

Messung der Ionenreibungskraft an frei
fallenden Partikeln in einem Plasma

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

vorgelegt von
Markus Hirt

Kiel
September 2003

Referent/in:
Korreferent/in:
Tag der mündlichen Prüfung:
Zum Druck genehmigt: Kiel,

Der Dekan

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Komplexe Plasmen	5
2.1	Definition komplexer Plasmen	5
2.1.1	Quasineutralität	6
2.1.2	Abschirmung	6
2.2	Aufladung der Partikel	8
2.2.1	Elektronen- und Ionenstrom	8
2.2.2	Einfluß von Partikelbewegungen	11
2.2.3	Weitere Aufladungsmechanismen	14
2.2.4	Kollektive Effekte	15
2.2.5	Aufladezeiten	16
2.3	Auf die Partikel wirkende Kräfte	16
2.3.1	Gravitation	17
2.3.2	Neutragasreibung	18
2.3.3	Elektrische Feldkraft	18
2.3.4	Lorentzkraft	18
2.3.5	Thermophorese	19
2.3.6	Ionenreibung	19
2.3.7	Vergleich der Kräfte	19
3	Ionenreibung	21
3.1	Streuung im elektrischen Feld	22
3.1.1	Zweikörperstöße	22
3.1.2	Streuwinkel	23
3.1.3	Streuquerschnitte	26
3.1.4	Abschneideparameter	29
3.1.5	Reibungskraft	31
3.2	Erweiterung um Teilcheneinfang	31
3.3	Andere Modelle	34
3.3.1	Das Modell von Kilgore et al. (1993)	34

3.3.2	Das Modell von Khrapak et al. (2003)	38
3.4	Vergleich der Modelle	42
4	Experimenteller Aufbau und Diagnostik	45
4.1	Experimenteller Aufbau	46
4.2	Sondendiagnostik	49
4.2.1	Langmuirsonden	49
4.2.2	Energieanalysatoren	55
4.2.3	Modulationsmethode	59
4.2.4	Emissive Sonden	64
4.3	Verwendete Mikropartikel	66
4.3.1	Partikelinjektion	67
4.3.2	Bestimmung der Partikelladung	69
4.3.3	Aufnahme der Trajektorien	73
4.3.4	Bestimmung der Kräfte	73
5	Experimentelle Ergebnisse	77
5.1	Charakterisierung der Entladung	77
5.2	Driftgeschwindigkeit der Ionen	82
5.3	Erzeugung des Ionenstrahls	85
5.4	Charakterisierung des Ionenstrahls	90
5.5	Fallexperimente	93
6	Vergleich mit der Theorie	99
6.1	Messungen bei „schwacher“ Wechselwirkung	99
6.2	Messungen bei „starker“ Wechselwirkung	106
6.3	Abschließende Bemerkungen	109
7	Zusammenfassung	111
	Literaturverzeichnis	115
	Danksagungen	125

Kapitel 1

Einleitung

Als „komplexes“ Plasma wird ein Gasplasma bezeichnet, das neben Elektronen, Ionen und Neutralgasatomen zusätzlich mikroskopische Partikel einer Größe von 10 nm bis zu einigen 100 μm enthält. Diese Partikel stellen eine zusätzliche, innere Berandung des Plasmas dar, und werden durch die auf sie fließenden Elektronen- und Ionenströme elektrisch aufgeladen [1, 2, 3]. Sie stellen somit eine zusätzliche geladene Plasmaspezies dar, so daß neben der Schwerkraft und klassischen Druck- und Reibungskräften auch elektrodynamische Kräfte wie die Coulomb- und die Lorentzkraft auf die Partikel wirken. Zudem können vorbeiströmende Ionen aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung mit dem geladenen Partikel einen Impuls auf dieses übertragen, was zu einer Ionenreibungskraft führt [4].

Weiterhin werden durch die große Ladung und Masse der Staubpartikel neue dynamische Phänomene ermöglicht [5, 6], z. B. die niederfrequenten Wellentypen wie die „Dust acoustic wave“ (DAW) [7, 8, 9, 10, 11, 12] und die „Dust lattice wave“ (DLW) [13]. Für diese hochgeladenen Coulombsysteme wurde auch die Bildung von geordneten Strukturen (Plasmakristalle) vorhergesagt [14]. Solche Plasmakristalle können in einem komplexen Plasma entstehen, wenn die elektrostatische Kopplung nächster Nachbarn sehr viel größer wird als die thermische Energie [15, 16]. Zweidimensionale Plasmakristalle wurden 1994 in Laborexperimenten entdeckt [17, 18, 19, 20, 21], und erregten große Aufmerksamkeit [22, 23, 24].

Da in Laborexperimenten die Schwerkraft auf die Mikropartikel wirkt, muß diese zum Einfang der Partikel kompensiert werden. Dies geschieht zumeist durch ein elektrisches Feld, es wurden aber auch schon Partikel durch die thermophoretische Kraft levitiert [25, 26]. Dreidimensionale, ausgedehnte Plasmakristalle können hingegen nur unter Bedingungen stark reduzierter Schwerkraft erzeugt werden, beispielsweise bei Parabelflug- und Raketenexperimenten [27, 28] oder an Bord der internationalen Raumstation (ISS) [29].

Bei diesen Experimenten zeigte es sich, daß im Inneren des Plasmas eine staubfreie Zone (engl. *void*) entsteht [27], aus der die Staubpartikel verdrängt werden [26]. Da die Plasmaproduktion im Inneren der Entladung stattfindet, ist es plausibel zu vermuten, daß eine zum Rand gerichtete Ionenströmung aufgrund der Ionenreibung die Partikel aus dem void verdrängt. Zur Aufklärung des void-Mechanismus ist somit ein gründliches Verständnis der Ionenreibungskraft notwendig.

Diese Reibungskraft resultiert einerseits aus der Streuung vorbeiströmender Ionen in dem elektrostatischen Feld des Staubpartikels (Orbitkraft), und wird in einem Coulombpotential durch die klassische Streuformel von *Rutherford* [30] beschrieben [31, 4]. Neuere Modelle hingegen berechnen den Impulsübertrag der abgelenkten Ionen, der sich in einem abgeschirmten Coulombpotential ergibt, numerisch [32, 33, 34]. Es existieren zur Beschreibung der Orbitkraft eine Reihe konkurrierender Modelle [4, 31, 32, 33, 34], die sich im Wesentlichen durch die Wahl der Abschirmweiten unterscheiden. Hierbei wird in den früheren Modellen [31, 4] die Elektronendebyelänge λ_{De} gewählt, während in aktuellen Modellen die effektive Debyelänge λ_D benutzt wird. Aktuelle Modelle [35, 36] und Simulationen des void-Phänomens [37, 38] zeigen jedoch, daß die Ionenreibungskraft nur zu einem Verdrängen der Staubpartikel führt, wenn die Debyelänge λ_D künstlich erhöht wird, oder die Elektronendebyelänge λ_{De} als Abschirmweite gewählt wird.

Andererseits übertragen die an der Partikeloberfläche absorbierten Ionen ihren Impuls auf das Partikel (Einfangkraft). Zur Beschreibung der Einfangkraft wird i.A. ein Einfangquerschnitt mit einem Einfangradius nach dem *Orbital Motion Limit* (OML) Modell [39, 40, 41] verwendet. Bei großen Partikelradien $r_p \approx \lambda_D$ zeigen neuere Modelle jedoch eine Reduktion des Einfangquerschnitts gegenüber dem OML-Modell.

Die Ionenreibungskraft besitzt neben der Erklärung des *void*-Phänomens auch in anderen Bereichen Relevanz. So spielt sie eine wesentliche Rolle bei dem Transport von Nanopartikeln, die in technologischen Plasmen bei der Mikrochipherstellung einerseits eine Verunreinigung darstellen [42, 43], bei Beschichtungstechniken andererseits gewünscht sind [44, 45, 46, 47]. Aber auch unter astrophysikalischen Bedingungen finden sich Staubpartikel, die von Ionen angeströmt werden können.

Daher ist eine experimentelle Messung der Ionenreibungskraft notwendig, um die erwähnten Modelle kritisch prüfen zu können. Erste Experimente wurden von *Zafiu et al.* [48, 49] durchgeführt. Hierbei wurde die Ablenkung von Mikropartikeln, die in einer Fallröhre mit konstanter, durch die Neutralgasreibung bestimmter Grenzgeschwindigkeit sanken gemessen. Bei hohen Arbeitsdrücken von $P = (20 \dots 200)$ Pa war das Plasma stoßbestimmt. Die Ablenkung der Partikeltrajektorien geschah hierbei durch die thermopho-

retische und elektrische Feldkraft und die Ionenreibung. Es konnte gezeigt werden, daß in diesem Aufbau das *Barnes*-Modell [4] bei einer von den Elektronen bestimmten Abschirmlänge λ_{De} eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Ionenreibungskräften zeigt.

Die Aufgabenstellung dieser Arbeit unterscheidet sich von den früheren Experimenten, da in der Doppelplasmamaschine Dodo bei niedrigem Gasdruck ein stoßfreies Plasma vorliegt. Die mittlere freie Weglänge der Ionen ist somit groß gegenüber der Abschirmlänge ($\lambda_{fi} \gg \lambda_D$), so daß die gängigen Modelle der Ionenreibungskraft und Partikelaufladung ohne Einschränkungen zum Vergleich herangezogen werden können. Zudem wird sichergestellt, daß gegenüber der Ionenreibungskraft und der Gravitationskraft sämtliche anderen Kräfte zu vernachlässigen sind, so daß die Ionenreibungskraft direkt aus der Ablenkung der frei fallenden Partikel gemessen werden kann. Diese Messung wird über einen großen Bereich der Ionenenergie $E_i = (0,05..45)$ eV vorgenommen, und kann somit detaillierte Aussagen über die Abschirmlänge und die Gültigkeitsbereiche der oben angeführten Theorien liefern.

Kapitel 2

Komplexe Plasmen

2.1 Definition komplexer Plasmen

Ein Plasma ist im klassischen Sinne ein ionisiertes Gas, in dem neben den Neutralgasatomen zusätzlich frei bewegliche Ladungsträger (Elektronen und Ionen) enthalten sind. Aufgrund dieser Ladungsträger zeigt das Plasma charakteristische Eigenschaften wie Quasineutralität, Abschirmung und kollektives Verhalten.

In einem komplexen Plasma sind neben den Elektronen und Ionen zusätzlich mikroskopische Partikel einer Größe von 10 nm bis zu einigen 100 μm in das Neutralgas eingebettet. Diese Partikel stellen eine zusätzliche, innere Be-
randung des Plasmas dar, und werden durch die Elektronen- und Ionenströme auf die Partikeloberfläche aufgeladen. Da aufgrund der höheren Mobilität der Elektronen der Elektronenstrom auf ein ungeladenes Teilchen überwiegt, ist die Staubladung im allgemeinen negativ, und liegt typischerweise zwischen einigen Tausend bis einigen Hunderttausend Elementarladungen. Die Staubpartikel stellen mithin neben den Elektronen und Ionen eine zusätzliche, geladene Plasmaspezies dar, die durch ihre hohe Masse m_d und Ladung Q_d neue dynamische Effekte ermöglicht.

In diesem Kapitel soll zunächst der Einfluß der geladenen Staubpartikel auf die charakteristischen Eigenschaften, die ein Plasma definieren, dargestellt werden. Im Anschluss wird eine quantitative Beschreibung des Aufladungsprozesses vorgestellt. Abschließend werden die Kräfte beschrieben, die in einem komplexen Plasma auf das geladene Staubpartikel wirken.

2.1.1 Quasineutralität

Ein konventionelles Elektronen-Ionenplasma mit den Teilchendichten n_e und $n_{i,k}$ ist ohne externe Störung quasineutral, d.h.

$$\sum_k q_{i,k} n_{i,k} + e n_e = 0 \quad , \quad (2.1)$$

wobei der Index k die verschiedenen Ionespezies bezeichnet.

Da in einem komplexen Plasma die Staubpartikel eine Ladung Q_d tragen, erweitert sich die Bedingung der Quasineutralität auf

$$\sum_k q_{i,k} n_{i,k} + Q_d n_d + e n_e = 0 \quad . \quad (2.2)$$

2.1.2 Abschirmung

Eine fundamentale Eigenschaft eines Plasmas ist die Fähigkeit, elektrische Felder durch die Bildung von Raumladungen abzuschirmen. Betrachtet man zunächst ein einzelnes, negativ geladenes, punktförmiges Staubpartikel mit der Ladung Q_d , das in ein Hintergrundplasma der Dichten n_e und n_i mit den Temperaturen T_e und T_i eingebettet ist, so werden die positiven Ionen von dem Partikel angezogen, während die negativen Elektronen abgestoßen werden. Die Poissongleichung lautet

$$\Delta\phi = -\frac{1}{\epsilon_0} [Q_d \delta(\vec{r}) - e \tilde{n}_e(\vec{r}) + q_i \tilde{n}_i(\vec{r})] \quad , \quad (2.3)$$

wobei sich die Elektronen und Ionen gemäß $\tilde{n}_{e,i}(\vec{r}) = n_{e,i} \exp(-q_{e,i} \phi(\vec{r}) / k_B T_{e,i})$ im Gleichgewicht mit dem Störpotential ϕ befinden.

Unter der Annahme kleiner Störungen $e\phi \ll k_B T_{e,i}$ ist die Lösung von (2.3) das bekannte Debye-Hückel- oder Yukawa-Potential [50]

$$\phi(\vec{r}) = \frac{Q_d}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad , \quad (2.4)$$

mit der Debyeschen Abschirmlänge

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De} \lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}} \quad . \quad (2.5)$$

Die hierin auftretenden Elektronen- und Ionendebyelängen lauten

$$\lambda_{De,i} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_{e,i}}{q_{e,i} 2 n_{e,i}} \right)^{1/2} \quad . \quad (2.6)$$

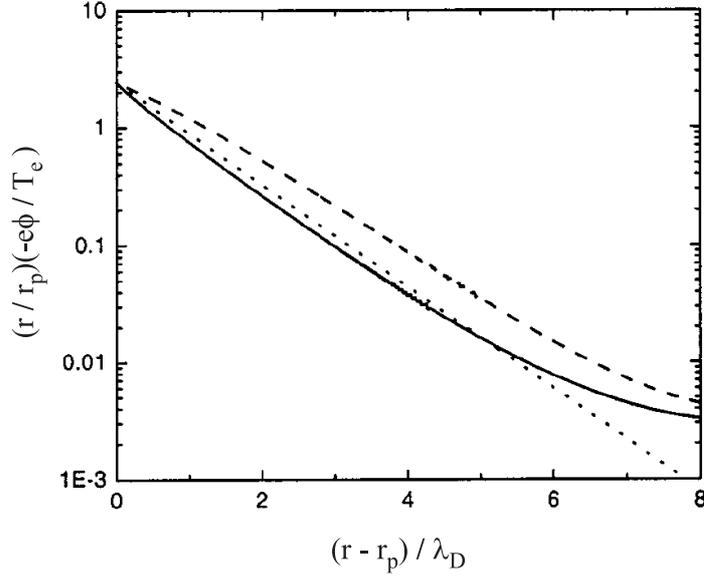


Abbildung 2.1: Potentialverlauf $(r/r_p)(-e\phi/T_e)$ nach dem Modell von Lampe et al. (durchgezogene Linie, ϕ_L) im Vergleich mit dem Debye-Hückel-Potential (gepunktete Kurve, ϕ_D) bei $T_i/T_e = 0,01$ und einem Partikelradius $a = 0,015\lambda_D$. Die gestrichelte Linie zeigt den Potentialverlauf bei Vernachlässigung der gefangenen Ionen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen ϕ_L und ϕ_D bei Abständen $(r - r_p) < 5\lambda_D$. Aus: [51].

Im Allgemeinen ist jedoch $e\phi > k_B T_{e,i}$, da die Staubladung Q_d mehrere Tausend bis Hunderttausend Elektronenladungen betragen kann. Für eine exakte Beschreibung des Potentialverlaufes um ein derartig hoch geladenes Partikel sind somit andere Modelle zu verwenden. In dem Modell von Lampe et al. [51] wird der Potentialverlauf um ein Staubpartikel berechnet, indem die Poisson-Gleichung (2.3) gelöst wird, wobei $n_e(r)$ und $n_i(r)$ nach dem OML-Modell (siehe Abschnitt 2.2) berechnet werden. Hierbei wird zudem berücksichtigt, daß durch Stöße der Ionen mit Neutralgasatomen eine Population gefangener Ionen um das Partikel entstehen kann, die die Abschirmwirkung verstärken. In Abb. 2.1 werden die Potentialverläufe nach den beiden Modellen verglichen. Man erkennt, daß das Modell von Lampe et al. einen Potentialverlauf $\Phi_L(r)$ zeigt, der für Abstände von der Partikeloberfläche $(r - r_p) < 5\lambda_D$ bis auf 25% dem Debye-Hückel-Potential entspricht. Wird der Einfluß gefangener Ionen vernachlässigt, so ergibt sich eine größere Abweichung. Für große Abstände ist $\phi_L(r) \propto r^{-2}$.

Befinden sich viele Staubpartikel in dem Plasma, so können unter be-

stimmten Umständen auch die geladenen Staubpartikel zu der Debyeabschirmung beitragen [52, 53]. Für die meisten dynamischen Prozesse spielt eine Staubabschirmung aufgrund der hohen Trägheit der Partikel ($m_d \gg m_i$) jedoch keine Rolle, die Staubpartikel bilden somit einen uniformen Hintergrund negativer Ladungen. Bei noch schneller veränderlichen Prozessen, z.B. hochfrequenter Wellenausbreitung, werden auch die Ionen zu träge, als daß sie merklich zur Abschirmung beitragen könnten. Dann ist anstelle der Debyelänge λ_D die Elektronendebyelänge λ_{De} zu verwenden.

2.2 Aufladung der Partikel

Wie in Abschnitt 2.1 bereits erwähnt, werden die Staubpartikel in einem Plasma hauptsächlich durch Ströme der Elektronen und Ionen auf die Partikeloberfläche aufgeladen. Eine quantitative Analyse dieses Aufladungsprozesses in einem ruhenden Plasma und unter der Anwesenheit von Plasma- oder Partikeldriften wird in den folgenden Abschnitten gegeben. Anschließend wird kurz auf weitere Aufladungsmechanismen eingegangen.

2.2.1 Elektronen- und Ionenstrom

Wird ein ungeladener Staubpartikel in ein Plasma eingebracht, so stellt seine Oberfläche eine zusätzliche Berandung des Plasmas dar. Aufgrund der größeren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen gegenüber den Ionen überwiegt zunächst der negative Elektronenstrom den positiven Ionenstrom. Das Partikel erhält eine negative Ladung und somit ein negatives Oberflächenpotential ϕ_d . Während sich die Ionen im freien Fall auf die Partikeloberfläche befinden, können nun nur noch die höherenergetischen Elektronen aus dem Ausläufer der Maxwellverteilung die Partikeloberfläche erreichen. Ein stationärer Zustand ist erreicht, wenn der Elektronenstrom $I_e(\phi_d)$ betragsmäßig dem Ionenstrom $I_i(\phi_d)$ gleicht. Das sich so einstellende Oberflächenpotential $\phi_{fl} = \phi_d$ wird *Floatingpotential* genannt.

Dieses Verhalten entspricht dem einer nicht vorgespannten Langmuirsonde, einer zusätzlichen Elektrode, die in ein Plasma eingebracht wird, um aus der Strom-Spannungscharakteristik Rückschlüsse auf die Plasmaparameter zu ziehen [39]. Die Berechnung der Elektronen- und Ionenströme kann somit gemäß der etablierten *Orbital Motion Limit* (OML) Theorie [39, 40, 41] der kugelförmigen Langmuirsonde erfolgen.

Hierzu betrachtet man ein Plasmateilchen der Spezies s , das sich aus dem Unendlichen kommend einem isolierten, kugelförmigen Staubpartikel des Radius r_p und dem Oberflächenpotential ϕ_d nähert. Die Plasmateilchen seien

maxwellverteilt und ihre Startgeschwindigkeit sei die mittlere thermische Geschwindigkeit

$$v_{th} = \sqrt{\frac{8k_B T_s}{\pi m_s}} \quad . \quad (2.7)$$

Besitzen das Plasmateilchen und das Staubpartikel Ladungen unterschiedlicher Vorzeichen ($q_s \phi_d < 0$), so befindet sich das Plasmateilchen im freien Fall auf das Staubpartikel, und es ist

$$I_{OML} = \pi r_p^2 q_s n_s \sqrt{\frac{8k_B T_s}{\pi m_s}} \left(1 - \frac{q_s \phi_d}{k_B T_s}\right) \quad . \quad (2.8)$$

Der hierbei auftretende effektive Einfangquerschnitt

$$\sigma_c = \pi b_c^2 = \pi r_p^2 \left(1 - \frac{q_s \phi_d}{k_B T_s}\right) \quad (2.9)$$

ist somit stets größer als die Partikelquerschnittsfläche πr_p^2 , da hier $q_s \phi_d < 0$ gilt.

Im Falle abgestoßener Plasmateilchen ($q_s \phi_d > 0$) erreichen nur noch diejenigen Teilchen das Staubpartikel, deren Startgeschwindigkeit genügend groß ist, gegen das abstoßende Potential ϕ_d anzulaufen. Die minimale Startgeschwindigkeit beträgt somit $v_{min} = \sqrt{2q_s \phi_d / m_s}$. Die Integration der Maxwellverteilung über den Geschwindigkeitsraum $v = v_{min} \dots \infty$ ergibt

$$I_{rep} = \pi r_p^2 q_s n_s \sqrt{\frac{8k_B T_s}{\pi m_s}} \exp\left(-\frac{q_s \phi_d}{k_B T_s}\right) \quad . \quad (2.10)$$

Da $m_i \gg m_e$ und in einem Elektronen-Ionenplasma zumeist $T_e > T_i$, überwiegt für ein positives Oberflächenpotential ϕ_d stets der Elektronenstrom, so daß Staubpartikel ein negatives Oberflächenpotential erhalten.

Ein stationärer Zustand ist erreicht, wenn $I_e + I_i = 0$, d.h.

$$q_i n_i \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i}} \left(1 - \frac{q_i \phi_{fl}}{k_B T_i}\right) = -e n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \exp\left(-\frac{e \phi_{fl}}{k_B T_e}\right) \quad . \quad (2.11)$$

Diese Gleichung kann zur Bestimmung des Oberflächenpotentials ϕ_{fl} numerisch gelöst werden. Hierbei ist zu bemerken, daß das Oberflächenpotential im wesentlichen eine Funktion der Elektronentemperatur T_e ist. Es lässt sich in der Regel zu $\phi_{fl} = -2 \dots 3 k_B T_e / e$ abschätzen.

Der Elektronen- und Ionenstrom auf ein Staubpartikel des Radius $r_p = 10 \mu\text{m}$ ist bei typischen Entladungsbedingungen $n_e = 4 \cdot 10^{15} \text{m}^{-3}$, $T_e = 2,5 \text{eV}$ und $T_i = 25 \text{meV}$ in Abb. 2.2 dargestellt. Man erkennt, daß die Ströme

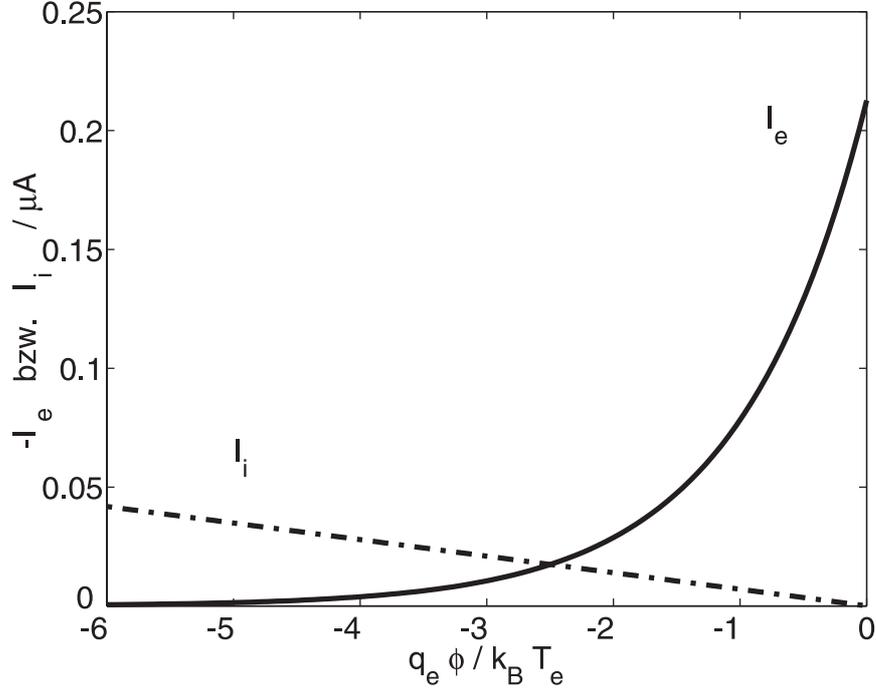


Abbildung 2.2: Elektronen- und Ionenströme auf ein kugelförmiges Partikel der Größe $r_p = 10 \mu\text{m}$ in einem Argonplasma der Dichte $n_{e,i} = 4 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Die Elektronentemperatur beträgt $T_e = 2,5 \text{ eV}$, die Ionentemperatur $T_i = 25 \text{ meV}$. Der Ionenstrom ist gestrichelt, der Elektronenstrom durchgezogen dargestellt. Bei $e\phi/k_B T_e \approx -2,5$ stimmen die Ströme betragsmässig überein, das Floatingpotential beträgt somit $\phi_{fl} \approx -6,25 \text{ V}$.

bei $e\phi/k_B T_e \approx -2,5$ betragsmäßig übereinstimmen. Das Floatingpotential beträgt somit unter diesen Bedingungen $\phi_{fl} \approx -6,25 \text{ V}$.

Aus dem Oberflächenpotential des kugelförmigen Staubpartikels lässt sich nach dem Kugelkondensatormodell die Staubladung zu

$$Q_d = C\phi_{fl} = 4\pi\epsilon_0 r_p \left(1 + \frac{r_p}{\lambda_D}\right) \phi_{fl} \quad (2.12)$$

berechnen. Hierbei trägt der Faktor $1 + r_p/\lambda_D$ der Debye-Abschirmung im Plasma Rechnung [54].

Da in dem OML-Modell Stöße nicht berücksichtigt werden, ist das oben beschriebene Modell der Staubladung nur anwendbar, wenn die freie Weglänge der Plasmapartikel $\lambda_{f,s}$ groß gegenüber der Debyelänge ist. Andernfalls verlieren Plasmateilchen, die bei der Annäherung auf das Staubpartikel einen

Stoß erfahren, einen Teil ihrer Bewegungsenergie, und können somit die Stauboberfläche im freien Fall erreichen, bzw. werden von diesem abgestoßen. Diesem Umstand wird z.B. in der *radial-motion* Theorie (Allen-Boyd-Reynolds-Theorie, ABR-Theorie) [55] Rechnung getragen. Gegebenenfalls ist somit ein entsprechendes Aufladungsmodell zu wählen [51].

Weiterhin wurde angenommen, daß $\lambda_D > r_p$, und daß die Trajektorien der Plasmapartikel nicht wesentlich durch Magnetfelder beeinflusst werden.

Da in der vorliegenden Untersuchung keine signifikanten Magnetfelder vorliegen, und $\lambda_{f,s} \gg \lambda_D > r_p$, wird hier auf alternative Ladungsmodelle jedoch nicht weiter eingegangen.

Eine weitere Einschränkung ergibt sich aus der Art der Geschwindigkeitsverteilung der Plasmapartikel. Im OML-Modell wurde eine ruhende Maxwellverteilung angenommen. Da in der vorliegenden Untersuchung Ionendriften und Ionenstrahlen eine wesentliche Rolle spielen, soll im folgenden Abschnitt auf die Auswirkungen dieser zusätzlichen Partikelbewegungen eingegangen werden.

2.2.2 Elektronen- und Ionenstrom in Anwesenheit von Partikelbewegungen

Eine Abweichung der Geschwindigkeitsverteilung der Plasmapartikel im Bezugssystem des Staubpartikels gegenüber einer ruhenden Maxwellverteilung kann eine Änderung der Partikelströme auf die Staubteilchen, und damit ihrer Ladung bewirken. Im Folgenden soll auf drei verschiedene Teilchenbewegungen eingegangen werden:

- Eine Plasmadrift: In diesem Fall besitzen die Plasmateilchen eine Nettogeschwindigkeit gegenüber den Staubpartikeln. Die Geschwindigkeitsverteilung der Plasmateilchen ist eine verschobene Maxwellverteilung, und kann durch eine Temperatur T_s und eine Driftgeschwindigkeit v_{dr} charakterisiert werden. Eine Plasmadrift kann alle, aber auch nur einzelne Plasmaspezies umfassen (z.B. nur die Ionen).
- Eine Staubdrift: Driften die Staubpartikel in einem ruhenden Hintergrundplasma, so entspricht dies im Bezugssystem der Staubpartikel einer Plasmadrift sämtlicher Plasmaspezies.
- Ein Plasmateilchenstrahl: Zusätzlich zu dem ruhenden Hintergrundplasma existiert (mindestens) eine weitere Plasmaspezies mit monoenergetischer Geschwindigkeitsverteilung.

Die Ströme auf ein Staubpartikel in Anwesenheit einer Plasmadrift wurden in [1] berechnet. Hierbei wurde vorausgesetzt, daß der effektive Einfangradius kleiner ist als der Staubpartikelradius ($\sigma_c < \pi r_p^2$). Für driftende Plasmateilchen der Spezies s , die von dem Staubpartikel angezogen werden ($q_s \phi_d < 0$) ergibt sich die Näherungsformel

$$I_{attr.} = \pi r_p^2 n_s q_s v_{dr} \cdot \left[\left(1 + \frac{v_{th}^2}{2v_{dr}^2} + \frac{U^2}{v_{dr}^2} \right) \operatorname{erf} \left(\frac{v_{dr}}{v_{th}} \right) + \frac{v_{th}}{\pi^{1/2} v_{dr}} \exp \left(-\frac{v_{dr}}{v_{th}} \right)^2 \right], \quad (2.13)$$

mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit v_{th} und $U^2 = 2q_s \phi_d / m_s$.

Für die abgestoßene Plasmaspezies ($q_s \phi_d > 0$) ist

$$I_{rep.} = \frac{\pi r_p^2}{2} n_s q_s v_{dr} \cdot \left[\left(1 + \frac{v_{th}^2}{2v_{dr}^2} - \frac{U^2}{v_{dr}^2} \right) [\operatorname{erf}(v_+) + \operatorname{erf}(v_-)] + \frac{v_{th}}{\pi^{1/2} v_{dr}} \left(\left(\frac{U}{v_{dr}} + 1 \right) \exp[-v_-^2] - \left(\frac{U}{v_{dr}} - 1 \right) \exp[-v_+^2] \right) \right], \quad (2.14)$$

wobei $v_{\pm} = v_{dr} \pm U/v_{th}$.

Für sehr kleine Driftgeschwindigkeiten $v_{dr} \ll v_{th}$ nähern sich (2.13) und (2.14) an die OML-Ströme (2.8) und (2.10) an. Aufgrund der hohen thermischen Geschwindigkeit der Elektronen ($v_{th} \approx 900$ km/s bei $T_e \approx 2,5$ eV) wird der Elektronenstrom bei kleinen Driftgeschwindigkeiten durch (2.10) ausreichend genau beschrieben.

Eine weitere, in der Praxis oft angewandte Näherungsformel für den Strom der angezogenen Teilchenspezies s wurde von *Barnes et al.* [4] formuliert:

$$I_{s,att.} = \pi r_p^2 q_s n_s v_s \left(1 - \frac{2q_s \phi_d}{m_s v_s^2} \right). \quad (2.15)$$

Hierbei wurde die in Gleichung (2.8) auftretende mittlere thermischen Geschwindigkeit v_{th} durch die mittlere Teilchengeschwindigkeit

$$v_s := \left(\frac{8k_B T_s}{\pi m_s} + v_{dr}^2 \right)^{1/2} \quad (2.16)$$

ersetzt. Auch (2.15) nähert sich für $v_{dr} \ll v_{th}$ dem klassischen OML-Strom (2.8) an.

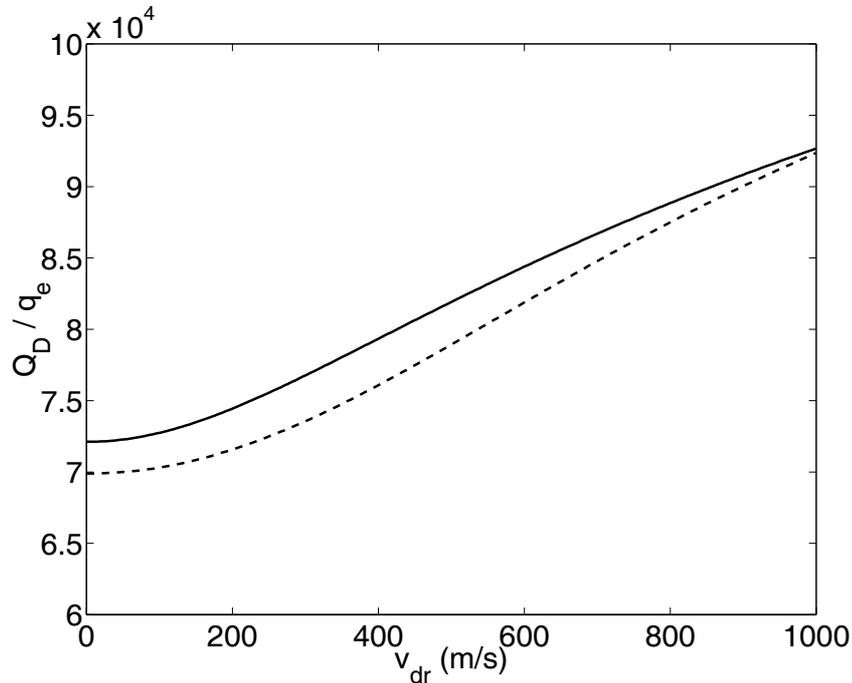


Abbildung 2.3: Staubladung nach [4] (durchgezogene Linie) und [1] (gestrichelte Linie). Die Plasmaparameter und die Partikelgröße wurden wie in Abb. 2.2 gewählt.

Das Oberflächenpotential des Staubpartikels errechnet sich auch hier durch Gleichsetzen von Ionen- und Elektronenstrom. Im Falle eines monoenergetischen Teilchenstrahls ist die Strombilanz auf das Staubpartikel entsprechend zu erweitern, so daß $\sum_s I_s = 0$. Liegt z.B. eine Plasmadrift mit $v_{dr,e} \ll v_{th,e}$ vor, und ist zusätzlich ein monoenergetischer Ionenstrahl der Dichte n_B vorhanden, so lautet die Strombilanz $I_e + I_i + I_B = 0$, wobei für den Elektronenstrom Gleichung (2.10) und für den Ionen- und Strahlstrom Gleichung (2.15) bzw. (2.13) zu verwenden sind.

In Abb. 2.3 ist ein Vergleich der nach den beiden Modellen (2.13) und (2.15) berechneten Staubladungen für $r_p = 11,5 \mu\text{m}$ und die in Abb. 2.2 benutzten Plasmaparametern dargestellt. Für kleine Ionengeschwindigkeiten $v_{dr} \rightarrow 0$ nähern sich beide Modelle der Staubladung nach dem OML-Modell an ($Q_{OML} \approx 72000q_e$), wobei die nach *Whipple et al.* berechneten Staubladungen etwas niedriger sind als die nach *Barnes et al.* berechneten Ladungen. Mit steigender Ionengeschwindigkeit zeigen beide Modelle eine gegenüber dem OML-Modell ansteigende Staubladung. Dies ist auf eine Reduktion des Ionenstromes durch einen sinkenden effektiven Einfangquerschnitt $\sigma_e \propto v_{dr}^{-2}$

nach (2.9) zurückzuführen. Beide Modelle zeigen eine qualitative Übereinstimmung, der maximale Unterschied beträgt im abgebildeten Geschwindigkeitsbereich 4,2%. Im Folgenden wird zur Berechnung der Staubleitung das Modell von *Barnes et al.* verwendet.

2.2.3 Weitere Aufladungsmechanismen

Die Ladung des Staubpartikels kann durch weitere Effekte, die hauptsächlich unter astrophysikalischen Bedingungen auftreten [1], beeinflusst werden. Da diese Effekte in der vorliegenden Untersuchung keine wesentliche Rolle spielen, seien sie hier nur kurz erwähnt:

- *Sekundäremission:* Ein auf das Staubpartikel auftreffendes Ion oder Elektron kann zu der Emission von Sekundärelektronen führen [56, 57, 58, 59, 60], und somit einen positiven Strom auf das Teilchen hervorrufen. Eine merkliche Sekundärelektronenausbeute ergibt sich jedoch erst für Elektronen- und Ionenenergien $E_{e,i} > 100$ eV [61, 62].
- *Photoionisation:* Ebenso wie auf das Staubpartikel auftreffende Elektronen und Ionen kann auch ein Photon mit einer Energie $h\nu$, die größer ist als die Austrittsarbeit W_f eines Elektrons aus der Partikeloberfläche, zu der Emission von Elektronen, und somit zu einer positiven Aufladung des Partikels führen. Infolge der positiven Aufladung muß die Strahlung hinreichend kurzweilig sein, um weitere Elektronen aus dem Potentialtrog entkommen zu lassen. In Laborexperimenten ist die Intensität der UV-Strahlung i.A. jedoch sehr gering, so daß der Photoeffekt nur selten einen Beitrag zur Aufladung leistet.
- *Stoßionisation:* Ein mit ausreichend hoher kinetischer Energie auf das Staubteilchen treffendes Neutralgasteilchen kann ein Elektron aus der Partikeloberfläche auslösen, und das Staubpartikel somit positiv aufladen. Ebenso kann das stoßende Neutralgasteilchen beim Auftreffen auf die Partikeloberfläche ein Elektron an diese abgeben, womit das Staubteilchen negativ aufgeladen wird. Diese Stoßionisationsprozesse werden bei einer hohen Neutralgasdichte und einer großen Relativgeschwindigkeit zwischen Staubpartikeln und Neutralgas relevant.
- *Thermionische Emission:* Wird ein Staubpartikel z.B. durch ein äußeres Strahlungsfeld oder durch Stöße auf eine hohe Temperatur aufgeheizt, so kann es Elektronen oder Ionen aus seiner Partikeloberfläche emittieren. Der thermionische Emissionsstrom kann nach der Richardson-

Gleichung unter der Berücksichtigung der erhöhten Austrittsarbeit aufgrund des Oberflächenpotentials berechnet werden zu

$$I_{th} = 16\pi^2 r_p^2 e m_e \frac{k_B^2 T_d^2}{h^3} \exp\left(-\frac{|W_f + e\phi_d|}{k_B T_d}\right) \quad (2.17)$$

[63]. Unter typischen Laborbedingungen trägt der thermionische Emissionsstrom erst bei Partikeltemperaturen $T_d > 1200 \dots 2000$ K zur Aufladung bei. Diese Temperaturen liegen deutlich über dem Schmelzpunkt der verwendeten Glashohlkugeln und werden im vorliegenden Experiment nicht erreicht.

- *Feldemission*: Herrscht an der Partikeloberfläche ein elektrisches Feld der Größenordnung $10^8 \dots 10^9$ V/m, so kann das Partikel Elektronen emittieren [1]. Dies führt im Wesentlichen zu einer oberen Schranke der (negativen) Staubleadung.
- *Radioaktivität*: Durch radioaktiven Zerfall im Staubpartikel können Ladungsträger die Stauboberfläche verlassen, und somit zu einem zusätzlichen Strom auf das Partikel führen.

2.2.4 Kollektive Effekte

Bei der Beschreibung der Aufladungsmechanismen wurde bisher angenommen, daß es sich bei dem Staubpartikel um ein isoliertes Teilchen handelt, d. h. $a \gg \lambda_D$. Bei einem kleiner werdenden Partikelabstand a (entsprechend einer wachsenden Staubbichte n_d), beginnen die Staubteilchen jedoch über ihr elektrostatisches Feld wechselzuwirken. Betrachtet man zunächst die Quasineutralitätsgleichung 2.2 für ein Dreikomponentenplasma

$$\frac{n_e}{n_i} = 1 - Z_d \frac{n_d}{n_i} \quad , \quad (2.18)$$

so erkennt man, daß für $Z_d n_d / n_i \ll 1$ der Fall eines isolierten Teilchens vorliegt. Bei steigender Staubbichte ($Z_d n_d / n_i \approx 1$) nimmt die Dichte der freien Elektronen n_e drastisch ab. Diese Reduktion der Elektronendichte führt zu einer Störung des Aufladungsprozesses und bedingt somit eine Reduktion der Staubleadung Z_d [64, 65, 66].

Um in der vorliegenden Untersuchung den Einfluß kollektiver Effekte auf die Staubleadung zu vermeiden, wird sichergestellt, daß der Partikelabstand der fallenden Teilchen deutlich größer ist als die Debyelänge.

2.2.5 Aufladezeiten

Wird ein zunächst ungeladenes Staubpartikel in das Plasma injiziert, so lädt es sich mit der Zeit auf. Die zeitliche Änderung der Partikelladung entspricht hierbei gerade der Summe aus Elektronen- und Ionenstrom:

$$\frac{dQ_d}{dt} = I_e + I_i \quad . \quad (2.19)$$

Mit den Gleichungen für die Ionen- und Elektronenströme und dem Kugelkondensatormodell kann die zeitliche Entwicklung der Ladung eines in das Plasma injizierten Staubpartikels numerisch berechnet werden [67, 66]. In Abb. 2.4 sind die zeitliche Entwicklung der Partikelladung eines kugelförmigen Partikels der Größe $r_p = 10 \mu\text{m}$ und der Elektronen- und Ionenströme auf das Partikel in einem Argonplasma der Dichte $n_{e,i} = 5 \cdot 10^{15} \text{m}^{-3}$ mit $T_e = 2,5 \text{ eV}$ und $T_i = 25 \text{ meV}$ dargestellt.

Man erkennt, daß die negative Partikelladung schnell anwächst, und nach ca. $t = 0,5 \mu\text{s}$ ein Plateau erreicht. Der Elektronenstrom sinkt mit der steigenden negativen Partikelladung stark ab, während der Ionenstrom ansteigt.

Stochastische Ladungsfluktuationen, die aus der Diskretheit der Ionen- und Elektronenladung resultieren, wurden in dieser Darstellung vernachlässigt. Sie wurden von *Cui und Goree* [67, 66] in Simulationen bestimmt und von *Matsoukas und Russell* [68, 69] theoretisch beschrieben. Die relativen Ladungsfluktuationen sind $\Delta Q_d/Q_d \propto 1/\sqrt{Q_d}$. Bei typischen Partikelladungen von $Q_d \approx 72000q_e$ liegen sie bei 0,4%, und sind demnach zu vernachlässigen. Bei Partikeln von Nanometergröße mit typischerweise wenigen zehn Elektronenladungen können die Fluktuationen allerdings zu einer kurzzeitig positiven Partikelladung führen, wodurch diese mit anderen, negativ geladenen Partikeln koagulieren können [67, 66].

2.3 Auf die Partikel wirkende Kräfte

Auf die Staubpartikel im Plasma wirken neben der Gravitation und den klassischen Reibungs- und Druckkräften an den Neutralgasteilchen aufgrund ihrer Ladung auch elektrodynamische Kräfte wie die Coulomb- und die Lorentzkraft und desweiteren Reibungskräfte, die strömende Plasmateilchen an den Staubpartikeln ausüben.

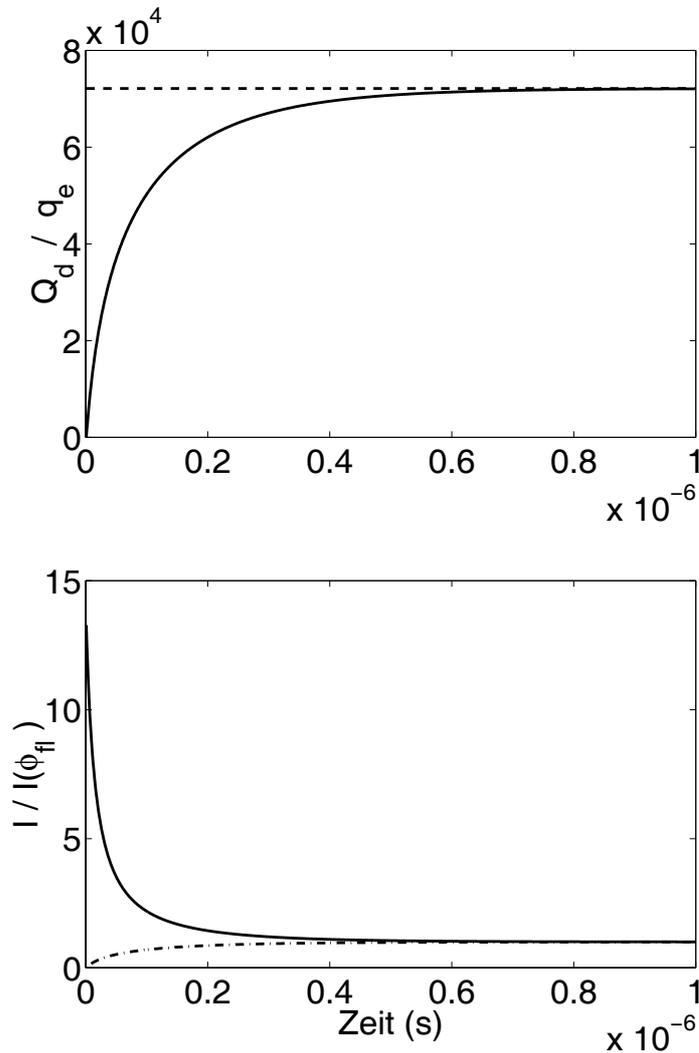


Abbildung 2.4: Zeitliche Entwicklung der Partikelladung (oberes Diagramm) und des Elektronenstromes (unteres Diagramm, durchgezogene Linie) und Ionenstromes (unteres Diagramm, gestrichelte Linie) auf ein kugelförmiges Partikel der Größe $r_p = 10 \mu\text{m}$ in einem Argonplasma der Dichte $n_{e,i} = 5 \cdot 10^{15} \text{m}^{-3}$. Die Elektronentemperatur beträgt $T_e = 2,5 \text{ eV}$, die Ionentemperatur ist $T_i = 25 \text{ meV}$. Die Aufladezeit beträgt ca. $t = 0,5 \mu\text{s}$.

2.3.1 Gravitation

Aufgrund der Masse der Staubpartikel wirkt auf diese im Schwerfeld der Erde die Gravitationskraft

$$\vec{F}_G = m_d \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r_p^3 \rho \vec{g} \quad , \quad (2.20)$$

wobei ρ die mittlere Massendichte der Staubpartikel ist.

Hierbei wird i. A. die Auftriebskraft der Partikel im Hintergrundsmedium vernachlässigt. Besitzt das Teilchen jedoch eine extrem geringe Dichte, und ist der Neutralgasdruck hinreichend hoch, so kann eine Korrektur notwendig werden.

2.3.2 Neutralgasreibung

Besitzt das Staubpartikel eine Relativgeschwindigkeit zum Neutralgas, so gibt dieses aufgrund von Stößen einen Nettoimpuls auf das Partikel ab. Wird die Geschwindigkeitsverteilung des Neutralgases nicht durch die Anwesenheit des Staubpartikels gestört (d.h. der Partikelradius ist gegenüber der freien Weglänge der Neutralgasteilchen vernachlässigbar $r_p \ll \lambda_{f,N}$ und die Relativgeschwindigkeit ist klein gegenüber der thermischen Geschwindigkeit des Gases $v_{rel} \ll v_{th}$), so wird die Reibungskraft gegeben durch [70]

$$\vec{F}_N = -\delta \frac{4}{3} \pi r_p^2 n_N m_N v_{th} \vec{v}_{rel} \quad , \quad (2.21)$$

wobei n_N die Neutralteilchendichte und m_N die Teilchenmasse darstellt. Der *Millikan Koeffizient* δ beschreibt die Art der Reflexion der Neutralgasteilchen an der Partikeloberfläche, und kann Werte zwischen 1 und $1 + 4/9$ annehmen. Die Grenzgeschwindigkeit von im Schwerfeld der Erde fallenden Partikeln lässt sich somit aus dem Kraftgleichgewicht $\vec{F}_G + \vec{F}_N = 0$ bestimmen.

2.3.3 Elektrische Feldkraft

Aufgrund der Ladung der Staubpartikel wirkt in einem elektrischen Feld \vec{E} die Coulombkraft auf das Partikel:

$$\vec{F}_E = Q_d \vec{E} \quad . \quad (2.22)$$

2.3.4 Lorentzkraft

Bewegt sich ein Staubpartikel durch ein magnetisches Feld \vec{B} , so wirkt auf das Partikel die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = Q_d \left(\vec{v}_d \times \vec{B} \right) \quad . \quad (2.23)$$

2.3.5 Thermophorese

Herrscht im Neutralgas ein Temperaturgradient ∇T_N , so treffen auf der heißen Seite der Staubpartikel die Neutralgasteilchen mit einer höheren kinetischen Energie auf, als auf der kalten Seite. Der daraus resultierende Nettoimpulsübertrag auf das Staubpartikel führt zu der thermophoretischen Kraft [71, 72]

$$\vec{F}_T = -\frac{32 r_p^2 \kappa_N}{15 v_{th}} \left[1 + \frac{5\pi}{32} (1 - \alpha) \right] \nabla T_N \quad , \quad (2.24)$$

wobei κ_N die Wärmeleitfähigkeit des Neutralgases ist. Der Koeffizient α beträgt bei Gas- und Partikeltemperaturen unter 500 K nach [71] etwa $\alpha \approx 1$.

Für Partikelgrößen im Mikrometerbereich wird die thermophoretische Kraft bei Temperaturgradienten von einigen K/cm bedeutsam [73, 74, 75, 76].

2.3.6 Ionenreibung

Ebenso wie strömende Neutralgasteilchen können auch strömende Plasmateilchen einen Nettoimpuls auf das geladene Staubpartikel ausüben. Anders als die Neutralgasteilchen können die Plasmateilchen aufgrund ihrer Ladung über eine größere Strecke mit dem Staubpartikel wechselwirken, so daß für einen Impulsübertrag zwei Mechanismen in Frage kommen [4, 32, 75, 77, 76]. Das Plasmateilchen kann zum Einen die Partikeloberfläche erreichen, und somit seinen Gesamtimpuls auf das Staubpartikel übertragen. Andererseits kann das Teilchen von seiner ungestörten Bahn abgelenkt werden, und so aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung mit dem Staubpartikel einen Nettoimpuls auf dieses übertragen, ohne die Partikeloberfläche zu erreichen.

Aufgrund der höheren Masse dominiert hierbei der Impulsübertrag der Ionen, so daß wir uns im Folgenden auf eine Betrachtung der Ionenreibungskraft F_i beschränken werden.

Da es ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die Ionenreibungskraft auf frei fallende Partikel zu messen und mit den gängigen Theorien zu vergleichen, wird im folgenden Kapitel näher auf die zugrundeliegenden Mechanismen eingegangen.

2.3.7 Vergleich der Kräfte

Bei gegebenen Plasmabedingungen sind die auf ein Staubpartikel wirkenden Kräfte nur noch von dem Partikelradius abhängig [1]. Während die Gravitationskraft proportional zu dem Volumen des Partikels ist ($F_G \propto r_p^3$), sind die thermophoretische Kraft und die Neutralgas- und Ionenreibung von der Querschnittsfläche abhängig ($[F_T, F_N, F_i] \propto r_p^2$). Da die elektrische Feldkraft

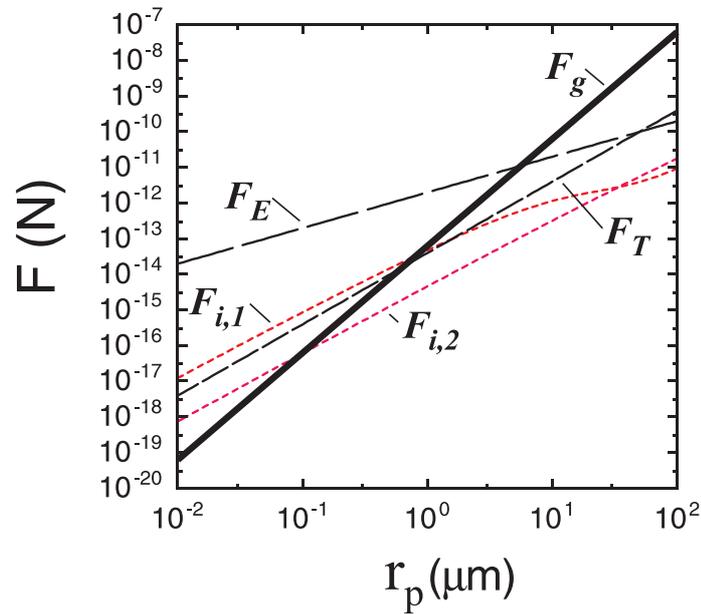


Abbildung 2.5: Vergleich der Kräfte auf ein Staubpartikel mit einer Dichte von $\rho = 1514 \text{ kg/m}^3$ in einem Heliumplasma mit $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = 0,03 \text{ eV}$, $n_i = 2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Das elektrische Feld beträgt 5000 V/m , der Temperaturgradient ist 200 K/m . Die Ionen besitzen thermische Geschwindigkeit (F_{i1}) bzw. Ionenakkustische Geschwindigkeit (F_{i2}). Aus: [78]

und die Lorentzkraft von der Staubladung abhängen, ergibt sich bei gegebenem Oberflächenpotential nach (2.12) eine Abhängigkeit $[F_E, F_L] \propto r_p$.

Diese Abhängigkeiten sind in Abb. 2.5 exemplarisch dargestellt. Während bei großen Partikeln die Gravitationskraft klar dominiert, ist sie bei kleinen Partikelgrößen gegenüber den anderen Kräften zu vernachlässigen.

Kapitel 3

Ionenreibung

Die Ionenreibungskraft resultiert aus einem Impulsübertrag der das Staubpartikel anströmenden Ionen auf das Partikel. Hierbei kann ein einzelnes Ion auf zwei Weisen Impuls auf das Staubpartikel übertragen [4]:

- *Streuung im elektrischen Feld:* Aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen dem geladenen Staubpartikel und dem Ion wirkt eine Kraft auf das Ion, die das Ion von seiner Bahn ablenkt. Hierbei gibt es einen Teil seines Impulses an das Partikel ab.
- *Ioneneinfang:* Trifft das Ion auf die Oberfläche des Staubpartikels, so wird es absorbiert und gibt seinen Gesamtimpuls an das Partikel ab.

Die Streuung eines geladenen Teilchens in dem Coulombfeld eines anderen Teilchens stellt ein altes Problem dar und wurde schon von Rutherford bei dessen Streuexperimenten mit positiv geladenen α -Teilchen an den Atomkernen einer Goldfolie betrachtet [30]. Diese klassische Streutheorie bildet die Basis für weitergehende Modelle und wird im ersten Teil dieses Kapitels beschrieben.

Da sich durch die Abschirmwirkung eines Plasmas um ein geladenes Staubpartikel ein Debye-Hückel-Potential ausbildet, muß die klassische Streutheorie entsprechend modifiziert werden. Diesem Umstand wurde in weiteren Modellen Rechnung getragen, die ebenfalls in diesem Kapitel vorgestellt werden.

3.1 Streuung im elektrischen Feld

3.1.1 Zweikörperstöße

Betrachtet man den elastischen Stoß zwischen zwei Teilchen (1, 2) der Massen m_1 und m_2 , die vor dem Stoß die Geschwindigkeiten \vec{v}_1 und \vec{v}_2 , und nach dem Stoß die Geschwindigkeiten \vec{v}'_1 und \vec{v}'_2 besitzen, so ergibt sich im Bezugssystem des Partikels 1 die Relativgeschwindigkeit des Partikels 2 zu $\Delta\vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$ vor dem Stoß und $\Delta\vec{v}' = \vec{v}'_2 - \vec{v}'_1$ nach dem Stoß. Die Geschwindigkeit des Schwerpunktes ist entsprechend

$$\vec{c}_0 = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (3.1)$$

vor dem Stoß, bzw.

$$\vec{c}'_0 = \frac{m_1\vec{v}'_1 + m_2\vec{v}'_2}{m_1 + m_2} \quad (3.2)$$

nach dem Stoß. Hiermit ergeben sich mit der reduzierten Masse $\mu = m_1m_2/(m_1 + m_2)$ für die Geschwindigkeiten

$$\vec{v}_{1,2} = \vec{c}_0 \mp \left(\frac{\mu}{m_{1,2}} \right) \Delta\vec{v} \quad , \quad (3.3)$$

$$\vec{v}'_{1,2} = \vec{c}'_0 \mp \left(\frac{\mu}{m_{1,2}} \right) \Delta\vec{v}' \quad . \quad (3.4)$$

Aus der Impulserhaltung

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = m_1\vec{v}'_1 + m_2\vec{v}'_2$$

folgt mit (3.1) und (3.2)

$$(m_1 + m_2)\vec{c}_0 = (m_1 + m_2)\vec{c}'_0 \quad .$$

Hieran wird sofort ersichtlich, daß sich die Geschwindigkeit des Schwerpunktes mit dem Stoß nicht ändert ($\vec{c}_0 = \vec{c}'_0$). Weiterhin folgt aus der Energieerhaltung

$$\frac{1}{2} (m_1v_1^2 + m_2v_2^2) = \frac{1}{2} (m_1v'^2_1 + m_2v'^2_2)$$

mit (3.3) und (3.4)

$$\frac{1}{2} (m_1 + m_2) c_0^2 + \frac{\mu\Delta v^2}{2} = \frac{1}{2} (m_1 + m_2) c'^2_0 + \frac{\mu\Delta v'^2}{2} \quad .$$

Da $\vec{c}_0 = \vec{c}'_0$ ist, folgt $\Delta v = \Delta v'$, der Betrag der Relativgeschwindigkeit bleibt somit erhalten.

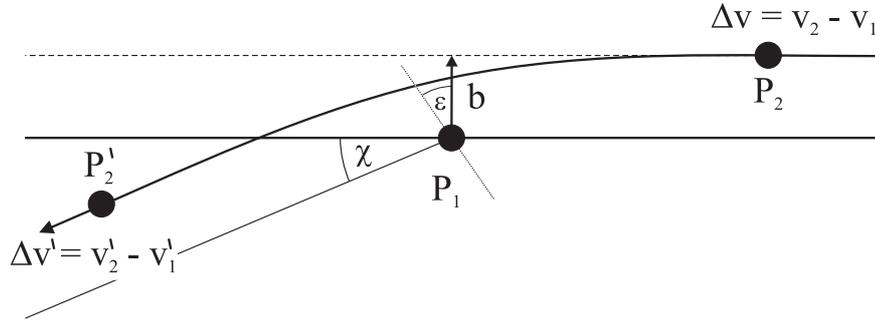


Abbildung 3.1: *Streuung des Partikels 2 am ruhenden Partikel 1. Der Streuwinkel χ ist der Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor $\Delta\vec{v}$ des Partikels 2 vor dem Stoß und nach dem Stoß $\Delta\vec{v}'$. Der Stoßparameter ist b .*

3.1.2 Streuwinkel

Der Streuwinkel χ ist der Winkel zwischen $\Delta\vec{v}$ und $\Delta\vec{v}'$ (s. Abb 3.1). Ist (in kartesischen Koordinaten) $\Delta v_x = \Delta v_y = 0$ und $\Delta v_z = \Delta v = \Delta v'$, so ist nach dem Stoß

$$\Delta v'_x = \Delta v \sin \chi \cos \varepsilon \quad (3.5)$$

$$\Delta v'_y = \Delta v \sin \chi \sin \varepsilon \quad (3.6)$$

$$\Delta v'_z = \Delta v \cos \chi \quad , \quad (3.7)$$

wobei ε den Winkel in der Kollisionsebene angibt.

Der Streuwinkel χ hängt nur von den folgenden Größen ab:

1. Der Kraft zwischen den Partikeln $\vec{F}(\vec{r})$,
2. der Relativgeschwindigkeit Δv
3. und dem Stoßparameter b .

Für jeden Streuparameter gibt es somit einen Streuwinkel $\chi(b, \vec{F}(\vec{r}))$.

Hierbei wird die Wechselwirkung zwischen den Partikeln als eine Zentralkraft angenommen, d.h. $\vec{F}(\vec{r}) = F(r)\vec{e}_r = -\vec{\nabla}\Phi(\vec{r}) = -r\partial\Phi/\partial r$. In einem Zentralkraftfeld verschwindet das Drehmoment $\vec{N} = \vec{r} \times \vec{F}(\vec{r})$, da $\vec{F}(\vec{r})$ stets in Richtung von \vec{r} verläuft. Daher ist der Drehimpuls \vec{L} eine Erhaltungsgröße. Da $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ ist, steht \vec{L} immer senkrecht auf \vec{r} , die Streuung erfolgt somit in einer Ebene.

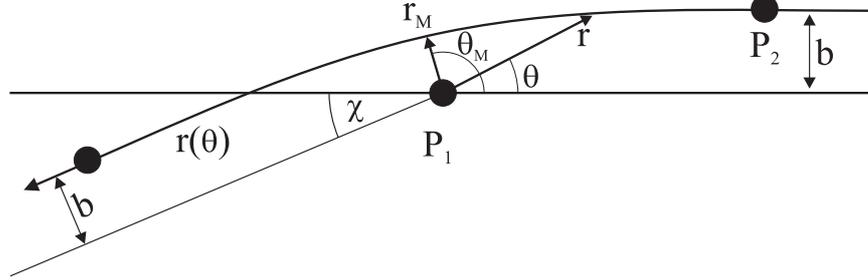


Abbildung 3.2: Darstellung der Stoßgeometrie in Polarkoordinaten $r(\theta)$. Der Minimale Abstand der Partikel ist r_M .

In Polarkoordinaten kann die Trajektorie des Partikels 2 aus den Gleichungen der Energieerhaltung und der Drehimpulserhaltung gewonnen werden. Die kinetische Energie lautet mit $\dot{\vec{r}}^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2$

$$W_{kin} = \frac{\mu}{2} \dot{\vec{r}}^2 = \frac{\mu}{2} (r^2 + r^2\dot{\theta}^2) \quad . \quad (3.8)$$

Damit ergibt sich die Gesamtenergie im Potential $\Phi(\vec{r})$ zu

$$W = \frac{\mu}{2} (r^2 + r^2\dot{\theta}^2) + \Phi(r) = \frac{\mu}{2} \Delta v^2 + \Phi(\infty) \quad . \quad (3.9)$$

Die Drehimpulserhaltung lautet

$$\vec{L} = \vec{r} \times (\mu \dot{\vec{r}}) = \mu r 2\dot{\theta} (\vec{e}_r \times \vec{e}_\theta) \quad . \quad (3.10)$$

Mit dem Anfangswert $\vec{L}_\infty = b\mu\Delta v(\vec{e}_r \times \vec{e}_\theta)$ folgt $r^2\dot{\theta} = b\Delta v$.

Aus $\vec{F}(\vec{r}) = F(r)\vec{e}_r$ und (3.9) läßt sich eine Differentialgleichung für $r(\theta)$ gewinnen:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} \quad , \quad (3.11)$$

die mit (3.10)

$$\left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 = \frac{r^4}{b^2} \left[1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{2\Phi(r)}{\mu\Delta v^2} \right] \quad (3.12)$$

ergibt. Hieraus folgt

$$d\theta = \pm \frac{b}{r^2} \left[1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{2\Phi(r)}{\mu\Delta v^2} \right]^{-1/2} dr \quad . \quad (3.13)$$

Am Punkt der größten Annäherung (*Vertex*) von Partikel 2 an Partikel 1 ist $dr/d\theta = 0$. Mit (3.13) ergibt sich der *Minimalabstand* r_M aus $1 - b^2/r_M^2 - 2\phi(r_M)/\mu\Delta v^2 = 0$ zu

$$r_M = b \left[1 - \frac{2\Phi(r_M)}{\mu\Delta v^2} \right]^{-1/2} . \quad (3.14)$$

Das Vorzeichen in Gleichung (3.13) ergibt sich aus folgender Überlegung: Im Vertex befindet sich das anströmende Partikel 2 an der Position (r_M, θ_M) . Die Linie zwischen der Position des Partikels 2 und dem Vertex wird *Apsis* genannt. Befindet sich das Partikel 2 auf seiner Trajektorie vor dem Vertex ($\theta < \theta_M$), so nähert es sich dem Partikel 1. Der Radius r muss somit mit steigendem θ schrumpfen. In Gleichung (3.13) muss für $\theta < \theta_M$ somit das Minuszeichen stehen. Entsprechend entfernt sich das Partikel hinter dem Vertex ($\theta > \theta_M$) mit steigendem θ , hier hat also das Pluszeichen zu stehen.

Man erkennt zudem, daß die Trajektorie symmetrisch zur Apsis verläuft. Der Streuwinkel χ ergibt sich somit zu

$$\chi = \pi - 2\theta_M . \quad (3.15)$$

Integration von (3.13) liefert

$$\theta - \theta_M = \pm \int_{r_M}^r \frac{b}{\hat{r}^2} \left[1 - \frac{b^2}{\hat{r}^2} - \frac{2\Phi(\hat{r})}{\mu\Delta v^2} \right]^{-1/2} d\hat{r} . \quad (3.16)$$

Das Vorzeichen bestimmt sich hier wie in Gl. (3.13). Für $r \rightarrow \infty$ geht $\theta_- \rightarrow 0$ und $\theta_+ \rightarrow 2\theta_M$ so daß für θ_M folgt:

$$\theta_M = \int_{r_M}^{\infty} \frac{b}{r^2} \left[1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{2\Phi(r)}{\mu\Delta v^2} \right]^{-1/2} dr . \quad (3.17)$$

Für den Streuwinkel χ folgt schließlich mit (3.15)

$$\chi(b, \Delta v) = \pi - 2 \int_{r_M}^{\infty} \frac{b}{r^2} \left[1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{2\Phi(r)}{\mu\Delta v^2} \right]^{-1/2} dr . \quad (3.18)$$

Im Falle eines Coulomb-Potentials $\phi(r) = Q/(4\pi\epsilon_0 r)$ ergibt sich ein Streuwinkel von

$$\chi(b, \Delta v) = \pi - 2b \int_0^{1/r_M} [1 - 2b_0 y - b^2 y^2]^{-1/2} dy , \quad (3.19)$$

wobei die Substitution $y = 1/r$ durchgeführt und der *Coulomb-Radius*

$$b_0 := \frac{q_1 q_2}{4\pi \varepsilon_0 \mu \Delta v^2} \quad (3.20)$$

eingeführt wurde. Der Abstand maximaler Annäherung r_M beträgt $r_M = b^2 / [-b_0 + (b_0^2 + b^2)^{1/2}]$. Damit wird nach Ausführung der Integration

$$\chi(b, \Delta v) = 2 \sin^{-1} \left[\frac{b_0}{(b_0^2 + b^2)^{1/2}} \right] \quad , \quad (3.21)$$

oder

$$\tan \left(\frac{\chi}{2} \right) = \frac{b_0}{b} \quad . \quad (3.22)$$

Für eine Ablenkung um 90° wird $b = b_0$, weshalb b_0 auch oft als $b_{\pi/2}$ bezeichnet wird. Weiterhin wird ersichtlich, daß für $b = 0$ der Ablenkwinkel $\chi = 180^\circ$ wird und $\chi = 0$ nur für Stoßparameter $b \rightarrow \infty$ erreicht wird.

3.1.3 Streuquerschnitte

Werden viele Teilchen an einem Partikel gestreut, so wird die Streuung zweckmäßigerweise mit Streuquerschnitten beschrieben. Dazu betrachtet man zunächst einen monoenergetischen Strahl identischer Teilchen der Masse m_B und Ladung q_B , die das Partikel mit der Relativgeschwindigkeit $\Delta \vec{v} = \vec{v}_B - \vec{v}_p$ anströmen. Die Verteilung der Teilchen im Raum sei homogen. Da bei gegebenem Potential $\Phi(\vec{r})$ und gegebener Relativgeschwindigkeit $\Delta \vec{v}$ der Ablenkwinkel χ nach (3.18) nur von dem Stoßparameter b bestimmt wird, werden alle Teilchen, die mit dem Stoßparameter $[b, b + db]$ auf das Partikel treffen in das Winkelintervall $[\chi, \chi + d\chi]$ gestreut (vgl. Abb. 3.3).

Der Fluss Γ' der gestreuten Teilchen durch die Fläche $A' = r^2 d\Omega(\chi, \varepsilon) = r^2 \sin \chi d\chi d\varepsilon$ entspricht somit dem Fluss durch die Fläche $A = b db d\varepsilon$.

Sei also dN/dt die Anzahl der Teilchen, die in das Winkelelement $d\Omega(\chi, \varepsilon)$ gestreut werden. Der *differentielle Streuquerschnitt* $\sigma(\chi, \varepsilon)$ ist definiert als

$$\frac{dN}{dt} = \sigma(\chi, \varepsilon) \Gamma d\Omega \quad . \quad (3.23)$$

Andererseits ist

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma db d\varepsilon \quad , \quad (3.24)$$

woraus mit der Definition des differentiellen Streuquerschnitts $\sigma(\chi, \varepsilon)$ folgt

$$\sigma(\chi, \varepsilon) d\Omega = \sigma(\chi, \varepsilon) \sin \chi d\chi d\varepsilon = b db d\varepsilon \quad . \quad (3.25)$$

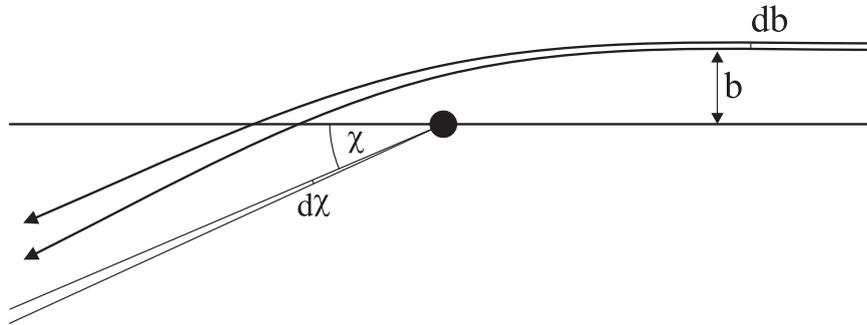


Abbildung 3.3: Einfallende Teilchen mit einem Stoßparameter $b \dots b + db$ werden in einen Streuwinkel $\chi \dots \chi + d\chi$ abgelenkt.

Für $\sigma(\chi, \varepsilon)$ ergibt sich somit

$$\sigma(\chi, \varepsilon) = \frac{b}{\sin \chi} \left| \frac{db}{d\chi} \right| . \quad (3.26)$$

Hierbei wurde der Absolutbetrag von $db/d\chi$ verwendet, da i.A. χ mit steigendem Streuparameter abnimmt, $db/d\chi$ somit negativ ist, während $\sigma(\chi, \varepsilon)$ nach Definition eine stets positive Größe ist.

Der differentielle Streuquerschnitt hängt somit über $\chi(b)$ mit der Art der Wechselwirkung zwischen den Partikeln zusammen.

Im Falle der Coulombwechselwirkung erhält man $\sigma(\chi, \varepsilon)$ durch Differentiation von (3.22) und Umformung unter Verwendung von (3.22) zu

$$\sigma(\chi, \varepsilon) = \frac{b_0^2}{4 \sin^4 \chi/2} = \frac{b_0^2}{(1 - \cos \chi)^2} . \quad (3.27)$$

Dies ist die bekannte *Rutherford'sche Streuformel* [30]. Sie zeigt, daß für einen Streuwinkel von 180° der differentielle Streuquerschnitt $b_0^2/4$ beträgt, und für abnehmendes χ monoton wächst (bei 90° ist $\sigma = b_0^2$) und für $\chi \rightarrow 0$ gegen Unendlich strebt.

Ein weiterer Streuquerschnitt ist der *totale Streuquerschnitt* σ_t . Er ist definiert als das Integral von $\sigma(\chi, \varepsilon)d\Omega$ über den gesamten Raumwinkel:

$$\sigma_t = \int_{\Omega} \sigma(\chi, \varepsilon) d\Omega' = \int_0^{2\pi} d\varepsilon \int_0^\pi \sigma(\chi, \varepsilon) \sin \chi d\chi , \quad (3.28)$$

wobei die Integration über ε im häufig vorliegenden Fall der isotropen Streuung direkt ausgeführt werden kann.

So ist für das Coulomb-Potential

$$\sigma_t = 2\pi \int_{\chi_{min}}^{\pi} \sigma(\chi, \varepsilon) \sin \chi d\chi = 2\pi b_0^2 \int_{\chi_{min}}^{\pi} \frac{\sin \chi}{(1 - \cos \chi)^2} d\chi \quad , \quad (3.29)$$

und somit

$$\sigma_t = \pi b_0^2 \left[\frac{1}{\sin(\chi_{min}/2)} - 1 \right] \quad . \quad (3.30)$$

Hierbei wurde die Integration über χ von der unteren Grenze χ_{min} aus durchgeführt, da der differentielle Streuquerschnitt für $\chi \rightarrow 0$ gegen Unendlich läuft. Man erkennt Anhand (3.30), daß für $\chi_{min} \rightarrow 0$ auch $\sigma_t \rightarrow \infty$.

Zuletzt soll der *Streuquerschnitt für Impulsübertrag* σ_m eingeführt werden. Dieser gibt den Gesamtimpulsübertrag auf das angeströmte Teilchen pro Sekunde und pro anströmendem Impulsfluß wieder. Der Impuls eines eintreffenden Teilchens ist $\vec{p} = \mu\Delta\vec{v}$, der Impulsfluß somit $\vec{\Gamma}_p = \Gamma\vec{p}$. Nach dem Stoß beträgt die Impulskomponente des gestreuten Teilchens in Anströmungsrichtung $\mu\Delta v \cos \chi$, der Impulsübertrag auf das angeströmte Teilchen (in Strömungsrichtung) somit $\mu\Delta v(1 - \cos \chi)$. Insgesamt ergibt sich für den Impulsübertrag

$$p_{tot.} = \Gamma\mu\Delta v \int_{\Omega} (1 - \cos \chi) \sigma(\chi, \varepsilon) d\hat{\Omega} \quad , \quad (3.31)$$

wobei auch hier im Falle einer isotropen Streuung die Integration über ε direkt ausgeführt werden kann. Wir erhalten somit für den Streuquerschnitt für Impulsübertrag

$$\sigma_m = 2\pi \int_0^{\pi} (1 - \cos \chi) \sigma(\chi) \sin \chi d\chi \quad . \quad (3.32)$$

Der Anteil der Teilchen, die in $d\Omega$ gestreut werden beträgt $dN = (1 - \cos \chi) \sigma(\chi, \varepsilon) d\Omega$, die Gesamtzahl der gestreuten Teilchen ist $\int_{\Omega} \sigma(\chi, \varepsilon) d\hat{\Omega} = \sigma_t$. Damit wird $\langle 1 - \cos \chi \rangle$, gemittelt über alle Winkel χ

$$\langle 1 - \cos \chi \rangle = \frac{\int_{\Omega} (1 - \cos \chi) \sigma(\chi, \varepsilon) d\hat{\Omega}}{\sigma_t} \quad , \quad (3.33)$$

und für isotrope Streuung

$$\langle 1 - \cos \chi \rangle = \frac{2\pi}{\sigma_t} \int_0^{\pi} \langle 1 - \cos \chi \rangle \sigma(\chi) \sin \chi d\chi \quad . \quad (3.34)$$

Damit wird der Streuquerschnitt für Impulsübertrag σ_m

$$\sigma_m = \sigma_t \langle 1 - \cos \chi \rangle \quad , \quad (3.35)$$

was dem gewichteten totalen Streuquerschnitt entspricht, wobei beispielsweise Stöße mit 180° Ablenkung doppelt, Stöße mit 90° Ablenkung einfach und Stöße mit 0° Ablenkung gar nicht zählen. Dies entspricht gerade der Impulskomponente in Strömungsrichtung, die die abgelenkten Partikel an das Teilchen übertragen.

Für das Coulomb-Potential ergibt sich aus (3.32)

$$\sigma_m = 4\pi b_0^2 \ln \left(\frac{1}{\sin(\chi_{min}/2)} \right) . \quad (3.36)$$

Auch hier strebt für $\chi_{min} \rightarrow 0$ der Streuquerschnitt für Impulsübertrag gegen unendlich. Dies ist die sogenannte *Coulombkatastrophe*: Partikel mit einem großen Stoßparameter werden nur schwach abgelenkt, geben aber einen Impuls $\Delta p > 0$ an das Teilchen ab, so daß der gesamte Impulsübertrag bei unbeschränktem Stoßparameter unendlich wird.

3.1.4 Abschneideparameter

Wie wir im vorangehenden Abschnitt gesehen haben, kommt es im Falle der Coulombwechselwirkung zwischen dem ruhenden Teilchen und den strömenden Partikeln nur zu einem endlichen Impulsübertrag auf das angeströmte Teilchen, wenn die Integration über den Streuwinkel ab einem minimalen, von Null verschiedenen Streuwinkel χ_{min} erfolgt. Dies entspricht einem maximalen Stoßparameter b_{max} , ab dem der Impulsübertrag nicht mehr berücksichtigt werden darf. Mit einem solchen *Abschneideparameter* (engl. *cut-off parameter*) wird der totale Streuquerschnitt $\sigma_t = \pi b_{max}^2$, entspricht also der Kreisscheibe mit dem Radius b_{max} .

Im Plasma herrscht aufgrund der Abschirmwirkung der freien, beweglichen Ladungsträger kein Coulombpotential, sondern das Debye-Hückel Potential (2.4). Eine Berechnung der Streuquerschnitte in einem solchen Potential ist aufwendig und nur numerisch möglich [32, 34].

Im Allgemeinen wird ein anderer Ansatz verfolgt: Wie in der Plasmaphysik üblich, wird das Debye-Hückel Potential im Inneren der Debye-Sphäre durch das reine Coulomb-Potential approximiert. Außerhalb der Debye-Sphäre wird die Ladung als vollständig abgeschirmt angenommen, d.h. das Potential $\phi(r > \lambda_D) = 0$ gesetzt (vgl. Abb. 3.4). Dies entspricht einem Abschneideparameter $b_{max} = \lambda_D$, so daß sich hier ein totaler Streuquerschnitt von $\sigma_t = \pi \lambda_D^2$ ergibt. Der Streuquerschnitt für Impulsübertrag wird nach (3.36) und (3.21)

$$\sigma_m = 2\pi b_0^2 \ln(1 + \Lambda^2) , \quad (3.37)$$

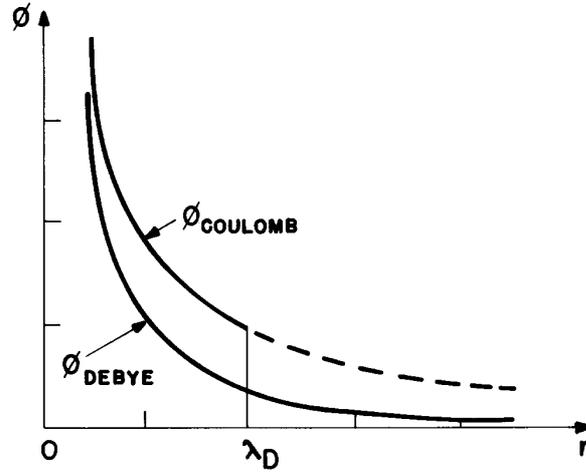


Abbildung 3.4: Das Debye-Hückel Potential kann im Inneren der Debyesphäre mit dem Radius λ_D durch das Coulombpotential approximiert werden. Außerhalb der Debyesphäre fällt das Debye-Hückel Potential schnell ab, so daß das Potential hier als Null angenommen werden kann. Daher wird der Abschneideparameter als $b_{max} = \lambda_D$ gewählt. Aus: [79]

wobei $\Lambda := \lambda_D/b_0$ gesetzt wird. Da im Allgemeinen $\Lambda \gg 1$, reduziert sich (3.37) zu

$$\sigma_m = 4\pi b_0^2 \ln \Lambda \quad , \quad (3.38)$$

weswegen $\ln \Lambda$ auch als *Coulomblogarithmus* bezeichnet wird.

Der dimensionslose Parameter

$$\beta := 1/\Lambda = b_0/\lambda_D \quad (3.39)$$

kann herangezogen werden, um die Art der Wechselwirkung zu beschreiben [34]:

Ist $\beta \ll 1$, so spricht man von einer „schwachen“ Wechselwirkung. In diesem Falle ist $b_0 \ll \lambda_D$, die Teilchen, die eine Großwinkelstreuung erfahren (und damit einen großen Impulsübertrag auf das Staubpartikel ausüben) liegen also vollständig innerhalb des Debyeradius um das Partikel. Sie werden somit in einem nahezu nicht abgeschirmten Coulombpotential gestreut. Der Beitrag der wenigen Teilchen mit $b > \lambda_D$ ist aufgrund der Abschirmung und der kleinen Streuwinkel gering, er beträgt ungefähr $(\ln \Gamma)^{-1}$ [80]. Im Falle der „schwachen“ Wechselwirkung ist somit die Näherung des abgeschnittenen Coulombpotentials gerechtfertigt.

Ist jedoch $\beta \gg 1$, so ist $b_0 \gg \lambda_D$. Ein großer Anteil der Teilchen, die eine Großwinkelstreuung erfahren, liegt somit außerhalb des Debyeradius um das Staubpartikel. Ihnen wird bei der Verwendung eines abgeschnittenen Coulombpotentials keine Rechnung getragen. Man spricht hier von einer „starken“ Wechselwirkung. Zur Berechnung des Streuquerschnitts für Impulsübertrag müssen hier andere Modelle verwendet werden [32, 34].

3.1.5 Reibungskraft

Mit dem Streuquerschnitt für Impulsübertrag lässt sich die Reibungskraft, die die anströmenden Ionen auf das Staubpartikel ausüben als das Produkt von Ionenimpuls mit dem Fluß der Ionen durch die Fläche σ_m als

$$\vec{F}_{I,Coul.} = m_i \vec{v}_i n_i v_s \sigma_m \quad (3.40)$$

angeben, wobei n_i die Dichte der mit \vec{v}_i strömenden Ionen, m_i die Ionenmasse und $v_s := \sqrt{v_i^2 + v_{th}^2}$ die mittlere Ionengeschwindigkeit (2.16) sind [4]. Da sich der thermische Geschwindigkeitsbeitrag v_{th} und die Impulskomponenten senkrecht zu \vec{v}_i und bei homogener Anströmung des Staubpartikels wegmitteln, zeigt die Ionenreibungskraft in Richtung von \vec{v}_i . Sie stellt somit das Produkt des Ionenimpulses $m_i \vec{v}_i$ mit dem durch die Fläche σ_m fließenden Ionenfluß $n_i v_s$ dar.

3.2 Erweiterung um Teilcheneinfang

Da bei den bisherigen Überlegungen zur Coulombstreuung angenommen wurde, daß es sich bei den stoßenden Partikeln um punktförmige Ladungsträger handelt, wurde einem möglichen Teilcheneinfang aufgrund der endlichen Abmessungen der Partikel nicht Rechnung getragen. Da es sich bei der Ionenreibungskraft aber zumindest bei den angeströmten Staubpartikeln um räumlich ausgedehnte Körper mit Radien im Mikrometerbereich handelt, ist diese Annahme nicht zulässig. Diesem Umstand wurde im Modell von *Barnes et al.* Rechnung getragen [4].

Ionen, die auf ihrer Trajektorie dem Staubpartikel näher kommen als der Einfangradius r_c , erreichen die Partikeloberfläche und werden von dem Staubpartikel absorbiert. Dieser Einfangradius entspricht einem Stoßparameter b_c , der nach der OML-Theorie entsprechend Gl. (2.9) als

$$b_c = r_p \left(1 - \frac{2q(\phi_d - \phi_P)}{m_i v_s^2} \right)^{1/2} \quad (3.41)$$

bestimmt wird, wobei ϕ_P das Plasmapotential weit von dem Staubpartikel entfernt darstellt. Da die Ionenradien sehr viel kleiner als die Staubpartikelradien sind, wird ein Einfluß der Ionenabmessungen i.A. vernachlässigt.

Ionen, die durch die Querschnittsfläche $\sigma_c = \pi b_c^2$ fließen, erreichen somit die Staubpartikeloberfläche und werden absorbiert, wobei sie ihren gesamten Impuls $\vec{p}_i = m_i \vec{v}_i$ an das Partikel abgeben.

Die Reibungskraft der eingefangenen Ionen (engl. *collection force*) ergibt sich analog (3.40) zu

$$\vec{F}_c = m_i \vec{v}_i n_i v_s \pi b_c^2 \quad . \quad (3.42)$$

Bei der Bestimmung der Reibungskraft F_o , die die abgelenkten aber nicht eingefangenen Teilchen auf das Staubpartikel ausüben (engl. *orbit force*) kann wie in Abschnitt 3.1.3 vorgegangen werden, wobei die Integration über die Stoßparameter nur in dem Intervall $b_c \dots \lambda_D$ erfolgen darf. Für den Streuquerschnitt für Impulsübertrag ergibt sich hier ein modifizierter Coulomb-Logarithmus

$$\ln \Lambda_o = \ln \left(\frac{\lambda_D^2 + b_0^2}{b_c^2 + b_0^2} \right)^{1/2} \quad , \quad (3.43)$$

so daß die Ablenkreibungskraft

$$\vec{F}_o = m_i \vec{v}_i n_i v_s \sigma_o \quad (3.44)$$

wird, wobei $\sigma_o := 4\pi b_0^2 \ln \Lambda_o$.

Die gesamte Ionenreibungskraft ergibt sich somit zu

$$\vec{F}_i = \vec{F}_c + \vec{F}_o \quad . \quad (3.45)$$

In Abb. 3.5 ist die Ionenreibungskraft eines Ionenstrahls mit $n_B/n_i = 5\%$ nach *Barnes et al.* auf ein Staubpartikel mit $r_p = 10 \mu\text{m}$ und $Q_d = 72000 q_e$ als Funktion der Strahlionenenergie dargestellt. Im oberen Diagramm (A) wird die Elektronendebyelänge λ_{De} als Abschneideparameter verwendet, im unteren Diagramm (B) die wesentlich kleinere Debyelänge λ_D (2.5). Man erkennt deutlich, daß bei Verwendung von λ_{De} als Abschneideparameter bei kleinen Ionenenergien die Ablenkreibungskraft dominiert. Ab ca. 1 eV sinkt F_o , so daß die Ionenreibungskraft ab ca. 14 eV von dem Impulsübertrag der eingefangenen Ionen dominiert wird. Mit zunehmender Ionenenergie wächst die Reibungskraft anschließend monoton an. Im Vergleich mit der nach der klassischen Coulombstreuung unter Vernachlässigung des endlichen Partikelradius berechneten Reibungskraft $F_{Coul.}$ zeigt sich, daß bei kleinen Ionenenergien ($E_i < 6$ eV) F_{Barnes} gegenüber $F_{Coul.}$ reduziert ist. Ein Einfang von Ionen reduziert die Nettokraft wenn $b_c \leq b_0$ ist, da bei Streuparametern $b \leq b_0$ der Impulsübertrag bei Streuung $p \dots 2p$ beträgt, bei einer Absorption

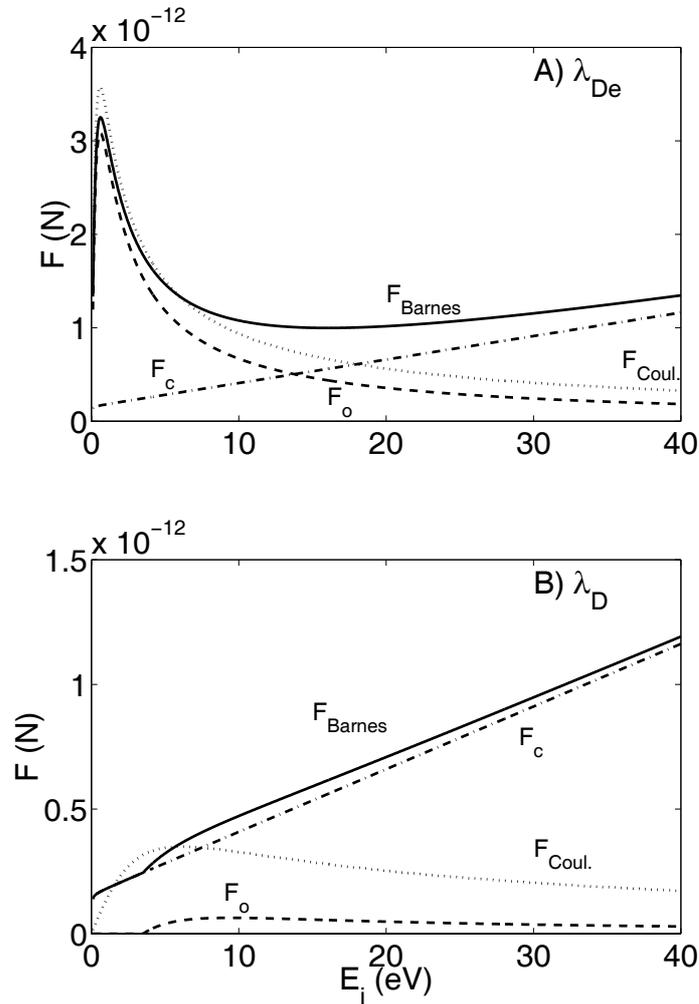


Abbildung 3.5: Die Ionenreibungskraft eines Ionenstrahls mit $n_B/n_i = 5\%$ nach Barnes et al. auf ein Staubpartikel mit $r_p = 10 \mu\text{m}$ und $Q_d = 72000 q_e$. Die Plasmamparameter sind $T_e = 2,5 \text{ eV}$, $n_e = 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Dargestellt sind F_c , F_o und $F_{Barnes} = F_c + F_o$ als Funktion der Energie der Argonionen. Zum Vergleich ist die Reibungskraft bei $r_p = 0$ dargestellt ($F_{Coul.}$). Im oberen Diagramm (A) wird die Elektronendebyelänge λ_{De} als Abschneideparameter verwendet, im unteren Diagramm (B) die Debyelänge λ_D .

jedoch stets p ist. Wird die Debyelänge λ_D als Abschneideparameter verwendet (B), so erkennt man, daß die Reibungskräfte, die auf einer Streuung der Ionen beruhen, aufgrund der kleineren Streuquerschnitte gegenüber den in (A) gezeigten Kräften reduziert sind. Da $r_p \approx 0,7 \lambda_D$ ist, dominiert der Im-

pulsübertrag der eingefangenen Teilchen über den gesamten Energiebereich.

In der Arbeit von *Barnes et al.* wird nicht explizit auf die Art der Debyelänge, die in (3.43) einzusetzen ist, eingegangen. Die beispielhaft angeführten Kräfte lassen jedoch den Schluß zu, daß die Elektronendebyelänge verwendet wurde.

3.3 Andere Modelle

Für die Streuung der Ionen im (abgeschnittenen) Coulombpotential konnten die Stoßquerschnitte in den vorangegangenen Abschnitten analytisch hergeleitet werden. Hierbei wurde jedoch die willkürliche Näherung gemacht, daß innerhalb der Debyesphäre ein ungestörtes Coulombpotential herrscht, und außerhalb der Debyesphäre das elektrische Feld vollständig abgeschirmt ist.

In den folgenden beiden Abschnitten sollen zwei Modelle vorgestellt werden, die eine exaktere Beschreibung des Potentialverlaufes um das Staubteilchen beinhalten.

3.3.1 Das Modell von Kilgore et al. (1993)

In [32] wird der Streuquerschnitt für Impulsübertrag numerisch aus dem Potentialprofil berechnet, das sich aus einer selbstkonsistenten Poisson-Vlasov-Theorie ergibt. Hierzu werden gleichzeitig die Vlasovgleichungen für die Ionen und Elektronen in dem selbstkonsistenten Feld, das sich aus der Poissongleichung ergibt, numerisch gelöst [81, 82]. Die Ionen werden dabei als stoßfrei und monoenergetisch angenommen.

In Abb. 3.6 wird das nach dieser Methode selbstkonsistent numerisch berechnete Poisson-Vlasov-Potential (im Folgenden PV-Potential genannt) mit dem Debye-Hückel-Potential verglichen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung bis zu einem Abstand von $3...5\lambda_D$. In großem Abstand von dem Staubpartikel fällt das PV-Potential mit $1/r^2$, während das Debye-Hückel-Potential exponentiell abfällt. Dieser schwächere Abfall wird auch in neueren Modellen zur Abschirmung [51] beobachtet (vgl. Abschnitt 2.1.2).

In Abb. 3.7 ist das normierte effektive Potential $y_{eff} = U_{eff}/E_i$ dargestellt, wobei $U_{eff}(r) = e\phi(r) + J^2/2m_i r^2$ ist. Dieses $U_{eff}(r)$ berücksichtigt die effektive Abstoßung aufgrund der Drehimpulserhaltung des Ions [81]. Als Potential $\phi(r)$ wurde das Debyepotential verwendet. In der oberen Abbildung sind Potentialverläufe für den Parameter $\beta = 8$ dargestellt. Die Kurven 1...5 entsprechen hierbei den normierten Stoßparametern b/λ_D mit Werten von 0 bis 2,88. Die Kurven 2 und 3 zeigen ein Minimum. Hier können in einem nicht stoßfreien Plasma Ionen, die ihren Impuls durch Stöße verloren haben,

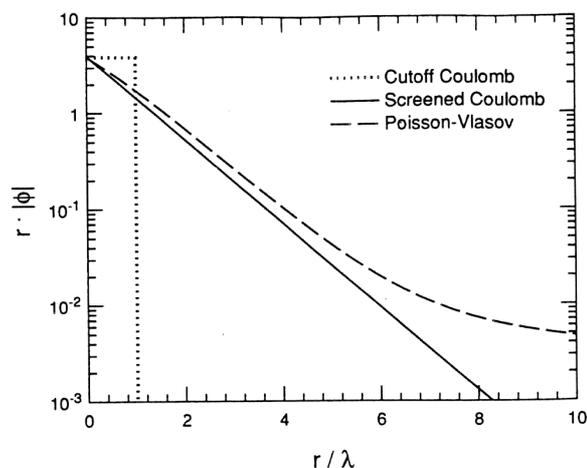


Abbildung 3.6: Vergleich zwischen abgeschnittenen Coulombpotential (gepunktete Linie), Debye potential (durchgezogene Linie) und dem numerisch aus der Poisson-Vlasov-Theorie gewonnenen Potential für ein Heliumplasma mit $r_p = 0.5 \mu\text{m}$, $T_e = 5 \text{ eV}$, $T_i = 26 \text{ meV}$ und $n_i = 6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen Debye- und PV-Potential bis zu $3 \dots 5 \lambda_D$ ($\lambda_D = 22 \mu\text{m}$). Aus: [32]

gefangen werden. Der Einfluß solcher Populationen gefangener Ionen auf die Abschirmung wird ausführlich in [83, 84, 85, 51] diskutiert. In der unteren Abbildung sind Potentialverläufe für den Parameter $\beta = 35$ dargestellt. Hier treten wiederum Minima in den Kurven 2...4 auf. Weiterhin erkennt man in den Kurven 3 und 4, daß eine Barriere im effektiven Potential auftritt. Eine solche Barriere liegt vor, wenn das effektive Potential ein lokales Maximum besitzt, an dem $y_{eff} \geq 1$, das effektive Potential hier mindestens genau so groß ist wie die Ionenenergie. Der Radius r_b , an dem diese Barriere auftritt wird in der Sondenliteratur auch *Absorptionsradius* genannt [86, 40]. Der Stoßparameter an dem die Barriere auftritt ist b_b ($b_b = 4\lambda_D$ in Abb. 3.7 b). Für Stoßparameter $b \approx b_b$ tritt eine starke Veränderung des Streuwinkels $\chi(b)$ auf (vgl. auch Abb. 3.9). Barrieren im effektiven Potential treten somit auf, wenn $y_{eff}(r_b) \geq 1$, $y'_{eff}(r_b) = 0$ und $y''_{eff}(r_b) < 0$ [86], d.h. im Falle des Debye-Hückel-Potentials

$$-\beta \exp\left(-\frac{r_b}{\lambda_D}\right) \left[1 - \left(\frac{\lambda_D}{r_b}\right)\right] + 1 = 0 \quad . \quad (3.46)$$

Eine eingehendere Betrachtung zeigt, daß physikalisch sinnvolle Lösungen mit $r_b > \lambda_D$ nur für $\beta > \beta_c = 13,2$ existieren [32, 34].

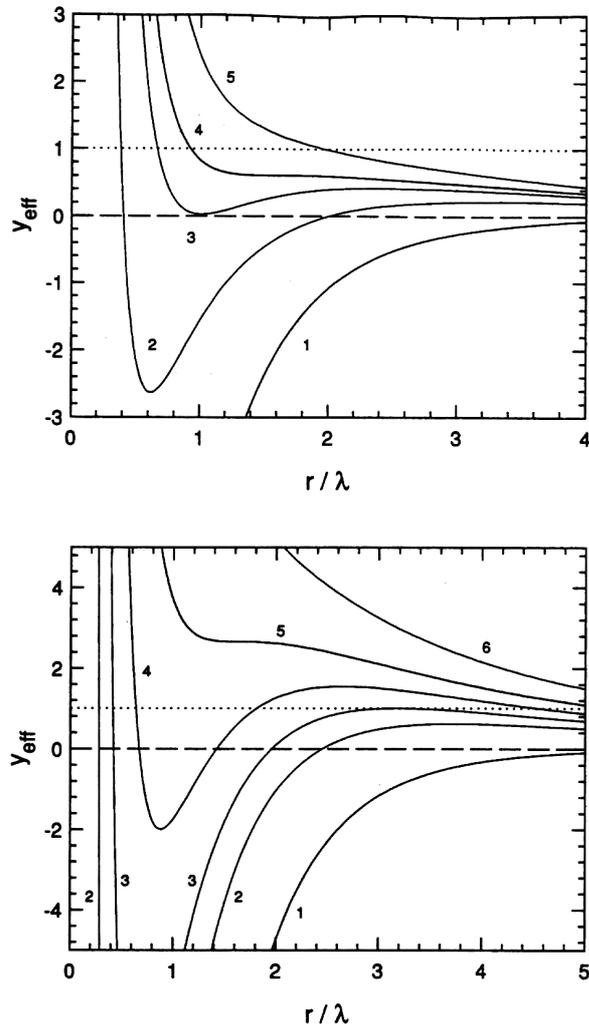


Abbildung 3.7: Effektives Potential über dem normierten Abstand r/λ_D für $\beta = 8$ (a, oberes Diagramm) und $\beta = 35$ (b, unteres Diagramm). Für $\beta < \beta_c$ (a) existiert keine Barriere im effektiven Potential. Die Kurven 1...5 entsprechen den normierten Stoßparametern b/λ_D von 0, 2,080, 2,448, 2,592 und 2,880. Für $\beta > \beta_c$ (b) existiert eine Barriere in Kurve 3, bei $r/\lambda_D = 3,177$. Hier sind $b/\lambda_D = 0, 3,850, 4,401, 4,900, 5,425$ und $6,300$. In beiden Diagrammen treten Minima auf (a: Kurven 2 und 3, b: Kurven 2...4), in denen Ionen eingefangen werden können. Aus: [32]

Mit dem PV-Potential und dem Debye-Hückel-Potential wird nun der Streuquerschnitt für Impulsübertrag numerisch berechnet. Dazu wird folgen-

dermaßen vorgegangen:

Für jeden gegebenen Stoßparameter b wird nach (3.14) der Minimalabstand r_M , und aus diesem der Ablenkwinkel $\chi(b)$ nach (3.18) berechnet. Mit dem erhaltenen $\chi(b)$ wird σ_m durch numerische Integration von

$$\sigma_m = 2\pi \int_0^{\infty} (1 - \cos \chi) b db \quad (3.47)$$

berechnet. Auf die numerischen Details soll an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden. Die Resultate der Berechnungen sind in Abb. 3.8 dargestellt. Für Werte von $\beta \lesssim 1$ stimmen alle drei Modelle gut überein. Für größere Werte liefert die Berechnung von σ_m mit dem abgeschnittenen Coulombpotential gegenüber den anderen Modellen zunehmend kleinere Werte, bis zu einem Faktor von ungefähr 10 bei $\beta = 200$. Die Streuquerschnitte für das Debye-Hückel- und das PV-Potential zeigen eine gute Übereinstimmung über den gesamten Parameterbereich $\beta = 10^{-3} \dots 10^2$. Für die Streuquerschnitte für

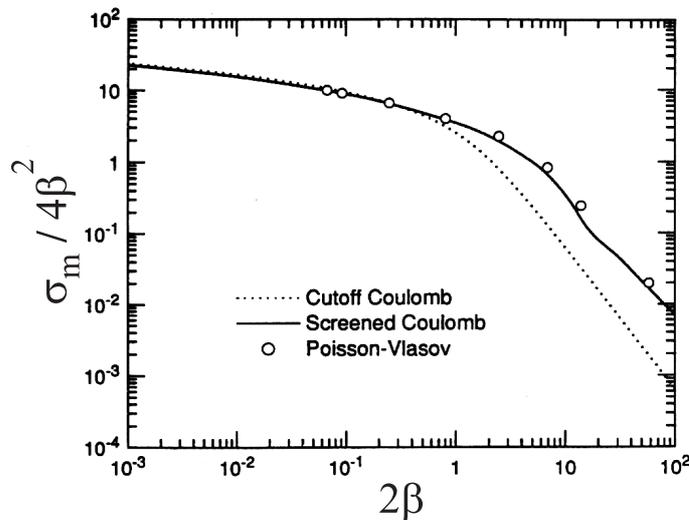


Abbildung 3.8: Normierte Streuquerschnitte für Impulsübertrag unter Benutzung des abgeschnittenen Coulombpotentials (gepunktete Linie), des Debye potentials (durchgezogene Linie) und des PV-Potentials (offene Kreissymbole). Während die Streuquerschnitte für das abgeschnittene Coulombpotential um einen Faktor von bis zu 8 unter den anderen Werten liegen, ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Streuquerschnitten für das Debye- und PV-Potential. Aus: [32]

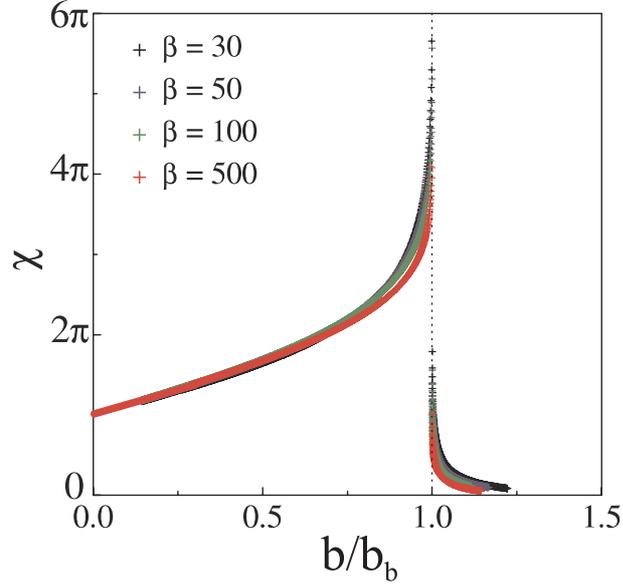


Abbildung 3.9: Numerisch berechnete Ablenkwinkel χ als Funktion des normierten Stoßparameters b/b_b in einem Debye-Hückel-Potential. Man erkennt, daß hier, im Gegensatz zum Coulombpotential, Ablenkwinkel von über 180° auftreten. Beim kritischen Stoßparameter b_c divergiert der Ablenkwinkel. Aus: [34]

Impulsübertrag wird folgende Modellfunktion angegeben:

$$\sigma_m = 4b_0^2 c_1 \ln \left(1 + \frac{c_2}{4\beta^2} \right) , \quad (3.48)$$

wobei $c_1 = 0,9369$ und $c_2 = 61,32$.

Eine Berücksichtigung der endlichen Teilchengröße erfolgt in [32] nicht.

3.3.2 Das Modell von Khrapak et al. (2003)

In [34] wird ein Modell zur Berechnung von σ_m im Falle der starken Wechselwirkung $\beta \gg 1$ angegeben. Als Potential wird hier das Debye-Hückel-Potential gewählt.

Ähnlich wie in [32] wird der Streuquerschnitt für Impulsübertrag numerisch berechnet, indem für verschiedene $\beta > \beta_c$ zunächst der Ablenkwinkel $\chi(b)$ nach (3.18), und dann σ_m mit dem erhaltenen $\chi(b)$ durch numerische Integration von (3.47) berechnet wird.

Die berechneten Streuwinkel sind in Abb. 3.9 als Funktion von b/b_b dargestellt. Auffällig ist, daß hier im Gegensatz zur klassischen Streuung im

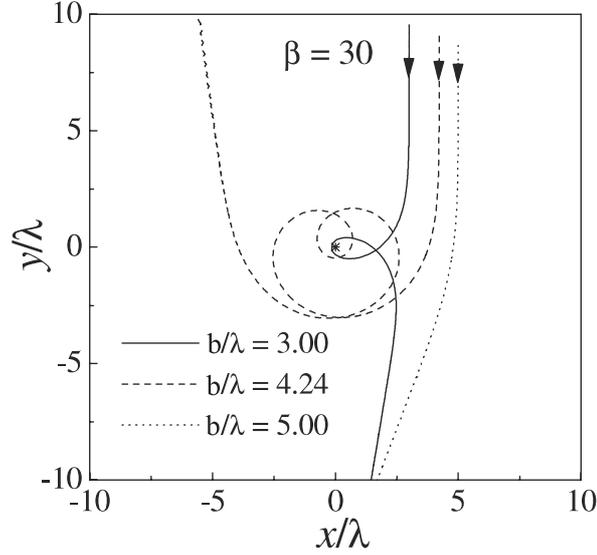


Abbildung 3.10: Ionentrajektorien um das Staubpartikel, die sich in einem Debyepotential ergeben. Anders als im Coulombpotential sind hier Ablenkwinkel von über 180° in Form von Rosettenkurven möglich. Dabei können die Ionen dem Partikel trotz geringer Ablenkwinkel sehr nahe kommen. Aus: [34]

Coulombpotential Ablenkwinkel von über 180° auftreten. Dies liegt daran, daß die anströmenden Teilchen im Debyepotential das Partikel auf Rosettenbahnen umlaufen, wobei sie dem Partikel auch bei kleinem Ablenkwinkel sehr nahe kommen können. Typische Teilchentrajektorien sind in Abb. 3.10 dargestellt. Unterhalb des kritischen Stoßparameter $b \lesssim b_b$ tritt eine rapide Zunahme des Ablenkwinkels auf, der Ablenkwinkel divergiert für $b \lesssim b_b$. Für größere Stoßparameter nimmt der Ablenkwinkel aufgrund des exponentiell abfallenden Potentials schnell ab.

Die numerische Berechnung von σ_m ergibt

$$\sigma_m = A\pi b_b^2 + B\lambda_D^2 (1 + 2 \ln^{-1} \beta) \quad , \quad (3.49)$$

wobei $A = 0,81 \pm 0,01$, $B = 6,4$ und $b_b \approx \lambda_D (\ln \beta + 1 - 1/2 \ln \beta)$. In Abb. 3.11 ist σ_m für einen weiten Parameterbereich $\beta = 10^{-1} \dots 10^3$ dargestellt. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der angegebenen Näherungsformel mit früheren numerischen Berechnungen [87].

Für Staubpartikel mit endlichem Partikelradius wird wie in [4] ein Einfangradius nach der OML-Theorie angegeben (3.41), mit dem sich der Einfangsquerschnitt $\sigma_c = \pi b_c^2$ ergibt. Für sehr große β wird der Einfangradius $b_{c,OML} \geq b_b$, so daß die OML-Theorie nicht mehr angewendet werden

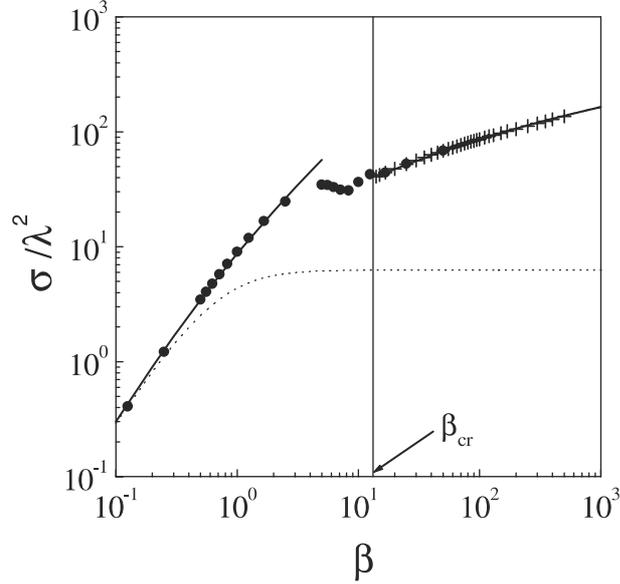


Abbildung 3.11: Normierter Streuquerschnitt für Impulsübertrag als Funktion von β . Die gepunktete Linie gibt σ_m für ein abgeschnittenes Coulombpotential wieder. Die Kreuze stellen die aus der im Text beschriebenen numerischen Berechnung gewonnenen Werte dar, die durchgezogene Linie oberhalb β_c stellt die Näherungsfunktion dar. Die durchgezogene Linie unterhalb β_c stellt ein früheres Modell [33] für $\beta \approx 1$ dar. Frühere numerische Berechnungen [87] sind gepunktet wiedergegeben. Aus: [34]

kann, da hier $r_M > \lambda_D$ wird. Die Ionen begeben sich somit nicht mehr in die Debyesphäre um das Staubpartikel, und können daher die Partikeloberfläche nicht erreichen (wobei $r_p < \lambda_D$ angenommen wird). In diesem Falle ist der Einfangradius als $b_c = b_b$ zu setzen. Entsprechend [4] wird der Streuquerschnitt für Impulsübertrag der abgelenkten Ionen σ_o durch numerische Integration von (3.47) über das Intervall $b_c \dots \infty$ berechnet. Der Gesamtquerschnitt ergibt sich wieder zu $\sigma_m = \sigma_c + \sigma_o$.

Für große Werte von β (wenn $b_c, OML \geq b_b$) kann σ_o durch den Streuquerschnitt

$$\sigma_o^{far} = B(1 + 2 \ln^{-1} \beta) \quad (3.50)$$

angenähert werden, für $\beta \rightarrow \infty$ verschwindet σ_o .

Der Streuquerschnitt $\sigma_m = \sigma_c + \sigma_o$ ist in Abb. 3.12 für $\beta = 10 \dots 1000$ und $r_p = 0 \dots 0,3$ dargestellt.

Die Autoren kommen zu dem Schluß, daß der Ioneneinfang keinen signifikanten Effekt hat, wenn $2\beta r_p / \lambda_D \ll (\ln \beta)^2$, d.h. $b_c \ll b_b$.

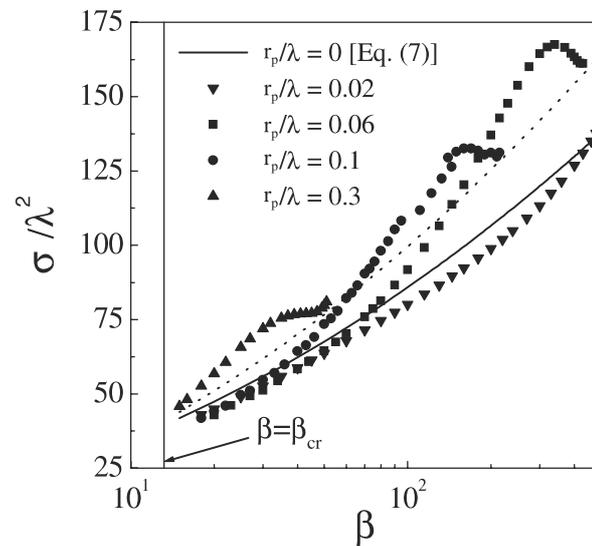


Abbildung 3.12: Der Streuquerschnitt für Impulsübertrag σ_m bei Berücksichtigung des Teilcheneinfanges nach dem Modell von Khrapak et al. Dargestellt sind σ_m/λ_D^2 als Funktion von β für verschiedene Partikelradien $r_p/\lambda_D = 0 \dots 0,3$. Die Durchgezogene Linie stellt den Querschnitt bei Vernachlässigung des Teilcheneinfanges nach Gl. (3.49) dar. Die gepunktete Linie entspricht der Näherung $\sigma_m = \pi b_b^2 + \sigma_s^{far}$. Aus: [34]

3.4 Vergleich der Modelle

In diesem Kapitel wurden drei Modelle zur Beschreibung der Ionenreibungskraft in einem stoßfreien Plasma vorgestellt, die auf der klassischen Streuung der Ionen im elektrischen Feld beruhen:

- Das Modell von *Barnes et al. 1992* [4] benutzt ein bei der Debyelänge λ_D abgeschnittenes Coulombpotential zur Berechnung der Reibungskraft.
- Das Modell von *Kilgore et al. 1993* [32] benutzt ein selbstkonsistent aus den Vlasov-Gleichungen für die Elektronen und Ionen und der Poisson-Gleichung numerisch berechnetes Feld, und zum Vergleich das Debye-potential, wobei beide eine gute Übereinstimmung zeigen. Für diese Potentiale wird der Streuquerschnitt numerisch berechnet.
- Das Modell von *Khrapak et al. 2003* [34] benutzt ein Debye-potential zur numerischen Berechnung der Streuquerschnitte.

Den Modellen der Ionenreibungskraft ist gemein, daß sie wesentlich von der Abschirmung beeinflußt werden. So ist der charakterisierende Parameter $\beta = b_0/\lambda_D$ wesentlich von der Wahl der Abschirmlänge abhängig. Während in [4] als Abschirmlänge die Elektronendebyelänge λ_{De} verwendet wird, wird in [32] die Debyelänge λ_D und in [34] die Ionendebyelänge λ_{Di} verwendet.

In Abb. 3.13 wird das Modell von *Kilgore et al.* [32] mit dem Modell von *Khrapak et al.* [34] und dem Coulombmodell verglichen. Aufgetragen ist hier der normierte Streuquerschnitt für Impulsübertrag über dem Parameter β . Ein Einfluß der Teilchengröße wurde in dieser Darstellung nicht berücksichtigt. Man erkennt, daß das Modell von *Kilgore et al.* für $\beta \ll 1$ gut mit dem Coulombmodell übereinstimmt, da hier eine „schwache“ Wechselwirkung vorliegt (vgl. Abschnitt 3.1.4).

Mit steigendem β (entsprechend sinkender Ionengeschwindigkeit v_i) liefert $\sigma_{m,Coul.}$ gegenüber $\sigma_{m,Kilg.}$ zunehmend zu kleine Werte, da immer mehr Teilchen, die eine Großwinkelstreuung erfahren, einen Stoßparameter besitzen, der größer ist als λ_D , und somit in dem Coulombmodell nicht berücksichtigt werden.

Ab einem Wert $\beta \approx 10$ (entsprechend einer Ionenenergie von 0,3 eV bei in diesem Experiment typischen Plasmaparametern und Partikelgrößen) erreicht $\sigma_{m,Kilg.}$ eine Sättigung, während $\sigma_{m,Khra.}$ einen leichten Anstieg zeigt.

Abschließend lässt sich die Frage nach dem passenden Abschneideparameter nur durch eine vollständige Theorie der Abschirmung (siehe auch Abschnitt 2.1.2) oder experimentell beantworten. Die vorliegende Arbeit soll hierzu einen Teil beitragen.

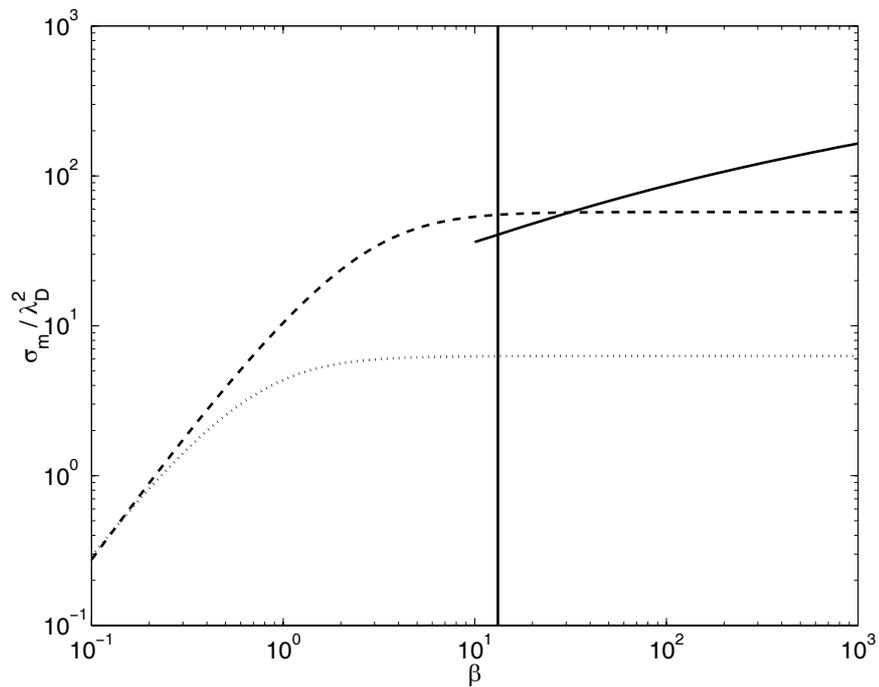


Abbildung 3.13: Vergleich der Modelle von Kilgore et al. (gestrichelte Linie) und Khrapak et al. (durchgezogene Linie) mit dem klassischen Streumodell (gepunktete Linie). Dargestellt ist der normierte Streuquerschnitt über dem dimensionslosen Parameter β .

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau und Diagnostik

Die Doppelplasmamaschine Dodo ('**D**ouble Plasma Device for **D**ouble Layer Investigation') wurde 1995-1996 im Rahmen einer Dissertation [88] mit der Zielrichtung der Untersuchung von Vorgängen in Doppelschichten gebaut. Doppelplasmamaschinen werden seit langem zur Untersuchung von Strahl-Plasma-Wechselwirkungen [89] und ionenakustischen Wellen [90, 91] genutzt [92, 93, 94, 95, 96, 97]. Ihr prinzipieller Aufbau wurde 1972 von *Taylor et al.* [98] vorgeschlagen. Eine Doppelplasmamaschine besteht im Wesentlichen aus zwei durch ein Gitter getrennten Plasmakammern, in denen unabhängige Entladungen betrieben werden können. Unterscheiden sich die Plasmapotentiale dieser beiden Kammern, kann ein Elektronen- oder Ionenstrahl großflächig von der Quell- (*engl. Source-*) in die Zielkammer (*Target*) injiziert werden. Dies macht die Doppelplasmamaschine zu einer interessanten Experimentierumgebung zur Untersuchung der Ionenreibungskraft in einem komplexen Plasma.

Zur Plasmadiagnostik stehen im Dodo mit Langmuirsonden und emissiven Sonden zwei etablierte Meßinstrumente zur Bestimmung der Plasmamaparameter n_e , T_e und ϕ_P zur Verfügung. Diese Parameter werden benötigt, um die Entladung zu charakterisieren und die Ladung der Staubpartikel nach dem OML-Modell zu berechnen. Eine experimentelle Überprüfung der so gewonnenen Partikelladung kann Mittels der Resonanzmethode geschehen. Zur Diagnostik des Ionenstrahls werden Energieanalysatoren (EAN) verwendet.

In diesem Kapitel werden der benutzte experimentelle Aufbau und die verwendeten Instrumente zur Plasma- und Staubdiagnostik beschrieben.

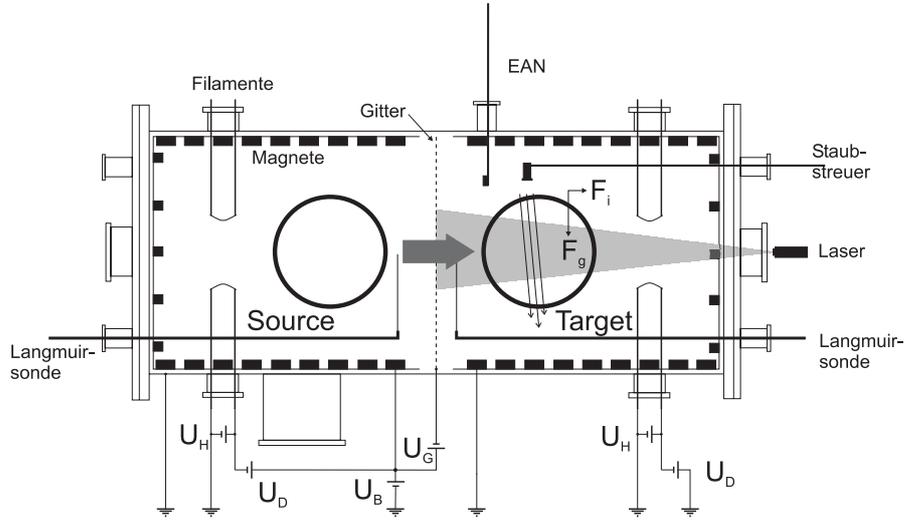


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Experimentes Dodo im Schnitt. Die Kreise deuten die seitlichen optischen Fenster an.

4.1 Experimenteller Aufbau

Die Doppelpasmamaschine Dodo besteht aus einem liegenden, zylindrischen Vakuumrezipienten aus Edelstahl, mit einer Länge von 120 cm und einem Durchmesser von 50 cm. Durch diverse Flansche können Sonden in das Plasma eingebracht werden (vgl. Abb. 4.1), zwei große Fenster an der Mantelfläche ermöglichen einen guten Einblick in den gesamten Innenraum. An der Unterseite befindet sich der Pumpflansch mit einem Durchmesser von 160 mm, über den der Rezipient mittels einer Turbomolekularpumpe und einer Drehschiebervorpumpe evakuiert wird. Der erreichte Basisdruck liegt im Bereich von 10^{-5} Pa. Die Druckdiagnostik wird mit Hilfe einer Pirani- und einer Penning-Röhre vorgenommen (*Balzars, TPG-300*). Die Druckregelung geschieht über ein elektrisch gesteuertes Membranventil. Der Arbeitsdruck beträgt bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen $7,2 \cdot 10^{-2}$ Pa.

In der Mittelebene des Rezipienten befindet sich ein Gitter mit einem Durchmesser von 460 mm, das den Innenraum in zwei symmetrische Kammern teilt. Der Gitterrahmen wird mit Teflongleitern von dem Vakuumgefäß isoliert, so daß die Gitterspannung nahezu beliebig gewählt werden kann. Das Gitter besteht aus einem Edeltahgewebe mit einem Drahtdurchmesser von $b = 0,021$ mm, die freie Maschenweite beträgt $a = 0,1$ mm. Die optische Transparenz beträgt somit $\tau = a^2 / (a + b)^2 = 68\%$. Diese Herstellerangaben wurden unter einem Lichtmikroskop verifiziert. Weiterführende Angaben zum

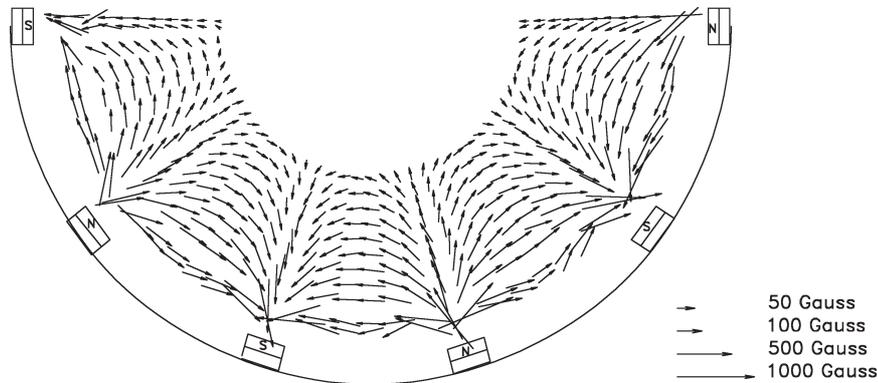


Abbildung 4.2: *Magnetfeld in der Mitte einer Entladungskammer im Dodo.*
 Aus: [88]

Felddurchgriff und zur Sekundärelektronenemission am Gitter finden sich in [88].

In die beiden Kammern sind zwei ebenfalls mit Teflongleitern isolierte zylindrische Einsätze aus ferromagnetischem Stahl eingebracht, die die Anoden bilden. Sie besitzen einen Durchmesser von 440 mm. Auf ihnen sind in axialer Richtung Reihen von Permanentmagneten alternierender Polarität in *full line cusp*-Anordnung [99, 100] angebracht. Diese Reihen sind auf an den Endflanschen angebrachten Platten ferromagnetischen Stahls fortgeführt. Somit wird die gesamte Außenwand mit einem Multipolfeld abgedeckt. Die aus Hartferrit bestehenden Permanentmagnete haben eine Größe von $40 \times 25 \times 15$ mm und weisen an den Polflächen eine magnetische Induktion von 130 mT auf. Eine Messung des Magnetfeldes [88] ist in Abb. 4.2 dargestellt. Im zentralen zylindrischen Bereich mit einem Durchmesser von 25 cm beträgt die magnetische Induktion weniger als 5 mT. Das Plasma kann hier als unmagnetisiert betrachtet werden.

Die Plasmaerzeugung erfolgt in beiden Kammern Mittels jeweils dreier Filamente von 10 cm Länge. Die Filamente sind in einem Abstand von 400 mm vom zentralen Gitter an von der Außenwand etwa 15 cm in den Innenraum ragenden Gewindestangen befestigt. Sie befinden sich somit im magnetfeldfreien Raum. Die Filamente bestehen aus 0,2 mm dünnem Wolframdraht, und werden mit einem Heizstrom von 3,5...4,5 A auf Weißglut erhitzt. Die drei Filamente jeder Kammer werden parallel betrieben und gegenüber der Anode negativ vorgespannt. Sie bilden die Kathode der Entladung, die Entladungsspannung beträgt in der Regel $U_E = 72$ V. Zu dieser Entladungs-

spannung addiert sich die an dem Wolframfilament abfallende Heizspannung von $U_H \approx 10$ V. Der Entladungsstrom wird hierbei im Wesentlichen durch den Emissionsstrom der Filamente begrenzt (*temperature limited mode*) und beträgt 10...300 mA. Er wird daher durch den Heizstrom geregelt. Die erreichbaren Plasmadichten liegen im Bereich von $n_e = 10^{14} \dots 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Die Elektronentemperatur liegt bei $T_e = 2 \dots 4$ eV. Es existiert eine kleine Population teilthermalisierter Primärelektronen, die ihre durch die Beschleunigung von den Filamentkathoden erhaltene Energie nicht vollständig durch Stöße abgegeben haben. Sie besitzen eine Energie von 10...15 eV, ihr relativer Anteil beträgt $n_{e,p}/n_e \approx 5 \dots 10\%$ [88]. Die Iontemperatur entspricht der des Neutralgases, das im thermischen Gleichgewicht mit den Kammerwänden steht. Sie entspricht mit ca. $T_i = (25 \dots 50)$ meV annähernd der Raumtemperatur.

Größe	Symbol / Einheit	Bereich	Typisch
Druck	$P / 10^{-2} \text{ Pa}$	0,1...10	7,2
Elektronendichte	n_e / m^{-3}	$10^{14} \dots 10^{16}$	$5 \cdot 10^{15}$
Neutralgasdichte	n_n / m^{-3}	$3 \cdot 10^{17} \dots 3 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{19}$
Elektronentemperatur	T_e / eV	2...4	2,5
Iontemperatur	T_i / eV	0,025...0,050	0,025
Ionendebyelänge	$\lambda_{Di} / \mu\text{m}$	12...50	17
Elektronendebyelänge	λ_{De} / m	100...500	170
Debyelänge	$\lambda_D / \mu\text{m}$	12...50	17
mittlere freie Weglänge der Elektronen	$\lambda_{frei,e} / \text{m}$	0,1...1,5	0,7
mittlere freie Weglänge der Ionen	$\lambda_{frei,i} / \text{m}$	0,05...0,15	0,1
Teilchen in der Debyekugel	N_D	70...300	100
Therm. Geschw. der Elektronen	$v_{th,e} / \text{kms}^{-1}$	840...1200	940
Therm. Geschw. der Ionen	$v_{th,i} / \text{ms}^{-1}$	390...550	390
Ionenakkustische Geschwindigkeit	c_s / ms^{-1}	2200...3100	2600

Tabelle 4.1: *Plasmaparameter im Experiment Dodo.*

4.2 Sondendiagnostik

Die experimentellen Untersuchungen zur Ionenreibungskraft in der Doppelplasmaanlage Dodo erfordern eine genaue Diagnostik des Plasmas, in das die Staubpartikel eingebracht werden. So ist es notwendig, Profile der Elektronendichte n_e , der Elektronentemperatur T_e und des Plasmapotentials ϕ_P zu messen, um die die Ionenreibungskraft bestimmenden Parameter b_0 und λ_D ermitteln zu können. Die Plasmaparameter n_e , T_e und ϕ_P können mit Langmuirsonden (LP) [39] bestimmt werden, das Plasmapotential ϕ_P zusätzlich mit emissiven Sonden (EP). Weiterhin werden die Plasmaparameter benötigt, um die Partikelladung nach dem OML-Modell zu berechnen.

4.2.1 Langmuirsonden

Die im Dodo verwendeten Langmuirsonden werden auf Sondenstangen montiert, die am unteren Rand der Endflansche axial durch Vakuumdurchführungen in die beiden Entladungskammern führen. Sie sind über Schrittmotorantriebe axial über die gesamte Kammerlänge verfahrbar. Sie können zudem über einen Schrittmotorantrieb durch eine Verdrehung der Sondenstange eine Schwenkbewegung vollziehen. Dadurch ist es möglich, verschiedene radiale Positionen zu erreichen. Die Langmuirsonden besitzen einen 180 mm langen Keramikschaft, so daß der Sensor bei senkrecht stehendem Schaft genau auf der Zentralachse liegt. Auf einem Schaft sind drei Sensoren montiert: eine ebene Langmuirsonde, die aus einem 5 mm durchmessenden Tantalblech besteht, das rückseitig mit Keramikkleber isoliert ist, eine zylindrische, aus einem 0,2 mm starken und 5 mm langen Wolframdraht bestehenden Langmuirsonde, und eine emissive Sonde, die aus einer Schlaufe aus 0,1 mm durchmessendem Wolframdraht besteht. Die drei Sonden sind wie in Abb. 4.3 dargestellt zu einer Tripelsonde kombiniert, wobei der Abstand so gewählt ist, daß es zu keiner Abschattung kommt. Durch computergesteuertes Verfahren der Sonden können somit axiale und radiale Profile der Plasmaparameter n_e , T_e und ϕ_P aufgenommen werden.

Die Bestimmung der Plasmaparameter n_e , T_e und ϕ_P mit Langmuirsonden stellt ein etabliertes Verfahren der Plasmadiagnostik dar [40, 101, 102]. Eine Langmuirsonde ist im Prinzip eine kleine Elektrode, die in das Plasma eingebracht wird. Diese Elektrode kann elektrisch gegenüber dem Plasma vorgespannt werden, wodurch sich nach der OML-Theorie unterschiedliche Ionen- und Elektronenströme auf die Sondenoberfläche ergeben (vgl. 2.2). Aus der Strom-Spannungscharakteristik der Langmuirsonde können die Plasmaparameter n_e , T_e und ϕ_P bestimmt werden.

Ist die Langmuirsonde gegenüber dem Plasmapotential stark negativ vor-

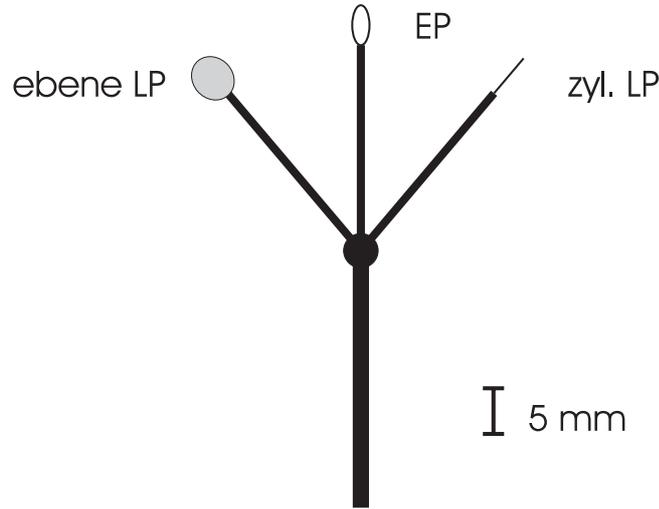


Abbildung 4.3: Tripelsonde

gespannt, so können keine Elektronen die Sondenoberfläche erreichen. Der Sondenstrom wird somit ausschließlich von den Ionen getragen. Hier spricht man vom *Ionensättigungsbereich*. Der Ionenstrom entspricht dem Bohm-Strom

$$I_{i,sat} = 0,61en_eA\sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad , \quad (4.1)$$

wobei A die effektive Sondenoberfläche ist. Diese ist i. A. größer als die geometrische Oberfläche A_P , da sich um die Sonde eine SONDENSCHICHT ausbildet. Sind allerdings (wie in Laborexperimenten üblich) die typischen Sondenabmessungen sehr viel größer als die Debyelänge, so kann die effektive Sondenfläche gleich der geometrischen Sondenoberfläche gesetzt werden. Sind die Ionenmasse und die Elektronentemperatur bekannt, so kann aus $I_{i,sat}$ die Elektronendichte n_e bestimmt werden.

Die Elektronentemperatur kann aus dem *Elektronenanlaufbereich* gewonnen werden. Hier ist die Sonde gegenüber dem Plasma leicht negativ vorgespannt. Elektronen, die aufgrund ihrer Temperatur eine kinetische Energie besitzen, die ausreicht das abstoßende Potential um die Sonde zu überwinden, können nun die Sondenoberfläche erreichen. Unter der Annahme einer Maxwellverteilung der Elektronengeschwindigkeiten ergibt sich der Elektronenstrom somit zu

$$I_e(U) = I_{e,sat} \exp\left[\frac{e(U - \phi_P)}{k_B T_e}\right] \quad , \quad (4.2)$$

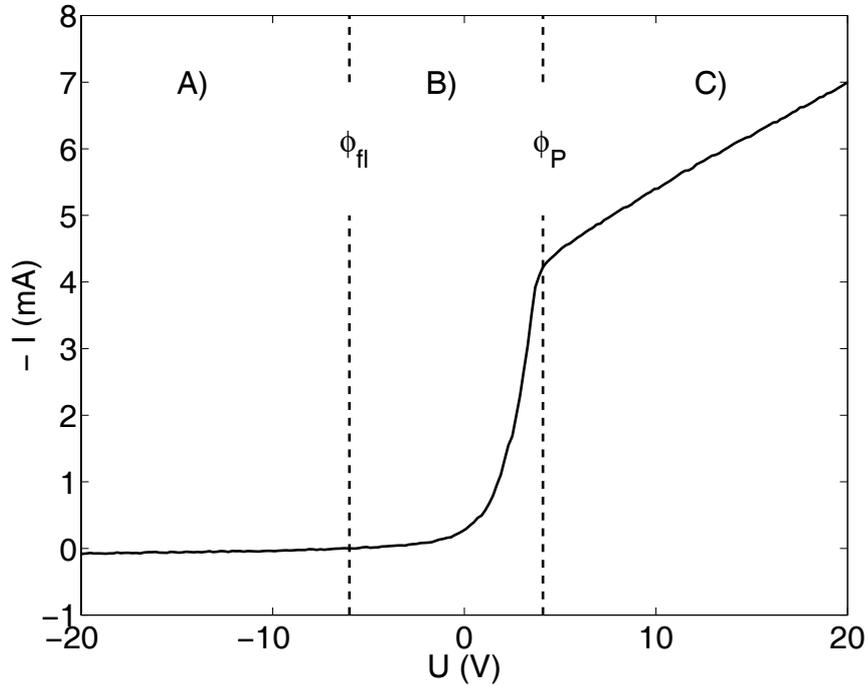


Abbildung 4.4: *Typische im Dodo gemessene Kennlinie der ebenen Langmuirsonde. Man erkennt den Ionensättigungsbereich (A), den Elektronenanlaufbereich (B) und den Elektronensättigungsbereich (C). Der Übergang zwischen Elektronenanlaufbereich und Elektronensättigungsbereich liegt am Plasmapotential ϕ_P und wird durch einen Wendepunkt in der Kennlinie sichtbar. Am Floatingpotential ϕ_{fl} fließt kein Nettostrom auf die Sonde.*

wobei U hier die Sondenvorspannung angibt.

Der Elektronensättigungsstrom $I_{e,sat}$ ist hierbei der Strom, der sich bei einer Sondenvorspannung von $U = \phi_P$, also am Plasmapotential einstellt:

$$I_{e,sat} = -\frac{1}{4}en_eA\sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad . \quad (4.3)$$

Hierbei stellt der Ausdruck unter der Wurzel gerade die mittlere thermische Geschwindigkeit v_{th} eines an der Schichtkante startenden Elektrons dar. Der Elektronensättigungsstrom ergibt sich also als Produkt von Ladung $-e$ und Elektronenfluß $n_e v_{th}$ durch die Schichtoberfläche A , gewichtet mit dem Faktor $1/4$, der sich aus der Mittelung über die Winkelverteilung der einfallenden Elektronen ergibt [103].

Der Anstieg des Elektronenstroms für höhere Sondenvorspannungen $U > \phi_P$ im *Elektronensättigungsbereich* wird nach der OML-Theorie beschrieben,

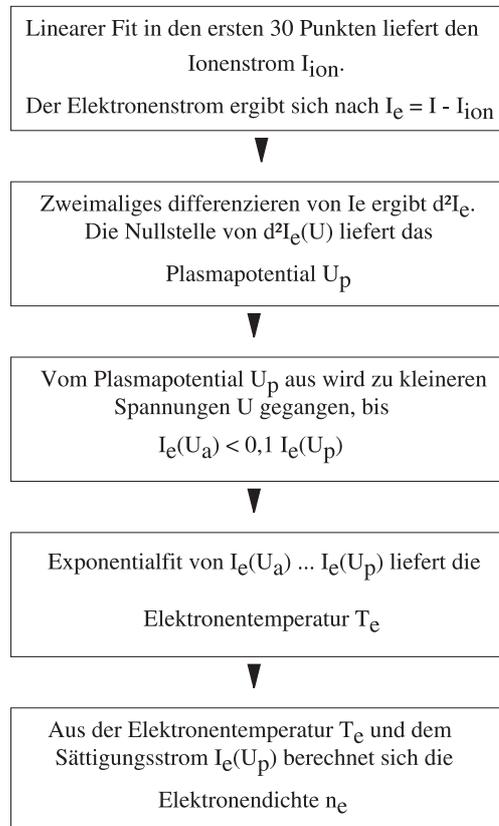


Abbildung 4.5: *Blockdiagramm zur Auswertung der Langmuirsondenkennlinien*

und beruht auf einer Vergrößerung der effektiven Einzugsfläche der Sonde, da Elektronen in dem Coulombfeld auf Hyperbelbahnen gezwungen werden, die auf der Sondenoberfläche enden [41, 104]. Es ist

$$I_{e,sat}(U) = I_{e,sat} \left(1 + \frac{e(U - \phi_P)}{k_B T_e} \right)^\gamma, \quad (4.4)$$

wobei der Geometrieexponent γ von der Form der Langmuirsonde abhängt:

$$\gamma = \begin{cases} 0 & \text{ebene Sonde} \\ 1/2 & \text{zylindrische Sonde} \\ 1 & \text{sphärische Sonde} \end{cases}.$$

Die Einzugsfläche A ist somit $A \propto r_P^D$, wobei $D = 0, 1, 2$.

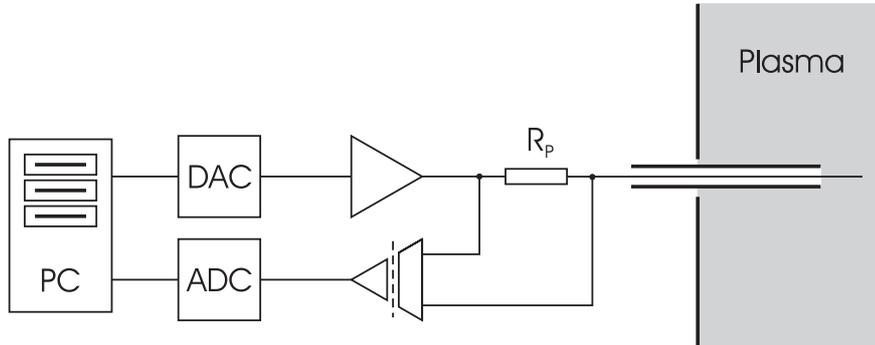


Abbildung 4.6: Aufbau zur Aufnahme von Langmuirkennlinien

Eine typische, mit der ebenen Langmuirsonde gemessene Kennlinie ist in Abb. 4.4 dargestellt. Man erkennt hier den Ionensättigungsbereich (A), den Elektronenanlaufbereich (B) und den Elektronensättigungsbereich (C). Am Plasmapotential vollzieht sich der Übergang vom Elektronenanlauf- zum Elektronensättigungsbereich, er ist als „Knie“ in der Kennlinie erkennbar. Da die Kennlinie hier einen Wendepunkt besitzt, ist ϕ_P somit als Nullstelle der zweiten Ableitung dI/dU zu bestimmen. Die Elektronentemperatur ergibt sich durch exponentielle Regression im Elektronenanlaufbereich. Mit der Elektronentemperatur T_e lässt sich nun n_e aus dem Strom am Plasmapotential nach (4.3) zu

$$n_e = -I_e(\phi_P) \frac{4}{eA_P} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8k_B T_e}} \quad (4.5)$$

berechnen.

Die Auswertungsroutine ist in Abb. 4.5 schematisch dargestellt, der prinzipielle Aufbau zur Aufnahme der Kennlinien in Abb. 4.6. Eine vom Computer vorgegebene Spannungsrampe wird von einem Digital-Analog-Wandler (DAC) erzeugt und anschließend verstärkt, so daß an der Sonde eine Spannung von $-100\dots +100$ anliegt. Über einem Meßwiderstand ($R = 100 \Omega$) wird der Sondenstrom mit einem Analog-Digital-Wandler (ADC) gemessen und im Computer weiterverarbeitet und gespeichert.

Im Prinzip sollte es mit der Langmuirsonde auch möglich sein, einen Ionenstrahl zu detektieren und die Ionenenergie E_B bzw. die Energieverteilungsfunktion $f(E)$ und die Strahldichte n_B zu bestimmen. Wird nämlich die Langmuirsonde positiv vorgespannt, so können die Strahlionen die Sondenoberfläche nur erreichen, wenn ihre kinetische Energie ausreichend groß ist, das abstoßende Sondenpotential zu überwinden. Dies führt zu einer Abnahme des

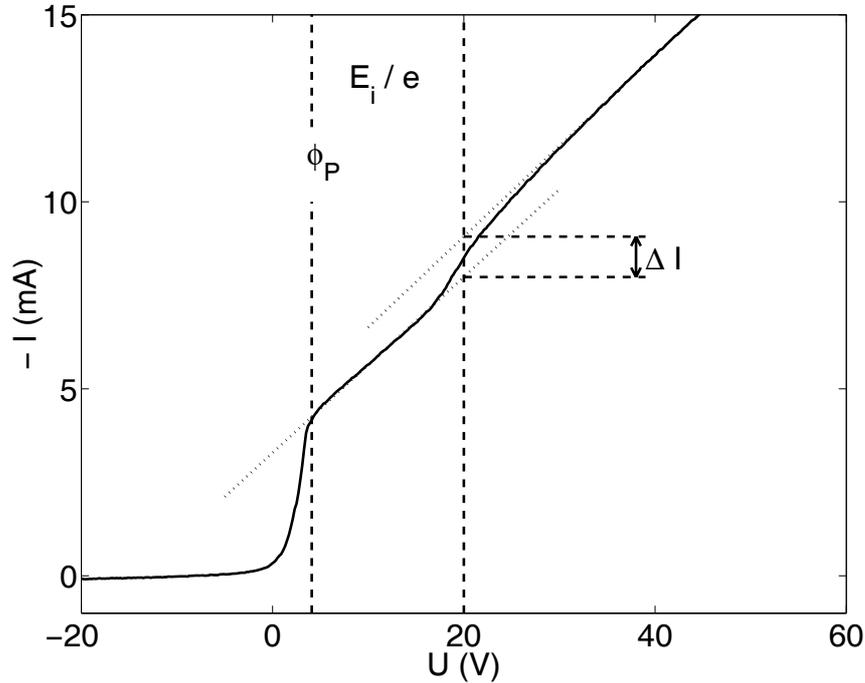


Abbildung 4.7: Langmuirkennlinie in Anwesenheit eines Ionenstrahls. Man erkennt eine zweite Stufe im Elektronensättigungsbereich. Die Stufenhöhe wird von der Strahldichte n_B bestimmt, der Abstand der Stufe vom Plasmapotential entspricht der Ionenenergie $E_i = e(U - \phi_P)$. Die Kennlinie wurde nahe am Gitter gemessen, der relative Anteil der Strahlionen betrug $n_B/n_i \approx 16\%$.

Ionenstroms und somit zu einer weiteren Stufe in der Kennlinie (vgl. Abb. 4.7), oberhalb des Plasmapotentials [105, 106]. Die Strahlenergie entspricht hierbei dem Abstand der Stufe vom Plasmapotential $E_B = e(U - \phi_P)$, die Energieverteilungsfunktion kann aus der Ableitung dI/dU gewonnen werden und die Strahldichte wird durch die Stufenhöhe gegeben.

Allerdings ist die Strahldiagnostik mit einer Langmuirsonde äußerst problematisch. Da die Stufe im Elektronensättigungsbereich erscheint, wird der geringe Unterschied im Ionenstrom von dem deutlich größeren Elektronenstrom überlagert, so daß die Stufe nur für große Strahldichten messbar wird ($n_B/n_e > 0,05$). Weiterhin wird der Sondenstrom durch Raumladungen reflektierter Ionen, die sich vor der Sonde ausbilden, stark beeinflusst [107, 108]. Diese Raumladungen führen zu einer Vergrößerung der effektiven Sondenfläche, die den Elektronenstrom auf die Sonde zusätzlich vergrößert. Dies führt zu einer Überhöhung der Stufe, die zu einer deutlichen Überschätzung der Strahldichte führt, die zudem stark vom Sondendurchmesser und der

Ionenenergie abhängt [107] und mehrere Größenordnungen betragen kann [108].

4.2.2 Energieanalysatoren

Wie schon in Abschnitt 4.2.1 ersichtlich wurde, ist es bei der Ionenstrahl-diagnostik mit einer Langmuirsonde notwendig, den bei positiver Sondenvorspannung den Ionenstrom überwiegenden Elektronenstrom auszublenden. Aus dieser Notwendigkeit resultiert der Aufbau des Energieanalysators [109, 110, 111]. Energieanalysatoren werden oft auf Satelliten und Raketen in der Ionosphäre eingesetzt, um die Ionendichte und Temperatur zu bestimmen [112, 113, 114] und wurden schon vor dieser Untersuchung in der Doppelplasmamaschine Dodo zur Bestimmung der Ionenenergieverteilungsfunktion eingesetzt [88].

Ein Energieanalysator besteht aus mindestens zwei, meistens jedoch mehr Elektroden, von denen nur eine (der Kollektor) geschlossen ist, während die anderen als Gitter oder Lochblende ausgeführt sind. Das vorderste Gitter G_1 wird gegenüber dem Plasmapotential negativ vorgespannt. Hierbei wird zumeist eine Spannung gewählt, die nur wenig negativer ist als das Floatingpotential, so daß die meisten Plasmaelektronen am Eintreten in den Analysator gehindert werden, die Störung des Plasmas aber gering gehalten wird. Bei einem Zweielektrodenanalysator wird die Retardierungsspannung direkt an den Kollektor C gelegt und die Kollektorstromkennlinie gemessen. In der Praxis erweist es sich jedoch als zweckmäßig, die Energiediskriminierung mit einem weiteren Gitter G_2 vorzunehmen, an das die positive Spannungsrampe angelegt wird. Der Kollektor wird so negativ vorgespannt, daß alle Elektro-

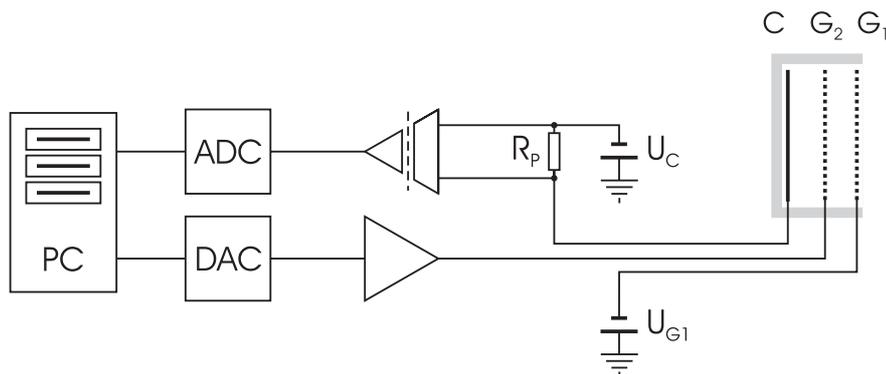


Abbildung 4.8: Aufbau und Beschaltung eines Energieanalysators

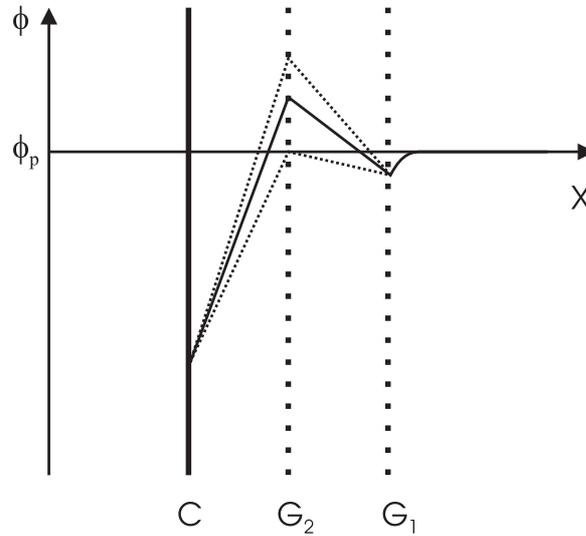


Abbildung 4.9: Potentialverlauf in einem Energieanalysator.

nen, die das Gitter G_2 passieren können, aufgesammelt werden. Aus der Kennlinie $I_C(U_{G_2})$ kann dann die Ionenenergieverteilung gewonnen werden.

Da an der Kollektorelektrode durch den Ionenbeschuß bei hohen Ionenenergien Sekundärelektronen ausgelöst werden, kann der Ionenstrom um diesen Sekundärelektronenstrom reduziert werden. Werden diese Elektronen jedoch durch ein weiteres Gitter G_3 , das auf gegenüber dem Kollektor leicht negativerem Potential liegt, reflektiert, so tragen sie nicht zu dem Nettostrom bei. Einflüsse von Sekundärelektronen können somit durch das Einbringen zusätzlicher Gitter minimiert werden. Allerdings senkt die Transparenz der Gitter die Empfindlichkeit und Auflösung des Analysators (s.u.), so daß hier ein Zweigitteranalysator verwendet und diskutiert wird.

Der Ionenstrom zur Kollektorelektrode ergibt sich für senkrecht in den Analysator eintretende Ionen zu

$$I_C = e\tau^n A \int_{v_{min}}^{\infty} f(v)dv \quad , \quad (4.6)$$

wobei die untere Integrationsgrenze $v_{min} = \sqrt{2e/m_i(U_{G_2} - \phi_P)}$ durch die Bedingung gegeben wird, daß die Ionen eine ausreichende Energie besitzen, das retardierende Potential an Gitter G_2 zu überwinden. Hierbei entspricht die Fläche A der Querschnittsfläche des Gitters G_1 , die um die Transparenz $\tau = a^2/(a+b)^2$ der n Gitter korrigiert wird. Die Maschenweite des Gitters sei hierbei a , der Drahtdurchmesser b .

Differentiation von (4.6) nach U_{G2} ergibt

$$\frac{dI_C}{dU_{G2}} = \frac{e^2 \tau^n A}{m_i} f(\sqrt{2e[U_{G2} - \phi_P]/m_i}) \quad . \quad (4.7)$$

Die Ableitung der Analysatorkennlinie ist somit proportional zur Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Ionen.

Da bei raketen- und satellitengestützten Messungen die Flugkörper zumeist spinstabilisiert sind und somit eine Dreh- und Nutationsbewegung ausführen, ist die Orientierung des Energieanalysators senkrecht zur Flugrichtung nicht immer gegeben. Daher wurde in [115] der Ionenstrom bei beliebiger Orientierung des Analysators angegeben. Fällt der Ionenstrahl unter dem Winkel α auf den Analysator, so ist

$$I_C = \tau^n(\alpha, \gamma) A e n_i v \frac{\cos(\alpha)}{2} \left[1 + \operatorname{erf}(s - t) + \frac{e^{-(s-t)^2}}{\sqrt{\pi s}} \right] \quad , \quad (4.8)$$

wobei $s = \cos(\alpha)v/v_{th}$, $t = \sqrt{eU_{G2}/(k_B T_i)}$ für $U_{G2} \geq 0$ und $t = 0$ für $U_{G2} < 0$. Diese Formel wurde für den Fall, daß sich der Analysator mit der Geschwindigkeit v durch den ruhenden Ionenhintergrund der Temperatur T_i und thermischen Geschwindigkeit v_{th} bewegt hergeleitet. Sie ist aber auch anzuwenden, wenn ein Ionenstrahl der Geschwindigkeit $v = v_B$ auf den Analysator trifft. Die Gittertransparenz sinkt bei schiefem Ioneneinfall nach

$$\tau(\alpha, \gamma) = \left[1 - \frac{b}{a} \sqrt{1 + \tan^2 \alpha \cos^2 \gamma} \right] \cdot \left[1 - \frac{b}{a} \sqrt{1 + \tan^2 \alpha \sin^2 \gamma} \right] \quad . \quad (4.9)$$

Hierbei ist γ der Winkel zwischen einer der senkrecht aufeinander stehenden Gitterhauptachsen und der Projektion des Strahlgeschwindigkeitsvektors auf die Gitterebene. Da im Laborexperiment die Ausrichtung der Analysatoren so erfolgt, daß $\gamma = 0$, kann (4.9) entsprechend vereinfacht werden. Außerdem kann der Analysator senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls ausgerichtet werden, so daß $\alpha = 0$ und damit (4.8) nur bei einer absichtlichen Verdrehung des Analysators heranzuziehen ist.

Die verwendeten Energieanalysatoren bestehen aus einem Teflon- oder Stenangehäuse, in das die Gitter und der Kollektor eingelegt sind, wobei diese mit 1,5 mm starken Abstandsringsen fixiert werden. Der Kollektor wurde auf -70 V vorgespannt. Der Gitterdurchmesser beträgt 12 mm, der Kollektordurchmesser 13 mm. Für die Gitter wurde das selbe Gittermaterial verwendet wie für das Trenngitter zwischen den Entladungskammern.

Die Energieanalysatoren werden auf zwei manuell verschiebbaren Sondendurchführungen, die axial durch den Endflansch in die Targetkammer

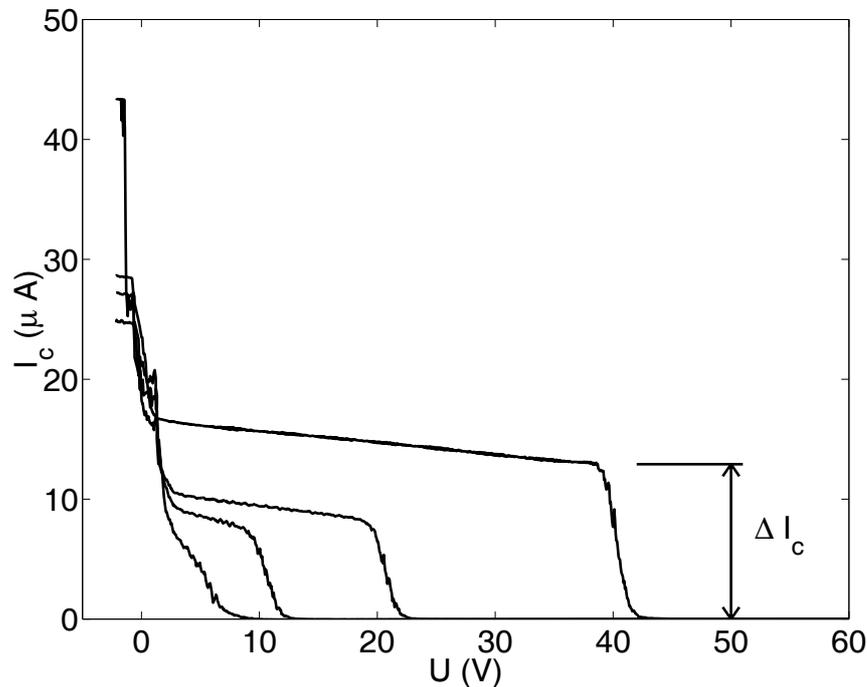


Abbildung 4.10: Kennlinien des EAN in Anwesenheit eines Ionenstrahls von $E_B = 5, 10, 20$ und 40 eV. Man erkennt eine Stufe bei $U_{G2} = 0$ V, die der thermischen Ionenkomponente des Hintergrundplasmas entspricht. Der Ionenstrahl wird als weitere Stufe bei $U_{G2} = E_B/e$ beobachtet. Die Höhe dieser Stufe ist proportional zur Strahldichte n_B

führen, befestigt. Sie können axial verschoben und zusätzlich verschwenkt werden. Sie werden in der Regel in einem Abstand von 50 mm und 150 mm vom Gitter im Zentrum der Entladung positioniert. Die Energieanalysatoren werden so ausgerichtet, daß sie direkt auf das Gitter weisen, der Ionenstrahl somit parallel zur Analysatorachse einfällt.

Ein weiterer Analysator ist auf der senkrecht in die Entladung zeigenden Sondenachse befestigt. Er kann mit einem Schrittmotorantrieb verfahren werden, so daß radiale Profile der Strahlparameter aufgenommen werden können. Normalerweise zeigt auch dieser Analysator zum Gitter, die Sondenachse kann jedoch manuell verdreht werden, so daß auch ein Winkelprofil der Strahlparameter gemessen werden kann. Der Abstand dieses Analysators zum Gitter beträgt 100 mm und kann nicht variiert werden.

Um axiale Profile der Strahlparameter n_B und E_B zu erhalten, kann auf die automatisch verfahrbare Sondendurchführung anstelle der Tripelsonde auch ein Energieanalysator aufgesteckt werden.

Typische im Experiment Dodo gemessene Kennlinien der Energieanalytoren sind für verschiedene Strahlenergien in Abb. 4.10 dargestellt. Man erkennt deutlich eine Stufe in der Kennlinie bei $U_{G2} = 0$ V, die durch die thermischen Ionen des Hintergrundplasmas verursacht wird. Bei $U_{G2} = E_B/e$ tritt ein weiterer Sprung des Sondenstromes auf. Dieser Sprung wird durch die Strahlionen verursacht, die nun das Gitter G_2 nicht mehr passieren können. Die Stufenhöhe ΔI_C ist proportional zur Strahldichte n_B , es ist

$$\Delta I_C = e n_B v_i \tau^2 A \quad , \quad (4.10)$$

und somit

$$n_B = \frac{\Delta I_C \sqrt{m_i}}{e \tau^2 A \sqrt{2E_B}} \quad , \quad (4.11)$$

wobei die Strahlenergie direkt aus der Kennlinie abgelesen werden kann.

In Abb. 4.10 wird ersichtlich, daß die Stufe in der Kennlinie bei Strahlenergien unter 10 eV nur noch schwach ausgeprägt ist und teilweise von der Stufe der thermischen Ionen des Hintergrundplasmas überlagert wird. Dies liegt an der beschränkten Energieauflösung des Analysators. Aufgrund der unterschiedlichen Feldstärken auf beiden Seiten der Gitter kommt es zu einem Felddurchgriff. Der damit verbundene ionenoptische Effekt führt zu einer Ablenkung der Ionen am Gitter [116], um einen Winkel θ , der durch

$$\tan \theta \propto \frac{\Delta \epsilon}{E_i} \quad (4.12)$$

gegeben ist, wobei $\Delta \epsilon$ die Differenz der Feldstärken vor und hinter dem Gitter ist. Die Ablenkung ist somit gerade für kleine Ionenenergien am stärksten, und führt zu einer Verbreiterung der Energieverteilung, da die Geschwindigkeitskomponente der Ionen parallel zur Analysatorachse abnimmt. Weiterhin führt die Debyeabschirmung zu einer Potentialverteilung in den Gittermaschen, die nicht konstant ist und zudem von der Gitterstruktur, Maschenweite und dem Abstand der Gitter abhängt [117, 118]. Diese Effekte nehmen aufgrund der zunehmenden Feldstärke mit sinkendem Gitterabstand zu, weshalb dieser nicht zu klein gewählt werden sollte. Bei zu großem Gitterabstand kommen allerdings Raumladungseffekte zum Tragen, die ebenfalls eine Energieverbreiterung bewirken [119]. Der Aufbau der im Dodo verwendeten Energieanalytoren trägt diesen Überlegungen Rechnung [88].

4.2.3 Modulationsmethode

Wie in Abb. 4.10 ersichtlich wurde, ist die Stufe in der Kennlinie des Energieanalytators bei Strahlenergien unter 10 eV nur noch schwach ausgeprägt und

teilweise von der Stufe der thermischen Ionen des Hintergrundplasmas überlagert. Um hier eine verlässliche Strahldichtediagnostik zu betreiben, wurde die Meßmethode mit dem Energieanalysator modifiziert. Werden die Strahlionen durch eine Energiemodulation ‘markiert’, so ist es durch ein *Lock in*-Verfahren möglich, sie von den unmarkierten Ionen des Hintergrundplasmas zu unterscheiden. Solche Modulationsverfahren wurden in der Vergangenheit zu der Bestimmung der Verteilungsfunktionen von Strahlelektronen in einem Hintergrundplasma eingesetzt [120, 121].

Zur Markierung der Strahlionen wird die Vorspannung zwischen Source- und Targetanode mit einer Wechselspannung von $U_{AC} = 1 \text{ V}_p$ und einer Frequenz von $f = 1000 \text{ Hz}$ sinusförmig moduliert. Dies resultiert in einer Energiemodulation des Ionenstrahls um $\pm 1 \text{ eV}$, bei einer Frequenz die einerseits oberhalb der typischen Staubfrequenzen liegt, sich andererseits aber deutlich unterhalb der Ionenplasmafrequenz $\omega_{p,i} = (Z^2 n_i e^2 / \epsilon_0 m_i)^{1/2} = 2,3 \text{ MHz}$ (bei $n_i = 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$) befindet, so daß keine Plasmainstabilitäten angeregt werden.

Diese Energiemodulation bewirkt an der Kollektorkennlinie bei $U_{G_2} = E_B/e$ eine ebenfalls sinusförmige Modulation des Kollektorstromes, der über dem Meßwiderstand als Spannung $U_C = I_C R_M$ abgegriffen und über einen Isolationsverstärker an den Eingang des Lock-in-Verstärkers gelegt wird (vgl. Abb. 4.11). Die Veränderung der Gitterspannung U_{G_2} erfolgt dabei langsam gegenüber der Modulationsfrequenz. Das Referenzsignal wird ebenfalls in den Lock-in-Verstärker eingespeist, wobei die Phasenlage mit einem integrierten Phasenschieber so angepasst wird, daß das Ausgangssignal maximal wird. Am Ausgang des Lock-in-Verstärkers liegt bei kleiner, sinusförmiger Modu-

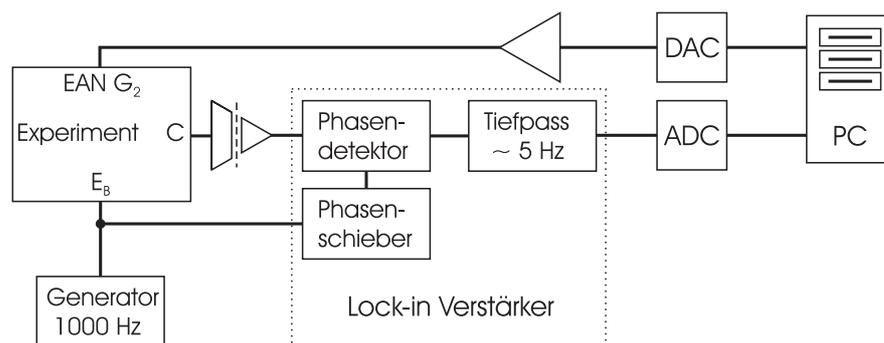


Abbildung 4.11: *Betrieb des Energieanalysators nach der Modulationsmethode. Die Spannungsrampe an G_2 wird mit einer Sweepfrequenz von ca. 0,2 Hz abgefahren.*

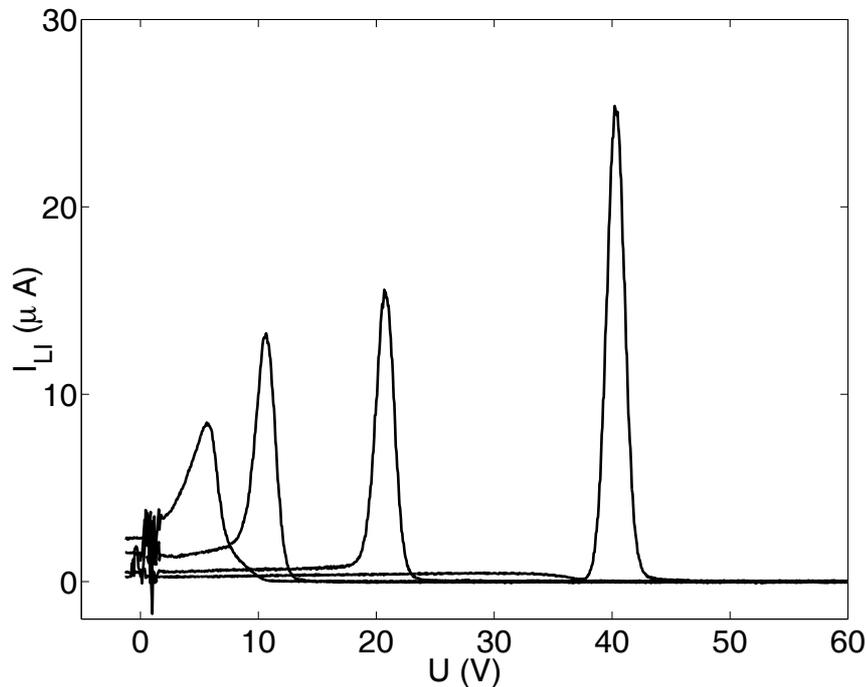


Abbildung 4.12: Kennlinie nach dem Modulationsverfahren, die parallel zu den Kennlinien des EAN in Abb. 4.12 gemessen wurden. Die Strahlenergien betragen 5, 10, 20 und 40 eV.

lation ein Signal, das proportional zur Ableitung der Analysatorkennlinie ist, wobei der nicht kohärente Anteil unterdrückt ist [122]. Wir erhalten somit ein Signal, das proportional zur Energieverteilungsfunktion der Strahlionen ist.

Verteilungsfunktionen, die mit der Modulationsmethode aufgenommen wurden sind in Abb. 4.12 dargestellt. Man erkennt den Ionenstrahl als eine ausgeprägte Spitze in der Verteilung. Die thermische Ionenkomponente fehlt fast vollständig. Man sieht auch hier anhand der zunehmenden Verbreiterung der Verteilungsfunktionen, daß die Energieauflösung mit sinkender Ionenenergie schlechter wird. Dies ist auf die oben beschriebenen Gittereffekte zurückzuführen.

Die Strahldichte kann nun durch numerische Integration über die Verteilungsfunktion gewonnen werden:

$$n_B = \frac{\eta}{v_i} \int f(E) dE \quad , \quad (4.13)$$

wobei die Proportionalitätskonstante η von der effektiven Analysatoroberfläche

$\tau^n A$ und der Empfindlichkeit des Lock-in Verstärkers bestimmt wird. Sie kann experimentell durch Vergleich mit der herkömmlichen Strahldiagnostik mit dem Energieanalysator bei größeren Strahlenergien $E_B > 10$ eV ermittelt werden.

In Abb. 4.13 sind die mit den Energieanalysatoren nach der klassischen Auswertung und dem Modulationsverfahren im Dodo gemessenen Strahldichten dargestellt. Hierzu wurde ein Ionenstrahl mit Energien von 3...40 eV bei konstantem Ionenfluß $\Gamma_B = n_B v_i$ durch das Trenngitter in die Targetkammer injiziert. Die mit den drei Energieanalysatoren im Abstand von 50 mm (Kreuzsymbole), 100 mm (Kreise) und 150 mm (Quadrate) gemessenen Strahldichten sind im oberen Diagramm dargestellt, die entsprechenden Ionenflüsse im unteren Diagramm. In beiden Diagrammen zeigen die mit durchgezogenen Linien verbundenen Symbole die nach der klassischen Auswertung gemessenen Dichten bzw. Flüsse, die gestrichelt verbundenen Werte wurden nach der Modulationsmethode gemessen. Zudem sind die aus dem Gitterstrom berechneten Strahldichten und -flüsse dargestellt (Rautensymbole).

Bei Strahlenergien unter 10 eV konnte die Stufenhöhe nicht mehr bestimmt werden, da der Strahlionenstrom von der thermischen Ionenstromkomponente überlagert wird, so daß die Strahldiagnostik nach der klassischen Auswertung hier nicht durchgeführt werden konnte. Die Modulationsmethode liefert gegenüber der klassischen Auswertung Meßwerte für $E_B < 10$ eV. Bei höheren Ionenenergien erkennt man eine gute qualitative und quantitative Übereinstimmung zwischen den beiden Meßverfahren.

Alle drei Meßverfahren zeigen einen konstanten Ionenfluß über den gesamten Energiebereich, die starke Zunahme der Strahldichte $n_B = \Gamma_B/v_i$ bei kleinen Energien resultiert aus der Abnahme der Ionengeschwindigkeit bei konstantem Fluß.

Aus dem Abfall des Ionenflusses mit dem Abstand zum Gitter läßt sich die freie Weglänge der Ionen bestimmen. Hierauf wird in einem späteren Kapitel 5.4 genauer eingegangen.

Abschließend soll untersucht werden, ob es zu einer Überhöhung der gemessenen Strahldichten aufgrund einer Vergrößerung der effektiven Sammelfläche des Energieanalysators bei kleinen Ionenenergien kommt. Da das Gitter G_1 auf einem Potential liegt, das negativer ist als das Plasmapotential, können niederenergetische Ionen in dem Feld vor dem Gitter, die die Gitterfläche normalerweise nicht erreichen, so umgebogen werden, daß sie in den Analysator gelangen. Dies ist in Abb. 4.14 (a) dargestellt.

Aus diesem Grunde wurden zwei weitere Bauformen des Energieanalysators entwickelt und experimentell getestet. Zum einen wurde an das Gitter

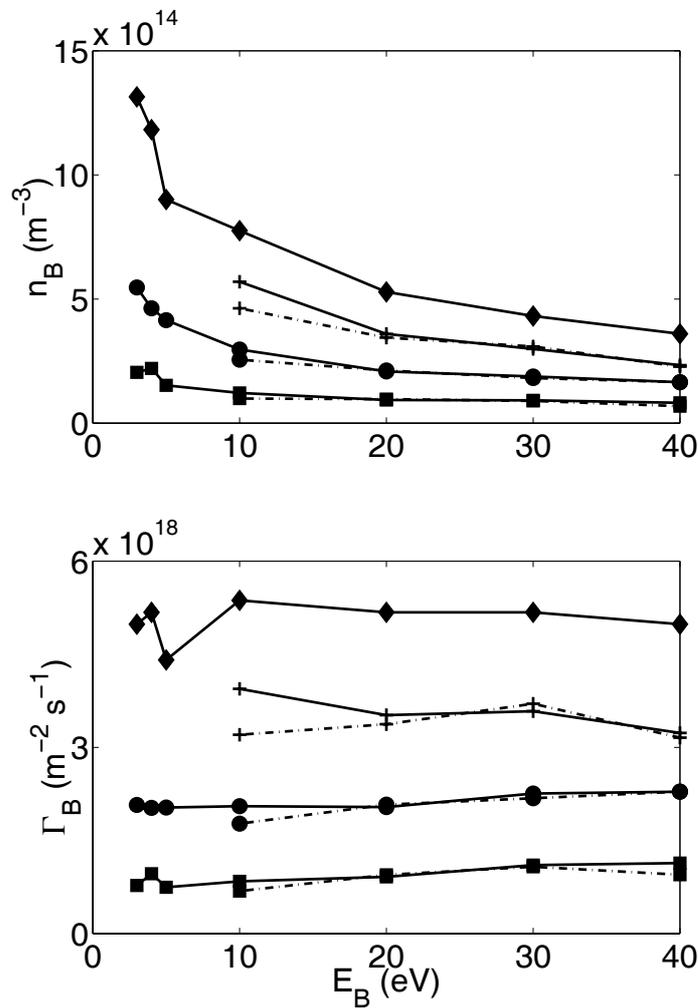


Abbildung 4.13: Vergleich der Diagnostiken: Beamdichten und Flüsse als Funktion der Ionenenergie. Im oberen Diagramm sind die nach der klassischen Auswertung (durchgezogene Linie) und dem Modulationsverfahren (gestrichelte Linie) gemessenen Strahldichten dargestellt. Die verschiedenen Symbole stellen die drei verwendeten Analysatoren im Abstand von 50 mm (Kreuze), 100 mm (Kreise) und 150 mm (Quadrate) dar. Die Rauten zeigen aus dem Gitterstrom berechnete Werte. Im unteren Diagramm ist der Ionenfluss dargestellt. Man erkennt, daß dieser über den gesamten Energiebereich konstant ist.

G_1 ein Guardring mit einem Außendurchmesser von 40 mm angebracht, der elektrischen Kontakt zu G_1 hatte (vgl. Abb. 4.14 (b)). Am Rande der Potentialstruktur umgebogene Ionentrajektorien enden nun nicht mehr auf der

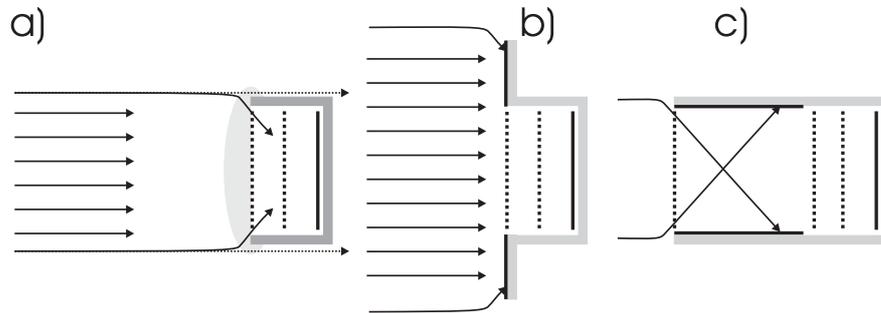


Abbildung 4.14: *Umbiegen von Trajektorien und alternative Bauformen des Energieanalysators.*

durchlässigen Gitterfläche, sondern auf dem Guardring. Die Ionen können somit nicht mehr in den Analysator eintreten. Zum anderen wurde vor das Gitter G_1 ein 'Becher' gesetzt, der an seiner Front aus einem Gitter G_0 bestand (vgl. Abb. 4.14 (c)). Der Becher ist elektrisch vom Gitter isoliert, und kann so z.B. auf dem Floatingpotential gehalten werden, wobei sich im Inneren des Bechers ein weitgehend feldfreier Raum ausbildet. Aufgrund der Tiefe des Bechers sollten umgebogene Ionentrajektorien an der Becherwandung enden. Im Vergleich mit den herkömmlichen Energieanalysatoren zeigen alle drei Bauformen weitgehend gleiche Abhängigkeiten der gemessenen Strahldichten bei der klassischen Auswertung und der Modulationsmethode. Eine Erhöhung der Meßwerte bei niedrigen Ionenenergien wurde nicht beobachtet.

Da die große Guardringfläche eine erhebliche Störung des umgebenden Plasmas verursacht und das vorgelagerte Gitter G_0 die Analysatorempfindlichkeit enorm schwächt, wurden diese Bauformen nicht weiter verwendet.

4.2.4 Emissive Sonden

Ein weiteres diagnostisches Instrument zur Bestimmung des Plasmapotentials ist die emissive Sonde [102, 111]. Im Gegensatz zur Langmuirsonde muss bei ihrer Verwendung nicht erst eine komplette Kennlinie ausgewertet werden, man kann das Plasmapotential vielmehr im einfachsten Fall direkt als Spannung ablesen.

Eine emissive Sonde besteht aus einer kleinen Schleife eines dünnen Drahtes, der durch Stromfluß zur Glühemission gebracht wird. Wird diese Sonde elektrisch variabel vorgespannt, so zeigt sie eine Kennlinie wie in Abb. 4.15 dargestellt. Im Ionensättigungsbereich erhöht sich der Strom beträchtlich, da sich zu dem Ionenstrom der Elektronenemissionsstrom I_{em} addiert. Im Elek-

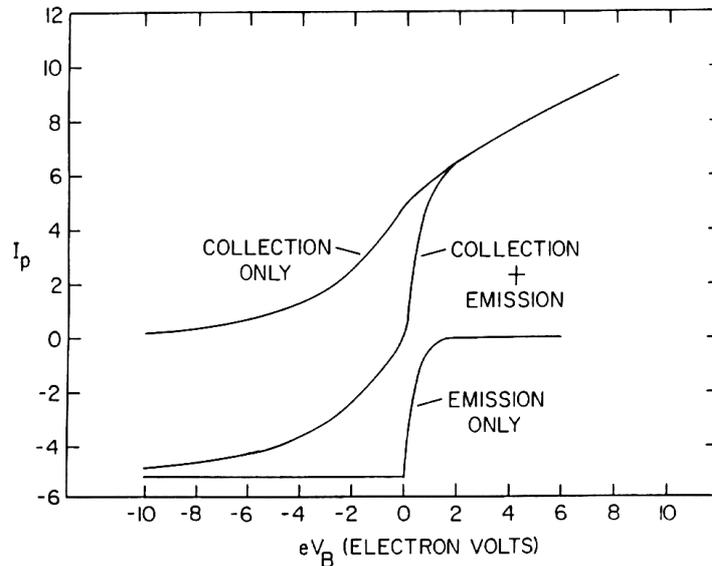


Abbildung 4.15: Kennlinie einer emissiven Sonde. Der Sondenstrom ergibt sich als Summe des Elektronen- Ionen und Emissionsstromes. Bei Sondenpotentialen $U > \phi_P$ werden die emittierten Elektronen reflektiert, der Emissionsstrom verschwindet somit. Aus: [102]

tronenanlaufbereich gilt ähnliches, nur der Strom der Elektronen, die nun die Sonde erreichen können, vermindert den Strom $I_i + I_{em}$. Bei Sondenpotentialen oberhalb des Plasmapotential werden die emittierten Elektronen reflektiert und von der Sondenoberfläche reabsorbiert. Sie tragen damit nicht zum Nettosondenstrom bei, der somit dem einer herkömmlichen Langmuirsonde entspricht.

Das Floatingpotential der emissiven Sonde nähert sich mit zunehmender Elektronenemission immer weiter dem Plasmapotential an. Wenn nämlich das lokale Potential um die Sonde aufgrund eines Überschusses der Emissionselektronen gegenüber dem Plasmapotential negativ ist, werden diese von der Sonde verdrängt. Ist hingegen das Potential um die Sonde positiver als das Plasmapotential, so werden die Elektronen reflektiert und Plasmaelektronen angezogen. Ein Gleichgewicht bildet sich am Plasmapotential aus. Ist der Emissionsstrom zu hoch gewählt, so wird die Messung jedoch durch Einflüsse der Raumladung der emittierten Elektronen verfälscht. Zudem wird die Lebensdauer des Wolframdrahtes mit steigender Temperatur drastisch verkürzt. Es ist somit zweckmäßig, die emissive Sonde so zu heizen, daß sich ein symmetrischer Kennlinienverlauf zwischen Ionen- und Elektronensätti-

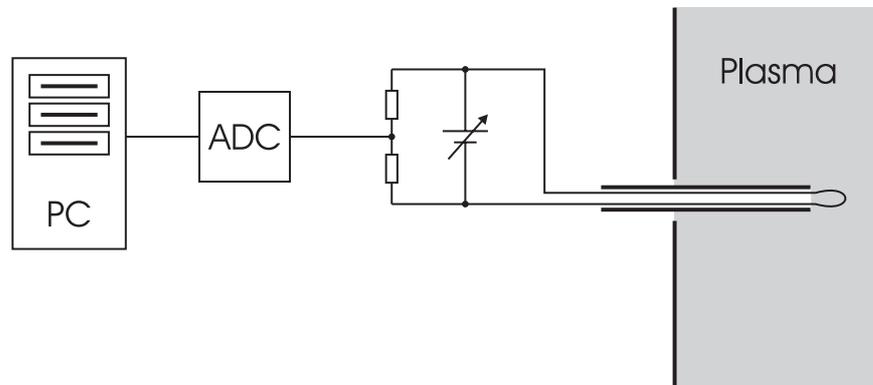


Abbildung 4.16: Aufbau zur Messung des Plasmapotentials mit einer emissiven Sonde

gungsbereich ausbildet [102].

Das Plasmapotential kann durch eine Spannungsmessung an der emissiven Sonde bestimmt werden. Da aufgrund der Heizspannung über dem Draht eine Spannung abfällt, misst man zweckmäßigerweise die Spannung über einen symmetrischen Spannungsteiler (s. Abb. 4.16).

4.3 Verwendete Mikropartikel

Als Staubpartikel werden handelsübliche Glashohlkugeln *Scotch S22* verwendet. Dieses Material ist in großen Mengen erhältlich, weist aber eine starke Größenstreuung auf. Daher wird die Größenverteilung durch differentielles Sieben eingeschränkt. Dazu wird eine kleine Menge des Staubes in einer Siebemaschine (*Analysette Pro*, Fa. Fritsch) in einem Stapel von Analysensieben abnehmender Maschenweite mehrere Stunden lang gesiebt. Das nach dem Siebevorgang zwischen den Sieben mit einer Maschenweite von 20 und 25 μm verbleibende Residuum wurde in dieser Untersuchung verwendet. Unter dem Lichtmikroskop wurde eine Größenverteilung ermittelt [123], die in Abb. 4.17 dargestellt ist. Man erkennt eine annähernd Gaußförmige Verteilung der Partikelgrößen, mit einem mittleren Durchmesser von etwa $19 \pm 5,6 \mu\text{m}$.

Ein typisches Partikel ist in Abb. 4.18 als Aufnahme mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) abgebildet. Man erkennt, daß die Partikel eine perfekte Kugelform haben.

Da diese Hohlkugeln eine sehr dünne Wandung besitzen (die Herstellerangabe von $d \approx 300 \mu\text{m}$ konnte mittels REM-Aufnahmen zerbrochener

Hohlkugeln verifiziert werden [123]), ist ihre Masse im Vergleich zu soliden Partikeln sehr gering. Sie beträgt bei einem Partikelradius von $r_p = 10 \mu\text{m}$ und einer Glasdichte von 2400 kgm^{-3} nur $m_d = 8,8 \cdot 10^{-13} \text{ kg}$. Dies macht sie zu idealen Mikropartikeln für die vorliegende Untersuchung. Während die Gravitationskraft aufgrund der geringen Masse moderat ist, erhalten die Partikel aufgrund ihres großen Durchmessers eine große Ladung, was in einer großen Ionenreibungskraft resultiert (vgl. Kapitel 3).

Um die Rieseigenschaften der Glaskugeln zu verbessern, sind sie laut Herstellerangabe mit einer dünnen Schicht amorphen Silikats überzogen. Dies vermindert auch im Experiment ein Verklumpen der Partikel.

4.3.1 Partikelinjektion

Zur Injektion des Staubes befindet sich am oberen Rand der Targetkammer in einem Abstand von 150 mm vom Gitter ein Staubstreuer. Dieser besteht aus einem zylindrischen Grundkörper aus Edelstahl, in dem sich vier piezoelektrische Scheiben befinden (vgl. Abb. 4.19). Zwischen den piezoelektrischen Scheiben liegen Kupferbleche zur flächigen Kontaktierung. Der Stapel wird von einer Edelstahlscheibe abgeschlossen, an deren Mantelfläche ein Gewinde eingeschnitten ist, und die über den Grundkörper herausragt. Mittels einer Spannschraube wird das Scheibenpaket zusammengehalten. Auf die Edelstahlscheibe wird ein Staubreservoir aufgeschraubt. Dieses besitzt an seinem

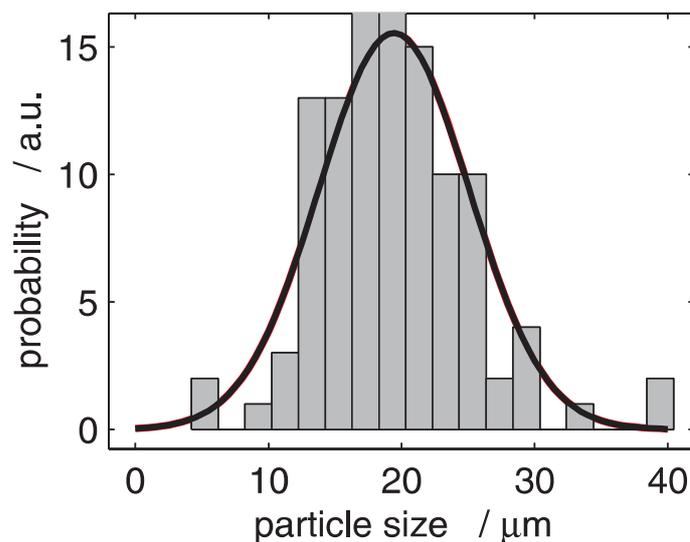


Abbildung 4.17: Größenverteilung der gesiebten Glashohlkugeln. [123]

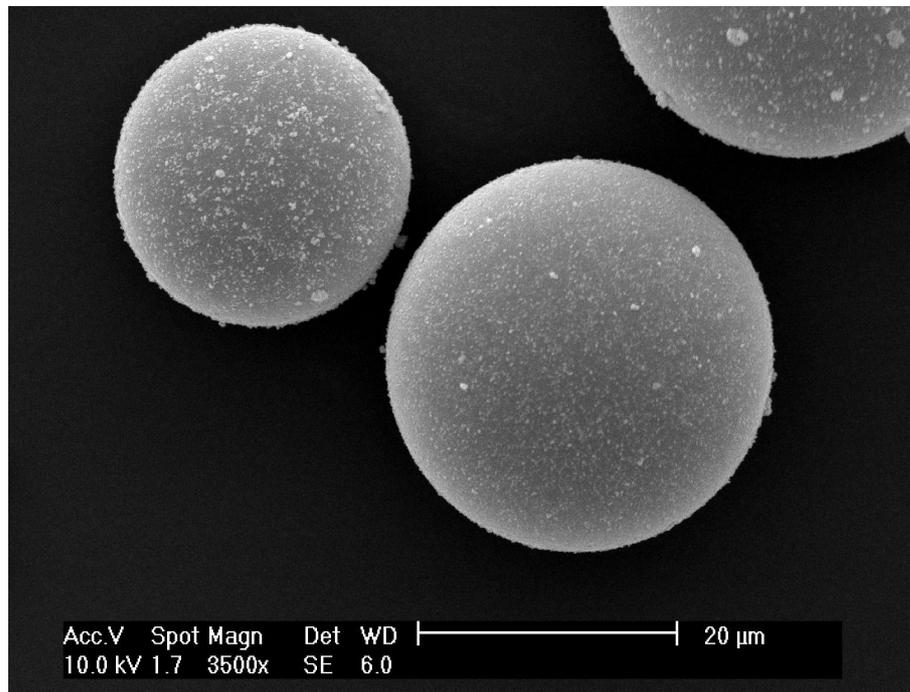
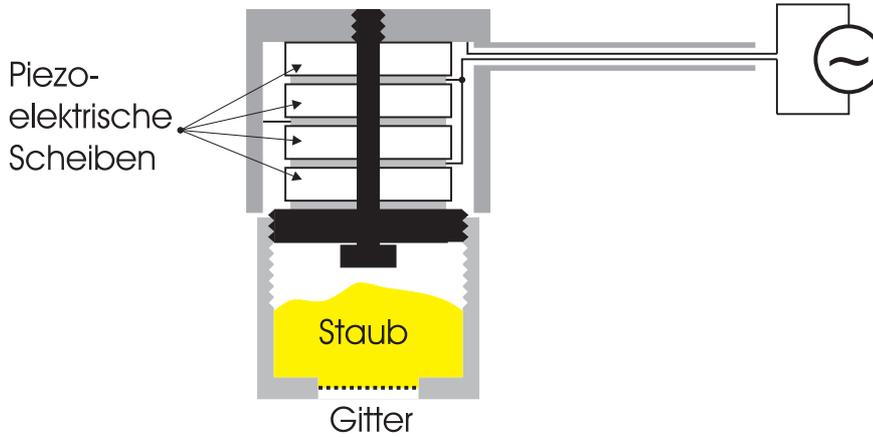


Abbildung 4.18: *REM-Aufnahme der gesiebten Glashohlkugeln. [123]*

unteren Ende ein feines Gitter mit einer Maschenweite von $100 \mu\text{m}$. Das Gitter besitzt einen Durchmesser von 15 mm . Die Gitterfläche befindet sich 150 mm oberhalb der zentralen Achse der Entladungskammer.

Durch Anlegen einer Wechselspannung ($U \approx 500 \text{ V}$, $f \approx 12 \text{ kHz}$) an die piezoelektrischen Scheiben wird das Staubreservoir in eine vertikale Oszillation versetzt, wodurch die Staubpartikel durch das Gitter zu rieseln beginnen, und somit in das darunterliegende Plasma injiziert werden. Zusammenhaftende Staubpartikel werden bei Stößen an den Gitterdrähten mit großer Wahrscheinlichkeit getrennt. Durch die Amplitude der Wechselspannung kann die Injektionsrate in einem gewissen Umfang variiert werden. Die Injektionsrate wurde so gering gewählt, daß die Distanz zwischen den fallenden Partikeln einige Millimeter bis Zentimeter beträgt. Damit ist der mittlere Partikelabstand sehr viel größer als die Elektronendebyelänge $\lambda_{De} \approx 0,2 \text{ mm}$. Die Partikel können somit als isoliert betrachtet werden (vgl. Abschnitt 2.2.4).

Abbildung 4.19: *Staubstreuer*

4.3.2 Bestimmung der Partikelladung

Ein wichtiger Parameter bei der Bestimmung der Ionenreibungskraft auf ein Staubpartikel ist die Partikelladung Q_d , die nach dem Kugelkondensatormodell mit dem Oberflächenpotential ϕ_d verbunden ist (vgl. Abschnitt 2.2). Dieses kann mit den mit der Langmuirsonde ermittelten Plasmaparametern n_e und T_e nach der OML-Theorie berechnet werden (vgl. Abschnitt 2.2), es ist jedoch wünschenswert, die Partikelladung zusätzlich experimentell zu messen. Hierfür wurde die Resonanzmethode eingesetzt. Dieses Verfahren hat sich in Hochfrequenzplasmen bewährt, wo die Staubpartikel in der Randschicht über einer Elektrode gefangen sind [21, 124, 125, 126, 127].

Es wird in diesem Experiment erstmals in einer Gleichstromentladung eingesetzt. Zu diesem Zweck wird eine Levitationselektrode in das Plasma eingeführt. Wird diese Elektrode negativ vorgespannt $U_B = -30 \dots -35$ V), so entsteht in der Schicht über der Elektrode ein vertikales elektrisches Feld, das die Gewichtskraft balanciert:

$$m_d \vec{g} = Q_d \vec{E}(z_0) \quad . \quad (4.14)$$

Die Levitationselektrode ist leicht parabolisch ausgehöhlt, um einen horizontalen Einfang der Staubpartikel zu gewährleisten.

Da der Feldverlauf $E(z)$ in der Randschicht zumindest lokal als linear angenommen werden kann ($E' = \partial E / \partial z$), ist das Staubpartikel in der Vertikalen in einem harmonischen Potentialtopf gefangen, mit

$$V(z) = \frac{1}{2} m_d \omega_0^2 (z - z_0)^2 \quad . \quad (4.15)$$

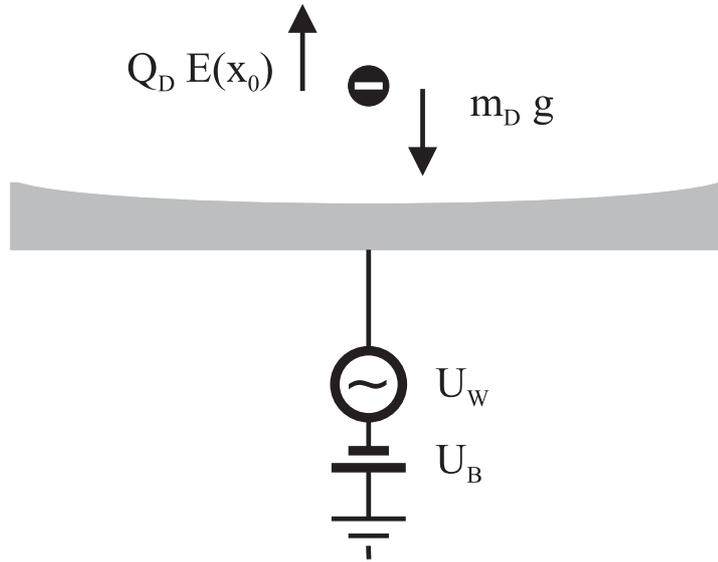


Abbildung 4.20: Aufbau zur Messung der Partikelladung mit der Resonanzmethode.

Hierbei ist

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{|Q_d E'|}{m_d}} \quad (4.16)$$

die Resonanzfrequenz des Partikels in dem harmonischen Potential. Wird nun der negativen Vorspannung der Elektrode U_B eine Wechselspannung kleiner Amplitude U_W und einer Frequenz ω nahe der Resonanzfrequenz überlagert, so bewirkt die resultierende Modulation des elektrischen Feldes $E(z_0)$ eine Kraft $F_W = F_0 \sin(\omega t)$ auf das Partikel. Dieses beginnt um seine Ruhelage zu oszillieren, mit einer Amplitude die sich nach [127] zu

$$R(\omega) = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \zeta^2 \omega^2}} \quad (4.17)$$

ergibt, wobei ζ die Reibungskonstante ist, die aus der Neutralgasreibung resultiert. Man erkennt, daß die Amplitude bei der Resonanzfrequenz ω_0 maximal wird.

Wird das Partikel seitlich, z.B. durch einen Laserfächer beleuchtet, so kann die Oszillation des Teilchens mit einer Videokamera direkt beobachtet werden. Da die Resonanzfrequenz der Partikel bei den in diesem Experiment verwendeten Partikeln und Feldstärken im Bereich zwischen 30...40 Hz, und

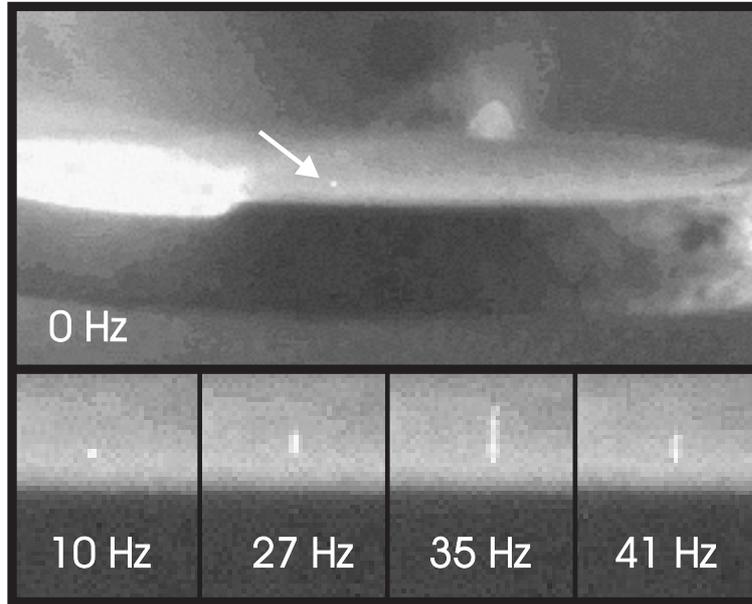


Abbildung 4.21: Photos eines über der Levitationselektrode gefangenen Mikropartikels. In dem oberen Bild erkennt man das über der Levitationselektrode gefangene Partikel als kleinen Lichtpunkt. Die Elektrodenspannung ist hier nicht mit einer Wechsellspannung überlagert, sie beträgt -35 V. In den unteren Bildern (gemittelt über 4 Einzelbilder) wird der Elektrodenspannung mit $U_W = 0,5$ V moduliert. Die Frequenzen sind 10, 27, 35 und 41 Hz. Man erkennt eine Zunahme der Schwingungsamplitude bis zur Resonanzfrequenz bei 35 Hz. Bei höheren Frequenzen nimmt die Amplitude ab.

damit über der Bildwiederholrate der Videokamera (25 Hz) liegt, erscheint das oszillierende Teilchen als ein vertikaler Strich, dessen Länge proportional zur Oszillationsamplitude ist. Durch ein Durchstimmen der Anregungsfrequenz kann somit die Resonanzfrequenz ω_0 experimentell bestimmt werden. Da die Beobachtung aus experimentellen Gründen unter einem flachen Winkel erfolgen muß, kann die Levitationshöhe des Partikels $z_{0,exp}$ über der parabolisch ausgehöhlten Elektrodenoberfläche hierbei nur ungenau bestimmt werden.

Zur Berechnung der Staublading nach Gl. (4.16) muss nun noch E' bestimmt werden. Bei der Anwendung der Resonanzmethode in Hochfrequenzplasmen wird E' i.A. berechnet, in dem die Ionendichte im Volumenplasma bestimmt, und dann in die Randschicht interpoliert wird [21, 127]. Mit der so erhaltenen Ionenraumladung ρ kann E' nach der Poissongleichung zu $E' = -\rho/\varepsilon_0$ berechnet werden, wobei angenommen wird, daß die Randschicht

vor der HF-Elektrode nahezu elektronenfrei ist [21]. In [124] wurde zudem der Beitrag der Elektronen abgeschätzt ($n_e < 1/3 n_i$ in der Randschicht) und der Beitrag der Staubwolke berücksichtigt.

In einer Filamententladung muß die Elektronenverteilung in der Randschicht jedoch mitberücksichtigt werden. Daher wird hier anders vorgegangen. In einer ersten Näherung wird, wie im Fall der HF-Elektrode, von einer elektronenfreien Randschicht ausgegangen. Damit läßt sich die Staubladung \tilde{Q}_d aus (4.16) zu $\tilde{Q}_d = \varepsilon_0 m_d \omega_0^2 / \rho_i$ berechnen. Aus (4.14) folgt damit eine erste Näherung für das elektrische Feld $\tilde{E}_0 = \tilde{E}(z_0)$. Da der Verlauf des elektrischen Feldes als näherungsweise linear angenommen wurde, ergibt sich ein Potentialverlauf von $\phi(z) = E'/2z^2 + bz + c$. Hierbei ergeben sich folgende Randbedingungen:

- $\phi(d) = 0$, d.h. das Potential verschwindet an der Schichtkante d .
- $E(d) = 0$, d.h. das elektrische Feld verschwindet ebenfalls an der Schichtkante.
- Das Potential an der Elektrodenoberfläche ist durch $\phi(0) = U_E = U_B - \phi_P$ gegeben.

Hiermit folgt, daß $c = U_E$, $b = -ad$ und $d = \sqrt{2U_E/E'}$. Damit sind $\tilde{E}(z)$ und $\tilde{\phi}(z)$ in einer ersten Näherung bestimmt. Nun kann die Levitationshöhe \tilde{z}_0 mit \tilde{E}_0 aus $\tilde{E}(z)$ bestimmt werden. Im Vergleich mit der gemessenen Höhe $z_{0,exp}$ zeigt sich schon eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung.

Nun können die Funktionen $\tilde{\phi}(z)$, $\tilde{\rho}(z)$ und $\tilde{E}(z)$ iterativ verbessert werden: Die Ionen- und Elektronendichte in der Randschicht können als Funktion des Potentials $\tilde{\phi}(z_0)$ nach der Sondentheorie berechnet werden [103, 128]

$$n_e(z_0) = n_e \exp \left[\frac{q_e \tilde{\phi}(z_0)}{k_B T_e} \right] , \quad (4.18)$$

$$n_i(z_0) = n_e \frac{c_s}{\sqrt{c_s^2 - 2q_e \tilde{\phi}(z_0)/m_i}} , \quad (4.19)$$

wobei $c_s = \sqrt{(k_B T_e + 3k_B T_i)/m_i}$ die Ionenakustische Geschwindigkeit ist. Dadurch ergibt sich $\rho(z_0)$ zu $\rho(z_0) = e(n_i(z_0) - n_e(z_0))$. Damit lassen sich wie oben beschrieben die neuen Werte für \tilde{Q} , \tilde{E}_0 , und die neuen Funktionen $\tilde{\phi}(z)$, $\tilde{\rho}(z)$ und $\tilde{E}(z)$ berechnen. Ein Vergleich zeigt nach ein bis zwei Iterationen eine gute Übereinstimmung zwischen \tilde{z}_0 und $z_{0,exp}$, so daß die Berechnung hier abgebrochen wurde.

Bei dieser iterativen Berechnung erhält man ebenfalls die Elektronen- und Ionendichte am Levitationsort in der Randschicht, so daß die experimentell

ermittelte Staublading mit der theoretisch nach dem OML-Modell ermittelten Ladung (vgl. Abschnitt 2.2) verglichen werden kann. Bei einer Entladung bei $7,2 \cdot 10^{-2}$ Pa in Argon, und mit der Langmuirsonde und der emissiven Sonde im Volumenplasma bestimmten Plasmaparametern $n_e = 4,1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 2,5 \text{ eV}$ und $\phi_P = 4,0 \text{ V}$ ergab sich bei einer Elektrodenspannung $U_B = -35 \text{ V}$ eine Resonanzfrequenz von $(34,3 \pm 0,1) \text{ Hz}$. Nach der oben beschriebenen Auswertungsmethode ergab sich damit eine Staublading von $Q_{exp} = -64.000 \left(\begin{smallmatrix} +11000 \\ -13000 \end{smallmatrix} \right) e$. Demgegenüber steht eine nach dem OML-Modell errechnete Ladung von $Q_{OML} = -57.300 \left(\begin{smallmatrix} +500 \\ -500 \end{smallmatrix} \right) e$. Diese beiden Werte stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit gut überein, weshalb unter den gewählten Entladungsbedingungen das OML-Modell für die Berechnung der Staublading als geeignet angenommen wird.

Für die Beobachtung der frei fallenden Staubpartikel erweist sich die Elektrode durch die entstehende Reflexionen als störend. Sie muß daher entfernt werden. Im Folgenden wird daher das OML-Modell zur Berechnung der Staublading verwendet.

4.3.3 Aufnahme der Trajektorien

Die fallenden Partikel werden seitlich mit einem entlang der zentralen Achse der Targetkammer verlaufenden vertikalen Lichtfächer einer Laserdiode ($\lambda = 658 \text{ nm}$) mit Linienoptik beleuchtet. Vor dem Beobachtungsfenster ist eine Videokamera (Jai CV-M50 IR) mit einem 50 mm Objektiv im rechten Winkel zur Beleuchtungsebene montiert. Der Bildausschnitt in der Ebene des Laserlichtes ist ca. $40 \times 30 \text{ mm}^2$ groß. Da die gesamte Entladungskammer von den Filamentkathoden hell erleuchtet ist, wurde vor das Objektiv ein Kantenfilter ($\lambda = 658 \text{ nm}$) montiert. Um Reflexionen an der dem Beobachtungsflansch gegenüberliegenden Flanschfläche zu vermeiden, wurde dieser mit geschwärztem Keramikkleber beschichtet. Die Laserdiode konnte mit einer Frequenz von 500...1000 Hz ein- und ausgeschaltet werden. Durch die stroboskopische Beleuchtung der fallenden Partikel kann somit die Partikelgeschwindigkeit aus den Trajektorien ermittelt werden. Die Signale der Videokamera wurden in einem PC digitalisiert und gespeichert.

4.3.4 Experimentelle Bestimmung der auf das Partikel wirkenden Kräfte

Da die Beobachtungsebene der Videokamera parallel zur Vertikalen und der Zentralachse verläuft, erscheinen die Trajektorien der fallenden Partikel bei nicht verschwindender horizontalen Kraftkomponente $F_H = F_i + F_E + F_{th}$

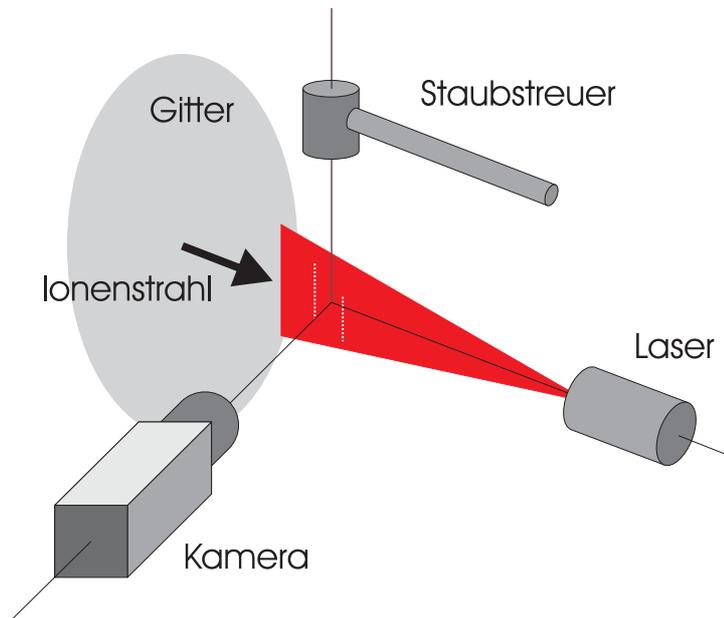


Abbildung 4.22: Ausrichtung von Videokamera, Laser und Staubstreuer.

um einen Winkel α gegenüber der Vertikalen geneigt. Unter der Annahme, daß F_H auf der gesamten Fallstrecke auf das Partikel wirkt, ist der Winkel gegeben durch

$$\tan \alpha = \frac{F_H}{F_G} . \quad (4.20)$$

Der Ablenkwinkel α kann experimentell aus den mit der CCD-Kamera aufgezeichneten Videosequenzen bestimmt werden. Dazu wird das digitalisierte und im Computer gespeicherte Video in seine Einzelbilder (*Frames*) zerlegt. In diesen Einzelbildern werden nun die einzelnen Teilchentrajektorien von Hand identifiziert und markiert. An die Trajektorien wird eine Gerade angepaßt, und deren Steigung bestimmt (vgl. Abb. 4.23). Aufgrund der beschränkten Anzahl von Bildpunkten ist der minimal auflösbare Winkel beschränkt. Bei einer typischen Länge der Trajektorien von $\Delta Y = 100$ Bildpunkten ist $\Delta \alpha = \arctan 1/100 = 0.57^\circ$. Da bei der Anpassung der Gerade an die Partikeltrajektorien der Schwerpunkt der Helligkeitsverteilung gebildet wird, ist die tatsächliche Winkelauflösung in der Regel besser als der angegebene Maximalfehler.

Ist die Bildebene der Kamera gegenüber der Zentralachse der Entladung in der Horizontalen um einen Winkel θ verschwenkt, so führt dies zu einer Verkürzung des gemessenen Trajektorienversatzes ΔX_m gegenüber dem

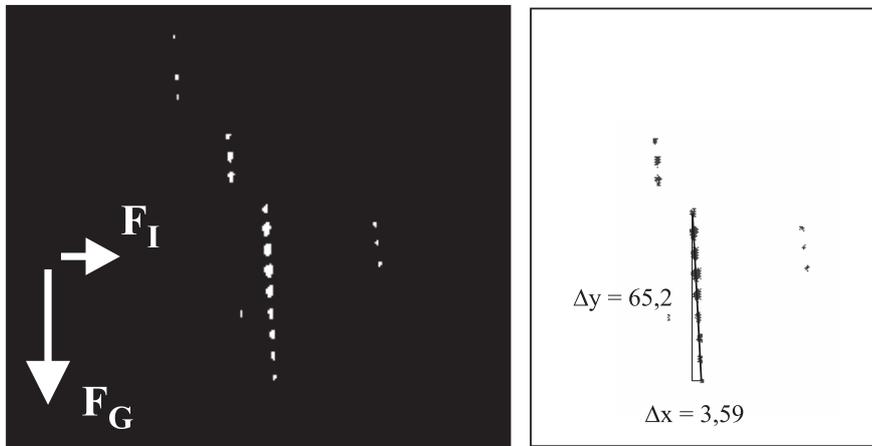


Abbildung 4.23: *Trajektorien der fallenden Teilchen bei einem Ionenstrahl von 40 eV*

tatsächlichen Versatz ΔX . Da diese Verkürzung nach $\Delta X_m / \Delta X = \cos \theta$ erst ab einem Ausrichtungsfehler von $\theta > 8^\circ$ signifikant wird $\Delta X_m / \Delta X > 1\%$, kann dieser Fehler bei sorgfältiger Ausrichtung der Kamera ignoriert werden.

Eine schlechte Ausrichtung des Lasers führt zu einer Verkürzung der beobachteten Trajektorien. Verläuft der Laserfächer nicht exakt vertikal, sondern um den Winkel γ verdreht, so werden die Partikel im freien Fall nur ein kurzes Stück $l = d_L / \sin \gamma$ in dem Laserfächer der Dicke d_L beleuchtet. Bei einer Strahldicke von $d_L \approx 0,5$ mm muß der Laser somit auf ca. $0,5^\circ$ genau ausgerichtet sein, damit die Trajektorien auf der Fächerbreite von 50 mm in dem Fächer verlaufen. Durch Beobachten der Trajektorien auf dem Videomonitor und behutsames Verdrehen des Lasers kann dieser so ausgerichtet werden, daß die Länge der Trajektorien maximal wird.

Die vertikale Länge der beobachtbaren Trajektorien wird bei optimaler Ausrichtung des Lasers zudem durch die Verschlußzeit der Kamera begrenzt. Durch die stroboskopische Beleuchtung der fallenden Partikel konnte die Verschlußzeit zu ca. 15 ms bestimmt werden. Bei einer Partikelgeschwindigkeit von 1,8 m/s beträgt die maximale Trajektorienlänge somit 2,7 cm.

Werden die Ablenkwinkel bei abgeschalteter Gitter- und Entladungsspannung gemessen, so kann der sich aus einem Verdrehen der Kamera um die optische Achse resultierende Fehler bestimmt werden. Dieser ist von den bei den Fallexperimenten gemessenen Ablenkwinkeln zu subtrahieren.

In Abb. 4.23 ist ein typisches Einzelbild aus einem bei einer Ionenstrahlenergie von 40 eV aufgenommenen Videofilm dargestellt. Die stroboskopische

Beleuchtung der Partikel ermöglicht eine Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit, sie beträgt hier $v_z = 1,82$ m/s. Man erkennt, daß die Trajektorien der fallenden Partikel gegenüber der Vertikalen leicht nach rechts geneigt sind.

In der Praxis wurden für eine Messung 50 bis 1000 Einzeltrajektorien ausgewertet. Während der Einzelfehler der Messung, wie oben beschrieben, $\Delta\alpha = 0,57^\circ$ beträgt, ergibt sich die Standardabweichung des Mittelwertes $\bar{\alpha}$ aus der statistischen Analyse zu

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (\alpha_i - \bar{\alpha})^2} \quad . \quad (4.21)$$

Aus dem Ablenkwinkel α lässt sich nach Gl. (4.20) die in der Horizontalen wirkende Kraft nach

$$F_H = m_D g \tan \alpha \quad (4.22)$$

berechnen.

Kapitel 5

Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Messungen vorgestellt.

Zunächst wird eine umfangreiche Diagnostik des Hintergrundplasmas vorgenommen, um sämtliche Plasmaparameter, die die Partikelaufladung und Ionenreibungskraft bestimmen, zu messen. Hiermit können die zu erwartenden Reibungskräfte zwischen Ionen und Partikeln berechnet werden. Zudem werden diese Parameter benötigt, um den Vergleich zwischen experimentellen Messungen und den vorgestellten Theorien ziehen zu können.

Ein wesentlicher Parameter ist die in dem Plasma herrschenden Ionen-drift, auf die in diesem Kapitel eingegangen wird.

Anschließend wird der Mechanismus zur Erzeugung eines großflächigen Ionenstrahls wohldefinierter Ionenenergie beschrieben. Der Ionenstrahl wird durch Messungen mit den Energieanalysatoren charakterisiert.

Abschließend werden die durch Fallexperimente bestimmten Ionenreibungskräfte vorgestellt und diskutiert.

5.1 Charakterisierung der Entladung

Wie schon in Abschnitt 4.1 erwähnt, wird die Plasmadichte in den Entladungskammern im *temperature limited mode* durch den thermischen Emissionsstrom der Filamentkathoden, und damit von dem Heizstrom bestimmt. Dieser stellt allerdings keine geeignete Steuergröße für die Plasmadichte dar, da die Filamente durch Abdampfen von Wolfram mit der Zeit dünner werden, und damit ihr elektrischer Widerstand steigt. Der Heizstrom, der benötigt wird, um die Filamente auf eine bestimmte Temperatur zu erhitzen, und damit die gewünschte Plasmadichte zu erzeugen, nimmt somit mit der Zeit ab.

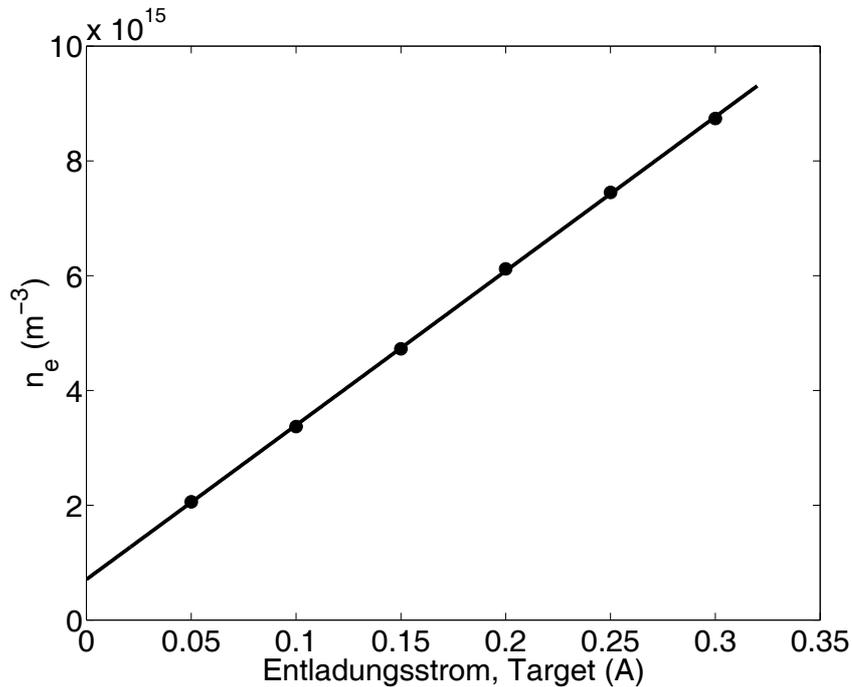


Abbildung 5.1: *Proportionalität der Plasmadichte zum Entladungsstrom in der Targetkammer*

In Abb. 5.1 ist die mit den Langmuirsonden im Zentrum der Targetkammer gemessene Elektronendichte n_e als Funktion des Entladungsstromes $I_{e,T}$ bei einer Entladungsspannung von $U_{e,T} = 72$ V dargestellt. Diese typische Entladungsspannung wurde für alle weiteren Messungen verwendet. Das Gitter wurde mit $U_G = -100$ V vorgespannt. Man erkennt eine streng lineare Abhängigkeit zwischen Elektronendichte n_e und Entladungsstrom I_e . Es erweist sich somit als zweckmäßig, den Entladungsstrom zwischen Anode und Kathode als Steuergröße zu verwenden. Die experimentell gewünschte Plasmadichte kann daher durch die Wahl des Entladungsstromes eingestellt werden.

Weiterhin fällt auf, daß die Regressionsgerade die Ordinate nicht im Ursprung schneidet. Dies rührt daher, daß bei dieser Messung in der Sourcekammer eine Entladung bei $U_{e,S} = 72$ V, $I_{e,S} = 200$ mA betrieben wurde. Durch das Gitter gelangen somit Ionen und ein kleiner Anteil von Sekundärelektronen, die durch Stöße der Ionen an den Gitterdrähten entstehen [88], in die Targetkammer, die somit selbst bei fehlender Heizung der Filamentkathoden ein schwaches Plasma in der Targetkammer erzeugen.

Die axialen Verläufe der Elektronendichten entlang der Mittelachse der

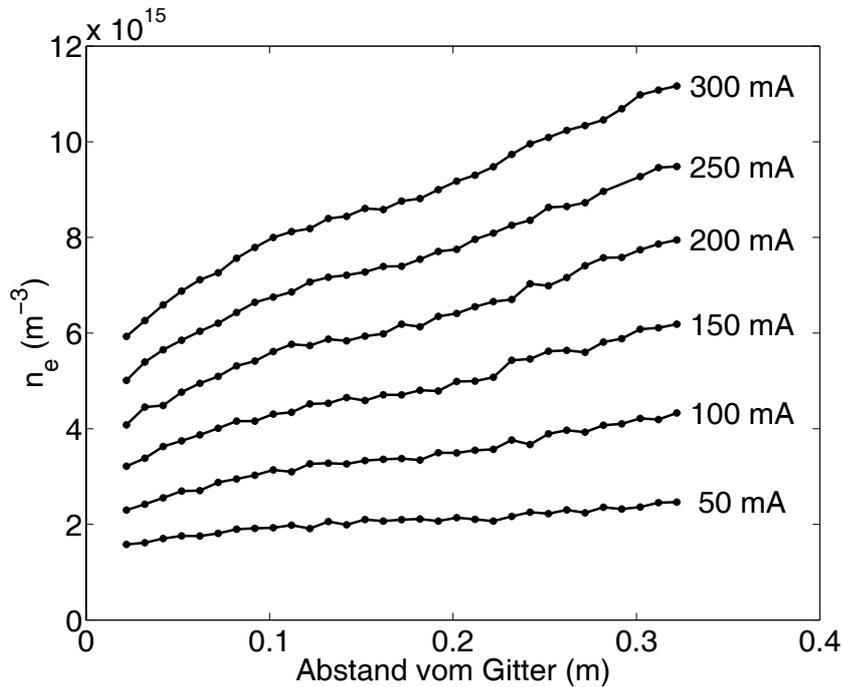


Abbildung 5.2: Axiale Profile der Elektronendichte in der Targetkammer bei verschiedenen Entladungsströmen

Targetkammer aus dieser Messreihe sind in Abb. 5.2 dargestellt. Die Elektronendichte nimmt zum Gitter hin nahezu linear ab, wobei der Dichtegradient dn_e/dx proportional zum Entladungsstrom ist. Er beträgt bei $I_e = 50 \text{ mA}$ $dn_e/dx \approx 2,1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-4}$ und bei $I_e = 300 \text{ mA}$ $dn_e/dx \approx 8,7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-4}$. Da das Plasma in beiden Entladungskammern in radialer Richtung und zum Endflansch hin von einem Multipolmagnetfeld berandet wird (vgl. Abschnitt 4.1), stellt das negativ vorgespannte Gitter eine große Verlustfläche für die Ionen dar. Für die Elektronen ist das Gitter hingegen bei einer Vorspannung von $U_G = -100 \text{ V}$ eine nicht zu passierende Barriere, sie fließen hauptsächlich über die Anodenelektroden ab.

Axiale Profile der Elektronentemperatur und des Plasmapotentials sind in Abb. 5.3 dargestellt. Während der Entladungsstrom auf die Elektronentemperatur praktisch keine Auswirkungen hat (sie liegt im gesamten zentralen Bereich der Entladungskammer bei $T_e \approx 2,2 \text{ eV}$), steigt das Plasmapotential im Zentrum der Entladung mit dem Entladungsstrom von $3,6 \text{ V}$ bei $I_e = 50 \text{ mA}$ auf $4,1 \text{ V}$ bei $I_e = 300 \text{ mA}$. Das Plasmapotential nimmt zum Gitter hin immer stärker ab, ca. 5 mm vor dem Gitter beträgt es ca. 3 V . Die in [88] gemessene Dicke der Gitterrandschicht beträgt bei Elektronendichten

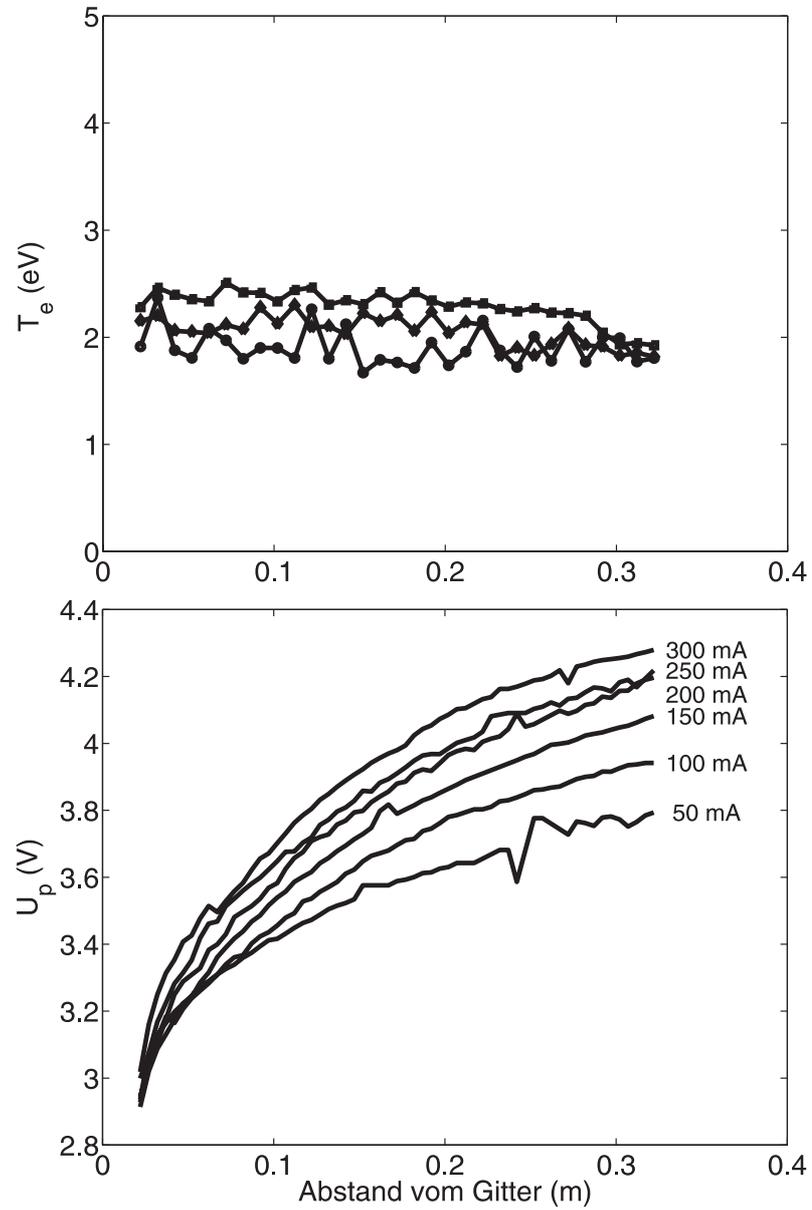


Abbildung 5.3: Axiale Profile der Elektronentemperatur und des Plasmapotentials in der Targetkammer bei verschiedenen Entladungsströmen

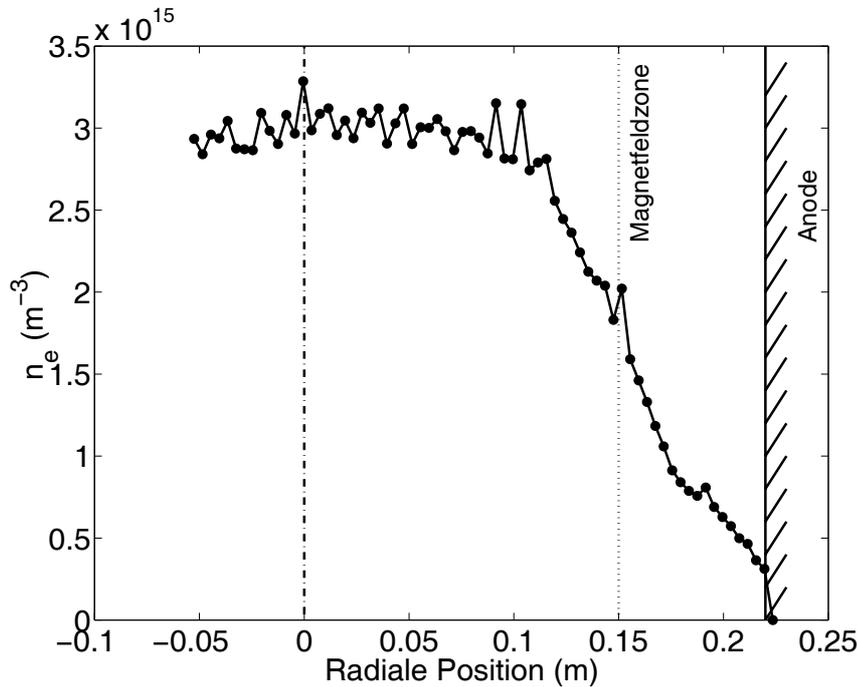


Abbildung 5.4: Radiales Dichteprofil in der Targetkammer

von $(3 \dots 8) \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ bei $U_G = -100 \text{ V}$ etwa $(2 \dots 6) \text{ mm}$, und stimmt gut mit Berechnungen nach dem Child-Langmuirschen Gesetz [129, 130, 131] überein. Der Potentialverlauf in der Gitterschicht ist hier also nicht aufgelöst. Im Abstand von 150 mm von dem Gitter, d.h. direkt unter dem Staubstreuer, beträgt das elektrische Feld zwischen $1,7 \text{ V/m}$ bei $I_e = 50 \text{ mA}$ und $3,3 \text{ V/m}$ bei $I_e = 300 \text{ mA}$. Es steigt annähernd linear mit dem Entladungsstrom. Das elektrische Feld an dieser Stelle wird benötigt, um die Feldkraft auf die frei fallenden Partikel zu berechnen. Zudem kann es zu einer Ionendrift führen, die eine Reibungskraft auf die fallenden Staubpartikel ausübt.

Ein radiales Profil der Elektronendichte im Abstand von 100 mm vom Gitter ist in Abb. 5.4 dargestellt. Im Inneren der Entladung herrscht auf einem Durchmesser von 300 mm eine annähernd konstante Elektronendichte. Da der Magnetkäfig am Gitter auf einer Breite von ca. 50 mm unterbrochen ist, herrscht dort ein schwächeres Magnetfeld. Die Plasmasäule weitet sich zum Gitter hin leicht auf, und besitzt am Gitter einen Durchmesser von ca. 350 mm [88]. In früheren Messungen wurde gezeigt, daß auch die Elektronentemperatur im zentralen Plasmabereich konstanter Dichte ein Plateau besitzt [88].

5.2 Driftgeschwindigkeit der Ionen

Es wurde in Abschnitt 5.1 gezeigt, daß die Elektronendichte und das Plasmapotential zum negativ vorgespannten Gitter hin kontinuierlich abnehmen. Hieraus resultiert eine ambipolare Diffusion und mittlere Feldkraft, die somit zu einer Nettodrift der thermischen Ionen in axialer Richtung zum Gitter hin führt. Dieser Ionenwind kann zu einer meßbaren Ionenreibungskraft auf die frei fallenden Staubpartikel führen. Um diese Ionenreibungskraft mit den in Kapitel 3 vorgestellten Theorien vergleichen zu können, muß zunächst die typische Driftgeschwindigkeit der Ionen ermittelt werden.

Die Driftgeschwindigkeit von Ionen wird im Wesentlichen durch Stöße an den Neutralgasatomen bestimmt. Die mittlere freie Weglänge eines Argonions ist

$$\lambda_{f,i} = \frac{1}{N\sigma_i} \quad , \quad (5.1)$$

wobei N die Dichte der Neutralgasatome angibt und σ_i der Stoßquerschnitt der Argonionen im Muttergas ist.

Die Diffusionsgeschwindigkeit der Ionen berechnet sich zu

$$\vec{v}_{i,diff} = b_{k,i}\vec{E} - D_i \frac{\nabla n_i}{n_i} \quad , \quad (5.2)$$

wobei die Beweglichkeit der Ionen

$$b_{k,i} = \frac{e\lambda_{f,i}}{m_i v_{th,i}} \quad (5.3)$$

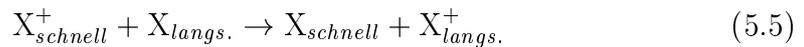
und der Diffusionskoeffizient der Ionen

$$D_i = \frac{k_B T_e b_{k,i}}{e} \quad (5.4)$$

sind [132].

Zur Berechnung der Driftgeschwindigkeiten muß somit der Stoßquerschnitt σ_i bekannt sein. Dieser ist die Summe der Stoßquerschnitte für elastische und Ladungsaustauschstöße. Beide sind Funktionen der Ionengeschwindigkeit.

Nähert sich ein Ion einem Neutralgasatom, so kann dieses ein Valenzelektron an das Ion abgeben [133]. Handelt es sich beim Ion und dem Atom um das gleiche chemische Element X , so spricht man von einem *resonanten* Ladungsaustauschstoß, der durch die Reaktionsgleichung



beschrieben wird. Der Stoßquerschnitt für resonanten Ladungsaustausch bei Argon für kleine Ionenenergien von 0,1 eV ist in [134] zu $\sigma_R(0,1 \text{ eV}) =$

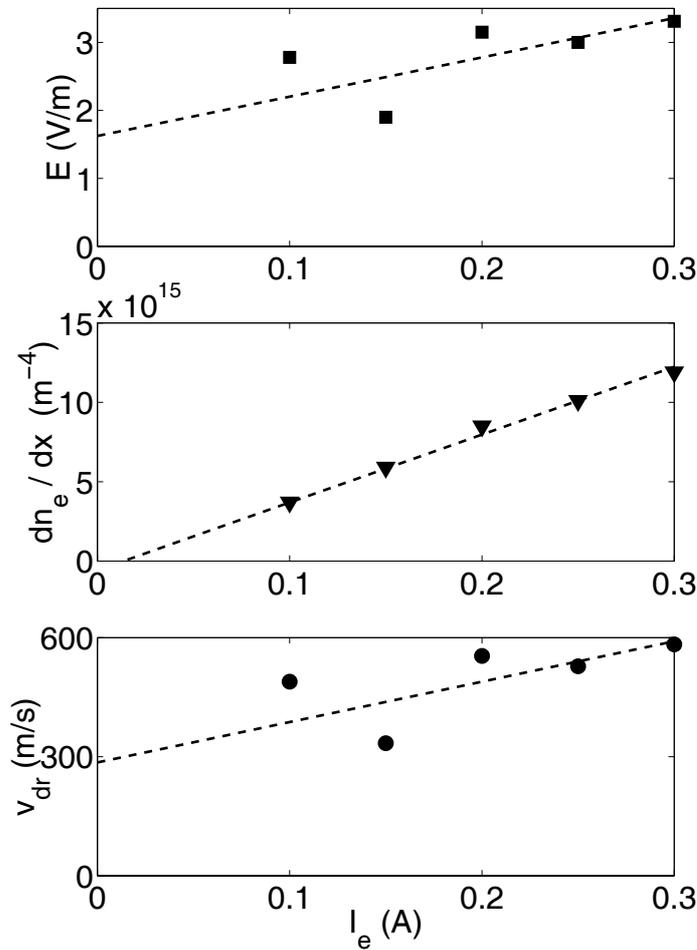


Abbildung 5.5: Gemessene Feldstärken, Dichtegradienten und die daraus berechneten Driftgeschwindigkeiten der Ionen.

$70 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ angegeben. Er nimmt mit steigender Energie ab auf $\sigma_R(1 \text{ eV}) = 58 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ und $\sigma_R(10 \text{ eV}) = 47 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$.

Neben dem Ladungsaustauschstoß dominiert bei kleinen Ionenenergien die elastische Polarisationsstreuung. Bei der Annäherung eines Ions an ein Neutralgasatom kann es dieses elektrisch polarisieren, indem es die Elektronen anzieht. Diese Polarisation kann nur effizient stattfinden, wenn die Verweildauer des Ions in der Umgebung des Neutralgasatoms größer ist als die typische Zeitkonstante des Atoms $\tau_{at} = a_0/v_{at}$, wobei a_0 der Bohrsche Radius und $v_{at} = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar$ die typische Elektronengeschwindigkeit in der Elektronenhülle ist. Das *Langevin*-Modell [135, 136, 137, 138] gibt für ein

ruhendes Neutralatom einen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_L = \sqrt{\frac{\pi \alpha_p q_i}{\varepsilon_0 \mu}} \frac{1}{v_i} \quad (5.6)$$

an, wobei α_p die relative Polarisierbarkeit und μ die reduzierte Masse von Ionen im Muttergas $\mu = m_i/2$ (vgl. 3.1.1) ist. Für Argon ist $\alpha_p = 11,08 a_0^3$ [139]. Damit ergibt sich bei einer Ionengeschwindigkeit von 500 m/s ein Langevin-Querschnitt von $\sigma_L = 130 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$. Quantenmechanische Effekte können bei kleinen Ionenenergien jedoch zu einer Reduktion des elastischen Streuquerschnittes σ_E gegenüber σ_L führen [138].

Es existieren experimentelle Messungen der Stoßquerschnitte für Ionenenergien von $E_i = (4 \dots 20) \text{ eV}$ [137]. Bei $E_i = 4 \text{ eV}$ sind $\sigma_E \approx \sigma_R \approx 40 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$. Eine Extrapolation dieser Daten liefert $\sigma_i \approx 120 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$, was sich mit der Beobachtung von *Dalgarno et al.*, daß der Stoßquerschnitt σ_i in der Praxis ungefähr $\sigma_i \approx 2\sigma_R = 140 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ beträgt, deckt [140, 136].

Wird dieser Wert als obere Grenze und $\sigma_R + \sigma_E(4 \text{ eV}) = 110 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ als untere Grenze gewertet, so kann für den Gesamtstoßquerschnitt von Ar-

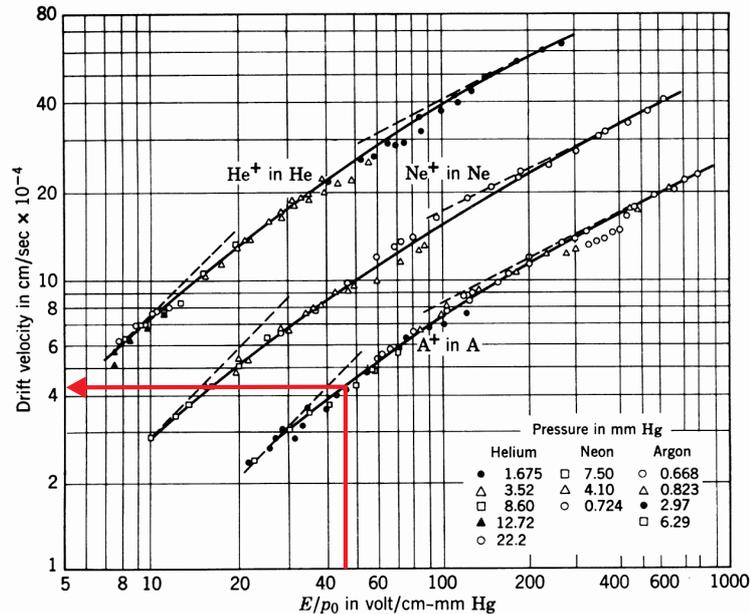


Abbildung 5.6: Driftgeschwindigkeit von Ionen im Muttergas in einem elektrischen Feld E/p . Eingezeichnet ist der Fall $E/p = 46 \text{ V}/(\text{cm Torr})$ (entsprechend $E = 2,5 \text{ V}/\text{m}$ und $p = 7,2 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$). Hier ergibt sich eine Driftgeschwindigkeit von ca. 420 m/s. Aus: [136].

gonionen bei Raumtemperatur $\sigma_i = (125 \pm 15) \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ angenommen werden.

Mit den gemessenen Feldstärken und dem gemessenen Dichtegradienten entlang der Mittelachse des Experimentes können somit nach Gl. (5.2) für die in Abschnitt 5.1 vorgestellten Messungen die Driftgeschwindigkeiten der Ionen berechnet werden. Sie sind in Abb. 5.5 dargestellt. Die Driftgeschwindigkeit resultiert fast ausschließlich aus dem Beitrag des elektrischen Feldes ($b_{k,i}E$), der Beitrag des Dichtegradienten ($D_i \nabla n_i / n_i$) ist demgegenüber zu vernachlässigen.

Die Driftgeschwindigkeit der Ionen konnte so zu $v_{dr} = (450 \pm 150) \text{ m/s}$ bestimmt werden, sie liegt somit in der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit der Ionen von $v_{th} = 350 \text{ m/s}$ bei 300 K.

Zum Vergleich können in dem Experiment von *Hornbeck* [141] gemessene Driftgeschwindigkeiten dienen [142, 136]. Diese sind in Abb. 5.6 als Funktion von E/p dargestellt. Beispielsweise liest man hier bei einer mittleren elektrischen Feldstärke von $E = 2,5 \text{ V/m}$ und $p = 7,2 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$ (entsprechend 46 V/cm Torr) eine Driftgeschwindigkeit von $v_i \approx 420 \text{ m/s}$ ab. Die berechneten Werte stimmen gut mit den Messungen von *Hornbeck* überein.

5.3 Erzeugung des Ionenstrahls

In einer Doppelplasmamaschine kann durch positives Vorspannen der Anode in der Sourcekammer ein großflächiger Ionenstrahl durch das Gitter in die Targetkammer injiziert werden [92, 94, 143, 96], wobei die Ionenenergie der Spannungsdifferenz zwischen Source- und Targetanode entspricht. Im folgenden Abschnitt soll zunächst erläutert werden, wie der Strahl erzeugt wird. Im Anschluß wird der Ionenstrahl mit der zur Verfügung stehenden Diagnostik charakterisiert.

Werden in beiden Kammern der Doppelplasmamaschine Entladungen bei gleichen Anodenpotentialen betrieben, so ergibt sich am negativ vorgespannten Trenngitter der in Abb. 5.7 schematisch dargestellte Potentialverlauf.

Das Plasmapotential weit vor dem Gitter wird im Wesentlichen durch die Anodenspannungen vorgegeben. Es stellt sich so ein, daß die Elektronen- und Ionenverlustbilanz im Plasma ausgeglichen sind. Liegen beide Anoden auf einem Potential von 0 V, so beträgt das Plasmapotential hier ca. $\phi_{P,0} = 3 \dots 4 \text{ V}$. Vor dem Gitter bildet sich zu beiden Seiten des Gitters eine Randschicht aus, in der das Plasmapotential stark abfällt. Ionen, die die sourceseitige Schichtkante durchtreten, werden im elektrischen Feld vor dem Gitter stark auf das Gitter hin beschleunigt, so daß sie beim Erreichen des Gitters eine Energie $W_{kin} = e(\phi_{P,0} - U_G)$ besitzen. Dieser Strom auf das Gitter hin ist gerade der

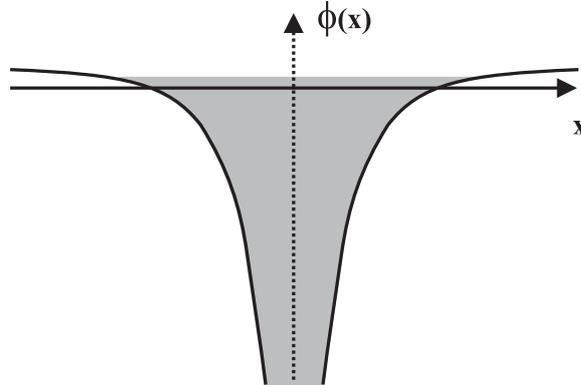


Abbildung 5.7: *Potentialverlauf am Gitter bei symmetrischer Anodenspannung.*

Bohm-Strom $I_{0,S}$, der sich nach Gl. (4.1) durch die Dichte und Geschwindigkeit der Ionen an der Schichtkante im Sourceplasma bestimmt. In der Gitterebene trifft ein Teil der beschleunigten Ionen auf die Gitterdrähte, wobei ihr Strom von der Transparenz τ nach $I = I_{0,S}(1 - \tau)$ bestimmt wird.

Diejenigen Ionen, die das Gitter passieren ($\tau I_{0,S}$), müssen auf der anderen Seite gegen den Potentialberg anlaufen. Dabei verlieren sie bei symmetrischem Potentialverlauf die vor dem Gitter gewonnene Energie. Haben sie einen Teil ihrer Energie durch Stöße oder Streuung am Gitter verloren, so werden sie an dem Potentialberg reflektiert, wobei der Reflexionsgrad R_T beträgt. Entsprechendes gilt für den targetseitigen Bohmstrom $I_{0,T}$.

Im Gleichgewicht entspricht der Gitterstrom somit der Summe der um den Anteil der in das gegenüberliegende Plasma entkommenen Ionen reduzierten Bohmströme. Da die Reflektivität im symmetrischen Betrieb bei hoher negativer Vorspannung des Gitters sehr groß ist ($R_S = R_T \approx 0,9$) [Klostermann Diss.], wird somit fast der gesamte Bohmstrom über das Gitter abgeführt.

Wird nun die Sourceanode gegenüber der Targetanode mit der Beschleunigungsspannung U_B positiv vorgespannt, so wird das Plasmapotential in der Sourcekammer angehoben.

Es bildet sich ein Potentialverlauf aus, wie er in Abb. 5.8 schematisch dargestellt ist. Man erkennt, daß die in der sourceseitigen Randschicht beschleunigten Ionen nun beim Verlassen der targetseitigen Randschicht noch eine kinetische Energie von $W_{kin} = e(\phi_{P,S} - \phi_{P,T})$ besitzen. Dies entspricht einer deutlich erniedrigten Reflektivität $R_T \approx 0$ für die aus der Sourcekammer stammenden Ionen. Der von der Sourceseite auf das Gitter fließende

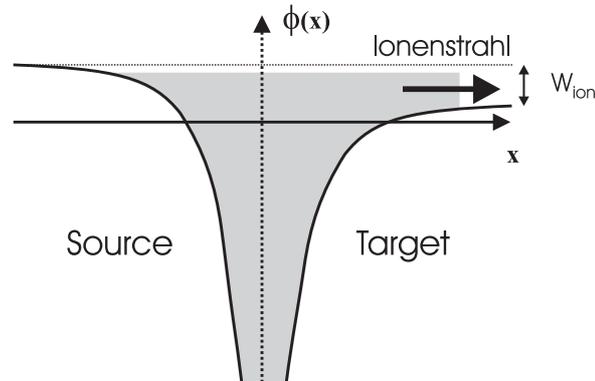


Abbildung 5.8: Potentialverlauf am Gitter bei positiver Vorspannung der Sourceanode

Bohmstrom wird somit um den in das Targetplasma injizierten Strom $\tau I_{0,S}$ reduziert.

Bei gegebener Ionenenergie ist die Strahldichte somit proportional zu dem in die Targetkammer injizierten Strom, und damit proportional zum Bohmstrom $n_e = \Gamma_i/v_i = \tau I_{0,S}$. Da dieser nach (4.1) proportional zu der Plasmadichte in der Sourcekammer ist, läßt sich die Strahldichte somit über den Entladungsstrom in der Sourcekammer regeln.

Die von der Targetseite stammenden Ionen werden vollständig an dem Sourcepotential reflektiert ($R_S = 1$ für die Targetionen), der gesamte Bohmstrom der Targetseite wird somit vom Gitter abgeführt.

Werden die Entladungsströme im symmetrischen und asymmetrischen Betrieb gleich gewählt, so gleichen sich auch die Bohmströme. Damit entspricht die Differenz der Gitterströme bei symmetrischem und asymmetrischen Betrieb gerade dem in die Targetkammer injizierten Ionenstrom.

In Abb. 5.9 sind die Gitterkennlinien bei verschiedenen Sourceanodenvorspannungen U_B dargestellt. Die Entladungsströme betragen $I_{e,S} = 200$ mA in der Sourcekammer und $I_{e,S} = 200$ mA in der Targetkammer. Die Gitterspannung wurde auf das Anodenpotential in der Sourcekammer bezogen. Da sich das Floatingpotential des Gitters aus den Strömen beider Entladungskammern definiert, sinkt es mit steigender Beschleunigungsspannung, die Kennlinien wandern somit zunehmend nach links. Die beim symmetrischen Betrieb gemessene Kennlinie zeigt ein Floatingpotential von ca. 14 V, sie besitzt bei Gitterspannungen $U_G > 80$ V nur noch einen schwachen Anstieg. Wird eine Beschleunigungsspannung von $U_B \gtrsim 3$ V an die Sourceanode angelegt, so sättigen die Kennlinien bei einer Gitterspannung von ca. 80 V. Man kann

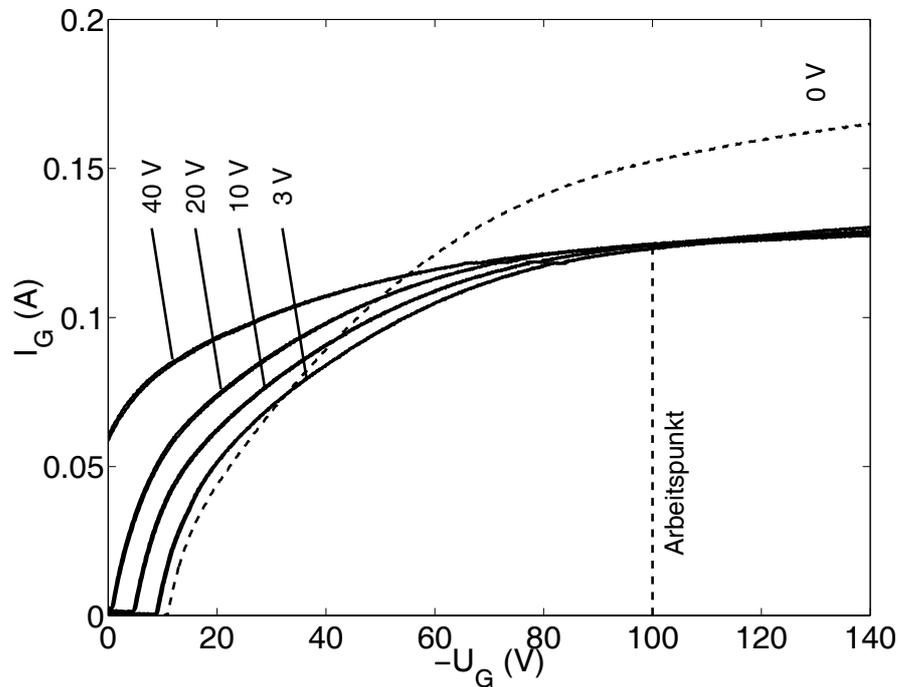


Abbildung 5.9: Gitterkennlinien bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen $U_B = 0, 3, 10, 20, 40$ V. Im Arbeitspunkt $U_G = -100$ V ist der Gitterstrom unabhängig von der Ionenenergie.

hier im Vergleich mit der beim symmetrischen Betrieb gemessenen Kennlinie die soeben beschriebene Reduktion der Sättigungsströme durch den in die Targetkammer injizierten Ionenstrom erkennen.

Die Abhängigkeit des Gitterstromes von der Beschleunigungsspannung ist in Abb. 5.10 dargestellt. Die Gitterspannungen betragen $U_G = -20, -60, -100$ und -140 V gegenüber der Targetanode. In allen vier Kurven fällt der Gitterstrom bei Beschleunigungsspannungen von $U_B = 0 \dots 2$ V ab. Während dieser Abfall bei einer Gitterspannung von -20 V nur schwach ausgeprägt ist, wird der Gitterstrom bei den negativeren Gitterspannungen deutlich reduziert. Bei Beschleunigungsspannungen über 2 V steigt der Gitterstrom bei $U_G = -20$ V stark, bei $U_G = -60$ V nur noch schwach mit der Beschleunigungsspannung. Bei $U_G = -100$ V und -140 V ist kein merklicher Anstieg mehr zu beobachten. Man erkennt zudem, daß der in die Targetkammer injizierte Strom bei kleinen Spannungen $U_B < 2,5$ V stark abnimmt. Ein Ionenstrahl kann daher nur für Strahlenergien $E_B > 2$ eV in die Targetkammer injiziert werden.

Als Gittervorspannung wurde bei allen folgenden Messungen $U_G = -100$ V gewählt.

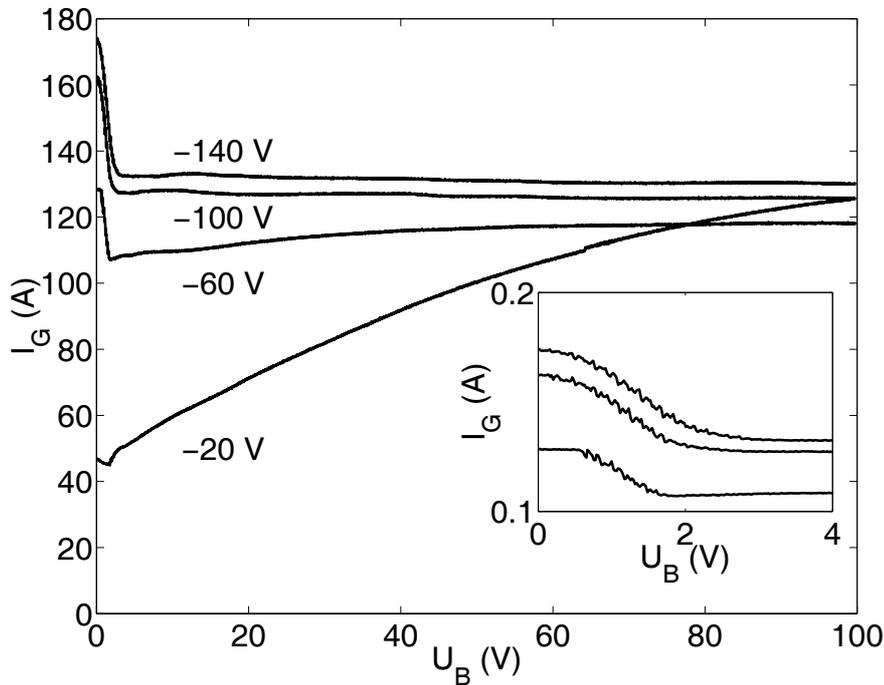


Abbildung 5.10: Gitterstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung bei verschiedenen Gittervorspannungen

Ist das Stromprofil des injizierten Ionenstrahls, und damit die effektive Gitterfläche $A_{G,eff}$, über die der Strom in die Targetkammer fließt, bekannt, kann aus der Reduktion des Gitterstromes gegenüber dem symmetrischen Betrieb der Ionenfluß in der Gitterebene gemäß

$$\Gamma_i = \Delta I_G / (e A_{G,eff}) \quad (5.7)$$

berechnet werden. Aus dem Ionenfluß ergibt sich dann die Strahldichte $n_B = \Gamma_i / v_i$, wobei die Ionengeschwindigkeit in der Gitterebene durch die Gitterspannung nach $v_i = \sqrt{2e(\phi_P - U_G)/m_i}$ gegeben wird. Da sich das Stromprofil des Ionenstrahls aus dem radialen Dichteprofil an der Schichtkante ergibt, kann die effektive Gitterfläche aus diesem berechnet werden. Allerdings ist eine Messung des Dichteprofiles an der Schichtkante problematisch, da sich die Schichtkante nur wenige Millimeter vor dem Gitter befindet. In einem größeren Abstand vom Gitter besitzt die Plasmasäule einen geringeren Durchmesser als am Gitter, so daß hier die effektive Gitterfläche unterschätzt würde. Daher wurde das mit dem Energieanalysator gemessene Profil des Ionenstrahls wie im folgenden Abschnitt beschrieben zur Bestimmung des Stromprofils herangezogen.

5.4 Charakterisierung des Ionenstrahls

Mit dem an der vertikal verfahrbaren Sondenstange angebrachten Energieanalysator ist es möglich, radiale Profile der Ionenstrahldichte zu messen. Diese Profile sind für Ionenenergien von 5, 10, 20 und 40 eV in Abb. 5.11 dargestellt. Man erkennt ein Maximum der Strahldichte bei einer radialen Position von ca. 80 mm. Zum Zentrum der Entladung hin nimmt die Strahldichte langsam auf ca. 80% des Maximalwertes ab. Ab einem Radius von ca. 120 mm fällt sie zum Rand stark ab. Der Ionenstrahl kann über einen zentralen Querschnitt von 300 mm als annähernd konstant angenommen werden. Die Reduktion der Strahldichte gehorcht der Erhaltung des Teilchenflusses $\Gamma_B \propto n_B \sqrt{E_B}$.

Man erkennt deutlich eine dem Profil aufgeprägte Struktur, die sich in sämtlichen Messungen wiederfindet. In dem radialen Profil der Ionendichte (vgl. Abb. 5.4) ist diese Struktur nicht zu erkennen, die Ionendichte zeigt zudem ein deutlich flacheres Plateau. Der Ursprung dieser Struktur ist nicht eindeutig geklärt, es wird jedoch vermutet, daß sie aus dem am Gitter herrschen-

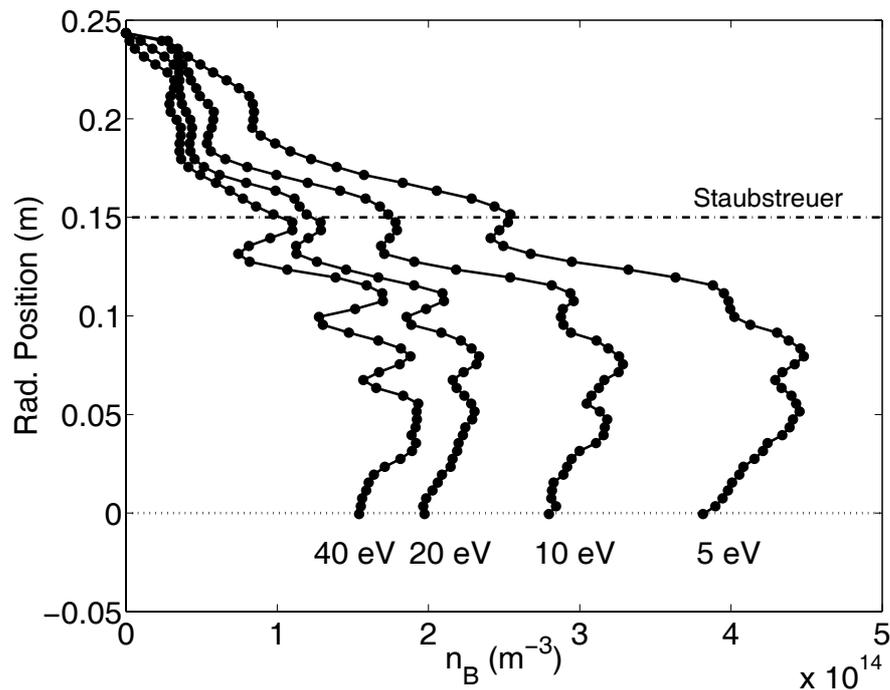


Abbildung 5.11: Radialprofil des Ionenstrahls bei verschiedenen Strahlionenenergien. Die Abnahme der Strahldichte geschieht unter Erhaltung des Ionenflusses.

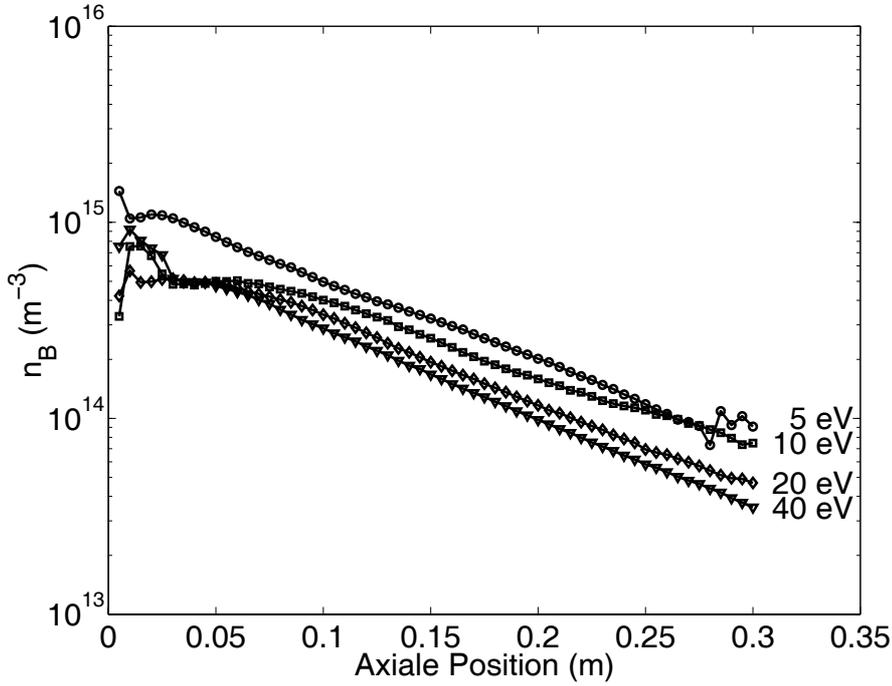


Abbildung 5.12: Axialprofil des Ionenstrahls bei verschiedenen Beamenergien

den Magnetfeld resultiert. Mit dem mittleren Radius der Plasmasäule von 150 mm ergibt sich eine effektive Gitterfläche von ca. $A_{G,eff} = 710 \text{ cm}^2$. Eine Integration über das Stromprofil liefert eine Querschnittsfläche von 737 cm^2 .

Mit der experimentell bestimmten effektiven Gitterfläche kann der Ionenfluß in der Gitterebene aus dem Gitterstrom I_G bestimmt werden. Hierzu muß der Gitterstrom I_{Gsym} bei symmetrischer Anodenspannung gemessen werden. Beim Anlegen der Beschleunigungsspannung U_B reduziert sich der Gitterstrom um $\Delta I_G = I_{Gsym} - I_G(U_B) = I_B(U_B)$. Der Ionenfluß läßt sich damit nach Gl. (5.7) berechnen.

Wie schon in Abschnitt 4.2.3 beobachtet, nimmt die Strahldichte mit wachsendem Abstand vom Gitter ab. Axiale, mit dem Energieanalysator gemessene Profile der Strahldichte sind in Abb. 5.12 dargestellt. Man erkennt hier über den gesamten Meßbereich eine exponentielle Abnahme der Strahldichte, gemäß

$$n_B(x) = n_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{f,i}}\right) \quad , \quad (5.8)$$

wobei n_0 die Strahldichte am Gitter, und $\lambda_{f,i}$ die freie Weglänge der Ionen ist. Der Mittelwert der aus den Messungen bestimmten freien Weglängen der

Ionen beträgt $\lambda_{f,i} = 100$ mm.

Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit den in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Messungen. In Abb. 4.13 kann abgelesen werden, daß der Ionenfluß und die Ionendichte zwischen den vier Meßpunkten (Gitter, 50 mm, 100 mm und 150 mm) jeweils um einen Faktor 0,52...0,67 reduziert werden. Bei einer freien Weglänge von $\lambda_{f,i} = 100$ mm ergibt sich bei einem Abstand von jeweils 50 mm eine erwartete Reduktion um $\exp(-1/2) = 0,60$.

Mit den für die entsprechenden Ionenenergien in [138, 137] angegebenen Stoßquerschnitten errechnen sich die freien Weglängen nach (5.1) zu $\lambda_{f,i} = 70...100$ mm. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten freien Weglängen.

In der Fallebene der Staubpartikel ($x_F \approx 150$ mm) ist die Strahldichte somit um einen Faktor 0,22 gegenüber der am Gitter in das Targetplasma injizierten Strahldichte reduziert.

Bei einem Entladungsstrom von $I_{e,S} = 200$ mA in der Sourcekammer ergeben sich aus den Messungen des Gitterstromes für den in das Targetplasma injizierte Strahldichten von $n_B \approx 6...10 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Bei einem typischen Entladungsstrom von $I_{e,T} = 100$ mA beträgt die Plasmadichte in der Targetkammer ca. $n_B \approx 3...4 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Das Verhältnis von Strahldichte zur Hintergrunddichte ist somit $n_B/n_e = 0,1...0,2$. Durch die Reduktion der Strahldichte beträgt dieses Verhältnis in der Fallebene der Staubpartikel nur noch $n_B/n_e = 0,01...0,02$.

Zur Überprüfung der Orientierung der Energieanalytoren wurden Winkelprofile des Ionenstrahls durch manuelles Verdrehen der Sondenstange des vertikalen Sondenantriebes gemessen. Sie zeigen ein ausgeprägtes Maximum, wenn der Analysator direkt auf das Gitter weist. Bei Auslenkungen zwischen $-90^\circ...90^\circ$ können die Meßwerte durch eine $\cos^3(\theta)$ Funktion angepaßt werden, bei größeren Winkeln wird kein Ionenstrahl beobachtet. Die gemessenen Ionenenergien zeigen die erwartete Abnahme mit $E(\alpha) = E_0 \cos^2(\theta)$ mit dem Verdrehwinkel θ .

5.5 Fallexperimente

Sobald die Staubpartikel das Gitter des Staubstreuers passiert haben, werden sie im Schwerfeld der Erde senkrecht nach unten beschleunigt. Bei einer typischen Partikelmasse von $8,8 \cdot 10^{-13}$ kg beträgt die auf die Partikel wirkende Gewichtskraft $8,6 \cdot 10^{-12}$ N.

Haben die Staubpartikel die dünne Randschicht um den Staubstreuer durchfallen, befinden sie sich in einem Volumen homogenen Plasmas (vgl. 5.1). Die Partikel werden wie in Abschnitt 2.2 beschrieben durch den Elektronen- und Ionenstrom aufgeladen. Nach einer Aufladezeit von größenordnungsmäßig $0,5 \mu\text{s}$ (vgl. Abschnitt 2.2.5) tragen die Staubpartikel eine Ladung von ca. $72000q_e$. Der Aufladungsprozess kann somit als instantan angenommen werden.

Die sich aufgrund der Reibung an den Neutralgasatomen einstellende Grenzgeschwindigkeit der fallenden Partikel läßt sich nach $F_G + F_N = 0$ mit (2.21) zu $v_g \approx 43$ m/s berechnen. Im Zentrum der Entladung besitzen die Partikel eine Vertikalgeschwindigkeit von $v = 1,8$ m/s. Damit ist $v \ll v_g$, die Partikel befinden also noch somit im freien Fall. Die Epsteinreibung beträgt nach (2.21) maximal $F_N = 3,8 \cdot 10^{-13}$ N, sie kann gegenüber der Gravitationskraft vernachlässigt werden.

Da das Magnetfeld in einem Abstand von 125 mm von dem Rand der Entladung verschwindend klein ist ($B < 5$ mT, vgl. Abschnitt 4.1), kann die Lorentzkraft auf die Partikel mit $F_L = 1,0 \cdot 10^{-16}$ N vernachlässigt werden.

Bei einem elektrischen Feld von ca. (2...3) V/m in der Horizontalen beträgt die auf die Partikel wirkende Kraft ca. $F_E = (2,3...3,5) \cdot 10^{-14}$ N.

Aufgrund des symmetrischen Aufbaus des Experimentes und annähernd symmetrischen Heizleistungen ($P_H = (120...180)$ W) der Filamente in beiden Kammern wird ein Temperaturgradient des Neutralgases in der Horizontalen als gering angenommen. Zudem variiert der Heizstrom während einer Meßreihe nur unwesentlich. Der Temperaturgradient wird damit als zeitlich konstant angesehen. Bei Vergleichsmessungen mit ein- und ausgeschalteter Heizung konnte keine Ablenkung der fallenden Partikel beobachtet werden.

Aufgrund der Strömungsrichtung der Ionen wirkt die Ionenreibungskraft senkrecht zur Gitterebene. Bei Ionenenergien von 3...40 eV und Strahldichten von $n_B/n_i = 2...5$ % beträgt die nach dem Modell von *Barnes et al.* [4] erwartete Reibungskraft Größenordnungsmäßig $F_i = 5 \cdot 10^{-13}...2 \cdot 10^{-12}$ N.

Die Ionenreibungskraft ist daher neben der Gravitationskraft die die Partikelbewegung dominierende Kraft, und führt zu einer Ablenkung der Ionentrajektorien aus der Vertikalen. Die elektrische Feldkraft und die Thermophorese spielen unter den gewählten Entladungsbedingungen eine untergeordnete Rolle. Während die Gravitationskraft und die Neutralgasreibung in

der Vertikalen auf die Partikel wirken, verlaufen die anderen Kräfte senkrecht dazu, parallel zur Zentralachse der Entladungskammer. Sie führen somit zu einer Ablenkung der Partikeltrajektorien aus der Vertikalen.

Da das Plasma und der Ionenstrahl über einen Radiusbereich von 150 mm nahezu homogen sind (vgl. 5.1 und 5.4), kann angenommen werden, daß die Ionenreibungskraft auf der gesamten Fallstrecke konstant ist. Da mit der Partikelladung und dem gemessenen elektrischen Feld die elektrische Feldkraft berechnet werden kann, ergibt sich die Ionenreibungskraft unter Vernachlässigung der thermophoretischen Kraft F_{th} nach Gl. (4.22) zu

$$F_i = m_D g \tan \alpha - F_E \quad . \quad (5.9)$$

Hierbei stellt die elektrische Feldkraft eine Korrektur um maximal 5% dar. Für kleine Ablenkwinkel ist α somit direkt proportional zu der Ionenreibungskraft.

Messungen bei kleinen Ionenenergien

In Abschnitt 5.2 wurde gezeigt, daß die Plasmaionen in der Targetkammer eine Driftbewegung auf das Gitter hin vollziehen, wobei sich die Driftgeschwindigkeit v_{dr} nach Gl. (5.2) aus dem gemessenen elektrischen Feld E und dem Dichtegradienten dn_e/dx berechnen läßt. Diese Ionendrift führt aufgrund der Ionenreibungskraft zu einer meßbaren, zum Gitter weisenden Ablenkung der frei fallenden Mikropartikel.

Für die in Abb. 5.5 dargestellten Messungen wurden die Ablenkwinkel α durch Fallexperimente experimentell bestimmt, wobei vom Gitter wegweisende Winkel positiv gewertet wurden. Sie sind in Abb. 5.13 zusammen mit den gemessenen Elektronendichten und den in Abschnitt 5.2 berechneten Driftgeschwindigkeiten dargestellt. Die gemessenen Ablenkwinkel betragen zwischen $(2,1 \pm 0,1)$ Grad bei $I_e = 100$ mA und $(4,1 \pm 0,2)$ Grad bei $I_e = 100$ mA.

Man erkennt, daß die Driftgeschwindigkeit der Ionen während der Messung kaum variierte. Daher kann in dieser Messung der Stoßquerschnitt für Impulsübertrag $\sigma_m(v_i)$ als konstant angenommen werden. Zudem ist die thermische Geschwindigkeit der Ionen von dem Entladungsstrom unabhängig, so daß während der Messung die mittlere Ionengeschwindigkeit v_s ebenfalls als konstant angenommen werden kann.

Die Ionenreibungskraft ist nach Gl. 3.40 somit direkt proportional zu der Ionendichte $F_i \propto n_i$. Da in dem Volumenplasma $n_e = n_i$ ist, und mit zunehmendem Entladungsstrom ein linearer Anstieg der Elektronendichte zu beobachten ist, muß die Ionenreibungskraft und somit der Ablenkwinkel mit zunehmendem Entladungsstrom linear ansteigen. Dies ist in Abb. 5.13 klar zu erkennen.

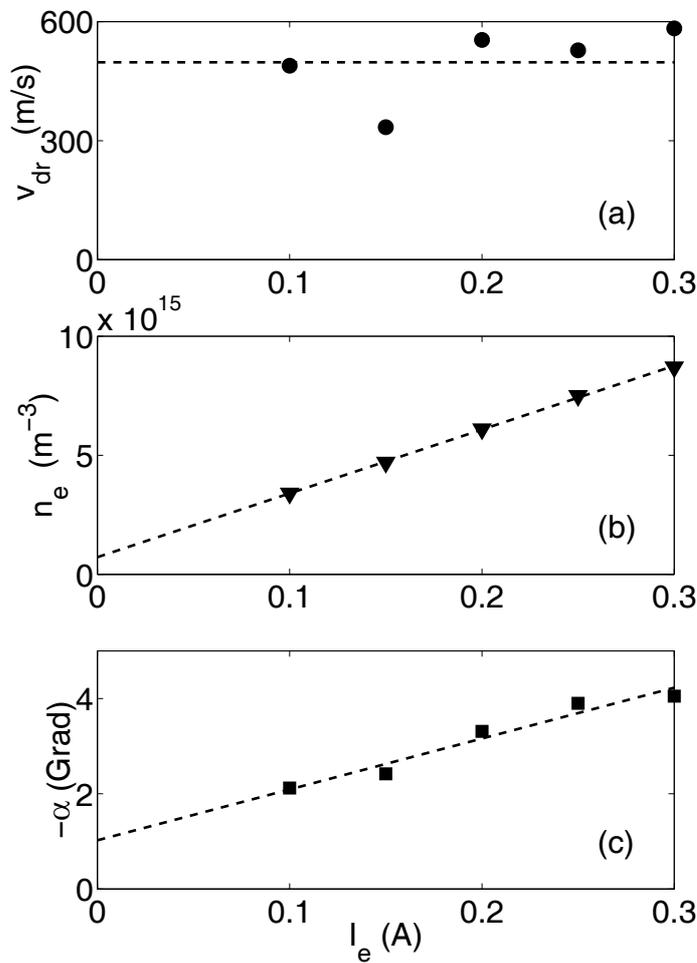


Abbildung 5.13: Übersicht über die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit v_{dr} (a), der Elektronendichte n_e in der Targetkammer (b) und des Ablenkwinkels α (c) vom Entladungsstrom in der Targetkammer.

Die Ablenkung der frei fallenden Mikropartikel stellt somit eine sensible Methode dar, Driftbewegungen der Ionen selbst bei kleinen Driftgeschwindigkeiten sichtbar zu machen.

Eine weiterführende Diskussion der gemessenen Reibungskräfte und ein kritischer Vergleich mit den Theorien wird im folgenden Kapitel vorgenommen.

Messungen bei großen Ionenenergien

Wird ein Ionenstrahl durch das Gitter in die Targetkammer injiziert, so üben die Strahlionen eine Ionenreibungskraft auf die fallenden Partikel aus, die von dem Gitter fort weist.

Da die Ionendrift wie im vorigen Abschnitt beschrieben bereits eine meßbare Ablenkung der frei fallenden Partikel hervorruft, mußten bei der Messung der Ionenreibungskraft der Strahlionen die gemessenen Ablenkwinkel bzw. die resultierenden Kräfte entsprechend korrigiert werden. Dies wird im einfachsten Falle dadurch berücksichtigt, daß der bei einer Referenzmessung ohne Ionenstrahl ermittelte Ablenkwinkel der Ionendrift α_{dr} von den gemessenen Ablenkwinkeln subtrahiert wird. Da mit der Injektion des Ionenstrahls aber auch die Plasmadichte $n_{e,i}$ im Targetplasma leicht steigt, wird eine

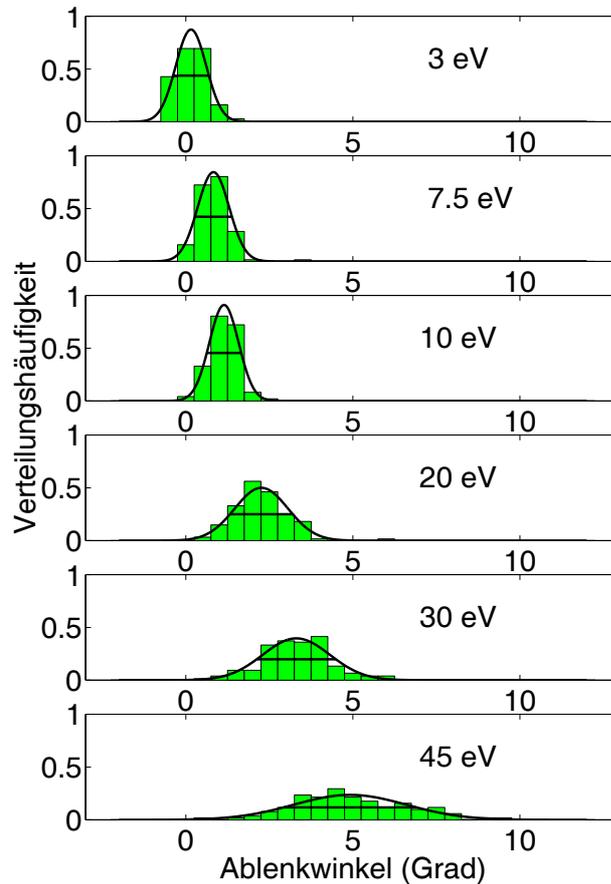


Abbildung 5.14: Verteilungen der gemessenen Ablenkwinkel bei verschiedenen Ionenstrahlenergien bei konstanter Strahldichte $n_B = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$.

zusätzliche Korrektur durchgeführt, da sich der Ablenkwinkel α_{dr} wie im vorigen Abschnitt gezeigt proportional zur Ionendichte verhält. Das gemessene elektrische Feld in der Targetkammer war dagegen bei der gesamten Meßreihe konstant ($E \approx 1,7$ V/m). Daher ist eine direkte Beeinflussung von α_{dr} über v_{dr} auszuschließen. Um die Auswirkungen der Ionendrift insgesamt gering zu halten, wurde in der Targetkammer ein niedriger Entladungsstrom von $I_{e,T} = 100$ mA gewählt. Die gemessenen Elektronendichten betragen $n_e = (5,3 \pm 1,2) \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ bei $T_e \approx 2,3$ eV.

In Abb. 5.14 ist die Verteilung der gemessenen Ablenkwinkel für verschiedene Strahlenergien $E_B = 3 \dots 45$ eV dargestellt. In dieser Meßreihe wurde die Ionenstrahldichte n_B bei der Variation von E_B durch geeignete Wahl des Entladungsstromes in der Sourcekammer konstant gehalten. Sie betrug $n_B = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ und wurde mit dem Energieanalysator im Zentrum der Entladung, direkt unter dem Staubstreuer gemessen. Man erkennt eine deutliche Zunahme der Ablenkwinkel von $\alpha = 0,15^\circ \dots 4,9^\circ$. Die Winkelverteilungen sind nahezu gaußförmig, man erkennt eine Zunahme der Standardabweichung von $0,46^\circ$ zu $1,7^\circ$. Die Standardabweichung des Mittelwertes beträgt $0,04^\circ$ bis $0,17^\circ$.

Desweiteren wurden Fallexperimente durchgeführt, bei denen ein Ionenstrahl mit konstantem Ionenfluß in die Targetkammer injiziert wurde. Hierzu wurde der Entladungsstrom in der Sourcekammer konstant gehalten. Da hier die Strahldichte nach $n_B = \Gamma_B/v_i$ mit sinkender Ionengeschwindigkeit ansteigt (vgl. auch Abb. 4.13), sind die Reibungskräfte, und damit die Ablenkwinkel bei kleinen Strahlenergien deutlich größer als bei konstantem n_B , was einen geringeren relativen Meßfehler bewirkt. Der Ionenfluß betrug unter dem Staubstreuer bei dieser Meßreihe $\Gamma_B = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Die aus den Ablenkwinkeln berechneten Ionenreibungskräfte sind in Abb. 5.15 im Vergleich mit dem Ionenfluß als Funktion der Ionenenergie dargestellt.

Man erkennt, daß bei konstanter Strahldichte die Reibungskraft linear mit der Ionenenergie ansteigt. Ein von der Orbitkraft stammendes Maximum bei kleinen Energien kann hier nicht beobachtet werden (vgl. Abb. 3.5). Der lineare Anstieg der Reibungskraft läßt sich nach Gl. (3.40) erklären, da die Ionenreibungskraft bei konstantem σ_m im Wesentlichen von der Ionenenergie abhängt ($F_i \propto v_i^2$).

Bei konstantem Ionenfluß ist ein schwächerer Anstieg zu erwarten, da mit sinkender Ionengeschwindigkeit die Strahldichte nach $n_B = \Gamma_B/v_i$ ansteigt. Dies kann in Abb. 5.15 beobachtet werden. Auch hier wird bei kleinen Ionenenergien kein Anstieg der Reibungskraft aufgrund der Orbitkraft sichtbar.

Ein detaillierter Vergleich der gemessenen Reibungskräfte mit den Theorien wird im folgenden Kapitel vorgenommen.

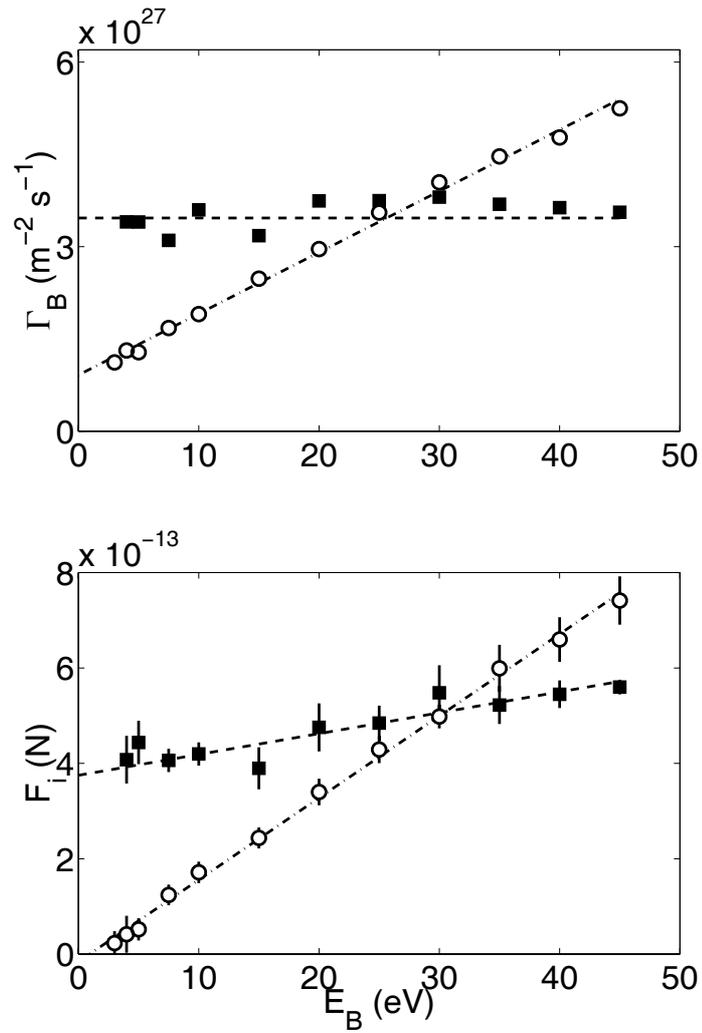


Abbildung 5.15: Vergleich der gemessenen Ionenreibungskräfte mit dem Ionenfluß. Dargestellt sind die Meßwerte bei konstanter Strahldichte (Kreis-symbole) und konstantem Ionenfluß (Quadrate).

Kapitel 6

Vergleich mit der Theorie

Im vorangehenden Kapitel konnte gezeigt werden, daß die im Experiment Dodo herrschenden Ionenbewegungen Reibungskräfte auf die frei fallenden Mikropartikel ausüben. Diese Reibungskräfte konnten experimentell bestimmt werden.

Durch eine umfassende Sondendiagnostik konnten die die Ionenreibungskraft bestimmenden Parameter experimentell gemessen werden, so daß ein Vergleich zwischen den theoretischen Vorhersagen und den experimentell bestimmten Reibungskräften möglich wird. Dieser Vergleich wird in diesem Kapitel dargestellt.

6.1 Messungen bei „schwacher“ Wechselwirkung

Mittels eines durch das Trenngitter in die Targetkammer injizierten Ionenstrahls konnte die Reibungskraft bei Ionenenergien von 3...45 eV experimentell bestimmt werden. Da die Plasmaparameter und die Strahldichte und -energie aus den Sondenmessungen bekannt sind, muß zum Vergleich mit den Theorien nur noch die Staubladung bestimmt werden. Hierzu wird auf das OML-Modell zurückgegriffen, wobei der zusätzliche, von den Strahlionen stammende Ionenstrom berücksichtigt wird (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die Gültigkeit des OML-Modells konnte in Abschnitt 4.3.2 gezeigt werden.

Die berechneten Staubladungen sind in Abb. 6.1 exemplarisch für $n_B/n_i = 5\%$ und 10% dargestellt. Man erkennt einen leichten Anstieg der negativen Staubladung bis zu $E_B \approx 2...5$ eV. Bei höheren Ionenenergien nimmt die Staubladung mit steigendem E_B sehr langsam ab. Da im Experiment $n_B/n_i < 5\%$ ist (vgl. Abschnitt 5.4), ist die Staubladung Q_d über den gesamten Energiebereich $E_B = 3...45$ V annähernd konstant.

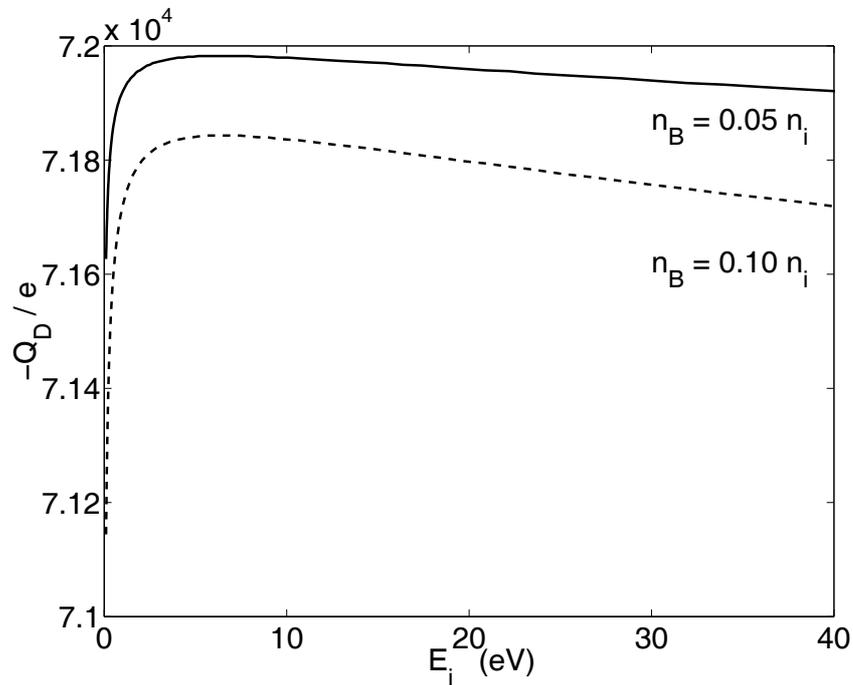


Abbildung 6.1: Staublading für typische Plasmaparameter in Anwesenheit eines Ionenstrahls.

Bei Ionenenergien von $E_B > 10$ eV ist die Wechselwirkung zwischen Ionen und Staubpartikeln „stark“, der Parameter β beträgt hier $\beta = 0,07 \dots 0,2$ (vgl. Abschnitt 3.1.4). Eine Beschreibung der Ionenreibungskraft kann hier somit nach der klassischen Coulombstreuung erfolgen. Diese berücksichtigt die Ablenkung der anströmenden Ionen mit Stoßparametern $\beta = 0 \dots b_{max}$, wobei als Abschneideparameter b_{max} typischerweise die Debyelänge λ_D gewählt wird. Bei kleineren Ionenenergien $E_B = (3 \dots 10)$ eV wird $\beta \approx 1$, so daß nach den gängigen Theorien eine Erhöhung der Ionenreibungskraft gegenüber dem klassischen Modell zu erwarten ist, da Ionen mit Stoßparametern $b > \lambda_D$ einen signifikanten Impuls an das Partikel abgeben können.

Da die verwendeten Staubpartikel einen Radius $r_P \approx 0,6 \lambda_D$ besitzen, muß der Einfluß eines Ioneneinfanges berücksichtigt werden. Dies geschieht nach dem Modell von *Barnes et al.* [4], indem ein Einfangsradius b_c nach dem OML-Modell eingeführt wird. Der Impulsübertrag auf das Partikel ergibt sich hier als Summe des Gesamtimpulses der anströmenden Ionen mit $b = 0 \dots b_c$ und des Impulsübertrages der abgelenkten Ionen mit $b = b_c \dots b_{max}$.

Das Modell von *Khrapak et al.* [34] beschränkt sich auf kleinere Ionenenergien ($\beta > 13,2$), es kann hier somit nicht zum Vergleich herangezogen

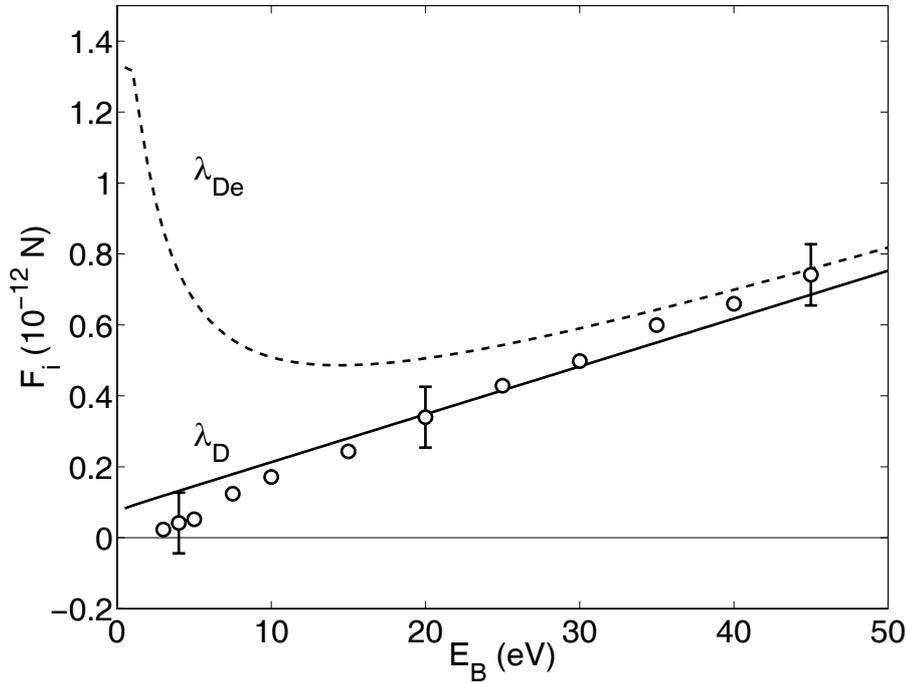


Abbildung 6.2: Mit den Fallexperimenten bei konstanter Strahldichte $n_B = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ gemessene Ionenreibungskraft in Abhängigkeit von der Ionenstrahlenergie (Kreissymbole). Zum Vergleich sind die berechneten Reibungskräfte nach Barnes et al. [4] bei Verwendung der Elektronendebyelänge λ_{De} (gestrichelte Linie) und der Debyelänge λ_D (durchgezogene Linie) dargestellt.

werden.

In Abb. 6.2 ist die aus den Ablenkwinkeln berechnete Ionenreibungskraft über der Ionenenergie dargestellt. Zum Vergleich sind die berechneten Reibungskräfte nach Barnes et al. [4] bei Verwendung der Elektronendebyelänge λ_{De} und der Debyelänge λ_D als Abschneideparameter b_{max} dargestellt. Man erkennt, daß die gemessenen Reibungskräfte nahezu linear mit der Ionenenergie ansteigen. Sie zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem Modell von Barnes et al. [4] bei Verwendung der Ionendebyelänge als Abschneideparameter.

Ein Einfluß der Orbitkraft konnte hier nicht beobachtet werden, da in dem gesamten Energiebereich $E_B = (3 \dots 45) \text{ eV}$ der Einfangradius b_c größer ist als der Coulomb-Radius b_o . Daher werden diejenigen Ionen, die eine Großwinkelstreuung erfahren, und somit einen signifikanten Impulsübertrag an das Ion liefern, von diesem absorbiert, und tragen nicht zu der Orbitkraft bei. Die Reibungskraft resultiert somit bei den hier verwendeten Partikelgrößen

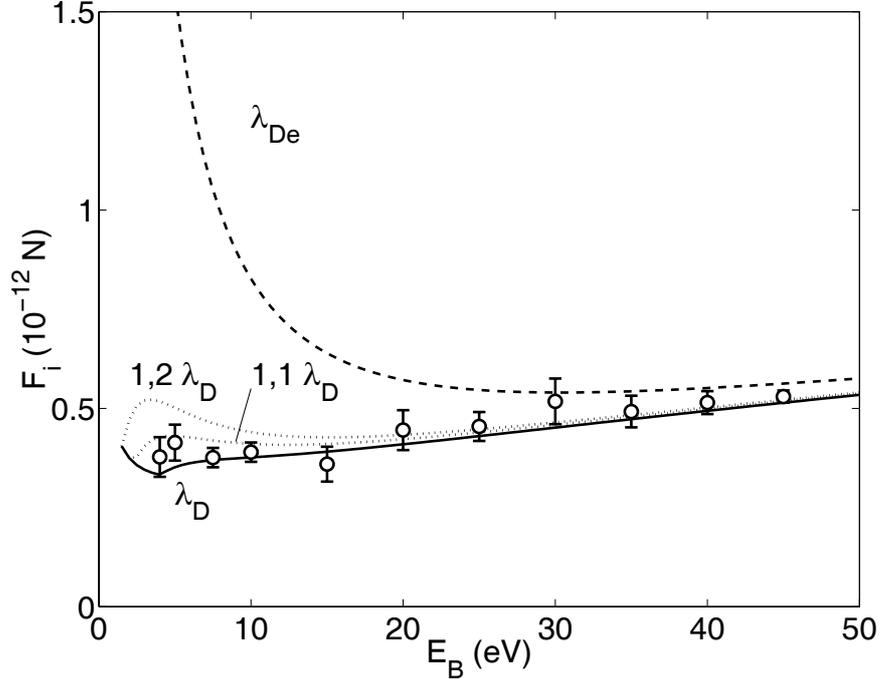


Abbildung 6.3: Aus den Fallexperimenten bei konstanter Ionenfluss $\Gamma_B = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ berechnete Ionenreibungskraft in Abhängigkeit von der Ionenstrahlenergie. Dargestellt ist die theoretische Ionenreibungskraft unter der Verwendung der Elektronendebyelänge λ_{De} (gestrichelte Linie) und der Debyelänge λ_D (durchgezogene Linie) als Abschneideparameter. Die gepunkteten Linien darüber stellen die Ionenreibungskraft bei der Verwendung von $1,1 \lambda_D$ und $1,2 \lambda_D$ dar. Die Zahlen in den Kreissymbolen bezeichnen die Ionenenergie in eV.

fast ausschließlich aus dem Impulsübertrag der aufgesammelten Ionen (F_c).

Wird statt der Debyelänge die Elektronendebyelänge als Abschneideparameter gewählt, so zeigt das Modell bei niedrigen Ionenenergien $E_i \leq 15 \text{ eV}$ deutlich größere Reibungskräfte als die experimentell bestimmten Werte. Insbesondere der starke, auf der Orbitkraft F_o beruhende Anstieg der Reibungskraft mit sinkender Ionenenergie bei $E_i \leq 10 \text{ eV}$ (vgl. auch Abb.3.5a) konnte im Experiment nicht beobachtet werden.

Bei Ionenenergien $E_i > 15 \text{ eV}$ wird die Ionenreibungskraft auch bei $b_{max} = \lambda_D$ von dem Einfang der anströmenden Ionen dominiert. Entsprechend ist hier eine bessere Übereinstimmung zwischen den gemessenen Reibungskräften und dem Modell von *Barnes et al.* [4] zu beobachten.

Die bei konstantem Ionenfluß gemessenen Ionenreibungskräfte sind in

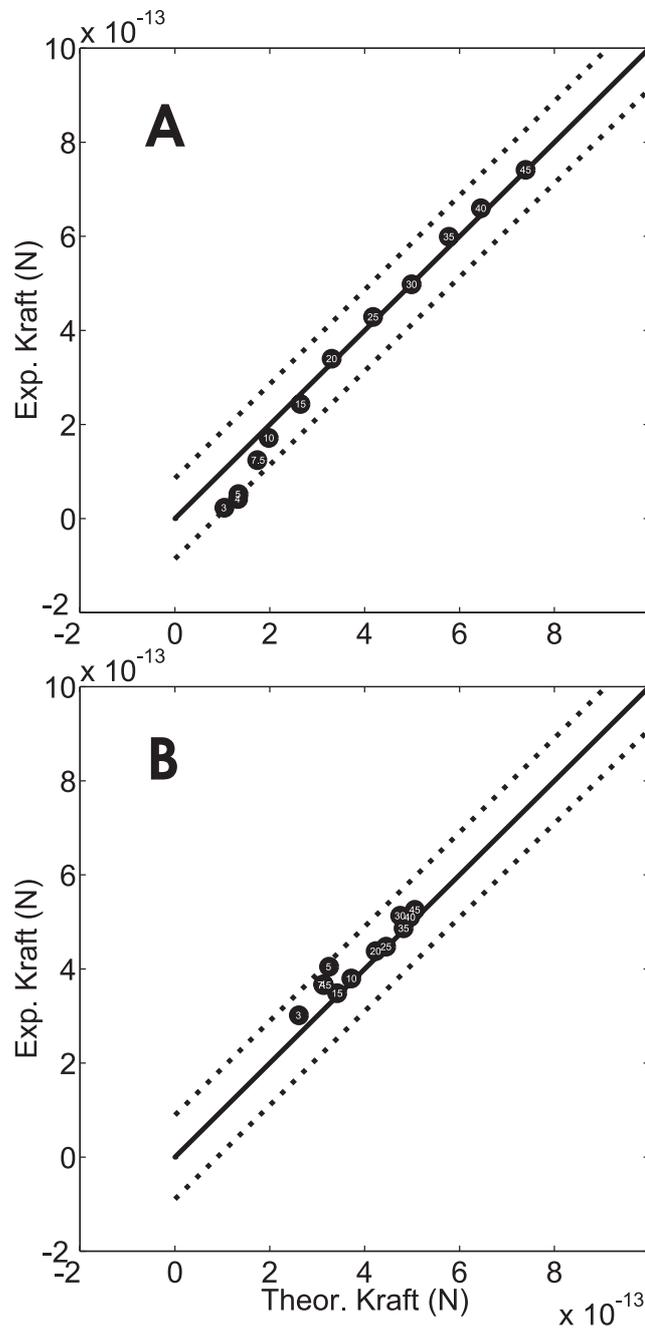


Abbildung 6.4: Aus den Fallexperimenten bei konstanter Strahldichte (A) und konstantem Ionenfluß (B) ermittelte Ionenreibungskräfte im Vergleich mit den berechneten Reibungskräften nach Barnes et al. [4] bei Verwendung eines Abschneideparameters $b_{max} = \lambda_D$. Beide Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten.

Abb. 6.3 im Vergleich mit den Reibungskräften nach *Barnes et al.* [4] dargestellt. Die Abschneideparameter betragen hier λ_{De} (gestrichelte Linie), λ_D (durchgezogene Linie), $1,1\lambda_D$ und $1,2\lambda_D$ (jeweils gepunktet).

Man erkennt, daß die gemessenen Reibungskräfte nur einen schwachen Anstieg zeigen. Auch hier zeigt sich, daß die Verwendung von λ_{De} als Abschneideparameter für Ionenenergien $E_i < 15$ eV eindeutig zu große Reibungskräfte liefert. Der starke Anstieg der Reibungskraft bei kleinen Energien aufgrund der Ablenkreibungskraft läßt sich ebenfalls nicht beobachten. Wird ein Abschneideparameter $b_{max} = \lambda_D \dots 1,1\lambda_D$ verwendet, so zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und experimentellen Daten.

In der Praxis wird bei der Berechnung der Ionenreibungskraft oft die Elektronendebyelänge λ_{De} als Abschneideparameter gewählt. Der Grund hierfür ist die Überlegung, daß die Ionen bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten $v_i \geq v_{Bohm}$ nur unwesentlich zur Abschirmung beitragen [31, 144]. Die Bohmgeschwindigkeit $v_{Bohm} = \sqrt{(k_B T_e + 3k_B T_i)/m_i}$ beträgt in den hier vorgestellten Messungen 2500 m/s, entsprechend einer Ionenenergie von 1,3 eV.

Die vorliegenden Messungen zeigen, daß das Modell von *Barnes et al.* [4] bei einer von den Elektronen bestimmten Abschirmlänge ($\lambda_{De} \approx 10 \lambda_D$) Reibungskräfte liefert, die um einen Faktor von bis zu 15 über den gemessenen Reibungskräften liegen. Zudem konnte der starke Anstieg, der sich nach dem *Barnes*-Modell [4] aufgrund der dominanten Orbitkraft bei kleinen Ionenenergien ergibt, nicht beobachtet werden. Ein direkter Vergleich zwischen Theorie und Experiment (vgl. Abb. 6.4) zeigt vielmehr, daß eine gute Übereinstimmung bei einem Abschneideparameter $b_{max} = \lambda_D$ erzielt wird.

Allerdings betrug in dem vorliegenden Experiment die Dichte des Ionenstrahls n_B nur etwa (2...5)% der Dichte der thermischen Ionen n_i . Während somit die Strahlionen bei großen Energien keinen Beitrag zu der Debyeabschirmung leisten, verbleibt dennoch ein Hintergrund thermischer Ionen, die die Abschirmlänge aufgrund ihrer gegenüber den Elektronen geringen Temperatur und großen Masse bestimmen (vgl. 2.1.2). Die Abschirmung wird in dem vorliegenden Experiment somit von den thermischen Ionen dominiert.

Da die Orbitkraft bei diesen Messungen vernachlässigbar klein ist, können aus den gemessenen Reibungskräften nach Gl. (3.42) die Einfangradien $b_c(E_B)$ berechnet werden. Sie sind in Abb. 6.5 im Vergleich mit theoretisch berechneten Werten dargestellt. Der Einfangradius sinkt von $b_c(3 \text{ eV}) \approx \lambda_D$ mit steigender Ionenenergie, und nähert sich bei großen Ionenenergien dem Partikelradius $r_p = 0,6 \lambda_D$ an. Man erkennt, daß die experimentell ermittelten Werte innerhalb der Meßgenauigkeit mit dem Einfangradius nach dem OML-Modell übereinstimmen.

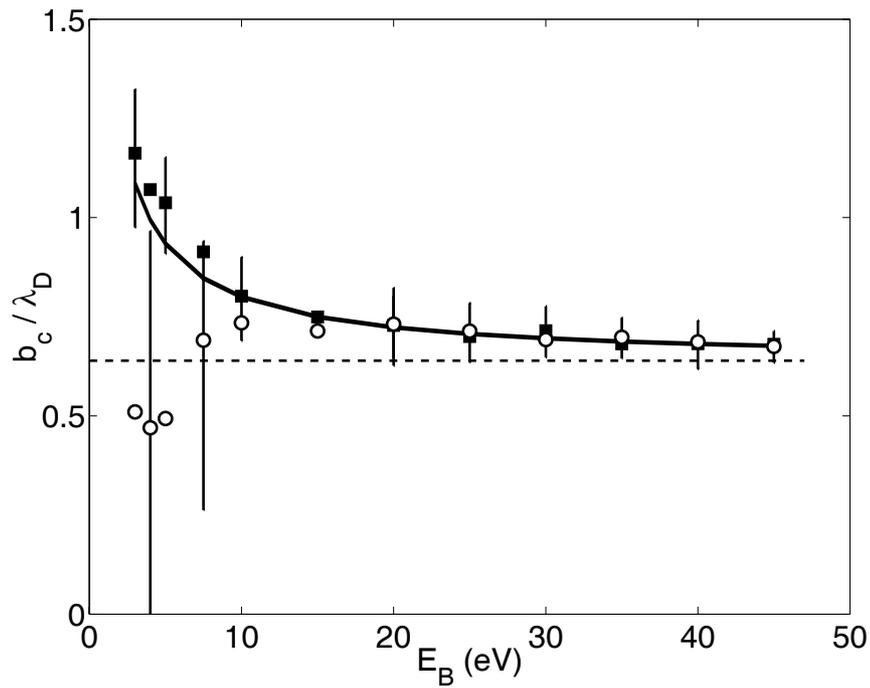


Abbildung 6.5: Aus den Messungen der Reibungskraft berechnete Einfangradien im Vergleich mit dem OML-Radius. Die offenen Kreissymbole bezeichnen die Meßwerte bei konstanter Strahldichte, die Quadrate bezeichnen die Meßwerte bei konstantem Ionenfluß. Im Rahmen der Meßgenauigkeit kann eine Übereinstimmung mit dem OML-Modell beobachtet werden. Für große Ionenenergien läuft der Einfangradius asymptotisch gegen den Partikelradius $r_p = 0,6 \lambda_D$.

6.2 Messungen bei „starker“ Wechselwirkung

In Abschnitt 5.5 wurde gezeigt, daß die langsame Drift der Plasmaionen eine meßbare Ionenreibungskraft auf die frei fallenden Partikel ausübt. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen konnte in Abschnitt 5.2 aus dem gemessenen elektrischen Feld und dem Dichtegradienten berechnet werden. Zum Vergleich mit den theoretischen Modellen muß nun noch die Staubladung bestimmt werden. Dies geschieht ebenfalls wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben nach dem OML-Modell, wobei der Ionendrift durch Verwendung von Gl. (2.15) Rechnung getragen wird. Die so berechnete Staubladung wurde für die bei der vorgestellten Messung bei $I_{e,T} = 250$ mA herrschenden Plasmamaparameter in Abb. 2.3 als Funktion der Driftgeschwindigkeit dargestellt. Man erkennt, daß die negative Staubladung mit zunehmender Driftgeschwindigkeit anwächst. Bei einer hier berechneten Ionengeschwindigkeit von $v_{dr} = 528$ m/s beträgt sie ca. $82000 q_e$.

Mit den gemessenen Plasmamaparametern und Driftgeschwindigkeiten ergeben sich nach Gl. (3.39) Parameter $\beta = 50 \dots 122$. Bei den hier auftretenden Ionenenergien findet somit eine „starke“ Wechselwirkung zwischen dem Staubpartikel und den anströmenden Ionen statt. Da der Coulombradius b_0 größer als die Debyelänge ($b_0 \gtrsim 50 \lambda_D$), liefert das Modell der Streuung in einem abgeschnittenen Coulombpotential zu kleine Reibungskräfte, da ein wesentlicher Anteil der Ionen, die eine Großwinkelstreuung erfahren, einen Stoßparameter besitzen, der größer ist als die Abschirmlänge λ_D .

Hier sind alternative Modelle wie das Modell von *Khrapak et al.* [34] zu verwenden, das die Reibungskraft in einem Debye-Hückel-Potential beschreibt. In diesem Modell wird wie in dem *Barnes*-Modell [4] der Einfangquerschnitt nach dem OML-Modell verwendet, um den Impulsübertrag der absorbierten Ionen zu berechnen. Ist der Einfangquerschnitt jedoch größer als ein kritischer Stoßparameter b_b , so wird der OML-Radius b_c durch b_b ersetzt, da die Ionen mit Stoßparametern $b > b_b$ in einem Debye-Hückel-Potential nur noch schwach abgelenkt werden und nicht in die Debye-Sphäre um das Partikel eintreten. Sie können somit die Partikeloberfläche nicht erreichen und tragen somit zur Orbitkraft bei. In dem experimentell relevanten Geschwindigkeitsbereich ist dies der Fall, so daß hier $b_c = b_b$ gesetzt wurde. Für die Berechnung der Ionenreibungskraft konnte somit ein Streuquerschnitt nach Gl. (3.50) benutzt werden.

In Abb. 6.6 werden die gemessenen Reibungskräfte mit den Modellen von *Barnes et al.* [4] und *Khrapak et al.* [34] (vgl. Kapitel 3) verglichen.

Man erkennt, daß die gemessenen Ionenreibungskräfte deutlich unter den theoretischen Werten nach *Barnes et al.* [4], bei der Verwendung der Debyelänge λ_D als Abschneideparameter liegen. Bei einer Verwendung der Elek-

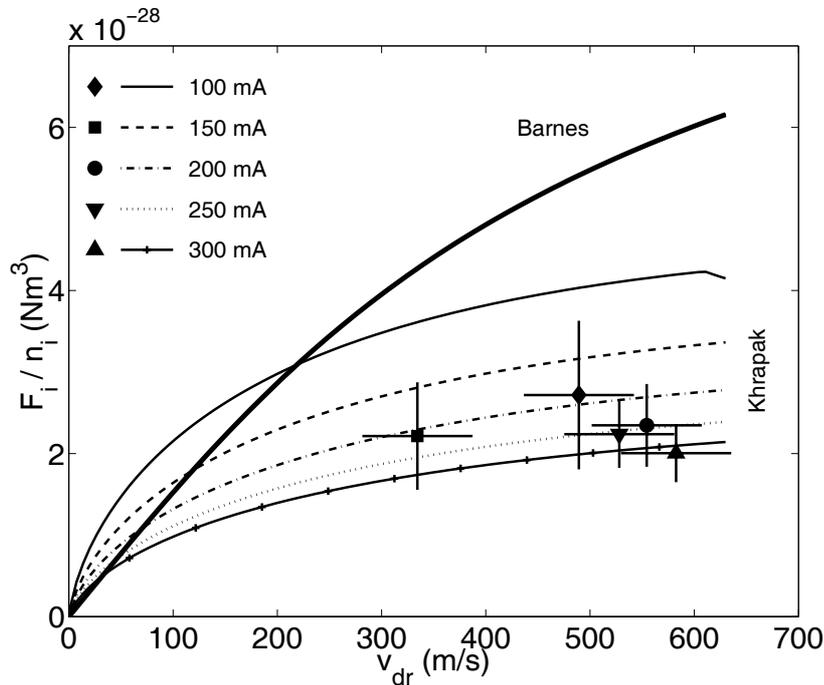


Abbildung 6.6: Vergleich der gemessenen Ionenreibungskraft mit den theoretischen Werten. Dargestellt sind die experimentell ermittelten Reibungskräfte (normiert auf die Ionendichte) mit Fehlerbalken. Zum Vergleich sind die normierten Reibungskräfte nach den Modellen von Barnes et al. [4] (durchgezogene Linie) und Khrapak et al. [34] (s. Legende) dargestellt. Als Abschneideparameter wurde die Debyelänge λ_D gewählt.

tronendebyelänge λ_{De} ergeben sich Reibungskräfte, die nochmals um einen Faktor 5...10 über den dargestellten Werten liegen. Auch bei den soeben diskutierten Messungen bei kleinen Ionenenergien kann eine Vergrößerung der Abschirmlänge auf die Elektronendebyelänge somit ausgeschossen werden.

Das Modell von Khrapak et al. [34] liefert Reibungskräfte, die gut mit den gemessenen Werten übereinstimmen. Die Reibungskraft nach diesem Modell resultiert hier im Wesentlichen aus dem Impulsübertrag der absorbierten Ionen, da die Ionen mit Stoßparametern $b > b_b$ nur eine geringe Ablenkung erfahren und somit nur einen geringen Impuls auf das Partikel übertragen. Der Anteil der Orbitkraft beträgt in dem dargestellten Geschwindigkeitsbereich maximal 15%.

In Abb. 6.7 sind die aus den gemessenen Reibungskräften berechneten Einfangradien dargestellt. Sie betragen ca. 4...5 Debyelängen, und liegen um 15 ... 30% unter den von Khrapak et al. [34] angegebenen kritischen Stoßpa-

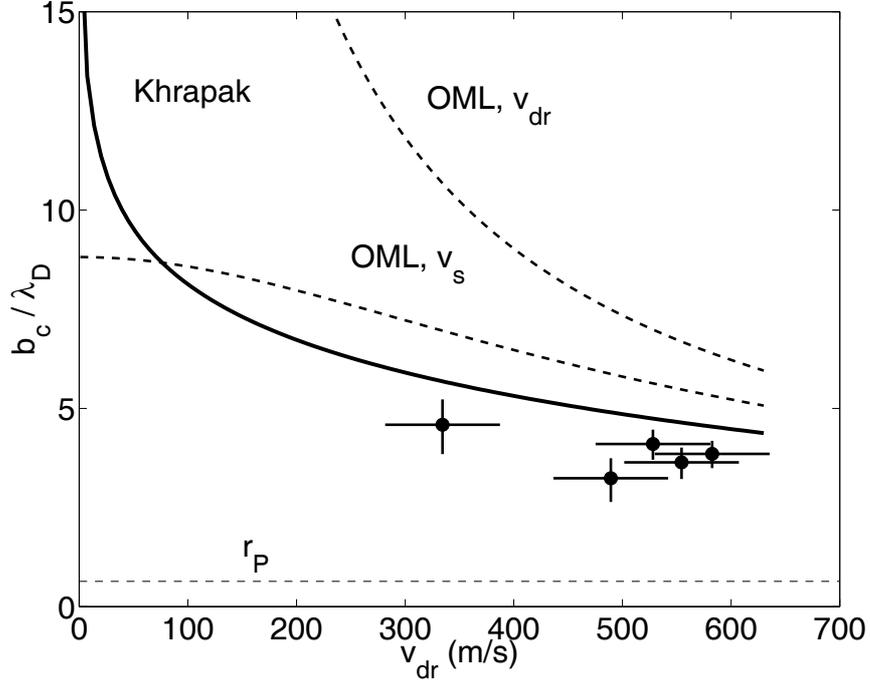


Abbildung 6.7: Aus den Messungen der Reibungskraft berechnete Einfangradien im Vergleich mit dem OML-Radius nach Barnes et al. [4] und dem kritischen Stoßparameter b_b nach Khrapak et al. [34]. Durch die Abhängigkeit von v_s geht der OML-Radius für $v_{dr} \rightarrow 0$ gegen einen endlichen Grenzwert, entsprechend $v_s(v_{dr} = 0) = v_{th}$. Zum Vergleich ist daher der zusätzlich der OML-Radius bei Verwendung von v_{dr} angegeben.

parametern b_b . Hierbei ist allerdings zu beachten, daß die in [34] angegebenen Formeln Näherungen an Modellrechnungen darstellen.

Weiterhin ist in Abb. 6.7 der von [4] angegebene Einfangradius nach Gl. (3.41) angegeben. Dieser entspricht dem Einfangradius nach dem OML-Modell, wobei hier statt der Ionendriftgeschwindigkeit v_{dr} die mittlere Geschwindigkeit v_s steht. Daher wird hier zusätzlich der OML-Radius für v_{dr} dargestellt. Da v_s minimal $v_{th} = 350$ m/s wird, zeigt der Einfangradius nach Barnes et al. [4] nicht den bei b_b und $b_c(v_{dr})$ beobachteten starken Anstieg für $v_{dr} \rightarrow 0$.

Da bei der Herleitung des OML-Modells ein Coulombpotential angenommen wurde, stößt dieses Modell bei einem Partikelradius $r_P \approx \lambda_D$ an seine Grenzen. Weil aufgrund der Abschirmwirkung des Plasmas die Wechselwirkung zwischen anströmendem Ion und Staupartikel schwächer ist als bei einem reinen Coulombfeld, muß das Anwachsen des effektiven Sammelradi-

us b_c mit sinkender Ionengeschwindigkeit für $b_c \gtrsim \lambda_D$ zunehmend schwächer verlaufen, als es das OML-Modell beschreibt. Die bei niedrigen Ionenenergien gemessenen Einfangradien liegen um einen Faktor 2/3 unter den OML-Radien.

6.3 Abschließende Bemerkungen

Die vorgestellten Meßergebnisse zeigen, daß bei Partikelradien $r_p \approx \lambda_D$ die Ionenreibungskraft von dem Impulsübertrag der absorbierten Ionen dominiert wird.

Da $T_e \gg T_i$ ist, wird die Abschirmung in dem vorliegenden Experiment von den Ionen dominiert. Dies konnte sowohl bei kleinen Ionenenergien ($E_B \approx 0,05$ eV), bei denen eine Ionendrift vorlag, als auch bei großen Ionenenergien bis zu 45 eV beobachtet werden. Bei den Messungen bei großen Ionenenergien ist allerdings zu beachten, daß nur ein kleiner Anteil (max. 5%) der Ionen eine hohe Bewegungsenergie besaß. Die Wahl der Abschirmlänge sollte somit den vorliegenden Bedingungen angepaßt werden.

Bei den Messungen bei kleinen Ionenenergien wurden deutlich geringere effektiven Einfangradien der Ionen beobachtet, als sie das OML-Modell voraussagt. Zur Beschreibung des Ioneneinfanges bei kleinen Ionenenergien $\beta \gg 1$ und großen Partikelradien $r_p \approx \lambda_D$ scheint daher das OML-Modell nicht angemessen, da es die Abschirmwirkung des Plasmas nicht berücksichtigt, so daß der effektive Einfangradius überschätzt wird.

Dies kann weitreichende Folgen haben. So sinkt durch eine Reduktion des effektiven Einfangradius der thermische Ionenstrom auf ein Partikel. Wird dieser bei der Berechnung der Partikelladung nach dem OML-Modell bestimmt, kann dies zu einer Unterschätzung der Partikelladung führen. Im vorliegenden Experiment wird die Staubladung durch eine Verringerung des Ionenstromes allerdings nur schwach erhöht, so daß sich im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Korrekturen ergeben. Dennoch erscheint es notwendig, verbesserte Theorien der Aufladung zu entwickeln.

Modelle, die die Debye-Abschirmung berücksichtigen, scheinen daher geeigneter zu sein, die Ionenströme und Reibungskräfte auf ausgedehnte Partikel in mit $r_p \approx \lambda_D$ zu beschreiben. Der kritische Stoßparameter b_b , der in dem Modell von *Khrapak et al.* anstelle des OML-Radius verwendet wird [34], liefert eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Dissertation wurde die Reibungskraft, die strömende Ionen in einem Plasma auf ein geladenes Mikropartikel ausüben, gemessen und mit den vorherrschenden Theorien verglichen. Hierzu wurden die wesentlichen, die Ionenreibungskraft bestimmenden Parameter experimentell bestimmt.

Durch eine umfangreiche Plasmadiagnostik wurde das die Staubpartikel umgebende Plasma charakterisiert. Mit den gemessenen Plasmaparametern konnte die Staubladung mit dem Aufladungsmodell nach der OML-Theorie bestimmt werden. Dieses Aufladungsmodell wurde durch die erstmals in einer Gleichstromentladung eingesetzte Resonanzmethode verifiziert.

In der Doppelplasmamaschine konnten Ionenströmungen bei kleinen und großen Ionenenergien erzeugt und charakterisiert werden.

Es wurde gezeigt, daß das in der Entladungskammer herrschende elektrische Feld eine niederenergetische Ionendrift hervorruft. Diese Ionenbewegung konnte quantitativ durch ein Driftmodell beschrieben werden, wobei sich die Ionengeschwindigkeit durch Messung des elektrischen Feldes und des Dichtegradienten in der Entladung bestimmen ließ. Die so ermittelte Ionengeschwindigkeit betrug $v_{dr} \approx 500$ m/s, lag also in der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit der Ionen.

Ein höherenergetischer Ionenstrahl wurde durch Vorspannung der Sourceanode durch das Trenngitter in die Targetkammer injiziert. Die den Ionenstrahl charakterisierende Strahldichte n_B und die Strahlionenenergie E_B konnten mit Hilfe von Energieanalysatoren gemessen werden. Die Meßgenauigkeit bei kleinen Ionenenergien $E_B < 10$ eV wurde durch die Entwicklung eines Modulationsverfahrens zur Unterdrückung der Hintergrundplasmaionen entscheidend verbessert. Es konnte somit gezeigt werden, daß ein großflächiger Ionenstrahl mit Ionenenergien $E_B = (3...45)$ eV und einer relativen Strahldichte $n_B/n_i = (2...5)$ % in die Targetkammer injiziert werden konnte.

Die Reibungskraft, die die strömenden Ionen auf geladene Mikropartikel ausüben, konnte durch Fallversuche experimentell bestimmt werden. Hierzu wurde der Ablenkwinkel frei fallender Staubpartikel gemessen. Es wurde gezeigt, daß diese Ablenkung nahezu ausschließlich aus der Ionenreibung resultiert, da die elektrische Feldkraft und Thermophorese in dem gewählten Aufbau zu vernachlässigen waren. Eine Messung der Ablenkwinkel der frei fallenden Partikel ermöglichte somit eine direkte Messung der Ionenreibungskraft bei kleinen und großen Ionenenergien.

Die gemessenen Ionenreibungskräfte wurden mit den gängigen Theorien verglichen. Eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und dem Modell von *Barnes et al.* [4] konnte bei großen Ionenenergien $E_i \geq 3$ eV nur erzielt werden, wenn die Debyelänge λ_D , die wegen $T_e \gg T_i$ im Wesentlichen der Ionendebyelänge λ_i entspricht, als Abschneideparameter b_{max} gewählt wird. Wurde stattdessen die Elektronendebyelänge λ_{De} als Abschneideparameter b_{max} gewählt, so ergab sich eine qualitativ und quantitativ signifikante Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment. Durch diesen Vergleich konnte gezeigt werden, daß in dem vorliegenden Experiment die Abschirmlänge durch die Ionen dominiert wird. Dieser Sachverhalt konnte insofern erklärt werden, als der Anteil der höherenergetischen Ionen gegenüber den thermischen Ionen maximal 5% beträgt, und somit die thermischen Ionen die Abschirmung des Partikels verursachen. Auch bei den Messungen bei kleinen Ionenenergien, bei denen sämtliche Plasmaionen eine Driftbewegung ausüben, konnte keine Vergrößerung der Abschirmlänge beobachtet werden.

Weiterhin konnte gezeigt werden, daß bei großen Partikeln $r_p \approx \lambda_D$ die Ionenreibungskraft hauptsächlich auf den Impulsübertrag absorbiertener Ionen zurückzuführen ist. Der Beitrag der Orbitkraft ist demgegenüber bei den hier betrachteten Ionenenergien zu vernachlässigen, da sämtliche Ionen, die eine Großwinkelstreuung erfahren, die Partikeloberfläche erreichen und absorbiert werden.

Diese Beobachtung ermöglicht es, aus den gemessenen Ionenreibungskräften den Absorptionsradius b_c zu bestimmen. Es konnte gezeigt werden, daß der gemessene Absorptionsradius b_c für große Ionenenergien in guter Übereinstimmung mit dem Absorptionsradius nach dem OML-Modell steht. Da bei Ionenenergien $E_i \geq 3$ eV in den vorliegenden Messungen $b_{c,OML} \lesssim \lambda_D$ ist, kann die im OML-Modell enthaltene Näherung des nicht abgeschirmten Coulombpotentials aufrechterhalten werden.

Bei kleineren Ionenenergien wird jedoch $b_{c,OML} > \lambda_D$, so daß hier der Abschirmung Rechnung getragen werden muß. Die vorliegenden Messungen zeigen deutlich, daß das OML-Modell für kleine Ionenenergien $E_i \approx 0,05$ eV den Absorptionsradius um einen Faktor 2 überschätzt. Ein Vergleich mit dem Modell von *Khrapak et al.* [34] zeigt, daß der kritische Stoßparameter b_b , der

sich aus der Analyse der Ionentrajektorien in einem Debye-Hückel-Potential ergibt, den Ioneneinfang wesentlich besser beschreibt.

Die vorliegende Untersuchung trägt somit dazu bei, die Theorien der Ionenreibungskraft und der Aufladung auf Partikelradien $r_p \approx \lambda_D$ zu erweitern. Sie zeigt, daß aktuelle Modelle, die die Abschirmung berücksichtigen, eine gute Übereinstimmung mit den experimentell gemessenen Einfanggradienten liefern. Zudem sollte sie anregen, bei der Berechnung der Ionenreibungskraft die Wahl der Abschirmlänge zu überdenken und gegebenenfalls den in dem Plasma herrschenden Bedingungen anzupassen.

Eine konsequente Weiterführung der in dieser Arbeit beschriebenen Messungen würde die Messung der Ionenreibungskraft bei kleinen Partikelradien $r_p \ll \lambda_D$ erfordern, um weiterreichende Aussagen über die Orbitkraft treffen zu können. Es steht zu hoffen, daß die sich hierbei ergebenden experimentellen Probleme gelöst werden können. Zum einen gewinnt bei kleinen Partikeln die Neutralgasreibung gegenüber der Gravitation an Bedeutung, so daß sich die Partikel nicht mehr im freien Fall befinden, zum anderen sind sie aufgrund der geringen Lichtintensität gegenüber dem Leuchten der Filamente experimentell nur schwer zu beobachten.

Literaturverzeichnis

- [1] WHIPPLE, E. C. Rep. Prog. Phys., 44:1197, 1981.
- [2] GOERTZ, C. K. Rev. Geophys., 27:271, 1989.
- [3] NORTHROP, T. G. Physica Scripta, 45:475, 1992.
- [4] BARNES, M. S., J. H. KELLER, J. C. FORSTER, J. A. O'NEILL und D. K. COULTAS. Phys. Rev. Lett., 68:313, 1992.
- [5] PIEL, A. und A. MELZER. Plasma Phys. Control. Fusion, 44:R1, 2002.
- [6] TSYTOVICH, V. N., G. E. MORFILL und H. THOMAS. Plasma Physics Reports, 28:623, 2002.
- [7] RAO, N. N., P. K. SHUKLA und M. Y. YU. Planet. Space Sci., 38:543, 1990.
- [8] VERHEEST, F. Planet. Space Sci., 40:1, 1992.
- [9] D'ANGELO, N. J. Phys. D: Appl. Phys., 28:1009, 1995.
- [10] BARKAN, A., R. L. MERLINO und N. D'ANGELO. Phys. Plasmas, 2:3563, 1995.
- [11] PIEPER, J. B. und J. GOREE. Phys. Rev. Lett., 77:3137, 1996.
- [12] THOMPSON, C., A. BARKAN, N. D'ANGELO und R. L. MERLINO. Phys. Plasmas, 4:2331, 1997.
- [13] MELANDSØ, F. Phys. Plasmas, 3:3890, 1996.
- [14] IKEZI, H. Phys. Fluids, 29:1764, 1986.
- [15] MORFILL, G., H. M. THOMAS und M. ZUZIC: *Plasma Crystals - A review*. In: SHUKLA, P. K., D. A. MENDIS und T. DESAI (Herausgeber): *Advances in Dusty Plasmas*, Seite 99. World Scientific, Singapore.

- [16] MORFILL, G. E., H. M. THOMAS, U. KONOPKA und M. ZUZIC. Phys. Plasmas, 6:1769, 1999.
- [17] CHU, J. H., J. B. DU und LIN I. J. Phys. D: Appl. Phys., 27:296, 1994.
- [18] THOMAS, H., G. E. MORFILL, V. DEMMEL, J. GOREE, B. FEUERBACHER und D. MÖHLMANN. Phys. Rev. Lett., 73:652, 1994.
- [19] HAYASHI, Y. und K. TACHIBANA. Jpn. J. Appl. Phys., 33:L804, 1994.
- [20] CHU, J. H. und LIN I. Phys. Rev. Lett., 72:4009, 1994.
- [21] MELZER, A., T. TROTTEBERG und A. PIEL. Phys. Lett. A, 191:301, 1994.
- [22] MADDOX, J. Nature, 370:411, 1994.
- [23] PETERSON, I. Science News, 146:84, 1994.
- [24] PIEL, A. Physics World, Seite 23, 8 1994.
- [25] ROTHERMEL, H., T. HAGL, G. E. MORFILL, M. H. THOMA und H. M. THOMAS. Phys. Rev. Lett., 89:175001–1, 2002.
- [26] THOMAS, E., B. M. ANNARATONE, G. E. MORFILL und H. ROTHERMEL. Phys. Rev. E, 66:016405–1, 2002.
- [27] MORFILL, G. E., H. M. THOMAS, U. KONOPKA, H. ROTHERMEL, M. ZUZUC, A. IVLEV und J. GOREE. Phys. Rev. Lett., 83:1598, 1999.
- [28] THOMAS, H. M., D. D. GOLDBECK, T. HAGL, A. V. IVLEV, U. KONOPKA, G. E. MORFILL, H. ROTHERMEL, R. S. SÜTTERLIN und M. ZUZIC. Physica Scripta, 89:16, 2001.
- [29] THOMAS, H. M., G.E. MORFILL, T. HAGL, A. IVLEV, U. KONOPKA, H. ROTHERMEL, M. ZUZIC, A.P. NEFEDOV, V.E. FORTOV, V.I. MOLOTKOV, O. PETROV, A. LIPAIEV, A. IVANOV, Y.P. SEMIONOV, S.K. KRIKALEV, Y.P. GIDZENKO, W.A. SHEPHERD und J.A. GOREE: *Dusty Plasma experiments on the space station and related theory/simulations - overview*. In: SCHOLER, M. (Herausgeber): *Proceedings of the International Space Simulation Symposium - 6*. Copernicus Gesellschaft, 2001.
- [30] RUTHERFORD, E. Phil. Mag., 21:661, 1911.

- [31] NORTHROP, T. G. und T. J. BIRMINGHAM. *Planet. Space Sci.*, 38:319, 1990.
- [32] KILGORE, M. D., J. E. DAUGHERTY, R. K. PORTEOUS und D. B. GRAVES. *J. Appl. Phys.*, 73:7195, 1993.
- [33] KHRAPAK, S. A., A. V. IVLEV, G. E. MORFILL und H. M. THOMAS. *Phys. Rev. E*, 66:046414-1-046414-4, 2002.
- [34] KHRAPAK, S. A., A.V. IVLEV, G. E. MORFILL und S. K. ZHDANOV. *Phys. Rev. Lett.*, 90:225002-1-225002-4, 2003.
- [35] GOREE, J., G. E. MORFILL, V. N. TSYTOVICH und S. V. VLADIMIROV. *Phys. Rev. E*, 59:7055, 1999.
- [36] TSYTOVICH, V. N., S. V. VLADIMIROV, G. E. MORFILL und J. GOREE. *Phys. Rev. E*, 63:056609, 2001.
- [37] AKDIM, M. R. und W. J. GOEDHEER. *Phys. Rev. E*, 65:015401, 2002.
- [38] AKDIM, M. R., W. J. GOEDHEER und R. P. DAHIYA. *New J. Phys.*, 5:20.1, 2003.
- [39] MOTT-SMITH, H. M. und I. LANGMUIR. *Phys. Rev.*, 28:727, 1926.
- [40] CHEN, F. F. *J. Appl. Phys.*, 36:675, 1965.
- [41] ALLEN, J. E. *Physica Scripta*, 45:497, 1992.
- [42] SELWYN, G. S., J. SINGH und R. S. BENNETT. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 7:2758, 1989.
- [43] SELWYN, G. S., J. S. MCKILLOP, K.L. HALLER und J.J. WU. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 8:1726, 1990.
- [44] BOUCHOULE, A., A. PLAIN, L. BOUFENDI, J. PH. BLONDEAU und C. LAURE. *J. Appl. Phys.*, 70:1991, 1991.
- [45] BELENGUER, PH., J. PH. BLONDEAU, L. BOUFENDI, M. TOOGOOD, A. PLAIN, A. BOUCHOULE, C. LAURE und J. P. BOEUF. *Phys. Rev. A*, 46:7923, 1992.
- [46] HOLLENSTEIN, CH. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 42:R93, 2000.
- [47] PERRIN, J., J. SCHMITT, CH. HOLLENSTEIN und A. HOWLING. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 42:B353, 2000.

- [48] ZAFIU, C., A. MELZER und A. PIEL. Phys. Plasmas, 9:4794, 2002.
- [49] ZAFIU, C., A. MELZER und A. PIEL. Phys. Plasmas, 10:1278, 2003.
- [50] DEBYE, P. und E. HÜCKEL. Phys. Z., 24:185, 1923.
- [51] LAMPE, M., R. GOSWAMI, Z. STERNOVSKY, S. ROBERTSON, V. GAVRISHCHAKA, G. GANGULI und G. JOYCE. 10:1500, 2003.
- [52] OTANI, N. und A. BHATTACHARJEE. Phys. Rev. Lett., 78:1468, 1997.
- [53] WANG, X. und A. BHATTACHARJEE. Phys. Plasmas, 3:1189, 1996.
- [54] WHIPPLE, E. C., T. G. NORTHROP und D. A. MENDIS. J. Geophys. Res., 90 A8:7405, 1985.
- [55] ALLEN, J. E., R. L. F. BOYD und P. REYNOLDS. Proc. Roy. Soc. (London), 70:297, 1957.
- [56] HACHENBERG, O. und W. BRAUER. Adv. Electron. Phys., 11:413, 1959.
- [57] GIBBONS, D. J.: *Handbook of Vacuum Physics, Vol. 2*. Pergamon Press, Oxford, 1966.
- [58] HAGSTRUM, H. D. Phys. Rev., 123:758, 1961.
- [59] COLLIGON, J. S. Vacuum, 11:272, 1961.
- [60] KNUDSEN, W. C. und K. K. HARRIS. J. Geophys. Res., 78:1145, 1973.
- [61] CHOW, V. W., D. A. MENDIS und M. ROSENBERG. J. Geophys. Res., 98:19065, 1993.
- [62] KOLLATH, R.: *Sekundärelektronen-Emission fester Körper bei Bestrahlung mit Elektronen*. Springer, Berlin, 1956.
- [63] ROSENBERG, M., D. A. MENDIS und D. P. SHEEHAN. IEEE Trans. Plasma Sci., 27:239, 1999.
- [64] HAVNES, O., C. K. GOERTZ, G. E. MORFILL, E. GRÜN und W. IP. J. Geophys. Res., 92 A3:2281, 1987.
- [65] HAVNES, O., T. K. AANESEN und F. MELANDSØ. J. Geophys. Res., 95:6581, 1990.

- [66] GOREE, J. Plasma Sources Sci. Technol., 3:400, 1994.
- [67] CUI, CH. und J. GOREE. IEEE Trans. Plasma Sci., 22:151, 1994.
- [68] MATSOUKAS, TH. und M. RUSSELL. J. Appl. Phys., 77:4285, 1995.
- [69] MATSOUKAS, TH. und M. RUSSELL. IEEE Trans. Plasma Sci., 77:4285, 1995.
- [70] EPSTEIN, P. S. Phys. Rev., 23:710, 1924.
- [71] TALBOT, L., R. K. CHENG, R. W. SCHEFER und D. R. WILLIS. J. Fluid Mech., 101:737, 1980.
- [72] DAUGHERTY, J. E. und D. B. GRAVES. J. Appl. Phys., 78:2279, 1995.
- [73] VESTNER, H. und L. WALDMANN. Physica, 86A:303, 1977.
- [74] VESTNER, H. und J. HALBRITTER. Z. Naturforschung, 36a:559, 1981.
- [75] PERRIN, J., P. MOLINÁS-MATA und P. BELENGUER. J. Phys. D: Appl. Phys., 27:2499, 1994.
- [76] NITTER, T. Plasma Sources Sci. Technol., 5:93, 1996.
- [77] CHEN, K., TH. KAPLAN und M. MOSTOLLER. Phys. Rev. Lett., 74:4019, 1995.
- [78] MELZER, A. private Mitteilungen.
- [79] BITTENCOURT, J. A.: *Fundamentals of Plasma Physics*. Pergamon Press, Oxford, 1986.
- [80] LIBOFF, R. L. Phys. Fluids, 2:40, 1959.
- [81] BERNSTEIN, I. und I. RABINOWITZ. Phys. Fluids, 2:112, 1959.
- [82] DAUGHERTY, J. E., R. K. PORTEOUS, M. D. KILGORE und D. B. GRAVES. J. Appl. Phys., 72:3934, 1992.
- [83] LAMPE, M., V. GAVRISHCHAKA, G. GANGULI und G. JOYCE. Phys. Rev. Lett., 86:5278, 2001.
- [84] LAMPE, M. J. Plasma Phys., 65:171, 2001.
- [85] LAMPE, M., V. GAVRISHCHAKA, G. GANGULI und G. JOYCE. Physica Scripta, 98:91, 2002.

- [86] LAFRAMBOISE, J. G.: *Institute for Aerospace Studies Report No. 100*. University of Toronto, Toronto, 1966.
- [87] HAHN, H.-S., E. A. MASON und F. J. SMITH. *Phys. Fluids*, 14:278, 1971.
- [88] KLOSTERMANN, H.: *Experimentelle Untersuchung von Oszillationen der Ionenschicht im Gitterbereich einer Doppelplasmaanlage*. Doktorarbeit, Christian-Albrechts-Universität Kiel, 1997.
- [89] GRESILLON, D. und F. DOVEIL. *Phys. Rev. Lett.*, 34:77, 1975.
- [90] FRIED, B. D. und R. W. GOULD. *Phys. Fluids*, 4:139, 1961.
- [91] JOYCE, G., K. LONNGREN, I. ALEXEFF und W. D. JONES. *Phys. Fluids*, 12:2592, 1969.
- [92] SATO, N., H. SUGAI und R. HATAKEYAMA. *Phys. Rev. Lett.*, 34:931, 1975.
- [93] WEIBEL, E. S. und M. Q. TRAN. *Phys. Fluids*, 19:1375, 1976.
- [94] BARRETT, P. J. und R. G. GREAVES. *Phys. Fluids B*, 1:1776, 1989.
- [95] BURAGOHAIN, A., J. CHUTIA und Y. NAKAMURA. *Phys. Lett. A*, 163:425, 1992.
- [96] HONZAWA, T., R. SAITO und Y. SAITOU. 3:89, 1996.
- [97] PIEL, A., H. KLOSTERMANN, A. ROHDE, N. JELIĆ und R. W. SCHRITTWIESER. *Phys. Lett. A*, 216:296, 1996.
- [98] TAYLOR, R. J., K. R. MACKENZIE und H. IKEZI. *Rev. Sci. Instrum.*, 43:1675, 1972.
- [99] LIMPAECHER, R. und K. R. MACKENZIE. *Rev. Sci. Instrum.*, 44:726, 1973.
- [100] LEUNG, K. N., T. K. SAMEC und A. LAMM. *Phys. Lett. A*, 51:490, 1975.
- [101] SWIFT, J. D. und M. J. R. SCHWAR: *Electrical Probes for Plasma Diagnostics*. Iliffe Books, London, 1970.
- [102] HERSHKOWITZ, N.: *How Langmuir Probes Work*. In: AUCIELLO, O. und D. L. FLAMM (Herausgeber): *Plasma Diagnostics*, Band 1. Academic Press, New York, 1993.

- [103] CHEN, F. F.: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Plenum Press, New York, 1984.
- [104] ALLEN, J. E. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 4:234, 1995.
- [105] WEBER, W. J., R. J. ARMSTRONG und J. TRULSEN. *J. Appl. Phys.*, 50:4545, 1979.
- [106] ARMSTRONG, R. *Int. J. Electronics*, 49:339, 1980.
- [107] NAKAMURA, Y., Y. NOMURA und R. L. STENZEL. *J. Appl. Phys.*, 52:1197, 1980.
- [108] SKØELV, A., R. J. ARMSTRONG und J. TRULSEN. *Phys. Fluids*, 27:2744, 1984.
- [109] KNUDSEN, W. C. *J. Geophys. Res.*, 71:4669, 1966.
- [110] DONLEY, J. L. *Proc. IEEE*, 57:1061, 1969.
- [111] HUTCHINSON, I. H.: *Principles of plasma diagnostics*. Cambridge Press, Cambridge, 1987.
- [112] SERBU, G. P. und E. J. R. MAIER. *J. Geophys. Res.*, 71:3755, 1966.
- [113] MAIER, E. J. R. *J. Geophys. Res.*, 74:815, 1969.
- [114] CHANDRA, S., B. E. TROY, J. L. DONLEY und R. E. BOURDEAU. *J. Geophys. Res.*, 75:3867, 1970.
- [115] TROY, B. E. und E. J. MAIER. *J. Geophys. Res.*, 80:2236, 1975.
- [116] STEPHANAKIS, S. und W. H. BENNETT. *Rev. Sci. Instrum.*, 39:1714, 1968.
- [117] DONSO, G. und P. MARTIN. *Rev. Sci. Instrum.*, 57:1501, 1986.
- [118] DONSO, G., P. MARTIN und J. PUERTA. *Rev. Sci. Instrum.*, 57:1507, 1986.
- [119] DONSO, G. und P. MARTIN. *Rev. Sci. Instrum.*, 61:3381, 1990.
- [120] WIESEMANN, K.: *Der Einfluß einer Blende auf die Verteilungsfunktion der Elektronen in einem Gasentladungsplasma*. Doktorarbeit, Philipps-Universität Marburg/Lahn, 1968.

- [121] KATSCH, H.-M.: *Die Phasenraumdifffusion eines Strahls überthermischer Elektronen durch Coulombstöße in einem stark ionisierten Plasma*. Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1977.
- [122] HOROWITZ, P. und W. HILL: *The Art of Electronics*. Cambridge University Press, Cambridge (UK), 1991.
- [123] TROTTEBERG, T. private Mitteilungen.
- [124] TROTTEBERG, T., A. MELZER und A. PIEL. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 4:450, 1995.
- [125] PETERS, S., A. HOMANN, A. MELZER und A. PIEL. *Phys. Lett. A*, 223:389, 1996.
- [126] HOMANN, A., A. MELZER, S. PETERS, R. MADANI und A. PIEL. *Phys. Rev. E*, 56:7138, 1997.
- [127] HOMANN, A., A. MELZER und A. PIEL. *Phys. Rev. E*, 59:3835, 1999.
- [128] RIEMANN, K. U. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 24:493, 1991.
- [129] CHILD, C. D. *Phys. Rev.*, 32:498, 1911.
- [130] LANGMUIR, I. *Phys. Rev.*, 2:450, 1913.
- [131] LANGMUIR, I. *Phys. Rev.*, 21:419, 1923.
- [132] SCHULZ, P.: *Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern*. G. Braun, Karlsruhe, 1974.
- [133] BRANSDEN, B. H. und C. J. JOACHAIN: *Physics of Atoms and Molecules*. Wiley, New York, 1992.
- [134] SMIRNOV, B. M. *Usp. Fiz. Nauk*, 171:233, 2001.
- [135] LANGEVIN, P. *Ann. Chim. Phys.*, 28:289, 1905.
- [136] MCDANIEL, E. W.: *Collision phenomena in ionized gases*. Wiley, New York, 1964.
- [137] MCDANIEL, E. W., J. B. A. MITCHELL und M. E. RUDD: *Atomic collisions: Heavy particle projectiles*. Wiley, New York, 1993.
- [138] LIEBERMANN, M. A. und A. J. LICHTENBERG: *Principles of plasma discharges and material processing*. John Wiley and Sons Inc., New York, 1994.

- [139] SMIRNOV, B. M.: *Physics of weakly ionized gases*. Mir, Moskau, 1981.
- [140] DALGARNO, A., M. R. C. MCDOWELL und A. WILLIAMS. Phil. Trans. Roy. Soc. (London), A-250:411, 1958.
- [141] HORNBECK, J. A. Phys. Rev., 83:374, 1951.
- [142] HORNBECK, J. A. Phys. Rev., 84:615, 1951.
- [143] CHUTIA, J., S. SATO, H. KUBO und Y. NAKAMURA. J. Plasma Phys., 46:463, 1991.
- [144] LAMPE, M., G. JOYCE, G. GANGULI und V. GAVRISHCHAKA. Phys. Plasmas, 7:3851, 2000.

Danksagungen

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. A. Piel bedanken. Er hat mich schon frühzeitig im Rahmen des DEOS-Projektes für die Plasmaphysik begeistert, und konnte anschließend mein Interesse an den komplexen Plasmen wecken. Sein ständiges Interesse an meiner Arbeit hat mich manche experimentelle Durststrecke überwinden lassen.

Weiterhin sei Dr. Dietmar Block gedankt, der mir half, so manchen verworrenen Gedanken „geradezurücken“ und diese Arbeit dem Leser sicherlich verständlicher zu machen.

Den Herren Dipl. Phys. Thomas Trottenberg und Dipl. Phys. Björn Brede, die mit mir das Labor teilten, sei für das nette Arbeitsklima gedankt. Es war eine schöne Zeit, mit vielen fruchtbaren Diskussionen. Insbesondere die ausgiebige Lecksuche an der Matilda mit den vielen vergossenen Litern Isopropanol wird mir immer im Gedächtnis bleiben. Thomas sei insbesondere für die Entwicklung der Piezotreiberkarte und das Korrekturlesen dieser Arbeit gedankt.

Herrn Dipl. Phys. Jan Piening, der mein Interesse für alle technischen Dinge teilt, sei für die vielen anregenden Diskussionen und gemeinsamen Basteleien gedankt.

Auch alle anderen derzeitigen und ehemaligen Mitarbeiter aus der Atom- und Plasmaphysik seien hier erwähnt.

Für die exzellente Umsetzung sämtlicher Konstruktionen sei Herrn M. Brix und seinen Werkstattmitarbeitern gedankt. Es war stets ein großes Vergnügen, die Dinge in Händen zu halten, von denen ich zumeist vorher nur eine vage Vorstellung hatte. Und sie funktionierten alle.

Herrn W. Krüger danke ich für den Bau der unzähligen Trenngitter der Energieanalysatoren. Ich habe sie tatsächlich fast alle gebraucht.

Ein großes Dankeschön geht an Frau M. Seeger, Frau S. Reinert und Frau S. Thiedemann für die unschätzbare Hilfe in verwaltungstechnischen Dingen.

Meinen Freunden danke ich für das Verständnis dafür, daß ich sie zeitweise auf das sträflichste vernachlässigt habe.

Zu guter Letzt sei meiner Familie gedankt:

Meinen Eltern dafür, daß sie mir mein Studium und überhaupt alles ermöglicht haben, und viel zu oft meine Launen ertragen mussten.

Meiner Freundin Marijana und meiner Tochter Kaja dafür, daß sie mich einfach glücklich machen.

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 zum Teil an einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen.
Kiel,

Lebenslauf

Name: Hirt, Markus
geboren: 05.05.1974 in Kiel
Familienstand: ledig, ein Kind
Staatsang.: Deutsch

Schulbildung: 1980 - 1984 Grundschule am Sonderburger Platz (Kiel)
1984 - 1993 Ernst-Barlach-Gymnasium (Kiel)
Abitur am 19.07.1993

Zivildienst: 02.08.1993 - In der katholischen Kirchengemeinde
31.10.1994 St. Heinrich (Kiel)

Studium: 1994 - 1999 Studium der Physik an der Christian-
Albrechts-Universität zu Kiel

Vordiplom vom 22.05.1996 - 05.11.1996

01.02.1998 - 31.12.1999 Wiss. Hilfskraft im
Inst. f. Exp. und Angew. Physik im DEOS-
Projekt

01.12.1998 - 18.12.1999 Anfertigung der Di-
plomarbeit „Langmuirsondendiagnostik in
der Ionosphäre“, Note: sehr gut

2000 - 2003 Promotion am Inst. f. Exp. und Angew. Phy-
sik der Christian-Albrechts-Universität zu
Kiel in der Arbeitsgruppe Plasmadynamik
zum Thema „Messung der Reibungskraft an
frei fallenden Partikeln in einem Plasma“