

UNIVERSITÄT STUTTGART

FORTGESCHRITTENEN PRAKTIKUM
WINTERSEMESTER 2018/2019

Elektrische Sonden im Plasma

Gruppe: M09

Alexander Sattler

Michael Marquardt

Versuchsdatum: Montag 19. November 2018

Betreuer: Til Ullmann

INHALT

I. Grundlagen	2
A. Plasma	2
B. Langmuir-Sonde	3
C. Doppel-Sonde	5
II. Versuchsdurchführung	7
A. Aufbau	7
B. Durchführung	8
III. Auswertung	8
A. Langmuir-Sonde	8
B. Doppel-Sonde	14
C. Radialprofil	19
IV. Unsicherheitsbetrachtung	25
V. Zusammenfassung	25
Literatur	25

I. GRUNDLAGEN

A. Plasma

Ein Gas, das teilweise oder vollständig ionisiert ist, wird als Plasma [1] bezeichnet. Bei der Ionisation dissoziieren die Gasteilchen in Elektronen und Ionen. Die Konzentration der beiden Ladungsarten ist ungefähr gleich groß. Deshalb ist ein Plasma nach außen hin neutral, obwohl es aus geladenen Teilchen besteht. Diese Eigenschaft wird als Quasineutralität bezeichnet. Damit verbunden ist die Eigenschaft, dass ein Plasma elektromagnetische Felder abschirmen kann. Die Debye-Länge λ_D ist die Länge, nach der das Feld auf das $1/e$ fache seines ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Sie ist definiert als

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{e^2 n_e}}, \quad (\text{I.1})$$

wobei T_e die Temperatur der Elektronen, n_e die Teilchenzahldichte der freien Elektronen, e die Elementarladung und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante ist. Die Kugel mit der Debye-Länge als Radius wird als Debye-Kugel bezeichnet. Bevor ein ionisiertes Gas als Plasma bezeichnet werden kann, gibt es Bedingungen die erfüllt sein müssen. Eine Bedingung ist, dass die Ausdehnung des ionisierten Gases deutlich größer ist als die Debye-Länge. Zusätzlich muss es eine hinreichend große Anzahl Teilchen geben, die sich innerhalb der Debye-Kugel befinden. Des weiteren muss die Zeit zwischen den Stößen zweier Gasteilchen viel größer als die Periodendauer der Plasmaoszillation sein. Bei der Plasmaoszillation handelt es sich um eine periodische Oszillation der Ladungsdichte. Die Ursache dafür ist, dass die Elektronen in den Potentialen der positiven Ionen schwingen. Die Frequenz der Oszillation ist die Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (\text{I.2})$$

wobei m_e die Elektronenmasse ist. In der Mitte der Kugel befindet sich ein geladenes Teilchen. Um dieses Teilchen befinden sich aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung mehr entgegengesetzt geladenen Teilchen, als gleich geladene Teilchen. Folglich entsteht um das geladene Teilchen ein entgegengesetzt geladener Bereich. Dieser Bereich schirmt die Ladung nach außen hin ab. Die Erzeugung eines Plasmas kann auf unterschiedliche Arten erfolgen. Bei einer selbstständigen Gasentladung kommt es durch Anlegen einer genügend hohen Gleichspannung zu einem Ladungstransport, wie zum Beispiel bei einer Glimmentladung. Der schematische Aufbau einer Glimmentladung und der Spannungsverlauf ist in der Abbildung 1 dargestellt. Dabei wird an zwei Elektroden ein elektrisches Feld angelegt. Der Spannungsabfall zwischen der Kathode und dem negativem Glimmlicht wird als Kathodenfall bezeichnet.

Durch das elektrische Feld wird den Gasteilchen Energie zugeführt und diese dadurch ionisiert. Die ionisierten Gasteilchen haben dadurch ausreichend Energie, um durch Stöße weitere Gasteilchen zu Ionisieren. Dieser Vorgang wird als Stoßionisation bezeichnet. Eine Stoßionisation ist eine selbständige Gasentladung, da dieser Vorgang unabhängig von äußeren Einflüssen stattfinden kann. Die durchschnittliche Strecke die ein Teilchen zwischen zwei Stößen zurücklegen kann, wird als mittlere freie Weglänge bezeichnet.

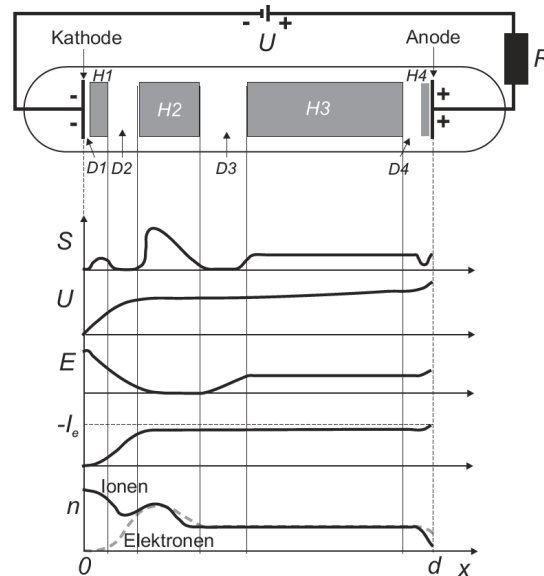


Abb. 1: Schematischer Aufbau und einige Parameterverläufe einer Glimmentladung. Der Aufbau kann in verschiedene Bereiche unterteilt werden: Kathodenschicht (H1), negative Glimmzone (H2), positive Säule (H3) und Anodische Glühzone (H4), sowie Aston- (D1), Hittorf- (D2), Farraday- (D3) und Anodischer Dunkelraum (D4). Unterhalb des schematischen Aufbaus sind einige Parameterverläufe dargestellt: Leuchtstärke, Potential, elektrische Feldstärke, Strom durch Elektronen und Gesamtstrom (gestrichelt), Elektronen- (gestrichelt) und Ionendichte. [1]

Bei den Ladungsträgern in einem Plasma handelt es sich um Elektronen und positiv geladenen Ionen. Das leichteste Ion wäre ein einzelnes Proton. Das Massenverhältnis zwischen den unterschiedlichen Ladungsträgern unterscheidet sich somit deutlich, da ein Proton ungefähr 1800 mal schwerer ist als ein Elektron. Dieser Unterschied ist für die Eigenschaften eines Plasmas von großer Bedeutung und kann auch für die Untersuchung eines Plasmas benutzt werden. Darauf wird im Kapitel IB detaillierter eingegangen. Bei einem Plasma kann häufig eine Leuchterscheinung beobachtet werden. Diese wird verursacht durch Strahlungsemission der angeregten Atome. Bei sehr hohen und bei sehr tiefen Temperaturen gibt es dies nicht. Bei sehr tiefen Temperaturen sind keine Atome in einem angeregtem Zustand und somit kann auch kein Elektron auf einen Zustand niedriger Energie gelangen. Bei sehr hohen Temperaturen sind die Atome vollständig ionisiert und es gibt keine Elektronen mehr, die einen Übergang zwischen unterschiedlichen Energieniveaus machen könnten. Wie stark ein Plasma ionisiert ist, kann durch den Ionisationsgrad angegeben werden. Der Ionisationsgrad

$$\alpha = \frac{n_i}{n + n_i} \quad (\text{I.3})$$

ist null, im idealem neutralem Gas und eins im Fall einer vollständigen Ionisierung, wobei n_i die Dichte der freien Ladungsträger und n die gesamte Teilchendichte ist. Der Abhängigkeit der Durchschlagsspannung vom Gasdruck und der Schlagweite wird durch das Paschengesetz beschrieben. Unter der Durchschlagspannung versteht man die Spannung, ab der ein Isolator zu einem Plasma wird.

B. Langmuir-Sonde

Eine Möglichkeit ein Plasma zu untersuchen ist die Verwendung von einer Langmuir-Sonde [3]. Damit können Eigenschaften des Plasmas wie Elektronendichte, Elektronentemperatur und Plasmapotential bestimmt werden. Die

Schaltung zur Erzeugung eines Plasmas mit einer Glimmentladung und der Messung mit einer Langmuir-Sonde ist in der Abbildung 2 dargestellt.

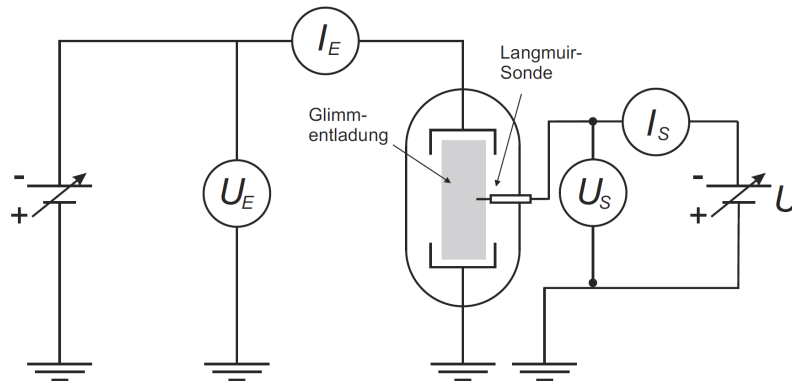


Abb. 2: Schaltung zur Erzeugung eines Plasmas mit einer Glimmentladung und der Messung mit einer Langmuir-Sonde. [3]

Die Spitze einer Langmuir-Sonde besteht aus einer Elektrode, die wiederum meistens aus einem dünnem Wolfram-Draht besteht. Die Sonde ist außer an der Spitze isoliert. Das Potential der Sonde unterscheidet sich von dem Potential des Plasmas. Dies kann durch das im Kapitel I A erläuterte Massenverhältnis zwischen positiven und negativen Ladungsträger erklärt werden. Aufgrund ihrer geringeren Masse haben Elektronen eine höhere Mobilität. Bei gleicher Elektronen- und Ionentemperatur sind die Elektronen somit schneller als die Ionen. Dadurch treffen Elektronen häufiger auf die Sonde als die Ionen. Die Sonde lädt sich somit negativ auf. Durch das negative Aufladen der Sonde entsteht eine elektrostatische Kraft, die Elektronen abstößt und Ionen anzieht. Im Gleichgewichtszustand wird die höhere Mobilität durch die elektrostatische Abstoßung kompensiert. Das heißt, die Elektronen- und Ionenströme sind gleich groß. Das Potential der Sonde das sich im Gleichgewichtsfall einstellt, wird als Floatingpotential Φ_f bezeichnet. In der Kennlinie 3 entspricht dies dem Nulldurchgang. Um den Rest der Kennlinie zu messen, muss eine Spannung an die Sonde angelegt werden. Wird die Sonde negativ aufgeladen, werden Elektronen abgestoßen und Ionen angezogen. Bei einer ausreichend starken negativen Aufladung, sind alle Ionen aus der Umgebung der Sonde abgezogen worden. Die Stromstärke steigt nun bei, zu negativen Werten hin abfallenden, Spannung nicht mehr an und wird als Ionensättigungsstrom bezeichnet. Dies ist der Bereich im Diagramm 3, bei dem ein konstanter positiver Strom gemessen werden kann. Der Ionensättigungsstrom kann mit

$$I_{i,sat} = 0.61enS\sqrt{\frac{T_e}{m_i}}, \quad (I.4)$$

berechnet werden, wobei T_e die Elektronentemperatur, S die effektive Sondenoberfläche und m_i die Ionenmasse ist. Analog zum Ionensättigungsstrom kann auch ein Elektronensättigungsstrom gemessen werden. Dazu muss die Sonde ausreichen positiv geladen sein, damit alle Elektronen aus der Umgebung der Sonde von dieser angezogen worden sind. Im Idealfall einer unendlich ausgedehnten, ebenen Sonde wird der Elektronensättigungsstrom konstant. In dem Diagramm der Kennlinie ist dies der Bereich, mit dem konstantem negativem Strom. Berechnet werden kann der Elektronensättigungsstrom mit

$$I_{e,sat} = -enS\sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}}. \quad (I.5)$$

Der Idealfall lässt sich experimentell nicht realisieren, das heißt das die Stromstärke nicht konstant bleibt, wenn die Spannung steigt. An der Stelle, an der die reale Kennlinie größer wird als der Elektronensättigungsstrom, gibt es einen Knick in der Kennlinie. Die Stelle, an der der Knick ist, wird als Plasmapotential bezeichnet. Das heißt, der Elektronenlaufbereich endet am Plasmapotential. Der Verlauf der Kennlinie für größere Stromstärken als der Elektronensättigungsstrom, ist von der Geometrie der Sonde anhängig. Der Bereich zwischen den Sättigungsströmen wird Elektronenlaufbereich genannt. In diesem Bereich können nur die Elektronen die Sonde erreichen, die ausreichend thermische Energie haben. Der Elektronenstrom im Elektronenlaufbereich ist gegeben durch

$$I_e = I_{e,sat} \exp\left(-\frac{e(\Phi_p - U)}{T_e}\right), \quad (I.6)$$

wobei Φ_p das Plasmapotential und U die angelegte Spannung an der Sonde ist. Der gesamte Strom im Elektronenlaufbereich ist die Summe aus Elektronenstrom und Ionenstrom

$$I = I_e + I_{i,\text{sat}} = I_{e,\text{sat}} \exp\left(-\frac{e(\Phi_p - U)}{T_e}\right) + I_{i,\text{sat}}. \quad (\text{I.7})$$

Dies lässt sich umformen in

$$\ln(I_{i,\text{sat}} - I) = \ln(I_{e,\text{sat}}) - \frac{e(\Phi_p - U)}{T_e}. \quad (\text{I.8})$$

Aus der Kennlinie kann der Ionensättigungsstrom abgelesen werden. Durch die Korrektur des Gesamtstromes durch den Ionensättigungsstrom, kann man in einem halb-logarithmischem Diagramm aus dem Offset die Dichte und aus der Steigung die Elektronentemperatur bestimmen.

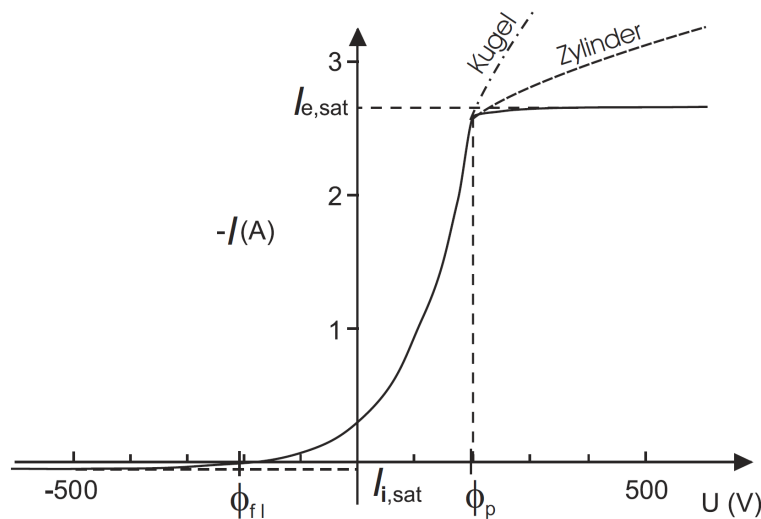


Abb. 3: Kennlinie einer Langmuir-Sonde. [3]

C. Doppel-Sonde

Für die Messung mit einer einzelnen Langmuir-Sonde wird ein Referenzpotential benötigt, welches jedoch nicht immer möglich ist (zum Beispiel auf einem Satelliten). In so einem Fall, kann eine Doppel-Sonde [3] verwendet werden, da dafür kein Referenzpotential notwendig ist. Die Schaltung für eine Doppelsonde ist in der Abbildung 4 dargestellt. In der Abbildung sieht man, dass der Strom dabei von der einen Sonde durch das Plasma zur anderen Sonde fließt.

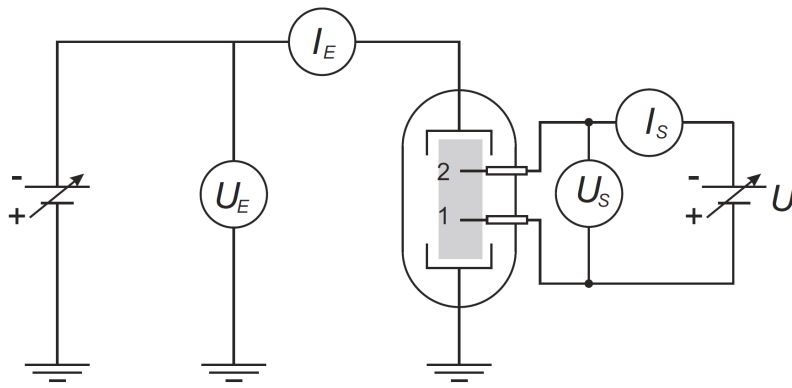


Abb. 4: Schaltung zur Erzeugung eines Plasmas mit einer Glimmentladung und der Messung mit einer Doppel-Sonde. [3]

Für die Messung wird wie bei der Langmuir-Sonde die Spannung variiert und der Strom gemessen. Die Kennlinie einer Doppelsonde ist in der Abbildung 5 dargestellt. Wird an die Doppelsonde keine Spannung angelegt, fließt auch kein Strom. Das bedeutet der Nulldurchgang der Kennlinie ist im Ursprung. In diesem Fall ist das System im Gleichgewicht und analog zur Langmuir-Sonde wird das Potential der beiden Sonden als Floatingpotential bezeichnet. Bei sehr großen Spannungen, sowohl negativ als auch positiv, geht der Strom in den Ionensättigungsbereich über. Der Verlauf der Kennlinie im Sättigungsbereich hängt von der Geometrie der beiden Sonden ab. Bei identischen Sonden, ist die Kennlinie punktsymmetrisch zum Ursprung. Zwischen den Bereichen mit der Elektronensättigung ist der Elektronenlaufbereich.

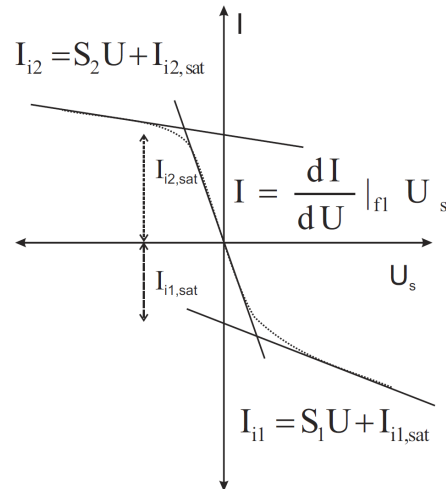


Abb. 5: Kennlinie einer Doppel-Sonde. [3]

Der gesamte Sondenstrom ist die Summe der Beiträge von den Elektronen und den Ionen gemäß

$$I_S = I_{e1} - I_{i1} = I_{i2} - I_{e2}. \quad (\text{I.9})$$

Für den Elektronenlaufbereich gilt mit (I.6)

$$I_{e1} = I_{e1,\text{sat}} \exp\left(-\frac{e(\Phi_P - U_1)}{T_e}\right) \quad (\text{I.10})$$

$$I_{e2} = I_{e2,\text{sat}} \exp\left(-\frac{e(\Phi_P - U_2)}{T_e}\right). \quad (\text{I.11})$$

Mit den Gleichung (I.9) und (I.5) und der Spannung $U = U_1 - U_2$ lässt sich der Ausdruck

$$\frac{I_S + I_{i1}}{I_{i2} - I_S} = \frac{I_{e1}}{I_{e2}} = \frac{S_1}{S_2} \exp\left(\frac{eU_S}{T_e}\right) \quad (\text{I.12})$$

herleiten. Aus der Annahme das I_{i1} und I_{e2} unabhängig von U_S sind, folgt aus de Gleichung (I.9)

$$\frac{dI_S}{dU_S} = \frac{dI_{e1}}{dU_S} = -\frac{dI_{e2}}{dU_S}. \quad (\text{I.13})$$

Durch einsetzen der Gleichungen (I.10) und (I.11) in die Gleichung (I.13) folgt

$$I_{e1,\text{sat}} \exp\left(\frac{eU_1}{T_e}\right) \frac{dU_1}{dU_S} + I_{e2,\text{sat}} \exp\left(\frac{eU_2}{T_e}\right) \left(\frac{dU_1}{dU_S} - 1\right) = 0. \quad (\text{I.14})$$

Bei einer angelegten Spannung von $U = 0$ V gilt $U_1 = U_2 = U_{\text{fl}}$, daraus folgt

$$\left. \frac{dU_1}{dU_S} \right|_{U_S=0} = \frac{I_{e2,\text{sat}}}{I_{e1,\text{sat}} + I_{e2,\text{sat}}} = \frac{I_{i2,\text{sat}}}{I_{i1,\text{sat}} + I_{i2,\text{sat}}}. \quad (\text{I.15})$$

Aus den Gleichungen (I.13) und (I.15) kann die Ableitung der Sondenkennlinie bei $U_S = 0$

$$\left. \frac{dI_S}{dU_S} \right|_{U_S=0} = \frac{e}{T_e} \frac{I_{i2,\text{sat}}}{I_{i1,\text{sat}} + I_{i2,\text{sat}}} I_{e1,\text{sat}} \exp\left(\frac{e(\Phi_p - \Phi_{\text{fl}})}{T_e}\right) \quad (\text{I.16})$$

bestimmt werden. Gilt für die angelegte Spannung $U_1 = U_{\text{fl}}$, folgt damit

$$I_{i1,\text{sat}} = I_{e1,\text{sat}} \exp\left(-\frac{e(\Phi_p - U_{\text{fl}})}{T_e}\right). \quad (\text{I.17})$$

Daraus ergibt sich

$$\left. \frac{dI_S}{dU_S} \right|_{U_S=0} = \frac{e}{T_e} \frac{I_{i1,\text{sat}} I_{i2,\text{sat}}}{I_{i1,\text{sat}} + I_{i2,\text{sat}}}. \quad (\text{I.18})$$

Durch fitten von zwei Geraden an die beiden Ionensättigungsbereiche und kann durch eine Interpolation der Ionensättigungsstrom bestimmt werden. Aus den Schnittpunkten der Geraden mit der Achse für die Stromstärke, können die Ionensättigungsströme ermittelt werden. Daraus kann die Plasmadichte bestimmt werden. Aus der Steigung der Kennlinie im Elektronenlaufbereich kann die Elektronentemperatur bestimmt werden.

II. VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

A. Aufbau

Der Hauptbestandteil des Versuchsaufbaus ist eine Glasröhre, in dem das Plasma erzeugt werden kann. In der Glasröhre befinden sich die Elektroden zur Erzeugung des Plasmas mittels einer Glimmentladung, wie im Kapitel I A beschrieben. In der Röhre befinden sich auch die beiden Langmuir-Sonden, die je nach Bedarf als Doppel- oder Einzelsonde benutzt werden können. Die Sonden sind beweglich an der Glasröhre befestigt, um die radiale Position verändern zu können. Der Gasdruck wird durch ein Flussgleichgewicht kontrolliert. An einem Ende der Glasröhre ist die Gaszufuhr angeschlossen und am anderen Ende eine Vakuumpumpe. Bei dem verwendeten Gas handelt es sich um Argon. Durch eine Änderung de Menge des einströmenden Gases kann der Druck eingestellt werden. Zur Druckmessung ist ein Druckmessgerät angeschlossen. Durch den ständigen Fluss des Gases kann die Menge an Verunreinigungen in der Glasröhre reduziert werden. Die Spannung zur Erzeugung des Plasmas und die Spannung die an der Langmuir-Sonde angeschlossen ist, wird durch zwei Spannungsgeräte manuell kontrolliert. Zur Messung der Kennlinie wird ein LabView Programm benutzt. Der Schaltplan zur experimentellen Bestimmung der Plasmaparameter ist in der folgende Abbildung dargestellt. Der orange markierte Bereich ist die Glasröhre mit dem Plasma, L_1 und L_2 sind die beiden Langmuir-Sonden. Die gestrichelte Linie zeigt den Teil der Schaltung, der verändert werden muss, wenn zwischen der Messung mit einer einzelnen Langmuir-Sonde und der Doppelsonde gewechselt wird. In dem Schaltplan ist auch ein RC-Glied dargestellt. Bei diesem handelt es sich um einen Tiefpassfilter. Die Zeitkonstante τ hat den Wert

$$\tau = RC = 22 \text{ k}\Omega \cdot 16 \text{ }\mu\text{F} = 0.352 \text{ s}. \quad (\text{II.1})$$

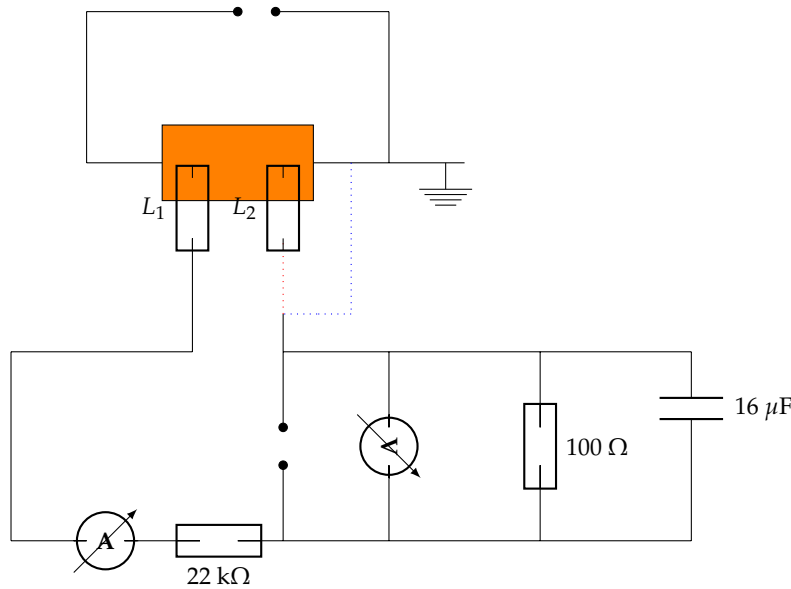


Abb. 6: Der Schaltplan zeigt den Versuchsaufbau. Der orangene Kasten ist die Glasröhre mit dem Plasma. Der obere Schaltkreis liefert die Heizspannung für das Plasma, der untere betreibt und misst die Langmuir-Sonden L_1 und L_2 . Auch wenn sie hier weiter vorne und hinten im Plasma gezeigt sind, so befinden sie sich im Experiment doch an der selben Stelle nebeneinander. Für die Messung der Einzelsonde L_1 wird der blau gestrichelte Pfad verwendet, für die Doppelsonde stattdessen der rote.

B. Durchführung

Im erstem Versuchsteil soll das Plasma mit einer Langmuir-Sonde untersucht werden. Die Kennlinie der Langmuir-Sonde soll für fünf unterschiedliche Gasdrücke gemessen werden. Aus den Kennlinien können dann Elektronentemperatur, Dichte, Ionisationsgrad, Debye-Länge und Plasmafrequenz bestimmt werden. Aufgetragen werden sollen die Ergebnisse in Diagramme in Abhängigkeit vom gemessenem Druck. Im zweitem Versuchsteil soll das Plasma mit einer Doppel-Sonde untersucht werden. Dazu wird, analog zum erstem Versuchsteil, für fünf unterschiedliche Drücke die Kennlinie gemessen. Aus der Kennlinie sollen die gleichen Parameter wie aus der Kennlinie der Langmuir-Sonde bestimmt werden. Im drittem Versuchsteil sollen die Radialprofile der Dichte und der Temperatur untersucht werden. Dazu wird mit einer Langmuir-Sonde an unterschiedlichen radialen Positionen die Kennlinie gemessen. Aus den Kennlinien sollen die Elektronentemperatur und die Dichte ermittelt werden. Dieser Versuchsteil wird für mehrere Endladungsströme durchgeführt.

III. AUSWERTUNG

A. Langmuir-Sonde

Abbildung 7 auf der nächsten Seite zeigt die Kennlinien der Langmuir-Sonde für verschiedene Gasdrücke. An den exponentiellen Teil der Kennlinien werden Exponentialfunktionen gefittet. Hierfür wird Gleichung (I.7) nach

$$I = I_{e1,sat} \exp\left(-\frac{e\Phi_p}{T_e}\right) \exp\left(\frac{eU}{T_e}\right) + I_{i,sat} \quad (\text{III.1})$$

$$= A \exp\left(\frac{eU}{T_e}\right) + I_{i,sat} \quad (\text{III.2})$$

umgeformt sodass sich die Elektronentemperatur T_e , der Ionensättigungsstrom $I_{i,sat}$ und die Konstante A als Fitparameter ergeben. Die Ergebnisse der Fits sind in Tabelle I auf der nächsten Seite aufgelistet. Die Fehler für die Fitparameter werden aus der Diagonalen der Kovarianzmatrix der Fitparameter abgelesen. Der Fehler für den Druck wird aufgrund des alten, stark schwankenden Barometers angenommen.

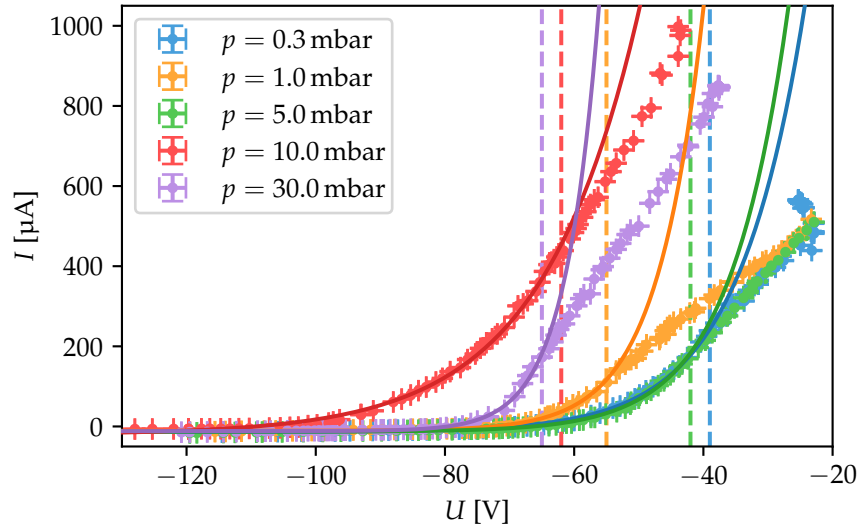


Abb. 7: Kennlinie der Langmuir-Sonde im Plasma für verschiedene Gasdrücke p . Die Stromstärke ist für stark negative Spannungen konstant steigt exponentiell an und geht dann in einen linearen Anstieg über. Die durchgezogenen Kurven sind exponentielle Fits und die gestrichelten Linien zeigen, bis zu welcher Spannung die Punkte für den Fit verwendet werden.

Tab. I: Fitparameter für die Kennlinien.

p [mbar]	T_e [eV]	$I_{i,sat}$ [μA]	A [mA]
0.3 ± 5.0	10.33 ± 0.12	-13.50 ± 0.62	11 ± 1
1.0 ± 5.0	7.10 ± 0.16	-10.76 ± 0.39	296 ± 52
5.0 ± 5.0	8.99 ± 0.13	-13.17 ± 0.49	21 ± 2
10.0 ± 5.0	14.99 ± 0.31	-20.24 ± 2.28	30 ± 3
30.0 ± 5.0	5.19 ± 0.16	-11.68 ± 0.73	$52\,876 \pm 20\,422$

In Abbildung 8 auf der nächsten Seite ist zu sehen, dass die Elektronentemperatur keinen klaren Trend bei einer Änderung des Gasdruckes zeigt. Dies ist wohl vor allem dem geschuldet, dass das verwendete Barometer sehr alt und bereits sehr unpräzise ist. Allerdings kann man erkennen, dass die Elektronentemperatur im Bereich von 10 eV liegt. Dies entspricht einer Temperatur von $T_e/k_B = 116\,045\text{ K}$ (mit der Boltzmann-Konstante $k_B = 8.617 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$).

Aus der Elektronentemperatur und dem Ionensättigungsstrom lässt sich die Elektronendichte im Plasma

$$\begin{aligned}
 n_e &= -I_{i,sat} \sqrt{\frac{m_{Ar}}{T_e}} \frac{1}{0.61eS} \\
 &= 13.50 \mu\text{A} \sqrt{\frac{39.948 \text{ u}}{10.33 \text{ eV}}} \frac{1}{0.61 \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \text{ mm}^2} \\
 &= 2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}
 \end{aligned} \tag{III.3}$$

bestimmen, wobei $m_{Ar} = 39.948 \text{ u}$ die Masse eines Argon Atoms und $S = 1 \text{ mm}^2$ die Fläche der Sonde ist. Die Atomare Masseneinheit beträgt $u = 1.661 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Die Unsicherheit kann mittels Fehlerfortpflanzung (IV.1) bestimmt werden. Beispielhaft ergibt sich für die vorige Rechnung

$$\begin{aligned}
 \Delta n_e &= \left| \frac{n_e}{I_{i,sat}} \right| \Delta I_{i,sat} + \left| 0.5 \frac{n_e}{T_e} \right| \Delta T_e \\
 &= \left| \frac{2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}}{13.50 \mu\text{A}} \right| 0.62 \mu\text{A} + \left| 0.5 \frac{2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}}{10.33 \text{ eV}} \right| 0.12 \text{ eV} \\
 &= 0.15 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}.
 \end{aligned} \tag{III.4}$$

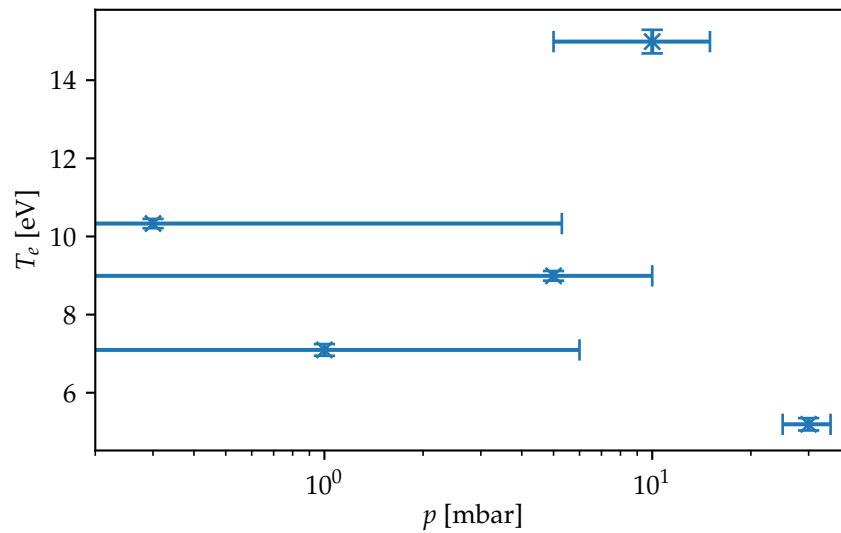


Abb. 8: Elektronentemperatur T_e in Abhängigkeit des Gasdruckes p . Es ist kein Trend zu erkennen, vor allem da die Ungenauigkeit für den Druck sehr groß ist.

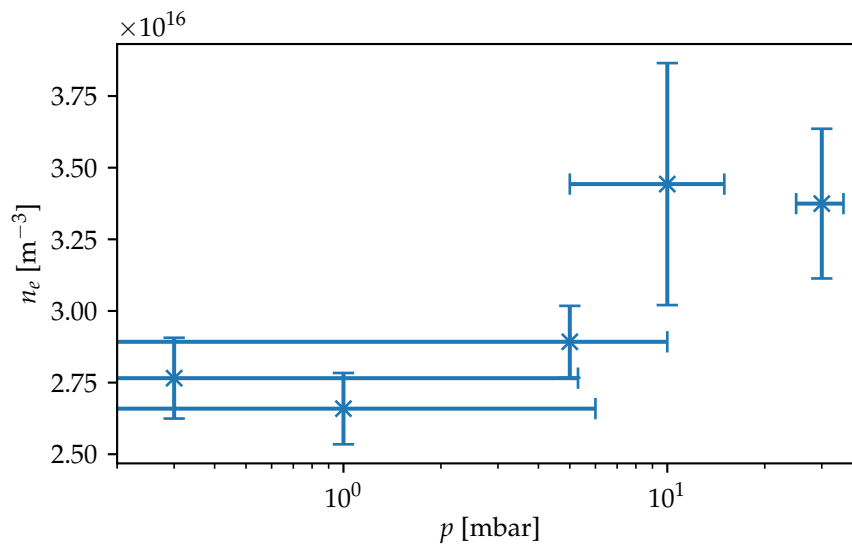


Abb. 9: Elektronendichte n_e in Abhängigkeit des Gasdruckes p .

Es wird erwartet, dass sich die Elektronendichte für höhere Gasdrücke erhöht, da Volumen V und Temperatur T des Gases gleich bleiben. Der Druck ist über die ideale Gasgleichung

$$pV = nk_B T \quad (\text{III.5})$$

mit diesen verknüpft, wobei n die Anzahl der Gasatome ist. Abbildung 9 zeigt jedoch, dass dies nicht unbedingt der Fall zu sein scheint. Zwar hat der größte Druck die größte Elektronendichte, aber darunter ist kein Trend zu sehen.

Dies liegt zum teil daran, dass der Ionisationsgrad

$$\alpha = \frac{n_e}{nN_e} \quad (\text{III.6})$$

des Plasmas auch vom Druck abhängt. N_e ist der Grad, bis zu welchem ein Atom ionisiert werden kann. Bei Argon

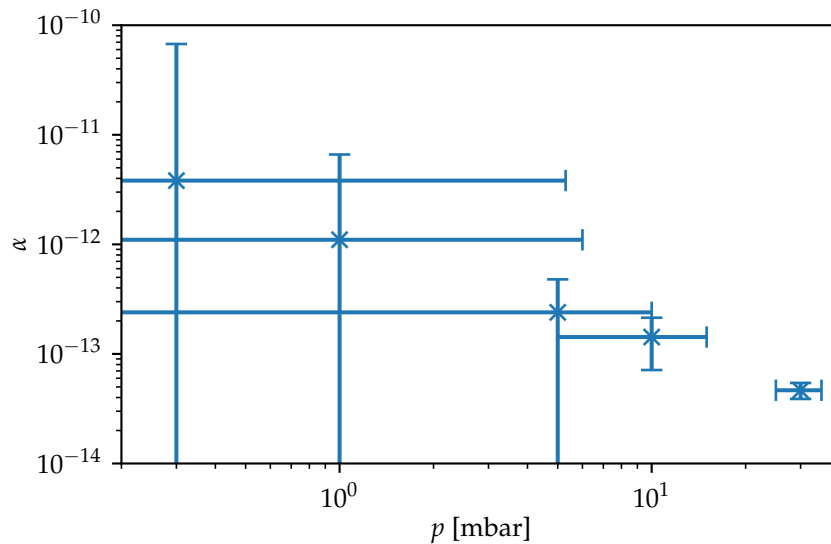


Abb. 10: Ionisationsgrad α in Abhängigkeit des Gasdruckes p . Der Ionisationsgrad sinkt mit steigendem Druck und ist allgemein relativ niedrig.

ist er $N_e = 1$. Dies führt mit der Idealen Gasgleichung (III.5) auf

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{n_e k_B T}{p} \\ &= \frac{2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \cdot 8.617 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1} \cdot 300 \text{ K}}{0.3 \text{ mbar}} \\ &= 3.82 \cdot 10^{-12}, \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

wobei Raumtemperatur $T = 300 \text{ K}$ verwendet wird, da das Gas bei Raumtemperatur in die Gasröhre gepumpt wird, bevor es gezündet wird. Der fortgepflanzte Fehler berechnet sich zu

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \left| \frac{\alpha}{p} \right| \Delta p + \left| \frac{\alpha}{n_e} \right| \Delta n_e \\ &= \left| \frac{3.82 \cdot 10^{-12}}{0.3 \text{ mbar}} \right| 5.0 \text{ mbar} + \left| \frac{3.82 \cdot 10^{-12}}{2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}} \right| 0.15 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \\ &= 63.64 \cdot 10^{-12}. \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

Abbildung 10 zeigt eine doppelt logarithmische Auftragung des Ionisationsgrads über dem Druck. Der Ionisationsgrad sinkt mit steigendem Druck und ließe einen Abfall mit p^{-x} erahnen, wenn die Fehler nicht so groß wären. Allgemein ist zu erkennen, dass der Ionisationsgrad relativ gering ist. Er beträgt nur etwa 0.001 % bis 0.000 01 %.

Im Plasma werden elektrische Felder durch die Ionen abgeschirmt. Die Länge auf der die Feldstärke exponentiell abklingt ist die Debye-Länge (I.1)

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{Debye}} &= \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{n_e e^2}} \\ &= \sqrt{\frac{8.854 \cdot 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1} \cdot 10.33 \text{ eV}}{2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \cdot (1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}} \\ &= 144 \mu\text{m}, \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

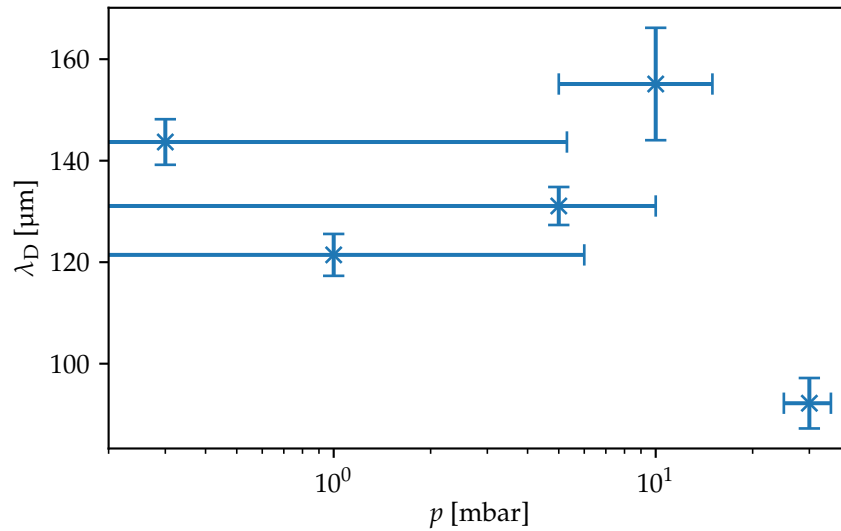


Abb. 11: Debye-Länge λ_D in Abhängigkeit des Gasdruckes p .

wobei $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1}$ die elektrische Feldkonstante ist. Der Fehler beträgt

$$\begin{aligned}
 \Delta \lambda_{\text{Debye}} &= \left| 0.5 \frac{\lambda_{\text{Debye}}}{T_e} \right| \Delta T_e + \left| 0.5 \frac{\lambda_{\text{Debye}}}{n_e} \right| \Delta n_e \\
 &= \left| 0.5 \frac{144 \mu\text{m}}{10.33 \text{ eV}} \right| 0.12 \text{ eV} + \left| 0.5 \frac{144 \mu\text{m}}{2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}} \right| 0.15 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \\
 &= 5 \mu\text{m}.
 \end{aligned} \tag{III.10}$$

Wie in Abbildung 11 zu erkennen ist liegt die Debye-Länge bei ungefähr $\lambda = 130 \text{ nm}$, allerdings ist auch hier wieder kein klarer Trend zu erkennen. Dies bedeutet, dass das Elektrische Feld an der Sonde keinen μm in das Plasma eindringt.

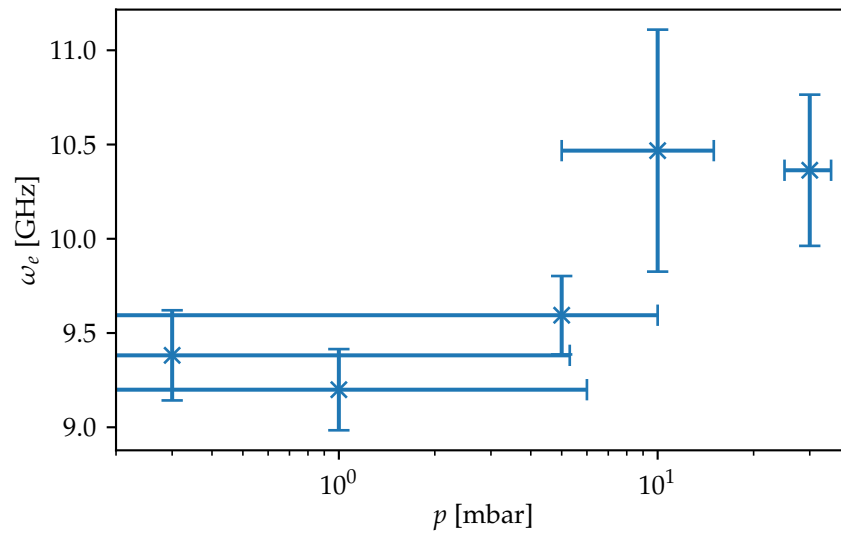


Abb. 12: Plasmafrequenz der Elektronen ω_e in Abhängigkeit des Gasdruckes p .

Zuletzt kann noch die Plasmafrequenz (I.2) betrachtet werden. Da Elektronen und Atomrümpfe eine unterschied-

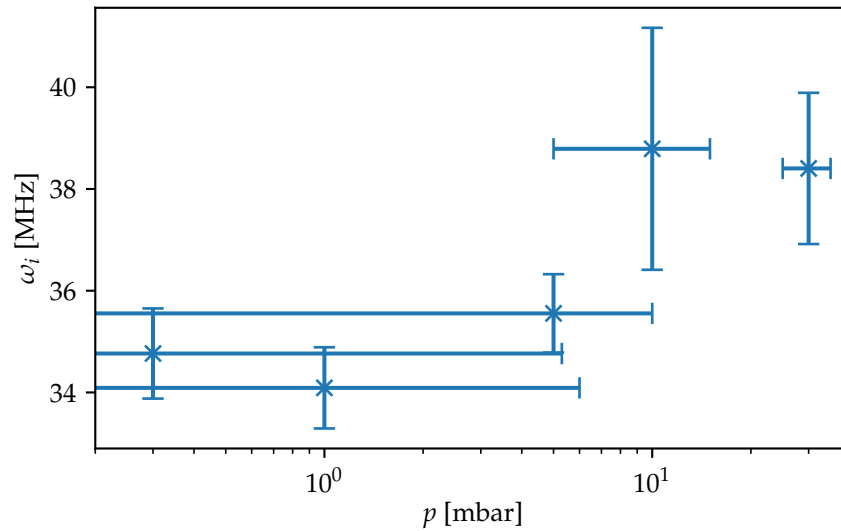


Abb. 13: Plasmafrequenz der Ionen ω_i in Abhängigkeit des Gasdruckes p .

liche Masse haben schwingen sie mit unterschiedlichen Frequenzen. Für Elektronen wird sie

$$\begin{aligned}\omega_e &= \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \\ &= \sqrt{\frac{2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \cdot (1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}{8.854 \cdot 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1} \cdot 9.109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}}} \\ &= 9.38 \text{ GHz.}\end{aligned}\tag{III.11}$$

Fehlerfortpflanzung liefert

$$\begin{aligned}\Delta\omega_e &= \left| 0.5 \frac{\omega_e}{n_e} \right| \Delta n_e \\ &= \left| 0.5 f \frac{9.38 \text{ GHz}}{2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}} \right| 0.15 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \\ &= 0.24 \text{ GHz.}\end{aligned}\tag{III.12}$$

Da Argon Atome einfach Ionisiert werden ist die Anzahl an ionisierten Atomrümpfen $n_i = n_e$ und die Plasmafrequenz wird

$$\begin{aligned}\omega_i &= \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_{\text{Ar}}}} \\ &= \sqrt{\frac{2.77 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \cdot (1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}{8.854 \cdot 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1} \cdot 39.948 \text{ u}}} \\ &= (34.77 \pm 0.89) \text{ MHz.}\end{aligned}\tag{III.13}$$

Die Plasmafrequenzen sind in den Abbildungen 12 auf der vorherigen Seite und 13 aufgetragen. Sie scheinen für höhere Gasdrücke höher zu werden, allerdings lässt sich dies Aufgrund der großen Abweichung nicht genau sagen. Die Plasmafrequenzen liegen bei $\omega_e = 100 \text{ MHz}$ und $\omega_i = 400 \text{ kHz}$. Elektronen schwingen also wie erwartet deutlich schneller als Ionen weil sie leichter sind.

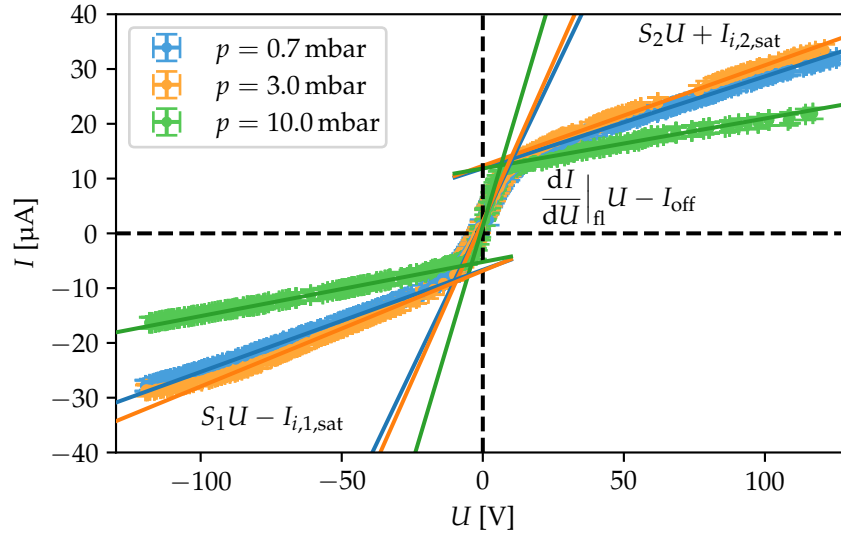


Abb. 14: Kennlinie der Doppel-Sonde im Plasma für verschiedene Gasdrücke p . Es zeichnen sich drei Bereiche ab, in denen die Kennlinie etwa einer Geraden folgt. An diese Bereiche sind lineare Fits gemäß den angegebenen Formeln angepasst. Man erkennt, wie sich die Steigung in Abhängigkeit des Drucks entwickelt und dass die Spannungen, wo die Kurve ihre Steigung wechselt für alle Drücke etwa gleich sind. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nicht alle gemessenen Kurven dargestellt.

B. Doppel-Sonde

Abbildung 14 zeigt die Kennlinien der Doppel-Sonde für verschiedene Gasdrücke. Die Form entspricht der, die auch in Abbildung 5 auf Seite 6 abgebildet ist. Die Kurve verläuft umgekehrt, weil Spannung oder Strom in die umgekehrte Richtung gemessen werden und hat keine physikalische Bedeutung. Es zeigt sich, dass für höhere Dichten die Steigung im Elektronenanlaufbereich größer ist. In den Ionenstromsättigungsbereichen ist es genau umgekehrt.

An die drei linearen Teile der Kurve wird jeweils ein Polynom erster Ordnung gefittet. Die zugehörigen Fitparameter sind in der Graphik angegeben und in Tabelle II aufgelistet. Dabei sind $I_{i,1/2,\text{sat}}$ die Ionensättigungsströme der

Tab. II: Fitparameter für die Kennlinien.

p [mbar]	$I_{i,1,\text{sat}}$ [μA]	S_1 [$\mu\text{A V}^{-1}$]	$I_{i,2,\text{sat}}$ [μA]	S_2 [$\mu\text{A V}^{-1}$]	I_{off} [μA]	$\frac{dI}{dU} _{\text{fl}}$ [$\mu\text{A V}^{-1}$]
0.7 ± 5.0	6.66 ± 0.03	0.186 ± 0.001	11.88 ± 0.06	0.168 ± 0.001	2.21 ± 0.12	1.08 ± 0.04
1.0 ± 5.0	6.29 ± 0.05	0.190 ± 0.001	12.03 ± 0.07	0.172 ± 0.002	2.39 ± 0.07	1.22 ± 0.03
3.0 ± 5.0	6.83 ± 0.04	0.211 ± 0.001	12.34 ± 0.07	0.183 ± 0.002	2.19 ± 0.06	1.16 ± 0.02
5.0 ± 5.0	6.26 ± 0.08	0.178 ± 0.002	11.79 ± 0.07	0.169 ± 0.001	2.31 ± 0.14	1.11 ± 0.05
10.0 ± 5.0	5.22 ± 0.03	0.099 ± 0.001	11.84 ± 0.09	0.091 ± 0.002	1.33 ± 0.11	1.73 ± 0.05

ersten beziehungsweise zweiten Langmuir-Sonde. Die Steigung für den Fall das kein Strom fließt (Floatingpotential) ist $\frac{dI}{dU}|_{\text{fl}}$. Die Elektronentemperatur

$$\begin{aligned}
 T_e &= e \frac{I_{i,1,\text{sat}} I_{i,1,\text{sat}}}{I_{i,2,\text{sat}} + I_{i,2,\text{sat}}} \left(\frac{dI}{dU}|_{\text{fl}} \right)^{-1} \\
 &= 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \frac{6.66 \mu\text{A} \cdot 11.88 \mu\text{A}}{6.66 \mu\text{A} + 11.88 \mu\text{A}} \left(1.08 \mu\text{A V}^{-1} \right)^{-1} \\
 &= (3.96 \pm 0.16) \text{ eV}
 \end{aligned} \tag{III.14}$$

kann aus den Fitparametern bestimmt werden. In Abbildung 15 auf der nächsten Seite ist zu sehen, dass die Elektronentemperatur im Bereich von 3.5 eV liegt, was kleiner ist als bei der Langmuir-Sonde zuvor ($T_e = 10 \text{ eV}$).

Vergleicht man die Ionensättigungsströme mit den Ergebnissen für die Langmuir-Sonde aus Sektion III A, erkennt man, dass Sonde 2 die Sonde aus dem vorigen Versuch ist. Für diese ist die Fläche $S = 1 \text{ mm}^2$ bekannt und die

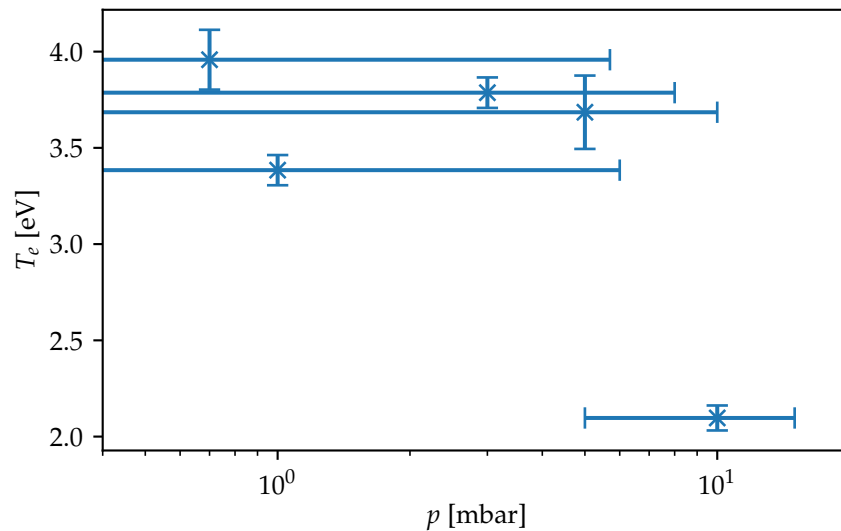


Abb. 15: Elektronentemperatur T_e in Abhängigkeit des Gasdruckes p . Die Elektronentemperatur scheint für höhere drücke höher er zu sein.

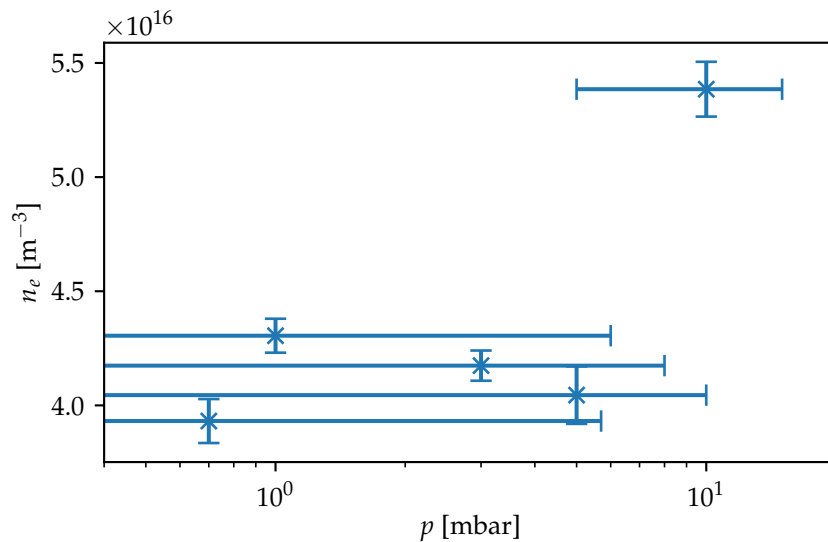


Abb. 16: Elektronendichte n_e in Abhängigkeit des Gasdruckes p .

Elektronendichte kann analog zu (III.15) bestimmt werden. Es ergibt sich

$$\begin{aligned}
 n_e &= I_{i,2,\text{sat}} \sqrt{\frac{m_{\text{Ar}}}{T_e}} \frac{1}{0.61 e S} \\
 &= 11.88 \mu\text{A} \sqrt{\frac{39.948 \text{ u}}{3.96 \text{ eV}}} \frac{1}{0.61 \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \text{ mm}^2} \\
 &= (3.93 \pm 0.10) \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}.
 \end{aligned}
 \tag{III.15}$$

Abbildung 16 zeigt eine etwas höhere Elektronendichte für den höchsten Druck.

Nun können der Ionisationsgrad α , die Debye-Länge λ_D und die Plasmafrequenzen ω_e und ω_i analog zu Sektion III A berechnet werden. Die Größen sind in den Plots 17 auf der nächsten Seite bis 20 auf Seite 17 über dem Druck aufgetragen.

Zuletzt ist noch die Kennlinie über einen wesentlich größeren Spannungsbereich aufgetragen. In Abbildung 21

auf Seite 18 erkennt man, dass der lineare Anstieg des Stroms wieder in einen exponentiellen übergeht.

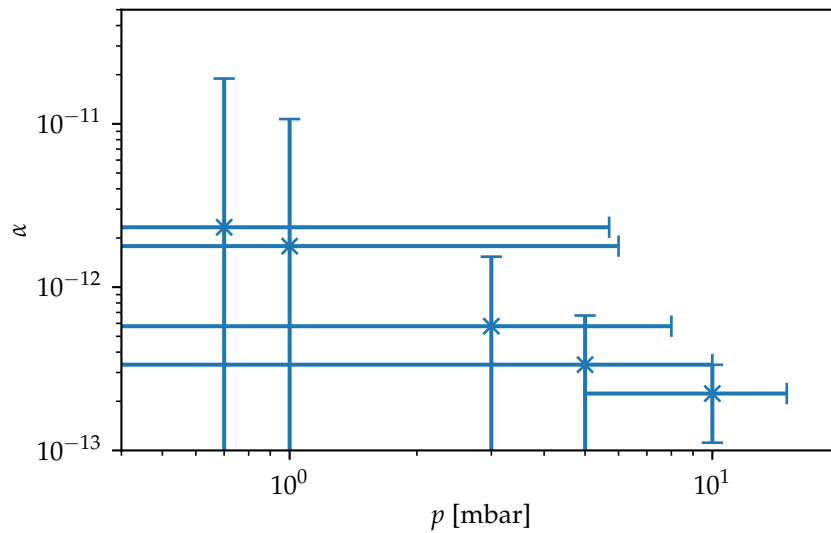


Abb. 17: Ionisationsgrad α in Abhängigkeit des Gasdruckes p . Der Ionisationsgrad sinkt mit steigendem Druck und ist allgemein relativ niedrig. Wenn man die Fehlerbalken nicht berücksichtigt kann man die Beziehung $\alpha \propto p^{-x}$ erahnen. Dies wird dadurch gestützt, dass für die Einzel-Sonde bereits ein ähnliches Bild gesehen wird (siehe Abbildung 10 auf Seite 11).

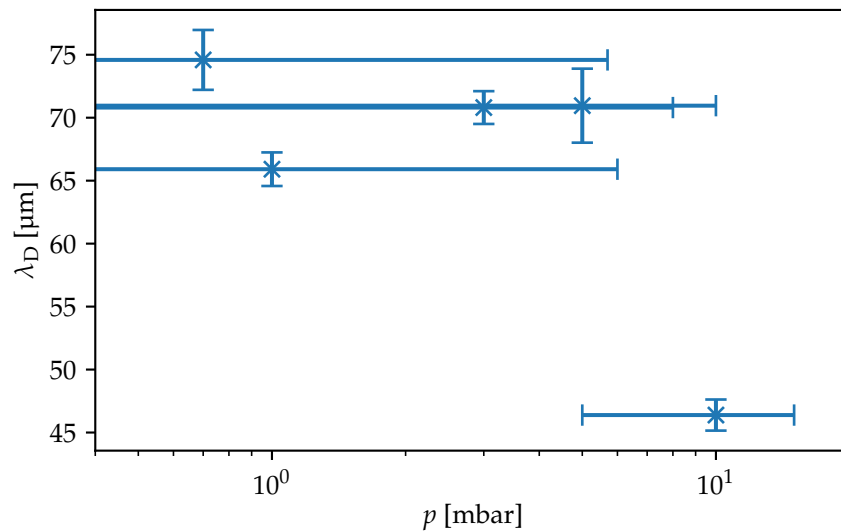


Abb. 18: Debye-Länge λ_D in Abhängigkeit des Gasdruckes p . Man erkennt lediglich, dass die Debye-Länge für einen hohen Druck kleiner wird, das elektrische Feld also stärker abgeschirmt wird. Die Debye-Längen sind nur noch etwa halb so groß wie bei der Einzel-Sonde.

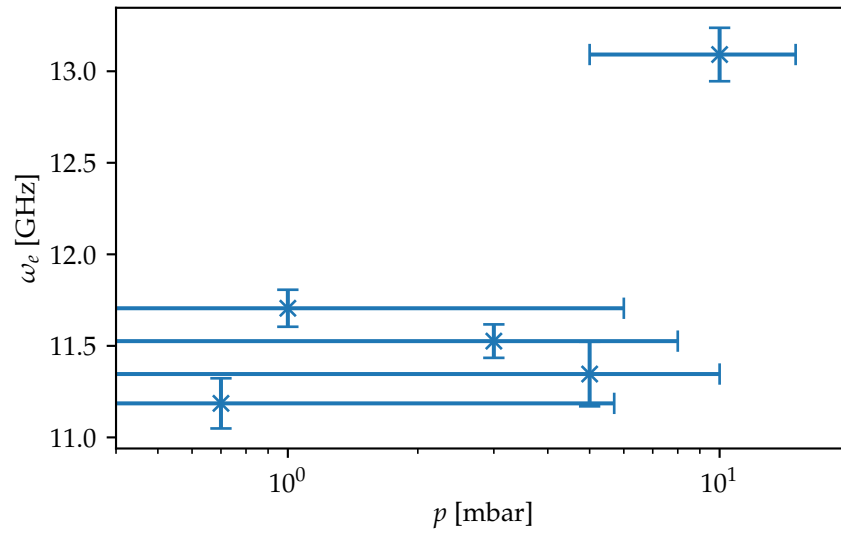


Abb. 19: Plasmafrequenz der Elektronen ω_e in Abhängigkeit des Gasdruckes p . Ein Höherer Druck sorgt für eine höhere Plasmafrequenz. Die Frequenz ist ähnlich zur Einzel-Sonde.

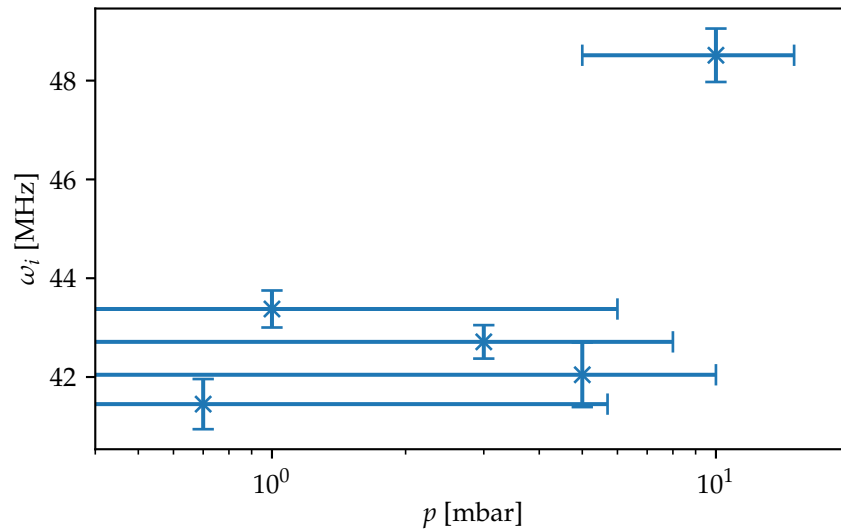


Abb. 20: Plasmafrequenz der Ionen ω_i in Abhängigkeit des Gasdruckes p . Ein Höherer Druck sorgt für eine höhere Plasmafrequenz. Die Frequenz ist ähnlich zur Einzel-Sonde.

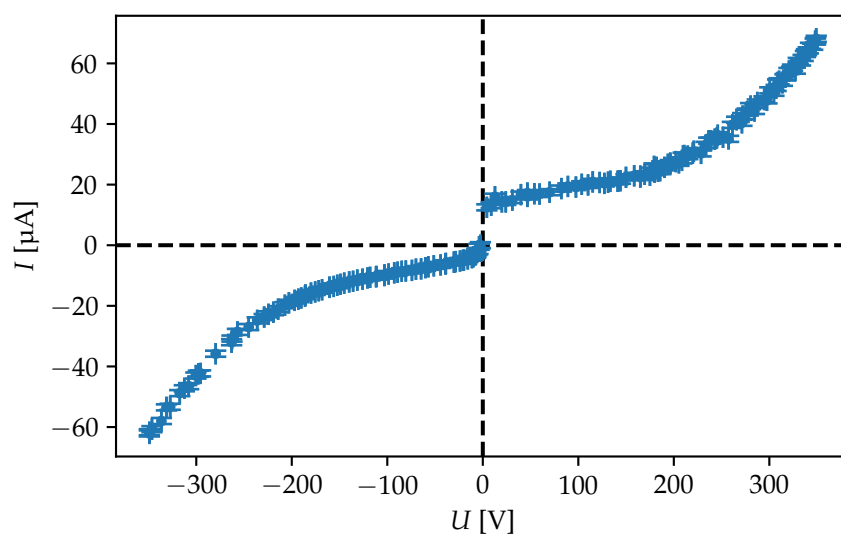


Abb. 21: Kennlinie der Doppel-Sonde für einen wesentlich größeren Spannungsbereich. Der Gasdruck beträgt dabei $p = (20 \pm 5) \text{ mbar}$.

C. Radialprofil

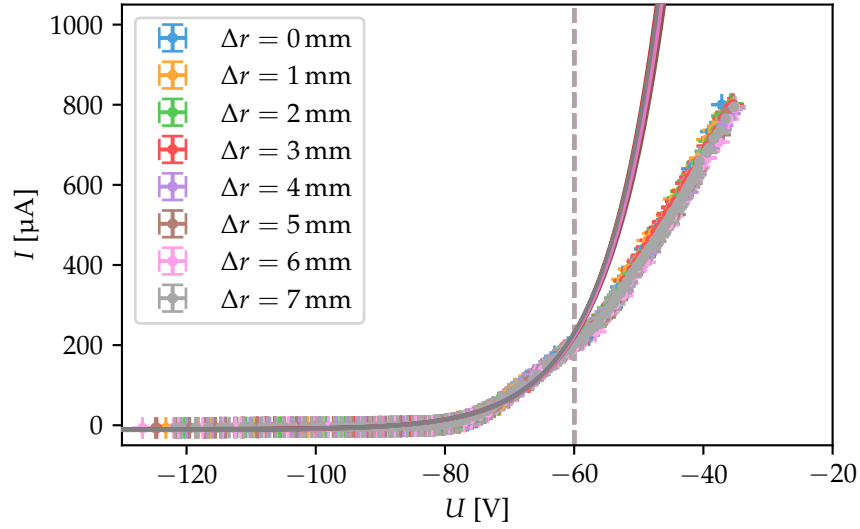


Abb. 22: Kennlinie der Langmuir-Sonde im Plasma für verschiedene radiale Positionen im Plasma Δr . Der Entladungsstrom beträgt $I_E = 5 \text{ mA}$. Die Kennlinien unterscheiden sich kaum merklich für die verschiedenen Positionen.

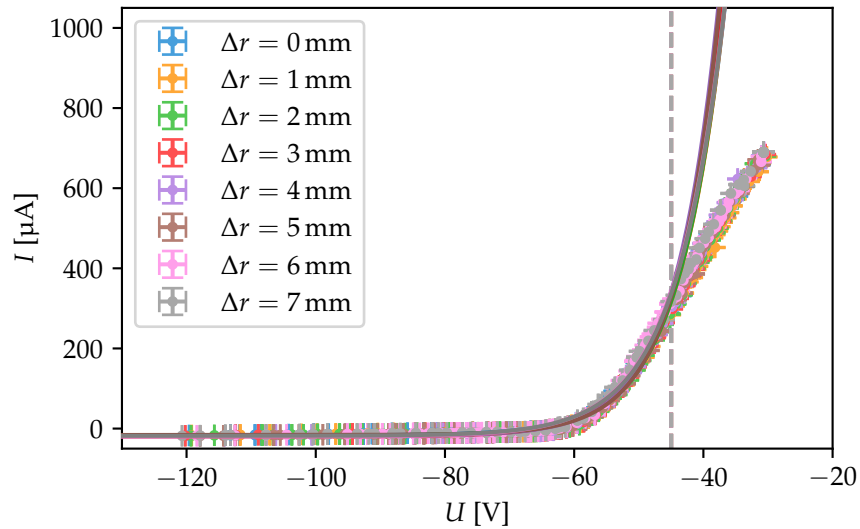


Abb. 23: Kennlinie der Langmuir-Sonde im Plasma für verschiedene radiale Positionen im Plasma Δr . Der Entladungsstrom beträgt $I_E = 10 \text{ mA}$. Die Kennlinien unterscheiden sich kaum merklich für die verschiedenen Positionen.

Die Abhängigkeit von der radialen Position der Langmuir-Sonde im Plasma wird nun untersucht. Hierfür wird willkürlich eine Position nahe der Mitte des Plasmas gewählt. Die radiale Position wird dann als Abstand Δr von dieser Position angegeben. Die Messungen werden bei konstantem Druck $p = 3 \text{ mbar}$ und verschiedenen Entladungsströmen I_E durchgeführt. Die Auswertung verläuft analog zu Sektion III A.

Die Kennlinien für Entladungsströme von 5; 10 und 20 mA sind in den Abbildungen 22 bis 24 auf der nächsten Seite abgebildet. Die Fitparameter zu den exponentiellen Fits sind in den Tabellen III auf der nächsten Seite bis V auf Seite 21 nachzusehen. Es zeigt sich, dass sich die Kennlinien für verschiedene radiale Positionen optisch nicht

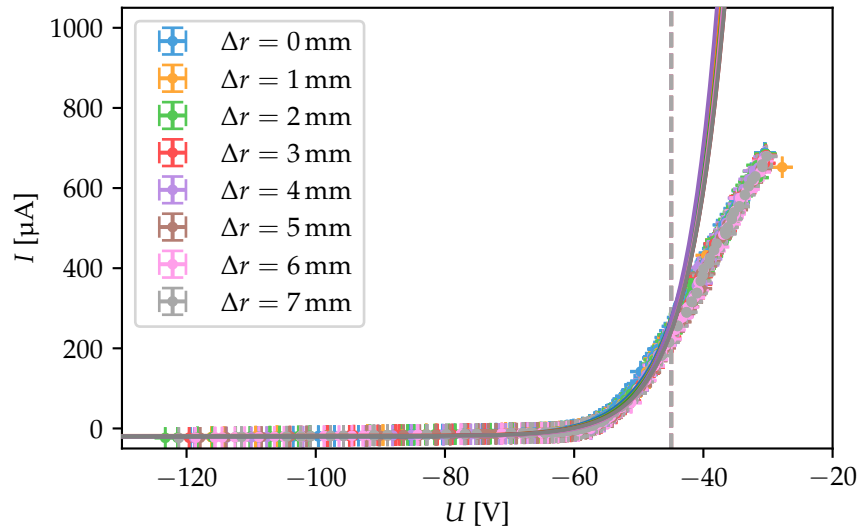


Abb. 24: Kennlinie der Langmuir-Sonde im Plasma für verschiedene radiale Positionen im Plasma Δr . Der Entladungsstrom beträgt $I_E = 20$ mA. Die Kennlinien unterscheiden sich kaum merklich für die verschiedenen Positionen.

unterscheiden.

Tab. III: Fitparameter für die Kennlinien für $I_E = 5$ mA.

Δr [mm]	T_e [eV]	$I_{i,sat}$ [μ A]	A [mA]
0	8.70 ± 0.49	-9.83 ± 2.16	237 ± 95
1	8.91 ± 0.42	-10.53 ± 1.89	202 ± 67
2	9.00 ± 0.38	-11.86 ± 2.04	188 ± 54
3	8.58 ± 0.25	-9.77 ± 1.18	259 ± 54
4	8.99 ± 0.42	-10.92 ± 1.97	191 ± 61
5	9.15 ± 0.45	-12.33 ± 2.35	163 ± 55
6	8.91 ± 0.45	-11.38 ± 2.20	195 ± 69
7	8.73 ± 0.26	-10.65 ± 1.27	232 ± 50

Tab. IV: Fitparameter für die Kennlinien für $I_E = 10$ mA.

Δr [mm]	T_e [eV]	$I_{i,sat}$ [μ A]	A [mA]
0	7.31 ± 0.19	-16.95 ± 1.46	162 ± 28
1	7.12 ± 0.20	-18.03 ± 1.67	186 ± 34
2	7.05 ± 0.17	-17.10 ± 1.21	198 ± 32
3	7.03 ± 0.24	-19.65 ± 2.16	212 ± 47
4	6.70 ± 0.21	-18.18 ± 1.69	296 ± 64
5	6.61 ± 0.15	-15.95 ± 0.84	312 ± 51
6	7.59 ± 0.21	-20.16 ± 1.71	136 ± 23
7	7.49 ± 0.22	-18.16 ± 1.66	144 ± 27

Die Elektronentemperatur T_e , die Elektronendichte n_e , der Ionisationsgrad α , die Debye-Länge λ_D , sowie die Plasmafrequenzen ω_e und ω_i sind in den Abbildungen 25 auf der nächsten Seite bis 30 auf Seite 24 über der Radialposition aufgetragen. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass keine der genannten Größen einen klaren Trend in Δr zeigt. Dies kann daran liegen, dass der Anfang willkürlich gewählt wird. Die Sonde ist wohl zu nahe an der Mitte des Plasmas geblieben und vermutlich sogar durch die Mitte geschoben worden, wie der symmetrische leichte Anstieg und Abfall auf zu $\Delta r \searrow 0$ mm und $\Delta r \nearrow 7$ mm andeutet. Allerdings ist die Ungenauigkeit zu groß um hier eine sichere Aussage treffen zu können.

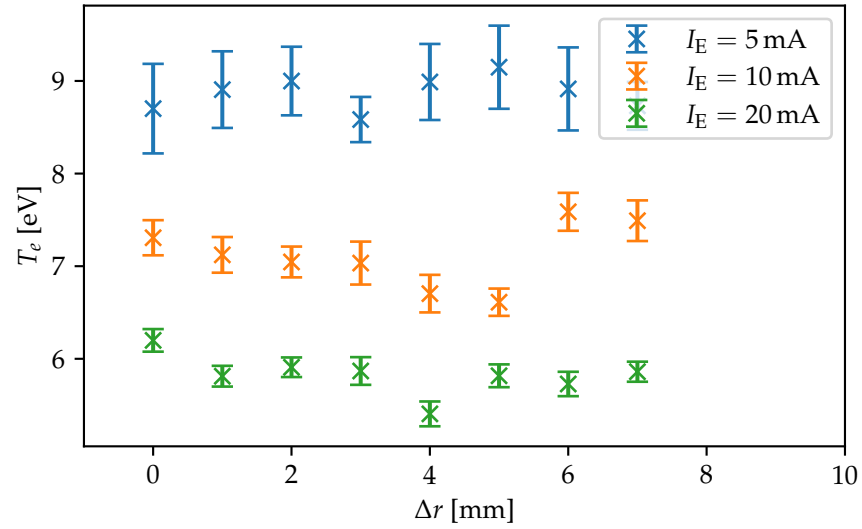
Darüber hinaus lässt sich eine deutliche Abhängigkeit vom Entladungsstrom feststellen.

Es gilt: $I_E \uparrow \Rightarrow T_e \downarrow \quad n_e \uparrow \quad \alpha \uparrow \quad \lambda_D \downarrow \quad \omega_e \uparrow \quad \omega_i \uparrow$

Tab. V: Fitparameter für die Kennlinien für $I_E = 20$ mA.

Δr [mm]	T_e [eV]	$I_{i,\text{sat}}$ [μA]	A [mA]
0	6.20 ± 0.13	-20.62 ± 1.12	417 ± 62
1	5.81 ± 0.12	-18.68 ± 0.80	656 ± 103
2	5.91 ± 0.11	-19.90 ± 0.86	568 ± 80
3	5.87 ± 0.15	-18.97 ± 1.12	560 ± 113
4	5.41 ± 0.14	-18.83 ± 0.90	1184 ± 258
5	5.82 ± 0.13	-19.54 ± 0.91	602 ± 103
6	5.73 ± 0.14	-19.82 ± 0.94	680 ± 128
7	5.86 ± 0.11	-19.33 ± 0.81	566 ± 85

Wenn der Entladungsstrom größer wird werden mehr Teilchen ionisiert, was die Elektronendichte und den Ionisationsgrad erhöht. Infolgedessen wird die Abschirmung elektrischer Felder stärker und die Debye-Länge wird kleiner. Darüber hinaus scheint der erhöhte Strom die Bewegungsfreiheit der Elektronen einzuschränken, da die Elektronentemperatur sinkt. Dies kann auch von der erhöhten Plasmafrequenz herrühren, die von der höheren Elektronendichte erzeugt wird.

**Abb. 25:** Elektronentemperatur T_e in Abhängigkeit der Radialposition Δr .

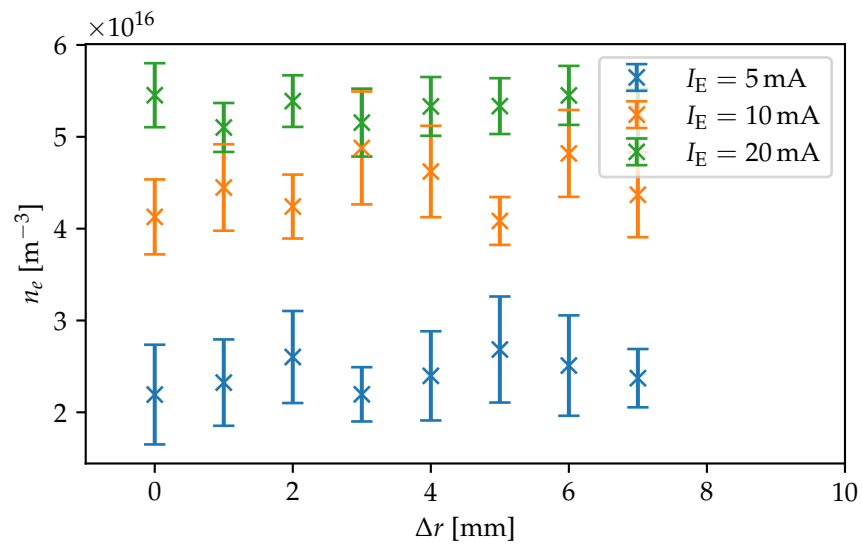


Abb. 26: Elektronendichte n_e in Abhängigkeit der Radialposition Δr .

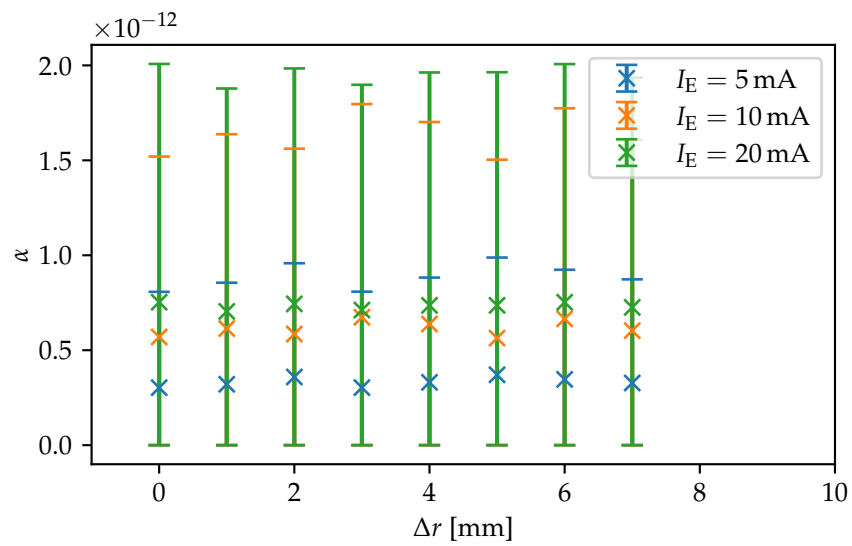


Abb. 27: Ionisationsgrad α in Abhängigkeit der Radialposition Δr .

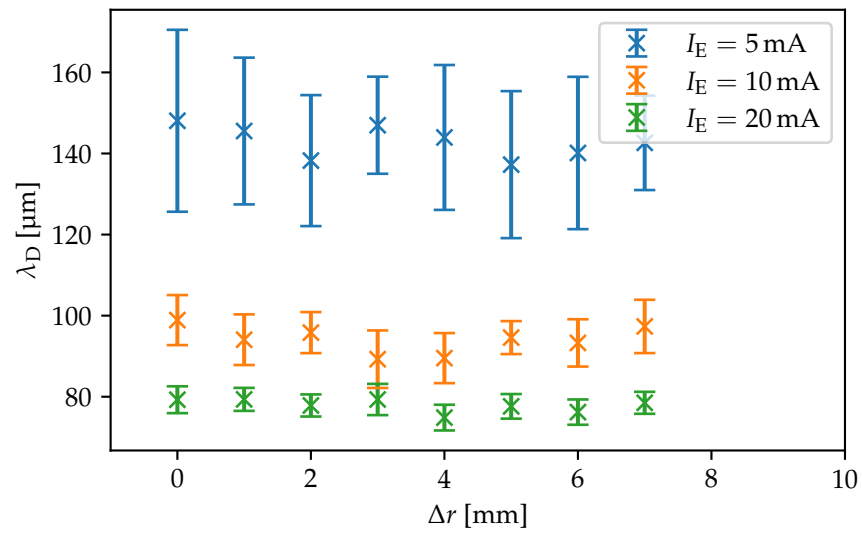


Abb. 28: Debye-Länge λ_D in Abhängigkeit der Radialposition Δr .

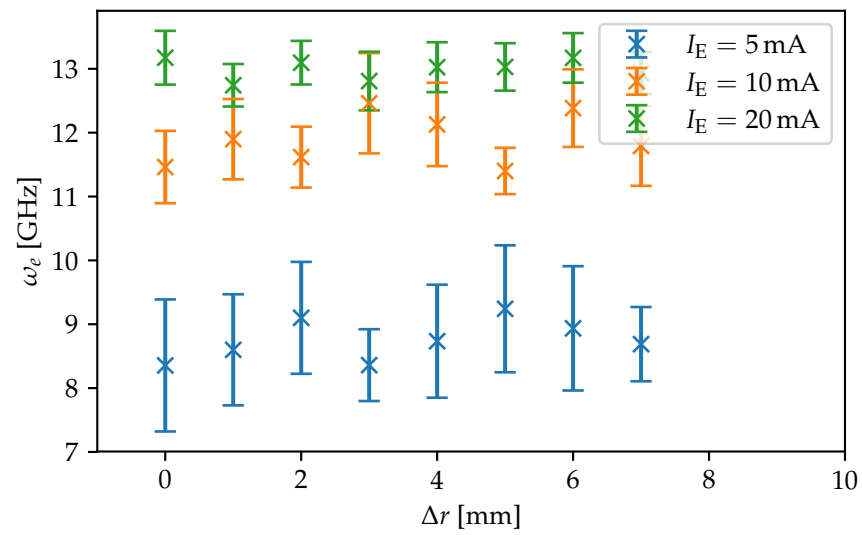


Abb. 29: Plasmafrequenz der Elektronen ω_e in Abhängigkeit der Radialposition Δr .

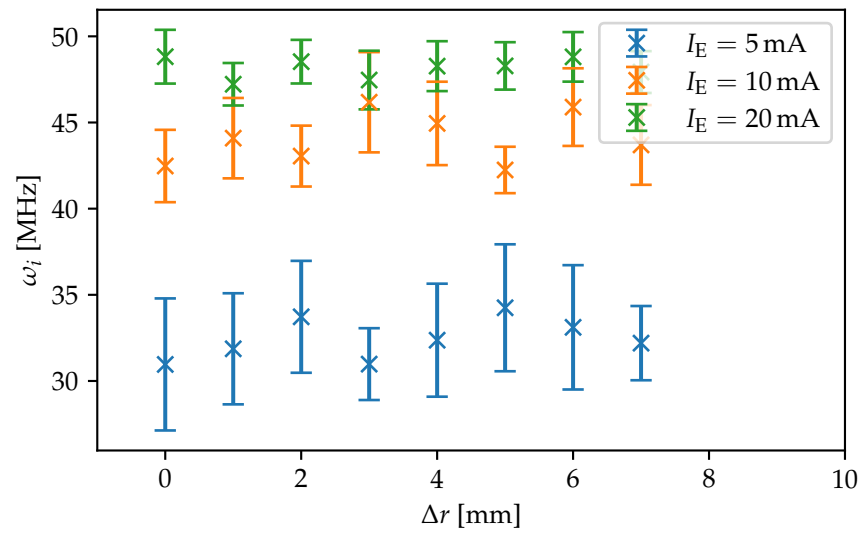


Abb. 30: Plasmafrequenz der Ionen ω_i in Abhängigkeit der Radialposition Δr .

IV. UNSICHERHEITSBETRACHTUNG

Der größte Unsicherheitsfaktor in der Messung ist das veraltete Barometer. Es zeigt Abweichungen von Teils sogar mehr als dem angegebenen Fehler $\Delta p = 5 \text{ mbar}$. Dies macht es quasi unmöglich einen präzisen Druck einzustellen. Die Messung der Ströme und Spannungen hingegen ist ziemlich genau. Aufgrund der Unsicherheit der Messgeräte sowie angenommener statistischer Fehler werden hier Fehler von $\Delta I = 1 \mu\text{A}$ und $\Delta U = 0.01 \text{ V}$ angenommen. Darüber hinaus können die Fehler für Fitparameter direkt aus der Diagonalen ihrer Kovarianzmatrix berechnet werden. Für die Fits wird die Methode der kleinsten Quadrate unter Berücksichtigung des Fehlers von I verwendet.

Der Fehler abgeleiteter Größen wird mittels Fehlerfortpflanzung bestimmt. Wenn X von U und I abhängt dann ist der Fehler von X

$$\Delta X = \left| \frac{\partial X}{\partial U} \right| \Delta U + \left| \frac{\partial X}{\partial I} \right| \Delta I \quad (\text{IV.1})$$

Weitere Fehlerquellen sind Temperatur- und Druckschwankungen im Plasma, sowie die Möglichkeit, dass der Elektronenstrom in die Sättigung übergeht und das Plasma um sich herum verändert. Letzteres ist an einem hellen Glühen um die Sonde herum zu erkennen und kann daher vermieden werden.

V. ZUSAMMENFASSUNG

Im Versuch werden die Kennlinien einer Langmuir- und einer Doppel-Sonde im Argon-Plasma untersucht. Dabei wird die Langmuir-Sonde mit einer negativen Spannung betrieben. Dies führt dazu, dass die Sonde negativ geladen ist und Elektronen im Plasma abstößt. Die Kennlinie zeigt dabei eine Sättigung bei stark negativen Spannungen. Mit steigender Spannung ergibt sich zunächst ein exponentieller Anstieg des Stroms, der bald in eine lineare Steigung übergeht. Für die Doppelsonde verläuft die Kurve im Elektronenanlaufbereich linear. In den Elektronenstromsättigungsbereichen verläuft die Kurve ebenfalls linear, allerdings mit einer geringeren Steigung. Der lineare Anteil in der Sättigung kommt dabei von der zylindrischen Form des Sondenkopfes.

Für beide Sonden werden die Elektronentemperatur T_e , die Elektronendichte n_e , der Ionisationsgrad α , die Debye-Länge λ_D , sowie die Plasmafrequenzen für Elektronen ω_e und für Ionen ω_i untersucht. Es zeigen sich dabei keine klaren Trends in Abhängigkeit des Gasdrucks p , was hauptsächlich dem ungenauen Barometer geschuldet ist. Allerdings stellt sich heraus, dass n_e , ω_e und ω_i mit steigendem p steigen, während die anderen Werte fallen. Elektronen schwingen aufgrund ihrer geringeren Masse schneller. Darum ist ω_e um etwa drei Größenordnungen höher als ω_i . Der abnehmende Ionisationsgrad kann darauf zurückgeführt werden, dass die Durchschlagsspannung mit steigendem Druck steigt (Paschen-Beziehung). Die Anwesenheit von mehr potentiell ionisierbaren Atomen verleitet dennoch zu einer höheren Anzahl an freien Elektronen und Ionen. Diese wiederum schirmen elektrische Felder stärker ab, was die Debye-Länge verkleinert. Die Plasmafrequenzen steigen ebenfalls aufgrund der höheren Ladungsträgerdichte. Die Elektronentemperatur hingegen sinkt. Häufigere Stöße führen zu geringeren mittleren Wegstrecken, auf denen ein Elektron beschleunigt werden kann, bevor es stößt.

Außerdem wird die Abhängigkeit der genannten Größen von der radialen Position der Sonde im Plasma untersucht. Dabei zeigt sich leider kein Trend, was allerdings wohl darauf zurückzuführen ist, dass die mit der Messung abgedeckten Bereiche zu klein sind.

Zuletzt wird die Abhängigkeit vom Entladungsstrom I_E untersucht. Es zeigt sich, dass n_e , α , ω_e und ω_i mit steigendem I_E steigen; die anderen Werte fallen. Der höhere Strom (bei höherer Spannung) führt zu mehr Ionisation, was Ionisationsgrad und Elektronendichte erhöht. Dies wiederum verstärkt die elektrische Abschirmung und senkt die Debye-Länge, während die Plasmafrequenzen steigen. Wieder sinkt die Elektronentemperatur aufgrund häufigerer Stöße.

[1] U. Stroth, *Plasmaphysik Phänomene, Grundlagen, Anwendungen Studium* (Vieweg+Teubner Verlag, 2011).

[2] Wikipedia, "[Glimmentladung](#)," Stand 25.11.18.

[3] Universität Stuttgart Fortgeschrittenen Praktikum, *Elektrische Sonden im Plasma*, Stand: 19.10.2018.

[4] Reinhard Rahner, "[1 - Passive RC-Glied](#)," Stand 26.11.18.