibung kann nach (3.3) insbesondere durch die Wahl des Gasdrucks p und des Projektildurchmessers $d_p = 2r_p$ Einfluss genommen werden. Die Abhängigkeit vom Druck ist in den Abb. 3.5(a)-(c) für einen Projektildurchmesser $d_p = 20 \mu\text{m}$ anhand fünf verschiedener Drücke demonstriert ($p = 10$ Pa: gestrichelt, $p = 20$ Pa: gepunktstrichelt, $p = 30$ Pa: durchgezogen, $p = 40$ Pa: gepunktet, $p = 50$ Pa: lang gestrichelt). Dagegen zeigen die Abb. 3.5(d)-(f) für einen Druck $p = 30$ Pa die Abhängigkeit der Gasreibung vom Projektildurchmesser ($d_p = 6,8 \mu\text{m}$ gestrichelt, $d_p = 9,55 \mu\text{m}$ gepunktstrichelt, $d_p = 12 \mu\text{m}$ durchgezogen, $d_p = 20 \mu\text{m}$ gepunktet, $d_p = 50 \mu\text{m}$ lang gestrichelt). Die Berechnungen erfolgen mit einem Millikan-Koeffizient $\delta = 1,26$ [126] für Argon ($m_n = 40$ u) und einer Neutralgastemperatur $T_n = 300$ K.

Zunächst soll die Zeitabhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit v_p betrachtet werden, wozu (3.4) in den Abb. 3.5(a) und (d) aufgetragen ist. Die horizontale gestrichelte Linie markiert die gewünschte Projektilgeschwindigkeit $v_{p,\max}$. Das Projektil startet mit einer Abschussgeschwindigkeit $v_{p,0} = 10$ m/s zum Zeitpunkt $t = 0$ s und verliert im weiteren Verlauf dramatisch an Geschwindigkeit. Dabei wird aus der Kurvenschar in Abb. 3.5(a) ersichtlich, dass die Zeitspanne, bis das Projektil die kritische Geschwindigkeit $v_{p,\max}$ unterschreitet, umgekehrt proportional zum Gasdruck ist. Im Gegensatz dazu ist diese Zeitspanne proportional zum gewählten Projektildurchmesser, was analog aus Abb. 3.5(d) entnommen werden kann.

In den Abb. 3.5(b) und (e) ist die vom Projektil zurückgelegte Strecke s_p über der Zeit t nach (3.5) dargestellt. Die horizontale gestrichelte Linie markiert den zu $s_z \approx 0,15$ m abgeschätzten Abstand zwischen dem Ort der Beschleunigung und dem Entladungszentrum. Wieder startet das Projektil mit einer Abschussgeschwindigkeit $v_{p,0} = 10$ m/s zum Zeitpunkt $t = 0$ s. Aus den Abbildungen geht hervor, dass der Zuwachs der zurückgelegten Strecke mit fortlaufender Zeit immer kleiner wird, sodass das Projektil eine endliche Reichweite hat. Diese ist umgekehrt proportional zum Gasdruck [Abb. 3.5(b)] und proportional zum Projektildurchmesser [Abb. 3.5(e)]. Dabei kann festgestellt werden, dass ein Projektil mit einem Durchmesser $d_p = 20 \mu\text{m}$ für alle typischen Drücke der IMPF-K2-Kammer das Kammerzentrum erreicht [Abb. 3.5(b)]. Genauso können bei einem Gasdruck $p = 30$ Pa auch Projektile mit den hier diskutierten Projektildurchmessern bis ins Entladungszentrum vordringen [Abb. 3.5(e)].

Abschließend ist in den Abb. 3.5(c) und (d) die Geschwindigkeit des Projektils über seinem Ort nach (3.6) gezeigt. Die gestrichelte horizontale Linie markiert wieder

die gewünschte Projektilgeschwindigkeit $v_{p,\max}$ und die gestrichelte vertikale Linie den Ort des Entladungszentrums. Aus den Darstellungen wird zunächst ersichtlich, dass die Geschwindigkeit linear mit dem Ort abnimmt, sodass die Differenz $\Delta v_p = v_{p,0} - v_{p,\max}$ zwischen Abschussgeschwindigkeit und Projektilgeschwindigkeit im Kammerzentrum zum einen proportional zum Gasdruck [Abb. 3.5(c)] und zum anderen umgekehrt proportional zum Projektildurchmesser d_p ist [Abb. 3.5(f)]. Darüber hinaus wird aus der Darstellung auch ersichtlich, dass ein Projektil für alle untersuchten Parameter erstens bis ins Kammerzentrum vordringt und zweitens sich dort mit einer Geschwindigkeit $v_p > v_{p,\max}$ bewegt. Somit ist eine Abschussgeschwindigkeit von $v_{p,0} = 10$ m/s vollkommen ausreichend, um Projektile zu erzeugen, die sich mit $v_{p,\max} = 1$ m/s durch die Targetwolke bewegen.

Charakterisierung der eingesetzten Projektile

In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten kommen Projektile mit einem Durchmesser $d_p = (20,02 \pm 0,28) \mu\text{m}$ aus Polymethylmethacrylat² (PMMA) mit einer Massendichte $\rho_p = 1190$ kg/m³ zum Einsatz. Die Masse eines PMMA-Partikels beträgt $m_p = 5 \times 10^{-12}$ kg. Da die Wechselwirkung zwischen Projektilen und einer statischen Staubwolke untersucht werden soll, wird der Gasdruck zu $p = 30$ Pa gewählt, um das Auftreten von selbsterregten Staubdichtewellen zu vermeiden, die bei niedrigeren Gasdrücken in der IMPF-K2-Kammer beobachtet werden [127]. Nach (3.3) ergibt sich dann für die Projektile ein Epstein-Koeffizient $\beta_p = 20,3$ s⁻¹. Damit folgt, dass nach (3.6) die Projektile zunächst auf eine Abschussgeschwindigkeit $v_{p,0} = 4$ m/s beschleunigt werden müssen, um in der Targetwolke die Projektilgeschwindigkeit $v_{p,\max} = 1$ m/s aufzuweisen, wobei vom Plasma verursachte Kräfte (siehe Abschnitt 3.1.3) vernachlässigt wurden.

Die elektrische Projektilladung kann nach dem Khrapak-Modell [85, 86] zu $q_p = -18.400_{-1.500}^{+4.500} e$ abgeschätzt werden, und zwar analog zur Targetpartikelladung und denselben Entladungsparametern (siehe Abschnitt 3.1.2). Über die Zeitkonstante der Projektillaufladung [74] $\tau_q = 1,04 \times 10^{10} \text{ s} \cdot \sqrt{T_e[\text{eV}]} / (n_e[\text{m}^{-3}]r_p[\mu\text{m}])$ lässt sich abschätzen, ob die Projektilladung sich instantan an den veränderten Plasmahintergrund anpassen kann. Dabei ergibt sich $\tau_q \approx 11 \mu\text{s}$ mit $T_e = 4,5$ eV und $n_e = 2 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Daraus folgt, dass ein Projektil, das sich mit $v_p = 1$ m/s bewegt, nach einer zurückgelegten Strecke $\Delta s_p = 11 \mu\text{m}$ seine Ladung auf Variationen der Plasmaeigenschaften angepasst hat. Da diese Strecke etwa dem halben Projektildurchmesser entspricht, kann angenommen werden, dass das Projektil sich instantan umlädt und somit die Ladung trägt, die für die lokalen Entladungsbedingungen zu erwarten ist.

3.2.2 Techniken zur Projektilbeschleunigung

Als Nächstes soll ein geeigneter Mechanismus zur Projektilerzeugung gefunden werden. Dazu werden eine Reihe von Methoden vorgestellt, die bereits zur wissenschaftlichen Arbeit erprobt sind, und es wird abgewogen, welcher Mechanismus für

²MF-Partikel in dieser Größe sind beim Hersteller nicht verfügbar.

die Konstruktion eines Staubbeschleunigers zum Beschuss staubiger Plasmen unter Schwerelosigkeit am geeignetsten ist.

Elektrostatische Beschleunigung

Die bekannteste, wenn auch nicht technisch einfachste Möglichkeit, Partikel zu beschleunigen, stellen die großen elektrostatischen Teilchenbeschleuniger dar, mit denen geladene Teilchen wie Elementarteilchen, Atomkerne, ionisierte Atome oder Moleküle auf relativistische Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden können. Die erreichten kinetischen Energien nehmen dabei ein Vielfaches der Ruheenergie an. Diese Beschleuniger werden an renommierten Institutionen wie z.B. dem CERN³, DESY⁴ oder SLAC⁵ betrieben. Die Beschleunigung beruht dabei auf dem gleichen Prinzip, das auch in einer Röntgenröhre oder der bis vor Kurzem in jedem Fernsehapparat verbauten Braun'schen Röhre Verwendung findet: der Energieaufnahme [128]

$$\Delta W = qU_b \quad (3.7)$$

eines geladenen Teilchens mit der Ladung q beim Durchlaufen einer elektrischen Potentialdifferenz U_b .

Den einfachsten elektrostatischen Beschleunigertyp stellen Linearbeschleuniger [128] dar, welche es in ein- und mehrstufiger Bauweise gibt. Im ersten Fall durchqueren die Partikel eine hohe elektrische Potentialdifferenz von ≈ 10 MV. Diese Potentialdifferenz kann im Van-de-Graaff-Beschleuniger durch einen Van-de-Graaff-Generator [129] oder beim Cockcroft-Walton-Beschleuniger [130] mittels einer Kaskadenschaltung erzeugt werden. Um höhere kinetische Energien zu realisieren, kann der mehrstufige Aufbau aus hintereinandergeschalteten Driftröhren genutzt werden. Durch die Kombination beliebig vieler Driftröhren sind theoretisch beliebig hohe kinetische Energien erreichbar.

Eine kompaktere Bauweise durch die Mehrfachnutzung der Beschleunigungsstrecke wird durch die Ablenkung der geladenen Teilchen auf eine Kreisbahn innerhalb eines Magnetfelds ermöglicht. Dieses Konzept wird in Beschleunigern vom Typ Zyklotron bzw. Synchrotron umgesetzt. Die maximal erreichbaren Energien werden hier durch den stetig wachsenden Larmor-Radius und somit durch das maximale Magnetfeld begrenzt.

Im Abschnitt 2.1.2 wurde beschrieben, dass der Staub durch das Plasma elektrisch aufgeladen wird. Aus diesem Grund erscheint eine Projektilerzeugung mithilfe elektrischer Felder wie bei einem Linearbeschleuniger zunächst erfolgversprechend. Insbesondere ließe sich dabei mittels der gewählten Beschleunigungsspannung die resultierende Projektilgeschwindigkeit sehr gut definieren und durch elektrostatische Linsen sollte eine Kollimation des Partikelstrahls möglich sein (z.B. „Second-Order-Focusing“ [131]).

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁴Deutsches Elektronen-Synchrotron

⁵Stanford Linear Accelerator Center

Zunächst erscheint die Möglichkeit naheliegend, die im Plasma eingefangenen Partikel durch das elektrische Feld einer Elektrode – z.B. einer vorgespannten Sonde – zu beschleunigen. Auf diese Weise lassen sich Wirbelströmungen [105] mit Geschwindigkeiten im Bereich weniger Zentimeter pro Sekunde anfachen. Eine Alternative stellen Staub-Jets dar, die mittels einer isolierten Lochplatte erzeugt werden können, die sich zwischen der eingefangenen Staubwolke und der Anode ihrer DC-Entladung befindet. [132] Als Folge tritt eine Instabilität auf, die einen Staub-Jet mit Partikelgeschwindigkeiten von ≈ 100 mm/s hervorruft. Diese Methoden, die Partikel direkt im staubigen Plasma zu beschleunigen, liefern allerdings erstens nur sehr niedrige Partikelgeschwindigkeiten und zweitens gelang es in Vorversuchen [133] nicht, eine notwendige Kollimation der Partikelbewegung zu erzielen. Insbesondere aber stellen die zur Beschleunigung verwendeten elektrischen Felder eine globale Störung für das staubige Plasma dar und scheiden somit als Lösung aus.

Um die Störungen des Plasmas und der eingefangenen Staubwolke zu vermeiden, müssten die zur Beschleunigung genutzten elektrischen Felder gut abgeschirmt und somit optimalerweise aus der Entladung in deren Peripherie [134] verlegt werden. Als Folge ergibt sich, dass der Staub nicht mehr durch das Plasma, sondern durch einen zusätzlichen Mechanismus aufgeladen werden muss.

Eine Lösung für dieses Problem findet sich bei der Erzeugung von Mikrometeoriten [135], bei der Staubpartikel mit Durchmessern von einigen Mikrometern Verwendung finden, die ebenfalls über keine natürliche Ladung verfügen. Von daher werden die Partikel zunächst in einem modifizierten Van-de-Graaff-Beschleuniger aufgeladen. [136] Die Aufladung erfolgt dabei im Vorratsbehälter, in dessen Mitte sich eine Nadel befindet. Zwischen Nadel und Gehäusewand liegt eine hohe Wechselspannung an, wodurch einzelne Partikel zufällig gegen die Nadel gestoßen werden, an deren Spitze sie die zur Beschleunigung benötigte Ladung aufnehmen können. [135–137] Dabei ist eine elektrisch leitfähige Partikeloberfläche für eine optimale Aufladung notwendig. [135] Durch die Potentialdifferenz zwischen Nadel und Austrittsöffnung werden die Partikel aus dem Vorratsbehälter hinaus- und danach durch den Van-de-Graaff-Beschleuniger vorbeschleunigt. Abschließend werden sie mittels eines nachgeschalteten Linearbeschleunigers auf ihre Endgeschwindigkeit von bis zu $v_{\max} = 70$ km/s gebracht. [131, 135]

Die dabei erzielten Geschwindigkeiten der Mikrometeoriten sind um vier Größenordnungen höher, als sie für Experimente zur Wechselwirkung zwischen Projektilen und staubigen Plasmen brauchbar sind. Es wäre aber denkbar, lediglich den zur Aufladung gedachten Mechanismus als Staubbeschleuniger zu nutzen, analog zu den Überlegungen von Trottenberg *et al.* [134], die in Betracht gezogen haben, auf diese Weise Antriebsmechanismen für Raumfahrzeuge zu entwickeln. Dafür soll nun die Beschleunigungsspannung U_b abgeschätzt werden, die für die Erzeugung eines Projektils der gewünschten maximalen Projektilgeschwindigkeit benötigt würde. Dazu wird in (3.7) die potentielle Energie des durchlaufenen elektrischen Felds der benötigten kinetischen Energie des Projektils gleichgesetzt [135]

$$U_b = \frac{m_p v_{p,\max}^2}{q_p}, \quad (3.8)$$

wobei hier Verluste durch die Neutralgasreibung vernachlässigt werden. Nach Ref. [134, 137] ist die Ladung q_p , die das Projektil an der Nadel mit dem Radius r_N in Abhängigkeit des elektrischen Potentials U_N der Nadel aufnimmt, durch

$$q_p = \frac{1}{6} \pi^3 \varepsilon_0 r_N \frac{d_p^2}{\left(\frac{d_p}{2} + r_N\right)^2} U_N \quad (3.9)$$

gegeben. Über die Projektilladung q_p lassen sich (3.8) und (3.9) verknüpfen. Des Weiteren gilt $U_b = U_N$, weil das Potential der Nadel gleichzeitig zur Beschleunigung dient. Damit ergibt sich die benötigte Beschleunigungsspannung zu $U_b \approx 400$ V für eine Nadel mit dem Radius $r_N = 50 \mu\text{m}$, Projektile mit einem Durchmesser $d_p = 20 \mu\text{m}$, einer Endgeschwindigkeit $v_{p,\text{max}} = 4$ m/s und einer Masse $m_p = 5 \times 10^{-12}$ kg.

Der im Experiment zur Verfügung stehende Platz würde einen maximalen Abstand von ≈ 10 cm zwischen dem Vorratsbehälter und der Nadel erlauben. Daraus würde ein elektrisches Feld von $E_b \gtrsim 4$ kV/m resultieren. Nach Tab. 14.1 in Ref. [90] kann angenommen werden, dass die Durchbruchfeldstärke im Bereich $E_0 = (1,5 \dots 13,5)$ kV/m für Gasdrücke zwischen $p = (20 \dots 30)$ Pa liegt. Folglich ist mit der Zündung eines DC-Plasmas innerhalb eines elektrisch betriebenen Staubbeschleunigers zu rechnen. Da dessen Aufbau dem einer coaxialen Plasmakanone [138] ähnelt, ist zu vermuten, dass das erzeugte Plasma in Richtung der Entladung beschleunigt wird. Dieses würde zwar durch Reibung die Projektile zusätzlich antreiben, sodass höhere Endgeschwindigkeiten erreichbar wären. Das Plasma würde aber auch in die Entladungskammer eindringen und eine unerwünschte Störung für die Staubwolke darstellen. Diese Störung ließe sich z.B. mit einer Gitterelektrode verhindern, würde aber gleichzeitig auch die Anzahl der erzeugten Projektile am Eindringen in die Entladungskammer vermindern [134].

Es ist also festzuhalten, dass elektrostatische Beschleunigungsmechanismen zwar für die Erzeugung von Mikrometeoriten erprobt sind, aber damit zu rechnen ist, dass es bei der Adaption für staubige Plasmen zu einer größeren Anzahl an technischen Schwierigkeiten kommen könnte. Diese könnten sich vor allem aus dem deutlich höheren Gasdruck und dem niedrigeren Beschleunigungspotential ergeben.

Beschleunigung durch Treibgase

Eine Alternative zur elektrostatischen Beschleunigung bieten Mechanismen, welche die Partikel durch ein expandierendes Gas antreiben und ebenfalls zur Erzeugung von Mikrometeoriten mit Durchmessern über einen weiten Bereich von $d_p = (0,25 \dots 1000) \mu\text{m}$ Verwendung finden. Dazu wird z.B. in zweistufigen gasgetriebenen Abschussmechanismen zunächst mittels einer Sprengladung ein Gasvorrat komprimiert, dessen nachfolgende Expansion zur Beschleunigung genutzt wird. [139–143] Dabei werden Projektilgeschwindigkeiten bis 7 km/s erreicht. Ein weiteres Beispiel ist die bereits im vorangestellten Abschnitt erwähnte coaxiale Plasmakanone, in der zwischen zwei coaxial angeordneten Elektroden ein Plasma gezündet wird. [138, 144] Dessen anschließende Expansion reißt die Mikropartikel mit sich und beschleunigt sie auf Geschwindigkeiten von mehreren Kilometern pro Sekunde. Ebenfalls auf einem schockartigen Plasmaausstoß erfolgt die Beschleunigung

in elektrothermischen Beschleunigern, [145–147] bei denen Drähte oder Folien mittels hoher elektrischer Leistungen zur Explosion gebracht werden. Abschließend sei noch erwähnt, dass mithilfe einer kontinuierlichen Gasströmung und einem System aus aerodynamischen Linsen sich Partikel zu einem kollimierten Strahl mit Partikelgeschwindigkeiten von einigen hundert Metern pro Sekunde beschleunigen lassen. [148, 149]

Bei diesen Methoden würde die gerichtete Strömung des Treibgases allerdings eine massive Störung für das staubige Plasma darstellen. Die erfolgreiche Konstruktion eines Beschleunigers zum Einsatz an staubigen Plasmen wäre also vor allem von einem funktionsfähigen Mechanismus zur Abscheidung der Gasströmung von den Projektilen abhängig. Bei bisherigen Beschleunigern dieses Prinzips ist zu diesem Zweck eine Pufferkammer [141] zwischen Mündungsrohr und Experimentierkammer platziert. Zudem müsste eine Ladevorrichtung gefunden werden, die es erlaubt, eine größere Anzahl von Schüssen in kurzer Abfolge auszuführen, um dadurch die Wahrscheinlichkeit zu maximieren, dass sich Projektile durch das Sichtfeld der Kamera bewegen. Auch bei dieser Methode wäre also mit größerem Entwicklungsaufwand zu rechnen.

Mechanische Beschleunigung

Ein rein mechanischer Antrieb wurde von Poppe *et al.* [150] entwickelt, bei dem mithilfe eines rotierenden Zahnrades Staubpartikel beschleunigt werden. Die prinzipielle Idee ist dabei, dass die Projektile zunächst aus einem komprimierten Staubvorrat durch Abrieb am rotierenden Zahnrad deagglomert und anschließend mit der Umfangsgeschwindigkeit des Zahnrades tangential fortgetrieben werden. Die erzeugten Projektile mit Größen im Bereich von Sub- bis Mikrometern erreichen dabei Geschwindigkeiten von bis zu 100 m/s. [150]

Der große Vorteil dieser Methode ist, dass sie technisch einfach umsetzbar ist. Eine Umdimensionierung, die den Ansprüchen staubiger Plasmen gerecht wird, ist durch eine Verkleinerung des Zahnraddurchmessers bzw. eine Erniedrigung der Rotationsgeschwindigkeit einfach möglich. Sie birgt also im Gegensatz zu den deutlich komplexeren elektrostatischen oder gasdynamischen Methoden kein großes Risiko bezüglich Entwicklungszeit und -kosten. Mit einem solchen Zahnradbeschleuniger wäre die Erzeugung von Projektilen mit allen Durchmessern, die für staubige Plasmen von Bedeutung sind, möglich. Zudem haben Blum und seine Mitarbeiter ihren Beschleuniger speziell für den Einsatz an Experimenten unter Schwerelosigkeit entwickelt und bereits ausgiebig im Bremer Fallturm und auf Parabelflügen erfolgreich getestet. [151]

Es kann also festgestellt werden, dass dieses Prinzip von allen bisher vorgestellten Methoden für die Entwicklung eines Staubbeschleunigers zur Projektilerzeugung an staubigen Plasmen am geeignetsten erscheint. Aus diesen Gründen wurde die Entscheidung getroffen, einen auf einem Zahnradantrieb basierenden Staubbeschleuniger zu konstruieren.

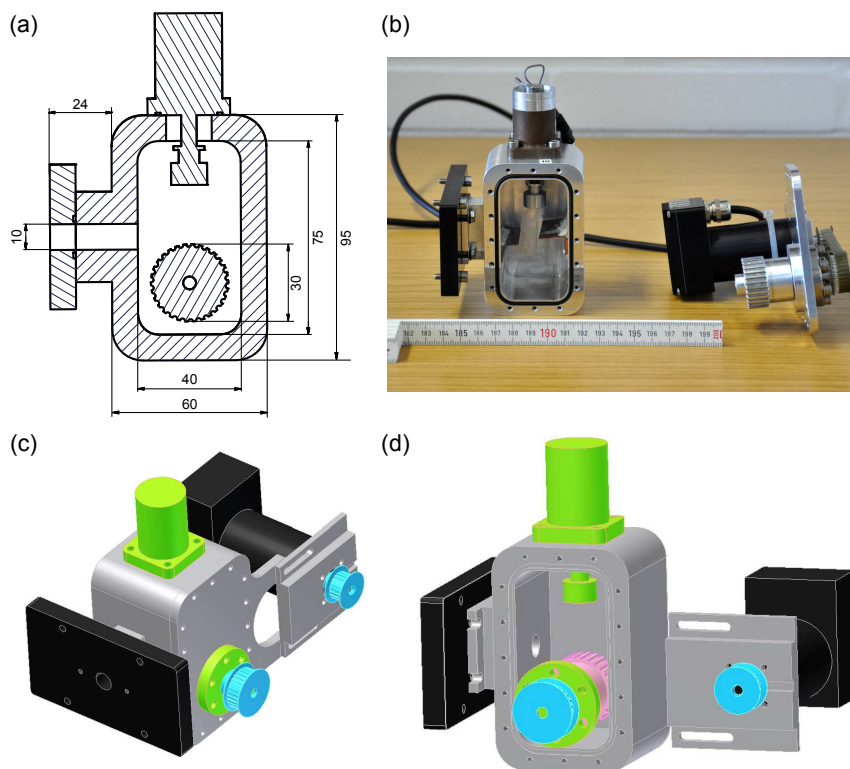


Abbildung 3.6: Darstellungen des Zahnradbeschleunigers: (a) Bemaßte Konstruktionszeichnung, welche die Seitenansicht parallel zur Beschleunigungsrichtung zeigt. (b) Foto des geöffneten Beschleunigers zusammen mit dem um 90° gedrehten Deckel. Des Weiteren sind CAD-Zeichnungen in (c) mit geschlossenem und in (d) mit unsichtbarem Deckel gezeigt.

3.2.3 Der Staubbeschleuniger

Aufbau des Beschleunigers

Im Folgenden soll nun der Aufbau des Beschleunigers im Detail beschrieben werden, wobei Abb. 3.6 zur Veranschaulichung dient. Mit deren Teil (a) ist eine Konstruktionszeichnung mit den wichtigsten Bemaßungen gegeben. Zu sehen sind die wesentlichen Bestandteile des Beschleunigers, nämlich ein Vakuumgehäuse, an dessen Oberseite sich ein Dispenser befindet, und mittig darunter ein rotierendes Zahnrad. Teil (b) zeigt eine Fotografie des geöffneten Beschleunigers sowie des abgenommenen Deckels, der um 90° gedreht ist, sodass sowohl sein Innen- (links) als auch Außenleben (rechts) sichtbar sind. In den Teilen (c) und (d) sind CAD-Zeichnungen gezeigt, wobei Letztere einen Einblick in das Innere des Beschleunigers mit montiertem Zahnrad gewährt.

Das Gehäuse des Staubbeschleunigers ist aus Aluminium gefertigt mit den äußeren Abmessungen 95 mm × 60 mm × 56 mm und einem 75 mm × 40 mm × 46 mm großen Innenraum. An der linken Seite befindet sich mittig ein Flansch zur Verbindung mit der IMPF-K2-Kammer [siehe Abb. 3.6(d)]. Die Front- und Rückwand sind jeweils 5 mm stark, wobei die Frontseite aus einem abnehmbaren Deckel besteht.

Im Gehäuse befindet sich das Zahnrad [rosafarbenes Bauteil in Abb. 3.6(d)], welches im unteren Bereich des Gehäuses so ausgerichtet ist, dass seine obere Tangente kollinear zur Mündungsrohrachse verläuft [siehe Abb. 3.6(a)]. Das Zahnrad hat einen Durchmesser von 30 mm und eine Breite von 13 mm. In seine Mantelfläche sind dreißig halbkreisförmige Nuten gefräst, die einen Durchmesser von 2 mm aufweisen und dazwischenliegende Stege mit einer Breite von $\approx 1,1$ mm stehen lassen. Stege und Nuten zusammen bilden die Zähne des Zahnrades [siehe Abb. 3.6(a)]. Axial verläuft durch das Zahnrad eine Bohrung für die Antriebswelle. Diese wird mit einer magnetofluid-gedichteten Vakuumdrehdurchführung [unteres grünes Element in den Abb. 3.6(c) und (d)] des Modells RMS-F2-5 der Firma Rigaku nach außen geführt und im Gehäusedeckel gehalten. Die Drehdurchführung ist ultrahochvakuumtauglich ($p_{\min} = 10^{-6}$ Pa) und kann mit bis zu 15.000 U/min betrieben werden.

Oberhalb des Zahnrades befindet sich ein Dispenser [oberes grünes Bauteil in Abb. 3.6(c) und (d)], wie er auch zum Einfüllen des Staubs in die Plasmakammer Verwendung findet (siehe Abschnitt 3.1.1). Dieser befördert durch Schüttelbewegungen Partikel in Richtung des rotierenden Zahnrades, durch das diese eine Beschleunigung erfahren und horizontal aus dem Mündungsrohr in die Entladungskammer gelangen können.

Rechts und links vom Zahnrad ist jeweils ein Skimmer-Blech knapp unterhalb des Mündungsrohrs eingeklebt [siehe Abb. 3.6(b)]. Diese sollen eine Gasströmung unterbinden, die möglicherweise durch das Zahnrad angetrieben wird und die Staubpartikel daran hindern könnte, das Zahnrad zu treffen. Eine solche Gasströmung wird in Ref. [150] jedoch erst ab Gasdrücken $p \gg 100$ Pa beobachtet.

Atmosphärenseitig befindet sich ein bürstenloser elektrischer Gleichstrom-Servomotor des Modells 3564K024B CS der Firma Faulhaber [schwarzes Bauteil jeweils hinten rechts in den Abb. 3.6(b)-(d)], der über ein Getriebe aus zwei Zahnriemenscheiben [hellblaue Elemente in Abb. 3.6(c) und (d)] und einem Zahnriemen das Zahnrad antreibt. Der Motor kann mittels der Drehzahlregelung vorgegebene Sollwerte im Bereich von (0 – 10.000) U/min halten.

Die Steuerung des Beschleunigers am Parabelflugexperiment erfolgt durch ein LabVIEW-Programm. Durch Setzen der Drehzahl des Zahnrades kann die Geschwindigkeit der Projektile beeinflusst werden. Nach Auslösen des Feuerbefehls setzt der Dispenser ≈ 5 s lang Partikel frei, sodass der Beschleuniger Schauer aus Projektilen erzeugt.

Erwartete Charakteristik der Projektile

Die Konstruktion des Staubbeschleunigers unterscheidet sich von seinem Vorbild aus Ref. [150] im Wesentlichen durch zwei Modifizierungen: Erstens besitzt er ein kleineres Zahnrad, weil deutlich kleinere Projektilgeschwindigkeiten gewünscht werden. Zweitens besteht der Staub aus monodispersen Plastikkugeln, die in Pulverform vorliegen und somit nicht durch direkten Kontakt mit dem Zahnrad deagglomert werden müssen. Stattdessen werden die Partikel mittels eines Dispensers durch Schütteln in Richtung des Zahnrades gestoßen. Da diese Technik auch zum Einfül-

len der Staubwolke in die Entladung verwendet wird, ist sie unter Schwerelosigkeit erprobt.

Aufgrund der mechanischen Zahnradtechnik sind im Grunde Projektilerzeugung über ein weites Größenspektrum erzeugbar. Nach oben ist die Grenze im Bereich einiger Millimeter anzusetzen, weil ab dann das Mündungsrohr einen räumlichen Engpass darstellt. Nach Poppe *et al.* [150] kann die untere Grenze mit $d_p < 500 \mu\text{m}$ angegeben werden. Damit ist das gesamte für staubige Plasmen wünschenswerte Spektrum von ein bis einige hundert Mikrometer sicher abgedeckt.

Die mit dem Beschleuniger erzielbare theoretische maximale Abschussgeschwindigkeit lässt sich unter der Annahme eines zentralen Stoßes zwischen Zahnrad und Projektil im Bereich $v_Z \leq v_{p,0} \lesssim 2v_Z$ angeben, wobei die obere Grenze im elastischen Fall gültig ist. Dabei ist $v_Z = \omega_Z r_Z$ die Tangentialgeschwindigkeit des Zahnrades, die sich mit dem Durchmesser $2r_Z = 30 \text{ mm}$ und der maximalen Kreisfrequenz $\omega_Z = 711 \text{ s}^{-1}$ des Zahnrades zu $v_Z = 10,7 \text{ m/s}$ bestimmt, bei einer maximalen Motordrehzahl von 10.000 U/min und dem Übersetzungsverhältnis von 19:28 des Getriebes. Damit wird die im Abschnitt 3.2.1 abgeschätzte notwendige Abschussgeschwindigkeit von $\approx 4 \text{ m/s}$ deutlich erfüllt.

Für die Projektilgeschwindigkeiten ist nach Poppe *et al.* [150] eine kontinuierliche Verteilung mit zwei lokalen Maxima zu erwarten: einem bei der Tangentialgeschwindigkeit $v_{p,0} = v_Z$ und einem weiteren bei $\approx 1/4 \cdot v_Z$. Dabei beobachten die Autoren, dass der Mittelwert der Geschwindigkeitsverteilung mit sinkender Zahnradfrequenz steigt. Die Erklärung für zwei Maxima vermuten sie in den unterschiedlich effizienten Beschleunigungen durch die Zähne (oberes Maximum) und die Stege (unteres Maximum). Weiter begründen sie die Abhängigkeit der Geschwindigkeitsverteilung von der Drehzahl des Zahnrades damit, dass bei langsamen Rotationsgeschwindigkeiten mehr Partikel bis zu den Zähnen vordringen können. Dadurch werden mehr Partikel effizient beschleunigt und der Mittelwert verschiebt sich zu höheren Geschwindigkeiten. [150] Da die Zahnradform des hier verwendeten Staubbeschleunigers sich von seinem Vorbild jedoch unterscheidet und der Staubvorrat nicht zur Deagglomeration gegen das Zahnrad gedrückt wird, muss auch mit einer Abweichung in der Geschwindigkeitsverteilung gerechnet werden. Darüber hinaus wird in einem später publizierten Artikel [151] erwähnt, dass auch Geschwindigkeiten auftreten können, die mindestens doppelt so hoch wie die Tangentialgeschwindigkeit des Zahnrades sind, also dem Fall elastischer Stöße entsprechen.

Abschließend soll kurz das Profil des Projektilflusses betrachtet werden. Dabei ist zu erwarten, dass die Projektilerzeugung vom Zahnrad statistisch in einen begrenzten Raumwinkel gestreut werden, was auch von Poppe *et al.* [150] beobachtet wird, wobei der Projektilfluss im Zentrum maximal ist und nach außen hin abnimmt. Im Fall des hier verwendeten Beschleunigers wird diese Streuung durch das Mündungsrohr begrenzt bzw. modifiziert. Aufgrund des relativ großen Durchmessers des Rohrs von 10 mm ist aber keine Kollimation zu einem Projektilstrahl zu erwarten.

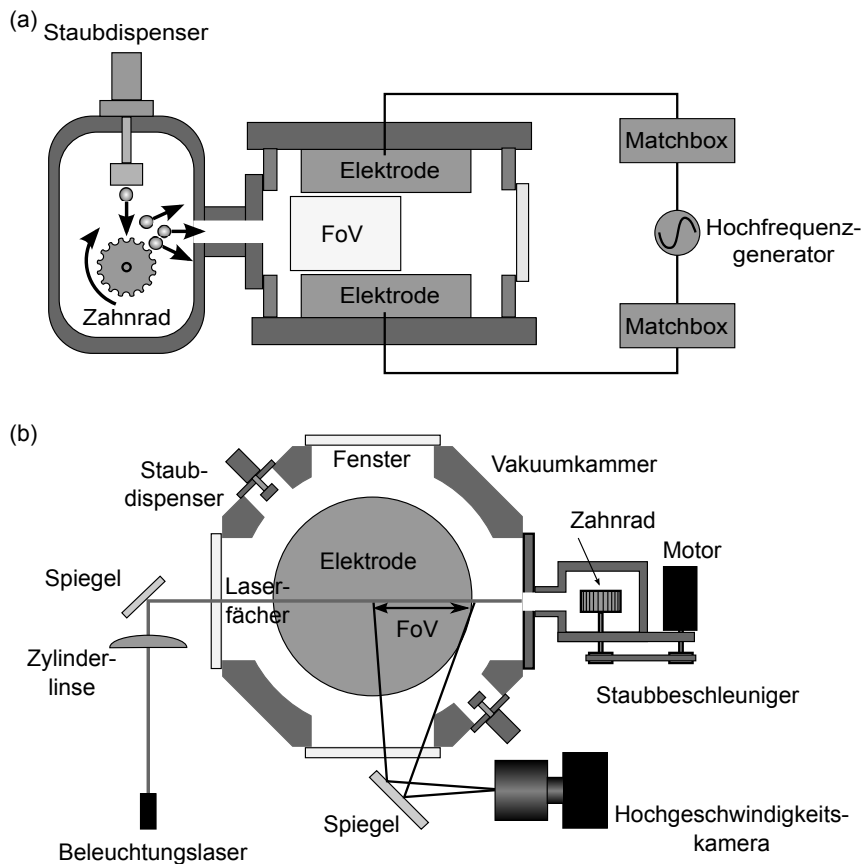


Abbildung 3.7: Schematische Darstellungen der IMPF-K2-Kammer. In (a) ist eine Seitenansicht gezeigt. Der Beschleuniger ist links dargestellt, dessen Projektile im markierten Sichtfeld (FoV) der Kamera beobachtet werden können. Rechts ist die elektrische Beschaltung zur Plasmaerzeugung vereinfacht wiedergegeben. In (b) ist eine Draufsicht mit dem Beschleuniger auf der rechten Seite gezeigt. Von links beleuchtet ein vertikal aufgeweiteter Laser einen zentralen Schnitt der Staubwolke. Das gestreute Licht kann mit der unten rechts gezeigten Kamera über einen Spiegel beobachtet werden.

3.2.4 Der experimentelle Aufbau

Der soeben beschriebene Staubbeschleuniger wurde im Rahmen dieser Arbeit zwischen 2008 und 2010 auf drei Flug-Kampagnen eingesetzt. Dabei diente die erste (49. ESA-Kampagne im November 2008) zur Erprobung, während die Messdaten, die zu den Hauptergebnissen dieser Arbeit führten, während der 14. DLR-Kampagne im September 2009 aufgenommen und durch weitere Messungen während der 15. DLR-Kampagne im März 2010 ergänzt wurden. Abschließend wird nun der dabei verwendete experimentelle Aufbau zur Untersuchung der Wechselwirkung von Projektile mit staubigen Plasmen im Einzelnen beschrieben.

Der Experimentaufbau ist schematisch in Abb. 3.7 veranschaulicht. Eine Seitenansicht ist in Abb. 3.7(a) gezeigt, in deren Mitte die IMPF-K2-Kammer (vgl. Abschnitt 3.1) zu sehen ist. Oben und unten befinden sich die Elektroden, über denen die HF-Spannung abfällt. Die dafür notwendige elektrische Beschaltung aus HF-

Generator und Anpassungsnetzwerk (Matchbox) ist als vereinfachte Prinzipskizze in der rechten Bildhälfte dargestellt. Auf der linken Seite ist der mechanische Staubbeschleuniger zu sehen, oben befindet sich der Dispenser, darunter das rotierende Zahnrad, durch welches die Projektile in die IMPF-K2-Kammer hinein beschleunigt werden. Das eingezeichnete Rechteck im Entladungsraum markiert das Sichtfeld (FoV) der Kamera, die zur Beobachtung der Wechselwirkung zwischen Projektilen und Targetwolke dient.

In Abb. 3.7(b) ist eine Draufsicht auf das Experiment gezeigt. Die IMPF-K2-Kammer mit der kreisförmigen Elektrode im Zentrum, die von der Kammerwand umgeben ist, ist in der Mitte zu sehen. Oben, unten und auf der linken Seite befindet sich jeweils ein Fenster, während auf der rechten Seite stattdessen der Staubbeschleuniger montiert ist. Zwischen den Fensterflanschen sind oben links und unten rechts Dispenser zum Einfüllen der Targetpartikel zu erkennen. Unten links in der Abbildung ist eine Laserdiode (Wellenlänge $\lambda = 658$ nm, Leistung $P = 50$ mW) dargestellt, deren Licht durch eine Zylinderlinse zu einem ≈ 500 μm dünnen und 30 mm hohen parallelen Fächer aufgeweitet und von einem Spiegel in die Kammer umgelenkt wird. Das von den Staubpartikeln gestreute Laserlicht kann dann mit einem Videomikroskop unter rechtem Winkel beobachtet werden. Um die Wahrscheinlichkeit zu maximieren, dass Projektile im Fächer sichtbar sind und sich außerdem in dessen Ebene bewegen, wird ein zentraler Schnitt der Targetwolke beleuchtet, sodass die Symmetrieachse des Laserfächers kollinear zur Achse des Mündungsrohrs des Beschleunigers ist. Unten rechts in der Abbildung ist die Videokamera, deren Strahlengang aus Platzgründen durch einen Spiegel umgelenkt wird, zu sehen. Dabei handelt es sich um eine Hochgeschwindigkeitskamera des Modells MC1310 der Firma Mikrotron. Sie verfügt über einen CMOS-Chip mit 1280×1024 Pixeln, der mit einer Bildrate von 97 fps monochrom bei einer Farbtiefe bis 10 Bit aufzeichnet. Die tatsächliche räumliche Auflösung beträgt $52,6$ $\mu\text{m}/\text{Pixel}$.

Für das Studium der Wechselwirkung eines Projektils mit einem dreidimensionalen staubigen Plasma wäre natürlich eine Diagnostik wünschenswert, welche in der Lage ist, die Partikelkoordinaten in einem größeren Volumen zu erfassen. In letzter Zeit sind in diese Richtung einige Fortschritte erzielt worden, z.B. durch holografische [104, 152] oder stereoskopische Kamerasysteme [103]. Auf Parabelflügen scheidet die Holografie als Diagnostik für staubige Plasmen aus, weil sie zu sensibel gegen Erschütterungen ist, die innerhalb des Flugzeugs naturgemäß auftreten und sich nicht einfach unterdrücken lassen. Auch Stereoskopie kann zur Analyse der Projektile innerhalb der Targetwolke nicht in Betracht gezogen werden, obwohl das Experiment sogar über einen solchen Aufbau verfügt. [153–155] Allerdings lässt sich mit diesem zum einen nur ein kleines Volumen von ≈ 1 cm^3 beobachten und zum anderen sind vor allem die Staubdichten in der Targetwolke zu hoch, um noch einzelne Partikel auflösen zu können, sodass Projektile nur im Void [153] und am Rand der Staubwolke beobachtbar sind. Aus diesen Gründen wird zur Diagnostik der Wechselwirkung der Projektile mit der Targetwolke auf die etablierte zweidimensionale Videomikroskopie zurückgegriffen.

3.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde zunächst nach einem geeigneten Mechanismus gesucht, der schnelle Projektile erzeugen kann, mit dem Ziel, deren Wechselwirkung mit einem ausgedehnten staubigen Plasma im weiteren Verlauf dieser Arbeit studieren zu können. Dabei wurden gängige Teilchenbeschleuniger, die mit elektrostatischen, gasdynamischen oder mechanischen Antriebsmechanismen arbeiten, vorgestellt und hinsichtlich ihrer Eignung zur Projektilerzeugung für ein staubiges Plasma und darüber hinaus für den Einsatz auf Parabelflügen geprüft. Als Ergebnis wurde ein mechanischer Beschleuniger, der Projektile durch ein rotierendes Zahnrad erzeugt, für am geeignetsten befunden.

Anschließend wurde der im Rahmen dieser Arbeit konstruierte Zahnradbeschleuniger im Detail beschrieben. Er zeichnet sich durch ein kompaktes Design aus, wodurch er in das Parabelflugexperiment integrierbar ist. Des Weiteren ist er in der Lage, Projektile in allen für staubige Plasmen relevanten Partikelgrößen mit Geschwindigkeiten von wenigen Millimetern bis hin zu einigen Metern pro Sekunde zu erzeugen.

Zum Schluss wurde das Parabelflugexperiment beschrieben, an dem der Staubbeschleuniger auf mehreren Parabelflügen eingesetzt wurde. Die Beobachtungen der dabei aufgetretenen Wechselwirkungen zwischen den erzeugten Projektilen und der Targetwolke sind Gegenstand des folgenden Kapitels.

4 Wechselwirkung zwischen Projektilen und staubigen Plasmen unter Schwerelosigkeit

Im vorangestellten Kapitel 3 sind die experimentelle Apparatur zur Erzeugung ausgedehnter staubiger Plasmen unter Schwerelosigkeit und der Staubbeschleuniger, der im Rahmen dieser Arbeit konstruiert wurde, beschrieben worden. Dieser steht nun zur Generierung schneller Staubprojekte zur Verfügung und ermöglicht es, eine in einem Plasma eingefangene Targetwolke gezielt mit Projektilen zu beschießen. Das war bei den vereinzelt bisherigen Untersuchungen [41,42,57] nur eingeschränkt bis gar nicht möglich, sodass wissenschaftliches Neuland im Bereich der Physik staubiger Plasmen betreten werden kann.

In diesem Kapitel soll zunächst die Targetwolke charakterisiert werden, bevor die ersten Beobachtungen gezielt erzeugter Projektile, die in ein staubiges Plasma unter Schwerelosigkeit eindringen, vorgestellt werden. Zudem werden die Eigenschaften der erzeugten Projektile untersucht. Anschließend wird die erstmalige Beobachtung der Wechselwirkung zwischen sehr schnellen Projektilen und staubigen Plasmen beschrieben.

4.1 Die Targetwolke

Dieser Abschnitt dient der Charakterisierung der zunächst noch ungestörten Targetwolke, welche in der IMPF-K2-Kammer unter Schwerelosigkeit erzeugt wird, um sie im weiteren Verlauf mit den Projektilen des Staubbeschleunigers zu beschießen, sodass an ihr die Wechselwirkung zwischen Projektil und staubigen Plasma studiert werden kann.

Zum Beginn einer Parabel wird beim Einsetzen der Schwerelosigkeit mithilfe der Dispenser eine größere Menge Staubpartikel, die alle den selben Durchmesser haben, in die Kammer eingefüllt. Anschließend laden sich die Partikel im Plasma auf und formen die zunächst noch ungestörte Targetwolke. Als Beispiel ist in Abb. 4.1 ein Standbild in invertierten Farben gezeigt. Dabei fällt auf, dass die Partikel der Wolke unten links sehr deutlich, oben links hingegen nur schwach abgebildet werden. Das heißt, aufgrund der inhomogenen Lichtintensität des Laserfächers ist der Kontrast in den aufgenommenen Bildern ungleichmäßig. In der rechten Bildhälfte ist das zentrale staubfreie Void zu erkennen (vgl. Kapitel 2.1.3). Die grauen Flächen kennzeichnen die obere und untere Elektrode.

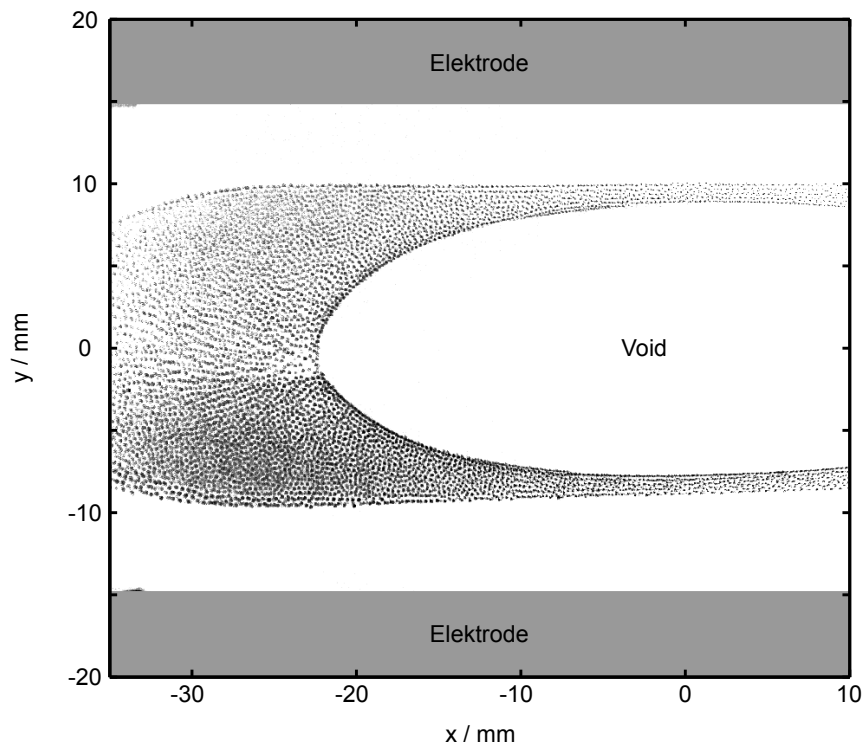


Abbildung 4.1: Darstellung der ungestörten Staubwolke in invertierten Farben. Oben und unten sind die Elektroden zu sehen, welche die HF-Entladung antreiben. Dazwischen befindet sich die Staubwolke mit dem für komplexe Plasmen unter Schwerelosigkeit typischen zentralen staubfreien Bereich, dem sogenannten Void. Nach Ref. [156].

Die gezeigte Targetwolke befindet sich zwar in einem flüssigen Zustand, allerdings treten nur vereinzelt nennenswerte Partikelbewegungen auf. So kommt es aufgrund der zum Teil nicht vollständig kompensierten Gravitation im Bereich links vom Void gelegentlich zu auf- bzw. abwärtsgerichteten Staubströmungen. Durch den hinreichend hohen Neutralgasdruck von $p = 30$ Pa wird gewährleistet, dass keine Staabdichtewellen spontan auftreten [127], welche den Effekt der Wechselwirkung mit Projektilen störend überlagern würden. Lediglich am oberen und unteren Rand kann in einigen Fällen eine leichte Wellenaktivität beobachtet werden.

Die Targetwolke besteht aus Partikeln mit einem Durchmesser $d_t = 9,55 \mu\text{m}$. Nur in wenigen Ausnahmefällen wurden Targetpartikel mit $d_t = 6,8 \mu\text{m}$ verwendet. Der typische Interpartikelabstand in der Targetwolke lässt sich aus den Standbildern der Videodaten zu $b = (370 \pm 40) \mu\text{m}$ abschätzen, der allerdings leicht mit dem Ort variiert. Mit dem Interpartikelabstand ist die Staabdichte $n_d = b^{-3} \approx 2 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ verbunden. [111] An der linken Void-Kante ist eine verminderte Staabdichte festzustellen, an die sich in negative x -Richtung eine Kettenstruktur der Staubteilchen anschließt. Es sei darauf hingewiesen, dass sich der Interpartikelabstand in dreidimensionalen Staubwolken mit der zur Verfügung stehenden zweidimensionalen Videodiagnostik nicht sehr präzise bestimmen lässt. Der Grund dafür ist die Dicke des Laserfächers, die mit $\approx 500 \mu\text{m}$ größer als der gemessene Interpartikelabstand ist. Dadurch werden Partikel beleuchtet, die nicht in der angestrebten Schnittebene der

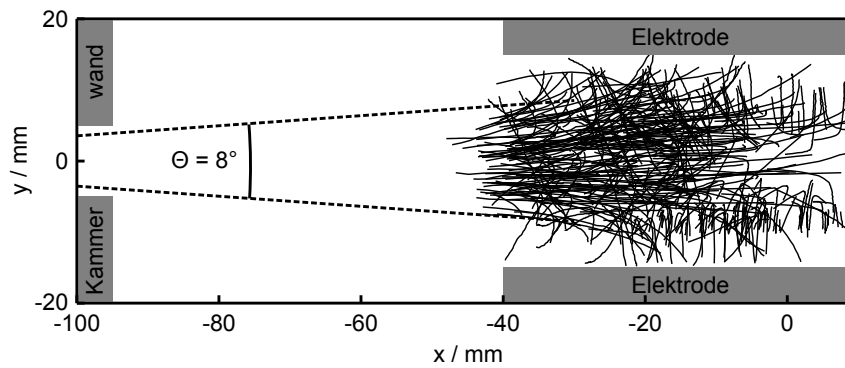


Abbildung 4.2: Zusammenstellung von 433 vermessenen Projektiltrajektorien aus fünf Flugtagen, dargestellt in der rechten Bildhälfte. Links befindet sich die Mündung des Beschleunigers in der Kammerwand, aus der die Projektile austreten. Der Öffnungswinkel des Projektilschauers beträgt $\Theta \approx 8^\circ$.

Staubwolke liegen, was aber in den Bilddaten nicht eindeutig erkannt werden kann. Folglich sind die gemessenen Abstände bevorzugt zu klein.

Die gerade beschriebene Staubwolke ist aufgrund ihrer Ausdehnung und weitestgehend statischen Eigenschaft ein gutes Target, um die Grundlagen der Wechselwirkung zwischen staubigen Plasmen und Staubprojektilen zu untersuchen, ohne dass diese durch dynamische Störungen, wie z.B. Staumdichtewellen, überlagert wird.

4.2 Projektileinschuss in die Targetwolke

In diesem Abschnitt werden die allerersten experimentellen Beobachtungen gezielt erzeugter schneller Projektile unter Schwerelosigkeit beschrieben. Dabei wird zunächst auf die beobachteten Eigenschaften der Projektile eingegangen, die der im Abschnitt 3.2.3 vorgestellte Staubbeschleuniger erzeugt. Eine tiefer gehende Analyse, insbesondere in Abhängigkeit der Beschleunigungsparameter, ist wegen der eingeschränkten Messzeit auf Parabelflügen nicht möglich. Danach soll im Abschnitt 4.3 das Augenmerk auf die dabei auftretende Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung gerichtet werden.

4.2.1 Charakterisierung der Projektile

Nachdem sich zum Beginn einer Parabel die im Abschnitt 4.1 beschriebene Targetwolke gebildet hat, wird der Staubbeschleuniger ausgelöst. Im Sichtfeld der Kamera wird daraufhin ein ≈ 5 s andauernder Schauer aus Projektilen beobachtet. Abbildung 4.2 zeigt die Zusammenstellung von 433 ausgewerteten Projektiltrajektorien (rechte Bildhälfte). Links befindet sich die Mündung des Staubbeschleunigers in der Kammerwand, aus der die Projektile austreten und dabei unter einem Öffnungswinkel von $\Theta \approx 8^\circ$ auf die Targetwolke treffen. Neben diesen direkt vom Beschleuniger kommenden Projektilen gibt es weitere, die erst nach Reflexion an einer der Elektroden auf die Wolke treffen, was insbesondere im unteren Bildbereich von Abb. 4.2

zu erkennen ist. Auch werden Projektile beobachtet, die sich auf den Beschleuniger zubewegen und folglich bereits an der gegenüberliegenden Kammerwand reflektiert wurden.

Die Projektile, die in die Entladung eindringen, weisen bei konstanter Rotationsgeschwindigkeit v_z des Zahnrades während einer Parabel ein breites Geschwindigkeitsspektrum auf, was auch zu erwarten war (vgl. Abschnitt 3.2.3). Für übliche Drehzahlen des Zahnrades von (2.036...6.790) U/min erstrecken sich die Projektilgeschwindigkeiten über einen Bereich von $0,01 \text{ m/s} < v_p < 1,8 \text{ m/s}$ und sind damit kleiner als der theoretisch erwartbare Maximalwert von $(0,14...7,6) \text{ m/s} \leq v_{p,\text{max}} \lesssim (3,3...18,3) \text{ m/s}$, der sich unter Berücksichtigung der Neutralgasreibung nach (3.6) für einen Druck $p = 30 \text{ Pa}$ aus den Abschätzungen für $v_z \leq v_{p,0} \lesssim 2v_z$ in Kapitel 3.2.3 ergibt.

Für die abweichende Beobachtung gibt es zwei naheliegende Ursachen: Zum einen werden die Projektile möglicherweise nicht durch direkte Stöße mit den Zähnen des Zahnrades, sondern durch eine Gasströmung, die sich um das rotierende Zahnrad etabliert hat, beschleunigt. Zum anderen ist auch denkbar, dass Projektile mit $v_p > 1,8 \text{ m/s}$ nicht zuverlässig detektierbar sind. Erstens müsste dafür ihre gesamte Trajektorie innerhalb des Sichtfelds liegen, sodass im günstigsten Fall (wenn das Projektil die Laserebene nicht verlässt) nur Geschwindigkeiten $v_p \lesssim 6 \text{ m/s}$ festgestellt werden können und zweitens nimmt die integrierte Lichtintensität eines Pixels umgekehrt proportional zur Projektilgeschwindigkeit ab.

Ein Beispiel für einen Projektilschauer ist in Abb. 4.3(a) gegeben, die ein Standbild einer Videoaufnahme zeigt und mit dem vollen Sichtfeld der Kamera eine Übersicht über die Targetwolke gibt. Dabei ist zu erkennen, dass sich innerhalb des für gewöhnlich staubfreien Voids [54, 100] zahlreiche Partikel befinden. Bei diesen handelt es sich um Projektile, was sich eindeutig anhand der bewegten Videobilder feststellen lässt. Dabei können auch innerhalb der Targetwolke bewegte Projektile identifiziert werden, welche sich jedoch in Standbildern kaum von den Targetpartikeln abheben. Des Weiteren werden auch deutlich größere Projektile beobachtet, welche sich im Gegensatz zu den normalen Projektilen auch innerhalb der Targetwolke eindeutig in einzelnen Videostandbildern erkennen lassen. Drei solcher Projektile befinden sich innerhalb des Bereichs, der durch das schwarz-gestrichelte Rechteck markiert wird, und bewegen sich von links kommend nach rechts unten durch die Targetwolke. Für zwei der Projektile kann festgestellt werden, dass sie hinter sich eine staubfreie Spur erzeugen, die im Folgenden Cavity genannt werden soll und auf die im Abschnitt 4.3 weiter eingegangen wird. Die Cavity des dritten Projektils ist nicht sichtbar, da sich dieses Projektil nicht mittig in der Ebene des Laserfächers bewegt. Dadurch befinden sich im Laserfächer vor bzw. hinter der Cavity Targetpartikel, die dann statt der Cavity im Bild zu sehen sind.

Der Bildausschnitt, der durch das schwarz-gestrichelte Rechteck markiert wird, ist in Abb. 4.3(b) vergrößert dargestellt. Augenscheinlich werden also zwei verschiedene Typen von Projektilen beobachtet: Erstens kleine, die sich innerhalb der Targetwolke nur aufgrund ihrer Bewegung identifizieren lassen, und zweitens größere, die sich durch ihre Bildgröße und Lichtintensität deutlich von der Staubwolke abheben. Von daher kann gefolgert werden, dass sich aus den zunächst monodispersen PMMA-

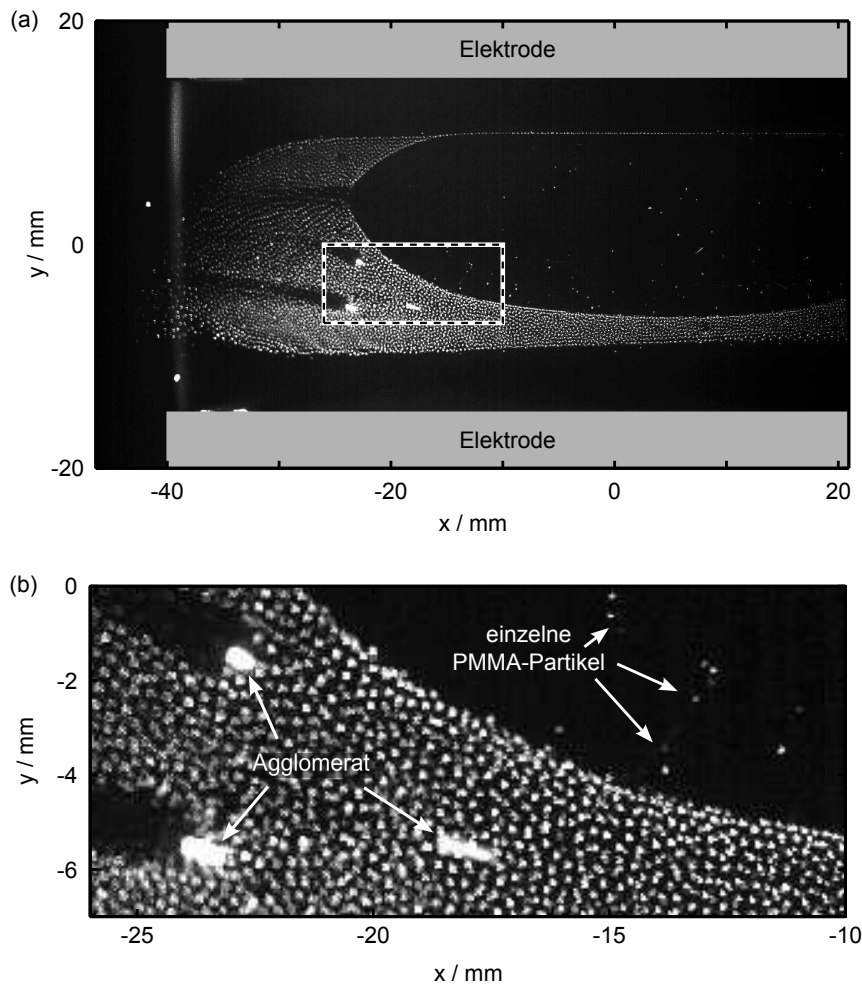


Abbildung 4.3: Projektilschauer ($d_p = 20 \mu\text{m}$) des Staubbeschleunigers bei einem Gasdruck $p = 30 \text{ Pa}$ und einer HF-Spannung $U_{SS} = 65 \text{ V}$ unter Schwerelosigkeit. In (a) ist das gesamte Sichtfeld der Kamera mit der Targetwolke ($d_t = 9,55 \mu\text{m}$) zwischen den Elektroden gezeigt. Das Rechteck markiert den Bereich, der in (b) vergrößert dargestellt ist. Darin kann man deutlich mehrere kleine Projektile im Void sowie drei Agglomerat-Projektile innerhalb der Staubwolke erkennen.

Partikeln, die zur Beschleunigung Verwendung finden, Agglomerate bilden können, sodass die Projektile selbst keine monodisperse Größenverteilung mehr aufweisen. Dabei überwiegt die Anzahl der beobachteten kleinen Projektile die der Agglomerat-Projektile um ein Vielfaches.

Die Häufigkeit, mit der Agglomerat-Projektile auftreten, ist unabhängig vom Gasdruck und der Drehzahl des Zahnrades, allerdings schwankt sie deutlich von Flugtag zu Flugtag. Das lässt vermuten, dass tagesabhängige Einflüsse, wie hohe Luftfeuchtigkeit beim Befüllen des Dispensers, Isopropanolreste von der Reinigung des Staubcontainers oder eine längere Zeitspanne, in der die Plasmakammer während Wartungsarbeiten offen stand, die Bildung von Agglomeraten begünstigen.

Die Trajektorien der Projektile hängen stark von der Projektilgeschwindigkeit ab: Es wird beobachtet, dass sehr schnelle Projektile, die mit einer Geschwindigkeit

$v_{p,\max} > 400$ mm/s in die Kammer eintreten, einer geraden Route quer durch die Entladung folgen, während langsamere Projektile, für die $v_p < 200$ mm/s gilt, zwar in die Wolke eindringen, dabei aber stark abgebremst und für $v_p \lesssim 20$ mm/s auf eine signifikant gekrümmte Bahn abgelenkt werden.

Das lässt sich wie folgt verstehen: Bei hohen Projektilgeschwindigkeiten wird die Projektilbewegung durch die zu v_p proportionale Neutralgasreibungskraft (3.1) dominiert, während die von v_p unabhängige elektrische Feld- sowie die Ionenwindkraft (siehe Kapitel 2.1.3) eine vernachlässigbare Rolle spielen. Für hohen Geschwindigkeiten vollführen Projektile also eine ballistische Bewegung. Mit sinkender Projektilgeschwindigkeit verliert die Neutralgasreibung gegenüber der elektrischen Feld- und Ionenwindkraft an Bedeutung. Mithilfe der SIGLO-Simulationen (siehe Kapitel 3.1.3) lässt sich abschätzen, dass für ein Projektil mit $d_p = 9,55 \mu\text{m}$ innerhalb der Targetwolke $F_N \lesssim F_{\text{ion}} = 10^{-12}$ N, wobei $F_E < F_{\text{ion}}$, für $v_p \leq 50$ mm/s gilt. Das heißt, für Geschwindigkeiten unterhalb dieser Grenze wird die Projektilbewegung insbesondere durch die Ionenwindkraft geprägt, was mit den experimentellen Beobachtungen übereinstimmt.

Da die Neutralgasreibungskraft stets entgegen der Bewegungsrichtung wirkt, verursacht sie nur eine Änderung der Geschwindigkeit, nicht aber der Richtung. Dahingegen hängt die Richtung, in welche die elektrische Feld- und Ionenwindkraft wirken, von der Richtung des elektrischen Felds und somit vom Ort in der Entladung ab. Deshalb sind die Trajektorien langsamer Projektile sowohl vom Winkel, unter dem sie in die Kammer eintreten, als auch von der vertikalen Position, an der sie auf die Targetwolke treffen, bestimmt. Die Nettokraft innerhalb der Targetwolke ist radial nach außen gerichtet, weil die Projektile größer als die Targetpartikel sind. [100] Folglich werden die Projektile nach oben abgelenkt, wenn sie beispielsweise im oberen Bereich parallel zur x -Achse auf die Staubwolke treffen. Ist die Geschwindigkeit hinreichend groß, verlassen sie die Wolke am oberen Rand, andernfalls kehren sie innerhalb der Wolke um und verlassen diese auf einer radialen Bahn. Ein analoges Verhalten wird im unteren Bereich der Targetwolke beobachtet. Projektile, die horizontal und mittig auftreffen, erreichen bei hinreichend hoher Geschwindigkeit das Void. Durch die Rekonstruktion ihrer dreidimensionalen Trajektorien ist es Buttenschön *et al.* [153] gelungen, eine dreidimensionale Analyse des Kraftfelds innerhalb der Void-Region mithilfe eines stereoskopischen Kamerasystems durchzuführen.

Die Analyse der unter Schwerelosigkeit beobachteten Projektile zeigt, dass der Staubbeschleuniger Projektile mit einem divergenten Strahlprofil erzeugt. Dabei werden trotz konstanter Drehzahl des Zahnrades Geschwindigkeiten über ein weites Intervall gemessen, die allerdings unterhalb des theoretisch erwarteten Maximalwerts bleiben. Für eine fundierte Analyse sind jedoch weitere Messungen notwendig, die aufgrund der kostbaren Messzeit unter Schwerelosigkeit im Labor erfolgen müssen. Dazu wurden kürzlich erste Untersuchungen von P. Freese [157] im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführt. Zu beachten ist jedoch, dass die Projektile im Labor andere Eigenschaften als unter Schwerelosigkeit aufweisen. Beispielsweise verändert im Labor die Gravitationskraft die Flugbahn der Projektile. Möglicherweise wird auch

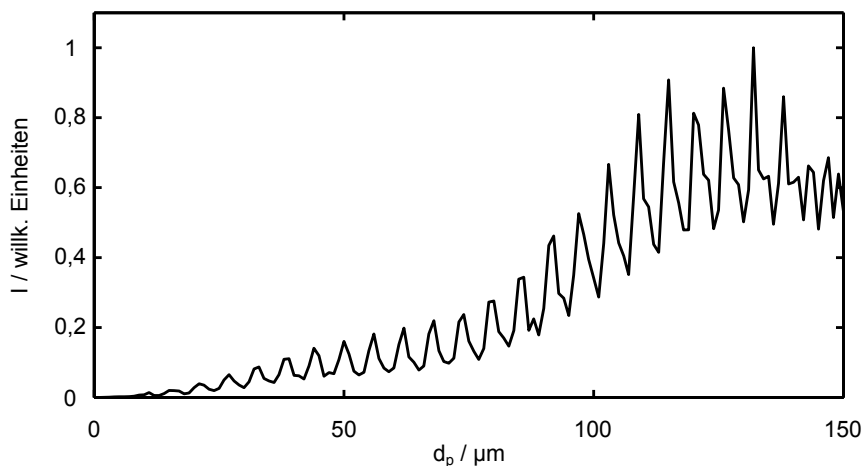


Abbildung 4.4: Relative Intensität des Streulichts ($\lambda = 660 \text{ nm}$) unter 90° in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers nach der Mie-Theorie für sphärische PMMA-Partikel.

die Effektivität der Beschleunigung beeinflusst, weil die Projektile nicht nur mit dem Impuls, den sie vom Dispenser erhalten haben, auskommen müssen, sondern eine zusätzliche Beschleunigung zum Zahnrad hin erhalten.

Des Weiteren zeigt sich, dass die Projektile keine monodisperse Größenverteilung besitzen, sondern dass ein signifikanter Anteil aus Agglomeraten besteht. Diese heben sich von den Projektilen, die nur aus einzelnen Partikeln bestehen, durch ausgeprägte staubfreie Spuren ab, die sie innerhalb der Targetwolke erzeugen. Da diese Cavities an Einzelpartikel-Projektilen mit der zur Verfügung stehenden Videodiagnostik nicht beobachtbar sind, sollen sie im Folgenden an Agglomerat-Projektilen studiert werden. Aus diesem Grund soll im nächsten Abschnitt untersucht werden, ob sich die Agglomerat-Projektile bezüglich Größe und Ladung näher charakterisieren lassen.

4.2.2 Agglomerate als Projektile

Die einzelnen Agglomerat-Projektile können weder vor ihrem Abschuss im Staubvorrat noch im Nachhinein im Staub, der sich in der Kammer abgelagert hat, eindeutig wiedergefunden werden. Von daher sind die aufgenommenen Videodaten, in denen die Projektile zu sehen sind, der einzige Zugang zu ihren Eigenschaften. Im Folgenden soll untersucht werden, inwieweit sich daraus Aussagen bezüglich der Größe sowie der elektrischen Ladung der Projektile treffen lassen.

Größe der Agglomerate

Es ist nicht einfach möglich, die geometrische Abmessung eines Mikropartikels aus einem Kamerabild zu bestimmen. Das liegt daran, dass bei der Abbildung Lichtbeugung an den Mikropartikeln sowie Abbildungsfehler der Kamera [158] eine Rolle spielen, sodass die Bildgröße nicht als geometrische Abbildung zustande kommt. So-

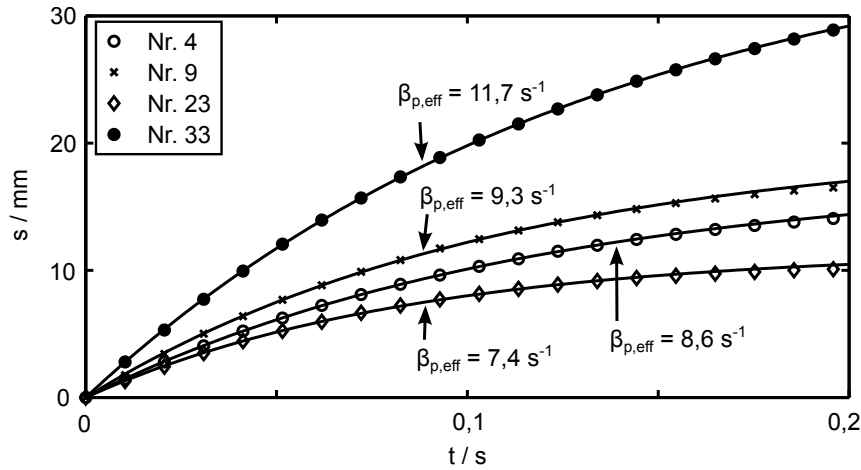


Abbildung 4.5: Zurückgelegte Strecke für vier verschiedene Agglomerat-Projektile in Abhängigkeit der Zeit bei einem Gasdruck $p = 30$ Pa und einer HF-Spannung $U_{SS} = 65$ V. Aufgrund der Neutralgasreibung werden die Projektile abgebremst. Durch die Messpunkte sind die theoretischen Kurvenverläufe nach der Epstein-Reibung gelegt, wodurch auf den effektiven Durchmesser der Projektile geschlossen werden kann.

mit kann also aus den Videobildern nicht direkt auf die reale Größe eines Projektils geschlossen werden.

Allerdings kann die Intensität des an den Projektilen gestreuten Lichts als Maß für deren Größe angesehen werden. Dabei lässt sich die Abhängigkeit der Streulichtintensität vom Partikeldurchmesser nach der Mie-Theorie [159] mithilfe von Ref. [160] für sphärische Projektile berechnen. Das Ergebnis der unter rechtem Winkel beobachteten Streulichtintensität für PMMA-Partikel (Brechungsindex $n = 1,48$ [118]) ist in Abb. 4.4 gezeigt. Anhand der Darstellung lässt sich feststellen, dass die Intensität mit dem Projektildurchmesser oszillierend anwächst, wobei Helligkeitsschwankungen von etwa 50% auftreten. Folglich stellt die gemessene Intensität kein zuverlässiges Maß dar, um auf die Projektilgröße schließen zu können, sondern kann lediglich zur groben Abschätzung herangezogen werden, wobei der Fehler $\Delta d_p \approx \pm 15 \mu\text{m}$ etwa dem Durchmesser eines einzelnen PMMA-Partikels entspricht.

Alternativ lässt sich die Größe der Projektile mithilfe ihrer gemessenen Trajektorien $\vec{s}_p(t)$ abschätzen, indem die Abbremsung aufgrund der Neutralgasreibung ausgenutzt wird. Im Abschnitt 3.2.1 wurde mit (3.5) bereits das Weg-Zeit-Gesetz für ein sphärisches Staubpartikel, das sich durch einen Neutralgashintergrund bewegt, angegeben. Wird anhand dieser Gleichung der Reibungskoeffizient β_p des Projektils aus dem Experiment bestimmt, kann mit (3.3) der Durchmesser der Agglomerat-Projektile berechnet werden.

Zusätzlich wirken noch Ionenwind- und elektrische Feldkraft auf die Projektile (vgl. Abschnitt 4.2.1), sodass für eine moderate zusätzliche Abbremsung der Projektile gesorgt wird. Für große Projektilgeschwindigkeiten wird die Abbremsung jedoch von der v_p -abhängigen Neutralgasreibung dominiert, sodass sich die Projektile in diesem Fall ballistisch bewegen. Da die exakte Topologie des Kraftfelds aus Ionenwind und elektrischem Feld nur unzureichend gut bekannt ist, soll sie im Wei-

Tabelle 4.1: Effektive Projektildurchmesser $d_{p,\text{eff}}$ für vier Agglomerate. Diese wurden mithilfe der Abbremsung durch das Neutralgas über den Epstein-Koeffizienten $\beta_{p,\text{eff}}$ bestimmt. Mit $\Delta d_{p,\text{eff}}$ ist der Fehler des bestimmten Durchmessers bezeichnet. Anhand der effektiven Durchmesser wird die Ladung $q_{p,\text{eff}}$ der Agglomerate abgeschätzt.

| Projektil | $\beta_{p,\text{eff}}/ \text{s}^{-1}$ | $d_{p,\text{eff}}/ \mu\text{m}$ | $\Delta d_{p,\text{eff}}/ \mu\text{m}$ | $-q_{p,\text{eff}}/ e$ |
|-----------|---------------------------------------|---------------------------------|--|------------------------|
| 4 | 8,6 | 47,5 | 4,5 | 43.600 |
| 9 | 9,3 | 43,7 | 4,5 | 40.200 |
| 23 | 11,7 | 34,7 | 3,6 | 31.900 |
| 33 | 7,4 | 54,7 | 5,6 | 50.300 |

teren vernachlässigt werden. Um den dadurch auftretenden Fehler möglichst gering zu halten, wird nur der ballistische Anteil der Trajektorien berücksichtigt.

In Abb. 4.5 sind für vier verschiedene Agglomerat-Projektile (Kreis, Kreuz, Raute, gefüllter Kreis) die gemessenen zurückgelegten Strecken $s = |\vec{s}_p|$ in Abhängigkeit der Zeit t aufgetragen. Es ist deutlich zu sehen, dass der Betrag der hinzugewonnenen Strecke Δs dabei stetig abnimmt und der Ort des Projektils somit scheinbar gegen eine endliche Reichweite s_0 geht. Tatsächlich kommt das Projektil – wie im Abschnitt 4.2.1 beschrieben – im weiteren Verlauf nicht zur Ruhe. Die durchgezogenen Kurven geben den Zusammenhang (3.5) wieder, der an die Messpunkte angepasst wurde, wobei eine sehr gute Übereinstimmung erzielt wird.

Da die Agglomerate aus mehreren einzelnen PMMA-Partikeln zusammengesetzt sind, kann nicht wie in der Epstein-Theorie [125] von einer Kugelform ausgegangen werden. Diese Überlegung wird durch Beobachtungen von Du *et al.* [161] bestärkt, die bei Untersuchungen zur Agglomeration von PMMA-Partikeln in Staubbichtwellen gemacht wurden. Dabei zeigte sich, dass die Agglomerate bevorzugt eine längliche Form bilden.

Diese Abweichung von der Kugelform hat für die Abschätzung der Größe der Agglomerat-Projektile aus der Gasreibung Konsequenzen. Ein nichtsphärisches Projektil wird sich während der Bewegung durch den Neutralgashintergrund aus aerodynamischen Gründen so ausrichten, dass seine Widerstandsfläche möglichst klein wird, wobei seine träge Masse gleich bleibt. Wird von Geometrien mit eingeschlossenen Hohlräumen abgesehen, ist das nach (3.1) gleichbedeutend mit einer Minimierung der effektiven Reibungsfrequenz $\beta_{p,\text{eff}}$ gegenüber dem Referenzwert $\beta_{p,K}$ eines sphärischen Projektils gleicher Masse. Folglich kann aus den Weg-Zeit-Diagrammen in Abb. 4.5 mithilfe von (3.5) und (3.3) nur ein effektiver Durchmesser $d_{p,\text{eff}} \propto 1/\beta_{p,\text{eff}}$ bestimmt werden. Dabei gilt wegen $\beta_{p,\text{eff}} \leq \beta_{p,K}$, dass $d_{p,\text{eff}} \geq d_{p,K}$. Der bestimmte effektive Durchmesser berücksichtigt also die Streckung des Agglomerats, weil er gegenüber dem Durchmesser des sphärischen Projektils gleicher Masse vergrößert ist. Allerdings kann nicht auf die tatsächliche Form geschlossen werden.

Die so gefundenen effektiven Projektildurchmesser $d_{p,\text{eff}}$ sind zusammen mit den zugehörigen effektiven Epstein-Koeffizienten $\beta_{p,\text{eff}}$ in Tab. 4.1 notiert. Aus Tab. 4.1 kann entnommen werden, dass die ermittelten Durchmesser das 1,5- bis 3-Fache des Durchmessers $d_{p,e} = 20 \mu\text{m}$ eines einzelnen PMMA-Partikels betragen. Für die Berechnung wurde der gemessene Neutralgasdruck $p = 30 \text{ Pa}$, die Massendichte

$\rho_p = 1190 \text{ kg m}^{-3}$ der PMMA-Partikel sowie dieselben Parameter wie schon im Abschnitt 3.2.1 verwendet.

Ladung der Agglomerate

Für die Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit untersucht werden soll, wird insbesondere die elektrische Ladung der Agglomerate von Bedeutung sein, weil die Interaktion zwischen den Partikeln staubiger Plasmen vorwiegend über elektrische Kräfte stattfindet.

Da für nichtsphärische Partikel kein Aufladungsmodell bekannt ist, soll zunächst die Projektilladung $q_{p,\text{eff}}$ anhand der effektiven Durchmesser aus Tab. 4.1 unter der Annahme einer Kugelform abgeschätzt werden. Dazu wird wie im Kapitel 3.1.2 das Aufladungsmodell von Khrapak *et al.* [85, 86] zusammen mit der Debye-Länge für strömende Ionen (2.6) angewendet. Für die vier Agglomerat-Projektile ergeben sich daraus effektive Staubladelungen im Bereich $31.900 e \leq -q_{p,\text{eff}} \leq 50.300 e$; die jeweiligen Werte sind in Tab. 4.1 mit aufgeführt. Die Ladung eines Agglomerats ist demnach also etwa dreimal größer als die eines einzelnen PMMA-Partikels (vgl. Kapitel 3.2.1).

Abschließend soll der Versuch unternommen werden, den Einfluss der Projektilform auf die Ladung zu untersuchen. Dazu sei die gestreckte Form des Agglomerats durch einen rotationssymmetrischen Ellipsoid angenähert, der durch Halbachsen A und B beschrieben wird, wobei A die Längsachse sei. Für diese gilt dann $2A = d_{p,\text{eff}}$, was aus der Herleitung von (3.3) folgt, wenn das Volumen eines Ellipsoids statt einer Kugel eingesetzt wird. Zudem gilt nach Ref. [162] für die Kapazität eines Ellipsoids

$$C_{p,E} \propto \frac{\sqrt{A^2 - B^2}}{2 \operatorname{arccosh} \frac{A}{B}} \quad (4.1)$$

sowie $C_{p,K} \propto d_{p,\text{eff}}$ für die einer Kugel, die zur Bestimmung der effektiven Projektilladungen $q_{p,\text{eff}}$ verwendet wurde. Damit lassen sich die theoretischen Ladungen dieser zwei Geometrien wegen $q_p = \phi_{fl} C_p$ vergleichen, wobei C_p für die Kapazität des Projektils steht.

Zu diesem Zweck sind in Abb. 4.6 sowohl die Kapazität der Kugel mit einem Durchmesser $d_{p,\text{eff}}$ (gestrichelte horizontale Gerade) als auch die des Ellipsoids mit fester Halbachse $A = d_{p,\text{eff}}/2$ dargestellt. Letztere ist in Abhängigkeit des Streckungsverhältnisses, und zwar für $A/B \geq 1$ als durchgezogene und für $A/B \leq 1$ als gepunktete Kurve aufgetragen, wobei dieser Teil des Kurvenverlaufs aufgrund der Minimierung seiner Reibungsfrequenz für die Agglomerate unwahrscheinlich ist. Die vertikalen gepunkteten Linien geben die maximalen Streckungsverhältnisse $A/B = d_{p,\text{eff}}/d_{p,e}$ der vier untersuchten Agglomerate an, die für ihre effektiven Durchmesser maximal möglich sind.

Aus der Darstellung geht hervor, dass für den Spezialfall eines sphärischen Ellipsoids mit $A = B$ – wie zu erwarten – beide Formeln dasselbe Ergebnis für die Kapazität des Agglomerats liefern. Darüber hinaus nimmt die Kapazität eines Ellipsoids mit wachsendem Streckungsverhältnis bei gleichbleibendem Volumen ab. Folglich liefert

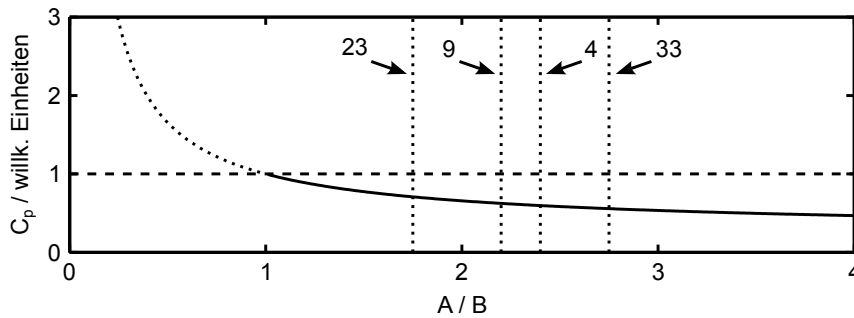


Abbildung 4.6: Vergleich der Kapazitäten einer Kugel mit dem Durchmesser $d_{p,\text{eff}}$ und einem Ellipsoiden in Abhängigkeit des Streckungsverhältnisses A/B , wobei für die Halbachse $A = d_{p,\text{eff}}/2$ gilt. Durch die gepunkteten vertikalen Linien sind die maximal möglichen Streckungsverhältnisse der in Abb. 4.5 untersuchten Agglomerate angegeben.

die Abschätzung der Projektilladung über das gängige Modell eines Kugelkondensators für langgestreckte Agglomerate einen zu großen Wert. Im Extremfall würde die Ladung des Projektils Nr. 33 nur $\approx 56\%$ des in Tab. 4.1 angegebenen Wertes betragen. Die Ladung eines Agglomerats ist aber immer größer als die eines einzelnen Partikels, weil die Ladung proportional mit $d_{p,\text{eff}}$ anwächst, während die Abnahme der Kapazität zum einen nichtlinear und zum anderen deutlich geringer vonstatten geht.

Andere mögliche Formen, wie etwa Hohlkugeln, würden bei der Gasreibung zu einem Anwachsen des Verhältnisses aus Widerstandsfläche und träger Masse gegenüber einer Vollkugel führen, also einem vergrößerten $\beta_{p,\text{eff}}$ und somit zu einer Unterschätzung des tatsächlichen Durchmessers. Demnach wäre die daraus abgeschätzte Projektilladung kleiner als die tatsächliche Ladung. Zudem sind bei der Agglomeration nahezu beliebige Geometrien denkbar, bis hin zu fraktalen Gebilden. Deshalb muss schlussendlich festgehalten werden, dass die tatsächlichen elektrischen Ladungen der Agglomerate auf diese Weise aus dem Experiment nicht bestimmt werden kann. Die in Tab. 4.1 angegebenen Werte stellen somit nur einen groben Richtwert dar, nach dem die elektrische Ladung der Agglomerate etwa dreimal größer als die einzelner PMMA-Partikel ist. Folglich wirkt zwischen einem Agglomerat-Projektil und den Targetpartikeln eine um die erhöhte Ladung proportionale größere abstoßende Kraft, was erklärt, weshalb Agglomerat-Projektile ausgeprägte Cavities erzeugen, die bei Projektilen aus einzelnen Partikeln nicht beobachtbar sind.

4.3 Staubfreie Cavities

In diesem Abschnitt sollen nun die staubfreien Cavities beschrieben werden, die in der Targetwolke hinter Agglomerat-Projektilen beobachtet werden. Dabei lassen sich drei typische Cavity-Formen feststellen, für die in Abb. 4.7 Beispiele in invertierter Farbdarstellung gegeben sind. Anhand der unterschiedlichen Cavity-Formen sollen die erzeugenden Projektile klassifiziert werden.

Da die Form der Cavity von der Projektilgeschwindigkeit abhängt, ist es sinnvoll, die Klassifizierung der Projektile mithilfe der Schallgeschwindigkeit c_0 von staubakustischen Wellen vorzunehmen. Dazu muss die Schallgeschwindigkeit in der Targetwolke abgeschätzt werden: Als obere Grenze dient dabei die in früheren Experimenten in der IMPF-K-Kammer gemessene Schallgeschwindigkeit $c_{0,\max} = 28$ mm/s von Staumdichtewellen. [119] Dieser Wert bietet einen guten Anhaltspunkt, da durch die Modifikationen zur IMPF-K2-Kammer kein großer Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit zu erwarten ist. Eine untere Grenze ist durch die direkte Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit $c_{0,\min} = (15 \pm 3)$ mm/s von Staumdichtewellen gegeben, welche trotz des relativ hohen Gasdrucks von $p = 30$ Pa vereinzelt am Rand der an sich statischen Targetwolken auftreten können. Für den weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der Wert $c_0 = 20$ mm/s für die Schallgeschwindigkeit angenommen. Damit lässt sich die Mach-Zahl $M_p = v_p/c_0$ bestimmen, welche die Projektilgeschwindigkeit in Einheiten von c_0 ausdrückt.

4.3.1 Subsonische Projektile

Die erste Klasse bilden *subsonische Projektile*, da sie eine Mach-Zahl $M_p < 1$ aufweisen und sich somit mit Unterschallgeschwindigkeit durch die Targetwolke bewegen. Ein Beispiel ist in Abb. 4.7(a) gezeigt, in welcher ein Bildausschnitt zu sehen ist, der einen Teil der Targetwolke oberhalb des Voids abbildet. In dem Bild ist an der Position $(x/y) \approx (-13/6,5)$ mm ein Projektil zu erkennen, das aus benannten Gründen (vgl. Abschnitt 4.2.1) eindeutig als Agglomerat identifiziert werden kann. Das Projektil bewegt sich in der Bildebene von unten links kommend nach oben auf einem leicht gebogenen Pfad mit einer Geschwindigkeit $v_p = 18$ mm/s, was einer Mach-Zahl $M_p = 0,9$ und somit Unterschallgeschwindigkeit entspricht. Aufgrund der Topologie des Kraftfelds aus elektrischer Feld-, Ionenwind- und Neutralgasreibungskraft (vgl. 4.2.1) nimmt die Geschwindigkeit des Projektils während seiner Bewegung durch die Targetwolke zunächst ab und später wieder leicht zu. Letztendlich verlässt das Projektil mit nahezu konstanter Geschwindigkeit in radialer Richtung die Staubwolke, wenn die Antriebskraft durch den Ionenwind mit der abbremsenden Kraft durch Neutralgas und elektrisches Feld im Gleichgewicht ist.

Um das Projektil ist ein ausgeprägter staubfreier Bereich zu erkennen, der am Übergang in die Targetwolke durch einen scharfen Rand begrenzt wird. Dieser staubfreie Bereich, in dem das Projektil leicht exzentrisch positioniert ist, weist eine elliptische Form auf. Der Durchmesser des Bereichs beträgt typischerweise 2 mm, was ungefähr fünf Interpartikelabständen entspricht. Je schneller sich das Projektil durch die Targetwolke bewegt, desto gestreckter wird seine Form, wobei die größte Ausdehnung in Richtung der Trajektorie ist. Für ein ruhendes Projektil wäre zu erwarten, dass es sich zentriert in einer kreisförmigen Cavity befinden würde. Dieser Fall wird im Experiment aber nicht beobachtet, weil innerhalb der Targetwolke der Ionenwind stets für eine Beschleunigung sorgt.

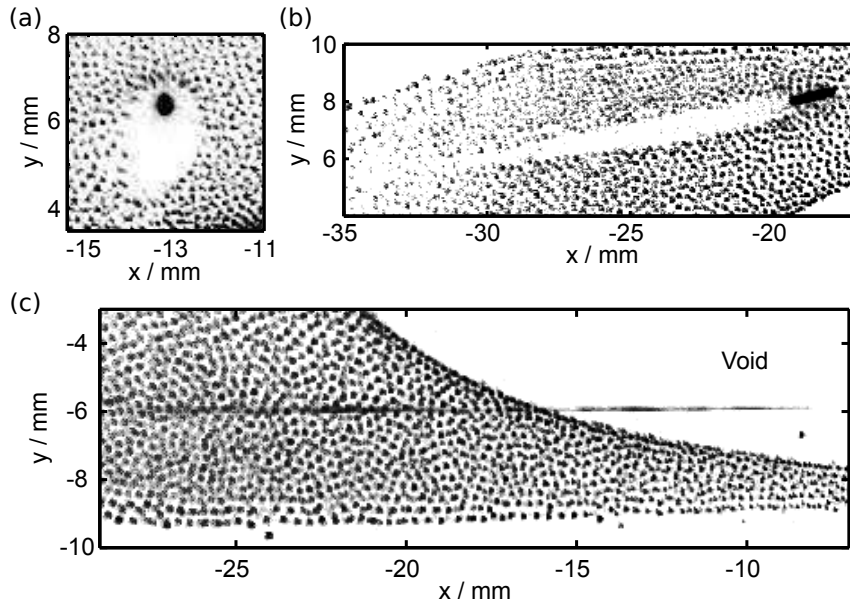


Abbildung 4.7: Aufnahmen von drei typischen Projektile, dargestellt in invertierten Farben bei einem Gasdruck $p = 30$ Pa und einer HF-Spannung $U_{SS} = 65$ V. In (a) ist ein langsames Projektil ($v_p = 18$ mm/s) gezeigt, um das sich ein fast kreisförmiger staubfreier Bereich bildet. (b) stellt ein schnelles Projektil ($v_p = 132$ mm/s) dar, hinter dem ein langgezogener staubfreier Bereich gebildet wird. In (c) ist ein sehr schnelles Projektil ($v_p = 150$ mm/s) abgebildet, das augenscheinlich keinen Effekt auf die Staubwolke ausübt. Nach Ref. [156].

4.3.2 Transsonische Projektile

Die zweite Klasse umfasst Projektile, für die $1 \leq M_p \leq 20$ gilt und die sich also schneller als mit Schallgeschwindigkeit bewegen. Folglich sollen diese als *transsonische Projektile* bezeichnet werden, für die ein Beispiel in Abb. 4.7(b) zu sehen ist. Der gezeigte Bildausschnitt bildet einen Bereich der Targetwolke ab, der sich zwischen dem Void (unten rechts) und dem oberen Wolkenrand (oben links) befindet. An der Position $(x/y) \approx (-18,5/8)$ mm befindet sich ein Agglomerat-Projektil. Seine Geschwindigkeit beträgt $v_p = 132$ mm/s, was einer Mach-Zahl $M_p = 6,6$ entspricht. Dieses Projektil bewegt sich also mit Überschallgeschwindigkeit, und zwar von links unten kommend in die Richtung des Voids. Dabei wird es leicht nach oben abgelenkt, sodass es zunächst den gezeigten Bildausschnitt rechts oben und im weiteren Verlauf die Targetwolke an ihrer oberen Kante verlässt. Während der gesamten Beobachtungszeit nimmt die Projektilgeschwindigkeit kontinuierlich ab, wobei sie in der Targetwolke einen Bereich von $4 < M_p < 14$ umfasst.

Das Projektil erzeugt während seiner Bewegung eine langgezogene, röhrenförmige staubfreie Cavity in der Targetwolke, welche die Projektiltrajektorie als Längsachse der Cavity umschließt. Die Cavity beginnt direkt am Projektil, öffnet sich hinter ihm auf einem relativ kurzen Stück, bis ein maximaler Radius $r_{c,max} \approx 0,6$ mm erreicht ist, und wird im Anschluss auf einer Strecke, die mindestens zweimal der Öffnungsstrecke entspricht, kontinuierlich schmaler, bis die Ränder zusammenlaufen und die

Cavity schließen. Wo der Kollaps bereits erfolgt ist, kann ein leichtes Überschwingen der sich gegenüberliegenden Cavity-Wände als Kompression der Staumdichte in den Videobildern festgestellt werden. Des Weiteren werden in manchen Fällen einige wenige Wellenberge beobachtet, die sich von der Cavity fortbewegen, und zwar immer in der Richtung vom Void zum Rand der Targetwolke.

4.3.3 Hypersonische Projektil

Für alle übrigen Projektil gilt dann $M_p > 20$, weshalb sie als *hypersonische Projektil* bezeichnet und der dritten Projektilklasse zugeordnet werden sollen. Ein Beispiel für solch ein Projektil ist in Abb. 4.7(c) zu finden, in welcher ein Ausschnitt der Targetwolke um den linken unteren Randbereich des Voids zu sehen ist, durch den sich ein sehr schnelles Projektil bewegt. Die Geschwindigkeit dieses Projektils in der Targetwolke beträgt $v_p = 1580$ mm/s, was einer Mach-Zahl $M_p = 79$ entspricht. Im Videobild erscheint es als langgezogener Strich, der fast vom linken bis zum rechten Bildrand reicht, da es sich während der Belichtungszeit über eine größere Strecke bewegt. Dadurch ist im Standbild der Weg des Projektils innerhalb der Targetwolke vom linken Rand bis ins Void gut nachvollziehbar. Da das Sichtfeld der Kamera nur etwa die halbe Staubwolke zeigt und außerdem das Projektil im rechten Bildbereich der aufgenommen Videodaten die Laserebene verlässt, kann die Projektiltrajektorie nicht vollständig erfasst werden. Allerdings lässt sich die Reichweite des Projektils ab dem Ort der Beobachtung nach (3.5) für eine typische Reibungsfrequenz $\beta_p \approx 10$ s⁻¹ (vergleiche Tab. 4.1) zu $s_0 = v_p/\beta_p \approx 160$ mm abschätzen, was etwas mehr als der innere Kammerdurchmesser ist. Es kann also davon ausgegangen werden, dass das Projektil die Targetwolke vollständig durchquert und auf der anderen Seite auf die Kammerwand auftrifft. Diese Überlegung wird dadurch bestärkt, dass im Anschluss an eine Parabelflugkampagne eine deutliche Ablagerung von Staubprojektilen innenseitig am Kammerfenster, das sich gegenüber vom Staubbeschleuniger befindet, festgestellt wurde. Im Gegensatz zu den sub- und transsonischen Projektilen kann für das hier betrachtete Projektil keine staubfreie Cavity mit dem bloßen Auge wahrgenommen werden, und zwar weder in dem in Abb. 4.7(c) gezeigten Videobild, in welchem das Projektil beobachtet wird, noch in den darauf folgenden Frames.

4.4 Wechselwirkung zwischen Projektilen und einzelnen Targetpartikeln

Die in Abb. 4.7(a) und (b) gezeigten Bilder der staubfreien Cavities zeigen die kollektive Reaktion der Targetpartikel auf die Störung durch ein Projektil. Dabei bleibt unersichtlich, auf welche Weise die Interaktion einzelner Targetpartikel mit dem Projektil stattfindet und zu der beobachteten Cavity-Form beiträgt.

Im Gegensatz dazu zeigt Abb. 4.8 die Beobachtung eines direkten Stoßes zwischen Projektil und einem Targetpartikel. Um das zu verdeutlichen, sind die Positionen der Partikel der Targetwolke in drei aufeinanderfolgenden Videobildern farbcodiert

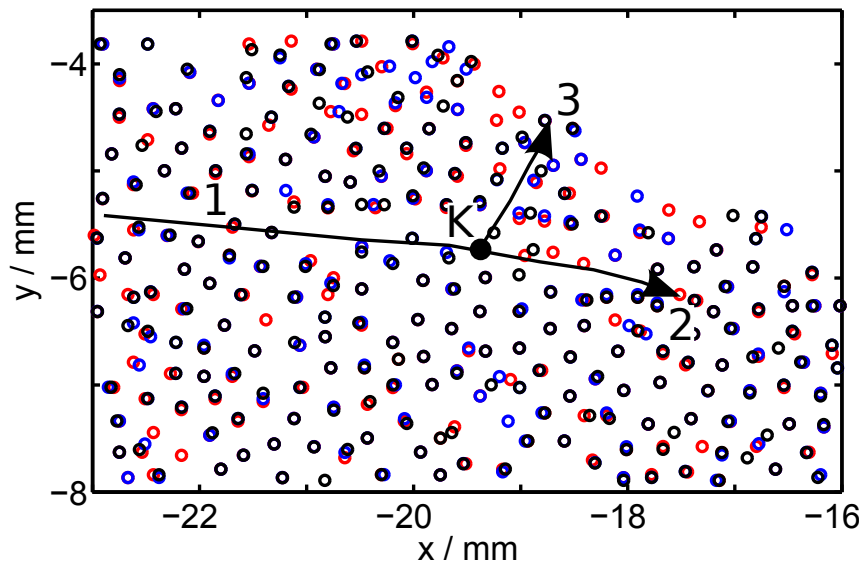


Abbildung 4.8: Darstellung eines direkten Stoßes zwischen einem Projektil und einem einzelnen Targetpartikel. Die Pfade der Bewegungen sind durch schwarze Linien gezeigt. Im Punkt K findet die Kollision statt. Anschließend folgt das Projektil dem Pfad 2 und das gestoßene Targetpartikel dem Pfad 3. Die Positionen der Partikel der Targetwolke sind als farbige Kreise (schwarz, rot, blau) dargestellt. Nach Ref. [156].

(rot, schwarz, blau) durch Kreise dargestellt. In der rechten oberen Bildecke befindet sich als weißer Bereich erkennbar das Void der Staubwolke, sodass dort folglich auch keine Targetpartikel gefunden wurden. Anders als bei den am Stoß unbeteiligten Partikeln der Targetwolke lässt sich die Bewegung des Projektils, insbesondere die des gestoßenen Targetpartikels, nur manuell verfolgen. Die dabei bestimmten Trajektorien sind durch die schwarzen Pfade gezeigt.

Das Projektil tritt links in das Bild ein und folgt dem Pfad 1 in die Bildmitte, bis es im Punkt K mit einem Targetpartikel zusammenstößt. Im Anschluss bewegt es sich nahezu geradlinig auf dem Pfad 2 weiter in die Richtung des rechten Bildrands. Das Targetpartikel befand sich vor der Kollision im Punkt K und folgt danach dem Pfad 3, welcher mit Pfad 2 der Projektiltrajektorie einen Winkel von $\approx 60^\circ$ einschließt. Durch den Stoß bewegt sich das Targetpartikel in Richtung des Voids, bis es kurz vor dessen Rand in der Wolke zum Stehen kommt.

Dieses gezeigte Beispiel eines direkten Stoßes zwischen Projektil und Targetpartikel ist das einzige, was bei der Sichtung des vorhandenen Videomaterials gefunden wurde. Das lässt sich damit erklären, dass für die erfolgreiche Beobachtung die Bewegung beider Stoßpartner innerhalb der Ebene des Laserfächers, also der Sichtebeine der Kamera, stattfinden muss und somit die Beobachtungswahrscheinlichkeit sehr gering wird.

4.5 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurden die erstmaligen Beobachtungen zur Wechselwirkung zwischen schnellen geladenen Projektilen, die gezielt mit einem Beschleunigungsmechanismus erzeugt wurden, und einem staubigen Plasma unter Schwerelosigkeit beschrieben. Dafür ist zunächst die in der IMPF-K2-Kammer eingefangene Targetwolke charakterisiert worden. Ihre nahezu statische Struktur ist gut geeignet, um den Einfluss eines eindringenden Projektils zu studieren, da dieser so kaum durch andere Effekte – wie Wellenaktivität – überlagert wird.

Die vom Staubbeschleuniger unter Schwerelosigkeit erzeugten Projektile dringen als ein Schauer aus vielen Projektilen in einen großen Bereich der Targetwolke ein. Dabei werden Projektile mit Geschwindigkeiten über einen weiten Bereich von $10 \text{ mm/s} \leq v_p \leq 1.800 \text{ mm/s}$ beobachtet, der das Intervall von knapp unterhalb der Schallgeschwindigkeit $c_0 = 20 \text{ mm/s}$ bis hin zu hohen Mach-Zahlen abdeckt. Außerdem lassen sich neben den zu erwartenden $20\text{-}\mu\text{m}$ -Projektilen auch Projektile aus Agglomeraten nachweisen, die sich aus mehreren einzelnen Partikeln, die zur Beschleunigung Verwendung finden, zusammensetzen.

Ein Nachteil der Agglomerat-Projektile ist die nur ungenau bekannte Größe und Form und die damit verbundene Ladung. Allerdings bieten die Agglomerat-Projektile einen entscheidenden Vorteil: Die in der Targetwolke verursachten Effekte sind aufgrund der höheren Ladung gegenüber kleineren Projektilen ausgeprägter, weshalb sie sich mit dem gewählten Sichtfeld der Videodiagnostik leichter studieren lassen. Die Wahl eines kleineren Sichtfelds, einhergehend mit einer verbesserten räumlichen Auflösung, wäre möglich, wenn der Beschleuniger einen kollimierten Projektilstrahl erzeugte, mit dem zielgenauer in einen definierten Bereich der Targetwolke geschossen werden könnte. Dennoch ist der entwickelte Staubbeschleuniger ein großer Gewinn für die Erforschung staubiger Plasmen, weil er die erste technische Umsetzung einer Projektilquelle darstellt, die im Gegensatz zu den Mechanismen in Ref. [57, 58] unter Schwerelosigkeit funktioniert. Dadurch ist man nicht weiter auf Zufallsbeobachtungen wie in Ref. [41, 42] angewiesen.

Beim Eindringen der erzeugten Projektile in die Targetwolke konnten bereits mehrere Beobachtungen gemacht werden. Dazu gehört ein binärer Stoß zwischen Projektil und einem einzelnen Targetpartikel, welches dadurch über mehrere Interpartikellagen hinweg in der Targetwolke verschoben wird. Aus der Analyse eines solchen Zweiteilchenstoßes könnten genauere Informationen über den Potentialverlauf innerhalb der Targetwolke auf Interpartikelebene gewonnen werden, ähnlich wie z.B. aus den Streuexperimenten von α -Teilchen an Goldatomen von Rutherford *et al.* [1, 163] oder aus der Kollision zweier Staubpartikel in komplexen Plasmen [89]. Hierfür wäre zwar die genaue dreidimensionale Erfassung der Trajektorien der beteiligten Partikel wünschenswert, jedoch könnte bereits eine bessere räumlich-zeitliche Auflösung, wie sie auf zukünftigen Parabelflugkampagnen zu erwarten ist, hilfreich sein.

Die zentrale Beobachtung dieses Kapitels sind die staubfreien Cavities, die hinter Agglomerat-Projektilen auftreten. Dabei hängt die Form und Größe der Cavities von der Projektilgeschwindigkeit ab, was die Einteilung der Projektile in drei Klassen motiviert. Langsame (subsonische) Projektile ($M_p < 1$) bilden elliptische Cavities,

schnelle (transsonische) Projektile ($1 \leq M_p \leq 20$) formen eine langgezogene Cavity und bei sehr schnellen (hypersonischen) Projektilen ($20 < M_p$) zeigt die Targetwolke augenscheinlich keine Reaktion. Hier ist offensichtlich eine Analogie zu den Experimenten von Thompson *et al.* [55] gegeben, bei denen ein massiver Draht mit verschiedenen Geschwindigkeiten durch ein staubiges Plasma bewegt wird. Auch dabei wird das Auftreten von staubfreien Cavities um das bewegte Objekt beobachtet, deren Form ebenfalls von der Geschwindigkeit der Störung bestimmt ist. Aber im Gegensatz zu projektilerzeugten Cavities wird bereits für moderate Überschallgeschwindigkeit im transsonischen Bereich keine eigentliche Cavity mehr beobachtet, sondern nur noch eine durch den Draht mechanisch leerräumte Spur. Dieser Unterschied dürfte insbesondere durch die massive Größe des von Thompson *et al.* verwendeten Objekts begründet sein.

5 Dynamik staubfreier Cavities

Im letzten Kapitel wurden erste experimentelle Beobachtungen zur Wechselwirkung gezielt erzeugter schneller Projektile mit einem staubigen Plasma unter Schwerelosigkeit vorgestellt. Dabei konnten hinter Agglomerat-Projektilen staubfreie Cavities festgestellt werden. Die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetwolke wurde hinsichtlich der Projektilgeschwindigkeit schon klassifiziert, wobei der Einfluss der Projektilgeschwindigkeit auf die Form der Cavity qualitativ beschrieben worden ist.

Das Ziel dieses Kapitels ist, zunächst eine Analyse der Zeitentwicklung der Cavity durchzuführen, die im Experiment hinter transsonischen Projektilen beobachtet wird. Basierend auf den resultierenden Befunden, soll anschließend eine Modellvorstellung formuliert werden. Diese soll die Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung beschreiben, wobei insbesondere zu erklären versucht werden soll, wie Energie vom Projektil in der Targetwolke deponiert wird und wie die dadurch hervorgerufene Reaktion der Staubwolke – also die Bildung einer Cavity – abläuft. Anhand dieser Vorstellung soll weitergehend versucht werden, die in Abschnitt 4.3 beschriebene geschwindigkeitsabhängige Cavity-Form zu verstehen.

5.1 Experimentelle Analyse der Cavity-Dynamik

Zunächst soll nun die Zeitentwicklung der Cavity anhand der experimentellen Daten analysiert werden. Die im Abschnitt 4.3 vorgestellten staubfreien Cavities sind durch Agglomerat-Projektile erzeugt worden, deren Ladung nur ungenau bekannt ist (vgl. Kapitel 4.2.2). Um die Cavity-Dynamik möglichst unabhängig von der Projektilladung untersuchen zu können, ist es zweckmäßig, die Analyse an einem exemplarischen Projektil durchzuführen, welches die typische Beobachtung gut repräsentiert. Ein solches Projektil zeichnet sich besonders dadurch aus, dass es sich über einen längeren Zeitraum im Laserfächer bewegt, sodass erstens eine größere Anzahl Messdaten generierbar ist und zweitens das Projektil über ein größeres Geschwindigkeitsintervall beobachtet werden kann.

Diese Eigenschaften sind für das Projektil Nr. 4 gegeben (siehe Tab. 4.1). Es hat einen effektiven Durchmesser $d_{p,\text{eff}} \approx 50 \mu\text{m}$, besteht somit aus etwa 2-6 einzelnen PMMA-Partikeln und weist eine Masse im Bereich $(1 \dots 3) \times 10^{-11} \text{ kg}$ auf. Im Weiteren soll ein Agglomerat aus drei Partikeln mit der Masse $m_p = 1,5 \times 10^{-11} \text{ kg}$ angenommen werden. In Abb. 5.1 ist das Projektil in invertierten Farben gezeigt. Zur Orientierung ist in Abb. 5.1(a) ein Ausschnitt der ungestörten Staubwolke dargestellt. In der rechten oberen Ecke befindet sich das Void und im unteren Bildbereich der untere Rand der Staubwolke. Oben links sind die Staubpartikel der Targetwolke aufgrund der inhomogenen Beleuchtung durch den Laserfächer (siehe Abschnitt 4.1)

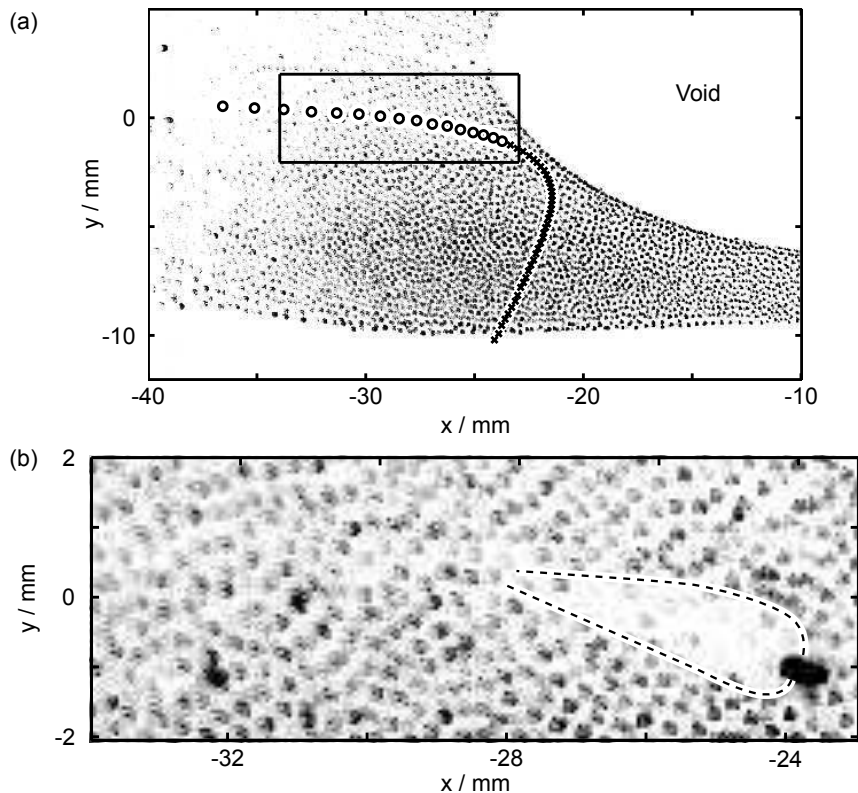


Abbildung 5.1: Das zur Modellierung der Cavity-Dynamik exemplarisch studierte Projektil. (a) zeigt die über die ungestörte Targetwolke gelegte Projektiltrajektorie. Der Teil, bevor das Projektil auf Mach-Zahl $M_p = 2$ abgebremst ist, ist durch Kreise, der anschließende durch Kreuze dargestellt. Das Rechteck kennzeichnet den Bildausschnitt, in dem das Projektil ($M_p = 2,1$) und seine Cavity in (b) vergrößert gezeigt ist. Nach Ref. [156].

etwas schlechter zu erkennen. Des Weiteren ist die Trajektorie des Projektils dargestellt, die in zwei Abschnitte unterteilt ist: Im ersten (Kreise) gilt für die Geschwindigkeit $M_p > 2$. An ihn schließt sich der zweite an, nachdem diese Grenze erstmals unterschritten wurde (Kreuze). Das Projektil tritt vom Beschleuniger aus kommend links in das Bild ein, läuft mit Überschallgeschwindigkeit auf das zentrale Void der Staubwolke zu, verliert dabei an Geschwindigkeit und biegt dann nach unten hin ab (vgl. Kapitel 4.2.1), sobald sich seine Geschwindigkeit der Schallgeschwindigkeit c_0 annähert, sodass es nicht ins Void eintritt. Anschließend läuft es geradlinig vom Void weg und verlässt die Staubwolke an ihrem unteren Rand, wobei es auf dem letzten Abschnitt leicht beschleunigt wird. Dabei verlässt es allmählich die Laserebene und kann von daher auf diesem Teil nicht mehr sinnvoll beobachtet werden. Das Rechteck kennzeichnet den Bildausschnitt, der in Abb. 5.1(b) vergrößert dargestellt ist.

In diesem Bildausschnitt ist das Projektil als großer schwarzer Punkt auf der rechten Seite zu sehen. An das Projektil schließt sich nach links hin als staubfreier (weißer) Bereich die Cavity an, die das Projektil bei einer Geschwindigkeit $M_p = 2,1$ erzeugt hat. Die Cavity hat eine Länge $l_c \approx 4,5$ mm und einen maximalen Durchmesser $d_{c,max} \approx 1,4$ mm. Die Umrandung der Cavity ist als gestrichelte Linie gekennzeichnet. Im Bildbereich der Cavity selbst sind einige Targetpartikel undeutlich

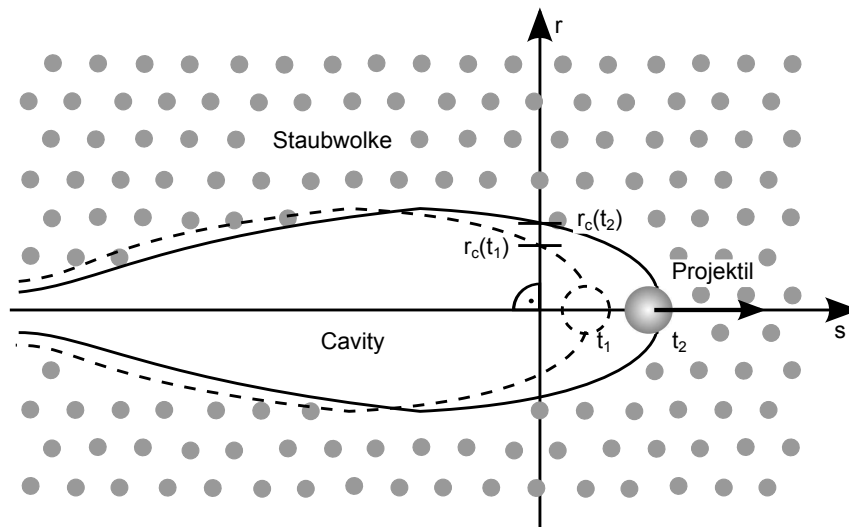


Abbildung 5.2: Skizze zur Vermessung der Zeitentwicklung der Cavity an einem festen Ort in der Staubwolke. Das Projektil bewegt sich nach rechts. Links von ihm ist die Cavity, deren Radius $r_c(t)$ in jedem Frame senkrecht zur Trajektorie s bestimmt wird. Nach Ref. [156].

zu erkennen. Diese gehören zu dem Teil der Cavity-Wand, der nicht senkrecht zur Bildebene verläuft, und sind aufgrund der endlichen Dicke des Laserfächers sichtbar.

5.1.1 Messvorschrift

Die zur Analyse der zeitlichen Entwicklung der Cavity im Experiment ausgeführte Messvorschrift ist in Abb. 5.2 veranschaulicht. Das Projektil bewegt sich auf seiner Trajektorie s nach rechts durch die Staubwolke. Links hinter dem Projektil befindet sich die Cavity als Bereich ohne Targetpartikel, der durch die durchgezogene Linie umrandet ist. Diese markiert den Cavity-Rand, der als die gedachte Fläche gegeben ist, die durch die Mittelpunkte aller Targetpartikel verläuft, für die auf der kürzesten Verbindungslinie zur Projektiltrajektorie kein weiteres Targetpartikel mehr zu finden ist. Des Weiteren sind aufgrund der Körnigkeit der Targetwolke dabei nur die Targetpartikel zu berücksichtigen, die untereinander auch nächste Nachbarn sind, also nicht viel weiter als einen Interpartikelabstand b voneinander getrennt aufzufinden sind. Der Cavity-Radius definiert sich dann als der mittlere Abstand von der Trajektorie zum Cavity-Rand, wobei er mit der Trajektorie einen rechten Winkel einschließt.

Für eine feste Position auf der Trajektorie s kann nun der Cavity-Radius aus den Videodaten in jedem Frame mit dem Laufindex n bestimmt werden. Zu jedem Frame n gehört dann ein Zeitpunkt t_n und somit ein Cavity-Radius $r_c(t_n)$. In Abb. 5.2 ist durch die gestrichelte Linie eine weitere Cavity-Form gegeben, die zu einem früheren Zeitpunkt t_1 gehört, an dem sich das Projektil (auch gestrichelt) noch weiter links auf der Trajektorie s befand. Zu den zwei Cavity-Formen zu den Zeitpunkten t_1 und t_2 werden dann die Cavity-Radien $r_c(t_1)$ und $r_c(t_2)$ gemessen. Für eine Serie von Frames lässt sich somit die Zeitreihe des Cavity-Radius $r_c(t)$ für einen bestimmten

Punkt auf der Trajektorie erhalten. Die Zeitauflösung für die Zeitreihe ist aufgrund der Framerate der Kamera dabei auf $\Delta t = 10,3$ ms beschränkt.

Wie bereits erwähnt, wird das Projektil entlang der Trajektorie vom Wolkenrand zum Void hin abgebremst, weshalb die Projektilgeschwindigkeit v_p für zwei verschiedene Orte nicht gleich ist. Folglich liefert die Vermessung einer kompletten Projektiltrajektorie die zeitliche Evolution des Cavity-Radius für unterschiedliche Projektilgeschwindigkeiten.

Aufgrund der hohen Partikeldichte in den Bildern arbeitet eine automatisierte Partikelerkennung nicht zuverlässig. Deshalb werden die Positionen der Targetpartikel – und damit die des Cavity-Rands – von Hand in den Bildern bestimmt. Diese Methode ist sehr robust gegen die großen Intensitätsschwankungen im Bild, die erstens aufgrund der Struktur der Staubwolke (staubgefüllte Bereiche sowie staubfreie Bereiche außerhalb der Wolke und im Void) und zweitens wegen der inhomogenen Beleuchtung des Laserfächers auftreten. Eine weitere Methode, die es erlaubt, mit weniger Aufwand die Cavity zu vermessen, wird im Abschnitt 7.2 vorgestellt. Da deren Ergebnisse aber mit größeren Messunsicherheiten behaftet sind, wird sie an dieser Stelle bewusst nicht angewendet.

Der Cavity-Rand verläuft im Experiment nicht exakt symmetrisch zur Projektiltrajektorie. Dafür gibt es im Wesentlichen zwei Gründe: Zum einen sind einige Bereiche der Staubwolke nicht ganz statisch, sondern in ihnen strömen die Targetpartikel, und zwar insbesondere nach oben bzw. nach unten, verursacht durch die nicht vollständig kompensierte Gravitation. Zum anderen ist die Projektiltrajektorie aufgrund der elektrischen Feld- und Ionenwindkraft gekrümmt (siehe Abschnitt 4.2.2). Diese Krümmung führt zu einer unterschiedlichen Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetpartikel auf der Außen- und Innenkurve. Die Asymmetrie des Cavity-Rands wird bei der Vermessung berücksichtigt, indem der Cavity-Radius r_c als halber Durchmesser der Cavity bestimmt wird, also als Mittelwert des oberen und unteren Cavity-Radius.

5.1.2 Messergebnis

Die auf diese Weise gewonnenen Ergebnisse sind in Abb. 5.3 gezeigt. Dort ist der Cavity-Radius r_c in Einheiten des Interpartikelabstands b als Funktion der Zeit aufgetragen. Es sind drei Beispiele für verschiedene Mach-Zahlen $M_p = 3,5$ (durchgezogene Kurve), $M_p = 2,9$ (gestrichelte Kurve) und $M_p = 2,3$ (gepunktstrichelte Kurve) dargestellt. Die gestrichelte horizontale Linie markiert den halben Interpartikelabstand, also die Ruhelage der Cavity-Wand.

Der zeitliche Verlauf der Cavity stellt sich dabei wie folgt dar: Zum Zeitpunkt $t = 0$ s, wenn das Projektil die Position passiert, an der die zeitliche Entwicklung gemessen wird, beträgt der Cavity-Radius $\approx b/2$. Anschließend wächst er schnell an und erreicht nach einer Öffnungszeit $t_{\max} \approx 35$ ms sein Maximum (gestrichelte vertikale Linie). Das gilt für alle drei Kurven, unabhängig von der Mach-Zahl. Daraufhin nimmt der Cavity-Radius wieder ab, bis die Ruhelage bei $\approx b/2$ erreicht wird und die Cavity als wieder geschlossen gelten kann. Im

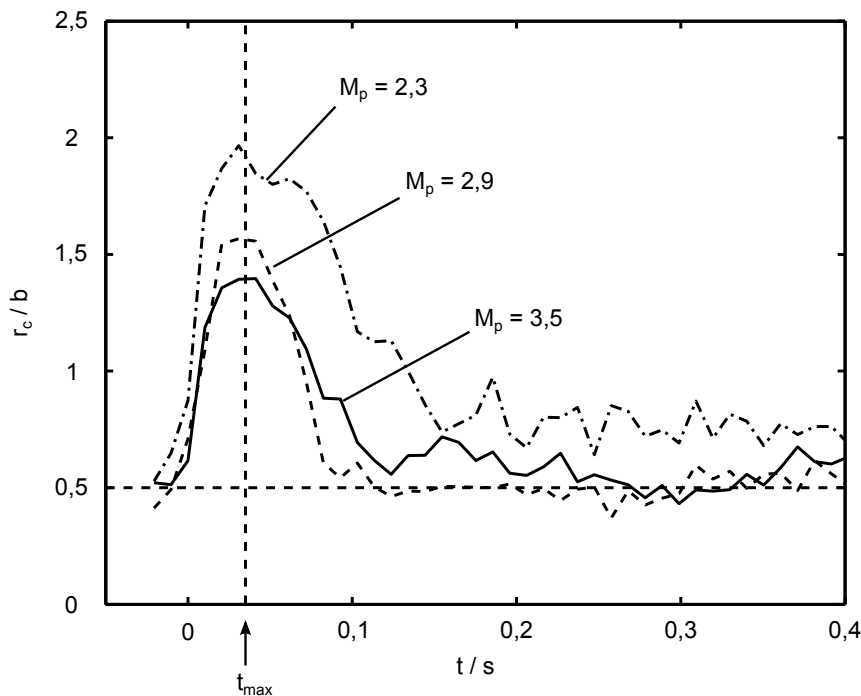


Abbildung 5.3: Drei typische Beispiele der Zeitentwicklung des Cavity-Radius für unterschiedliche Projektilgeschwindigkeiten. Die Zeit t_{\max} gibt den Zeitpunkt der maximalen Cavity-Öffnung an. Nach Ref. [156].

Gegensatz zum Öffnen, ist die Phase des Schließens nicht unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit. Insgesamt zeigt sich, dass mit sinkender Mach-Zahl, das Schließen länger andauert. Nach dem Schließen erfolgt in einigen Fällen eine leichte Oszillation, bei der es zu einem Überschwingen der Cavity-Wand kommt. Diese ist in den Videobildern als eine Kompression der Staubdichte sichtbar, bei der die Targetpartikel so dicht zusammengeschoben werden, dass sich einzelne Targetpartikel mit dem Auflösungsvermögen der Kamera nicht mehr unterscheiden lassen. Der wohl wichtigste Befund ist jedoch, dass der maximale Cavity-Radius $r_{c,\max}$ signifikant von der Projektilgeschwindigkeit v_p abhängt. Dabei ist festzustellen, dass $r_{c,\max}$ mit v_p abnimmt. Das heißt, obwohl die kinetische Energie des Projektils wächst, nimmt der verursachte Effekt – also die Verformung der Staubwolke – ab.

Zusammengefasst ergibt die Analyse der Zeitentwicklung der Cavity folgende Ergebnisse: Der maximale Cavity-Radius nimmt mit wachsender Projektilgeschwindigkeit ab, während die Cavity-Öffnung von dieser unabhängig immer innerhalb der gleichen Zeit erfolgt. Für den Schließvorgang kann hingegen keine Gesetzmäßigkeit gefunden werden, er erfolgt aber auf einer längeren Zeitskala als die Öffnung.

5.2 Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung

Im vorangestellten Abschnitt wurde die Zeitentwicklung der Cavity anhand eines typischen Projektils im Experiment vermessen, sodass nun mit den daraus resultie-

renden Erkenntnissen eine Modellierung der Cavity-Dynamik erfolgen kann. Dazu wird diese in zwei Teilprobleme zerlegt:

1. Einen initialen binären Stoß, bei dem Impuls vom Projektil auf das Targetpartikel übertragen wird, und
2. den elastischen Response der Targetwolke auf das Stoßereignis, d.h. die durch den Impulsübertrag verursachte Reaktion der Staubwolke.

Naturgemäß wird als Erstes die Modellierung des initialen Kraftstoßes vorgenommen, bevor anschließend der Response der Targetwolke mit einer physikalischen Modellvorstellung beschrieben werden soll.

Für die vorliegende Fragestellung zur Beschaffenheit der Wechselwirkung zwischen einem Projektil und den Partikeln der Targetwolke gibt es in der Physik eine Reihe von Analogien. Dabei kommen Systeme in Frage, in denen die Interaktion durch ein Potential $\propto 1/r$ bestimmt wird, z.B. das Gravitations- oder Coulomb-Potential. Die daraus resultierende Dynamik ist im Prinzip die gleiche, weist aber feine Unterschiede auf, die in der Natur der auftretenden Kräfte und der dadurch bedingten anziehenden bzw. abstoßenden Wechselwirkung begründet sind. Als Beispiel für die attraktive Wechselwirkung im Gravitationspotential sind die Sternensysteme zu nennen, deren Relaxationszeit nach dem Durchlaufen eines Sterns von Chandrasekhar [164] untersucht wurde. Die Berechnung des Energieübertrags vom Stern auf das stellare System erfolgt dabei, indem die Interaktion als Summe von Zweiteilchenstößen betrachtet wird. Im Gegensatz zu der rein attraktiven Gravitation können im elektrostatischen Potential sowohl anziehende als auch abstoßende Kräfte auftreten, bedingt durch die Vorzeichen der beteiligten Ladungen. Davon sind insbesondere dynamische Prozesse in der Plasmaphysik geprägt, z.B. die elektrische und thermische Leitfähigkeit eines vollständig ionisierten Gases. Bei dieser Fragestellung haben Cohen, Spitzer und Routly [165] die Interaktion zwischen den einzelnen geladenen Spezies untereinander studiert. Dazu haben sie einen statistischen Zugang über die Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten der Teilchen gewählt, ähnlich wie Chandrasekhar [166] in seinen weiterführenden Arbeiten zu Sternensystemen. Cohen *et al.* nehmen bei ihrer Betrachtung ein ruhendes Ion an, auf das die Elektronen zuströmen. Dabei wird die übertragene kinetischen Energie als Autokorrelation des elektrischen Feldes berechnet, unter der Annahme, dass die Elektronen sich auf geraden Bahnen am Ion vorbeibewegen. Dieser Problemstellungen verwandt ist die Modellierung der Ionenwindkraft (vgl. Kapitel 2.1.3), die in Gegenwart einer Ionenströmung in einem Plasma auf ein Staubpartikel wirkt [92]. Der Anteil der Ionenwindkraft, der durch die Streuung der Ionen im elektrischen Potential des Staubs verursacht wird, lässt sich mit dem Prinzip der Rutherford'schen Streuung [1] beschreiben. Allerdings ist die Wechselwirkung zwischen Staub und Ionen attraktiv, weil sich die Vorzeichen der Ladungen unterscheiden, während sie zwischen den positiv geladenen α -Teilchen und Atomkernen in den Rutherford'schen Streuexperimenten abstoßend ist. Aus diesem Grund hat die Streuung von α -Teilchen von

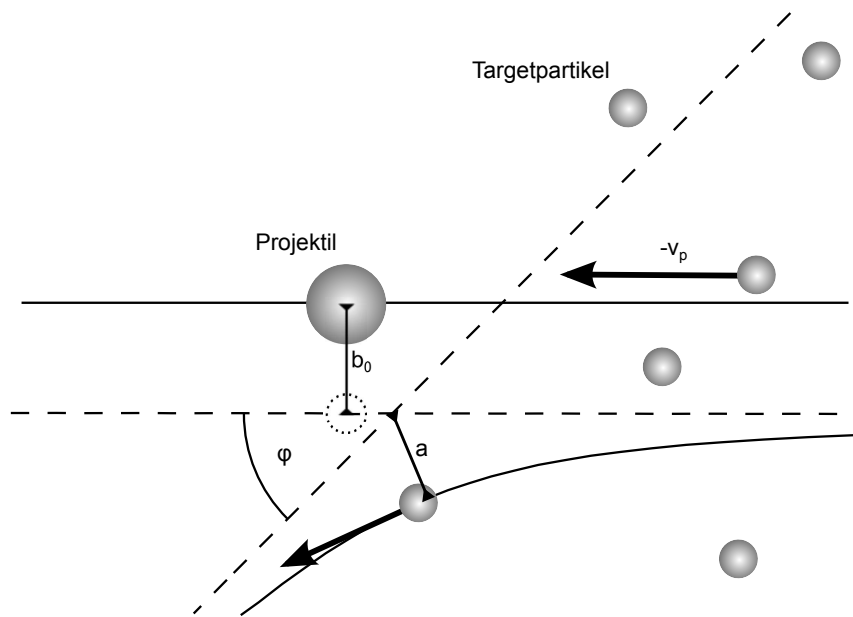


Abbildung 5.4: Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung im Referenzsystem des Projektils: Dieses ruht inmitten einer Strömung aus Targetpartikeln, die von rechts in das Bild hineinlaufen. Ein Targetpartikel bewegt sich im Coulomb-Potential auf einer Hyperbelbahn, mit dem Projektil im fernen Brennpunkt. Der Stoßparameter b_0 ist dabei durch den minimalen Abstand im Fall ohne Wechselwirkung gegeben.

den angeführten Beispielen die größte Ähnlichkeit mit der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung, bei der die Cavity offensichtlich ebenfalls durch abstoßende Kräfte erzeugt wird.

Die wesentlichen Aussagen der Rutherford'schen Streutheorie sind, dass der Ablenkwinkel φ der α -Teilchen durch das Potential des Atomkerns, den Stoßparameter b_0 und die ursprüngliche kinetische Energie E_0 der α -Teilchen bestimmt wird. Damit verknüpft ist der von Geiger und Marsden [163] im Experiment in einem Winkelbereich $\varphi \pm \Delta\varphi/2$ beobachtete Fluss der gestreuten α -Teilchen mit der Ladung q_α , und zwar über den differentiellen Streuquerschnitt $d\sigma/d\Omega = (q_\alpha q_K / 4\pi\epsilon_0 E_0)^2 \sin^{-4}(\varphi/2)$. Dadurch konnte gezeigt werden, dass die positive Ladung q_K im Atomkern vereint ist und dass dessen elektrisches Potential außerhalb des Kerns durch das Coulomb-Potential beschrieben wird.

5.2.1 Qualitative Modellierung

Der Streuvorgang

Als Nächstes soll nun eine qualitative Beschreibung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung erfolgen, auf der die sich anschließende quantitative Modellierung basieren wird. Wird der dabei auftretende Streuprozess im Schwerpunktsystem der zwei Stoßpartner betrachtet, dann folgt wegen der deutlich größeren Masse $m_p \approx 1,5 \times 10^{-11}$ kg des Projektils (vgl. Abschnitt 5.1) gegenüber $m_t = 6,9 \times 10^{-13}$ kg

des Targetpartikels für die reduzierte Masse $\mu = m_t m_p / (m_t + m_p) = 6,6 \times 10^{-13}$ kg, d.h. $\mu \approx m_t$. Folglich lässt sich die Relativbewegung des Stoßes zwischen Projektil und Targetpartikel in guter Näherung allein durch die Bewegung des Targetpartikels mit der Anfangsgeschwindigkeit $v_{t,0} = -v_p$ im Laborsystem des Projektils beschreiben.

Aus Sicht der Rutherford'schen Streutheorie [1] folgen die Targetpartikel einer Hyperbelbahn, welche in Abb. 5.4 für ein Teilchen beispielhaft als durchgezogene Linie dargestellt ist. Da sowohl die Targetpartikel als auch das Projektil negative Ladung tragen, herrscht zwischen ihnen eine abstoßende Kraft. Folglich befindet sich das Projektil im fernen Brennpunkt der Hyperbel. Damit einher geht eine Abnahme der Geschwindigkeit $v_t(s_t)$ bei Annäherung auf der Bahn s_t und ein Anwachsen, nachdem der Punkt nächster Annäherung passiert ist. Für die Energiebilanz im Schwerpunktsystem gilt $\mu v_t(s_t)^2/2 + E_{\text{pot}}(s_t) = \mu v_p^2/2$, wobei E_{pot} hier die Energie des Targetpartikels im Potential des Projektils ist.

Die Form der Hyperbelbahn und der damit verbundene Ablenkwinkel φ ist nach Ref. [1] durch $\cot(\varphi/2) = 2b_0/a$ gegeben, wobei $a = q_t q_p / 2\pi\epsilon_0 \mu v_p^2$ die reelle Halbachse der Hyperbel ist, die durch die Gesamtenergie des Zweiteilchensystems bestimmt ist. Da sich alle Targetpartikel mit der gleichen Geschwindigkeit $-v_p$ auf das Projektil zubewegen, ist auch die Halbachse a für alle Targetpartikel identisch, sodass der Ablenkwinkel φ allein vom Stoßparameter b_0 abhängt. Wegen $\cot(\varphi/2) = 2b_0/a$ folgt dann, dass der Ablenkwinkel φ mit wachsendem Stoßparameter abnimmt. Von daher werden die Stöße, die einen kleinen Stoßparameter aufweisen, als Großwinkelstöße und jene mit einem großen Stoßparameter als Kleinwinkelstöße bezeichnet.

Diese Einteilung in Groß- und Kleinwinkelstöße kann mithilfe des integralen Streuquerschnitts $\sigma = \pi b_0^2$ genauer quantifiziert werden. Dieser gibt die Fläche senkrecht zur Bahn an, durch die ein Targetpartikel sich im Unendlichen bewegen muss, um wenigstens um den Winkel φ abgelenkt zu werden. Als sinnvolle Grenze kann der Stoßparameter so gewählt werden, dass Großwinkelstöße mit einem Stoßparameter $b_0 \leq b_{\pi/2}$ zu Ablenkungen $\varphi \geq \pi/2$ und Kleinwinkelstöße mit $b_0 > b_{\pi/2}$ zu einer kleineren Streuung führen. Analog zur Streuung von Ionen an Staub ist dieser Stoßparameter der Coulomb-Radius (2.14), der im vorliegenden Fall durch

$$b_{\pi/2} = r_C = \frac{q_t q_p}{4\pi\epsilon_0 \mu v_p^2} \quad (5.1)$$

gegeben ist.

Bahnbewegung der Targetpartikel

Nun soll die Bahn der Targetpartikel im Kontext der Staubwolke qualitativ betrachtet werden. In Abb. 5.4 bewegt sich die Strömung aus Targetpartikeln mit der Geschwindigkeit $-v_p$ von rechts kommend auf das Projektil zu. Die zwischen ihnen wirkende abstoßende elektrische Kraft \vec{F}_{el} kann solange vernachlässigt werden, wie die Targetpartikel sich in einem großen Abstand zum Projektil befinden. Das liegt erstens daran, dass das umgebende Plasma zu einer Abschirmung der Ladungen führt, sodass im Gegensatz zum α -Teilchen-Experiment die Streuung nicht in

einem Coulomb- sondern einem Debye-Hückel-Potential (siehe Kapitel 2.1) stattfindet. Zweitens bilden die Targetpartikel aber insbesondere eine kollektive Strömung, denn die Staubdichte in der Targetwolke ist so groß, dass die Targetpartikel aufgrund ihrer eigenen elektrischen Ladungen miteinander wechselwirken. Die Summe der dabei auftretenden Kräfte überwiegt die des Projektils bei größerem Abstand.

Im Laufe der Annäherung an das Projektil gewinnt dessen elektrostatische Kraft auf die Targetpartikel an Bedeutung und lenkt diese schließlich gemäß dem Stoßmodell von Rutherford auf eine Hyperbelbahn, deren Verlauf (wie gerade diskutiert) signifikant vom Stoßparameter b_0 abhängt. Für die Formung einer Cavity hinter dem Projektil bedeutet das, dass die Bahnen der Targetpartikel mit kleinem Stoßparameter die der Bahnen von Partikeln mit großem Stoßparameter schneiden und damit weiter von der Projektiltrajektorie weggestoßen werden. Der Cavity-Rand, welcher letztendlich die für das Auge sichtbare Cavity-Form bildet, wird also von den Targetpartikel gebildet, deren Hyperbelbahnen am dichtesten an der Projektiltrajektorie bleiben. Es sind somit die Kleinwinkelstöße, welche die Cavity-Form bestimmen.

Der nun folgende weitere Ablauf unterscheidet sich grundlegend von Rutherfords Beschreibung der Streuung von α -Teilchen an Goldatomkernen. Im Gegensatz zu diesen unterliegen die Targetpartikel noch zwei weiteren Einflüssen, die mit wachsendem Abstand zum Projektil dominant werden. Einerseits sorgt die Reibung am Neutralgas für eine erhebliche Abbremsung und andererseits laufen die gestreuten Targetpartikel gegen den Teil der Staubwolke an, der aufgrund der Abschirmung durch Plasma und Staubpartikel von dem Projektil unbeeinflusst bleibt. Im Gegensatz zu den α -Teilchen verschwinden die Targetpartikel also nicht im Unendlichen, sondern dringen nur eine begrenzte Strecke in die Staubwolke ein, bis der gesamte vom Projektil übertragene Impuls aufgebraucht ist. Diesen verlieren sie dabei durch Gasreibung und den elektrostatischen Druck, welcher in der Staubwolke wegen der Summe der abstoßenden elektrischen Kräfte zwischen den Targetpartikeln herrscht [167]. Dieser drängt die Targetpartikel anschließend wieder zurück in den freigeräumten Bereich, sodass die Cavity sich schließt. Dabei verläuft das Schließen wie ein geordneter Rückzug, d.h., es kommt nicht wie beim Öffnungsvorgang der Cavity zu einer weiteren Vermischung der Targetwolke.

Bedeutung der Groß- und Kleinwinkelstöße

Das Verfolgen der Bahnen der gestreuten Targetpartikel über die gesamte Evolution der Cavity, also vom Öffnen bis zum Schließen, zeigt einen weiteren gewichtigen Unterschied für die zwei Typen von Stößen im Kontext der Cavity-Dynamik. Die Targetpartikel, die einen Kleinwinkelstoß erfahren, werden nur wenig ausgelenkt, bilden den Cavity-Rand und kehren folglich an der Front in den freien Raum beim Schließen zurück. Sie führen also zu einer elastischen Deformation der Targetwolke. Bei Großwinkelstößen jedoch dringen die Targetpartikel in die Staubwolke ein, sodass sich ihre relative Position zu den anderen Staubpartikeln verändert. Das verhindert beim Schließen der Cavity, dass sie in ihre ursprüngliche Lage zurückkehren, d.h., sie tragen zu einer plastischen Deformation der Wolke bei.

Tabelle 5.1: Coulomb-Radien eines einzelnen PMMA-Partikels und eines aus drei Partikeln zusammengesetzten Agglomerats für verschiedene Mach-Zahlen.

| M_p | | 2 | 4 | 6 | 8 | 10 |
|--------------------|-------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Agglomerat | $r_C/\mu\text{m}$ | 105,9 | 26,47 | 11,77 | 6,62 | 4,24 |
| | r_C/b | 0,29 | 0,07 | 0,03 | 0,02 | 0,01 |
| | r_C/r_p | 5,29 | 1,32 | 0,59 | 0,33 | 0,21 |
| einzelnes Partikel | $r_C/\mu\text{m}$ | 38,1 | 9,54 | 4,24 | 2,38 | 1,52 |
| | r_C/b | 0,103 | 0,026 | 0,011 | 0,006 | 0,004 |
| | $r_C/r_{p,e}$ | 3,8 | 0,95 | 0,42 | 0,24 | 0,15 |

Abschließend soll noch kurz die Bedeutung des Anteils der Großwinkelstöße beim Streuprozess betrachtet werden. Die Wahrscheinlichkeit eines Großwinkelstoßes nimmt mit dem Wirkungsquerschnitt σ_C ab, also mit $r_C^2 \propto v_p^{-4}$. Der Coulomb-Radius und damit die Wahrscheinlichkeit für einen Großwinkelstoß hängt nach (5.1) signifikant von der Projektilgeschwindigkeit ab. Das veranschaulicht Tab. 5.1, in der für einige Mach-Zahlen des Projektils die Coulomb-Radien notiert sind. Dabei zeigt sich, dass der Coulomb-Radius bei $M_p = 2$, also einem langsamen transsonischen Projektil, für ein Agglomerat aus drei PMMA-Partikeln nur 29% des Interpartikelabstands beträgt, d.h., selbst aus der nächsten Nachbarschaft des Projektils trägt nur ein Bruchteil der Targetpartikel zur plastischen Deformation bei. Zudem kann der Tabelle entnommen werden, dass bereits ab einer Geschwindigkeit von $M_p = 6$ der Coulomb-Radius kleiner als der Radius des Agglomerats wird, der sich zu $r_p \approx 2r_{\text{PMMA}}$ abschätzen lässt. In diesem Fall ist ein Coulomb-Stoß also nicht mehr möglich, sodass der geometrische Wirkungsquerschnitt berücksichtigt werden muss. Für ein einzelnes PMMA-Partikel beträgt der Coulomb-Radius etwa 10% des Interpartikelabstands $b = 370 \mu\text{m}$ bereits bei einer Mach-Zahl $M_p = 2$ und er unterschreitet den Partikelradius $r_{\text{PMMA}} = 10 \mu\text{m}$ bei $M_p = 4$. Das erklärt den geringen Effekt eines Projektils auf die Staubwolke, das kein Agglomerat darstellt.

Darüber hinaus kann aus der Betrachtung die Wahrscheinlichkeit abgeleitet werden, mit der ein Großwinkelstoß auftritt, wie er im Kapitel 4.4 beobachtet wird. Die Wahrscheinlichkeit ist durch $w = \pi r_C^2 n_d \Delta s$ gegeben. [1] Dabei ist Δs die Strecke, um die sich das Projektil während der Aufnahme eines Videobilds durch die Targetwolke bewegt. Mit der Framerate $1/\Delta t$ der Kamera und $\Delta s = v_p \Delta t$ folgt dann, dass ein Großwinkelstoß für ein einzelnes PMMA-Partikel mit $M_p = 2$ mit einer Wahrscheinlichkeit $w \approx 4 \times 10^{-2}$ auftritt. Um diesen Stoß dann auch im Experiment beobachten zu können, muss er zusätzlich in der Beobachtungsebene der Kamera stattfinden, wie bereits im Abschnitt 4.4 diskutiert wurde.

Es bleibt festzuhalten, dass mithilfe der Rutherford'schen Streutheorie eine qualitative Beschreibung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung möglich ist, welche die Ursache der Cavity-Öffnung durch einen Stoß im elektrostatischen Potential veranschaulicht. Demnach wird der Cavity-Rand durch die Targetpartikel bestimmt, die mit dem Projektil einen Kleinwinkelstoß ausführen. Diese zeichnen sich also durch einen großen Stoßparameter b_0 aus und tragen zur elastischen Deformation der Tar-

getwolke durch das Projektil bei. Der Response der Targetwolke allerdings, der sich an den Stoß anschließt, kann nicht mithilfe der Rutherford'schen Streutheorie beschrieben werden. Das liegt daran, dass sich hier der Prozess aufgrund der kollektiven Wechselwirkung innerhalb der Targetwolke deutlich von dem im Partikelstrahl der α -Teilchen unterscheidet. Die Umsetzung dieser Resultate in eine quantitative Modellierung ist Bestandteil der folgenden zwei Abschnitte.

5.2.2 Das Stoßmodell

In diesem Abschnitt soll zunächst ein Stoßmodell entwickelt werden, das die Expansionsgeschwindigkeit v_{exp} der Cavity-Wand liefert. Mit dieser ist der anschließende Response der Targetwolke verknüpft, dessen quantitative Beschreibung im Abschnitt 5.2.3 als zweiter Teil der Modellierung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung folgen wird.

Sollen bei der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung Stoß und Response voneinander getrennt behandelt werden, muss streng genommen der Impulsübertrag vom Projektil auf die Targetpartikel abgeschlossen sein, bevor die Cavity sich zu öffnen beginnt. Im vorigen Abschnitt wurde gefolgert, dass der Cavity-Rand durch die elastische Deformation der Targetwolke bestimmt wird, weshalb angenommen werden kann, dass die Cavity etwa mit der Schallgeschwindigkeit c_0 expandiert. Damit der initiale Kraftstoß auf einer kleineren Zeitskala stattfinden kann als die resultierende Cavity-Expansion, muss sich das Projektil mit Überschallgeschwindigkeit $M_p > 1$ bewegen. Diese Voraussetzung soll für die Modellierung im Weiteren gefordert werden. Die daraus resultierenden Ergebnisse und Folgerungen besitzen also nur für Cavities Gültigkeit, die durch trans- und hypersonische Projektile erzeugt werden.

Weitergehend sei die Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung zur Vereinfachung auf einen binären Stoß zwischen dem Projektil selbst und einem einzelnen Targetpartikel reduziert, welches Bestandteil der Cavity-Wand ist. Zur Veranschaulichung der im Folgenden entwickelten Vorstellung ist Abb. 5.5 gegeben, in der sich das Projektil im Zentrum befindet und die Wechselwirkung weiterhin im Referenzsystem des Projektils betrachtet wird. Das Projektil wird von einem Targetpartikel von rechts mit der Geschwindigkeit $-v_p$ passiert, wobei beide einen Zweiteilchenstoß ausführen. Dieser kann aufgrund der Kugelsymmetrie als zweidimensionales Problem beschrieben werden.

Die Wechselwirkung ist durch die abstoßende elektrische Kraft \vec{F}_{el} bestimmt. Der übertragene Impuls $\Delta\vec{p}$ lässt sich dann durch das Integral über die Zeit, in der diese Kraft wirkt, ausdrücken:

$$\Delta\vec{p} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}_{\text{el}}(t) \, dt. \quad (5.2)$$

An sich ist die Reichweite der elektrischen Kraft und somit auch die Wechselwirkungszeit, welche die Grenzen des Integrals bestimmt, unendlich. Allerdings hat das unbestimmte Integral über eine Kraft, die $\propto r^{-2}$ ist, keine konvergente Lösung, sondern divergiert logarithmisch. [165] Um für $\Delta\vec{p}$ trotzdem eine endliche Lösung finden zu können, muss die Integration bei einer sinnvollen Grenze abgeschnitten

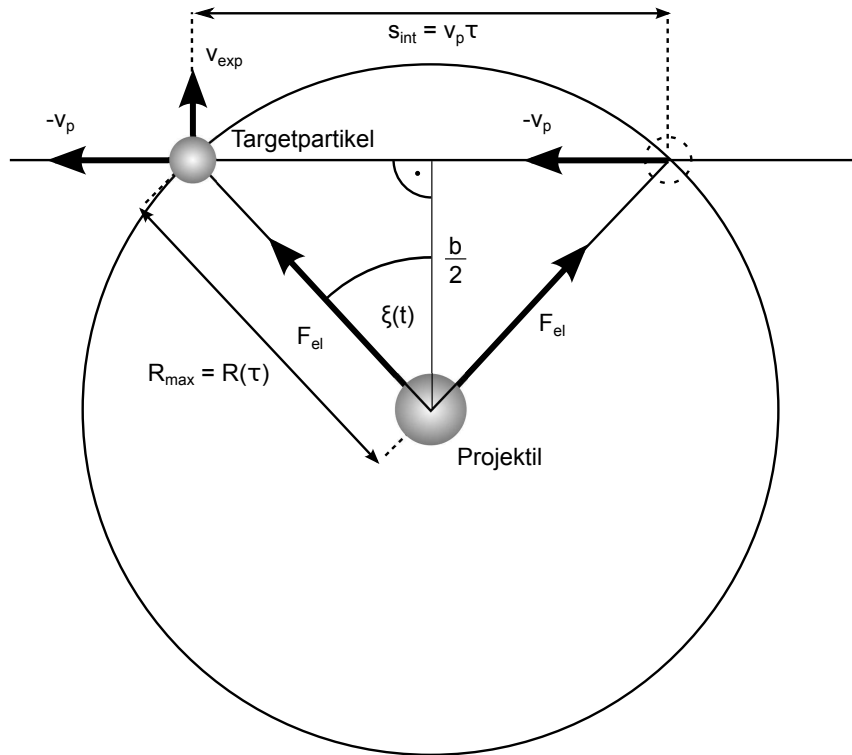


Abbildung 5.5: Veranschaulichung des Impulsübertrags während des Stoßes im Referenzsystem des Projektils. Die Wechselwirkung ist beschränkt auf eine feste Sphäre, innerhalb welcher die elektrische Kraft abstoßend wirkt. Das Targetpartikel bewegt sich dabei während des gesamten Stoßes mit einem Stoßparameter $b_0 = b/2$ geradlinig am Projektil vorbei. Nach Ref. [156].

werden. Für diese wird üblicherweise die Debye-Länge gewählt, wie sie bei Bohm und Aller [168] diskutiert und auch von Spitzer [165] verwendet wird. Die Reichweite der abstoßenden Kraft wird also auf eine Sphäre mit dem Radius R_{max} limitiert (siehe Abb. 5.5), dessen konkrete Wahl im Kontext der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung zu einem späteren Zeitpunkt geklärt werden soll.

Verbunden mit der Wechselwirkungssphäre ist eine endliche Interaktionsstrecke s_{int} . Die oben getroffene Annahme, dass für die Projektilgeschwindigkeit $M_p > 1$ gilt, erlaubt es, die Bahn des Targetpartikels während des gesamten Stoßes als geradlinig zu betrachten, so wie in Abb. 5.5 dargestellt. Diese ist die Sehne, die von der Trajektorie s_t des Targetpartikels und der Wechselwirkungssphäre gebildet wird. Das heißt, das Projektil folgt nicht wie im Rutherford-Modell einer Hyperbel, sondern setzt sich im Stoßmodell aus zwei Geradenstücken zusammen, ähnlich wie bei Cohen, Spitzer und Routly [165].

Wird die Projektilgeschwindigkeit v_p während des Stoßes als konstant angenommen, also die Abbremsung durch Neutralgasreibung vernachlässigt, gilt $s_{\text{int}} = v_p \tau$, wobei τ die Wechselwirkungszeit ist. Mit dieser lässt sich (5.2) als

$$\Delta \vec{p} = \int_0^{\tau} \vec{F}_{\text{el}}(t) dt \quad (5.3)$$

schreiben. Die Expansionsgeschwindigkeit der Cavity ist durch $v_{\text{exp}} = \Delta p / m_t$ mit (5.3) verknüpft. Wegen $\tau \propto v_p^{-1}$ und $\Delta p \propto \tau$ gilt dann weiter, dass der Impulsübertrag $\Delta p \propto v_p^{-1}$ ist. Das aufgestellte Integral (5.3) besagt also, dass die Expansionsgeschwindigkeit der Cavity umgekehrt proportional zur Projektilgeschwindigkeit ist, also $v_{\text{exp}} \propto v_p^{-1}$ gilt.

Da die Bewegung des Targetpartikels während des Stoßes als geradlinig angenommen wird, bildet die Mittelsenkrechte der Sehne s_{int} eine Symmetrieachse für die Kraft \vec{F}_{el} . Folglich egalieren sich die Komponenten, die parallel zur Trajektorie wirken. Somit bleibt als resultierende Kraft für den Stoß nur die senkrechte Komponente $F_{\perp} = F_{\text{el}} \cdot \cos \xi$, wobei der Winkel ξ von der Verbindungslinie zwischen Targetpartikel und Projektil und der Mittelsenkrechten eingeschlossen wird (siehe Abb. 5.5). Aufgrund der Bewegung des Targetpartikels ist er von der Zeit abhängig. Damit lässt sich (5.3) zu

$$\Delta p = \int_0^{\tau} \cos \xi(t) F_{\text{el}}(t) dt \quad (5.4)$$

umschreiben.

Die elektrische Kraft $F_{\text{el}}(t)$ zwischen Projektil und Targetpartikel ergibt sich aus dem Gradienten des elektrischen Potentials, das durch das Debye-Hückel-Potential (2.2) beschrieben wird. Im konkreten Fall der Projektil-Targetpartikel-Wechselwirkung lautet es

$$\phi[R(t)] = \frac{q_t q_p}{4\pi \varepsilon_0} \frac{1}{R(t)} \exp \left[-\frac{R(t)}{\lambda_{\text{D,S}}} \right]. \quad (5.5)$$

Aus (5.5) folgt

$$F_{\text{el}}(t) = \frac{q_t q_p}{4\pi \varepsilon_0} \left[\frac{1}{R(t)} + \frac{1}{\lambda_{\text{D,S}}} \right] \frac{1}{R(t)} \exp \left[-\frac{R(t)}{\lambda_{\text{D,S}}} \right] \quad (5.6)$$

für die elektrische Kraft. Der zur Berechnung von $F_{\text{el}}(t)$ noch fehlende zeitabhängige Abstand zwischen Projektil und Targetpartikel lässt sich mithilfe elementarer geometrischer Betrachtungen¹ in Abb. 5.5 durch

$$R(t) = \sqrt{R_{\text{max}}^2 + v_p^2 t(t - \tau)} \quad (5.7)$$

¹Kosinussatz und Satz des Pythagoras

angeben und stellt damit die Parametrisierung der Strecke s_{int} durch die Zeit t dar. Der Abstand $R(t)$ ist also abhängig von der Wahl der Wechselwirkungssphäre mit dem Radius R_{max} , der Projektilgeschwindigkeit v_p und dem Stoßparameter b_0 .

Mit dieser Modellierung des Impulsübertrags vom Projektil auf ein einzelnes Targetpartikel kann nun berechnet werden, mit welcher Startgeschwindigkeit v_{exp} die Cavity zu expandieren beginnt. Somit ist eine quantitative Beschreibung des initialen Kraftstoßes der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung vorgenommen worden. Diese liefert den Energieeintrag pro Targetpartikel durch das Projektil. Damit kann im folgenden Abschnitt die Reaktion der Staubwolke auf das Stoßereignis quantitativ studiert werden.

5.2.3 Der elastische Response der Targetwolke

Wie im Abschnitt 5.2 diskutiert, ist die Form der Cavity durch die Targetpartikel bestimmt, die aufgrund von Kleinwinkelstößen zur elastischen Deformation der Staubwolke beitragen. Folglich soll der Response der Targetwolke als eine elastische Schwingung betrachtet werden. Dazu wird im Weiteren ein einzelnes Targetpartikel betrachtet, das Bestandteil der expandierenden Cavity-Wand ist. Dieses soll als Teil eines Masse-Feder-Systems betrachtet werden, bei dem es selbst die träge Masse m_t darstellt und die Feder durch die elektrostatischen Kräfte zwischen ihm und anderen Targetpartikeln repräsentiert wird. Folglich ist die Federkonstante D das Resultat eines komplexen Netzwerkes zahlreicher Federn zwischen den einzelnen Targetpartikeln und somit im Experiment nicht einfach zugänglich. Die äußere Falle, die durch das elektrische Feld der Entladung gegeben ist, hält dieses Netzwerk zusammen und sorgt für eine globale Vorspannung des Federsystems.

Um trotz der sehr komplexen Natur der Federkonstante einen Zugang zu der elastischen Schwingung zu erhalten, wird der Ort r_c des einzelnen Targetpartikels mit dem Hook'schen Gesetz $m_t \ddot{r}_c = -Dr_c$ beschrieben. Da ein staubiges Plasma bei Gasdrücken von $p \gtrsim 10$ Pa ein dissipatives Medium darstellt, muss in der Differentialgleichung noch die Gasreibung $-\beta_t \dot{r}_c$ berücksichtigt werden. Diese Differentialgleichung

$$m_d \ddot{r}_c + \beta_t \dot{r}_c + Dr_c = 0 \quad (5.8)$$

beschreibt den gedämpften harmonischen Oszillator. Ihre Lösung

$$r_c(t) = \frac{v_{\text{exp}}}{\alpha} \exp\left(-\frac{\beta_t t}{2}\right) \sin(\alpha t) + \frac{b}{2} \quad (5.9)$$

kann Lehrbüchern [169] entnommen werden. Dabei ist v_{exp} die Startgeschwindigkeit des Oszillators und somit die Expansionsgeschwindigkeit der Cavity, die beim Stoß vom Projektil auf das einzelne Targetpartikel übertragen wird. Weiter ist $\alpha = (\omega_0^2 - \beta_t^2/4)^{1/2}$ die Kreisfrequenz des gedämpften harmonischen Oszillators, welche gegenüber der Kreisfrequenz ω_0 des ungedämpften Falls mit wachsendem Epstein-Koeffizienten β_t abnimmt. Als Ruhelage der schwingenden Cavity-Wand wird der halbe Interpartikelabstand $b/2$ gewählt, um eine Übereinstimmung mit

dem Experiment zu gewährleisten, in dem sich diese Ruhelage messtechnisch aus Symmetriegründen ergibt (vgl. Abschnitt 5.1.2).

Das Verhalten des gedämpften harmonischen Oszillators lässt drei Fallunterscheidungen zu und ist bestimmt durch das Verhältnis von β_t zu ω_0 : Ist $\beta_t < 2\omega_0$, beschreibt (5.9) eine gedämpfte Schwingung, die für $\beta_t \rightarrow 0$ in einen gewöhnlichen harmonischen Schwingungsverlauf übergeht. Gilt $\beta_t > 2\omega_0$, ist die Schwingung überdämpft (auch Kriechfall genannt) und α wird zu einer komplexen Zahl. Für den dritten Fall der kritischen Dämpfungen $\beta_t = 2\omega_0$ ergibt die Grenzwertbetrachtung $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \sin(\alpha t)/\alpha = t$, sodass (5.9) durch $r_c = v_{\text{exp}} \exp(-\beta_t t/2)t + b/2$ beschrieben wird.

Die Öffnungszeit des gedämpften harmonischen Oszillators bestimmt sich aus (5.9) zu

$$t_{\text{max}} = \frac{1}{\alpha} \arctan \frac{2\alpha}{\beta_t}, \quad (5.10)$$

d.h., sie hängt nur von der Neutralgasreibung und der Kreisfrequenz ω_0 des ungedämpften harmonischen Oszillators ab, nicht aber von der Expansionsgeschwindigkeit v_{exp} der Cavity. Somit ist sie allein von den Eigenschaften des staubigen Plasmas, nicht aber von denen des Projektils bestimmt. Dieses Ergebnis stimmt mit der Beobachtung im Abschnitt 5.1 überein, dass die maximale Öffnung der Cavity nach einer festen Zeit t_{max} eintritt.

Das erstmalige Erreichen der Ruhelage nach dem Zeitpunkt maximaler Öffnung erfolgt nach der Schließzeit $t_s = T/2 - t_{\text{max}} = \pi/\alpha - t_{\text{max}}$, wobei T die Periodendauer des gedämpften harmonischen Oszillators ist. Mit (5.10) gilt also $t_s = [\pi - \arctan(2\alpha/\beta_t)]/\alpha$ und somit $t_s > \pi/2\alpha$ für $\beta_t > 0$. Das heißt, die Schließzeit t_s ist größer als ein Viertel der Periodendauer und damit auch größer als die Öffnungszeit. Für den Fall kritischer Dämpfung gilt statt (5.10) für die Öffnungszeit $t_{\text{max}} = 2/\beta_t$ und weiter, dass $t_s \rightarrow \infty$. Für den gedämpften harmonischen Oszillator gilt also $t_{\text{max}} < t_s$, was ebenfalls im Experiment beobachtet wird.

Die Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung kann also für die Annahme, dass das Projektil sich mit Überschallgeschwindigkeit durch die Targetwolke bewegt, durch eine Zweiteilung in einen initialen Kraftstoß und den sich anschließenden elastischen Response modelliert werden. Dabei lässt sich der initiale Kraftstoß, der die Ursache für die Entstehung der Cavity ist, in Analogie zur Rutherford-Streuung beschreiben, mit dem Unterschied, dass nicht der Ablenkwinkel der Targetpartikel, sondern der auf diese vom Projektil übertragene Impuls gesucht wird. Das Ergebnis dieses Stoßmodells ist, dass die Expansionsgeschwindigkeit der Cavity umgekehrt proportional zur Projektilgeschwindigkeit ist und sich auf die mit der Projektilgeschwindigkeit abnehmende Wechselwirkungszeit zurückführen lässt. Der Response der Targetwolke auf den Stoß ist durch das kollektive Verhalten der Targetpartikel bestimmt. Die Zeitentwicklung der Cavity-Wand wird dabei als gedämpfter harmonischer Oszillator beschrieben (GHO-Modell), dessen Anfangsgeschwindigkeit v_{exp} die Verknüpfung mit dem Stoßmodell darstellt. Die Zeit, bis der gedämpfte harmonische Oszillator sein Maximum erreicht, ist dabei nur von der dissipativen und elastischen Eigenschaft der Targetwolke abhängig, während die vom Projektil übertragene Anfangsgeschwindigkeit keine Rolle spielt. Weitergehend gilt für den ge-

dämpften harmonischen Oszillator, dass die Öffnungszeit kleiner als die Schließzeit ist.

5.3 Vergleich mit dem Experiment

Gegenstand dieses Abschnitts soll der Vergleich der soeben entwickelten Modellierung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung mit den experimentellen Befunden sein. Dabei macht die nur ungenau bekannte Projektilladung eine umgekehrte Vorgehensweise erforderlich: Zunächst wird untersucht, ob der Response der Targetwolke auf den Durchgang des Projektils durch das GHO-Modell beschrieben werden kann. Dabei lässt sich die Expansionsgeschwindigkeit v_{exp} der Cavity bestimmen, welche anschließend mit dem Ergebnis des Stoßmodells für eine abgeschätzte Projektilladung verglichen werden kann.

5.3.1 Das Modell des gedämpften harmonischen Oszillators

Die Reaktion der Staubwolke auf den Stoß mit dem Projektil ist die Cavity selbst, sodass der zeitliche Verlauf des Cavity-Radius mit dem GHO-Modell zu vergleichen ist. Ein typisches Beispiel für die Zeitentwicklung der Cavity ist in Abb. 5.6 gezeigt, in welcher der gemessene Cavity-Radius r_c durch Kreise dargestellt ist. Die gestrichelte horizontale Linie markiert den halben Interpartikelabstand $b/2$, welcher der Ruhelage der Targetpartikel entspricht, die die Cavity-Wand bilden. Die gestrichelte senkrechte Linie kennzeichnet den Zeitpunkt $t = 0$ s, zu dem erstens die Cavity sich zu öffnen beginnt und zweitens das Projektil die Position, an welcher der Cavity-Verlauf gemessen wurde, mit einer Geschwindigkeit $M_p = 3,0$ passiert. Weiter sind durch Fehlerbalken die Fehler des Mittelwerts für zwei Messpunkte gegeben.

An die Messdaten ist der mit (5.9) gegebene Verlauf des gedämpften harmonischen Oszillators als Ausgleichskurve angepasst und als durchgezogene Linie dargestellt. Als variable Parameter werden die Expansionsgeschwindigkeit v_{exp} und die Kreisfrequenz ω_0 bei der Anpassung zugelassen. Letztere ist, wie im Abschnitt 5.2.3 diskutiert, schwer zugänglich. Dagegen wird der Epstein-Koeffizient fest gewählt, da er sich für die sphärischen Targetpartikel nach (3.3) bestimmen lässt. Für $d_t = 9,55 \mu\text{m}$ und einen Gasdruck $p = 30$ Pa ergibt sich eine Reibungsfrequenz $\beta_t = 33,5 \text{ s}^{-1}$.

Die so an die Zeitentwicklung des Cavity-Radius angepasste Kurve des gedämpften harmonischen Oszillators zeigt in Abb. 5.6 eine gute Übereinstimmung vom Öffnen der Cavity bis zum Schließen. Danach kommt es zu einer leichten Abweichung: Das Modell weist einen Überschwinger auf, welchen die in der Grafik dargestellten Messdaten nicht zeigen. Diese Abweichung kann damit erklärt werden, dass beim Schließen der Cavity die einander gegenüberliegenden Wände sich immer näher kommen, bis letztendlich die dadurch auftretenden zusätzlichen elektrischen Kräfte nicht weiter vernachlässigt werden können. Dadurch bremsen sich die Cavity-Wände gegenseitig ab. Das Erreichen der Ruhelage tritt zum einen verspätet ein und zum anderen wird ein Überschwingen abgedämpft oder gar unterdrückt. Im Bild des gedämpften harmonischen Oszillators bedeutet das, dass sich seine Federkonstante zum

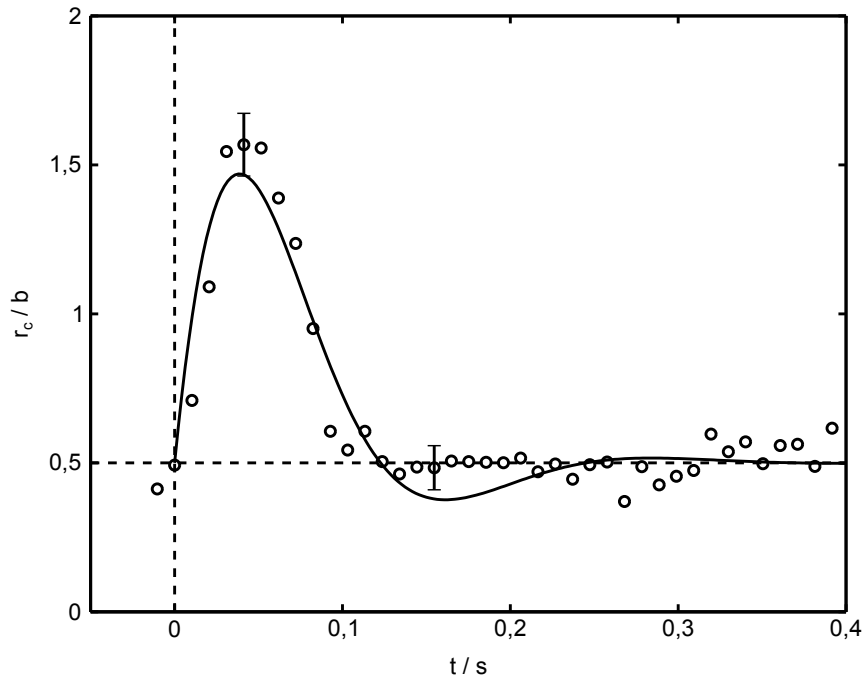


Abbildung 5.6: Zeitentwicklung der Cavity-Dynamik für eine Projektilgeschwindigkeit $M_p = 3,0$. Durch Kreise sind die Messdaten gegeben, die durchgezogene Linie ist die angepasste Funktion des gedämpften harmonischen Oszillators. Nach Ref. [156].

Ende der ersten Halbwelle hin ändert. Tatsächlich kann in einigen Fällen der im Modell sichtbare Überschinger in Form einer Kompression der Staubdichte nach dem Schließen der Cavity auch im Experiment beobachtet werden. Aufgrund der räumlichen Auflösung lässt er sich aber nur als eine stark erhöhte Belichtungsintensität am Ort der Projektiltrajektorie feststellen, jedoch nicht zuverlässig quantifizieren.

Die Anpassung der Ausgleichskurve (5.9) an die Messdaten in Abb. 5.6 liefert für die Expansionsgeschwindigkeit $v_{\text{exp}} = 21 \text{ mm/s}$, was bedeutet, dass das Öffnen der Cavity mit leichter Überschallgeschwindigkeit einsetzt. Die Kreisfrequenz des ungedämpften Systems bestimmt sich zu $\omega_0 = 30,6 \text{ s}^{-1}$. Diese ist über (5.10) mit einer Öffnungszeit der Cavity $t_{\text{max}} = 38,7 \text{ ms}$ verbunden und stellt mit einer Abweichung von $\Delta t_{\text{max}} = 10 \%$ eine gute Übereinstimmung mit der in Abschnitt 5.1 direkt aus den Cavity-Verläufen abgelesenen Zeit dar.

Projektile als Diagnostik elastischer Eigenschaften

Im Bild des elastischen Responses repräsentiert die Federkonstante D des gedämpften harmonischen Oszillators eine globale elastische Eigenschaft der Staubwolke. Demzufolge sollte sie nicht von der Geschwindigkeit des Projektils abhängen, die entlang der Trajektorie abnimmt. Eine Änderung wäre lediglich mit dem Ort in der Staubwolke zu erwarten, da Staubdichte und -ladung in der Wolke nicht konstant sein müssen. Folglich muss auch die Kreisfrequenz ω_0 unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit sein, weil sie mit der Federkonstante über $D = m_t/\omega_0^2$ verknüpft ist.

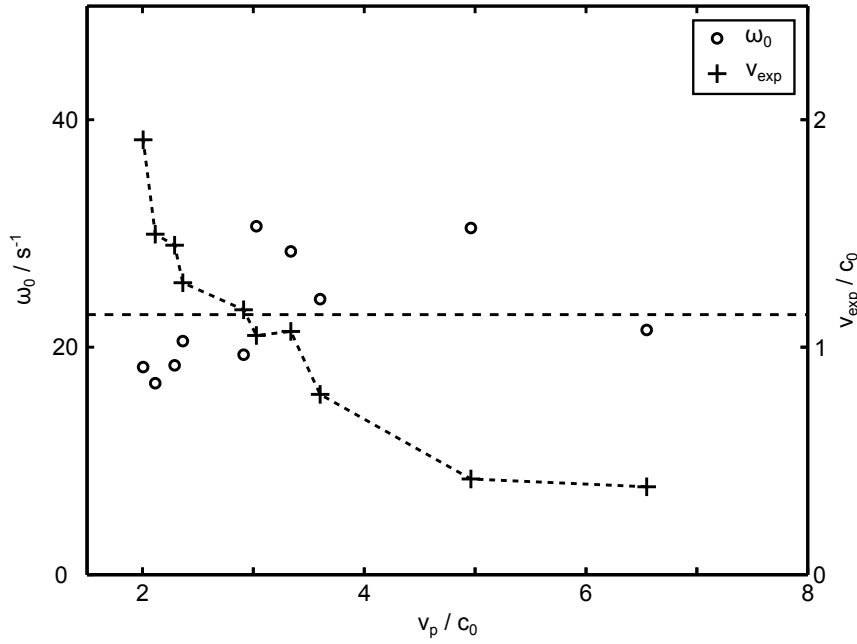


Abbildung 5.7: Ergebnisse aus einer Serie von Anpassungen des GHO-Modells an die Messdaten für verschiedene Projektilgeschwindigkeiten. Auf der linken Ordinate sind die gefundenen Kreisfrequenzen aufgetragen (Kreise) und auf der rechten die Expansionsgeschwindigkeiten der Cavity (Kreuze). Nach Ref. [156].

Um diese These zu prüfen, ist in Abb. 5.7 die Kreisfrequenz ω_0 in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit v_p aufgetragen und durch Kreise dargestellt. Dabei wurde jeder Messpunkt durch die Anpassung von (5.9) bestimmt, so wie eben beschrieben. Aus Abb. 5.7 geht hervor, dass die gefundenen ω_0 keine Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit zeigen, sondern leicht um einen Mittelwert $\omega_0 = (22,9 \pm 1,7) \text{ s}^{-1}$ streuen, der durch die gestrichelte horizontale Linie gegeben ist. Das heißt, die Kreisfrequenz kann als konstant angesehen werden und repräsentiert folglich die elastischen Eigenschaften der Staubwolke. Die dazu gehörende Öffnungszeit ergibt sich nach (5.10) zu $t_{\text{max}} = 48 \text{ ms}$.

Die Zeitskala in einem staubigen Plasma, auf der dynamische Reaktionen und insbesondere periodische Vorgänge, wie Staubdichtewellen [24, 25, 170], stattfinden, ist durch die Staubplasmafrequenz

$$\omega_{\text{pd}} = \sqrt{\frac{n_d q_d^2}{\varepsilon_0 m_d}} \quad (5.11)$$

bestimmt. Es ist also naheliegend, dass auch zwischen der Zeitskala der Cavity-Dynamik und ω_{pd} ein Zusammenhang besteht. Nach (5.11) ergibt sich $\omega_{\text{pd}} = 81 \text{ s}^{-1}$ für $n_d = 2 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, $q_t = -8.800e$ und $m_t = 6,9 \times 10^{-13} \text{ kg}$. Für die Kreisfrequenz der Cavity nach dem GHO-Modell gilt dann $\omega_0 \approx \omega_{\text{pd}}/4$. Die beiden Frequenzen stimmen also nicht überein.

Die charakteristische Oszillationsfrequenz eines einzelnen Targetpartikels im Gesamtpotential $V(r)$ aller Partikel der Targetwolke lässt sich durch die Einstein-

Frequenz ω_E beschreiben, [171] mit der die Federkonstante $D = \omega_E^2/m_t$ verknüpft ist. Für ein dreidimensionales stark gekoppeltes Plasma mit reflexionssymmetrischem Gitter im Coulomb-Fall kann nach Ref. [172] die Einstein-Frequenz durch $\omega_E = \omega_{pd}/\sqrt{3}$ mittels der Plasmafrequenz ausgedrückt werden. Für ein Targetpartikel ergibt sich $\omega_E = 47 \text{ s}^{-1}$ und somit $\omega_0 \approx \omega_E/2$, was der Kreisfrequenz der Cavity erheblich näher kommt. Für den vorliegenden Fall einer abgeschirmten Coulomb-Wechselwirkung mit $\kappa = b/\lambda_{D,S} > 0$ gilt $\omega_E^2 = [\omega_{pd}^2 + (\kappa^2/m_t)V]/3$, wobei hier $V = V(r=0) < 0$ das Gesamtpotential ist. [172] Das heißt, gegenüber dem reinen Coulomb-Fall ist die Einstein-Frequenz eines Partikels in der Targetwolke kleiner und kommt damit dem Wert von ω_0 noch näher, was einen Zusammenhang vermuten lässt.

Die Ergebnisse für den zweiten Anpassungsparameter v_{exp} sind ebenfalls in Abb. 5.7 gezeigt. Diese sind durch Kreuze dargestellt und durch eine gestrichelte Kurve verbunden, um sie hervorzuheben. Es wird ersichtlich, dass die Expansionsgeschwindigkeit mit der Projektilgeschwindigkeit abnimmt und damit signifikant von ihr abhängt. Dieser Trend spiegelt das Bild des Stoßmodells wider, in dem mit steigender Projektilgeschwindigkeit die Wechselwirkungszeit τ kleiner wird und das Projektil einen geringeren Impuls auf das Targetpartikel überträgt. Eine genauere Untersuchung dieses Zusammenhangs soll durch den Vergleich des Stoßmodells mit dem Experiment im nächsten Abschnitt erfolgen.

5.3.2 Das Stoßmodell

Um das im Abschnitt 5.2.2 formulierte Stoßmodell mit den experimentellen Beobachtungen zu vergleichen, wird für die Projektilladung ein plausibler Wert abgeschätzt, sodass aus dem Stoßmodell eine Expansionsgeschwindigkeit v_{exp} berechnet werden kann. Diese Ergebnisse für v_{exp} lassen sich anschließend mit den Expansionsgeschwindigkeiten vergleichen, die durch das Anpassen des GHO-Modells an die Messdaten für verschiedene Mach-Zahlen des Projektils im Experiment gefunden wurden und in Abb. 5.7 dargestellt sind.

Das Stoßmodell ist aufgrund seiner Annahme, dass das Projektil sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegt, nur für Cavities gültig, die von trans- bzw. hypersonischen Projektilen erzeugt werden. Von daher ist zu zeigen, dass es für eine plausible Projektilladung die Expansionsgeschwindigkeiten der Cavity liefert, die auch im Experiment für diese Projektilklassen beobachtet werden, während sich ein Vergleich für Cavities subsonischer Projektile erübrigt. Dabei soll zunächst die Überprüfung des Stoßmodells für den transsonischen Fall anhand desselben Projektils erfolgen, das in diesem Kapitel bisher als Beispiel diente. Im Anschluss wird der Versuch unternommen, auch für den hypersonischen Fall eine Übereinstimmung zwischen Modellierung und Experiment zu finden, obwohl in den Videobildern keine Cavity mit bloßem Auge erkennbar ist.

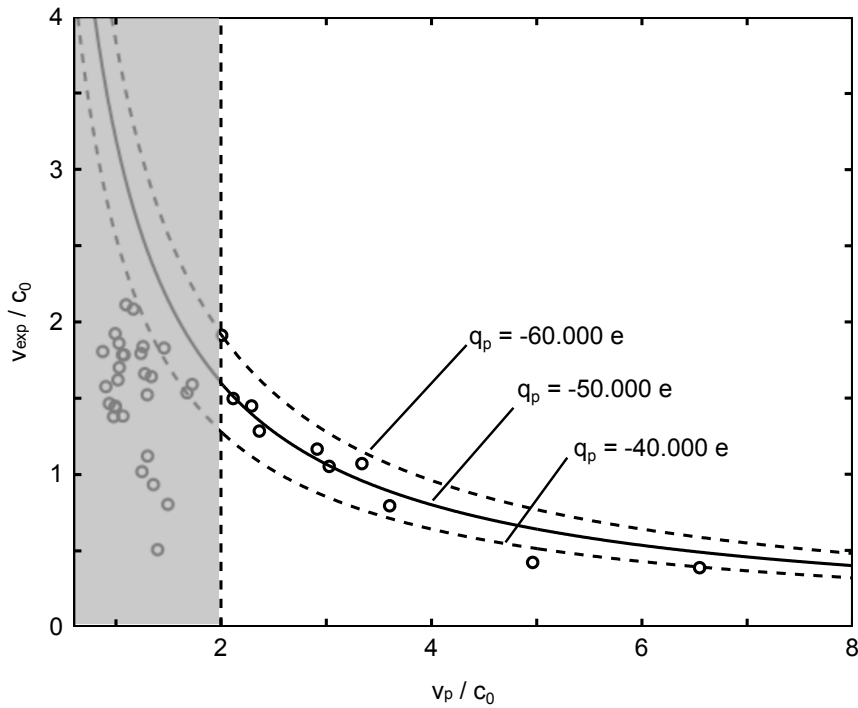


Abbildung 5.8: Vergleich der Expansionsgeschwindigkeiten der Cavity. Die Punkte, die aus der Anpassung des GHO-Modells an die Messdaten des Experiments bestimmt wurden, sind als Kreise, die Ergebnisse für drei verschiedenen Projektilladungen des Stoßmodells als Kurven dargestellt. Nach Ref. [156].

Transsonische Projektile

Für den Vergleich des Stoßmodells mit dem Experiment wird wie folgt vorgegangen: Die unbekannte Projektilladung wird mit $q_p = -50.000 e$ realistisch abgeschätzt (vgl. Tab. 4.1). Die Ladung der Targetpartikel $q_t = -8.800 e$ wurde bereits im Abschnitt 3.1.2 berechnet. Weiter wird die Debye-Länge $\lambda_{D,S} = 340 \mu\text{m}$ für strömende Ionen benötigt (vgl. Abschnitt 3.1.1), um die abgeschirmte elektrische Kraft in (5.6) auszurechnen. Als typischer Stoßparameter wird $b_0 = b/2$ angenommen.

Ferner ist das Integral in (5.4) auf eine Wechselwirkungssphäre zu beschränken, damit die Lösung konvergiert (vgl. Abschnitt 5.2.2). Zu diesem Zweck muss eine geeignete Wahl für R_{max} getroffen werden. Bohm und Aller haben diese Grenze für Stöße von Elektronen an einem Ion in interstellaren Plasmen bei der Debye-Länge angesetzt. Ab dieser setzt sich die abschirmende Wirkung des Plasmas durch, [168] denn sie gibt den Radius der Kugel an, innerhalb derer das elektrische Potential gegenüber dem reinen Coulomb-Fall auf weniger als den Bruchteil $1/e$ abgeschirmt ist. Für die effektive Reichweite der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung ist aber nicht dieser relative Bruchteil von Bedeutung, sondern vielmehr der Abstand, in dem die elektrische Kraft des Projektils und die Kräfte zwischen den einzelnen Targetpartikeln etwa gleich groß werden (vgl. Abschnitt 5.2.1) und der Einfluss des Projektils vernachlässigbar wird. Damit hängt eine gute Wahl für R_{max} an sich von der unbekanntenen Projektilladung ab. Deshalb muss die Reichweite aus dem Experiment

abgeschätzt werden, und zwar für den Fall der größtmöglichen Annäherung an die elektrostatische Gleichgewichtslage. Für das untersuchte Projektil ist dies bei der geringsten Projektilgeschwindigkeit von $M_p = 0,9$ der Fall, für den sich ein Cavity-Radius $r_{c,\max} = 0,93$ mm ergibt. Das entspricht einer Wechselwirkungssphäre mit dem Radius $R_{\max} \approx 3\lambda_{D,S}$.

Durch numerische Integration lässt sich nun (5.4) mithilfe von (5.6) lösen. Das Resultat des Stoßmodells für die Expansionsgeschwindigkeiten v_{exp} der Cavity in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit v_p ist in Abb. 5.8 als durchgezogene Kurve zusammen mit einer oberen und unteren Grenze als gestrichelte Kurven für $q_p = (-50.000 \pm 10.000) e$ dargestellt. Weiter sind die Expansionsgeschwindigkeiten der Cavity, die im Experiment durch das Projektil aus Abb. 5.1 erzeugt wurde, als Kreise aufgetragen.

Für Projektilgeschwindigkeiten $M_p > 2,0$ zeigen die Messdaten mit dem Stoßmodell eine gute Übereinstimmung. Unterhalb dieser Grenze kommt es zu großen Abweichungen, wie zu erwarten war, da die Überschallgeschwindigkeitsbedingung ab einer Projektilgeschwindigkeit $M_p \leq 1$ nicht mehr erfüllt ist. Aus der Grafik geht jedoch hervor, dass die tatsächliche Gültigkeitsgrenze auf $M_p = 2,0$ zu korrigieren ist. Der Bereich, in dem das Stoßmodell offensichtlich keine Gültigkeit besitzt, ist in Abb. 5.8 grau abgeschattet und die Gültigkeitsgrenze ist durch die gestrichelte vertikale Linie gekennzeichnet.

Damit konnte gezeigt werden, dass das Stoßmodell den Impulsübertrag vom Projektil, das in Abb. 5.1 dargestellt ist, auf die Targetpartikel der Staubwolke gut beschreibt. Obwohl wichtige Größen, wie Projektilladung und die Expansionsgeschwindigkeit der einzelnen Targetpartikel, nicht direkt im Experiment zugänglich sind, ließ sich dennoch durch die Verknüpfung von Response- und Stoßmodell die Cavity-Dynamik des transsonischen Projektils gut beschreiben. Insbesondere zeigte die Analyse, dass die Modellierung auf den Überschallgeschwindigkeitsbereich limitiert ist. Insofern ist zu erwarten, dass das Stoßmodell vor allem für hypersonische Projektile gültig ist. Die Überprüfung dieser These soll Gegenstand des folgenden Abschnitts sein.

Hypersonische Projektile

Bei der Klassifizierung der Projektile im Abschnitt 4.3 in die drei Typen sub-, trans- und hypersonisch war die Erscheinungsform der zugehörigen Cavity maßgeblich gewesen. Dabei wurde festgestellt, dass Projektile, die sich mit hypersonischer Geschwindigkeit durch die Targetwolke bewegen, keine Cavity erzeugen, die mit bloßem Auge in den Videobildern erkennbar ist. Um die Ergebnisse des Stoßmodells für Projektile mit Mach-Zahlen $M_p > 20$ mit den Videodaten des Experiments vergleichen zu können, muss folglich eine verfeinerte Auswertungsmethode gefunden werden.

Eine solche Methode wird in Ref. [59] benutzt, um den zeitlichen Verlauf der Cavity eines transsonischen Projektils direkt mit den Videobildern zu visualisieren. Das dafür verwendete Matlab-Programm [60] wurde für die hier durchgeführte Untersuchung der hypersonischen Projektile leicht modifiziert. Das Programm erstellt ein Raum-Zeit-Diagramm der durch die Kamera aufgenommenen Lichtintensität. Dazu

wird auf einem Intervall senkrecht zur Trajektorie des Projektils die Lichtintensität ermittelt. Zur Rauschunterdrückung wird diese für jeden Intervallschritt über eine schmale Breite parallel zur Trajektorie gemittelt. Diese Prozedur wird für eine Reihe sukzessiver Frames an der Position in der Staubwolke durchgeführt, wo sich das Projektil zum Zeitpunkt $t = 0$ s befindet, analog zur Vermessung der Cavity in Abschnitt 5.1.

Die so bestimmte Belichtungsintensität $I(r,t)$ ist in Abb. 5.9(a) in Graustufen farbcodiert dargestellt, und zwar zunächst zur Demonstration der Arbeitsweise der Methode für das transsonische Projektil ($M_p = 9,9$) aus Abb. 4.7(b). Das Projektil ist deutlich an der Position $r = 0$ mm zum Zeitpunkt $t = 0$ s als weißer Fleck zu erkennen. In horizontaler Richtung verlaufen Streifen, die heller als der Hintergrund sind und deren Aussehen an Schlieren erinnert. Solch eine „Schliere“ wird bei der Generierung der Intensitätsverläufe durch ein Targetpartikel erzeugt und gibt somit dessen räumlich-zeitliche Entwicklung wieder. Vom Zeitpunkt $t = 0$ s lässt sich solch eine Schliere ober- bzw. unterhalb des Projektils verfolgen. Diese biegt sich zunächst in ihrem zeitlichen Verlauf von der Projektiltrajektorie weg. Nach einer Zeit von ungefähr $t_{\max} = 0,037$ s wird ein maximaler Abstand von $r_o \approx 0,64$ mm für die obere bzw. $r_u \approx -0,53$ mm für die untere Schliere erreicht. Anschließend nähern sich beide Schlieren wieder der Position der Projektiltrajektorie an, bis zur Wiederherstellung der Ausgangssituation nach $t_e \approx 0,103$ s. Von diesen zwei Schlieren wird ein dunkler schwarzer Bereich umschlossen, welcher die Cavity repräsentiert, d.h., die Schlieren bilden den Cavity-Rand ab.

Bei genauerer Betrachtung der Abb. 5.9(a) ist festzustellen, dass die obere der beiden eben betrachteten Schlieren gar nicht in die Ruhelage zurückfindet, da eine neue Schliere ihre Position bei $t = 0,091$ s einnimmt. Diese Schliere gehört zu einem Targetpartikel, das von hinten oder vorne in die Beobachtungsebene eintritt und sich bei dem Wettlauf um die Innenposition gegen das Targetpartikel in der Ebene durchsetzt.

Eine Schlierengrafik, wie sie in Abb. 5.9(a) gezeigt ist, eignet sich also sehr gut, um die räumlich-zeitliche Entwicklung der Cavity zu veranschaulichen. Anhand der Schlieren lässt sich das Bild des Targetpartikelstroms, der sich auf das Projektil zubewegt, sichtbar machen und die Beschreibung aus Abschnitt 5.2 wird anschaulich nachvollziehbar.

Eine alternative Darstellung der Daten ist in Form einer Wasserfallgrafik möglich und in Abb. 5.9(b) gezeigt. Dabei bilden die Intensitätsverläufe über dem Abstand zur Trajektorie mit ihrer zeitlichen Entwicklung den Wasserfall. Das Projektil ist durch die zwei großen Peaks in der Intensität gut zu erkennen. Gleiches gilt für die Cavity, die sich im Anschluss durch eine deutlich verminderte Intensität in deren Verläufen zeigt, also gewissermaßen ein Bassin in dieser Gebirgslandschaft bildet. Im Gegensatz zu der Schlierengrafik sind die Targetpartikel in dieser Darstellungsform nicht eindeutig erkennbar.

Nachdem anhand eines transsonischen Projektils gezeigt werden konnte, dass die leicht modifizierte Methode zur grafischen Darstellung der räumlich-zeitlichen Cavity-Entwicklung aus Ref. [59] sich zur Visualisierung der Cavity gut eignet, soll mit diesem Verfahren nun ein hypersonisches Projektil untersucht werden. Als Stu-

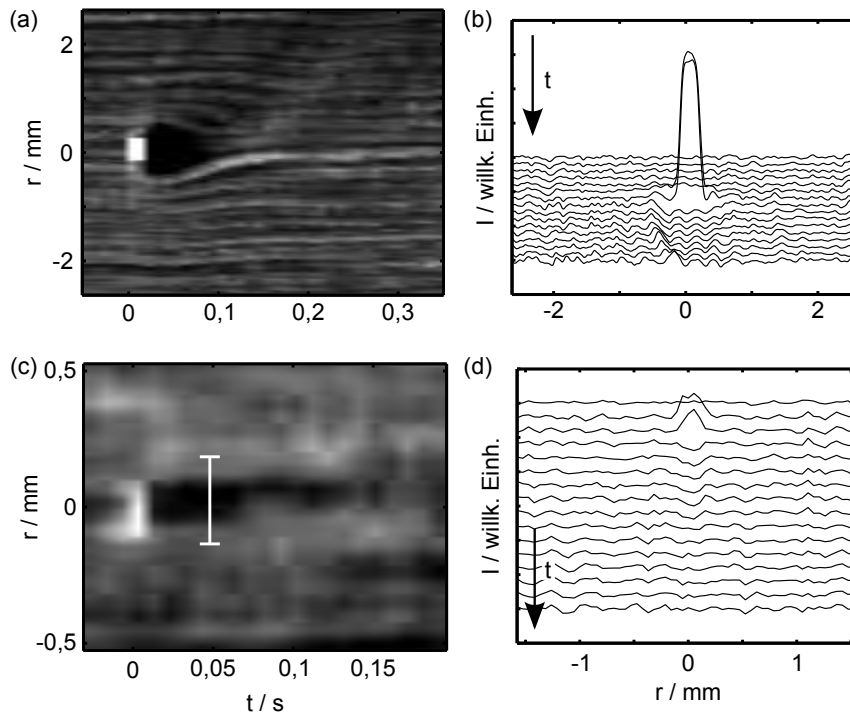


Abbildung 5.9: Raum-Zeit-Entwicklungen der Cavity als „Schlierengrafik“ (a) und (c) und als Wasserfalldiagramm (b) und (d). Als Referenz ist die Cavity eines transsonischen Projektils mit $M_p = 9,9$ gegeben [(a) und (b)]. Der Nachweis einer Cavity hinter einem hypersonischen Projektil ($M_p = 80$) kann in (c) und (d) erbracht werden. Nach Ref. [156].

dienobjekt wird das hypersonische Projektil gewählt, das in Abb. 4.7(c) gezeigt ist und sich mit einer Geschwindigkeit $M_p \approx 80$ durch die Staubwolke bewegt. In den Videobildern lässt sich zunächst mit bloßem Auge keine Cavity erkennen.

Das Ergebnis der Raum-Zeit-Analyse ist als Schlierenbild in Abb. 5.9(c) und als Wasserfallgrafik in Abb. 5.9(d) gezeigt. In der Schlierengrafik ist an der Position $r = 0$ mm zum Zeitpunkt $t = 0$ s das Projektil wieder als heller Punkt zu identifizieren. Die typischen Schlieren der Targetpartikel sind im Vergleich zum Diagramm des transsonischen Projektils in diesem Fall nicht so deutlich erkennbar, weil ein kleinerer räumlicher Bereich gezeigt ist, der nur über knapp drei Interpartikelabstände reicht. Aus dem sonst grau-weißen Hintergrund hebt sich ein schwarzer Bereich ab, der den Raum hinter dem Projektil in der Zeit $t_0 = 0$ s bis etwa $t_e \approx 0,1$ s ausfüllt. Dabei ist feststellbar, dass dieser dunkle Bereich sich nach dem Durchgang des Projektils verbreitert und anschließend mit der Zeit wieder schmaler wird. Insbesondere ist er in der Zeit vor dem Eintreffen des Projektils nicht vorhanden. Damit ist analog zu Abb. 5.9(a) auch für das hypersonische Projektil eine Cavity in der Schlierengrafik feststellbar, was mithilfe der Rohdaten nicht möglich ist.

Mit Abb. 5.9(d) ist durch eine Wasserfallgrafik wieder die alternative Darstellung gegeben. Auch hier ist das Projektil als Maximum in den Intensitätsverläufen erkennbar. Im zeitlichen Anschluss kann die Cavity als leichte Vertiefung gerade noch wahrgenommen werden. Der Vergleich der Intensitätsverhältnisse von Cavity

zu Umgebung zwischen Abb. 5.9(b) und (d) macht deutlich, wie schwierig es ist, die Cavity des hypersonischen Projektils nachzuweisen.

Mithilfe von Abb. 5.9(c) lässt sich nun der Durchmesser der Cavity ausmessen. Dazu wird der Abstand der Mitten der oberen und unteren Schliere bestimmt, was dem Abstand der am nächsten zur Projektiltrajektorie gelegenen Targetpartikel entspricht, analog zur Vorgehensweise der Cavity-Vermessung im Abschnitt 5.1. Im Abschnitt 5.3.1 ergab die Anwendung des Responsemodells auf die Messdaten des transsonischen Projektils eine maximale Cavity-Öffnung zum Zeitpunkt $t_{\max} \approx 48$ ms, die weitestgehend unabhängig von der Mach-Zahl des Projektils war. In Abb. 5.9(c) lässt sich zu diesem Zeitpunkt der maximale Durchmesser der Cavity zu $d_{c,\max} = (320 \pm 60) \mu\text{m}$ bestimmen, dargestellt durch die weiße Linie. Für eine Projektilgeschwindigkeit $M_p = 80$ sowie den ansonsten gleichen Werten für $q_p, \lambda_D, b, q_t, b_0$ und R_{\max} , wie beim transsonischen Projektil, liefert die Kombination aus Stoß- und Responsemodell einen maximalen Cavity-Durchmesser $d_{c,\max} = 2r_{c,\max} = 404 \mu\text{m}$. Damit ist der im Experiment gemessene Wert etwa 20% kleiner als der mithilfe der Modellierung berechnete. Diese Abweichung lässt sich neben den Unsicherheiten der Größen der Plasma- und Projektileigenschaften auch durch den Fächer des Beleuchtungslasers mit einer Dicke von $\approx 500 \mu\text{m}$ erklären, der etwa dem Durchmesser der Cavity selbst entspricht. Das führt zu einer künstlichen Verkleinerung des Messergebnisses, da der Rand der Cavity keine gerade Schnittkante mit dem Fächer bilden kann, wenn die Dicke der Laserebene nicht deutlich kleiner als der Cavity-Radius ist.

Damit konnte in diesem Abschnitt also gezeigt werden, dass die entwickelte Modellierung auch für hypersonische Projektile eine korrekte Cavity-Größe vorhersagt. Allerdings gestaltet sich der Vergleich zwischen Stoßmodell und Experiment aufgrund der limitierten Auflösung der Messdaten schwierig, sodass ein tiefer gehendes Studium der Cavities hypersonischer Projektile zukünftigen Experimenten mit einer optimierten optischen Diagnostik vorbehalten bleiben muss. Der Erfolg dieser Untersuchungen wird dabei maßgeblich von einer hinreichend klein gewählten Dicke des Laserfächers abhängen.

5.4 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde die Dynamik staubfreier Cavities analysiert, die sich hinter Projektilen bilden, die erstens aufgrund von Agglomeration deutlich größer als die Targetpartikel sind und somit eine deutlich höhere elektrische Ladung als diese tragen und zweitens sich mit Überschallgeschwindigkeit durch die Targetwolke bewegen.

Dabei konnten die folgenden Erkenntnisse aus den Untersuchungen der Cavity-Dynamik am Beispiel eines ausgewählten Projektils gewonnen werden: Mit wachsender Mach-Zahl des Projektils nimmt der maximale Cavity-Radius ab. Die Zeitentwicklung des Cavity-Radius lässt sich im Experiment in zwei Phasen einteilen: Einen Öffnungsvorgang bis zum Erreichen des Maximums und die sich unmittelbar anschließende zweite Phase des Schließens. Dabei konnte beobachtet

werden, dass die Öffnung unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit immer innerhalb derselben Zeit erfolgt, während für den Schließvorgang diesbezüglich keine eindeutige Gesetzmäßigkeit gefunden werden konnte. Weiter kann festgestellt werden, dass die Öffnungszeit kleiner als die Schließzeit ist. Basierend auf diesen Befunden konnte eine Modellierung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung und der daraus resultierenden Cavity-Dynamik vorgenommen werden.

Zur Modellierung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung kann durch die Einschränkung auf Projektilgeschwindigkeiten $M_p > 1$ eine Zweiteilung in einen initialen Kraftstoß und einen ballistischen Response der Targetwolke vorgenommen werden. Der Stoß beschreibt dabei den Impulsübertrag vom Projektil auf die Cavity-Wand und der Response deren Zeitentwicklung. Der Vergleich mit dem Experiment zeigt dabei eine gute Übereinstimmung, wenn die untere Gültigkeitsgrenze auf $M_p = 2$ angehoben wird.

Der erste Teil der Modellierung stellt durch das formulierte Stoßmodell die Ursache für die Cavity-Bildung dar, welche der Impulsübertrag vom Projektil auf die Targetpartikel ist. Für diesen sagt es eine $1/v_p$ -Abhängigkeit voraus, die aus der als endlich angenommen Reichweite der Wechselwirkung resultiert. Mit dieser ist eine endliche Wechselwirkungszeit τ verbunden, wie sie auch von Spitzer [165] oder Chandrasekhar [173] angenommen wird. Die abstoßende Wechselwirkung beschreibt das Stoßmodell ähnlich wie Rutherfords Streutheorie [1], allerdings in einem abgeschirmten (Debye-Hückel) und nicht im reinen Coulomb-Potential. Dabei wird durch das Stoßmodell die dabei auftretende Impulsänderung des gestreuten Targetpartikels und nicht der Ablenkwinkel wie bei Rutherford gesucht.

Die im Experiment gemessene Expansionsgeschwindigkeit wird durch die $1/v_p$ -Abhängigkeit des Impulsübertrags von der Projektilgeschwindigkeit des formulierten Stoßmodells sehr gut wiedergegeben. Die dafür abgeschätzte Projektilladung stimmt sowohl mit der in Abschnitt 4.2.2 aus der Abbremsung durch das Neutralgas gefundenen effektiven Projektilladung als auch mit der Annahme ($q_p = -96.000e$) anderer Autoren [42] in einem vergleichbaren Experiment überein. Darüber hinaus finden Fortov *et al.* [57] für den Impulsübertrag von einem Projektil, das im Schwerefeld mit konstanter Sinkgeschwindigkeit in eine Staubwolke eindringt, auf ein Targetpartikel eine ähnliche Gesetzmäßigkeit, allerdings in Abhängigkeit des Stoßparameters.

Der zweite Teil der Modellierung (GHO-Modell) beschreibt den Response der Targetwolke auf das Stoßereignis als gedämpfte harmonische Oszillation des Cavity-Rands. Dazu wird die Bewegung des Cavity-Rands auf ein einzelnes Targetpartikel reduziert, welches Bestandteil der Cavity-Wand ist und als Teil eines Masse-Feder-Systems betrachtet wird, bei dem die Feder die rückstellende Kraft durch den elektrostatischen Druck der Staubwolke repräsentiert.

Das GHO-Modell gibt die im Experiment beobachtete Zeitentwicklung der Cavity größtenteils gut wieder. Insbesondere werden dabei zwei wesentliche experimentelle Befunde gut beschrieben, nämlich erstens, dass die Öffnungszeit nur von den elastischen und dissipativen Eigenschaften der Targetwolke und nicht durch die Projektilgeschwindigkeit bestimmt ist und zweitens, dass die Öffnungszeit kürzer als die Schließzeit ist. Die Kreisfrequenz ω_0 , die mit der Federkonstante verknüpft ist, re-

präsentiert dabei die elastischen Eigenschaften der Targetwolke. Der Vergleich mit der Staubplasmafrequenz ω_{pd} zeigt, dass diese nicht identisch sind, sondern ω_0 um den Faktor 3 – 4 kleiner ist. Eine bessere Übereinstimmung findet sich hingegen für die Einstein-Frequenz ω_E , die höchstens um den Faktor 2 zu groß ist.

Allerdings wird das Ende der Zeitentwicklung nicht mehr korrekt durch das GHO-Modell wiedergeben, was sich darin äußert, dass im Experiment für unterschiedliche Projektilgeschwindigkeiten unterschiedliche Schließzeiten beobachtet werden, welche aber nach dem GHO-Modell unabhängig davon sein sollten. Diese Abweichung lässt sich möglicherweise auf eine vernachlässigte zusätzliche Abbremsung zurückführen, für die zwei Ursachen denkbar sind: Erstens nimmt mit kleiner werdendem Cavity-Radius die Wechselwirkung mit den Targetpartikeln der gegenüberliegenden Cavity-Wand zu. Zweitens könnte die durch das Fehlen des Staubs erhöhte Elektrodendichte in der Cavity dort zu einer erhöhten Plasmaproduktion führen, die mit einem zusätzlichen auswärtsgerichteten Ionenwind verbunden wäre. [174–176] Dieser würde eine Kraft parallel zum Cavity-Radius auf die Targetpartikel bewirken und somit das Schließen verlangsamen.

Insgesamt erzielt die in diesem Kapitel formulierte Modellvorstellung trotz der dabei erfolgten Vereinfachung des komplexen Verhaltens eine gute erste Beschreibung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung. Dazu zählt erstens, dass die Cavity-Expansion erst einsetzt, nachdem der Stoß vollständig erfolgt ist, und zweitens, dass die Relaxation der Staubwolke auf ein einfaches Masse-Feder-System reduziert werden kann. Eine zukünftige Verfeinerung der Modellvorstellung erfordert weitergehende experimentelle Untersuchungen, die zum einen eine verbesserte Raum-Zeit-Auflösung der Diagnostik bieten und zum anderen an Projektilen mit definierter Ladung durchgeführt werden. Außerdem könnte eine gleichzeitige Beobachtung des Plasmaleuchtens Schlüsse auf veränderte Plasmaeigenschaften [177] in der Cavity zulassen.

Im Kapitel 4 wurde für die Cavity-Form eine Asymmetrie zwischen der Strecke, auf der die Cavity sich öffnet, und der, auf der sie sich schließt, festgestellt. Diese Asymmetrie ist für die Öffnungszeit und die Schließzeit in der Zeitentwicklung deutlich weniger ausgeprägt. Dieser Unterschied ist in der kontinuierlichen Abbremsung des Projektils durch die Neutralgasreibung begründet. Dabei wird der gestreckte hintere Teil der Cavity bei einer höheren und der gestauchte vordere Teil bei einer niedrigeren Geschwindigkeit durch das Projektil erzeugt.

Staubfreie Cavities werden auch von anderen Autoren in komplexen Plasmen beobachtet. [34, 55] Es ist aber fraglich, ob die hier formulierte Modellierung auf diese Cavities, die in der Staubwolke durch die Störung eines metallischen Drahts hervorgerufen werden, direkt übertragbar ist. Denn in diesen Experimenten liegt einerseits die Relativgeschwindigkeit mit $M_p \leq 2$ unterhalb der Gültigkeitsgrenze des Stoßmodells und andererseits beobachten Thompson *et al.* [55] für höhere Geschwindigkeiten eine rein mechanische Wechselwirkung zwischen Störung und Targetpartikeln.

Die in diesem Kapitel formulierte Modellierung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung basiert auf den experimentellen Befunden, die aus der Beobachtung eines repräsentativen Projektils gewonnen wurden. Der notwendige Vergleich mit einer erweiterten experimentellen Datenbasis steht allerdings noch aus. Diese Betrachtung zur Allgemeingültigkeit soll im Kapitel 7 erfolgen. Zunächst soll im folgenden Kapitel jedoch das entwickelte Bild mithilfe von Simulationsergebnissen weiter untersucht werden.

6 Simulation staubfreier Cavities

Die verwendete Diagnostik im Experiment erlaubt es einerseits nicht, die dreidimensionalen Partikelkoordinaten zu messen, und andererseits ist die räumliche Auflösung zu gering, um sämtliche Partikelpositionen zuverlässig zu erfassen. Aus diesem Grund wurden parallel zu den Experimenten Langevin-Dynamik-Simulationen durch O. Arp [60] durchgeführt, um einen zusätzlichen Zugang zu der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung zu erhalten. Im Gegensatz zum Experiment sind in der Simulation alle Partikelkoordinaten zu jedem Zeitpunkt in drei Dimensionen bekannt, was eine Analyse der Dynamik auf Partikelebene ermöglicht. Das sollte eine tiefere Einsicht in die Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung ermöglichen, welche die bisherige Diagnostik im Experiment noch nicht gewährleisten kann, und somit eine weitergehende Überprüfung der im Kapitel 5.2 entwickelten Modellvorstellung erlauben.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird die Konfiguration der von Arp durchgeführten Simulation erläutert. Der zweite Teil befasst sich mit den daraus gewonnenen Befunden und basiert größtenteils auf der gemeinsamen Publikation [59]. Im dritten Teil werden diese mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit verglichen.

6.1 Konfiguration der Simulation

In diesem Abschnitt wird zunächst die Konfiguration der Simulation erläutert, mit der die Simulationsergebnisse erzielt wurden.

In einer Langevin-Dynamik-Simulation (LD-Simulation) wird die gewöhnliche Bewegungsgleichung, in der ein Reibungsterm $-m_t\beta_t\dot{\vec{r}}$, ein Trägheitsterm $m_t\ddot{\vec{r}}$ und ein Kraftterm $\vec{F}(\vec{r},t)$ enthalten sind, um eine stochastische Kraft $\vec{f}(t)$ zur Langevin-Gleichung [178]

$$m_t\ddot{\vec{r}} = -m_t\beta_t\dot{\vec{r}} + \vec{F}(\vec{r},t) + \vec{f}(t) \quad (6.1)$$

erweitert. Das ermöglicht, dem simulierten System z.B. eine Temperatur in Form der Brown'schen Molekularbewegung zuzuordnen. Für weitergehende Informationen sei auf die Fachliteratur verwiesen. [179]

Um die Wechselwirkung zwischen einem Projektil und einer dreidimensionalen Staubwolke in einem Plasma zu simulieren, geht Arp wie folgt vor: Zunächst werden 20.000 monodisperse Staubpartikel mit einem Durchmesser $d_t = 9,55 \mu\text{m}$ in einem zylindrischen harmonischen Potential mit flachem Boden eingefangen, sodass sich eine statische Staubwolke einstellt. Dabei erfolgt die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Staubpartikeln aufgrund ihrer elektrischen Ladung $q_{t,\text{sim}} = -10^4 e$ und der Abschirmung durch das Plasma mit der Debye-Länge $\lambda_{D,\text{sim}} = 385 \mu\text{m}$ über das

Debye-Hückel-Potential (2.2). Die Parameterwahl für Staubladung und Debye-Länge erfolgt dabei mithilfe von SIGLO-Simulationen [91] der Entladung sowie Langmuir-Sondenmessungen in Gegenwart von Staub [43]. Für den stochastischen Beitrag wird den Partikeln eine Zufallsbewegung gegeben, die im ungestörten System einer Temperatur $T = 300$ K entspricht. Weiter unterliegen die Staubpartikel der Neutralgasreibung nach (3.2), wobei als Millikan-Koeffizient $\delta = 1,4$ gewählt wird, was zu einem $\beta_{t,\text{sim}} = 37 \text{ s}^{-1}$ führt. Die resultierende Staubwolke weist im Zentrum ($r < 2,5$ mm, $|z| < 5$ mm) eine Staubbichte $n_{d,\text{sim}} \approx 1,6 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ auf, was einem Interpartikelabstand $b_{\text{sim}} = 423 \text{ }\mu\text{m}$ entspricht. Damit ist die simulierte Staubwolke ihrem experimentellen Vorbild sehr ähnlich (vgl. Kapitel 4.1).

In diese Staubwolke wird ein Projektil mittig eingeschossen, das eine Masse $m_p = 4,8 \times 10^{-11} \text{ kg}$, eine Ladung $q_p = -2 \times 10^5 e$ und eine Startgeschwindigkeit $v_z = 0,3 \text{ mm/s}$ an der Startposition $(r/z) = (0/-15) \text{ mm}$ besitzt. Auch das Projektil unterliegt der Epstein-Reibung ($\beta_{p,\text{sim}} = 7,6 \text{ s}^{-1}$), weshalb seine Geschwindigkeit mit der Zeit abnimmt. Die einzige Einschränkung, der das Projektil unterliegt, ist seine Fixierung auf die z -Achse.

Die Wahl der Projektilparameter wurde von Arp sorgfältig getroffen, um eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation zu erzielen, und zwar hinsichtlich der Größe, welche die Abbremsung durch die Gasreibung beeinflusst, und bezüglich der Ladung, die für die Größe der erzeugten Cavity verantwortlich ist. Als Beispiel wurde das transsonische Projektil Nr. 33 herangezogen [siehe Abb. 4.7(b)]. Der zeitliche Verlauf der Projektilgeschwindigkeit weist eine Abweichung $< 1 \text{ mm/s}$ zum Experiment auf. Die Abweichungen zwischen den experimentellen Werten in Tab. 4.1 und denen der Simulation haben zwei Gründe. Erstens wurde für die Simulation ein leicht anderer Millikan-Koeffizient $\delta = 1,44$ gewählt, was zu einem etwas größeren $\beta_{p,\text{sim}}$ führt. Zweitens wurde die Ladung der im Experiment beobachteten Projektile aus dem effektiven Durchmesser abgeschätzt, was mit größeren Unsicherheiten einhergeht (vgl. Kapitel 4.2.2).

6.2 Dynamik der Cavities

Im Folgenden sollen nun die Befunde vorgestellt werden, die anhand von Arps Simulationen gewonnen werden konnten.

6.2.1 Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung

Als erstes wird die Reaktion der Targetpartikel auf das eingeschossene Projektil untersucht. Dazu ist in Abb. 6.1(a) die Projektion aller Partikelkoordinaten in die r - z -Ebene zum Zeitpunkt $t = 110 \text{ ms}$ dargestellt. Dabei ist die radiale Geschwindigkeit der Targetpartikel farbcodiert, und zwar rot für Geschwindigkeiten $v_t > 0$, sonst blau. Das Projektil befindet sich an der Position $z = 6,8 \text{ mm}$ (markiert durch den dicken schwarzen Punkt) und bewegt sich auf der z -Achse in positive Richtung. Die Schalenstruktur in den Außenbereichen der simulierten Targetwolke wird durch das Einfangpotential, dessen Verlauf durch die durchgezogenen Konturlinien gegeben

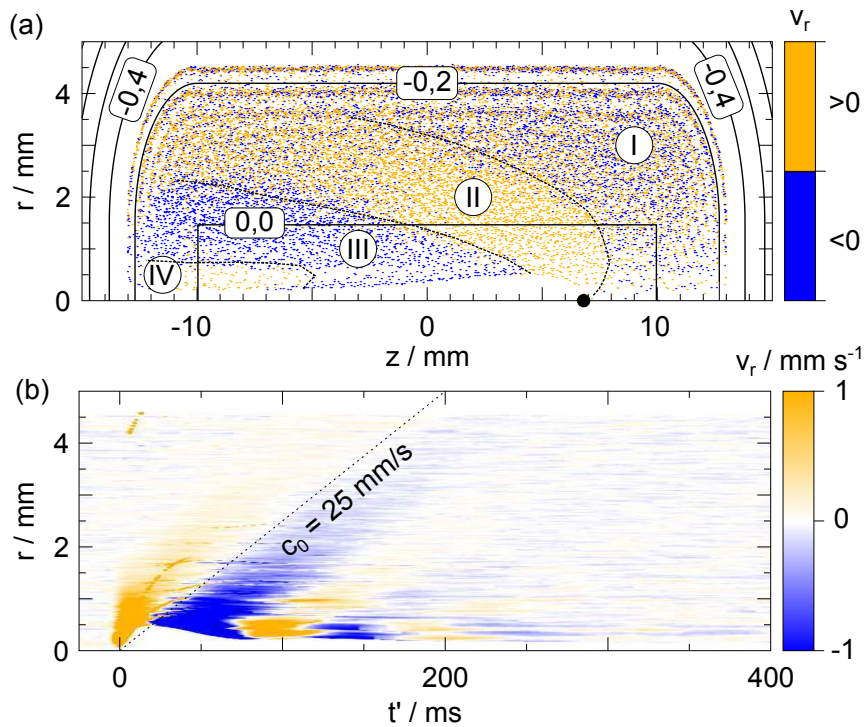


Abbildung 6.1: Ergebnisse der LD-Simulation. (a) Projektion aller Partikelkoordinaten in die r - z -Ebene zum Zeitpunkt $t = 110$ ms. Das Projektil (schwarzer Punkt) bewegt sich auf der z -Achse nach rechts. Gebiete (I-IV) unterschiedlicher radialer Geschwindigkeitsverteilungen sind durch gestrichelte Linien getrennt. Das Einfangpotential wird durch die durchgezogenen Konturen dargestellt. (b) Raum-Zeit-Diagramm der radialen Partikelgeschwindigkeiten am Ort $z = 0$ mm. Nach Ref. [59].

ist, hervorgerufen [59] und wird in staubigen Plasmen sowohl im Experiment, z.B. bei Coulomb-Balls [102], als auch in anderen Simulationen [180] beobachtet.

Die Targetwolke lässt sich anhand der radialen Geschwindigkeitskomponente der Partikel in vier Regionen (I-IV) unterteilen (gestrichelte schwarze Linien), welche ineinander geschachtelte Kegel bilden. In der äußeren Region I, die vornehmlich rechts vom Projektil gelegen ist, sind die Geschwindigkeiten gleich verteilt. Region II und IV zeichnen sich durch eine nach außen gerichtete Geschwindigkeit aus, während sich die Partikel in Region III nach innen bewegen. Links vom Projektil – also hinter ihm – ist eine ausgeprägte staubfreie Cavity zu erkennen. Diese wird von den Regionen II und III umschlossen und weist einen maximalen Cavity-Radius von $r_{c,\max} \approx 0,5$ mm auf. Da die Grenze zwischen den Regionen I und II etwa 2 mm radial neben dem Projektil verläuft, kann gefolgert werden, dass die Reichweite der Wechselwirkung zwischen dem Projektil und den Targetpartikeln etwa fünf Debye-Längen in die Staubwolke reicht.

In Abb. 6.1(b) ist die radiale Geschwindigkeitsverteilung v_r der Targetpartikel in einem Raum-Zeit-Diagramm dargestellt. Die Verteilung wurde am Ort $(r/z) = (0/0)$ mm für ein schmales Intervall $|z| < 0,5$ mm berechnet. Die Zeit t' bezieht sich dabei auf den Durchgang des Projektils am Ort $(r/z) = (0/0)$ mm zum Zeitpunkt $t' = 0$ ms. In der Grafik sind drei Kegel mit radial nach außen propagierenden

Fronten (rote Färbung) deutlich zu erkennen, die sich mit radial rückwärts laufenden Bereichen abwechseln. Damit ist die Teilchenbewegung eines Wellenfelds gegeben.

Dabei ist eine signifikante Abnahme von $|v_r|$ zu beobachten, verursacht durch die Neutralgasreibung. Die Wellen propagieren folglich nur ein kurzes Stück in die Targetwolke hinein. Diese Struktur ist das dreidimensionale Analogon zum lateralen Wellensystem, das in zweidimensionalen staubigen Plasmen durch eine punktförmige Störung hervorgerufen wird [51, 52]. Dabei kann die vorderste Wellenfront als Mach-Kegel identifiziert werden, während die weiteren Fronten dem lateralen Wellensystem zuzuordnen sind (vgl. Kapitel 2.2.3). Die Frage nach der Existenz eines zweiten Mach-Kegels, der durch die Schermode gebildet und im zweidimensionalen Fall beobachtet wird, [53] kann nicht beantwortet werden, da die Scherbewegung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und somit größtenteils senkrecht zu v_r verläuft.

Aus der Steigung der Tangenten (gestrichelte Linie) der Mach-Kegel-Front in der Raum-Zeit-Darstellung kann die Schallgeschwindigkeit $c_{0,\text{sim}} = 20$ mm/s der Targetwolke ermittelt werden. Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem Wert $c_0 = 20$ mm/s, der im Kapitel 4.3 für die Targetwolke im Experiment abgeschätzt wurde, überein.

6.2.2 Zeitentwicklung der Cavity-Dynamik

Als nächstes soll die Dynamik der simulierten Cavities analysiert werden. Dafür ist der zeitliche Verlauf des Cavity-Radius r_c in Abb. 6.2(a) dargestellt. Dieser wird auf einem schmalen Intervall mit $|z| < 0,5$ mm am Ort $(r/z) = (0/0)$ mm als der kleinste radiale Abstand eines Targetpartikels zur z -Achse zu verschiedenen Zeiten t' bestimmt. Zur Orientierung ist der halbe Interpartikelabstand $b/2$ in die Grafik als gestrichelte horizontale Linie eingetragen. In der Abbildung ist zu erkennen, dass der Cavity-Radius beim Eintreffen des Projektils zum Zeitpunkt $t' = 0$ ms mit einer Expansionsgeschwindigkeit $v_{\text{exp}} \approx 45$ mm/s schnell ansteigt und bei $t' \approx 20$ ms ein Maximum $r_{\text{max}} = 0,49$ mm erreicht. Danach nimmt er mit nahezu konstanter Geschwindigkeit $v_{\text{kol}} \approx 6,5$ mm/s – also etwa linear fallend – wieder ab, bis er $\approx b/2$ nach $t' \approx 85$ ms erreicht. Es folgt eine leichte zweite Expansion, in deren Anschluss der Cavity-Radius kontinuierlich kleiner wird, aber bis zum Ende der Beobachtungszeit nicht wieder seine Ausgangslage erreicht.

Das zeitliche Ende der ersten Expansion ist von einem nahezu linearen Abfall geprägt. Dieser und die sich anschließende zweite Expansion können der Wechselwirkung mit der gegenüberliegenden Cavity-Wand zugeschrieben werden: Aufgrund der abstoßenden elektrischen Kraft kommt es zunächst zu einer Abbremsung und später zu einer radial nach außen gerichteten Beschleunigung.

Das Einsetzen der zweiten Expansion soll als zeitliches Ende der Cavity betrachtet werden, woraus sich der Cavity-Radius $r_c = b/2$ als Ruhelage der Cavity-Wand ergibt. Der Anfangswert des Radius vor dem Eintreffen des Projektils ist als Definition nicht geeignet, weil er eine zufällige Größe ist, da die Startverteilung der Targetpartikel zufällig ist, für die aber $0 \text{ mm} \leq r_c \leq b/2$ erwartet werden kann. Offensichtlich ist die durch das Projektil erzeugte Dynamik in der Targetwolke jedoch nicht mit dem eben definierten zeitlichen Ende der Cavity abgeschlossen. Von daher soll im Folgenden das Abklingen auf langer Zeitskala näher betrachtet werden.

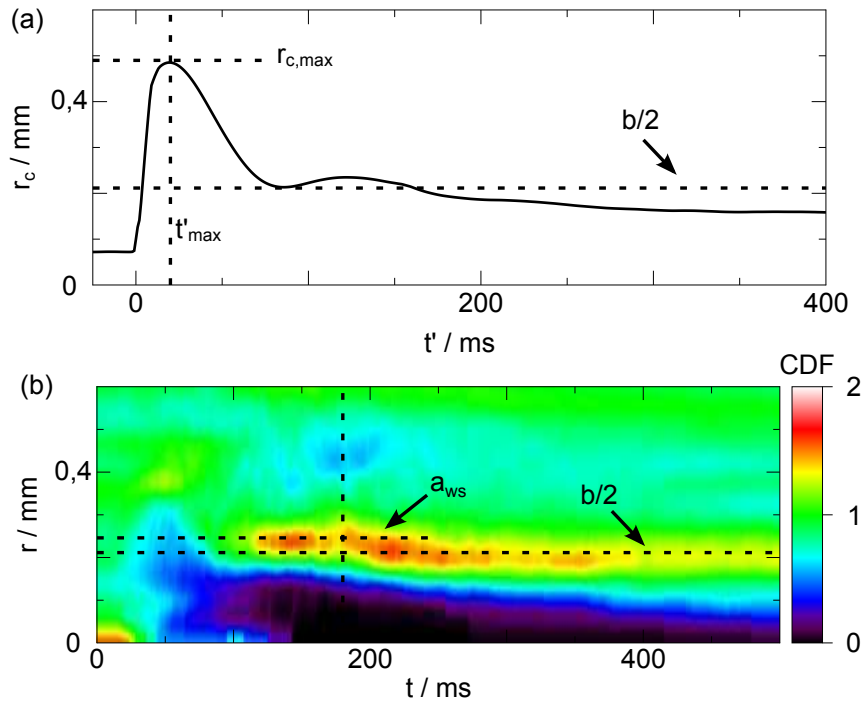


Abbildung 6.2: Ergebnisse der LD-Simulation. (a) Zeitentwicklung des Cavity-Radius (durchgezogene Kurve). Der halbe Interpartikelabstand $b/2$ sowie der maximale Cavity-Radius $r_{c,max}$ sind durch gestrichelte horizontale Linien, die Öffnungszeit t'_{max} durch eine gestrichelte vertikale Linie hervorgehoben. (b) Zeitentwicklung der CDF. Die gestrichelten horizontalen Linien markieren den Wigner-Seitz-Radius a_{ws} bzw. $b/2$. Die gestrichelte vertikale Linie kennzeichnet den Zeitpunkt, zu dem das Projektil die Wolke verlässt. Nach Ref. [59].

Um den Prozess des Schließens der Cavity detaillierter analysieren zu können, ist in Abb. 6.2(b) die zylindrische Dichteverteilungsfunktion (CDF) als Raum-Zeit-Diagramm dargestellt. Die CDF gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Targetpartikel im Abstand r zur z -Achse gemittelt über die gesamte Targetwolke zu finden. Das Ergebnis ist farbcodiert dargestellt, und zwar grün im Normalfall, gelb bis rot für erhöhte und blau bis violett-schwarz für verminderte Wahrscheinlichkeiten.

Zum Zeitpunkt $t = 0$ ms, wenn das Projektil außerhalb der Staubwolke startet, sind alle Targetpartikel gleichmäßig radial verteilt. Nach $t \approx 50$ ms erreicht das Projektil die Targetwolke und beginnt, Partikel im Bereich der z -Achse fortzuräumen. In der CDF kann das als sinkende Wahrscheinlichkeit festgestellt werden, die mit zunehmender Eindringtiefe des Projektils in die Targetwolke weiter abnimmt. Ab einer Zeit $t \gtrsim 100$ ms erreichen die ersten Targetpartikel die Ruhelage der Cavity-Wand, d.h., sie beginnen, die Cavity wieder zu schließen. In der CDF macht sich das durch einen roten Peak bemerkbar, dessen Abstand zur z -Achse etwa dem Wigner-Seitz-Radius $a_{ws} = [(3/(4\pi n_d))]^{1/3} = 246 \mu\text{m}$ entspricht. Zum Zeitpunkt $t = 180$ ms (gestrichelte vertikale Linie) verlässt das Projektil die Staubwolke. Anschließend nimmt die Größe des Wahrscheinlichkeits-Peaks bei a_{ws} wieder ab und verschiebt sich dabei auf den Abstand $b/2$ dichter an die z -Achse. Des Weiteren ist ein schma-

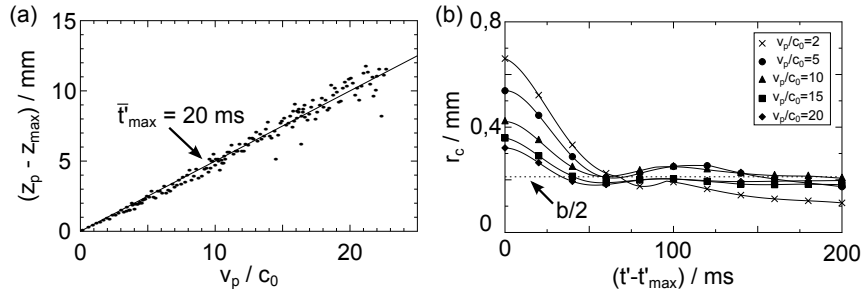


Abbildung 6.3: Simulationsergebnisse zur Zeitentwicklung der Cavity. (a) Abstand zwischen dem Ort der maximalen Cavity-Öffnung und der Projektilposition auf der z -Achse in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit. (b) Zeitentwicklung des Cavity-Radius vom Zeitpunkt t'_{\max} seines Maximums an. Nach Ref. [59].

ler Bereich $r < b/2$ um die ehemaligen Projektiltrajektorie festzustellen, in dem die Wahrscheinlichkeit stark vermindert ist, und zwar ab dem Zeitpunkt, zu dem das Projektil in die Targetwolke einzudringen beginnt, bis zum Ende der Beobachtungszeit, also auch noch zu späteren Zeitpunkten t , wenn das Projektil die Targetwolke schon verlassen hat. Dieser Bereich wird mit der Zeit immer kleiner, allerdings auf einer verglichen mit der Lebenszeit der Cavity langen Zeitskala.

Der Rückgang des Wahrscheinlichkeits-Peaks auf den Wigner-Seitz-Radius lässt sich so deuten, dass ein Großteil der Targetpartikel sich hexagonal um die ehemalige Projektiltrajektorie anordnen, wobei der Platz im Zentrum frei bleibt. Die Targetpartikel bilden also ein symmetrisches *Alignment* um die Projektiltrajektorie herum. Dadurch entsteht ein dünner Kanal mit dem Radius $r_{\text{kan}} \approx 0,1$ mm, der sich axial quer durch die gesamte Targetwolke zieht und über lange Zeit stabil bleibt. Die Verschiebung des Peaks vom Wigner-Seitz-Radius zum halben Interpartikelabstand deutet darauf hin, dass mit der Zeit einzelne Targetpartikel die freien zentralen Positionen der hexagonalen Ordnung einnehmen, also den Kanal auffüllen. Als Antrieb ist thermische Diffusion zu vermuten. Demnach wäre die Lebensdauer des Kanals durch die Temperatur der Targetwolke bestimmt.

Abschließend soll noch der Blick auf den Öffnungs- sowie den Schließvorgang der Cavity gerichtet werden. Dazu ist in Abb. 6.3(a) die Differenz $z_p - z_{\max}$ der z -Koordinaten des Orts der maximalen Cavity-Öffnung z_{\max} und der Position z_p des Projektils gegen dessen Mach-Zahl $v_p/c_{0,\text{sim}}$ als Punkte aufgetragen. Die Ausgleichsgerade in Abb. 6.3(a) verdeutlicht, dass der Abstand $z_p - z_{\max}$ linear mit der Projektilgeschwindigkeit anwächst. Daraus folgt für die Zeit $t'_{\max} = (z_p - z_{\max})/v_p = \text{const.}$, wenn die Abbremsung des Projektils durch die Neutralgasreibung vernachlässigt wird. Die Öffnungszeit ist also unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit und kann aus der Geradensteigung zu $\bar{t}'_{\max} \approx 20$ ms bestimmt werden.

Die zeitliche Entwicklung des Cavity-Radius r_c im Anschluss an sein Maximum zum Zeitpunkt $(t' - t'_{\max}) = 0$ ms – also der Schließvorgang der Cavity – ist in Abb. 6.3(b) gezeigt, und zwar für fünf unterschiedliche Projektilgeschwindigkeiten ($M_p = 2$: Kreuze, $M_p = 5$: Kreise, $M_p = 10$: Dreiecke, $M_p = 15$: Quadrate, $M_p = 20$: Rauten). Dabei ist nur jeder zehnte Messpunkt durch ein Symbol dargestellt und die ausgelassenen werden durch die Kurven repräsentiert. Der halbe Interpartikelab-

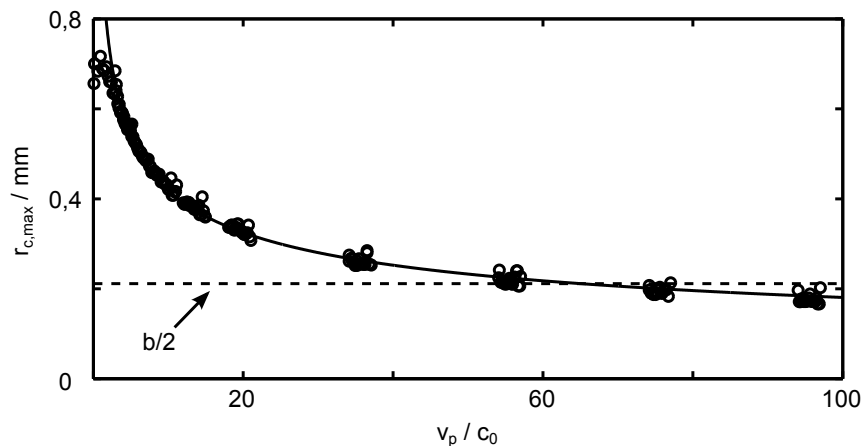


Abbildung 6.4: Simulationsergebnisse [60] für den maximalen Cavity-Radius (Kreise) in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit. Durch die Messpunkte aus der Simulation wurde eine Ausgleichskurve vom Typ (6.2) gelegt. Die gestrichelte horizontale Linie kennzeichnet den halben Interpartikelabstand $b/2$.

stand $b/2$ ist durch die gestrichelte horizontale Linie gekennzeichnet, sodass der Zeitpunkt, zu dem sich die Cavity geschlossen hat, leicht zu erkennen ist. Dadurch wird offensichtlich, dass die Cavity im Gegensatz zur Öffnungszeit keine konstante und von der Projektilgeschwindigkeit unabhängige Verschlusszeit aufweist. Zudem ist kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Projektilgeschwindigkeit und Verschlusszeit festzustellen. Obwohl es einen generellen Trend zu geben scheint, dass größere Cavities eine längere Verschlusszeit aufweisen, trifft das bei näherer Betrachtung nicht immer zu. So benötigen die unterschiedlich großen Cavities, die durch ein Projektil mit $M_p = 5$ bzw. $M_p = 10$ erzeugt wurden, die nahezu gleiche Zeit zum Schließen. Für dieses komplizierte Verhalten wurde bisher keine Erklärung gefunden.

6.2.3 Mach-Zahl-Abhängigkeit des Cavity-Radius

Nun soll der Einfluss der Projektilgeschwindigkeit auf die zeitliche Entwicklung der Dynamik der simulierten Cavity untersucht werden. Dafür ist in Abb. 6.4 der maximale Cavity-Radius $r_{c,max}$ gegen die Mach-Zahl v_p/c_0 des Projektils aufgetragen (Kreise). Durch den Einschuss mit unterschiedlichen Startgeschwindigkeiten $v_{p,0} = (0,15 \dots 0,60)$ m/s, bei sonst identischen Bedingungen, kann ein weiterer Mach-Zahl-Bereich abgedeckt werden. Weiter ergibt sich aufgrund der Neutralgasreibung pro Schuss eine Reihe verschiedener Geschwindigkeiten, welche in der Grafik als Punktgruppen dicht beieinander liegen. Die gestrichelte horizontale Linie markiert den halben Interpartikelabstand $b/2$.

Aus der Grafik geht eindeutig hervor, dass für große Projektilgeschwindigkeiten ($M_p \geq 2$) der maximale Cavity-Radius mit wachsender Projektilgeschwindigkeit abnimmt. Im Bereich kleiner Geschwindigkeiten ($M_p < 2$) – insbesondere im Unterschallgeschwindigkeitsbereich – gilt das nicht. Dort scheint $r_{c,max}$ in etwa konstant und somit unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit zu sein. Aufgrund der leich-

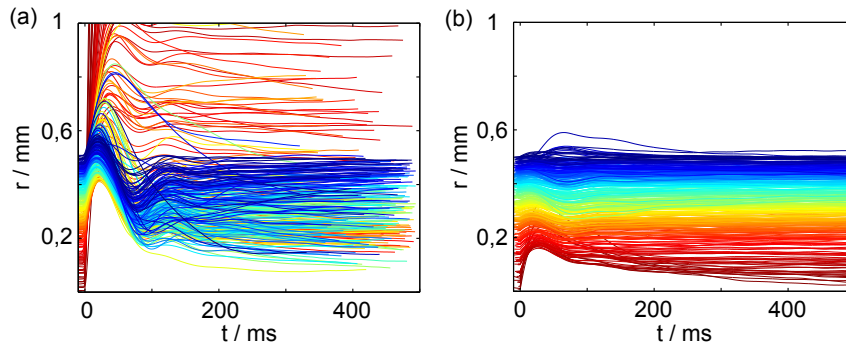


Abbildung 6.5: Simulationsergebnisse einzelner Targetpartikeltrajektorien nach Durchgang eines Projektils. [60] Der zunehmende Stoßparameter ist von rot nach blau farbkodiert. Für (a) beträgt die Startgeschwindigkeit des Projektils $M_p = 12$ und für (b) $M_p = 100$.

ten Modifikation der mathematischen Formulierung gegenüber Ref. [59] lässt sich die Abnahme für Mach-Zahlen $M_p \geq 2$ anhand einer Potenzfunktion

$$r_{c,\max} = k \left(\frac{v_p}{c_0} \right)^{\tilde{\beta}} \quad (6.2)$$

beschreiben, die zu diesem Zwecke als Ausgleichskurve an die Messpunkte der Simulation angepasst und als durchgezogene Kurve in Abb. 6.4 dargestellt ist. Ausgleichskurve und Simulationsdaten zeigen eine gute Übereinstimmung. Für den Exponenten ergibt sich dabei $\tilde{\beta} = -0,36 \approx -1/3$ sowie der Proportionalitätsfaktor $k = 0,97$ mm.

6.2.4 Mach-Zahl-Abhängigkeit der Targetpartikelbewegung

Über Ref. [59] hinausgehend soll abschließend die Reaktion der individuellen Targetpartikel auf den Durchgang des Projektils betrachtet werden. Zu diesem Zweck zeigt Abb. 6.5 die zeitliche Entwicklung der radialen Abstände r verschiedener Targetpartikel, die von einem Projektil zum Zeitpunkt $t = 0$ ms passiert werden. Der ungestörte radiale Abstand im Bereich $0 \text{ mm} < r < 0,5 \text{ mm}$ zur z -Achse ist farbcodiert, was eine einfache Zuordnung der radialen Abstände nach Relaxation der Targetwolke ermöglicht.

Um die Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit untersuchen zu können, wurden zwei Simulationen mit unterschiedlichen Startgeschwindigkeiten des Projektils durchgeführt. Der Fall eines transsonischen Projektils ($M_p = 15$) ist in Abb. 6.5(a) gezeigt. Die Geschwindigkeit nimmt aufgrund der Neutralgasreibung linear ab, sodass sie innerhalb der Wolke im Bereich $14,2 > M_p > 4$ liegt. Aus der Grafik geht hervor, dass alle im Abstand r untersuchten Targetpartikel auf den Durchgang reagieren, wobei die Stärke der Reaktion signifikant mit r abnimmt. Diese Abnahme ist so drastisch, dass Targetpartikel mit einem kleinen Stoßparameter durch den verursachten Versatz eine entferntere radiale Position erreichen können als Targetpartikel mit einem deutlich größeren Stoßparameter, die also einen räumlichen

Vorsprung besitzen. Dieses Verhalten führt zu einer Umordnung der Targetpartikel, also einer Vermischung der Targetwolke.

Für ein schnelles hypersonisches Projektil mit der Geschwindigkeit $M_p = 125$ ist die gleiche Darstellung in Abb. 6.5(b) gezeigt. Innerhalb der Wolke liegen die Geschwindigkeit zwischen $124,2 > M_p > 114,4$. Der Unterschied zum transsonischen Fall wird sofort offensichtlich. Erstens werden die Targetpartikel deutlich schwächer ausgelenkt, wobei gleichzeitig der Einfluss des Projektils auf Targetpartikel, die einen größeren radialen Abstand haben, signifikant abnimmt. Zweitens kehren augenscheinlich die meisten Targetpartikel in ihre alte Ruhelage zurück, d.h., der Grad der Durchmischung der Targetwolke geht stark zurück.

6.3 Vergleich mit dem Experiment

Im Weiteren sollen nun die Ergebnisse der simulierten Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung mit den experimentellen Befunden aus Kapitel 5 verglichen werden. Es sei darauf hingewiesen, dass die Simulation für ein anderes Projektil (Nr. 33) optimiert wurde als das, an dem die Dynamik im Experiment studiert wurde (Projektil Nr. 4). Folglich kann beim Vergleich der Ergebnisse keine absolute Übereinstimmung der Zahlenwerte erwartet werden.

Aus den Simulationen von Arp konnte ich folgende Schlüsse ziehen:

1. Ein Projektil, dessen Masse und Ladung größer sind als die der Partikel der Targetwolke, in die es eindringt, erzeugt dabei hinter sich eine staubfreie Cavity.
2. Der maximale Cavity-Radius ist dabei signifikant von der Projektilgeschwindigkeit abhängig. Insbesondere nimmt er im Überschallgeschwindigkeitsbereich mit wachsender Mach-Zahl ab. Dabei zeigt sich, dass $r_{c,max} \propto v_p^{-1/3}$ gilt.
3. Die Zeitentwicklung der Cavity zeichnet sich in der Simulation durch drei Phasen aus: Ein Öffnen, das unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit nach einer konstanten Öffnungszeit abgeschlossen ist. Es folgt ein Schließen der Cavity, das länger andauert als der Öffnungsvorgang und als abgeschlossen angesehen wird, wenn der Cavity-Radius den halben Interpartikelabstand erreicht. Im Anschluss wird eine leichte Kompression der Staumdichte, der eine schwache zweite Expansion folgt, festgestellt. Die dritte Phase zeichnet sich durch das Fortbestehen eines Kanals aus. Dieser schließt sich mittels eines diffusiven Prozesses, dessen Zeitskala deutlich größer als die gesamte Lebensdauer der eigentlichen Cavity ist.
4. Die Projektilgeschwindigkeit hat einen signifikanten Einfluss auf die Deformation der Targetwolke: Mit wachsender Mach-Zahl nimmt die Bedeutung der plastischen Verformung gegenüber der elastischen ab. Weitergehend ist die plastische Deformation durch die Targetpartikel mit sehr kleinen Stoßparametern bestimmt.

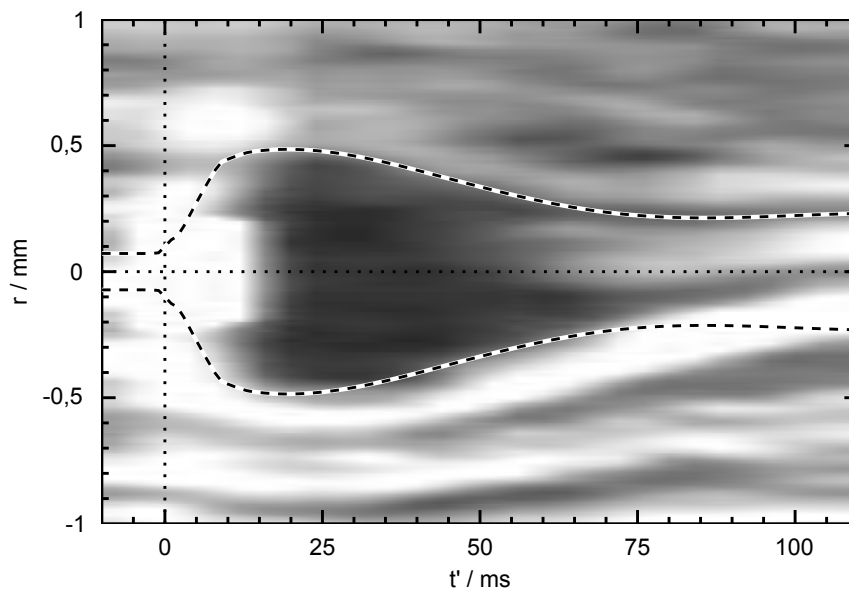


Abbildung 6.6: „Schlierengrafik“ des in Abb. 4.7(b) gezeigten transsonischen Projektils. Der zeitliche Verlauf der simulierten Cavity ist zum Vergleich durch die zwei gestrichelten Kurven gegeben. Die vertikale und die horizontale gepunktete Linie markieren die Koordinate des Projektils im Raum-Zeit-Diagramm. Nach Ref. [59].

5. Die Cavity ist von einem Wellensystem der Kompressionsmode umgeben, dessen vorderste Front durch einen Mach-Kegel gebildet wird.

Diese Befunde der Simulation sollen nun mit den experimentellen Beobachtungen dieser Arbeit verglichen werden.

6.3.1 Die Cavity

Offensichtlich wird sowohl im Experiment als auch in der Simulation eine staubfreie Cavity hinter einem Projektil erzeugt, das eine Staubwolke aus kleineren, elektrisch schwächer geladenen Targetpartikeln durchläuft. Zunächst soll hinsichtlich Größe und Form ein Vergleich stattfinden. Dazu ist in Abb. 6.6 eine Schlierengrafik (vgl. Kapitel 5.3.2) für das transsonische Projektil aus Abb. 4.7(b) gezeigt, welches als experimentelles Vorbild für die Simulation herangezogen wurde. Das Projektil kann als weißer Fleck zum Zeitpunkt $t' = 0$ ms am Ort $r = 0$ mm erkannt werden. Zur besseren Orientierung ist durch diese Koordinate eine horizontale und vertikale gepunktete Linie gelegt. Die Bewegung der einzelnen Targetpartikel lässt sich wieder anhand der Schlieren gut nachvollziehen und die Cavity kann als dunkler Bereich identifiziert werden. Der zeitliche Verlauf des Cavity-Radius ist durch eine untere und obere Schliere wiedergegeben. Zum Vergleich ist das Simulationsergebnis als gestrichelte Kurven dargestellt, deren Verläufe gut mit dem Cavity-Rand im Experiment übereinstimmen. Ab dem Zeitpunkt $t' \approx 50$ ms zeigt die Cavity des experimentellen Projektils eine leichte Asymmetrie und somit eine leichte Abweichung zum Ergebnis der Simulation. Diese Asymmetrie kann durch die im Experiment leicht gebogene Projektiltrajektorie, durch einen Versatz zwischen Laserfächer und

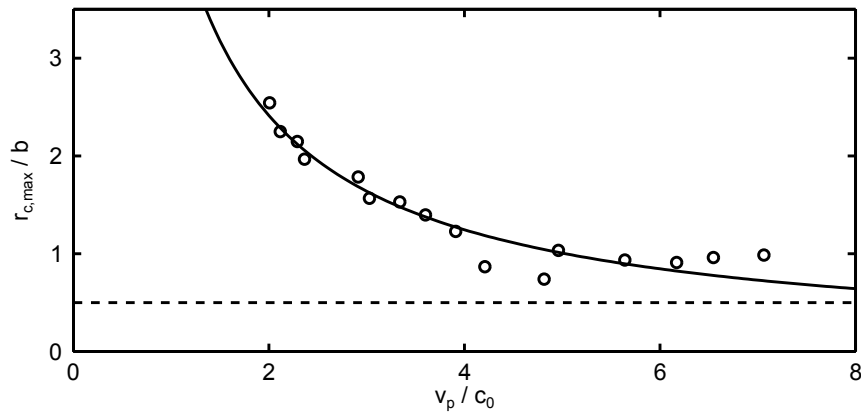


Abbildung 6.7: Maximaler Cavity-Radius in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit für das Projektil aus Abb. 5.1 (Kreise). An die Messpunkte wurde die Potenzfunktion (6.2) angepasst (durchgezogene Kurve).

Symmetrieachse der Cavity (vgl. Kapitel 5.1) oder durch unterschiedliche Stoßparameter der Targetpartikel, die den Cavity-Rand bilden (vgl. Kapitel 5.2.1), bedingt sein. Solche Asymmetrien können in der Darstellung des simulierten Cavity-Radius nicht auftreten, weil das Auswertungsverfahren zwangsläufig ein rotationssymmetrisches Ergebnis liefert (siehe Abschnitt 6.2).

Insgesamt bleibt festzustellen, dass die in der Simulation berechnete Cavity bezüglich Form und Größe sehr gut mit dem Experiment übereinstimmt. Die Simulation stellt somit eine hervorragende Ergänzung zu den experimentellen Befunden dar, die es ermöglicht, an der Dynamik beteiligte Prozesse auf Partikelebene nachzuvollziehen.

6.3.2 Der maximale Cavity-Radius

Als Nächstes soll nun die Abhängigkeit des maximalen Cavity-Radius $r_{c,max}$ von der Projektilgeschwindigkeit v_p verglichen werden. Im Abschnitt 5.1 wurde beobachtet, dass $r_{c,max}$ im Experiment mit wachsender Mach-Zahl des Projektils abnimmt (siehe Abb. 5.3). Auch die Ergebnisse der Simulation (siehe Abb. 6.4) weisen dieses Verhalten auf, sodass bereits eine grundsätzliche Übereinstimmung festgestellt werden kann. Darüber hinaus wurde für die Simulationsergebnisse gezeigt (Abschnitt 6.2), dass sich diese Abhängigkeit mit der Potenzfunktion (6.2) beschreiben lässt.

Der Zusammenhang zwischen Projektilgeschwindigkeit und maximalem Cavity-Radius soll nun genauer studiert werden. Aus Untersuchungen zur Kraterbildung durch Meteoriteneinschläge [181] ist bekannt, dass sich die Radien R_1 und R_2 zweier Krater zueinander verhalten wie die Kubikwurzeln aus den kinetischen Energien E_1 und E_2 der Projektile, welche die Krater erzeugt haben. Demnach gilt also:

$$\frac{R_2}{R_1} \propto \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^{\tilde{\alpha}} \quad (6.3)$$

mit $\tilde{\alpha} = 1/3$ [181]. Um (6.3) auf die Cavity-Bildung zu übertragen, müssen die Energien durch $E_{1,2} \propto v_{\text{exp},2}^2$ ersetzt werden, also der kinetischen Energie, mit der die

Cavity-Wand zu expandieren beginnt. Diese entspricht der Energie, die das Projektil in der Staubwolke deponiert hat. Nach dem Stoßmodell gilt $v_{\text{exp}} \propto v_{\text{p}}^{-1}$, weshalb sich (6.3) zu

$$\frac{R_2}{R_1} \propto \left(\frac{v_{\text{p},2}}{v_{\text{p},1}} \right)^{\tilde{\beta}} \quad (6.4)$$

umschreiben lässt, mit $\tilde{\beta} = -2\tilde{\alpha}$. Aus (6.4) folgt dann direkt der bereits in Abschnitt 6.2 empirisch formulierte Zusammenhang (6.2) zwischen maximalem Cavity-Radius $r_{\text{c,max}}$ und der Projektilgeschwindigkeit v_{p} .

Die gleiche Gesetzmäßigkeit konnte auch bei Experimenten zur Kraterbildung durch einschlagende Kugeln in granularer Materie gefunden werden, wobei hier der Exponent zu $\tilde{\alpha} = 1/4$ bestimmt wurde. [2–4] Zudem ist dort der Vorfaktor k in (6.2) durch die Dichte des Granulats – also dessen Eigenschaften – bestimmt. [2,3] In Analogie kann für staubige Plasmen vermutet werden, dass k im Fall der Cavity-Bildung durch Eigenschaften der Targetwolke, wie Staubdichte und Targetpartikelladung, beeinflusst sein könnte.

Zum Vergleich mit dem Experiment sind in Abb. 6.7 die experimentell beobachteten maximalen Cavity-Radien $r_{\text{c,max}}$ in Einheiten des Interpartikelabstands gegen die Mach-Zahl des Projektils aufgetragen (Kreise). An die Messdaten wurde das durch (6.2) gegebene Potenzgesetz angepasst, wobei sich für den Exponenten $\tilde{\beta} = -0,95$ und für $k = 1,7$ mm ergibt. Daraus bestimmt sich $\tilde{\alpha} = -\tilde{\beta}/2 = 0,48 \approx 1/2$.

Während der im Experiment gefundene Exponent größer ist als die Werte $\tilde{\alpha} = 1/3$ und $\tilde{\alpha} = 1/4$, die bei der Kraterbildung durch Meteoriten- bzw. durch Projektileinschläge in granularer Materie beobachtet werden, ist bei den simulierten Cavities mit $\tilde{\alpha} = 1/6$ ein kleinerer Wert festzustellen. Insgesamt wird aber eine Übereinstimmung der Gesetzmäßigkeit nahegelegt.

6.3.3 Zeitentwicklung der Cavity

Nun soll die Zeitentwicklung der Cavity zwischen Experiment und Simulation verglichen werden. In beiden Fällen gibt es eine erste Phase, in der die Cavity sich öffnet und nach einer konstanten, von der Projektilgeschwindigkeit unabhängigen Zeit ihren maximalen Radius erreicht. Die dabei ermittelten Werte der Öffnungszeit $t_{\text{max}} \approx 48$ ms (Experiment) und $t'_{\text{max}} \approx 20$ ms (Simulation) liegen in der gleichen Größenordnung.

Gemäß der Modellierung der Zeitentwicklung nach dem GHO-Modell (5.10) ist t_{max} nur von Elastizität und Dissipativität der Staubwolke abhängig. Demnach kann die unterschiedliche Ladung der Projektile in Simulation und Experiment als Ursache für die Abweichung ausgeschlossen werden. Im Gegensatz dazu könnte ein Grund in der unterschiedlichen Wahl des Millikan-Koeffizienten zur Beschreibung der Gasreibung zwischen Simulation ($\delta_{\text{sim}} = 1,4$) und Experiment ($\delta_{\text{exp}} = 1,26$) liegen. Wird die experimentelle Öffnungszeit für die gleiche Kreisfrequenz $\omega_0 = 22,9$ s⁻¹, aber mit $\beta_{\text{t,sim}} = 37$ s⁻¹ nach (5.10) berechnet, ergibt sich mit $t_{\text{max}} = 47$ ms ein etwas kleinerer Wert. Dadurch nähern sich die Ergebnisse der Öffnungszeiten zwar an, zeigen aber weiterhin noch eine deutliche Abweichung. Eine weitere Ursache wäre die

unterschiedliche Staubdichte, die in der Simulation mit $n_{d,\text{sim}} \approx 1,6 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ etwas kleiner als $n_d \approx 2 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ im Experiment ist. Allerdings ist mit einer höheren Staubdichte wegen $\omega_{\text{pd}} \propto n_d^{1/2}$ [vergleiche (5.11)] eine höhere Staubplasma- sowie Einstein-Frequenz zu erwarten und weiter, dass auch die Kreisfrequenz ω_0 zunimmt. Demnach wäre aber für die Simulation mit der niedrigeren Staubdichte eine größere Öffnungszeit als im Experiment zu erwarten, womit die Diskrepanz nicht erklärt werden kann.

Es bleibt festzuhalten, dass die Öffnung in der Simulation zwar innerhalb einer kürzeren Zeit erfolgt, aber die Ursache für die Abweichung mit verfügbaren Mitteln nicht geklärt werden kann. Allerdings bestätigt die Simulation, dass die Cavity eine von der Projektilgeschwindigkeit unabhängige Öffnungszeit und somit eine wesentliche Eigenschaft des GHO-Modells aufweist.

Die auf den Öffnungsvorgang folgende zweite Phase des Schließens lässt sich ebenfalls sowohl in der Simulation als auch im Experiment feststellen. Dieser Vorgang ist insbesondere in der Simulation durch eine nahezu lineare Annäherung des Cavity-Radius von seinem Maximum an den halben Interpartikelabstand $b/2$ geprägt [siehe Abb. 6.2(a)]. Die damit verbundene Schließzeit t_s ist sowohl im Experiment als auch in der Simulation größer als die Öffnungszeit t_{max} , was in Übereinstimmung mit dem GHO-Modell ist.

Dabei kann allerdings weder im Experiment noch in der Simulation eine eindeutige Gesetzmäßigkeit festgestellt werden, auf welche Weise t_s von der Mach-Zahl des Projektils abhängt. Dieser Befund stellt eine Abweichung vom GHO-Modell dar, denn der Zeitpunkt t_e , nach dem die Ruhelage erreicht wird, ist nur von seiner Kreisfrequenz α abhängig, weshalb bei fester Öffnungszeit t_{max} auch $t_s = \text{const.}$ sein müsste.

Das Überschwingen der Targetpartikel durch die Ruhelage nach dem Schließen der Cavity, wie es das GHO-Modell beschreibt, kann im Experiment nur als eine Kompression der Staubdichte festgestellt werden. In der Simulation kann neben dem Überschwingen sogar eine zweite Expansion beobachtet werden. Mithilfe der Simulation ist es also aufgrund ihrer besseren räumlichen und zeitlichen Auflösung möglich, für die Schließphase eine Abweichung zwischen Zeitentwicklung der Cavity und dem GHO-Modell aufzuzeigen.

Als dritte, finale Phase kann in der Simulation das Fortbestehen eines schmalen Kanals, der sich quer durch die Staubwolke zieht, und zwar am Ort der einstigen Projektiltrajektorie, festgestellt werden. Dieser Kanal weist einen Durchmesser von ungefähr einem Interpartikelabstand auf. Folglich kann er in den experimentellen Daten nicht nachgewiesen werden. Dazu wäre ein deutlich verbessertes räumliches Auflösungsvermögen der verwendeten Diagnostik unumgänglich, mit dem optimalerweise die exakten Partikelpositionen bestimmt werden könnten. So könnte analog zur Simulation die CDF [siehe Abb. 6.2(b)] ermittelt werden.

6.3.4 Bewegung der Targetpartikel

Nun soll der Einfluss des Projektils auf die Bewegung einzelner Targetpartikel betrachtet werden. Diese lässt sich im Experiment mit der verfügbaren Diagnostik nicht

auswerten, abgesehen von einem vereinzelt Beispielen eines beobachteten Großwinkelstoßes zwischen Projektil und einem Targetpartikel (siehe Kapitel 4.4, Abb. 4.8). Vor allem aber lässt sich die Targetpartikelbewegung bei Kleinwinkelstößen nicht auflösen. In der Simulation ist dies problemlos möglich, wie Abb. 6.5 zeigt.

Anhand dieser Darstellung wird das im Kapitel 5.2.1 entwickelte Bild zur Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung untermauert. So spiegeln die Simulationsdaten die Vorstellung wider, dass kleine Stoßparameter zu Großwinkelstößen und folglich zu einer plastischen Verformung der Wolke führen. Dahingegen führen große Stoßparameter zu Kleinwinkelstößen, verbunden mit einer elastischen Deformation. Insbesondere wird deutlich, dass der elastische Prozess maßgeblich für die Größe der erzeugten Cavity ist. Zudem bestätigt die Simulation die Betrachtung zur Bedeutung der Großwinkelstöße beim Streuprozess (vgl. Kapitel 5.2.1), nach der das Projektil lediglich bei kleinen Mach-Zahlen eine plastische Deformation der Targetwolke verursacht, während Großwinkelstöße bei hohen Projektilgeschwindigkeiten keine Rolle spielen.

6.3.5 Mach-Kegel

Abschließend soll nun der Blick auf die mit der Cavity verbundenen Wellenbewegung der Targetpartikel gelenkt werden, welche eine Kegelstruktur aufweist. Diese stellt das dreidimensionale Analogon zu dem in Ref. [51, 52] beobachteten lateralen Wellensystem in zweidimensionalen staubigen Plasmen dar. Dabei kann die vorderste Wellenfront als Mach-Kegel der Kompressionsmode identifiziert werden, der bereits in ausgedehnten Staubwolken experimentell beobachtet wurde [41, 42]. In den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten lässt sich dieses Wellenfeld allerdings nicht nachweisen, was zwei Gründe haben könnte: Erstens sind im Gegensatz zur Simulation nicht alle Partikelpositionen und -geschwindigkeiten zugänglich, insbesondere nicht mit der notwendigen Genauigkeit. Zweitens wird möglicherweise die nur schwache Wellenaktivität, wie sie bei Mach-Kegeln auftritt, durch den hier deutlich höher gewählten Gasdruck ($p = 30$ Pa) als bei Schwabe *et al.* [42] ($p = 10$ Pa) vollständig abgedämpft. [48, 49]

6.4 Zusammenfassung

Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Ergänzung der experimentellen Befunde durch die der Simulation von Arp eine tiefere Einsicht in die Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung gibt. Da bei ihren Ergebnissen alle Parameter, wie Positionen und Geschwindigkeiten des Projektils und der Partikel, genau bekannt sind, bietet sie einen mikroskopischen Einblick, der mit der bisherigen Diagnostik im Experiment nicht möglich ist. Dabei darf aber nicht vergessen werden, dass die Simulation die Physik der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung nicht perfekt wiedergeben kann. So wird unter anderem nicht der tatsächliche elektrische Potentialverlauf im Innern der Staubwolke verwendet und außerdem wird der Einfluss der Ionenströmung ver-

nachlässigt. Summa summarum erlaubt die Simulation aber eine zusätzliche kritische Überprüfung der in Abschnitt 5.2 formulierten Modellierung der Cavity-Dynamik.

Auch in den Simulationen kann hinter dem Projektil eine staubfreie Cavity in der Targetwolke beobachtet werden, deren Form und Größe große Ähnlichkeit zu den experimentellen Beobachtungen aufweisen. Ebenso kann anhand der Simulation eindeutig gezeigt werden, wie die Trajektorien der Targetpartikel in Abhängigkeit des Stoßparameters verlaufen, sodass diese eine Bestätigung für das in Kapitel 5.2.1 entwickelte Bild zur elastischen und plastischen Deformation liefert.

Die zusätzliche Absicherung der Modellierung durch die Simulationsdaten erlaubt es, mithilfe des Stoßmodells (siehe Kapitel 5.2.2) die im Experiment und in der Simulation beobachtete Abnahme des Cavity-Radius mit der Projektilgeschwindigkeit nach einem Potenzgesetz zu beschreiben. Dabei wird über die vom Projektil in der Targetwolke deponierte Energie eine Verknüpfung mit dem als *Cube-Root-Law* bekannten Potenzgesetz zur Kraterbildung durch Meteoriteneinschläge [181] nahegelegt. Diese lässt außerdem eine Vernetzung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung in staubigen Plasmen mit der Kraterbildung durch einschlagende Kugeln in granularer Materie [2–4] vermuten.

7 Untersuchung zur Allgemeingültigkeit der Beobachtungen

Im Kapitel 5 wurde die Cavity-Dynamik durch die Analyse eines exemplarischen Projektils studiert, was die individuellen Eigenschaften der Agglomerat-Projektile erforderlich machten. Dadurch konnte eine Modellierung zur Beschreibung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung gefunden werden. Nach dieser wird das Öffnen der Cavity durch binäre Stöße zwischen dem Projektil und den Targetpartikeln, die den Cavity-Rand bilden, initiiert. Dabei wird eine anfängliche Expansionsgeschwindigkeit übertragen. Dem schließt sich als gedämpfte harmonische Oszillation die Zeitentwicklung der Cavity an.

Da die beobachteten Vorgänge bei der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung und somit die darauf basierende Modellvorstellung bisher nur anhand eines exemplarischen Projektils studiert wurden, muss deren Allgemeingültigkeit noch durch weitere Untersuchungen abgesichert werden. Das soll Aufgabe dieses Kapitels sein. Dabei ist zu zeigen, dass zum einen die beschriebenen Beobachtungen und zum anderen die entwickelte Modellierung Allgemeingültigkeit für transsonische Projektile besitzen.

7.1 Zielsetzung

Zunächst soll eine Zielsetzung formuliert werden, welche aufzeigt, was zu prüfen ist, um auszuschließen, dass die beschriebene Cavity-Dynamik eine zufallsbedingte Einzelbeobachtung ist. Dazu muss gezeigt werden, dass für alle transsonischen Projektile erstens dieselbe Cavity-Dynamik bei der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung beobachtet wird und zweitens diese durch dasselbe Modell beschrieben werden kann. Diese Überprüfung soll mittels der folgenden vier Punkte geschehen:

1. Zunächst ist grundlegend zu zeigen, dass jedes transsonische Projektil eine Cavity beim Eindringen in die Targetwolke erzeugt.
2. Zu überprüfen ist, dass der maximale Cavity-Radius für jede Cavity mit der Projektilgeschwindigkeit abnimmt, und zwar nach der Gesetzmäßigkeit $r_{c,\max} \propto v_p^{\beta}$.
3. Die charakteristische Eigenschaft des GHO-Modells, dass die Cavity-Öffnung in einer konstanten, von der Projektilgeschwindigkeit unabhängigen Zeit erfolgt, ist zu prüfen.

4. Aus der Anwendung des Stoßmodells auf die beobachtete Cavity-Expansion lässt sich die Staubladung bestimmen. Damit dieses Modell Allgemeingültigkeit besitzen kann, muss es für alle Projektile einen plausiblen Wert für die Ladung liefern.

Um die Allgemeingültigkeit dieser vier Punkte feststellen zu können, müssen diese bei einer möglichst großen Anzahl transsonischer Projektile bestätigt werden. Insbesondere dürfen keine Gegenbeispiele auftreten, die eindeutig als Widerspruch zu werten sind. Zunächst ist aber eine Erweiterung der Datenbasis notwendig, welche die Anzahl der studierbaren transsonischen Projektile erhöht und im nächsten Abschnitt erfolgen soll.

7.2 Erweiterung der Datenbasis

Unter den 433 Projektilen, die bei der Bestandsaufnahme im Kapitel 4.2.1 erfasst wurden, sind 122 Agglomerat-Projektile. Von diesen können zur Erweiterung der Datenbasis nur Agglomerat-Projektile Verwendung finden, die sich hinreichend lange im Laserfächer und der Schärfenebene der Kamera bewegen und somit auswertbar sind. Im Folgenden wird eine überschaubare Auswahl solcher Agglomerat-Projektile präsentiert.

Um die vier Punkte der Zielsetzung aus Abschnitt 7.1 überprüfen zu können, ist die Aufbereitung und Auswertung größerer Mengen an Messdaten erforderlich. Die dazu notwendigen Arbeitsschritte konnten für das einzelne Projektil, das in Kapitel 5 untersucht wurde, noch manuell erfolgen. Das umfangreiche Datenmaterial der folgenden Untersuchung erfordert jedoch eine automatisierte Methode, mit der die benötigten Größen zeitökonomisch generierbar sind. Das betrifft die Erstellung der Zeitreihen des Cavity-Radius, woraus sich weitere Größen wie Öffnungszeiten und Projektilladungen ableiten lassen.

Eine Methode, die sich dazu eignet, ist die in Ref. [59] verwendete und bereits im Kapitel 5.3.2 beschriebene Schlierendarstellung. In Abb. 7.1 ist eine Synopse aus sechzehn solcher Darstellungen gezeigt, die acht verschiedene transsonische Projektile bei unterschiedlichen Mach-Zahlen $2 < M_p < 10$ beinhaltet. In jeder Schlierengrafik ist das Projektil als heller Fleck am Ort $r = 0$ mm zum Zeitpunkt $t = 0$ s erkennbar. Des Weiteren sind wieder die typischen weißen Linien zu sehen, welche einzelne Targetpartikel repräsentieren und die Zeitentwicklung des Cavity-Rands widerspiegeln. In allen Fällen wird von diesen Linien ein dunkler Raum direkt hinter dem Projektil umschlossen, welcher die erzeugte Cavity wiedergibt. Der Schlierengrafik sind rote horizontale Balken überlagert, die den durch einen Matlab-Code automatisiert erkannten Cavity-Radius darstellen, also die Zeitentwicklung der Cavity.

Dieser Matlab-Code arbeitet wie folgt: Von der Position der Projektiltrajektorie $r = 0$ mm aus sucht er in positive und negative r -Richtung für jeden Zeitschritt t im Schlierenbild nach dem erstmaligen Überschreiten einer vorgegebenen Intensitätsschwelle. Da die Cavity sich durch einen dunklen Bereich auszeichnet, der von

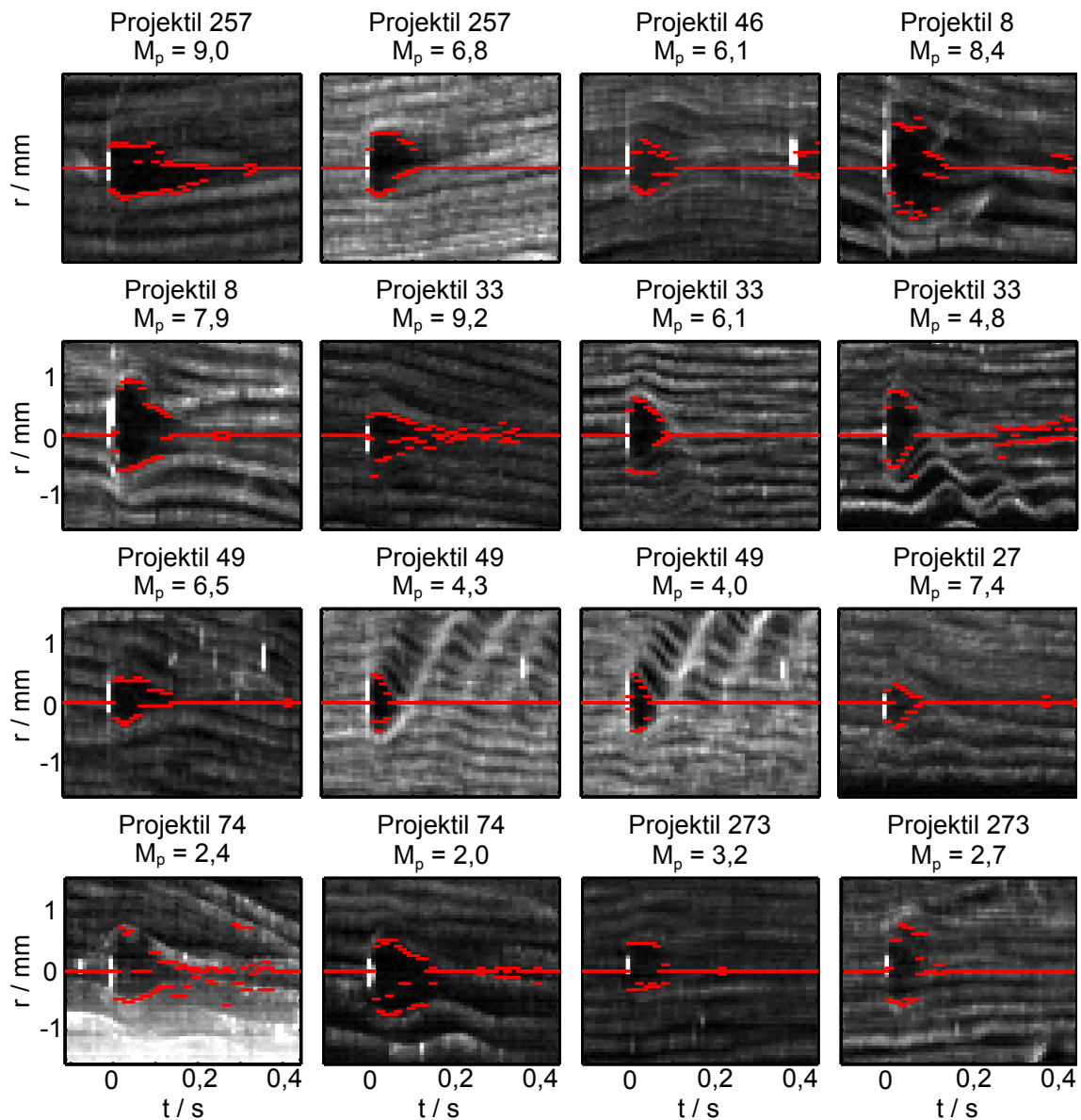


Abbildung 7.1: Raum-Zeit-Diagramme für staubfreie Cavities, die von verschiedenen Projektilen in unterschiedlichen Targetwolken erzeugt wurden. Gezeigt sind insgesamt acht verschiedene transsonische Projektile bei unterschiedlichen Mach-Zahlen. Durch rote Balken ist der durch einen Computeralgorithmus automatisch erkannte obere und untere Cavity-Rand gezeigt.

helleren Linien umfasst ist, kann diese Position somit als oberer bzw. unterer Cavity-Rand angesehen werden. Die Intensitätsschwelle wird dabei für jedes Schlierenbild individuell unter Berücksichtigung der maximal und minimal auftretenden Intensitäten in einem dafür geeigneten Bildausschnitt bestimmt.

Die gefundenen Cavity-Ränder, die durch rote Balken in Abb. 7.1 dargestellt sind, zeigen, dass die Cavity gut erkannt wird, wenn auch nicht ganz so zuverlässig wie mit dem menschlichen Auge möglich. Dabei treten beim Algorithmus vor allem in zwei Fällen Probleme beim Finden der korrekten Position des Cavity-Randes auf:

Erstens wenn zu einem späteren Zeitpunkt, zu dem sich die Cavity bereits wieder geschlossen hat, durch ein weiteres Projektil eine zweite Cavity erzeugt wird (siehe z.B. Abb. 7.1, Projektil Nr. 46). Die zu dieser neuen Cavity gehörenden Radien werden dann fälschlicherweise der Zeitentwicklung der ersten Cavity zugeordnet. Da diese späten Zeitpunkte im Weiteren nicht von Interesse sind, spielt diese Fehlinterpretation keine entscheidende Rolle. Zweitens kann der Cavity-Rand nicht korrekt bestimmt werden, wenn das Projektil einen nicht statischen Bereich der Staubwolke durchquert, in dem z.B. eine Strömung der Targetpartikel herrscht. In diesem Fall driftet die Cavity mit der Targetwolke mit und verlagert sich im schlimmsten Fall komplett in den Bereich ober- bzw. unterhalb der Projektiltrajektorie und kann dann vom Algorithmus nicht mehr erkannt werden. Ansatzweise ist dieser Effekt in der Schlierengrafik für das Projektil Nr. 257 ($M_p = 9,0$) zu erkennen. Extremfälle sind für die weitere Analyse unbrauchbar und somit in Abb. 7.1 auch nicht gezeigt.

Aus der so gefundenen Zeitentwicklung der Cavity lassen sich prinzipiell alle weiteren benötigten Daten, wie Expansionsgeschwindigkeit, maximaler Cavity-Radius und Öffnungszeit, ableiten (vgl. Kapitel 5.3). Allerdings kann mit vertretbarem Aufwand aus den Schlierenbildern (Abb. 7.1) der maximale Cavity-Radius und die Öffnungszeit präziser bestimmt werden.

7.3 Bewertung

Nachdem nun die Datenbasis auf eine größtmögliche Anzahl transsonischer Agglomerat-Projektile erweitert ist, kann mit der Überprüfung der in der Zielsetzung formulierten vier Punkte fortgefahren werden.

7.3.1 Existenz der Cavity

Der erste Punkt der Zielsetzungen aus Abschnitt 7.1 stellt die Frage, ob jedes transsonische Projektil eine Cavity erzeugt. Diese lässt sich mithilfe der Abb. 7.1 leicht positiv beantworten. In allen darin gezeigten Schlierenbildern ist eindeutig eine Cavity hinter jedem Projektil zu finden, wobei mit Geschwindigkeiten $2 \leq M_p \leq 9,2$ ein großer Mach-Zahl-Bereich transsonischer Projektile abgedeckt wird. Somit ist die Beobachtung einer Cavity hinter einem Überschallprojektil kein Einzelbefund. Es lässt sich folgern, dass jedes transsonische Projektil in einer Staubwolke eine Cavity erzeugt.

7.3.2 Mach-Zahl-Abhängigkeit des Cavity-Radius

Damit kann der zweite Punkt der Zielsetzung überprüft werden, der eine der wesentlichen Beobachtungen dieser Arbeit betrifft, nämlich die Abnahme des maximalen Cavity-Radius mit wachsender Projektilgeschwindigkeit.

Zu diesem Zweck werden vier Projektile analysiert, welche an unterschiedlichen Orten in der Entladung in verschiedenen Targetwolken eine Cavity erzeugen, wobei die Targetwolke für die Projektile Nr. 27, 33 und 73 aus $9,55\text{-}\mu\text{m}$ -Staub und für das

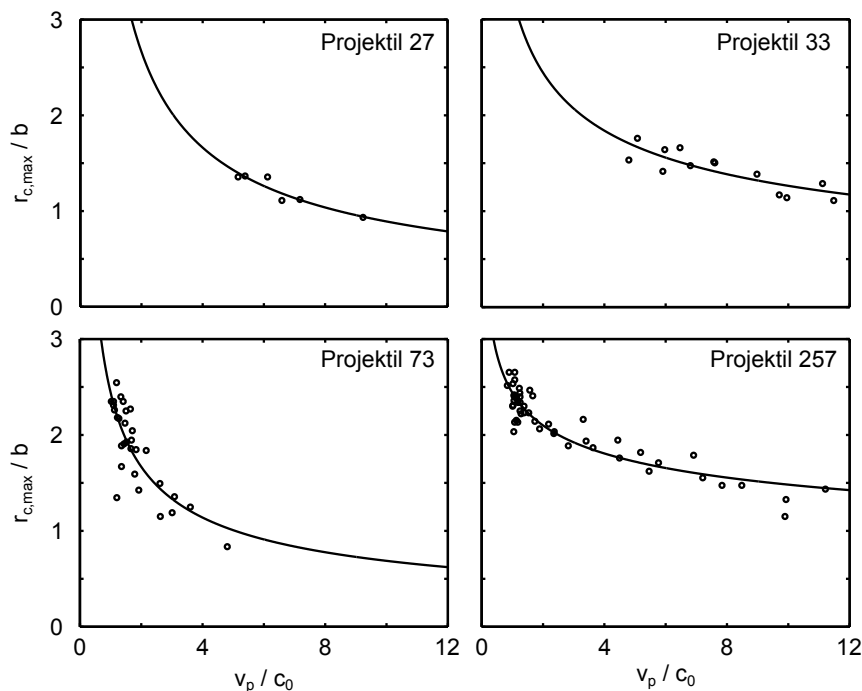


Abbildung 7.2: Maximaler Cavity-Radius in Abhängigkeit der Mach-Zahl des erzeugenden Projektils (Kreise) für vier Beispiele. Die Kurven stellen die an die Messdaten angepasste Potenzfunktion (6.2) dar.

Projektile Nr. 257 aus $6,8\text{-}\mu\text{m}$ -Staub besteht. Das heißt, die Cavities werden nicht bei identischen Eigenschaften der Staubwolke erzeugt. Die dabei gemessenen maximalen Cavity-Radien $r_{c,\text{max}}$ sind in Abb. 7.2 gegen die Mach-Zahl des zugehörigen Projektils aufgetragen (Kreise). An die Messdaten wurde jeweils die bereits im Abschnitt 6.2 vorgeschlagene und im Abschnitt 6.3 diskutierte Potenzfunktion (6.2) angepasst und als Kurve dargestellt. Die dabei gefundenen Koeffizienten k und $\tilde{\beta}$ sind in Tab. 7.1 aufgelistet.

Als Erstes kann festgestellt werden, dass für alle vier gezeigten Projektile die dargestellten Cavity-Radien eine Abnahme mit der Projektilgeschwindigkeit aufweisen. Dieses Verhalten stimmt mit der bisherigen Beobachtung aus Kapitel 5 überein und zeigt somit, dass diese nicht nur für ein spezielles, sondern für alle transsonischen Projektile gültig ist. Zudem belegen die vier Beispiele, dass diese Gesetzmäßigkeit unabhängig von den Eigenschaften der Staubwolke ist.

Potenzgesetz der Abnahme

Damit soll das Abnahmegesetz des maximalen Cavity-Radius mit der Projektilgeschwindigkeit untersucht werden, das sich im Kapitel 6.3.2 sehr gut durch das Potenzgesetz (6.2) beschreiben ließ. Das kann hier durch den Vergleich in Abb. 7.2 zwischen den Messpunkten (Kreise) und der jeweiligen Kurve der angepassten Potenzfunktion für die vier Beispiele bestätigt werden. Die Koeffizienten, die sich bei der Anpassung ergeben, liegen für den Proportionalitätsfaktor im Bereich $0,10 \text{ mm} \leq$

Tabelle 7.1: Koeffizienten zur Anpassung der Potenzfunktion (6.2) an die Messdaten des maximalen Cavity-Radius in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit in Abb. 7.2.

| Projektil | 27 | 33 | 73 | 257 |
|-----------------|-------|-------|-------|-------|
| $\tilde{\beta}$ | -0,68 | -0,41 | -0,56 | -0,22 |
| k/mm | 1,6 | 1,2 | 0,9 | 0,9 |

$k \leq 0,39$ mm und für den Exponenten $-0,7 < \tilde{\beta} < -0,2$ (vgl. Tab. 7.1) und stimmen somit sowohl mit dem experimentellen Ergebnis $\tilde{\beta} = -0,86$ aus Abschnitt 6.3 als auch mit dem in der Simulation beobachteten Exponenten $\tilde{\beta}_{\text{sim}} = -0,36$ grob überein (siehe Abschnitt 6.2).

Diese Übereinstimmung lässt sich noch mit vier weiteren Projektilen untermauern. Da diese nur auf einer deutlich verkürzten Trajektorie beobachtbar sind, können pro Projektil nur wenige maximale Cavity-Radien bestimmt werden. Folglich kann an diese Messdaten keine sinnvolle Anpassung der Potenzfunktion vorgenommen werden. Genauso wenig ist es möglich, diese an die Messpunkte aller vier Projektile anzupassen, da für unterschiedliche Projektile und Targetwolken auch leicht unterschiedliche Koeffizienten für (6.2) zu erwarten sind, wie die vier zuvor diskutierten Beispiele zeigen (siehe Tab. 7.1). Stattdessen sind die Messdaten für die weiteren Projektile in Abb. 7.3 zusammen dargestellt und anhand von Symbolen unterschieden (siehe Legende). Zusätzlich sind die gefundenen Potenzfunktionen für die Projektile aus Abb. 7.2 eingezeichnet und ebenfalls durch ihre Darstellung dem jeweiligen Projektil zugeordnet.

Dabei lassen sich die folgenden Feststellungen benennen: Für drei (\circ , $+$, $*$) der vier Projektile zeigt sich die erwartete Abnahme des Cavity-Radius mit der Mach-Zahl. Die Gründe für die Abweichung der Messdaten, die am Beispiel des Projektils Nr. 45 zu beobachten sind, werden gleich näher analysiert. Zunächst kann schon einmal festgehalten werden, dass alle gezeigten Messpunkte eindeutig in dem Bereich aufzufinden sind, der durch die gefundene Potenzfunktion abgesteckt wird – bis auf zwei Ausreißer, die zum Projektil Nr. 49 gehören. Ansonsten wird durch die Messpunkte die Abnahme des maximalen Cavity-Radius mit der Projektilgeschwindigkeit nach einem Potenzgesetz bestätigt.

Messtechnische Begründung abweichender Beobachtungen

Die Ursache für die angesprochene Abweichung des Projektils Nr. 45 lässt sich messtechnisch begründen, denn dieses Projektil durchstößt während der Beobachtung die Ebene des Laserfächers. Der Laserfächer kann aber nur dann einen axialen Schnitt durch die Cavity erzeugen, wenn sich das erzeugende Projektil genau in der Schärfeebene der Kamera befindet und seine sich auf diese Ebene beziehende Tiefenposition $\Delta a = 0$ mm beträgt. Die Messung unterschätzt jedoch den tatsächlichen Wert für r_c , wenn der Cavity-Radius aus nichtaxialen Schnitten bestimmt wird. Aufgrund der kreisförmigen Geometrie der Cavity in der Ebene senkrecht zur Cavity-Achse gilt für den gemessenen Cavity-Radius $r_{c,\text{mess}}^2 = r_c^2 - \Delta a^2$. Folglich tritt bei Projektilen, welche die Beobachtungsebene rasch durchqueren, eine ausgeprägte zusätzliche Abhängig-

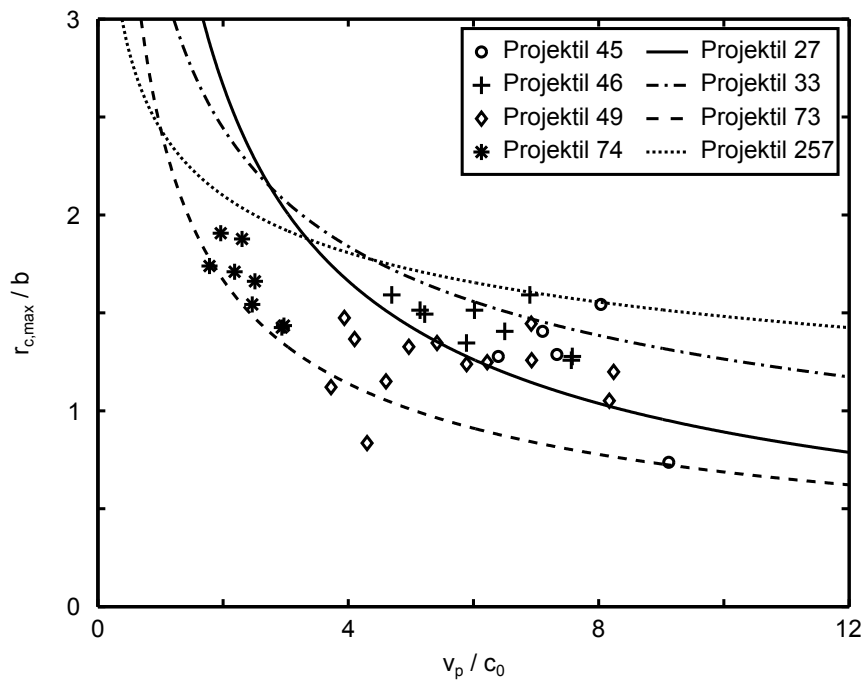


Abbildung 7.3: Maximaler Cavity-Radius in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit für vier verschiedene Projektile, dargestellt durch unterschiedliche Symbole. Zusätzlich sind die angepassten Modellkurven der vier Projektile aus Abb. 7.2 gezeigt.

keit von der Tiefenposition Δa des Projektils im Laserfächer auf. Diese dominiert die Messwerte am Anfang (bei hohen Geschwindigkeiten) und am Ende (bei niedrigen Geschwindigkeiten) der beobachteten Trajektorie, sodass dort zu kleine Werte gemessen werden, während im mittleren Bereich der korrekte Cavity-Radius erfasst wird. Als Resultat scheinen die Cavity-Radien mit der Projektilgeschwindigkeit zunächst bis zu einem Maximum anzuwachsen, bevor sie wieder abnehmen, so wie es im Fall des genannten Projektils zu beobachten ist (siehe Abb. 7.3).

Wurzelgesetz von Einschlagkratern

Für die Beschreibung der Abhängigkeit des Cavity-Radius von der Projektilgeschwindigkeit durch eine Potenzfunktion konnte bereits im Abschnitt 6.3 eine Verbindung zu den Gesetzmäßigkeiten der Kraterbildung durch Meteoriten bzw. Kugeln in granularer Materie vermutet werden. Die Ähnlichkeit dieser drei Projektil-Target-Systeme, die sehr unterschiedliche Längen- und Energieskalierungen aufweisen, soll nun unter Berücksichtigung der hinzugewonnenen Daten betrachtet werden.

Zur Erinnerung: Die für die beobachteten Radien R von Einschlagkratern, die durch Meteoriten oder Projektile in granularer Materie mit einer kinetischen Energie E_{kin} erzeugt werden, gilt $R \propto E_{\text{kin}}^{\tilde{\alpha}}$. Dabei wird $\tilde{\alpha} = 1/3$ für Meteoriteneinschläge [181] und $\tilde{\alpha} = 1/4$ für Einschlagkrater in granularer Materie [2–4] beobachtet. Während für diese zwei Beispiele die im Targetmaterial deponierte Energie direkt proportional zur kinetischen Energie des Geschosses ist, nimmt die im stauigen Plasma abgegebene Energie mit der Projektilgeschwindigkeit ab, was aus der

$1/v_p$ -Abhängigkeit im Stoßmodell folgt (vgl. Kapitel 5.2.2). Der wesentliche Unterschied der zwei Potenzfunktionen (6.3) und (6.4) liegt somit im Vorzeichen des Exponenten, genauer $\tilde{\alpha} = -\tilde{\beta}/2$. Damit ist für die in diesem Kapitel diskutierten transsonischen Projektile der Exponent in einem Bereich $1/10 < \tilde{\alpha} < 2/5$ zu finden. Folglich wird die Abhängigkeit des maximalen Cavity-Radius von der in der Targetwolke deponierten Energie durch eine Wurzelfunktion beschrieben. Der gefundene Wertebereich des Exponenten schließt sowohl den für die Kraterbildung durch Meteoriten als auch den beim Einschlag von Kugeln in granulare Materie beobachteten Exponenten mit ein.

Schlussfolgerung

Für das Verhalten des maximalen Cavity-Radius mit der Mach-Zahl des Projektils bleiben somit die folgenden zwei Ergebnisse festzuhalten. Erstens kann die Abhängigkeit des Cavity-Radius von der Energie, die das Projektil in der Targetwolke deponiert, in Analogie zur Kraterbildung durch Einschläge von Meteoriten oder Projektilen in granularer Materie durch eine Wurzelfunktion beschrieben werden. Folglich könnten Erkenntnisse aus dem weitergehenden Studium der Cavity-Dynamik auf Prozesse der Kraterbildung eventuell übertragbar sein. Insbesondere sind dabei die Vorgänge von Bedeutung, die im Targetmaterial auf Partikelebene stattfinden, da diese z.B. in granularer Materie experimentell nicht zugänglich sind. Dazu zählen beispielsweise Mechanismen, welche zum Transport der in der Targetwolke deponierten Energie beitragen. Um solche Untersuchungen zu ermöglichen, ist für die Zukunft jedoch der Einsatz einer Diagnostik mit verbesserter Raum-Zeit-Auflösung notwendig. Zweitens ist die Abnahme des maximalen Cavity-Radius mit der Projektilgeschwindigkeit eine allgemeingültige Beobachtung für transsonische Projektile in staubigen Plasmen. Das zu zeigen, war das primäre Ziel dieses Abschnitts, womit der zweite Punkt der Zielsetzung dieses Kapitels erfolgreich abgehandelt wurde.

7.3.3 Konstanz der Öffnungszeit

Damit kann der dritte Punkt der Zielsetzung betrachtet werden, nämlich ob sich die Cavity für alle untersuchten Projektile zu einer von deren Mach-Zahl unabhängigen Zeit öffnet. Diese Eigenschaft bringt die Modellierung der Zeitentwicklung des Cavity-Radius durch das GHO-Modell mit sich. Dabei kann aber nach (5.10) die Öffnungszeit durchaus von den elastischen Eigenschaften der Targetwolke sowie dem viskosen Einfluss des Neutralgases bestimmt sein.

Einfluss der Mach-Zahl

Zu diesem Zweck sind die Öffnungszeiten, die mit den maximalen Cavity-Radien korrespondieren, für elf verschiedene Projektile in Abb. 7.4 in Abhängigkeit der Mach-Zahl des Projektils dargestellt (Kreise). Die Zahl oberhalb des Diagramms benennt das zugehörige Projektil. Des Weiteren werden durch graue Boxen Projektile zusammengefasst, die in derselben Parabel und somit in derselben Targetwolke beobachtet wurden. Die horizontalen Linien geben die Mittelwerte (durchgezogen)

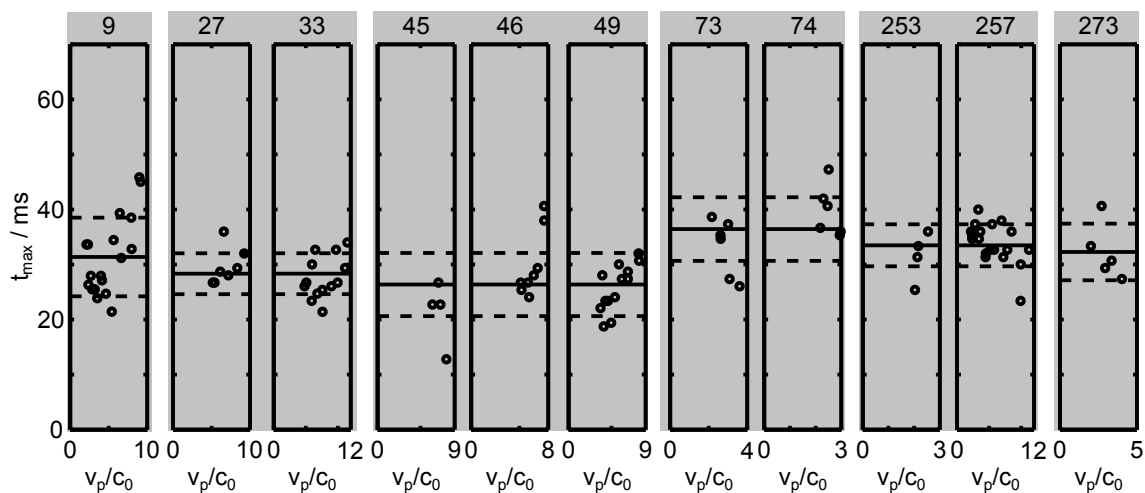


Abbildung 7.4: Öffnungszeit der Cavity in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit für elf verschiedene Projektile. Die grauen Boxen umfassen Messdaten gleicher Parabeln.

der Öffnungszeit \bar{t}_{\max} und die Fehlergrenzen (gestrichelt) $\sigma_{t_{\max}}$ an. Dabei sind Mittelwerte und Standardabweichung jeweils aus allen Messwerten, die zur selben Targetwolke gehören, berechnet. Zusätzlich sind diese Werte auch in Tab. 7.2 notiert. Zu beachten ist, dass die obere Grenze der Projektilgeschwindigkeit nicht in allen Diagrammen gleich gewählt ist.

Wird zunächst jedes Projektil für sich betrachtet, ist mit Ausnahme der Projektile Nr. 9, 46 und 49 festzustellen, dass die Öffnungszeit der Cavity keinerlei Trend aufweist, sondern um ihren Mittelwert streut. Dabei ist die beobachtete Streuung mit einer maximalen Standardabweichung $\sigma_{t_{\max}} = 7$ ms für sämtliche Projektile noch kleiner als die Zeitauflösung $\Delta t = 10,3$ ms der Videokamera. Mit den experimentell verfügbaren Mitteln ist also nicht nachzuweisen, dass die Öffnungszeit der Cavity von der Projektilgeschwindigkeit abhängt. Lediglich der Trend bei den drei benannten Projektilen bildet eine Ausnahme, kann aber aus den folgenden zwei Gründen nicht als Widerspruch gewertet werden: Erstens kann eine ähnliche Abhängigkeit auf den gleichen bzw. sogar größeren Geschwindigkeitsintervallen bei den Projektilen Nr. 33 bzw. 257 nicht beobachtet werden. Zweitens ist die Öffnungszeit (5.10) nach dem GH0-Modell über die Kreisfrequenz ω_0 mit den elastischen Eigenschaften der Targetwolke verknüpft, die durch Größen wie Staublading und -dichte bestimmt sein können. Da die Projektile aber verschiedene Regionen der Targetwolke durchqueren, können sich diese Größen dabei verändern. Bestärkt wird diese Vermutung durch die Tatsache, dass für die unterschiedlichen Parabeln, also für unterschiedliche Targetwolken, sehr wohl Unterschiede in den mittleren Öffnungszeiten zwischen $26 \text{ ms} \leq \bar{t}_{\max} \leq 36 \text{ ms}$ festzustellen sind. Folglich soll im Weiteren ein möglicher Einfluss durch die Eigenschaften der Targetwolke studiert werden.

Einfluss elastischer Eigenschaften

Da alle Beobachtungen bei gleichen Entladungsparametern gemacht wurden, können die elastischen Eigenschaften der Staubwolke nur durch die Targetpartikel selbst

| Projektil | \bar{t}_{\max}/ms | $\sigma_{t_{\max}}/\text{ms}$ |
|------------|----------------------------|-------------------------------|
| 9 | 31 | 7 |
| 27, 33 | 28 | 4 |
| 45, 46, 49 | 26 | 6 |
| 73, 74 | 36 | 6 |
| 253, 257 | 34 | 4 |
| 273 | 32 | 5 |

Tabelle 7.2: Mittelwerte und Standardabweichung für Öffnungszeiten der Cavity der in Abb. 7.4 präsentierten Projektil.

bestimmt sein, nämlich einerseits der Staubdichte und andererseits der Partikelgröße. Zunächst soll dazu eine Erwartung aus theoretischen Überlegungen abgeleitet werden.

Vorbetrachtungen Im Kapitel 5.3.1 wurde die Staubplasmafrequenz ω_{pd} mit der durch das GHO-Modell aus dem Experiment bestimmten Kreisfrequenz ω_0 verglichen. Dabei zeigte sich, dass $\omega_0 \approx \omega_{\text{pd}}/4$ ist, sodass keine exakte Übereinstimmung gefunden werden konnte. Vielmehr konnte nahegelegt werden, dass die von ω_{pd} bestimmte Einstein-Frequenz mit ω_0 in Zusammenhang steht. Deshalb soll hier die Annahme gemacht werden, dass die Zeitskalen der Cavity-Dynamik durch ω_{pd} beeinflusst sind. Dieses Vorgehen ist analog zu Thompson *et al.* [55], die anhand der Reaktionszeit $\tau_{\text{pd}} = 2\pi/\omega_{\text{pd}}$ der Staubwolke begründen, warum um einen mit Überschallgeschwindigkeit bewegten Draht keine staubfreie Cavity beobachtet werden kann. Die Staubplasmafrequenz kann also mit

$$t_{\max} \propto \frac{1}{\omega_{\text{pd}}} \tag{7.1}$$

als ein intuitives Maß für die Öffnungszeit verwendet werden.

Wie aus der Definition (5.11) der Staubplasmafrequenz hervorgeht, gilt dann bezüglich der Staubdichte $\omega_{\text{pd}} \propto n_{\text{d}}^{1/2}$ bzw. für die im Folgenden verwendete eindimensionale Staubdichte $\omega_{\text{pd}} \propto \rho_{\text{t}}^{3/2}$ mit $n_{\text{d}} = \rho_{\text{t}}^3$. Demnach ist zu erwarten, dass die Staubplasmafrequenz mit der Staubdichte in der Targetwolke wächst, während die Öffnungszeit der Cavity nach (7.1) mit ihr abnimmt.

Zudem ist ω_{pd} nach (5.11) durch die Staubladung q_{t} und die Masse m_{t} der Targetpartikel bestimmt, und zwar gilt $\omega_{\text{pd}} \propto q_{\text{t}}^2/m_{\text{t}}$. Beide Größen lassen sich in Abhängigkeit der verwendeten Staubgröße ausdrücken, denn die Ladung ist direkt proportional zum Durchmesser d_{t} der Targetpartikel [182] und die Masse $\propto d_{\text{t}}^3$. Demnach ist für die Abhängigkeit der Öffnungszeit der Cavity nach (7.1) $t_{\max} \propto d_{\text{t}}^{3/2}$ zu erwarten, also eine Zunahme mit der Staubgröße.

Überprüfung am Experiment Nach diesen Vorüberlegungen kann nun untersucht werden, ob sich die Erwartungen für die Öffnungszeit der Cavity im Experiment wiederfinden lassen. Zu diesem Zweck sind in Abb. 7.5 die Öffnungszeiten in Abhängigkeit der eindimensionalen Staubdichte ρ_{t} nach Staubsorte getrennt dargestellt: in (a) die Ergebnisse für groben ($d_{\text{t}} = 9,55 \mu\text{m}$) und in (b) die für feineren Staub

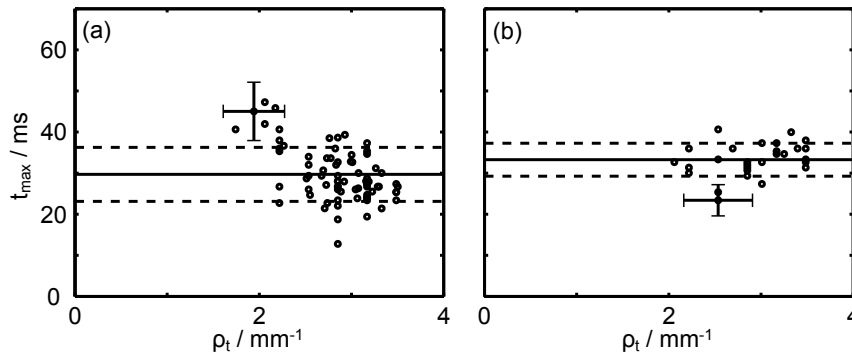


Abbildung 7.5: Öffnungszeit der Cavity in Abhängigkeit der Staubdichte der Targetwolke mit Partikeldurchmessern von (a) $d_t = 9,55 \mu\text{m}$ und (b) $d_t = 6,8 \mu\text{m}$.

($d_t = 6,8 \mu\text{m}$). Es sind dieselben Öffnungszeiten (Kreise) wie schon in Abb. 7.4 gezeigt. Da die eigentliche dreidimensionale Staubdichte n_d messtechnisch nur schwer zugänglich ist, wird hier die eindimensionale Staubdichte ρ_t verwendet. Diese ist durch Abzählen der Schlieren pro Längeneinheit aus den Raum-Zeit-Diagrammen (siehe beispielsweise Abb. 7.1) leicht zu bestimmen. Die Mittelwerte aller Öffnungszeiten bei gleicher Staubgröße sind durch die horizontalen Linien zusammen mit der Standardabweichung als Fehlergrenzen (gestrichelt) angegeben. Dabei ergibt sich für Targetwolken aus $9,55\text{-}\mu\text{m}$ -Staub ein Mittelwert $\bar{t}_{\text{max}} = (30 \pm 7)$ ms und für $6,8\text{-}\mu\text{m}$ -Staub $\bar{t}_{\text{max}} = (33 \pm 4)$ ms. Die Unsicherheit der Messwerte für die Staubdichte ρ_t ist in jedem Diagramm jeweils für einen Messpunkt durch Fehlerbalken gezeigt und beträgt für den $9,55\text{-}\mu\text{m}$ -Staub $\Delta\rho_t = 0,33 \text{ mm}^{-1}$ und $\Delta t_{\text{max}} = \sigma_{t_{\text{max}}} = 7$ ms, während sich für $6,8\text{-}\mu\text{m}$ -Staub $\Delta\rho_t = 0,38 \text{ mm}^{-1}$ und $\Delta t_{\text{max}} = \sigma_{t_{\text{max}}} = 4$ ms ergeben.

Nach den Überlegungen anhand der Staubplasmafrequenz ist mit einer Abnahme der Öffnungszeit mit der Staubdichte zu rechnen, welche sich aber mit den in Abb. 7.5 gezeigten Daten nicht nachweisen lässt. Zwar suggeriert Abb. 7.5(a) einen fallenden Trend für die Öffnungszeiten mit der Staubdichte, dieser kann aufgrund der relativ großen Unsicherheit der gemessenen Zeit und insbesondere Staubdichte aber nicht als signifikant bewertet werden. Außerdem ist es unmöglich, mit den verfügbaren Messdaten die erwartete Proportionalität zu $\rho_t^{-3/2}$ zu belegen, und auch die Messdaten für die zweite Staubsorte, die in Abb. 7.5(b) dargestellt wurden, zeigen keinen Trend.

Neben der nicht hinreichend hohen Zeitaufösung der Rohdaten könnte ein weiterer physikalischer Aspekt dazu beitragen, dass die erwartete Abhängigkeit nicht zu beobachten ist. Wenn die Staubdichte der Targetwolke den kritischen Wert $n_e = Z_t n_d$ überschreitet, stehen nicht mehr genügend freie Elektronen zur Verfügung und es wird von Elektronenverarmung gesprochen. Folglich nimmt mit hohen Staubdichten die Ladung der einzelnen Targetpartikel ab und die Öffnungszeit nach (5.11) und (7.1) zu. Dieser Effekt ist also gerade gegenläufig zu der Abhängigkeit, die aus der reinen Betrachtung der Staubdichte zu erwarten ist, und könnte diese abschwächen.

Die zweite Erwartung, die aus der Staubplasmafrequenz folgt, ist, dass in Targetwolken aus kleineren Partikeln bei gleicher Staubdichte die Öffnungszeit der Cavity sich $\propto d_t^{3/2}$ verhält. Auch das lässt sich mithilfe der präsentierten Messdaten nicht

belegen. Der Vergleich der in Abb. 7.5(a) und (b) eingetragenen Mittelwerte scheint zwar einen umgekehrten Sachverhalt nahezu legen, kann aber nicht als Gegenbeweis bewertet werden, da die Fehlergrenzen der mittleren Öffnungszeit für den 9,55- μm -Staub den Mittelwert inklusive Messunsicherheit des 6,8- μm -Staubs umschließen. Insbesondere fehlen auch zusätzliche Messungen in Targetwolken mit weiteren Partikelgrößen, um eine qualifizierte Bewertung der Abhängigkeit zu erlauben.

Festzuhalten bleibt, dass die Zeitauflösung $\Delta t = 10,3$ ms der Videokamera zu Messunsicherheiten führt, die in Relation zu den Öffnungszeiten der Cavity zu groß sind, um eine detaillierte Untersuchung zur Abhängigkeit der Zeitskala der Cavity-Dynamik von den Eigenschaften der Targetwolke zu erlauben. Hier könnten weitere Experimente mit einer verbesserten Videodiagnostik zu einer Klärung des Sachverhalts führen.

Schlussfolgerung

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass die bisherige Datenbasis aufgrund der Zeitauflösung für die Unabhängigkeit der Öffnungszeit der Cavity von der Mach-Zahl des Projektils zwar keinen absoluten Beweis liefern kann, allerdings weisen die simulierten Cavities in Kapitel 6.2 eine konstante Öffnungszeit auf, die eindeutig von der Projektilgeschwindigkeit unabhängig ist. Auch zeigen die in Abb. 7.1 aufgeführten sechzehn Beispiele den typischen Kurvenverlauf des gedämpften harmonischen Oszillators. Dabei ist insbesondere die für ihn charakteristische Eigenschaft zu beobachten, dass die Öffnungszeit gegenüber der Verschlusszeit verkürzt ist, was ihn unter anderem von der gewöhnlichen harmonischen Schwingung unterscheidet. Von daher erscheint das GHO-Modell (Kapitel 5.2.3) geeignet, um die Dynamik der Cavity, die durch ein transsonisches Projektil erzeugt wurde, auf einfache Weise zu beschreiben.

7.3.4 Die Projektilladung

Damit verbleibt der vierte Punkt der Zielsetzung zu untersuchen, nämlich ob das in Kapitel 5.2.2 entwickelte Stoßmodell universell auf transsonische Projektile anwendbar ist. Die individuelle Projektilgröße erlaubt zwar einerseits, das Stoßmodell mit unterschiedlichen Projektilladungen auf Plausibilität zu testen, andererseits erschwert die nur ungenau bekannte Größe und insbesondere nicht-sphärische Form der Agglomerat-Projektile diese Untersuchung. Deshalb wird nun eine andere Vorgehensweise gewählt.

Anstatt zu versuchen, die Größe der Agglomerate konkret aus dem Experiment zu bestimmen, wird nur das Maximum der vom Projektil gestreuten Lichtintensität I_{max} , die unter rechtem Winkel beobachtet wird, gemessen. Dabei kann angenommen werden, dass diese mit der Projektilgröße zunimmt (vgl. Kapitel 4.2.2). Des Weiteren gilt insbesondere für die elektrische Ladung, dass sie mit der Projektilgröße anwächst. [182] Demzufolge muss das Stoßmodell für Projektile mit größerem I_{max} auch eine größere Staublading q_p liefern, wenn es Allgemeingültigkeit besitzen soll.

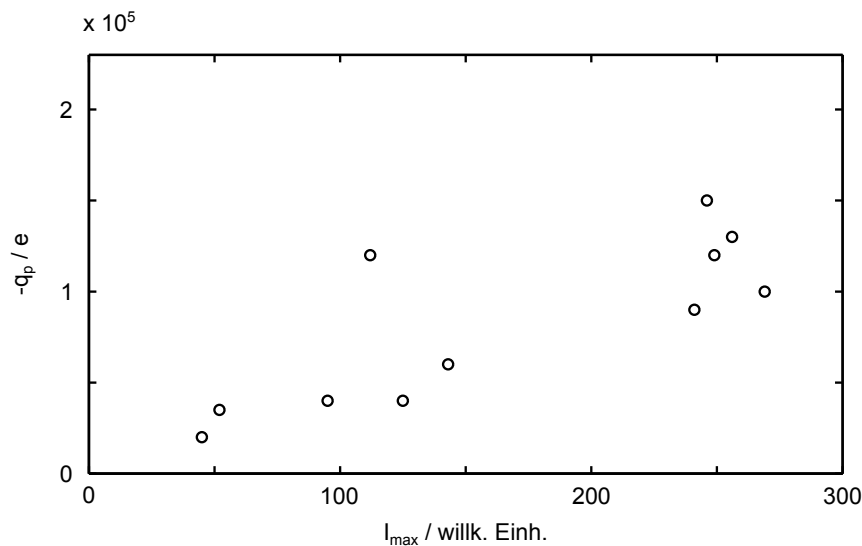


Abbildung 7.6: Mithilfe des Stoßmodells bestimmte Projektilladungen in Abhängigkeit der maximalen Streulichtintensität für elf verschiedene Projektile.

Um diese Aussage zu überprüfen, sind Projektilladung und maximale Streulichtintensität für elf unterschiedliche Projektile in Abb. 7.6 gegeneinander aufgetragen. Die Intensität des Streulichts entspricht dem maximalen Wert, der mit der Videokamera unter rechtem Winkel während der gesamten Beobachtungszeit des Projektils gemessen wurde. Die Projektilladung wurde wie im Kapitel 5.3.2 so abgeschätzt, dass mit ihr das Stoßmodell möglichst gleiche Expansionsgeschwindigkeiten für die Cavity wie im Experiment liefert. Die experimentellen Werte der Expansionsgeschwindigkeiten wurden dabei durch die Anpassung an das GH0-Modell an die Cavity-Verläufe ermittelt. Aus der Darstellung in Abb. 7.6 geht eindeutig hervor, dass mit zunehmender Streulichtintensität auch die Projektilladung wächst.

Folglich ergibt sich aus dem Stoßmodell die zu erwartende Zunahme der Projektilladung mit der Projektillgröße. Allerdings ist eine einfache Aussage über den genauen funktionalen Zusammenhang an dieser Stelle nicht möglich. Erstens existiert für staubige Plasmen kein bekanntes theoretisches Modell für die Ladung nicht-sphärischer Partikel, insbesondere nicht für Agglomerate, welche bedingt durch den Aufbau aus einzelnen Kugeln zusätzlich noch eine zerklüftete Oberfläche aufweisen. Zweitens ist auch eine genaue Modellierung der Streulichtcharakteristik nach der Mie-Theorie [159] nur für sphärische Partikel möglich. Aus diesen Gründen kann hier kein Versuch unternommen werden, aus dem beobachteten Streulicht konkrete Größen, wie Durchmesser, Form und Ladung des Projektils, abzuleiten. Schlussendlich bleibt aber festzuhalten, dass das Stoßmodell für alle beobachteten Projektile eine plausible Ladung liefert und somit auch der letzte Punkt der Zielsetzung erfolgreich überprüft werden konnte.

7.3.5 Feststellung der Allgemeingültigkeit

In jedem der vorangegangenen vier Abschnitte ist es gelungen, jeweils einen der in der Zielsetzung dieses Kapitels formulierten Punkte positiv zu klären. Zunächst konnte die grundlegende Voraussetzung bestätigt werden, dass jedes transsonische Projektil in der Targetwolke eine staubfreie Cavity erzeugt. Als Nächstes ist der Nachweis gelungen, dass für alle erzeugten Cavities auch deren maximaler Radius mit der Mach-Zahl des Projektils abnimmt. Durch diese zwei Schritte ist die Allgemeingültigkeit der in den Kapiteln 4.3 und 5.1 beschriebenen Beobachtungen gezeigt.

Die letzten zwei Punkte der Zielsetzung dienten der Überprüfung der in Kapitel 5.2 entwickelten Modellierung der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung. Dabei konnten zunächst für die Öffnungszeiten der Cavity bei gleichen Eigenschaften der Targetwolke keine signifikanten Abhängigkeiten von der Projektilgeschwindigkeit nachgewiesen werden. Folglich ist die Voraussetzung gegeben, dass das GHO-Modell die zeitliche Cavity-Entwicklung korrekt beschreibt. Das wird darüber hinaus durch die Simulation der Cavities gestützt (siehe Kapitel 6.2), in der eindeutig festgestellt werden kann, dass die Cavity-Öffnung für alle Projektilgeschwindigkeiten innerhalb derselben Zeit erfolgt. Anschließend konnte gezeigt werden, dass sich für alle beobachteten Projektile mit dem Stoßmodell plausible elektrische Ladungen aus den beobachteten Expansionsgeschwindigkeiten der Cavity ergeben. Durch diese beiden Schritte ist der Nachweis erbracht, dass die zweigeteilte Modellierung zur Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung auf alle transsonischen Projektile anwendbar ist und somit ebenfalls als allgemeingültig angesehen werden kann.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Dissertation wurde die Wechselwirkung zwischen geladenen schweren Projektilen und einem staubigen Plasma unter Schwerelosigkeit im Experiment untersucht. Zur Erzeugung der Projektile wurde ein Staubbeschleuniger entwickelt, der auf einem Zahnradmechanismus basiert. Hinter den Projektilen kann beim Eindringen in die Staubwolke ein staubfreier Bereich (Cavity) beobachtet werden, dessen Form stark von der Projektilgeschwindigkeit geprägt ist. Ein subsonisches Projektil formt eine elliptische Cavity, ein transsonisches eine langgezogene, während die Cavity eines hypersonischen Projektils vernachlässigbar klein ist. Die im Experiment beobachtete Cavity-Dynamik eines transsonischen Projektils wurde ausgiebig untersucht. Anhand der Befunde wurde daraus eine Modellvorstellung zur Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung entwickelt. Anschließend konnte mithilfe von Simulationen von O. Arp [59, 60] ein weiterer, tiefer gehender Zugang gefunden werden. Durch die daraus gewonnenen Befunde war es möglich, die Modellvorstellung weiter abzusichern. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit lassen die nachstehenden Schlussfolgerungen zu:

Projektil sind ein alternativloses Mittel zur punktförmigen Manipulation dreidimensionaler staubiger Plasmen. In zweidimensionalen Staub-Clustern wurde einerseits mithilfe von bewegten Partikeln und andererseits durch die Kraft eines Lasers eine punktförmige Störung hervorgerufen, sodass z.B. Mach-Kegel angeregt werden konnten [48, 49]. Die Lasermanipulation hat sich dabei in ein- und zweidimensionalen Systemen als besonders geeignet erwiesen, da die erzeugte Kraft in ihrer Stärke kontrolliert und lokal definiert einsetzbar ist. Für dreidimensionale Staubwolken gilt Letzteres aufgrund der axialen Ausdehnung des Laserstrahls nicht mehr. Von daher stellen kleine geladene Partikel die einzige Methode dar, um ein ausgedehntes staubiges Plasma lokal zu stören. Dabei eignen sich insbesondere Projektil, um z.B. in Analogie zu Staub-Clustern auch in ausgedehnten Staubwolken Mach-Kegel [41, 42] bzw. Wellensysteme anzuregen. Zu diesem Zweck wurde in dieser Arbeit ein Staubbeschleuniger für den Einsatz an staubigen Plasmen entwickelt.

Das Problem der Wechselwirkung eines Überschallprojektils mit den Targetpartikeln der Staubwolke lässt sich in zwei Teilprobleme zerlegen: In einen initialen Kraftstoß, der die Cavity öffnet, und den elastischen Response der Staubwolke, der die Cavity wieder schließt. Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente zeigten, dass langsame (subsonische) Projektil eine nahezu kreisrunde Cavity in der Staubwolke formen, deren Größe sich aus dem Gleichgewicht der repulsiven Kräfte des Projektils und der einzelnen Partikel in der Staubwolke ergibt. Dahingegen zeigte sich bei schnellen (trans- und hypersonischen) Projektilen

eine Abhängigkeit der Cavity-Form von der Projektilgeschwindigkeit. In diesem Fall findet das Stoßereignis auf einer deutlich kürzeren Zeitskala statt als die Reaktion der Staubwolke, weil das Projektil sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegt, während die gestoßenen Targetpartikel ungefähr mit Schallgeschwindigkeit zu expandieren beginnen. Das rechtfertigt die Annahme, dass der Stoß abgeschlossen ist, bevor die Cavity sich zu öffnen beginnt. Deshalb konnte das Problem der Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung in einen initialen Kraftstoß und einen sich anschließenden Response der Targetwolke unterteilt und getrennt von einander modelliert werden.

Die Wechselwirkung eines Projektils mit der Staubwolke kann anhand des Coulomb-Radius unterteilt werden in Klein- und Großwinkelstöße, die entsprechend zu elastischer und plastischer Verformung der Wolke führen. Die Beschreibung des Streuprozesses der Targetpartikel im Bezugssystem des Projektils in Analogie zur Rutherford-Streuung [1] führte zu der Vorstellung, dass die Projektil-Targetwolken-Wechselwirkung durch zwei Anteile geprägt ist: Targetpartikel mit einem Stoßparameter kleiner als der Coulomb-Radius erfahren einen Großwinkelstoß ($\varphi \geq \pi/2$), der mit einer Streuung weit in die Targetwolke hinein verbunden ist, während ein größerer Stoßparameter einen Kleinwinkelstoß ($\varphi < \pi/2$) und eine kleinere Auslenkung verursacht. Daraus folgte direkt, dass bei Großwinkelstößen Targetpartikel ihre ursprüngliche Position nicht wiederfinden, im Gegensatz zu Targetpartikeln bei Kleinwinkelstößen. Das heißt, mit Großwinkelstößen ist eine plastische und mit Kleinwinkelstößen eine elastische Deformation der Staubwolke verbunden. Somit ist die Cavity-Dynamik ein elastischer Prozess, weil der Cavity-Rand durch die Targetpartikel gebildet wird, welche die geringste Auslenkung erfahren.

Im Experiment konnte aufgrund der räumlichen Auflösung lediglich ein Großwinkelstoß nachgewiesen werden, während sich die Targetpartikelbewegung für elastische Stöße nicht im Detail verfolgen ließ. Die Bestätigung der Vorstellung konnte allerdings durch Simulationsergebnisse von O. Arp [60] geliefert werden.

Neben der Analogie zur Rutherford-Streuung ist auch eine Verwandtschaft des Verhaltens der Targetpartikel während des Streuprozesses zu dem von Ionen in der Nähe von sphärischen Sonden und somit Staubpartikeln in einem Plasma nach der *Orbital Motion Limited* Theorie [80] zu erkennen. Im Gegensatz zu den Ionen lassen sich beim Streuprozess der Targetpartikel am Projektil die einzelnen Partikel verfolgen. Dabei tritt jedoch ein wesentlicher Unterschied auf, denn die Relativbewegung der Targetpartikel findet im Gegensatz zu derjenigen der Ionen in einem abstoßenden Potential statt.

Der übertragene Impuls von einem Überschallprojektil auf ein Targetpartikel ist umgekehrt proportional zur Projektilgeschwindigkeit. In dem in dieser Arbeit formulierten Stoßmodell konnte die Betrachtung der Wechselwirkung zwischen Projektil und einem Targetpartikel auf eine von der Projektilladung bestimmte Sphäre reduziert werden. Dies wurde zum einen aufgrund der Debye-Abschirmung und zum anderen wegen des mit wachsendem Abstand abnehmenden Kraftbeitrags

des Projektils gegenüber den Beiträgen der übrigen Interpartikelkräfte auf das Targetpartikel ermöglicht. Daraus resultiert eine endliche Wechselwirkungszeit, die umgekehrt proportional zur Projektilgeschwindigkeit abnimmt. Folglich ist der übertragene Impuls, der proportional zur Wechselwirkungszeit ist, somit ebenfalls umgekehrt proportional zur Projektilgeschwindigkeit.

Erst dieses Stoßmodell liefert das Verständnis für die zunächst überraschende experimentelle Beobachtung, dass eine Erhöhung der kinetischen Energie des Projektils zu einem weniger ausgeprägten Effekt in der Targetwolke führt.

Der maximale Cavity-Radius ergibt sich nach einem Wurzelgesetz aus der Energie, die das Projektil in der Staubwolke deponiert. Im Experiment konnte beobachtet werden, dass mit wachsender Projektilgeschwindigkeit der maximale Radius der erzeugten Cavity abnimmt. Dabei ließ sich empirisch ein Potenzgesetz mit einem negativen Exponenten $-1 < \tilde{\beta} < 0$ finden, das durch die Simulation [60] bestätigt wurde. Nach dem Stoßmodell ist der übertragene Impuls auf die Targetpartikel und folglich auch die in der Staubwolke deponierte Energie umgekehrt proportional zur Projektilgeschwindigkeit. Daraus ließ sich ableiten, dass der Zusammenhang zwischen dem maximalen Cavity-Radius und der Energie, die das Projektil in der Staubwolke deponiert, durch ein Wurzelgesetz beschrieben wird – also einem Potenzgesetz mit einem Exponenten $0 < \tilde{\alpha} < 1$.

Der zeitliche Verlauf des Cavity-Durchmessers wird durch das Modell des gedämpften harmonischen Oszillators beschrieben. Die im Experiment gemessene Zeitentwicklung des Cavity-Radius zeigte eine Öffnung innerhalb einer konstanten Zeit, die unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit und eindeutig kürzer als die Schließzeit der Cavity ist. Diese beiden Eigenschaften legten nahe, dass die Dynamik als gedämpfte harmonische Oszillation beschrieben werden kann. Diese Annahme wurde durch die Tatsache gestützt, dass der Kurvenverlauf des gedämpften harmonischen Oszillators eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten für die Cavity-Expansion und den ersten Teil der Kontraktionsphase zeigte.

Abweichungen traten lediglich zum Ende der Kontraktionsphase auf: erstens als leichter Unterschied zwischen Modellkurve und Messdaten und zweitens durch nicht gleiche Schließzeiten bei verschiedenen maximalen Cavity-Radien, aber sonst identischen Bedingungen. Beides wurde der sich ändernden Wechselwirkung aufgrund der immer näher kommenden gegenüberliegenden Cavity-Wand zugeschrieben.

Die gefundene Kreisfrequenz der Cavity repräsentiert die Elastizität der Staubwolke. Der Response der Targetwolke auf das Projektil wurde beschrieben, indem ein einzelnes Targetpartikel der Cavity-Wand herausgegriffen wurde, welches dann dessen Bewegung als Masse-Feder-System repräsentiert. Dabei wurde der elektrostatische Druck in der Staubwolke für die Stärke der Federkonstante als verantwortlich angesehen. Diese wiederum steht für die Elastizität der Staubwolke und ist über $D = m_t/\omega_0^2$ mit der Kreis- bzw. Resonanzfrequenz ω_0 des ungedämpften harmonischen Oszillators verknüpft. Aus der im Experiment gemessenen Zeitentwicklung des Cavity-Radius kann die Kreisfrequenz bestimmt werden.

Intuitiv wäre zu erwarten, dass die natürliche Frequenz, auf der die Cavity schwingt, durch die Staubplasmafrequenz gegeben ist – wie es z.B. im Fall der Resonanzmethode [14, 87] beobachtet wird. Im Experiment zeigt sich für die Cavity jedoch eine signifikante Abweichung und es ist vielmehr eine Übereinstimmung mit der Einstein-Frequenz zu vermuten.

Die Zeitentwicklung der Cavity lässt sich in drei Phasen einteilen: Eine Öffnungsphase, eine Kontraktionsphase und eine dritte, in der noch ein schmaler Kanal bestehen bleibt. Bei der Analyse der Zeitentwicklung des im Experiment vermessenen Cavity-Radius konnten für die Cavity-Dynamik zwei Phasen beobachtet werden. Die erste Phase ist das Öffnen der Cavity bis zu ihrem maximalen Radius. Dieser Vorgang erfolgt bei identischen Eigenschaften der Staubwolke innerhalb derselben Zeit, d.h., die Öffnungszeit ist im Gegensatz zum maximalen Cavity-Radius unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit. Als zweite Phase schließt sich die Kontraktion der Cavity an. Diese umfasst die Entwicklung des Cavity-Radius von seinem Maximalwert bis zum Erreichen des halben Interpartikelabstands, bei dem die Cavity als geschlossen angesehen wird. Die dazu benötigte Kontraktionszeit ist eindeutig länger als die Öffnungszeit, wobei sich eine tendenzielle, aber nicht eindeutige Abhängigkeit vom maximalen Cavity-Radius zeigte. Das heißt, die Kontraktionsphase weist gegenüber dem Öffnungsvorgang ein deutlich komplexeres Verhalten auf. Darüber hinaus kann anhand der Simulationen von O. Arp [59] für die Cavity-Dynamik eine dritte Phase festgestellt werden. In dieser ordnen sich die Partikel symmetrisch um die Cavity-Achse an, sodass ein dünner Kanal gebildet wird, dessen Radius gerade dem Wigner-Seitz-Radius entspricht. Dabei übertrifft die Lebensdauer des Kanals die der Cavity um ein Vielfaches, womit die letzte die längste der drei Phasen ist.

Das Schließen des Kanals wird durch thermische Bewegung verursacht. Die Tatsache, dass die Dynamik des Kanals auf einer anderen Zeitskala stattfindet als die der Cavity, zeigt, dass im Gegensatz zur Cavity nicht der elektrostatische Druck für das Schließen des Kanals verantwortlich sein kann. Vielmehr ist naheliegend, dass die freie zentrale Position zufällig durch eines der sechs Partikel eingenommen wird, die als hexagonale Struktur die Kanalwand bilden. Daraus ergab sich die hypothetische Vorstellung, dass die Lebensdauer der letzten Phase durch thermische Diffusion bestimmt ist.

Es bleibt festzuhalten, dass in dieser Arbeit durch den entwickelten Staubbeschleuniger Neuland in der Erforschung staubiger Plasmen betreten werden konnte, da dieser die gezielte Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Projektilen und ausgedehnten Staubwolken ermöglicht. Dabei konnte gefunden werden, dass elektrisch geladene schwere Projektilen staubfreie Cavities erzeugen, deren Form und Größe stark von der Projektilgeschwindigkeit bestimmt sind. Die genaue Analyse von Überschallprojektilen hat gezeigt, dass der Cavity-Radius sich umgekehrt proportional zur Projektilgeschwindigkeit verhält und dass seine zeitliche Entwicklung als gedämpfte harmonische Oszillation beschrieben werden kann.

Zwei Fragen bleiben ungelöst: Die erste betrifft die Kontraktionsphase der Cavity, die eine Abweichung vom Oszillatormodell aufweist. Hierfür wird bisher die mit kleiner werdendem Cavity-Radius zunehmende zusätzliche Wechselwirkung mit der gegenüberliegenden Cavity-Wand verantwortlich gemacht. Diese These ist in Zukunft durch weitere Experimente zu prüfen und das Ergebnis bei einer Verfeinerung der Theorie zu berücksichtigen. Die zweite offene Frage ist, ob auch im Experiment ein Kanal als dritte Phase der Zeitentwicklung der Cavity existiert. Zur Klärung ist eine genaue Kenntnis der dreidimensionalen Ortskoordinaten der Targetpartikel notwendig. Sollte ein solcher Kanal nachweisbar sein, könnten Langzeitbeobachtungen bei unterschiedlichen Experimentparametern zum Verständnis beitragen, welche Prozesse das Schließen des Kanals bewirken.

Weitere Untersuchungen mit den im Folgenden genannten Verbesserungen könnten zu neuen Erkenntnissen und dadurch zu einer Klärung der Fragen führen.

- **Projektiler bekannter Größe:** Eine wesentliche Schwierigkeit bei der Interpretation der experimentellen Befunde dieser Arbeit war die ungenau bekannte Projektilladung. Die Wahl größerer Projektile könnte bei künftigen Untersuchungen dazu führen, nicht mehr auf Agglomerate unbekannter Größe angewiesen zu sein. Dadurch ließe sich die Projektilladung mit gewohnter Genauigkeit bestimmen.
- **Untersuchungen auf Partikelebene:** Eine Videodiagnostik mit einer erhöhten räumlichen Auflösung würde Untersuchungen auf Partikelebene zulassen. Dadurch würde ermöglicht, zum einen den Beitrag von Klein- und Großwinkelstößen zur Cavity-Dynamik auch im Experiment zu studieren und zum anderen die tatsächlichen Trajektorien während des Stoßes zu verfolgen.
- **Erhöhung der Framerate:** Ein wesentliches Problem bei der systematischen Untersuchung der Cavity-Dynamik war, dass der Öffnungsvorgang nur mit vier bis fünf Videobildern erfasst werden konnte. Eine höhere Framerate der Videodiagnostik würde den Fehler der bestimmten Öffnungszeit deutlich reduzieren und zukünftig genauere Aussagen zulassen.
- **Dreidimensionale Diagnostik:** In der Vergangenheit lieferte die übliche Videodiagnostik für Vorgänge in dynamischen zweidimensionalen bzw. statischen dreidimensionalen staubigen Plasmen vollkommen zufriedenstellende Messdaten. Für dreidimensionale dynamische Prozesse, wie sie im Fall der Cavity-Dynamik gegeben sind, wäre auch eine echte dreidimensionale Diagnostik wünschenswert, die zu einem Zeitpunkt alle drei Ortskoordinaten jedes Partikels in einem Volumen erfassen kann. Damit wäre gewährleistet, dass Informationen über Partikel, die ansonsten die Aufnahmeebene verlassen, nicht verloren gehen. In letzter Zeit sind diesbezüglich große Fortschritte erzielt worden [103, 104, 153]. Um allerdings die Partikelkoordinaten bei der relativ hohen Partikeldichte innerhalb der Staubwolke und auf Parabelflügen erfassen zu können, besteht noch Entwicklungsbedarf. Eine zuverlässigere Kenntnis der

Position des Cavity-Rands könnte zu einer genaueren Bestimmung des Exponenten im Potenzgesetz zur Abhängigkeit des Cavity-Radius von der Projektilgeschwindigkeit führen. Das könnte möglicherweise zur weitergehenden Klärung beitragen, ob die als *Cube-Root-Law* bekannte Gesetzmäßigkeit für Einschlagkrater von Meteoriten [181] bzw. Kugeln in granularer Materie [2,3] tatsächlich Ähnlichkeit zu dem Potenzgesetz aufweist, das für die Cavities in dieser Arbeit gefunden wurde.

- **Plasmaleuchten in der Cavity:** Der Vergleich zwischen den Experimentdaten und dem Responsemodell hat gezeigt, dass die Cavity langsamer kollabiert, als es die Theorie vorhersagt. Als naheliegende Ursache wurde die im Modell vernachlässigte zusätzliche Wechselwirkung mit der gegenüberliegenden Cavity-Wand in Betracht gezogen. Andererseits könnte auch eine erhöhte Plasmaproduktion innerhalb des staubfreien Bereichs zu einem zusätzlichen Ionenwind führen [174–176], der den Kollaps der Cavity verlangsamen würde. Auf die Plasmaproduktion in der Cavity könnte anhand des Plasmaleuchtens geschlossen werden, welches synchron mit einer zusätzlichen Videokamera aufgezeichnet wird [177].
- **Vertiefende Simulationen:** Simulationsläufe bei unterschiedlichen Konfigurationen der Staubwolke (Partikelladung und -masse, Staubdichte, Debye-Länge sowie Neutralgasreibung) könnten neue Erkenntnisse zum genaueren Zusammenhang zwischen der Cavity-Dynamik und der Elastizität der Staubwolke liefern und eine Präzisierung des Responsemodells erlauben. Zudem beschränkten sich die bisherigen Simulationen auf ein Projektil einer festen Ladung. Durch Variation der Projektilladung könnte das bisherige Bild zusätzlich kritisch auf die Probe gestellt werden.

A Literaturverzeichnis

- [1] E. Rutherford, *The scattering of $\hat{I}\pm$ and \hat{I}^2 particles by matter and the structure of the atom*, Philosophical Magazine Series 6 **21**, 669 (1911).
- [2] J. S. Uehara, M. A. Ambroso, R. P. Ojha, and D. J. Durian, *Low-Speed Impact Craters in Loose Granular Media*, Phys. Rev. Lett. **90**, 194301 (2003).
- [3] J. S. Uehara, M. A. Ambroso, R. P. Ojha, and D. J. Durian, *Erratum: Low-Speed Impact Craters in Loose Granular Media [Phys. Rev. Lett. PRLTA00031-9007 90, 194301 (2003)]*, Phys. Rev. Lett. **91**, 149902 (2003).
- [4] A. M. Walsh, K. E. Holloway, P. Habdas, and J. R. de Bruyn, *Morphology and Scaling of Impact Craters in Granular Media*, Phys. Rev. Lett. **91**, 104301 (2003).
- [5] H. J. Melosh, *Impact cratering: A geologic process*, Research supported by NASA. New York, Oxford University Press (Oxford Monographs on Geology and Geophysics, No. 11) (1989).
- [6] W. L. K. Thomson, *On Ship Waves*, Proc. Inst. Mech. Eng. [Popular lectures, iii. 482] (1887).
- [7] L. Prandtl, K. Oswatitsch, and K. Wieghardt, *Führer durch die Strömungslehre* (Vieweg, Braunschweig, 1990).
- [8] L. Spitzer, *Diffuse matter in space* (Inter science, New York, 1968).
- [9] C. K. Goertz, *Dusty plasmas in the solar system*, Rev. Geophys. **27**, 271 (1989).
- [10] J. Blum, *Astrophysical Microgravity Experiments with Dust Particles*, Microgravity Science and Technology **22**, 517 (2010).
- [11] G. S. Selwyn, J. Singh, and R. S. Bennett, *In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination*, Journal of Vacuum Science Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films **7**, 2758 (1989).
- [12] J. H. Chu and L. I., *Coulomb lattice in a weakly ionized colloidal plasma*, Physica A **205**, 183 (1994).
- [13] H. Thomas *et al.*, *Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a dusty plasma*, Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).

- [14] A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, *Experimental Determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices*, Phys. Lett. A **191**, 301 (1994).
- [15] A. Melzer *et al.*, *Structure and stability of the plasma crystal*, Phys. Rev. E **54**, R46 (1996).
- [16] H. Thomas and G. E. Morfill, *Melting Dynamics of a Plasma Crystal*, Nature **379**, 806 (1996).
- [17] A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, *Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal*, Phys. Rev. E **53**, 2757 (1996).
- [18] A. Barkan, R. L. Merlino, and N. D'Angelo, *Laboratory observation of the dust-acoustic wave mode*, Physics of Plasmas **2**, 3563 (1995).
- [19] A. Homann *et al.*, *Determination of the dust screening length by laser-excited lattice waves*, Phys. Rev. E **56**, 7138 (1997).
- [20] C. Thompson, A. Barkan, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, *Dust acoustic waves in a direct current glow discharge*, Physics of Plasmas **4**, 2331 (1997).
- [21] A. Homann *et al.*, *Laser-excited dust lattice waves in plasma crystals*, Phys. Lett. A **242**, 173 (1998).
- [22] S. Nunomura, D. Samsonov, and J. Goree, *Transverse waves in a two-dimensional screened-Coulomb crystal (dusty plasma)*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5141 (2000).
- [23] V. Nosenko, J. Goree, and A. Piel, *Cutoff Wave Number for Shear Waves in a Two-Dimensional Yukawa System (Dusty Plasma)*, Phys. Rev. Lett. **97**, 115001 (2006).
- [24] A. Piel *et al.*, *Obliquely Propagating Dust-Density Plasma Waves in the Presence of an Ion Beam*, Phys. Rev. Lett. **97**, 205009 (2006).
- [25] A. Piel *et al.*, *Erratum: Obliquely Propagating Dust-Density Plasma Waves in the Presence of an Ion Beam [Phys. Rev. Lett. 97, 205009 (2006)]*, Phys. Rev. Lett. **99**, 209903 (2007).
- [26] K. O. Menzel, O. Arp, and A. Piel, *Spatial Frequency Clustering in Nonlinear Dust-Density Waves*, Phys. Rev. Lett. **104**, 235002 (2010).
- [27] W. T. Juan, M. H. Chen, and L. I., *Nonlinear transport and microvortex excitations in sheared quasi-two-dimensional dust Coulomb liquids*, Phys. Rev. E **64**, 016402 (2001).
- [28] G. E. Morfill *et al.*, *Highly Resolved Fluid Flows: "Liquid Plasmas" at the Kinetic Level*, Phys. Rev. Lett. **92**, 175004 (2004).

-
- [29] V. Nosenko and J. Goree, *Shear Flows and Shear Viscosity in a Two-Dimensional Yukawa System (Dusty Plasma)*, Phys. Rev. Lett. **93**, 155004 (2004).
- [30] K. R. Sütterlin *et al.*, *Dynamics of Lane Formation in Driven Binary Complex Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **102**, 085003 (2009).
- [31] C.-R. Du *et al.*, *Experimental investigation on lane formation in complex plasmas under microgravity conditions*, New Journal of Physics **14**, 073058 (2012).
- [32] A. V. Ivlev and D. I. Zhukhovitskii, *The drag force on a subsonic projectile in a fluid complex plasma*, Physics of Plasmas **19**, 093703 (2012).
- [33] R. L. Merlino, J. R. Heinrich, S.-H. Hyun, and J. K. Meyer, *Nonlinear dust acoustic waves and shocks*, Physics of Plasmas **19**, 057301 (2012).
- [34] Y. Saitou, Y. Nakamura, T. Kamimura, and O. Ishihara, *Bow Shock Formation in a Complex Plasma*, Phys. Rev. Lett. **108**, 065004 (2012).
- [35] V. Nosenko, A. V. Ivlev, and G. E. Morfill, *Microstructure of a Liquid Two-Dimensional Dusty Plasma under Shear*, Phys. Rev. Lett. **108**, 135005 (2012).
- [36] C. T. N. Willis, M. Coppins, M. Bacharis, and J. E. Allen, *Floating potential of large dust grains in a collisionless flowing plasma*, Phys. Rev. E **85**, 036403 (2012).
- [37] N. P. Oxtoby, J. F. Ralph, C. Durniak, and D. Samsonov, *Tracking shocked dust: State estimation for a complex plasma during a shock wave*, Physics of Plasmas **19**, 013708 (2012).
- [38] A. Melzer *et al.*, *Instantaneous Normal Mode Analysis of Melting of Finite Dust Clusters*, Phys. Rev. Lett. **108**, 225001 (2012).
- [39] J. Schablinski *et al.*, *Laser heating of finite two-dimensional dust clusters: A. Experiments*, Physics of Plasmas **19**, 013705 (2012).
- [40] H. Rothermel *et al.*, *Gravity compensation in complex plasmas by application of a temperature gradient*, Phys. Rev. Lett. **89**, 175001 (2002).
- [41] K. Jiang *et al.*, *Mach cones in a three-dimensional complex plasma*, Europhys. Lett. **85**, 45002 (2009).
- [42] M. Schwabe *et al.*, *Direct measurement of the speed of sound in a complex plasma under microgravity conditions*, Europhys. Lett. **96**, 55001 (2011).
- [43] M. Klindworth, O. Arp, and A. Piel, *Langmuir probe system for dusty plasmas under microgravity*, Rev. Sci. Instrum. **78**, 033502 (2007).
- [44] G. E. Morfill *et al.*, *Condensed plasmas under microgravity*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1598 (1999).

- [45] A. Ashkin, *Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **24**, 156 (1970).
- [46] F. Melandsø, *Lattice waves in dust plasma crystals*, Physics of Plasmas **3**, 3890 (1996).
- [47] A. Piel, V. Nosenko, and J. Goree, *Experiments and molecular-dynamics simulation of elastic waves in a plasma crystal radiated from a small dipole source*, Phys. Rev. Lett. **89**, 085004 (2002).
- [48] A. Melzer, S. Nunomura, D. Samsonov, and J. Goree, *Laser-excited Mach cones in a dusty plasma crystal*, Phys. Rev. E **62**, 4162 (2000).
- [49] D. Samsonov *et al.*, *Mach cones in a Coulomb lattice and a dusty plasma*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3649 (1999).
- [50] D. Samsonov, J. Goree, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, *Mach cone shocks in a two-dimensional Yukawa solid using a complex plasma*, Phys. Rev. E **61**, 5557 (2000).
- [51] D. H. E. Dubin, *The phonon wake behind a charge moving relative to a 2D plasma crystal*, Phys. Plasmas **7**, 3895 (2000).
- [52] V. Nosenko, J. Goree, Z. W. Ma, and A. Piel, *Observation of Shear-Wave Mach Cones in a 2D Dusty-Plasma Crystal*, Phys. Rev. Lett. **88**, 135001 (2002).
- [53] V. Nosenko *et al.*, *Compressional and shear wakes in a two-dimensional dusty plasma crystal*, Phys. Rev. E **68**, 056409 (2003).
- [54] M. Wolter *et al.*, *Force measurements in dusty plasmas under microgravity by means of laser manipulation*, Physics of Plasmas **14**, 123707 (2007).
- [55] C. O. Thompson, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, *The interaction of stationary and moving objects with dusty plasmas*, Phys. Plasmas **6**, 1421 (1999).
- [56] G. E. Morfill *et al.*, *The classical tunnelling effect observations and theory*, New J. Phys. **8**, 7 (2006).
- [57] V. E. Fortov, O. F. Petrov, A. D. Usachev, and A. V. Zobnin, *Micron-sized particle-charge measurements in an inductive rf gas-discharge plasma using gravity-driven probe grains*, Phys. Rev. E **70**, 046415 (2004).
- [58] M.-C. Chang, Y.-P. Tseng, and L. I., *Projectile channeling in chain bundle dusty plasma liquids: Wave excitation and projectile-wave interaction*, **18**, 033704 (2011).
- [59] O. Arp, D. Caliebe, and A. Piel, *Cavity dynamics and particle alignment in the wake of a supersonic projectile penetrating a dusty plasma*, Phys. Rev. E **83**, 066404 (2011).

- [60] O. Arp, Private Kommunikation.
- [61] G. M. Jellum and D. B. Graves, *Particle-plasma interactions in low-pressure discharges*, Applied Physics Letters **57**, 2077 (1990).
- [62] A. Bouchoule *et al.*, *Particle generation and behavior in a silane-argon low-pressure discharge under continuous or pulsed radio-frequency excitation*, Journal of Applied Physics **70**, 1991 (1991).
- [63] T. Nitter, *Levitation of dust in rf and dc glow discharges*, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 93 (1996).
- [64] A. Piel and A. Melzer, *Dynamical processes in complex plasmas*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, R1 (2002).
- [65] V. E. Fortov *et al.*, *Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives*, Phys. Rep. **421**, 1 (2005).
- [66] A. Piel *et al.*, *Complex plasmas: forces and dynamical behaviour*, Plasma Physics and Controlled Fusion **50**, 124003 (2008).
- [67] P. K. Shukla and B. Eliasson, *Colloquium : Fundamentals of dust-plasma interactions*, Rev. Mod. Phys. **81**, 25 (2009).
- [68] G. E. Morfill and A. V. Ivlev, *Complex plasmas: An interdisciplinary research field*, Rev. Mod. Phys. **81**, 1353 (2009).
- [69] M. Bonitz, C. Henning, and D. Block, *Complex plasmas: a laboratory for strong correlations*, Reports on Progress in Physics **73**, 066501 (2010).
- [70] P. Shukla and A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 2000).
- [71] S. V. Vladimirov, K. Ostrikov, and A. A. Samarian, *Physics and Applications of Complex Plasmas* (Imperial College Press, London, 2005).
- [72] V. Tsytovich, G. Morfil, S. V. Vladimirov, and H. M. Thomas, *Elementary Physics of Complex Plasmas (Lecture Notes in Physics)* (Springer, Berlin, 2007).
- [73] V. E. Fortov and G. E. Morfill, *Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space* (Crc Pr Inc, Boca Raton, 2009).
- [74] A. Piel, *An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas* (Springer, Berlin, 2010).
- [75] M. Klindworth *et al.*, *Dust-Free Regions around Langmuir Probes in Complex Plasmas under Microgravity*, Phys. Rev. Lett. **93**, 195002 (2004).
- [76] I. H. Hutchinson, *Collisionless ion drag force on a spherical grain*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, 185 (2006).

- [77] I. H. Hutchinson, *Ion collection by a sphere in a flowing plasma: I. Quasineutral*, Plasma Physics and Controlled Fusion **44**, 1953 (2002).
- [78] E. C. Whipple, *Potentials of surfaces in space*, Reports on Progress in Physics **44**, 1197 (1981).
- [79] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, *The theory of collectors in gaseous discharges*, Phys. Rev. **28**, 727 (1926).
- [80] J. E. Allen, *Probe theory - the orbital motion approach*, Physica Scripta **45**, 497 (1992).
- [81] E. C. Whipple, T. G. Northrop, and D. A. Mendis, *The electrostatics of a dusty plasma*, J. Geophys. Res. **90**, 7405–7413 (1985).
- [82] A. Zobnin, A. Nefedov, V. Sinel'shchikov, and V. Fortov, *On the charge of dust particles in a low-pressure gas discharge plasma*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **91**, 483 (2000).
- [83] S. V. Ratynskaia *et al.*, *Experimental Determination of dust particle charge in a discharge at elevated pressures*, Phys. Rev. Lett. **93**, 085001 (2004).
- [84] P. Bryant, *Floating potential of spherical probes and dust grains in collisional plasmas*, Journal of Physics D: Applied Physics **36**, 2859 (2003).
- [85] S. A. Khrapak *et al.*, *Particle charge in the bulk of gas discharges*, Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics) **72**, 016406 (2005).
- [86] S. A. Khrapak, G. E. Morfill, A. G. Khrapak, and L. G. D'yachkov, *Charging properties of a dust grain on collisional plasmas*, Phys. Plasmas **13**, 052114 (2006).
- [87] T. Trottenberg, A. Melzer, and A. Piel, *Measurement of the electric charge on particulates forming Coulomb crystals in the sheath of an rf plasma*, Plasma Sources Sci. Technol. **4**, 450 (1995).
- [88] J. Carstensen, F. Greiner, and 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).
- [89] U. Konopka, L. Ratke, and H. M. Thomas, *Central Collisions of Charged Dust Particles in a Plasma*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1269 (1997).
- [90] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and material processing* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1994).
- [91] Siglo2D, Version 1.1, Kinema Software.
- [92] M. S. Barnes *et al.*, *Transport of dust particles in glow-discharge Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).

- [93] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and H. M. Thomas, *Ion drag force in complex plasmas*, Phys. Rev. E **66**, 046414 (2002).
- [94] C. Zafiu, A. Melzer, and A. Piel, *Ion drag and thermophoretic forces acting on free falling charged particles in an rf-driven complex plasma*, Phys. Plasmas **9**, 4794 (2002).
- [95] C. Zafiu, A. Melzer, and A. Piel, *Measurement of the ion drag force on falling dust particles and its relation to the void formation in complex dusty plasmas*, Phys. Plasmas **10**, 1278 (2003).
- [96] M. Hirt, D. Block, and A. Piel, *Measurement of the ion drag force on free falling microspheres in a plasma*, Physics of Plasmas **11**, 5690 (2004).
- [97] V. A. Schweigert *et al.*, *Alignment and instability of dust crystals in plasmas*, Phys. Rev. E **54**, 4155 (1996).
- [98] C. Schmidt, O. Arp, and A. Piel, *Spatially extended void-free dusty plasmas in a laboratory radio-frequency discharge*, Physics of Plasmas **18**, 013704 (2011).
- [99] G. Praburam and J. Goree, *Experimental observation of very low-frequency macroscopic modes in a dusty plasma*, Phys. Plasmas **3**, 1212 (1996).
- [100] J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich, and S. V. Vladimirov, *Theory of dust voids in plasmas*, Phys. Rev. E **59**, 7055 (1999).
- [101] K. Menzel, O. Arp, D. Caliebe, and A. Piel, *The Structure of Self-Excited Dust-Density Waves Under Microgravity*, Plasma Science, IEEE Transactions on **38**, 838 (2010).
- [102] O. Arp, D. Block, M. Klindworth, and A. Piel, *Confinement of Coulomb balls*, Phys. Plasmas **12**, 122102 (2005).
- [103] S. Käding and A. Melzer, *Three-dimensional stereoscopy of Yukawa (Coulomb) balls in dusty plasmas*, Phys. Plasmas **13**, 090701 (2006).
- [104] M. Kroll, S. Harms, D. Block, and A. Piel, *Digital in-line holography of dusty plasmas*, Physics of Plasmas **15**, 063703 (2008).
- [105] D. A. Law, W. H. Steel, B. M. Annaratone, and J. E. Allen, *Probe-induced particle circulation in a plasma crystal*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4189 (1998).
- [106] E. J. Thomas, K. Avinash, and R. L. Merlino, *Probe induced voids in a dusty plasma*, Physics of Plasmas **11**, 1770 (2004).
- [107] S.-H. Kim, J. R. Heinrich, and R. L. Merlino, *Diffraction of dust acoustic waves by a circular cylinder*, Physics of Plasmas **15**, 090701 (2008).
- [108] D. Samsonov, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and J. Goree, *Long-range attractive and repulsive forces in a two-dimensional complex (dusty) plasma*, Phys. Rev. E **63**, 025401 (2001).

- [109] J. B. Pieper and J. Goree, *Dispersion of Plasma Dust Acoustic Waves in the Strong-Coupling Regime*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996).
- [110] A. Piel, V. Nosenko, and J. Goree, *Laser-excited shear waves in solid and liquid two-dimensional dusty plasmas*, Phys. Plasmas **13**, 042104 (2006).
- [111] F. M. Peeters and X. Wu, *Wigner crystal of a screened-Coulomb-interaction colloidal system in two dimensions*, Phys. Rev. A **35**, 3109 (1987).
- [112] J. Bond, K. Watson, and J. Welch, *Atomic Theory of Gas Dynamics* (Addison-Wesley, Reading, 1965).
- [113] N. Cheng, Z. Zhu, C. Cheng, and M. Toksöz, *Experimental and finite difference modelling of borehole Mach waves1*, Geophysical Prospecting **42**, 303 (1994).
- [114] O. Havnes *et al.*, *Probing the properties of planetary ring dust by the observation of Mach cones*, J. Geophys. Res. **100**, 1731 (1995).
- [115] R. Courant and K. Friedrichs, *Supersonic Flows and Shock Waves* (Springer-Verlag, New York, 1948).
- [116] M. Klindworth, O. Arp, and A. Piel, *Langmuir probe diagnostics in the IMPF device and comparison with simulations and tracer particle experiments*, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, 1095 (2006).
- [117] M. Klindworth, Dissertation, CAU Kiel, 2004.
- [118] microParticles GmbH, Volmerstr. 9A, H3.5.1, D-12489 Berlin.
- [119] A. Piel, O. Arp, M. Klindworth, and A. Melzer, *Obliquely propagating dust-density waves*, Phys. Rev. E **77**, 026407 (2008).
- [120] M. R. Akdim and W. J. Goedheer, *Modeling the effect of dust on the plasma parameters in a dusty argon discharge under microgravity*, Phys. Rev. E **67**, 066407 (2003).
- [121] O. Havnes, T. K. Aanesen, and F. Melandsø, *On dust charges and plasma potentials in a dusty plasma with dust size distribution*, J. Geophys. Res. **95**, 6581 (1990).
- [122] V. Land and W. J. Goedheer, *The plasma inside a dust free void: hotter, denser, or both?*, New Journal of Physics **9**, 246 (2007).
- [123] R. N. Varney, *Drift Velocities of Ions in Krypton and Xenon*, Phys. Rev. **88**, 362 (1952).
- [124] O. Havnes *et al.*, *Diagnostics of dusty plasma conditions by the observation of Mach cones caused by dust acoustic waves*, J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 525 (1996).

- [125] P. S. Epstein, *On the resistance experienced by spheres in their motion through gases*, Phys. Rev. **23**, 710 (1924).
- [126] B. Liu, J. Goree, V. Nosenko, and L. Boufendi, *Radiation pressure and gas drag forces on a melamine-formaldehyde microsphere in a dusty plasma*, Phys. Plasmas **10**, 9 (2003).
- [127] K. Menzel, Dissertation, Christian–Albrechts–Universität Kiel, 2011.
- [128] R. Wideröe, *Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen*, Electrical Engineering (Archiv für Elektrotechnik) **21**, 387 (1928).
- [129] R. J. Van de Graaff, K. T. Compton, and L. C. Van Atta, *The Electrostatic Production of High Voltage for Nuclear Investigations*, Phys. Rev. **43**, 149 (1933).
- [130] J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton, *Experiments with High Velocity Positive Ions. (I) Further Developments in the Method of Obtaining High Velocity Positive Ions*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A **136**, 619 (1932).
- [131] J. C. Slattery, D. G. Becker, B. Hamermesh, and N. L. Roy, *A Linear Accelerator for Simulated Micrometeors*, Review of Scientific Instruments **44**, 755 (1973).
- [132] J. R. Heinrich, S.-H. Kim, and R. L. Merlino, *Dust jets produced by a dust-discharge instability*, Physics of Plasmas **17**, 083702 (2010).
- [133] D. Caliebe, Diplomarbeit, CAU Kiel, 2007.
- [134] T. Trottenberg, H. Kersten, and H. Neumann, *Feasibility of electrostatic microparticle propulsion*, New Journal of Physics **10**, 063012 (2008).
- [135] M. Stübiger *et al.*, *Laboratory simulation improvements for hypervelocity micrometeorite impacts with a new dust particle source*, Planetary and Space Science **49**, 853 (2001).
- [136] J. F. Friichtenicht, *Two-Million-Volt Electrostatic Accelerator for Hypervelocity Research*, Review of Scientific Instruments **33**, 209 (1962).
- [137] H. Shelton, J. C. D. Hendricks, and R. F. Wuerker, *Electrostatic Acceleration of Microparticles to Hypervelocities*, Journal of Applied Physics **31**, 1243 (1960).
- [138] E. B. Igenbergs and E. L. Shriver, *Magnetogasdynamic compression of a coaxial plasma accelerator flow for micrometeoroid simulation*, Journal of Applied Physics **44**, 2177 (1973).
- [139] D. J. Grosch and J. P. Riegel, *Development and optimization of a “micro” two-stage light-gas gun*, International Journal of Impact Engineering **14**, 315 (1993).

- [140] M. J. Burchell, M. J. Cole, J. A. M. McDonnell, and J. C. Zarnecki, *Hypervelocity impact studies using the 2 MV Van de Graaff accelerator and two-stage light gas gun of the University of Kent at Canterbury*, Measurement Science and Technology **10**, 41 (1999).
- [141] F. Saito *et al.*, *Improvement of a “mini” two-stage light-gas gun for hypervelocity impact experiments: Technical devices to accelerate and detect a “minute” projectile efficiently*, Review of Scientific Instruments **76**, 055107 (2005).
- [142] N. Kawai, K. Tsurui, S. Hasegawa, and E. Sato, *Single microparticle launching method using two-stage light-gas gun for simulating hypervelocity impacts of micrometeoroids and space debris*, Review of Scientific Instruments **81**, 115105 (2010).
- [143] A. Charters, *Development of the high-velocity gas-dynamics gun*, International Journal of Impact Engineering **5**, 181 (1987), hypervelocity Impact Proceedings of the 1986 Symposium.
- [144] A. Hüdepohl, M. Rott, and E. Igenbergs, *Coaxial plasma accelerator with compressor coil and radial gas injection*, Magnetics, IEEE Transactions on **25**, 232 (1989).
- [145] M. E. Graham, J. D. Carlyle, and T. L. Menna, *Facility for high-speed particle impact testing*, Review of Scientific Instruments **46**, 1221 (1975).
- [146] H. Yoshida, Y. Hoshi, K. Uematsu, and Y. Kitazawa, *A single, small particle launch system by electrothermal gun and microsabat*, Review of Scientific Instruments **68**, 178 (1997).
- [147] E. Shcolnikov *et al.*, *Acceleration of powder materials in an electrothermal launcher*, Magnetics, IEEE Transactions on **31**, 758 (1995).
- [148] P. Liu, P. J. Ziemann, D. B. Kittelson, and P. H. McMurry, *Generating Particle Beams of Controlled Dimensions and Divergence: I. Theory of Particle Motion in Aerodynamic Lenses and Nozzle Expansions*, Aerosol Science and Technology **22**, 293 (1995).
- [149] P. Liu, P. J. Ziemann, D. B. Kittelson, and P. H. McMurry, *Generating Particle Beams of Controlled Dimensions and Divergence: II. Experimental Evaluation of Particle Motion in Aerodynamic Lenses and Nozzle Expansions*, Aerosol Science and Technology **22**, 314 (1995).
- [150] T. Poppe, J. Blum, and T. Henning, *Generating a jet of deagglomerated small particles in vacuum*, Rev. Sci. Inst. **68**, 2529 (1997).
- [151] J. Blum, R. Schräpler, T. Poppe, and G. Borst, *Handling of particulate solids on the International Space Station*, Granular Matter **10**, 323 (2008).
- [152] M. Kroll, Dissertation, CAU Kiel, 2010.

-
- [153] B. Buttenschön, M. Himpel, and A. Melzer, *Spatially resolved three-dimensional particle dynamics in the void of dusty plasmas under microgravity using stereoscopy*, New Journal of Physics **13**, 023042 (2011).
- [154] B. Buttenschön, Dissertation, EMAU Greifswald, 2011.
- [155] B. Buttenschön *et al.*, *3D Particle Dynamics in Dusty Plasmas under Microgravity*, AIP Conference Proceedings **1397**, 118 (2011).
- [156] D. Caliebe, O. Arp, and A. Piel, *Dynamics of dust-free cavities behind fast projectiles in a dusty plasma under microgravity conditions*, Phys. Plasmas **18**, 073702 (2011).
- [157] P. Freese, Diplomarbeit, CAU Kiel, 2012.
- [158] Y. Feng, J. Goree, and B. Liu, *Accurate particle position measurement from images*, Rev. Sci. Inst. **78**, 053704 (2007).
- [159] G. Mie, *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*, Annalen der Physik **330**, 377 (1908).
- [160] P. Laven, MiePlot, Version 4.2, <http://www.philiplaven.com/mieplot.htm>.
- [161] C.-R. Du *et al.*, *Agglomeration of microparticles in complex plasmas*, Physics of Plasmas **17**, 113710 (2010).
- [162] L. D. Landau and F. M. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik VIII - Elektrodynamik der Kontinua* (Akademie-Verlag, Berlin, Berlin, 1980).
- [163] H. Geiger and E. Marsden, *On a Diffuse Reflection of the α -Particles*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A **82**, 495 (1909).
- [164] S. Chandrasekhar, *The Time of Relaxation of Stellar Systems. I*, Ap. J **93**, 285 (1941).
- [165] R. S. Cohen, L. Spitzer, and P. M. Routly, *The Electrical Conductivity of an Ionized Gas*, Phys. Rev. **80**, 230 (1950).
- [166] S. Chandrasekhar and von Neumann J., *The Statistics of the Gravitational Field Arising from a Random Distribution of Stars. I. The Speed of Fluctuations.*, Ap. J **95**, 489 (1941).
- [167] K. Avinash, *Equation of state for the "electrostatic pressure" in dusty plasmas*, Physics of Plasmas **13**, 012109 (2006).
- [168] D. Bohm and L. H. Aller, *The Electron Velocity Distribution in Gaseous Nebulae and Stellar Envelopes*, Ap. J **105**, 131 (1947).
- [169] W. Demtröder, *Experimentalphysik I - Mechanik und Wärme* (Springer, Berlin, 2003).

- [170] N. Rao, P. Shukla, and M. Yu, *Dust-acoustic waves in dusty plasmas*, Planetary and Space Science **38**, 543 (1990).
- [171] M. O. Robbins, K. Kremer, and G. S. Grest, *Phase diagram and dynamics of Yukawa systems*, The Journal of Chemical Physics **88**, 3286 (1988).
- [172] P. Bakshi, Z. Donkó, and G. J. Kalman, *Einstein frequency distributions for strongly coupled plasmas*, Contributions to Plasma Physics **43**, 261 (2003).
- [173] S. Chandrasekhar, *A Statistical Theory of Stellar Encounters*, Ap. J **94**, 511 (1941).
- [174] N. D'Angelo, *Dusty plasma ionization instability with ion drag*, Physics of Plasmas **5**, 3155 (1998).
- [175] V. N. Tsytovich, *One-dimensional Self-organised Structures in Dusty Plasmas*, Aust. J. Phys. **51**, 763 (1998).
- [176] G. Morfill and V. Tsytovich, *Ionization instability and dusty plasma structu-rization*, Plasma Physics Reports **26**, 682 (2000).
- [177] O. Arp *et al.*, *Experimental Investigation of Dust Density Waves and Plasma Glow*, Plasma Science, IEEE Transactions on **38**, 842 (2010).
- [178] S. Liu and M. Muthukumar, *Langevin dynamics simulation of counterion dis-tribution around isolated flexible polyelectrolyte chains*, The Journal of Chemi-cal Physics **116**, 9975 (2002).
- [179] M. P. Allen and D. J. Tildesley, *Computer Simulation of Liquids* (Oxford University Press, New York, 1989).
- [180] M. Bonitz *et al.*, *Structural properties of screened Coulomb balls*, Phys. Rev. Lett. **96**, 075001 (2006).
- [181] D. L. Orphal, W. F. Borden, S. A. Larson, and P. H. Schultz, in *Lunar and Planetary Science Conference, 11th, Houston, TX, March 17-21, 1980, Procee-dings*, Vol. 11 of *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, edited by S. A. Bedini (Pergamon Press, New York, 1980), pp. 2309–2323.
- [182] J. Goree, *Charging of particles in a plasma*, Plasma Sources Science and Tech-nology **3**, 400 (1994).

Liste der Publikationen

Teile der vorliegenden Dissertation wurden bereits als wissenschaftliche Publikationen veröffentlicht:

Beiträge in wissenschaftlichen Fachzeitschriften

1. D. Caliebe, O. Arp, and A. Piel.
Dynamics of dust-free cavities behind fast projectiles in a dusty plasma under microgravity conditions.
Phys. Plasmas, **18**, 073702 (2011).
2. O. Arp, D. Caliebe, and A. Piel.
Cavity dynamics and particle alignment in the wake of a supersonic projectile penetrating a dusty plasma.
Phys. Rev. E, **83**, 066404 (2011).

Beiträge auf Internationalen Konferenzen:

1. D. Caliebe, O. Arp, and A. Piel.
Interaction of fast projectiles with a stationary dusty plasma under microgravity conditions.
AIP Conference Proceedings, **1397**, 303 (2011).

Danksagung

An erster Stelle gilt mein ganz besonderer Dank Herrn Prof. Dr. Alexander Piel dafür, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, in seiner Arbeitsgruppe zu promovieren. Seine Idee zur Themenstellung und die zahlreichen gemeinsamen wissenschaftlichen Diskussionen sind Grundlage dieser Arbeit.

Als Nächstes möchte ich Dr. Oliver Arp danken, der mir immer bei wissenschaftlichen und technischen Fragen helfend zur Seite stand, wenn ich einmal nicht weiter wusste. Zudem wäre uns beiden ohne die Arbeit, die er in die Simulation von Projektilen in staubigen Plasmen investiert hat, so manche Diskussionsgrundlage und Erkenntnis verwehrt geblieben.

Besonders danke ich Dr. Kristoffer Menzel, mit dem ich mir fast fünf Jahre lang ein Büro teilen durfte, sodass er immer mein erster Ansprechpartner war, wenn in mir Diskussionsbedarf zur Physik aufkam. Vor allem möchte ich ihm aber für seine jahrelange Freundschaft – innerhalb und außerhalb des Büros – danken und dafür, dass er mich immer ermutigt hat, wenn mir gerade das Ziel unerreichbar erschien.

Weiter gilt mein Dank Michael Poser, Volker Rohwer und Mario Knüppel für die technische Unterstützung im Labor. Ebenso Herrn Brix aus der Instituts-Werkstatt für Anregungen zur Konstruktion des Staubbeschleunigers und dessen Fertigung.

Der Arbeitsgruppe möchte ich für die angenehme Atmosphäre während der Arbeit sowie in Mußestunden danken. Ich glaube, jeder von ihnen hat für wissenschaftliche Anregungen meiner Arbeit während des Seminars gesorgt. Besonders erwähnt sei noch Philipp Freeses Beitrag zum genaueren Verständnis des Staubbeschleunigers im Rahmen seiner Diplomarbeit. Mit Christian Schmidt und Torben Reichstein durfte ich hilfreiche Diskussionen bezüglich der Berechnung des Ionenwinds führen. Tim Bockwoldt und Jochen Wilms danke ich dafür, dass ihre Tür während meiner Phase des Zusammenschreibens nicht nur zur Klärung physikalischer Fragen, sondern auch für die eine oder andere kleine Ermunterung offen stand. Für die Hilfe bei der umfangreichen Auswertung von Messdaten gilt mein Dank Philipp Freese und Tobias Dornheim. Frau Thiedemann, Frau Seeger und Frau Sommer danke ich für die Hilfe in bürokratischen Angelegenheiten.

Ich danke den fleißigen Korrekturlesern dieser Arbeit für jeden gefundenen Fehler und die eine oder andere Anregung.

Meiner Familie und meinen Freunden möchte ich dafür danken, dass sie mich besonders zum Schluss unterstützt und ermutigt haben, darunter meinem Patenonkel Dr. Dietmar Caliebe für die Ratschläge und die angebotene Hilfe während der letzten zwei Jahre.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Freundin Sarah. Ohne deine Liebe, Fürsorge und Geduld hätte ich weder die Kraft noch die Zeit gehabt, um diese Arbeit so fertigzustellen.

Curriculum Vitae

Persönliche Daten

Name: David Caliebe
Geburtsdatum: 25.02.1980
Geburtsort: Kiel
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Schulbildung

1987 - 1996 Freie Waldorfschule Kiel
1996 - 2001 Gymnasium Hebbelschule in Kiel
Juni 2001 Abitur mit den Prüfungsfächern
Mathematik, Physik, Deutsch und Geschichte

Studium

Okt. 2002 Immatrikulation im Fach Physik
an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Okt. 2004 Vordiplom mit Nebenfach Informatik

Nov. 2006 Abschluss der mündlichen Diplomprüfungen (Nebenfach Astrophysik)

Dez. 2006 -
Dez. 2007 Anfertigung der Diplomarbeit „Staubströmungen in der Nähe vorgespannter Elektroden in einem komplexen Plasma“ in der Arbeitsgruppe „Plasmadynamik“ am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Feb. 2008 Beendigung des Studiums der Physik mit Abschluss Diplom

seit
März 2008 Promotion in der Arbeitsgruppe „Plasmadynamik“ am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Eidesstattliche Erklärung

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

Kiel, den