

Goethe-Universität Frankfurt

INSTITUT FÜR ANGEWANDTE
PHYSIK

Untersuchung von Messmethoden
zur Parameterbestimmung eines
Nichtneutralen Plasmas

Diplomarbeit

von

Kathrin Schulte

Betreuer: Prof. Dr. Ulrich Ratzinger

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt am Main, den 9. Oktober 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Grundlagen	5
2.1	Die Gabor-Plasmalinse	6
2.1.1	Aufbau	6
2.1.2	Einschluss	7
2.1.3	Einschlusseffizienz κ	11
2.1.4	Elektronendriften in beiden Einschlussrichtungen mit Restgas	11
2.1.5	Erzeugung des Nichtneutralen Plasmas	12
2.1.6	Verlustmechanismen	15
2.1.7	Zusammenfassung	16
2.2	Charakteristische Größen	17
2.2.1	Debye-Abschirmung	17
2.2.2	Plasma-Frequenz	18
2.2.3	Kriterien für ein Plasma	18
2.2.4	Zusammenfassung	19
2.3	Temperatur	19
2.4	Thermalisierung	21
2.4.1	Zusammenfassung	22
3	Experiment	23
3.1	Der experimentelle Aufbau	24
3.1.1	Der Monochromator	25
3.1.2	Die CCD-Kamera	29
3.1.3	Das Impulsspektrometer	30
3.1.4	Die Faraday Tasse	30
3.1.5	Das Vakuumsystem	33
3.2	Konditionierung der Gabor-Plasmalinse	34
3.2.1	Zusammenfassung	35

4	Numerik	37
4.1	GaborM	38
4.1.1	Einschlusseffizienz κ	39
4.1.2	Radiale und longitudinale Elektronenverluste	39
4.2	Der Radius der Elektronenwolke	40
4.3	Particle-In-Cell Simulation	41
5	Messmethoden	43
5.1	Methoden der optischen Spektroskopie	44
5.1.1	Stoss-und Strahlungsprozesse	44
5.1.2	Die Breite von Spektrallinien	45
5.1.3	Die Temperaturmessung	47
5.1.4	Bestimmung der Ionengeschwindigkeit anhand spektroskopischer Methoden	50
5.1.5	Zusammenfassung	52
5.2	Messung der mittleren Elektronendichte	52
5.2.1	Elektronendichtemessung mittels Analyse der Ionenenergie	52
5.2.2	Elektronendichtemessung durch Frequenzanalyse	55
5.2.3	Zusammenfassung	55
5.3	Lokalisierung des Thermalisierungspunktes	56
5.3.1	Messung der Leuchtdichteverteilung	57
5.3.2	Messung des Ionenstromes	60
5.3.3	Zusammenfassung	63
6	Ergebnisse	65
6.1	Die Elektronentemperatur	66
6.1.1	Ionenproduktion in verschiedenen Regionen	72
6.2	Messung der mittleren Elektronendichte	74
6.2.1	Die mittlere Elektronendichte bei Variation des Anodenpotentials	74
6.2.2	Die mittlere Elektronendichte bei Variation des magnetischen Feldes	75
6.3	Messung der Leuchtdichteverteilung	78
6.4	Zusammenfassung	81
7	Zusammenfassung und Ausblick	83
7.1	Zusammenfassung	84
7.2	Ausblick	85
	Literaturverzeichnis	91
	Abbildungsverzeichnis	97

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Heutzutage werden verschiedenste Arten von heißen Plasmen in Laboren erzeugt. Angesichts der Tatsache, dass Plasmen im Universum den natürlichen Zustand von 99 Prozent der Materie darstellen, ist die Möglichkeit der Untersuchung dieses Plasmazustandes auf der Erde als relativ jung zu bezeichnen. Bis etwa Mitte des 20. Jahrhunderts konnten sehr heiße und stationäre Plasmen mit Temperaturen über 1 eV nur in Sternen beobachtet werden. Dem Bemühen der Physik, die Sternatmosphäre aus den Sternspektren zu deuten und den dabei angewandten spektroskopischen Untersuchungsmethoden ist es zu verdanken, dass heute die Möglichkeit besteht, Laborplasmen, die eine Reihe von Anwendungsmöglichkeiten in Wissenschaft und Industrie bieten, zerstörungsfrei zu diagnostizieren [GF98].

Beispielsweise wird schon seit längerer Zeit die Verwendung sogenannter Gabor-Plasmalinsen, in denen ein einkomponentiges also Nichtneutrales Plasma eingeschlossen wird, zur Fokussierung von Teilchenstrahlen untersucht. B. Borries und E. Ruska veröffentlichten 1932 eine Arbeit, in der die Anwendungsmöglichkeit von Plasmen zur Bündelung von Kathodenstrahlen untersucht wurde [BR32]. Dennis Gabor entwickelte daraufhin im Jahr 1947 das Konzept der Raumladungslinsen. In seiner Arbeit "A Space-Charge Lens for the Focusing of Ion Beams" beschrieb er die stark fokussierende Wirkung der Raumladungslinse auf hochenergetische Ionenstrahlen [DG47]. Sein Vorschlag war, die Raumladungswolke im Zentrum der Anordnung durch das magnetische Feld eines Solenoiden in radialer Richtung einzuschließen. Der longitudinale Einschluss gelingt mithilfe einer durch eine zylindrische Anode etablierten Potentialwanne.

Weiterführende Experimente zur Elektrodengeometrie der Raumladungslinse und ihrer äußeren Parameter wurden von M. Mobley, G. Gammel und A. Maschke am Brookhaven National Laboratory im Jahre 1978/79 durchgeführt und erste Ergebnisse für den Transport von Ionenstrahlen durch Gabor-Plasmalinsen erzielt [RM79]. In den nachfolgenden Arbeiten von J. Pozismki und O. Meusel wurde der Strahltransport durch eine Gabor-Plasmalinse und die Abhängigkeit des Strahlverhaltens von den eingestellten Linsenparametern untersucht [JP97] [OM05]. Um eine gute Fokussierqualität zu erreichen, wird ein hoher Füllgrad der Linse, sowie ein lineares elektrisches Feld benötigt.

Während die Gabor-Plasmalinse innerhalb ihres Arbeitsbereiches, in dem das Plasma als thermalisiert angenommen wird, gute Abbildungseigenschaften aufweist, kommt es außerhalb der Arbeitsfunktion der Raumladungslinse zu einem starken Verlust der Strahlqualität (Abbildung 1.1). In diesem Gebiet bilden sich vermehrt Instabilitäten des Plasmas aus und eine aberrationsfreie Abbildung des Strahls ist nicht mehr gewährleistet. Die Gabor-Plasmalinse dient als Instrument, doch um ihre Anwendung zu optimieren, müssen die

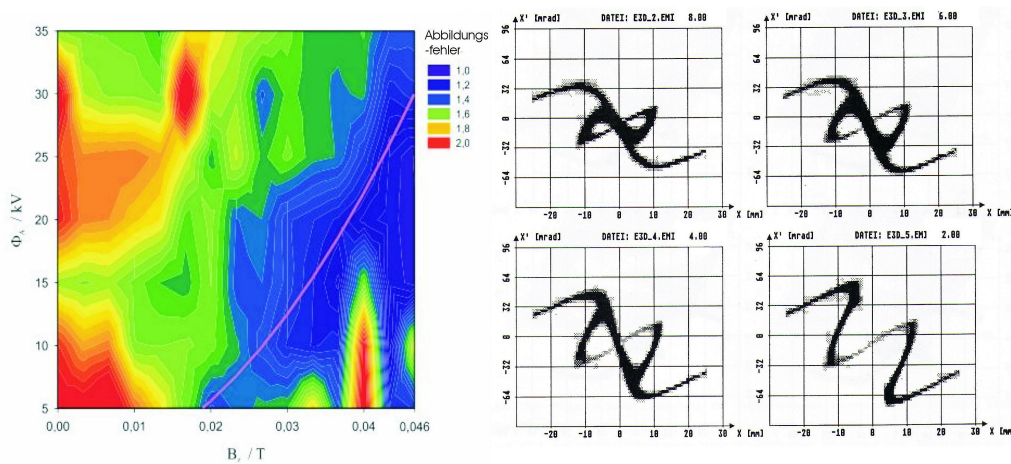


Abbildung 1.1: Darstellung der Abbildungseigenschaften der Gabor-Plasmalinse ausgedrückt durch den Verlust der Strahlqualität als Funktion der externen Linsenparameter, dabei wird die Arbeitsfunktion der Raumladungslinse durch die lilafarbene Linie repräsentiert [OM05] (links), Beispiel für den Verlust der Strahlqualität bei großen Abbildungsfehlern [GR93] (rechts)

wesentlichen Prozesse in Nichtneutralen Plasmen verstanden werden.

Nichtneutrale Plasmen, genau wie elektrisch neutrale Plasmen, weisen eine Vielzahl an kollektiven Eigenschaften wie Plasmawellen, Instabilitäten und die Debye-Abschirmung auf. Darüber hinaus haben die starken Eigenfelder des Nichtneutralen Plasmas großen Einfluss auf den Plasmazustand bezüglich Stabilität und Transporteigenschaften. In vielen Bereichen hat sich in den letzten 30 Jahren das Interesse an den physikalischen Eigenschaften des Nichtneutralen Plasmas stark vergrößert. Dazu gehören unter anderem der Bereich der Hochstrombeschleuniger für Anwendungen in der Hochenergie- und Kernphysik, aber auch astrophysikalische Studien großräumiger Nichtneutraler Plasmaregionen in der Magnetosphäre von rotierenden Neutronensternen, um nur ein paar Beispiele zu nennen [RD01]. Teilchenfallen wie die Gabor-Plasmalinse bieten daher eine gute Möglichkeit, Kollektiveffekte bzw. Plasmaeffekte zu untersuchen [MS08].

Für die Diagnose ergibt sich das Problem, dass eine Störung des Systems auch eine Reaktion in dem zu untersuchenden Plasma hervorruft. Um dies zu umgehen, haben sich im Bereich der elektrisch neutralen Plasmen vor allem spektroskopische Methoden zur Bestimmung der Plasmaparameter bewährt. Die Anwendbarkeit dieser optischen, aber auch alternativer Messmethoden zur Parameterbestimmung soll nun auch für Elektronenplasmen untersucht werden.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Die Gabor-Plasmalinse

2.1.1 Aufbau

Um die Eigenschaften des Nichtneutralen Plasmas (NNP) in Abhängigkeit von externen Parametern untersuchen zu können, wurde eine dreiteilige Gabor-Plasmalinse konstruiert. Diese Gabor-Plasmalinse besteht im Gegensatz zu den Vorgängermodellen, die am Institut für Angewandte Physik (IAP) Frankfurt zu Beginn der 90-er Jahre des vergangenen Jahrhunderts gefertigt wurden, aus drei zylindrischen Anoden mit je einem Radius von $R_A = 0,054\text{ m}$ und einer Gesamtlänge von $z = 0,4\text{ m}$ und drei Helmholtzspulen Paaren, die die Anoden im Abstand von 1 cm umgeben. Die Anoden werden in longitudinaler Richtung von zwei Erdelektroden mit Radius $R_G = 0,035\text{ m}$ begrenzt und können maximal mit einem Potential von $\Phi_A = 6500\text{ V}$ beaufschlagt werden [KS07]. Diese dreigeteilte Konstruktion hat den Vorteil, dass die ein-

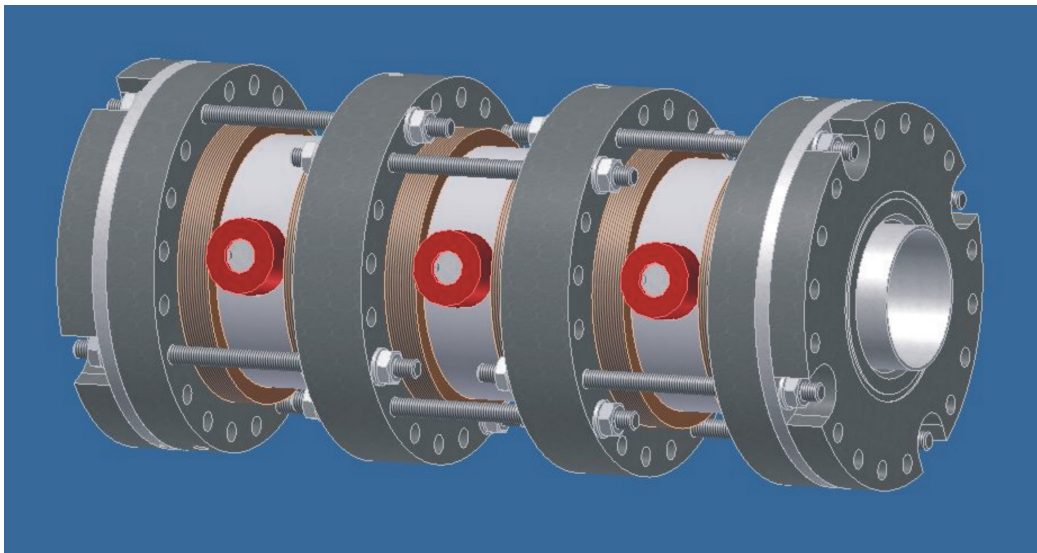


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der dreigeteilten Gabor-Plasmalinse

zelnen Segmente separat angesteuert werden können, um eine longitudinale Variation der Plasmaparameter zu ermöglichen. Zudem wurden in die Anodenwände Vakuumdurchführungen mit Sichtfenstern (CF16) integriert, um eine optische Untersuchung auch in radialer Richtung zu ermöglichen. In der nachfolgenden Abbildung 2.2 ist das durch die Helmholtzspulen erzeugte Magnetfeld bei gleicher Einstellung der stromführenden Spulenpaare in axialer Richtung aufgetragen und die durch die Anoden etablierte Potentialwanne bei Gleichschaltung.

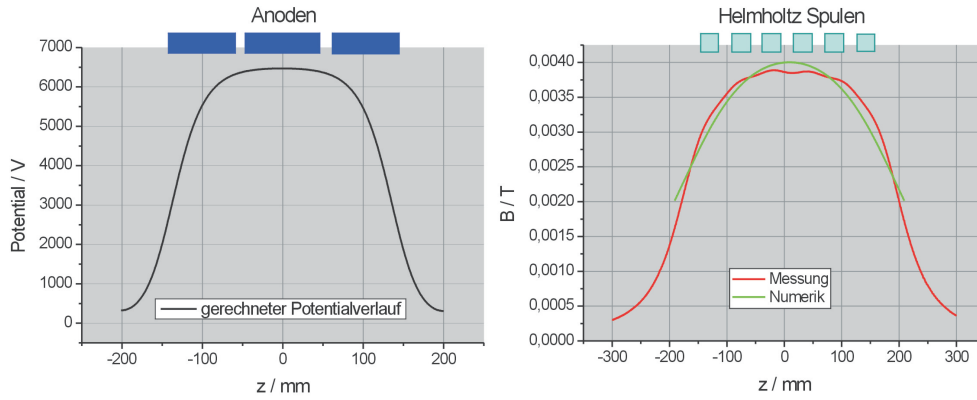


Abbildung 2.2: Das erzeugte Magnetfeld gemessen sowie numerisch bestimmt (rechts) und der Potentialverlauf bei Gleichschaltung der Anoden (links)

2.1.2 Einschluss

Der Einschluss des Nichtneutralen Plasmas wird durch die spezielle Konfiguration aus magnetischen und elektrischen Feldern realisiert.

Der **longitudinale Einschluss** gelingt dadurch, dass durch das Elektrodensystem in z-Richtung eine Potentialwanne etabliert wird, die so als Elektronenfalle dient. Die Tiefe dieser Wanne ist durch das Anodenpotential Φ_A bestimmt. Das Potential im Inneren der Linse wird durch das Potential der eingeschlossenen Raumladungswolke Φ_r verringert [OM05]. Um die Potentialdepression zu bestimmen, ist die Poisson-Gleichung in Zylinderkoordinaten zu lösen:

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_r}{\partial r} - \frac{\partial^2 \Phi_r}{\partial r^2} = \frac{en_e(r)}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

Für eine homogene Ladungsträgerdichteverteilung ergibt sich nach Integration für $0 < r < R_p$:

$$\Phi_r = -\frac{en_e r^2}{4\epsilon_0} \quad (2.2)$$

Wenn nun eine vollständige Potentialdepression erreicht ist, d.h. $\Phi_A = \Phi_r$ kann die Elektronendichte durch

$$n_e = \frac{4\epsilon_0 \cdot \Phi_A}{er^2} \quad (2.3)$$

angegeben werden.

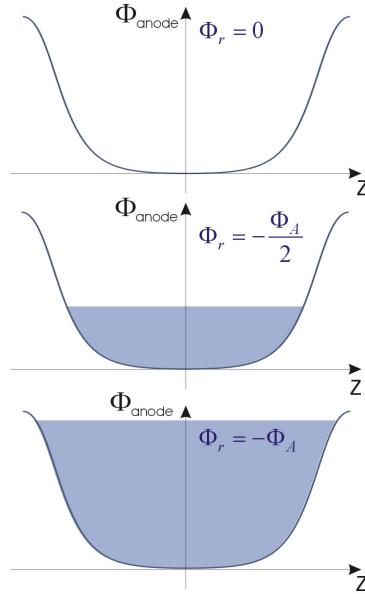


Abbildung 2.3: Darstellung des longitudinalen Elektroneneinschlusses in der Potentialwanne

Der **radiale Einschluss** der als unendlich lang angenommenen Nichtneutralen Plasmasäule erfolgt durch ein homogenes, axiales Magnetfeld [RD01]. Unter der Annahme, dass keine Ionen vorhanden sind, erzeugt die Raumladungswolke ein elektrisches Feld E_r in radialer Richtung, d.h. auf ein Testelektron wirkt die Summe aus elektrostatischer und zentrifugaler Kraft, wobei in entgegengesetzter Richtung die magnetische Kraft angreift (Abbildung 2.4). Mathematisch kann das Kräftegleichgewicht wie folgt ausgedrückt werden:

$$-\frac{m_e v_{e,\Theta}^2}{r} = -eE_r - ev_{e,\Theta} B_z \quad (2.4)$$

Das radiale elektrische Feld ergibt sich aus der Poisson-Gleichung in Zylinderkoordinaten:

$$E_r = -\frac{1}{2\epsilon_0} en_e r \quad (2.5)$$

Mit dieser Relation und durch Einsetzen der Plasmafrequenz $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ ergibt sich so als Zwischenergebnis:

$$-\frac{v^2}{r} = \frac{1}{2} \omega_p^2 - \frac{evB}{rm_e} \quad (2.6)$$

Zudem wird die Winkelgeschwindigkeit $\omega_e = \frac{v}{r}$ und die Zyklotronfrequenz

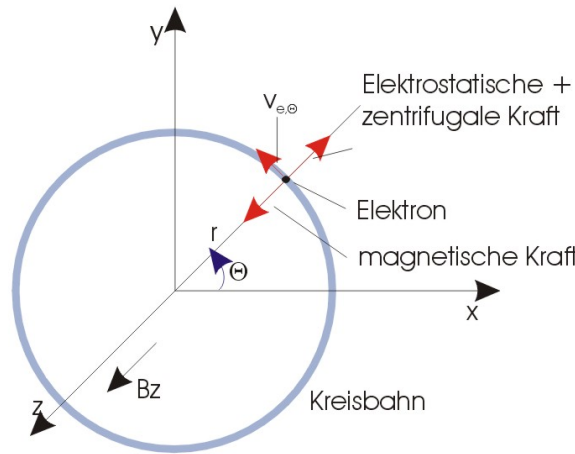


Abbildung 2.4: Darstellung der auf ein Testelektron wirkenden Kräfte im Magnetfeld

$\Omega_e = \frac{eB}{m_e}$ eingeführt und man erhält somit die quadratische Gleichung:

$$\omega_e^2 = \Omega_e \omega_e - \frac{\omega_p^2}{2} \quad (2.7)$$

Die Lösung der quadratischen Gleichung ist dann:

$$\omega_e = \omega_e^\pm = \frac{\Omega_e}{2} \left[1 \pm \left(1 - \frac{2\omega_p^2}{\Omega_e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.8)$$

Diese beiden Ergebnisse können einer schnellen ω_e^+ bzw. einer langsamen ω_e^- Rotationsgeschwindigkeit der Plasmasäule zugeordnet werden. ω_e^+ entspricht dann der Zyklotronfrequenz und ω_e^- der ExB-Rotation der Plasmawolke. In Abbildung 2.5 ist deutlich zu erkennen, dass die beiden Parameter bei der maximal einzuschließenden Elektronendichte d.h. dem maximalen Füllgrad

$$\kappa_r = \frac{2\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} = 1 \quad (2.9)$$

gleiche Werte annehmen. Der Füllgrad gibt die maximale Einschlusseffizienz der Gabor-Plasmalinse an.

Für $\kappa_r = 1$ ergibt sich aus Gleichung 2.8 die Lösung $\omega_e^+ = \omega_e^- = \Omega_e/2$.

Damit ist das Brillouin Flow Limit [LB45] erreicht, d.h. die obere Grenze, in der ein Einschluss der Elektronen noch gewährleistet ist. In diesem Punkt gleicht die Bewegung der Plasmawolke einer starren Rotation. Wenn die Lösung der quadratischen Gleichung $\kappa_r = 1$ in Gleichung 2.7 eingesetzt wird,

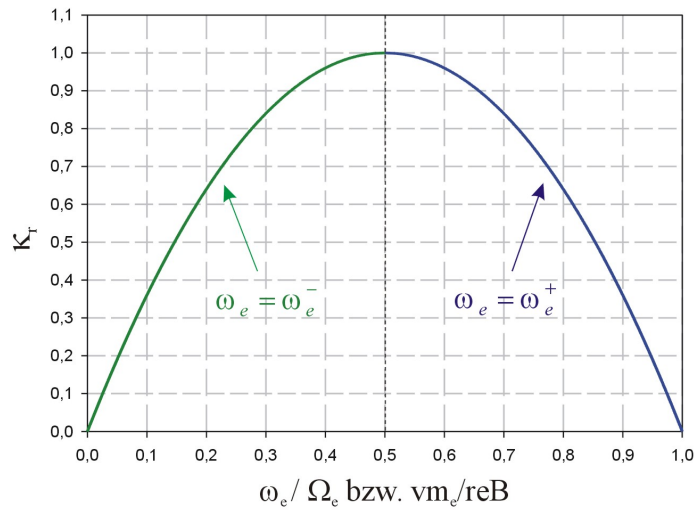


Abbildung 2.5: Einschlusseffizienz

kann die maximale Elektronendichte in radialer Richtung mit

$$n_e = \frac{\epsilon_0 B_z^2}{2m_e} \tag{2.10}$$

bestimmt werden. In Abbildung 2.6 ist einmal exemplarisch die Elektronenbewegung für unterschiedliche Einschlusseffizienzen dargestellt [JP90].

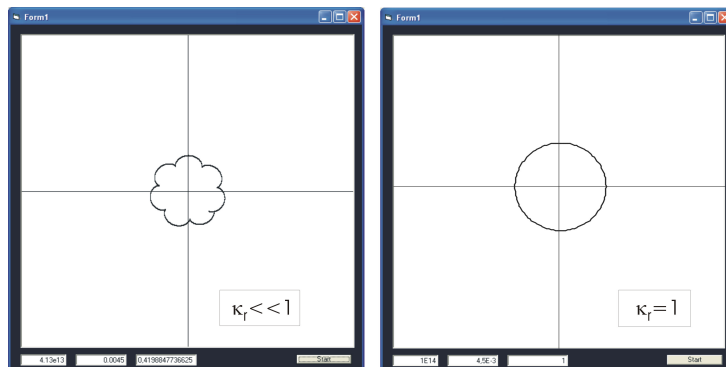


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der ExB-Drift für $\kappa \ll 1$ und $\kappa = 1$

Sind nun die Einschussbedingungen in radialer und longitudinaler Richtung gleich, lassen sich die Gleichungen zur Dichteberechnung zusammenfassen zu:

$$\Phi_A = \frac{er^2 B_z^2}{8m_e} \tag{2.11}$$

Diese Gleichung repräsentiert unter theoretischer Betrachtung die Arbeitsfunktion der Gabor-Plasmalinse, in der die Elektronen als homogen verteilt angenommen werden und die kinetischen Energien in beiden Einschlussrichtungen gleich sind.

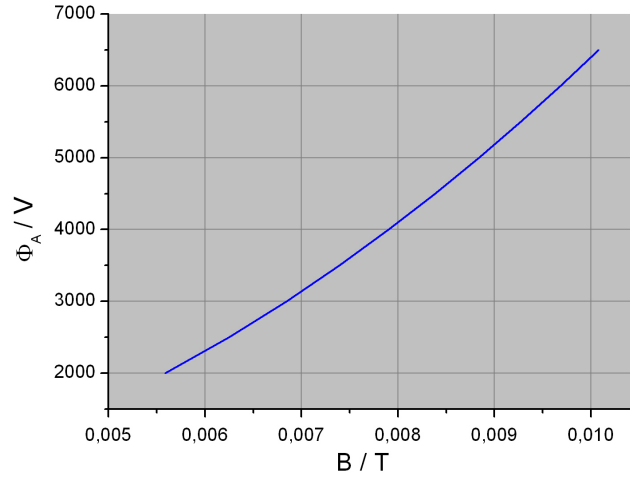


Abbildung 2.7: Arbeitsfunktion der Gabor-Plasmalinse

2.1.3 Einschlusseffizienz κ

Um einen Vergleich zwischen errechneten und experimentell bestimmten Werten für die Elektronendichte zu haben, wird die longitudinale Einschlusseffizienz $\kappa_{l,exp}$ durch:

$$\kappa_{l,exp} = \frac{\bar{n}_{e,exp}}{n_{e,l,theo}} = \frac{\Phi_r}{\Phi_A} \quad (2.12)$$

und die radiale Einschlusseffizienz $\kappa_{r,exp}$ durch:

$$\kappa_{r,exp} = \frac{\bar{n}_{e,exp}}{n_{e,r,theo}} \quad (2.13)$$

eingeführt. Die experimentell ermittelte mittlere Elektronendichte unterscheidet nicht zwischen den beiden Einschlussebenen.

2.1.4 Elektronendriften in beiden Einschlussrichtungen mit Restgas

Die theoretischen Einschlussbedingungen zur Beschreibung des Nichtneutralen Plasmas in der Gabor-Plasmalinse berücksichtigen nur die externen Fel-

der, aber die Stöße zwischen Elektronen und Restgasatomen bleiben unbeachtet. Daher wird im Folgenden der Versuch unternommen, eine Vorstellung über den Einfluss des Restgases auf die Elektronendrift zu liefern.

Auf die Elektronen wirkt die Coulombkraft qE im elektrischen Feld und die Lorentzkraft $qv \times B$ im magnetischen Feld. Allein im magnetischen Feld führen sie kreisförmige Bewegungen mit der Winkelgeschwindigkeit aus, wobei der Betrag von ω_e der Zyklotronfrequenz entspricht. Sind nun elektrisches und magnetisches Feld gleichzeitig vorhanden, wird die Teilchenbahn schraubenförmig und die Bewegung kann zerlegt werden in eine Kreisbewegung der Kreisfrequenz und eine translatorische Bewegung mit der Driftgeschwindigkeit [KK84]:

$$v = v_D + \omega_e \times r \quad (2.14)$$

mit:

$$v_D = \frac{E \times B}{B^2} \quad (2.15)$$

Befindet sich das Elektron aber in einem gasgefüllten Volumen, so kommt wegen der Stöße mit den Gasmolekülen eine stochastische Kraft $mA(t)$ hinzu, der zeitlich variiert. Die Bewegungsgleichung, die der Langevin-Gleichung entspricht, kann somit geschrieben werden:

$$m\dot{v} = e(E + v \times B) + mA(t) \quad (2.16)$$

Es gilt:

$$\langle A(t) \rangle = -\frac{v_D}{\tau}$$

Denn die stochastische Beschleunigung kompensiert im Zeitmittel gerade die vorhandene translatorische Bewegung, wobei τ die mittlere Zeit zwischen den Stößen ist. Für ein konstantes elektrisches Feld ergibt sich dann für die Driftgeschwindigkeit:

$$v_D = \frac{q\tau}{m(1 + \omega_e^2\tau^2)} \left(E + \frac{E \times B}{B} \omega_e\tau + \frac{(E \cdot B) \cdot B}{B^2} \omega_e^2\tau^2 \right) \quad (2.17)$$

Aus dieser Gleichung geht die starke Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von $\omega_e\tau$ d.h. die Abhängigkeit der Stoßrate von der Restgasdichte hervor.

2.1.5 Erzeugung des Nichtneutralen Plasmas

Bei vorherigen Versuchen wurden Elektronen in der Gabor-Plasmalinse durch in den Rezipienten eingelassene Glühkathoden erzeugt [DG47]. Doch in der dreiteiligen Gabor-Plasmalinse erfolgt die Elektronenproduktion durch Ionisation des eingeschlossenen Restgases (üblicherweise N_2 oder He).

Im ersten Schritt entstehen durch kosmische Strahlung oder natürliche Radioaktivität einzelne Elektronen und Ionen. Während die Elektronen in der Linse eingeschlossen werden und aufgrund ihrer Bewegung im Linsenvolumen nun die Möglichkeit haben, weitere Restgasatome zu ionisieren, werden die gebildeten Ionen aus der Linse herausbeschleunigt.

Auch sie wechselwirken auf ihrem Weg mit Restgasatomen und tragen somit zur Elektronenproduktion bei.

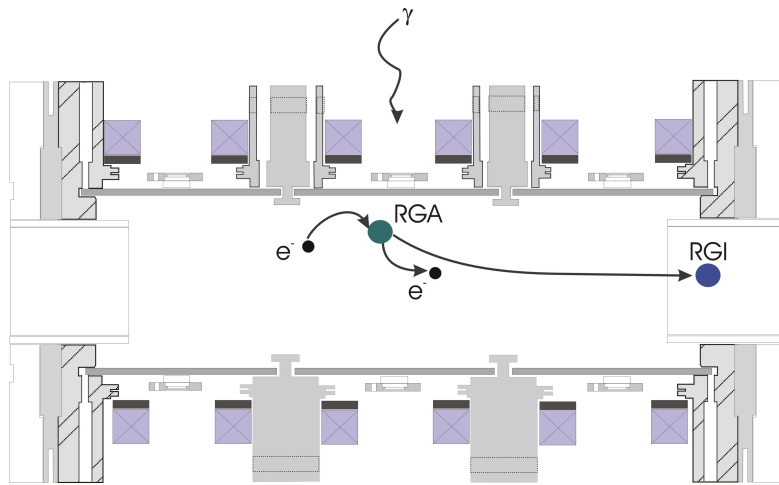


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Produktionsmechanismen

Außerdem können bei hohen Elektronentemperaturen an der Oberfläche der Anode durch auftreffende Elektronen Sekundärelektronen produziert werden, wie im Abschnitt 6.1.1 gezeigt werden soll.

Um die Füllzeiten der Linse für die Stöße der Elektronen mit den Restgasionen abschätzen zu können, wird mit Hilfe der idealen Gasgleichung zunächst die Anzahl der Neutralgasteilchen bei Zimmertemperatur und einem Druck von $p = 1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$ berechnet:

$$pV = NkT \Rightarrow \frac{p}{kT} = \frac{N}{V} = 2,4 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{m}^3}.$$

Die Stosszeiten können dann unter Zuhilfenahme der Wirkungsquerschnitte σ für die verschiedenen Restgasarten ermittelt werden.

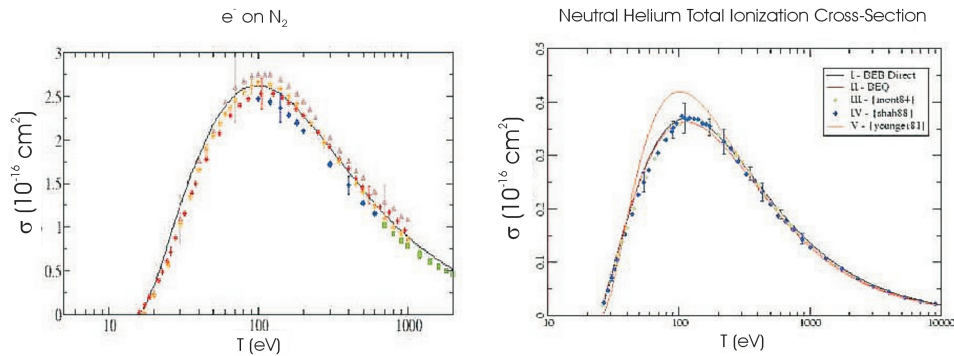


Abbildung 2.9: Wirkungsquerschnitte für Elektron-Atom-Kollision bei Stickstoff (links) und Helium (rechts) [NIST]

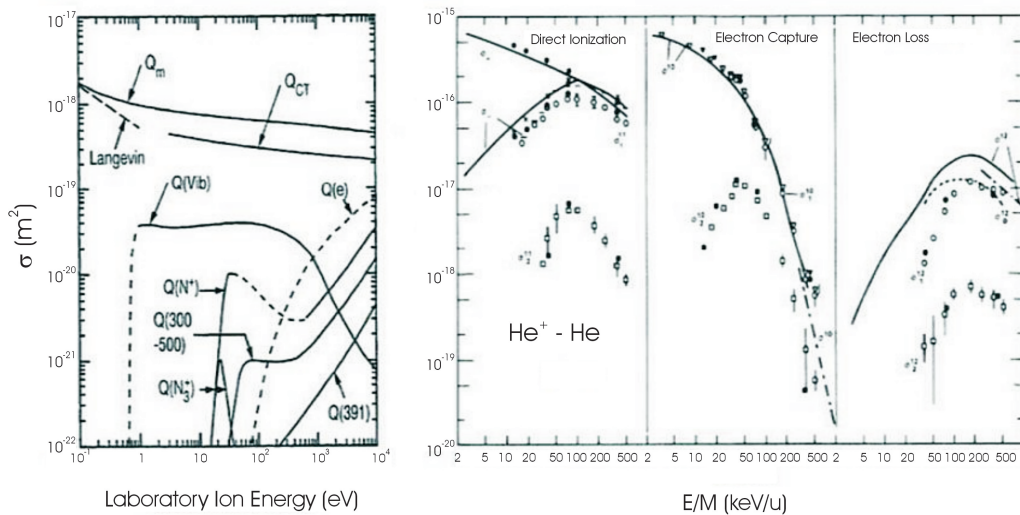


Abbildung 2.10: Wirkungsquerschnitte für Ion-Atom-Kollision von molekularem Stickstoff (links) und Helium (rechts)

Der Stoß- bzw. Ionisationsquerschnitt ist im Allgemeinen von der Geschwindigkeit abhängig, da ein solcher Prozess erst ab einer Mindestenergie möglich ist.

Um die Stosszeiten abzuschätzen, wird für die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Neutralgas eine Energie von 100 eV und bei der Wechselwirkung der Ionen mit den Restgasatomen eine Energie von 3000 eV angenommen (Siehe Abbildung 2.9 und 2.10).

Bei einer Elektronen- bzw. Ionengeschwindigkeit v und der Teilchendichte n

ergeben sich die Stoßzeiten zu:

$$\tau = \frac{1}{n\sigma v} \quad (2.18)$$

Im Falle von Stößen der Elektronen mit Restgasatomen beträgt $\tau_{N_2} = 25 \mu s$ bzw. $\tau_{He} = 183 \mu s$, während die Stosszeit τ bei Wechselwirkung von Ionen mit dem Neutralgas $\tau_{He} = 3,3 ms$, $\tau_{N_2} = 574 \mu s$ beträgt. Der Anstieg der Potentialdepression erfolgt exponentiell und somit kann die Füllzeit unter der Voraussetzung einer vollständigen Linsenfüllung bei $n_e = 1,1 \cdot 10^{15} \frac{1}{m^3}$ zu $6,34 ms$ bei Helium und $0,87 ms$ bei Stickstoff bestimmt werden.

2.1.6 Verlustmechanismen

Bei der Diskussion der Messergebnisse wird sich zeigen, dass die Grenzdichten häufig nicht erreicht werden. Dies kann vor allem mit **radialen Elektronenverlusten** erklärt werden. In einem heißen Plasma muss die Aussage, dass Teilchen in einem homogenen Magnetfeld, abgesehen von der Gyration um die Magnetfeldlinien, sich nicht senkrecht zu diesen Feldlinien bewegen können, korrigiert werden. Denn dabei wird die Wechselwirkung der Teilchen untereinander nicht berücksichtigt. Durch einen Stoß eines Plasmateilchens mit einem anderen, wird die Richtung seiner Geschwindigkeit plötzlich geändert. Nach dem Stoß wird es um eine andere Feldlinie gyrieren als zuvor. Aufgrund der Stöße führt das Teilchen eine ‘‘Brownsche Bewegung’’ senkrecht zum Magnetfeld aus. Es kann daher aus dem gegebenen Feld heraus diffundieren [KL98]. Die Diffusionsgeschwindigkeit ist proportional zu ω_e^- und entspricht damit einer Lösung der quadratischen Gleichung 2.7, die die $E \times B$ -Rotation der Elektronenwolke repräsentiert [OM05]:

$$v_{diff} = \eta_E \omega_e^- r \quad (2.19)$$

Dabei ist η_E der Wirkungsgrad des Energieaustausches. Die Coulombstöße der Elektronen werden zwar dominieren, aber bei hohen Restgasdrücken können auch Stöße mit Restgasatomen und Restgasionen Bedeutung erlangen [JP90].

Auch bezüglich der **longitudinalen Elektronenverluste** spielt die Temperatur des Nichtneutralen Plasmas eine wesentliche Rolle. Der Verluststrom aus der Linse stellt sich als Funktion der Plasmatemperatur dar, wie aus der Gleichung

$$I_{loss} = 2\pi \int j(r) r dr \quad (2.20)$$

folgt. Dabei ist:

$$j(r) = en_e(r, \Phi_r = 0) \cdot e^{-\frac{e\Phi_{r,max}}{k_b T_e}} \cdot \sqrt{\frac{kT_e}{m}} \quad (2.21)$$

Diese Beziehung resultiert einmal aus der Stromdichte für Elektronen im homogenen elektrischen Feld:

$$j(r) = en_e(r, \Phi_r = 0) \sqrt{\frac{2Ue}{m}} \quad (2.22)$$

und der Maxwell-Verteilung:

$$I(\Phi_{r,max}) = I(\Phi_r = 0) \cdot e^{-\frac{e\Phi_{r,max}}{k_b T_e}} \quad (2.23)$$

Hierbei handelt es sich um Elektronen aus dem hochenergetischen Schwanz der Maxwell-Verteilung, die genügend thermische Energie haben, um auch gegen ein schwaches Feld anzulaufen [GT97].

In Abbildung 2.11 ist der longitudinale Verluststrom der thermischen Elektronen im Verhältnis zur Systemtemperatur dargestellt. Dabei ist der Verluststrom für das maximale Potential von $\Phi_{max} = 6500 \text{ V}$ berechnet worden.

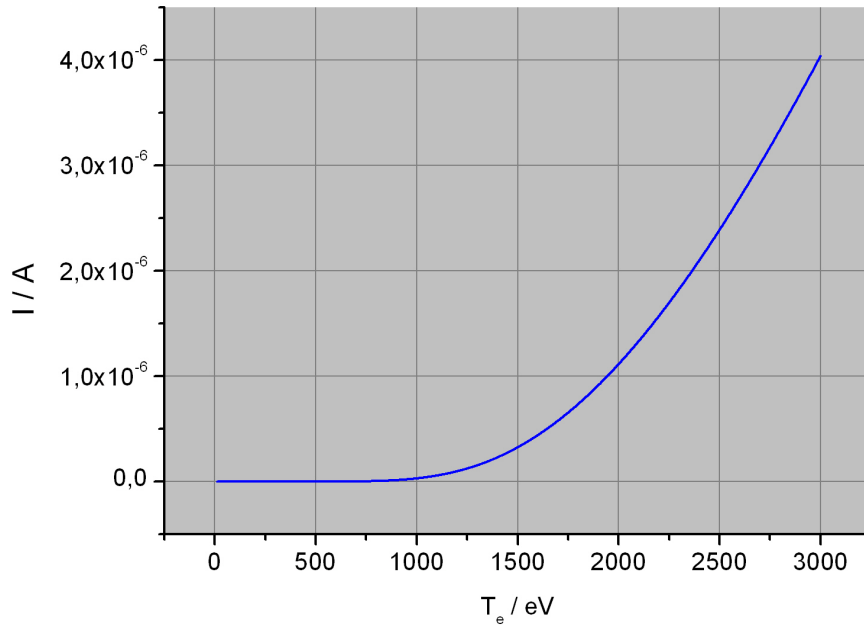


Abbildung 2.11: Elektronenverluststrom aus der Gabor-Plasmalinse als Funktion der Plasmatemperatur für das maximale Potential von $\Phi_{max} = 6500 \text{ V}$

2.1.7 Zusammenfassung

Die theoretischen Einschlussbedingungen zur Beschreibung des Nichtneutralen Plasmas in der Gabor-Plasmalinse berücksichtigen nur die externen Fel-

der. Wie in Abschnitt 2.1.5 behandelt wurde, kommt aber durch die Elektron-Atom-Kollision eine stochastische Kraft hinzu, die Elektronengeschwindigkeit und Elektronenenergie maßgeblich beeinflusst. Die Elektronentemperatur und die damit verbundenen Verlustmechanismen resultieren aus dem Einfluss der Stosszeiten. Dies führt zu einer Änderung in der Einschlusseffizienz der Gabor-Plasmalinse und sollte für eine vollständige Beschreibung des Systems in der Theorie berücksichtigt werden.

2.2 Charakteristische Größen

Ein Nichtneutrales Plasma ist ein Viel-Teilchensystem, in dem, im Vergleich zum Quasineutralen Plasma, nicht überall Ladungsneutralität herrscht. Solche Plasmen zeigen weitreichendes, kollektives Verhalten, welches sich in den nachfolgend diskutierten Kenngrößen niederschlägt.

2.2.1 Debye-Abschirmung

Bringt man ein ruhendes Testelektron in ein Plasma, führt dies zu einer Dichtefluktuation innerhalb des Plasmas und zu einer Abschirmung der Ladung. Im Abstand einer Debye-Länge ist das Potential der Ladung auf den e-ten Teil des Coulombpotentials abgefallen. Im Falle des Nichtneutralen Plasmas wird zu dem Potential ϕ_0 ein $\delta\phi$ Potential hinzugefügt, das durch Raumladungseffekte hervorgerufen wird. Die Poisson-Gleichung für das Gesamtpotential $\Phi = \phi_0(\vec{r}) + \delta\phi(x, t)$ lautet [RD01]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \phi_0 + \nabla^2 \delta\phi = 4\pi n_e \exp\left(\frac{e\delta\phi}{kT_e}\right) + 4\pi e \delta(x - x_0) \quad (2.24)$$

Man kann nun den Exponentialterm für $x \ll 1$ d.h. $\left| \frac{e\delta\phi}{kT_e} \right| \ll 1$ Taylor entwickeln:

$$\exp(x) = 1 + x + x^2 + \dots \stackrel{x \ll 1}{\rightarrow} \exp(x) = 1 + \frac{e\delta\phi}{kT_e} \quad (2.25)$$

$$\rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \phi_0 + \nabla^2 \delta\phi = 4\pi n_e \left(1 + \frac{e\delta\phi}{kT_e}\right) + 4\pi e \delta(x - x_0) \quad (2.26)$$

Mit $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \phi_0 = 4\pi n_e$ und der thermischen Debye-Länge

$$\lambda_D^2 = \frac{kT_e}{4\pi e^2 n_e} \quad (2.27)$$

bzw.

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2 n_e} \quad (2.28)$$

folgt daraus die Differentialgleichung:

$$\nabla^2 \delta\phi = \frac{1}{\lambda_D^2} \delta\phi + 4\pi e \delta(x - x'_0) \quad (2.29)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist dann:

$$\delta\phi = -\frac{e}{|x - x'_0|} \exp\left(-\frac{|x - x'_0|}{\lambda_D}\right) \quad (2.30)$$

Dies ist das abschirmende Potential, das das Testelektron bei $x = x'_0$ umgibt. Genau wie in einem Quasineutralen Plasma verteilen sich die Elektronen so um das Testelektron, dass das Coulombpotential um $|x - x'_0| > \lambda_D$ abgeschirmt wird.

Ein weiterer wichtiger Parameter zur Charakterisierung eines Plasmas ist die

2.2.2 Plasma-Frequenz

Das Einbringen einer Testladung in das Nichtneutrale Plasma führt zu einer Umverteilung der Elektronen, bedeutet also ebenso eine Störung des Plasmas. Der reziproke Wert der Plasma-Frequenz charakterisiert die Zeit, in der eine Störung abgeschirmt wird [GF98]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.31)$$

Diese *Plasma-* oder *Langmuir-Schwingungen* genannten Oszillationen sind von großer Bedeutung für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma. Bei $\omega = \omega_p$ liegt ein sogenannter cut-off vor, bei dem der Brechungsindex des Plasmas zu Null wird. Wellenausbreitung kann nur oberhalb der Plasmafrequenz erfolgen. Für $\omega < \omega_p$ kommt es zu einer Reflexion an der Plasmagrenzschicht, da das Plasma das E-Feld der Welle noch abzuschirmen vermag.

2.2.3 Kriterien für ein Plasma

Aus den beiden Größen - der Debye-Länge und der Plasma-Frequenz - kann man drei Kriterien ableiten, die ein ionisiertes Gas erfüllen muss, um als ein Plasma bezeichnet zu werden [FC95]:

$$\lambda_D \ll L_{System} \quad (2.32)$$

Die Ausdehnung L des Plasmas muss größer als die Debye-Länge sein. Bei dem Nichtneutralen Plasma ergibt sich die Debye-Länge bei einer mittleren Elektronendichte $n_e = 10^{14} \frac{1}{m^3}$ und einer numerisch ermittelten Temperatur $T_e = 300 \text{ eV}$ zu $\lambda_D = 12,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, wobei die maximale Ausdehnung der Plasmawolke mit $0,36 \text{ m}$ angenommen wird. Entsprechend ist die Ausdehnung der Plasmawolke um Faktor 28 größer als die errechnete Debye-Länge.

$$N_D \gg 1 \quad (2.33)$$

Das Volumen mit dem Radius λ_D bezeichnet man als Debye-Kugel. Kollektives Verhalten ist nur gewährleistet, wenn die Zahl der Teilchen in dieser Debye-Kugel $N_D = \frac{4\pi}{3} \lambda_D^3 n \gg 1$ ist. Für das Nichtneutrale Plasma gilt $N_D = 172 \cdot 10^6$.

$$\omega_p \tau > 1 \quad (2.34)$$

Das Produkt aus Plasmafrequenz und der Stosszeit τ mit den Neutralteilchen sollte sehr viel größer als 1 sein, damit die elektrostatische Wechselwirkung die normale Gaskinetik dominiert. Für die mittlere Elektronendichte $n_e = 10^{14} \frac{1}{m^3}$ ergibt sich eine Plasmafrequenz von $\omega_p = 0,6 \text{ GHz}$. Multipliziert man diese mit der Stosszeit $\tau_{He} = 183 \mu\text{s}$, die in Abschnitt 2.1.5 für Helium bestimmt wurde, so ist das Produkt um den Faktor 10^5 größer 1.

2.2.4 Zusammenfassung

Im Allgemeinen ist ein Plasma ein Vielteilchen-System von geladenen Partikeln, das weitreichendes kollektives Verhalten in Bezug auf äußere elektromagnetische Felder aufweist. Dies gilt auch für einkomponentige Plasmen, die nur aus einer Teilchenspezies bestehen. Auch einem reinen Elektronenplasma lässt sich, wie bereits gezeigt wurde, eine Debye-Länge zuweisen, so dass die Kriterien für das Vorliegen eines Plasmazustandes erfüllt werden.

2.3 Temperatur

Im Falle der Gültigkeit des (vollständigen) **thermodynamischen Gleichgewichts** lässt sich das Plasma durch nur wenige Größen, den thermodynamischen Variablen T , n , p und dem chemischen Potential m , vollständig beschreiben. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Temperatur. Sie allein bestimmt in Verbindung mit den atomaren Anregungsniveaus und den Ionisationsenergien der einzelnen Ionen schon [GF98]:

1. Das Verhältnis der Besetzungsdichten der Energieniveaus innerhalb eines Atoms oder Ions entsprechend der Boltzmann-Verteilung:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{kT_e}\right) \quad (2.35)$$

2. Das Verhältnis der Ionendichten in den Grundzuständen der verschiedenen Ionisationsstufen (Saha-Eggert-Gleichung):

$$\frac{N_{z+1,1}N_e}{N_{z,1}} = \frac{g_{z+1,1}}{g_{z,1}} \frac{2(2\pi N_e kT_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(\frac{E_z}{kT_e}\right) \quad (2.36)$$

3. Die Geschwindigkeitsverteilung der verschiedenen Teilchenarten (Maxwell-Verteilung):

$$f_a(\vec{r}, \vec{v}) = N_a(\vec{r}) \left(\frac{m_a}{2k_b T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_a v^2}{2k_b T}\right) \quad (2.37)$$

Das thermodynamische Gleichgewicht erfordert, dass die nachfolgenden Prozesse reversibel sind:

- | | | |
|-----------------------------------|--------|--------------------------|
| 1. Elektronenstossanregung | \iff | Elektronenstossabregung |
| 2. Elektronenstossionisation | \iff | Dreierstossrekombination |
| 3. Absorption+induzierte Emission | \iff | Spontane Emission |
| 4. Photoionisation | \iff | Strahlungsrekombination |

Allerdings ist diese Gleichgewichtsbedingung im Falle von Laborplasmen meistens nicht gegeben. Dies liegt vor allem daran, dass im Plasma generell Temperatur -und Dichtegradienten auftreten. Außerdem wäre ein solches Plasma auch nicht wünschenswert, da dieses aufgrund der auftretenden Schwarzkörperstrahlung optisch dicht sein müsste und aufgrund dessen keine Linienstrahlung aus dem Plasma vermessen werden könnte.

Damit man nun ein **lokales thermodynamisches Gleichgewicht** (LTE) annehmen kann, müssen Prozesse 1. und 2. d.h. Stoßanregung/Stossabregung und Stossionisation/Dreierstossrekombination im detaillierten Gleichgewicht sein, so dass Maxwell-Verteilung, Boltzmannbesetzung und Saha-Gleichung gültig sind. Allerdings gehorcht die spektrale Strahlungsdichte nicht dem Planckschen Strahlungsgesetz und es kann nur bedingt von einer Temperatur geredet werden.

Auf den nachfolgenden Seiten soll nun der Temperaturbegriff mit dem der Elektronentemperatur gleichbedeutend sein.

2.4 Thermalisierung

Für das Nichtneutrale Plasma kann nicht angenommen werden, dass die Prozesse der Dreierstossrekombination bzw. der Strahlungsrekombination erfüllt sind, da die Ionen aufgrund des elektrischen Feldes aus der Linse herausbeschleunigt werden und somit keine lange Aufenthaltsdauer haben. Außerdem ist das Plasma nach den üblichen Abschätzungsverfahren zu dünn, nämlich im Bereich von $n_e = 10^{14} \frac{1}{m^3}$, um überhaupt noch von einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht reden zu können.

Für eine einfache Überprüfung des Vorliegens eines LTE gibt Griem [GR64] von Ratengleichungen für Strahlungs- und Stoßprozesse sowie der Boltzmann-Verteilung hergeleitet, folgende Bedingung für die Mindestelektronendichte an:

$$n_e \geq 9 \cdot 10^{17} \left(\frac{E_2}{E_H}\right)^3 \sqrt{\frac{kT}{E_H}} \text{ cm}^3 \quad (2.38)$$

Um das NNP in Gänze zu beschreiben, müsste man zu anderen Modellen übergehen, wie das Coronamodell oder ein eigens für dieses Plasma gültiges Stoßstrahlungsmodell. Dies kann aber im Rahmen dieser Arbeit nicht erfolgen.

Wenn nun aber das Elektronenplasma **thermalisiert** ist, das heißt, dass die **mittleren kinetischen Energien in longitudinaler Richtung denen in radialer Richtung entsprechen** und die **Elektronen homogen verteilt** sind, ist die Boltzmann-Verteilung, die die Besetzungsdichte N_n eines Energieniveaus E_n beschreibt,

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n}{Z(T)} \exp\left(\frac{-E_n}{kT}\right) \quad (2.39)$$

wieder erfüllt. Dabei ist N die Gesamteilchendichte der betrachteten Ionisationsstufe, g_n das statistische Gewicht des Energieniveaus E_n , $Z(T)$ die Zustandssumme. Das Besetzungsdichteverhältnis zweier Energieniveaus n und m des gleichen Elements und der gleichen Ionisationsstufe kann auch durch

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{kT}\right) \quad (2.40)$$

beschrieben werden, da die Kenntnis der Gesamteilchendichte N bzw. der Zustandssumme Z nicht mehr nötig ist [JU03].

Der Begriff der Thermalisierung darf also nicht mit dem des Thermodynamischen Gleichgewichts verwechselt werden. Die benannten Thermalisierungspunkte sind stationäre Zustände, deren Stabilität abhängig von Zweikörperstößen der Elektronen ist. Unter theoretischer Betrachtung gibt die Arbeitsfunktion der Gabor-Plasmalinse (Gleichung 2.13) den Punkt der Thermal-

sierung an, da diese Funktion die Punkte repräsentiert, in denen die longitudinalen Einschlussbedingungen denen in radialer Richtung entsprechen.

2.4.1 Zusammenfassung

In dem zu untersuchenden Nichtneutralen Plasma liegt aufgrund der fehlenden Rekombinationsprozesse und der geringen Elektronendichten kein partielles lokales thermodynamisches Gleichgewicht vor. Aber in speziellen Zuständen, in denen das Plasma als thermalisiert angenommen werden kann, gilt die Boltzmann-Verteilung. Eine Messung der Elektronentemperatur ist in diesen speziellen Punkten mit der Methode, die Kapitel 5.1.3 vorgestellt werden soll, möglich.

Kapitel 3

Experiment

3.1 Der experimentelle Aufbau

Um die Plasmaparameter bestimmen zu können, wurde ein Experiment aufgebaut, wie in Abbildung 3.1 graphisch dargestellt ist. In der Mitte des Bildes

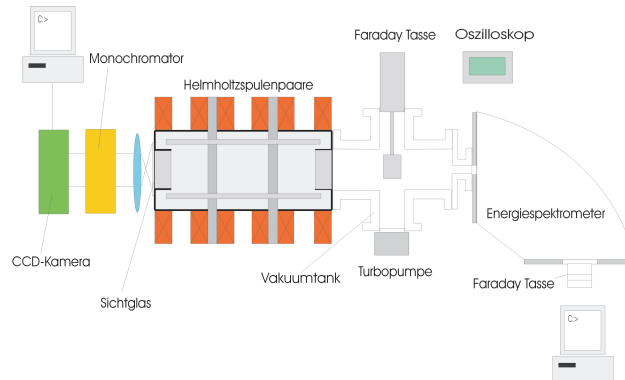


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

ist die dreiteilige Gabor-Plasmalinse zu sehen. Sie ist an einem Tank montiert, an dem sich zudem eine Turbomolekularpumpe mit Druckregelung und Kontrolle sowie eine Faraday Tasse (Faraday Cup) befinden. Die Faraday Tasse detektiert den Ionenstrom der aus der Linse entkommenden Ionen. Dieser wird von einem Oszilloskop gemessen. Im hinteren Teil des Versuchsaufbaus ist ein Impulsspektrometer integriert. Die optische Diagnose, d.h. der Monochromator und die CCD-Kamera mitsamt der Auswertung, erfolgt im vorderen Teil des Experiments.

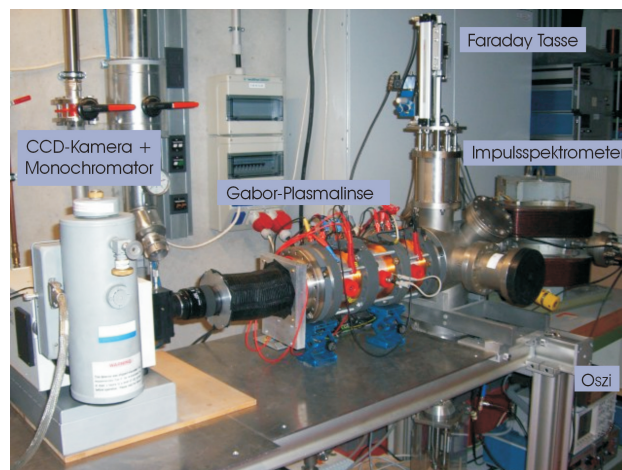


Abbildung 3.2: Fotografie des Versuchsaufbaus

Die Funktionsweise der einzelnen Elemente soll im Folgenden erläutert werden.

3.1.1 Der Monochromator

Durch einen Monochromator wird die elektromagnetische Strahlung entsprechend ihrer Energie aufgespalten. Der SpektraPro-300i ist ein Monochromator in der Czerny-Turner Anordnung (siehe Abbildung 3.3) [SP30] [CT08] und bietet die Möglichkeit, das emittierte Licht mithilfe drei verschiedener Gitter spektral aufzulösen.

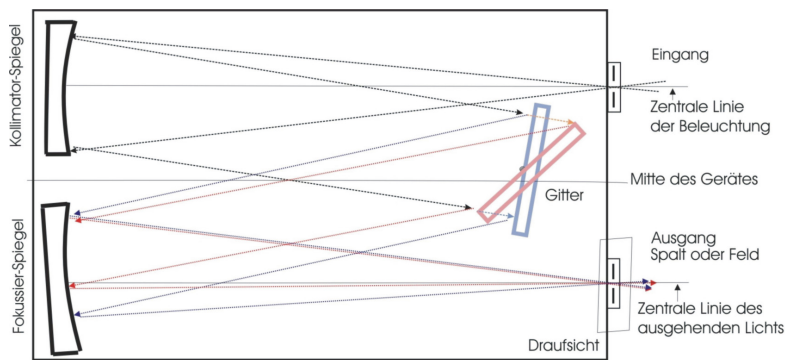


Abbildung 3.3: Czerny-Turner Monochromator

Das Auflösungsvermögen des Monochromators

Vor der eigentlichen Kalibrierung muss zunächst die Breite des Eingangsschlittes eingestellt werden. Denn das Auflösungsvermögen des Monochromators hängt nicht nur vom Trennvermögen des Gitters ab, sondern auch von der Spaltbreite. Dazu ist die kleinste sinnvolle Spaltbreite abzuschätzen.

Eine Verkleinerung der Spalte führt zu einer erhöhten Auflösung. Es ist aber nicht sinnvoll, durch Verkleinerung der Spaltöffnungen das Auflösungsvermögen des Gitters zu unterschreiten, da der Monochromator keine höhere Auflösung erzielen kann, als durch das Beugungsbild des Gitters vorgegeben. Die kleinste sinnvolle Spaltbreite ergibt sich damit aus der Bedingung [VS07]:

$$\Delta\lambda_M = \Delta\lambda_G \quad (3.1)$$

wobei $\Delta\lambda_M$ der Auflösung des Monochromators durch die vorgegebene Spaltbreite und die lineare Dispersion $\Delta\lambda_G$ dem Auflösungsvermögen des Gitters entspricht. Wenn nun die Bestimmungsgrößen eingesetzt werden, ergibt sich:

$$S_{min} = \frac{\lambda G L_B}{\sqrt{2} R} \quad (3.2)$$

Dabei ist L_B die Fokallänge, G entspricht dem Gitter in Einheiten von $\frac{g}{mm}$ und R dem Auflösungsvermögen des Gitters.

Für die vorliegenden Gitter von $100 \frac{g}{mm}$, $300 \frac{g}{mm}$ und $1792 \frac{g}{mm}$ ergibt sich

somit eine kleinste, sinnvolle Spaltbreite von $0,1 - 4 \mu m$. Dieser Wert dient aber nur zur Orientierung, da in der Formel nicht die Intensität des Lichtes berücksichtigt wird. Aufgrund zu geringer Intensitäten musste die Spaltbreite vergrößert werden, um eine ausreichend große Lichtausbeute zu erzielen. Um das Auflösungsvermögen des Gitters zu ermitteln, wird angenommen, dass die Intensitätsverteilungen zweier Linien mit den Wellenlängen λ und $\lambda + \Delta\lambda$ gerade dann noch getrennt detektiert werden können, wenn das Hauptmaximum der einen Linie mit dem ersten Maximum der anderen Linie zusammenfällt. Dann wird das Verhältnis

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (3.3)$$

als das Auflösungsvermögen des Monochromators bezeichnet. Für die verschiedenen Gitter ergibt sich das theoretische Auflösungsvermögen von $R = 0,05 \text{ nm}$ bei Gitter $100 \frac{g}{mm}$, $R = 0,017 \text{ nm}$ bei Gitter $300 \frac{g}{mm}$ und $R = 0,0027 \text{ nm}$ bei Gitter $1792 \frac{g}{mm}$.

Die Kalibrierung des Monochromators

Für die vorzunehmende Temperaturmessung muss der Monochromator bezüglich Wellenlänge und Intensität kalibriert werden. Bei der Wellenlängenkalibrierung geht es um das Ermitteln der Pixelnummer-Wellenlängen-Zuordnung. Diese Beziehung wird durch ein Polynom erster Ordnung ausgedrückt:

$$\lambda(n) = k_0 + n \cdot k_1 \quad (3.4)$$

Der Helium-Neon-Laser emittiert standardmäßig Licht der Wellenlängen $632,8 \text{ nm}$ und wurde zur Kalibrierung verwendet. Die Kalibrierung selbst erfolgt über die Software zur Steuerung des Monochromators. Allerdings ergeben sich auch Kalibrierungsfehler, wie beispielhaft für das Gitter $300 \frac{g}{mm}$ in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Der gemessene X-Wert für die Wellenlänge liegt bei $630,3 \text{ nm}$. Im Vergleich zum Literaturwert des Laserlichtes ergibt dies einen Kalibrierungsfehler von $2,5 \text{ nm}$ für das Gitter $300 \frac{g}{mm}$, um welchen das aufgenommene Spektrum korrigiert werden muss. Bei dem Gitter $100 \frac{g}{mm}$ und dem Gitter $1792 \frac{g}{mm}$ liegt der Fehler bei $4,8 \text{ nm}$ bzw. $0,3 \text{ nm}$. Die verschiedenen Bauteile des Monochromators, aber auch der Kamera, haben für das einfallende Licht nur eine bestimmte spektrale Empfindlichkeit. Beim Monochromator tritt Licht durch einen Eintrittsspalt ein und wird durch den Hohlspiegel in paralleles Licht umgewandelt. Zwar ist der besondere Vorteil der Czerny-Turner Anordnung der, dass sich die Komafehler, d.h. die Unschärfen der Abbildung in der Randregion der aufgenommenen Spektren, aufheben. Dennoch haben beide Spiegel auch nur eine bestimmte spektrale Empfindlichkeit und ergeben eine erste Fehlerquelle, um die das

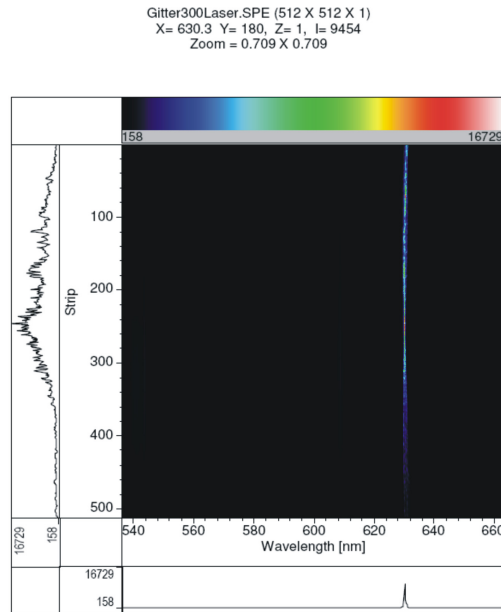


Abbildung 3.4: Beispiel für die Wellenlängenkalibrierung durch einen Helium-Neon-Laser

aufgenommene Spektrum korrigiert werden muss.

Als dispersives Element wird in dem Monochromator ein Beugungsgitter verwendet. Das Gitter selbst ist für einen bestimmten Wellenlängenbereich optimiert. Dies wird mit der sogenannten Blaze-Wellenlänge angegeben. Außerhalb dieses Bereichs nimmt die Effektivität des Gitters ab und die Transmission des einfallenden Lichtes verschlechtert sich.

Das Gitter dient gleichzeitig als Spiegel, der mit einem linearen Vortrieb gedreht wird. Der Drehwinkel des Gitters ändert sich dann proportional zur Wellenlänge und birgt eine weitere Fehlerquelle. Zudem hat das Vakuumfenster, das als Endflansch an die Gabor-Plasmalinse montiert ist und aus Bohrsilikat besteht, eine Transmission von ca. 90 Prozent im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 700 nm , nimmt danach aber deutlich ab.

Um die Transmission des Lichtes durch die Bauteile beurteilen zu können, wurde eine Intensitätskalibrierung mithilfe einer Heliumlampe und eines thermischen Strahlers d.h. einer Halogenlampe vom Typ H1 durchgeführt.

In Abbildung 3.5 ist der dafür benötigte Versuchsaufbau schematisch dargestellt. Vor allem im Bereich zwischen 600 nm und 800 nm kommt es zu einer deutlichen Intensitätsüberhöhung, wie in Abbildung 3.6 zu sehen ist. Um nun die Transferfunktion zu ermitteln, wird der Quotient aus den normierten relativen Intensitäten des aufgenommenen Rohspektrums und dem Eichspektrum für die Halogenlampe Typ H1 und die Heliumlampe gebildet. Somit kann jedem Intensitätslinienverhältnis ein Korrekturfaktor zugeordnet werden. Die

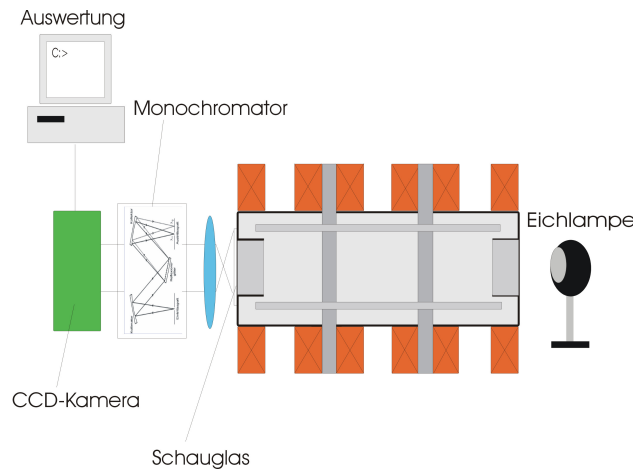


Abbildung 3.5: Schematischer Versuchsaufbau für die Intensitätskalibrierung

Korrekturfaktoren durch die die nachfolgenden Intensitäten dividiert werden müssen, sind für das Gitter $300 \frac{g}{mm}$ rechts in Abbildung 3.6 und 3.7 zu sehen. Vor allem der Einfluss des Gitters auf die Transmission des Lichtes wird deutlich, wenn das ermittelte Rohspektrum mit dem Eichspektrum verglichen wird und daher muss die Kalibrierung für jedes der drei Gitter vollzogen werden. Vor allem im Bereich hoher Wellenlängen nimmt die Effektivität des Gitters stark ab.

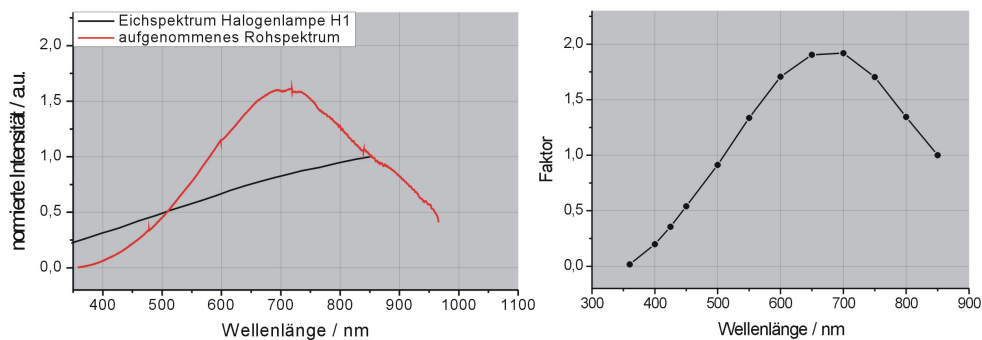


Abbildung 3.6: Verhältnis von aufgenommenen Rohspektrum (rote Linie) zu dem Eichspektrum der Halogenlampe (schwarze Linie), (links); Transferfunktion zur Korrektur der Intensitätslinienverhältnisse für das Gitter $300 \frac{g}{mm}$ (rechts)

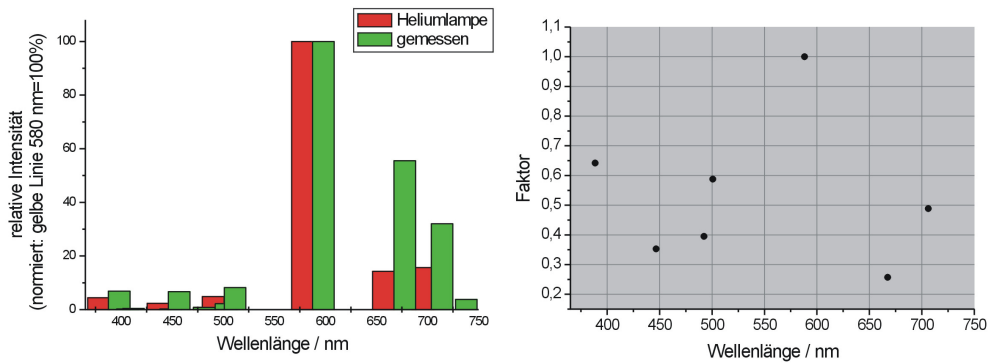


Abbildung 3.7: Verhältnis von aufgenommenen Rohspektrum (rot) zu dem Eichspektrum der Heliumlampe (grün), (links); Transferfunktion zur Korrektur der Intensitätslinienverhältnisse für das Gitter $300 \frac{g}{mm}$ (rechts)

3.1.2 Die CCD-Kamera

Die unterschiedlichen spektralen Verteilungen werden orts aufgelöst mit einer CCD-Kamera detektiert. Um Dunkelströme zu vermindern, wird diese mit flüssigem Stickstoff auf eine Betriebstemperatur von $-120^{\circ}C$ gekühlt. Bei dieser Temperatur ist der Dunkelstrom im CCD-Chip nicht mehr signifikant und eine weitere Reduktion der Temperatur würde nur zu einer Abnahme der Quanteneffizienz führen.

Die Größe des auszulesenden CCD-Arrays liegt bei 512×512 Pixel.

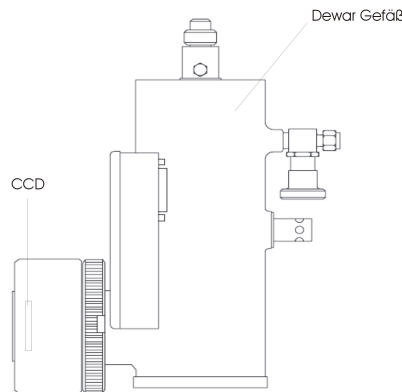


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der LN/CCD-Kamera

Vor Beginn der Messungen wurde eine Zuordnung der Pixel zur SI Längenskala getroffen, um eine eventuelle Änderung der Leuchtdichteverteilung

in Einheiten von m angeben zu können. In der Abbildung 3.9 entsprechen die kleinen Striche mm .

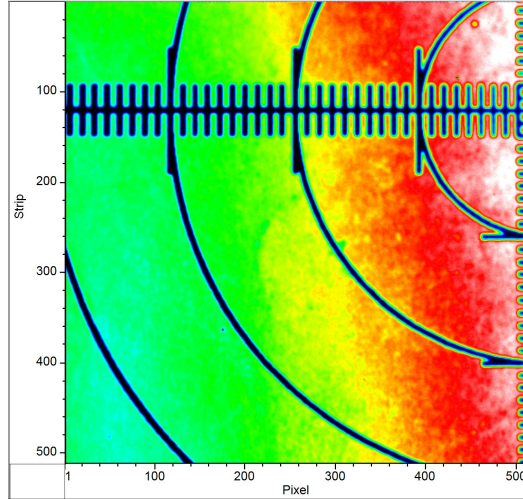


Abbildung 3.9: Zuordnung der Pixel zur SI Längenskala

3.1.3 Das Impulsspektrometer

Die Wirkungsweise des Impulsspektrometers beruht auf der Ablenkung bewegter geladener Teilchen im Magnetfeld durch die Lorentzkraft. Bewegt sich das Teilchen mit der Geschwindigkeit v senkrecht zum homogenen Feld B , wird es auf eine Kreisbahn mit dem Radius r gezwungen, wenn die Beträge der Lorentz- und der Zentrifugalkraft gleich sind. Das Impulsspektrum erhält man, indem in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld ein Sollkreis festlegt und die Zählrate in Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen wird. Die Auflösung des Impulsspektrometers kann durch

$$\delta = \frac{p_2 - p_1}{p_1} = \frac{\sqrt{m_2} - \sqrt{m_1}}{\sqrt{m_1}} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} - 1 \quad (3.5)$$

angegeben werden.

Für die Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Messungen ist neben dem Masse-zu-Ladungs-Verhältnis die relative Energie der detektierten Teilchen von Bedeutung.

3.1.4 Die Faraday Tasse

Die Faraday Tasse ist ein Detektor zur Messung des Ionenstroms der aus der Gabor-Plasmalinse emittierten Restgasionen. Wird diese in den Strahlengang gebracht, treffen die Ionen auf und produzieren Sekundärelektronen.

Dies ruft einen Spannungsabfall hervor, der mit einem Oszilloskop detektiert wird. Durch ein Repellerfeld, d.h. durch ein angelegtes Potential vor der eigentlichen Faraday Tasse, kann verhindert werden, dass Sekundärteilchen die Faraday Tasse verlassen und den Zustand des Nichtneutrale Plasmas in der Gabor-Plasmalinse beeinflussen.

Umgekehrt muss aber auch beachtet werden, dass das Repellerfeld die Verlustelektronen in die Linse zurückreflektiert und den Plasmazustand ändert. Daher ist der Einfluss des Repellerfeldes nicht zu vernachlässigen.

Beispielhaft dafür ist die in Abbildung 3.10 zu sehende Messung. Bei konstantem Magnetfeld von $B = 87,4 \text{ mT}$, einem Potential von $\Phi_A = 5400 \text{ V}$ und einem Restgasdruck von $p = 4 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ wurde die Linienintensität im Wellenlängenbereich von $260 - 600 \text{ nm}$ bei einer Repellerspannung Φ_{FDC} von 0 V bis -300 V gemessen. Hier wird deutlich, dass die angelegte

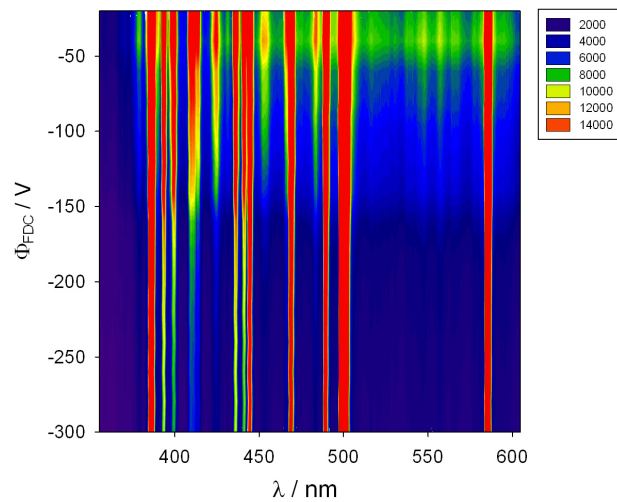


Abbildung 3.10: Intensitätsprofil über den Wellenlängenbereich 360 bis 600 nm im Verhältnis zur angelegten Repellerspannung Φ_{FDC}

Repellerspannung umgekehrt proportional zur Leuchtintensität ist. Die entstehenden Sekundärelektronen tragen zur Anregung der Restgasatome bei. Entsprechend sinkt die Intensität bei genügend hoher Repellerspannung ohne den zusätzlichen Prozess.

Durch die Variation der angelegten Repellerspannung kann festgestellt werden, wann die Elektronen genügend Energie besitzen, um das durch die Elektronenwolke etablierte Potential zu überwinden. Dabei müssen sie die Plasmawolke auf der Achse, d.h. der Bereich in dem elektrische Feld nahezu Null ist, durchqueren. Die Elektronen verursachen eine Leuchtanregung des Bohrsilikatglases, die mithilfe der CCD-Kamera detektiert und ausgewer-

tet werden kann. Das Verhältnis von Leuchtintensität zu angelegter Repellerspannung gibt an, ab welchem Potential die Elektronen auf die Scheibe treffen können und entspricht genau der Potentialdepression, die durch die eingeschlossenen Elektronen erzeugt wird, wie in Abbildung 3.11 zu sehen ist. Die in der Abbildung rot geschriebene Potentialdepression wurde in einer unabhängigen Messung, die in Kapitel 5 Abschnitt 5.2.1 erklärt werden soll, bestimmt.

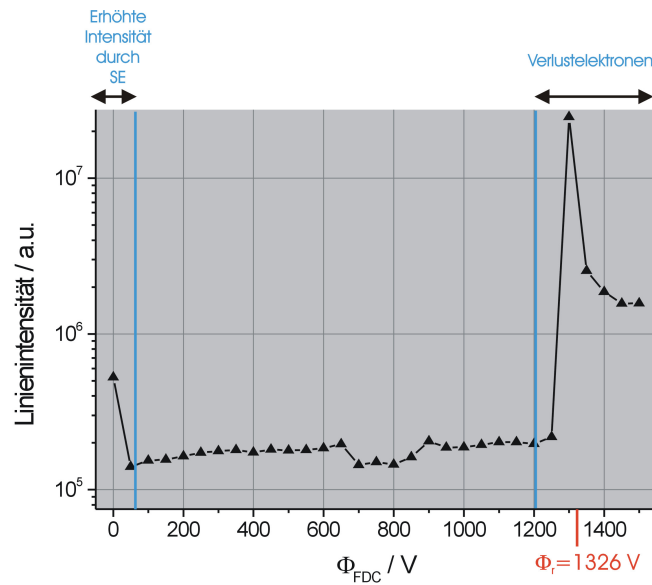


Abbildung 3.11: Durch Anregung des Bohrsilikatglases detektierte Linienintensität als Funktion der angelegten Repellerspannung

Die Erhöhung der Intensität ohne Repellerspannung ist wieder anhand der erhöhten Anregung durch Sekundärelektronen zu erklären. Die Frage, die sich aus der Messung ergibt, ist, ob diese Erscheinung genutzt werden kann, um einerseits die Elektronendichte des Teilchensembles und andererseits die Elektronentemperatur zu bestimmen. Die am Repellerfeld reflektierten Verlustelektronen genügen der Maxwell-Verteilung. Aus diesem detektierten hochenergetischen Schwanz der Maxwell-Verteilung könnte man prinzipiell auf die vollständige Verteilung schließen, um die Elektronentemperatur zu bestimmen. Dazu ist allerdings auch eine Kalibrierung nötig, die das Verhältnis von Elektronenenergie zur Leuchtanregung des Bohrsilikatglases wiedergibt.

3.1.5 Das Vakuumsystem

Der Vakuumpumpstand besteht aus einer Pumpenkombination der Firma Balzers-Pfeiffer. Die zweistufige Drehschieberpumpe vom Typ DUO 016 B mit einem Saugvermögen von $S = 16 \frac{m^3}{h}$ erzeugt den für die nachgeschaltete Turbomolekularpumpe TPU 240 notwendigen Vordruck von $p > 10^{-3} \text{ mbar}$. Die Turbomolekularpumpe besitzt eine Saugleistung für Stickstoff von $S_{N_2} = 230 \frac{l}{s}$. Somit kann der Rezipient auf einen Enddruck von 10^{-7} mbar evakuiert werden. Die Druckregelung erfolgt über ein Feindosierventil und die Druckmessung über die Compact Full Range Gauge PKR 251 von Pfeiffer Vacuum, die Vakuummessungen im Druckbereich von 1000 bis $5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ erlaubt. Im Druckbereich von 10^{-2} bis $5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ erfolgt eine Messung des Drucks neben dem Pirani-Messkreis über den Kaltkathoden-Messkreis. Das Kaltkathoden-Ionisations-Vakuummeter besitzt eine Anode und eine Kathode zwischen denen eine Hochspannung anliegt. Durch spontane Emission werden Elektronen erzeugt, die durch ein äußeres Magnetfeld auf Spiralbahnen gezwungen werden. Durch Stöße der Elektronen mit den Restgasatomen werden diese ionisiert, wobei ein Entladungsstrom entsteht der als Maß für den Druck interpretiert wird.

Daher ist dieses Messsystem stark von der Restgasart abhängig. Für Helium als Arbeitsgas muss der abgelesene Druckwert mit einem Faktor 6,04 multipliziert werden.

3.2 Konditionierung der Gabor-Plasmalinse

Bereits bevor das Nichtneutrale Plasma erzeugt wird, wird die Anodenwand durch Sorption und Desorption neutraler Gase konditioniert. Im Bereich der Raumtemperatur können sich beim Lagern an Luft mehrere Atomlagen dicke Schichten bilden, die auch im Vakuum nicht ohne Erhitzen abgepumpt werden können [MK03].

Um nun die Konditionierung zu untersuchen, wurde eine Messung über einen Zeitraum von 4,5 Stunden bei einem konstanten Potential von $\Phi_A = 5400 \text{ V}$, einem Magnetfeld von $B = 8,7 \text{ mT}$ und einem Druck von $p = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ durchgeführt. In der Abbildung 3.12 ist links das Massenspektrum der Anfangsmessung und rechts die Aufsummierung des Stromes im Verhältnis zur Ionenmasse aufgetragen. Eigentlich wird erwartet, dass die Kurve nach einer Masse von 4 a.u. in ein Plateau übergeht. Aber in den Kurven ist noch einmal ein starker Anstieg zu sehen, der auf die im Rezipienten vorhandenen Verschmutzungen zurückzuführen ist. Allerdings nimmt der Einfluss der Fremdatome bzw. Fremdionen im Vergleich zur Anfangsmessung über den Zeitverlauf von 4,5 Stunden deutlich ab, was für eine Konditionierung spricht. In der nachfolgenden Abbildung 3.13 ist das Massenspektrum der

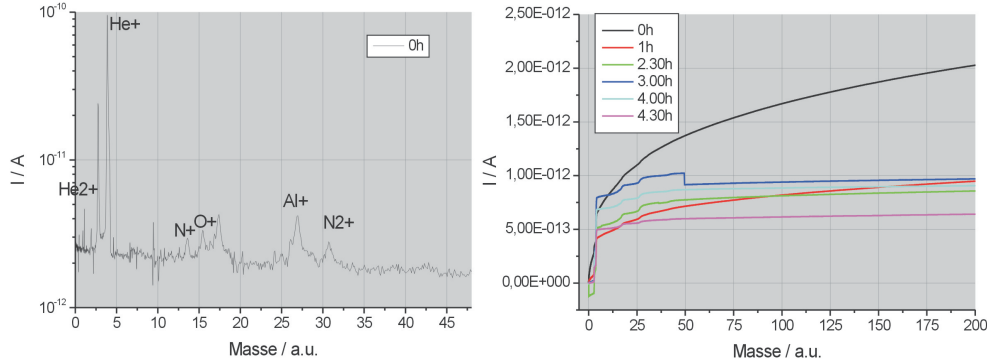


Abbildung 3.12: Massenspektrum der Anfangsmessung (links), Verlauf der Strom zu Massenverhältnisse während der Langzeitmessung (rechts)

emittierten Ionen zu sehen, nachdem das Vakuumsystem belüftet wurde. Im Vergleich zur vorherigen Abbildung 3.12 sind hier die detektierten Ströme nicht logarithmisch aufgetragen. Bei einer konstanten Einstellung von Potential $\Phi_A = 6000 \text{ V}$ und Magnetfeld $B = 12,1 \text{ mT}$ wurde bei variierendem Druck von $p = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ bis $p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ das Massenspektrum innerhalb von ca. 1,5 Stunden aufgenommen.

Bei der Vergrößerung des Restgasdruckes werden mehr Neutralgasteilchen in das System gebracht. Durch Stöße der Elektronen mit den Restgasatomen

geht ein großer Teil ihrer Energie auf die Atome über. Die Elektronen haben dann aber nicht mehr genug Energie, um den Produktionsmechanismus der Ionen voranzutreiben. Dies schlägt sich im Ionenstrom nieder, der bei hohen Drücken stark abnimmt.

Dies bedeutet im Umkehrschluss aber nicht, dass durch Einlassen von Restgas die Verschmutzungen effizienter beseitigt werden. Es wird lediglich deutlich, dass die Konditionierung bei geringeren Restgasdrücken effizienter ist.

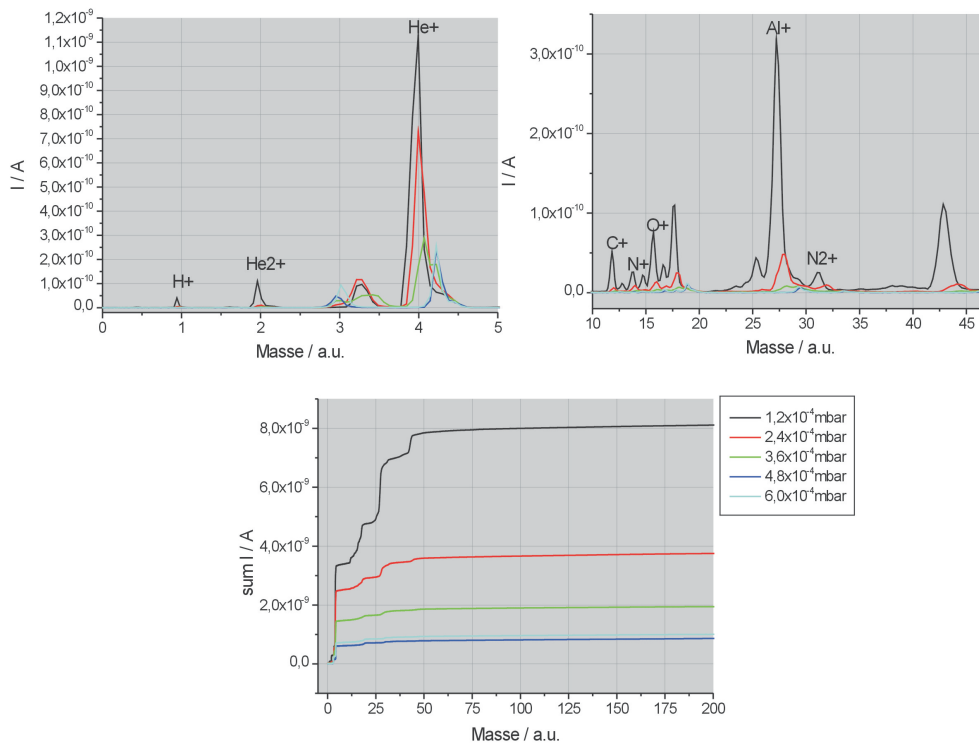


Abbildung 3.13: Aufgenommenes Massenspektrum bei verschiedenen Restgasdrücken (oben), summierter Ionenstrom als Funktion der Ionenmasse (unten)

3.2.1 Zusammenfassung

Mit Hilfe des vorgestellten experimentellen Aufbaus können die einzelnen Messmethoden zur Bestimmung der Plasmaparameter untersucht werden. Die Vielzahl der Messinstrumente bietet die Möglichkeit, die einzelnen Messmethoden miteinander zu vergleichen. Bis auf die Messung des Ionenstroms mithilfe der Faraday Tasse, deren Einfluss auf das NNP bereits gezeigt und untersucht wurde, wird das Plasma durch die vorhandenen Messapparaturen

nicht gestört. Die Spektroskopie und die damit verbundene sensitive Methode der Temperaturmessung setzt eine sehr genaue Kalibrierung des Monochromators voraus. Die dafür notwendigen Schritte wurden vorgestellt und erläutert.

Kapitel 4

Numerik

Zur Untersuchung der Gleichgewichts- und Stabilitätseigenschaften des Nichtneutralen Plasmas wurden hierzu zwei verschiedene Programme, die das Plasma zum einen kinetisch und zum anderen durch eine makroskopische Flüssigkeit beschreiben, verwendet.

4.1 Numerische Bestimmung der Plasmaparameter durch GaborM

Für eine numerische Beschreibung des Nichtneutralen Plasmas wurde neben einer Particle-in-Cell Simulation das Computerprogramm GaborM benutzt [JP97] [PM05]. Dabei wird die Feld- und Dichteverteilung auf einem zweidimensionalen Gitter berechnet. Eine individuelle Teilchendynamik wird nicht berücksichtigt. Der Prozess ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Bei

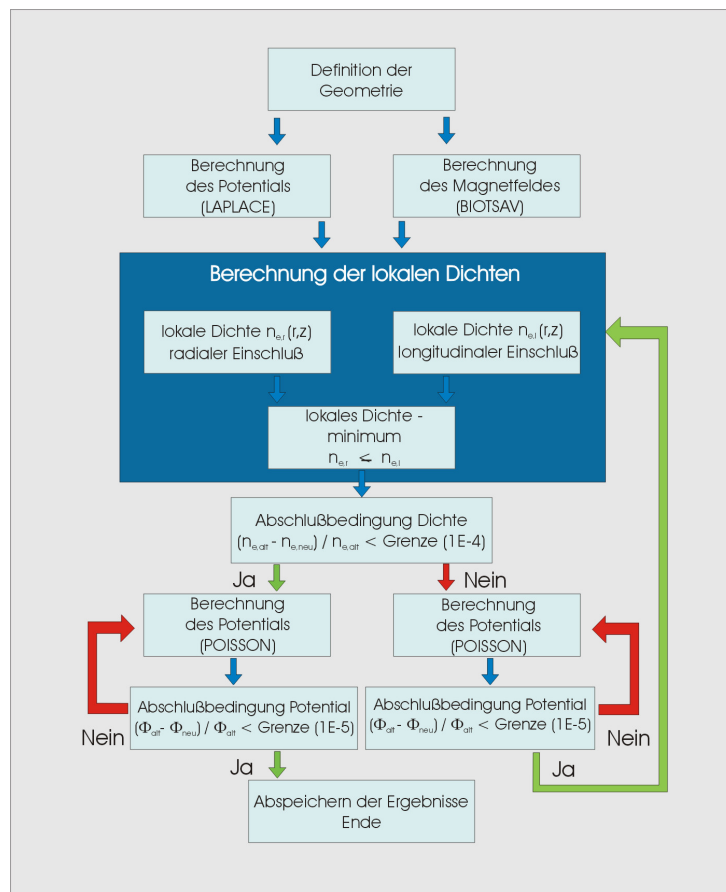


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des iterativen Prozesses zur Simulation der selbstkonsistenten Verteilung des Nichtneutralen Plasmas durch das Programm GaborM

der Dichteberechnung wird der Einschluss durch eine Betragsänderung der äußeren Felder untersucht. Dadurch wird die Elektronendichte im Inneren der Gabor-Plasmalinse gemäß den Gleichungen 2.3 und 2.10 variiert. Die daraus resultierende maximale Ladungsträgerdichte entspricht der Dichte, die durch das kleinere einschließende Feld realisierbar ist und wird lokales Dichteminimum genannt.

Gleichung 2.11 ist gültig, wenn die Einschlussbedingungen in radialer und longitudinaler Ebene gleich sind, so dass die Anodenspannung allein durch den magnetischen Fluss und den Radius r sowie die Elektronenmasse m_e gegeben ist. Ungleiche Einschlussbedingungen beeinflussen direkt die Einschlusseffizienz der Gabor-Plasmalinse. Für die numerische und experimentelle Untersuchung der Einschlusseffizienz ist es deshalb wichtig, die äußeren Parameter der Linse so zu wählen, dass Gleichung 2.11 erfüllt ist.

Die experimentellen Befunde lassen weiterhin darauf schließen, dass bei großen Abweichungen von dieser Bedingung Deformationen und Instabilitäten des eingeschlossenen NNP auftreten können [OM05].

4.1.1 Einschlusseffizienz κ

Um die durch das Computerprogramm bestimmten Resultate mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, wird die longitudinale Einschlusseffizienz wie in Abschnitt 2.1.3 durch

$$\kappa_{l,num} = \frac{\bar{n}_{e,l,num}}{n_{e,l,theo}} = \frac{\Phi_r}{\Phi_A} \quad (4.1)$$

und die radiale Einschlusseffizienz $\kappa_{r,exp}$ durch

$$\kappa_{r,num} = \frac{\bar{n}_{e,r,num}}{n_{e,r,theo}} \quad (4.2)$$

eingeführt.

4.1.2 Radiale und longitudinale Elektronenverluste

Der longitudinale Elektronenverlust ist abhängig von der Temperatur des Teilchenensembles. Wenn ihre kinetische Energie größer als die zu überwindende Potentialdifferenz ist, haben die Elektronen die Möglichkeit, in longitudinaler Richtung aus dem System zu entkommen. Der Verlust wird durch Gleichung 2.20 und 2.21 in Kapitel 2.1.6 dargestellt. In GaborM kann der Verluststrom aus der Linse vorgegeben werden.

Die radialen Elektronenverluste sind bisher noch nicht in der numerischen Simulation des NNP-Einschlusses berücksichtigt.

4.2 Der Radius der Elektronenwolke

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Geometrie der Gabor-Plasmalinse der realen Geometrie angepasst und die Feldverteilung der einschließenden Felder berechnet. In Abbildung 4.2 ist bei A das maximal erlaubte Raumlade-

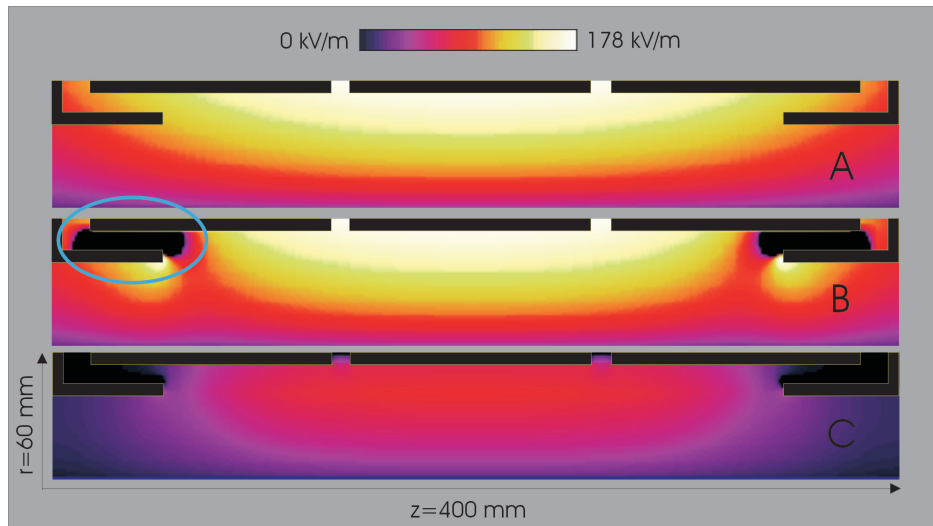


Abbildung 4.2: Verteilung des elektrischen Feldes als Funktion von r und z , A) maximal erlaubtes Raumladungsfeld E_B bezüglich des einschließenden magnetischen Feldes, B) unter Berücksichtigung des äußeren elektrischen Feldes erlaubtes Raumladungsfeld $E_{Laplace}$, C) berechnetes Raumladungsfeld der eingeschlossenen Plasmawolke E_R

dungsfeld E_B bezüglich des einschließenden magnetischen Feldes dargestellt. Darunter (Graph B) ist das maximal erlaubte Raumladungsfeld E_B unter Berücksichtigung der Laplaceschen Randbedingungen zu sehen. Diese Randbedingungen führen in der Feldvertiefung zu einer starken lokalen Änderung im Bereich zwischen den Erdelektroden und der dreigeteilten Anode, die bei Gleichschaltung betrieben wird. In dieser Region ist keine zusätzliche Raumladung erlaubt. Für den praktischen Betrieb der Gabor-Plasmalinse bedeutet dies, dass nach theoretischer Vorgabe einer kalten, homogenen Elektronenwolke, sich diese nur bis zum Rand der Erdelektrode ausdehnen kann. Der blau markierte Bereich entspricht somit einem Verlustkanal der Elektronen, insbesondere wenn das in Graph C dargestellte selbst erzeugte Feld der Raumladung betrachtet wird. Die hohen Felder bei großen Radien fehlen im Vergleich zu Graph B und die Zonen um die Randblenden werden nicht gefüllt.

In der vorliegenden Arbeit wurde über die Vermessung der Potentialdepression die Elektronendichte nach Gleichung 2.3 bestimmt, wie in Kapitel 5

genauer erklärt wird. Dabei wird zur Dichtebestimmung der Radius der Erd-elektrode als maximaler Ausdehnungsradius angenommen. Innerhalb dieses Bereichs sind Variationen des Radius der eingeschlossenen Elektronenwolke möglich, was in Kapitel 6 Abschnitt 6.3 gezeigt werden soll.

4.3 Particle-In-Cell Simulation

Zum Verständnis der Entwicklung von Diocotron Instabilitäten wurden die Ergebnisse einer 3D-Particle-In-Cell Simulation genutzt, die im Vergleich zu GaborM die selbstkonsistente Einzelteilchenbewegung der Elektronen in der Gabor-Plasmalinse betrachtet [MD05]. Für die Simulation wurde das Linsenvolumen durch ein zylindrisches Gitter ($60 \times 60 \times 217$ Gitterpunkte) diskretisiert. Es wurden bis zu 10^6 Makroteilchen verwendet, um das kollektive Verhalten des Systems optimal zu beschreiben. Da eine solche Rechnung auf einem einzelnen Computer sehr viel Zeit in Anspruch nimmt, wurde der Code auf einem parallelen Cluster des CSC (Center for Scientific Computing [CSC]) implementiert.

In der nachfolgenden Abbildung 4.3 ist die Simulation einer typischen zeitlichen Entwicklung einer Diocotron Instabilität in Linsenvolumen der Gabor-Plasmalinse dargestellt. Bei den dargestellten Höhenlinien handelt es sich um die longitudinal integrierte Elektronendichte.

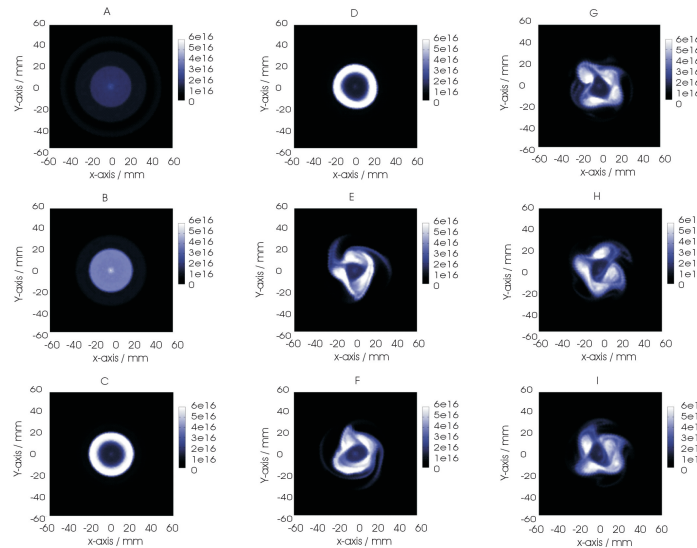


Abbildung 4.3: Simulation einer typischen zeitlichen Entwicklung einer Diocotron Instabilität im Linsenvolumen der Gabor-Plasmalinse

Kapitel 5

Untersuchung von Messmethoden zur Bestimmung der Plasmaparameter

Plasmen werden im Allgemeinen durch die Parameter Elektronendichte und Elektronentemperatur bestimmt. Daher steht deren Vermessung im Vordergrund. Um diese Größen zu bestimmen, wurden im Laufe der Zeit verschiedenste Diagnosemethoden entwickelt. Dazu gehören vor allem Sondennmessungen, wie z.B. mit der Langmuirsonde. Allerdings ist eine Vermessung des Nichtneutralen Plasmas mit dieser Art von Sonde nicht möglich [AJ94]. Daher wurde in der vorliegenden Arbeit die Elektronentemperatur für das Nichtneutrale Plasma mit Hilfe der Emissionsspektroskopie ermittelt. Diese Methode hat den Vorteil, dass das Plasma praktisch nicht beeinflusst wird und aus den aufgenommenen Spektren dennoch wichtige Informationen über den Zustand des Systems gewonnen werden können.

Im Folgenden wird die Bestimmung sowohl der Elektronendichte als auch der Elektronentemperatur anhand verschiedener Messmethoden diskutiert. Zuvor soll jedoch kurz auf die verschiedenen Methoden der optischen Spektroskopie und deren Möglichkeiten eingegangen werden.

5.1 Methoden der optischen Spektroskopie

5.1.1 Stoss-und Strahlungsprozesse

In einem Nichtneutralen Plasma ergeben sich die Anregungsprozesse innerhalb des Atoms durch inelastische Stöße der Restgasatome mit den Elektronen. Dabei kann ein Teil der kinetischen Energie eines Teilchens in Anregungsenergie überführt werden. Weitere stoßinduzierte Prozesse sind die Stoßionisation, die dielektronische Rekombination, bei der die überschüssige Energie nach Einfang in ein hohes Niveau zur Anregung eines weiteren Elektrons benutzt wird, und die Autoionisation, bei der die Anregungsenergie eines Elektrons zur Ionisation eines anderen führt [HH03]. Der Prozess Dreierstossrekombination ist in der Gabor-Plasmalinse aufgrund des Ionenverlustes auszuschliessen.

Bei sehr geringen Elektronendichten, $< 10^{19} \text{ m}^{-3}$, wie sie im Nichtneutralen Plasma vorhanden sind, können die abregenden Stöße gegen die spontane Übergangswahrscheinlichkeit vernachlässigt werden. Dies bedeutet, dass bei diesem optisch dünnen Plasma die Abregung nur strahlend erfolgt und die emittierten Photonen das Plasma ohne Reabsorption verlassen [KB01]. Die Übergangswahrscheinlichkeiten bei strahlendem Übergang zwischen dem höher angeregten Zustand 1 und dem Zustand 2 werden durch den Einsteinkoeffizienten A_{12} beschrieben.

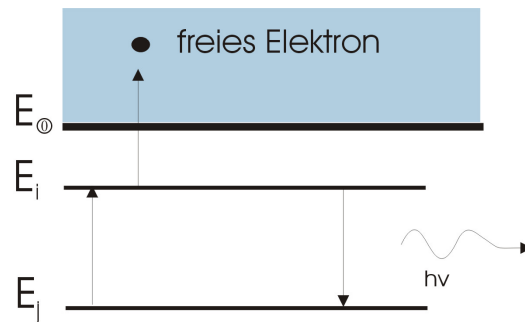


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Stoss- und Strahlungsprozesse

5.1.2 Die Breite von Spektrallinien

Die natürliche Linienbreite

Für jede Spektrallinie existiert eine minimale oder natürliche Linienbreite, die sich aus den Unschärfen der beteiligten Energieniveaus ergibt. Diese folgt aus der Heisenberg'schen Unschärferelation

$$\Delta E \cdot \tau \approx \hbar \quad (5.1)$$

mit der endlichen Lebensdauer τ von atomaren Energieniveaus:

$$\tau = \frac{2}{\sum A_{ij}} \quad (5.2)$$

Denn befindet sich ein Elektron in einem angeregten, gebundenen Zustand, wird es nach einer gewissen Zeit in einen energetisch niedrigeren Zustand übergehen und dabei ein Photon emittieren, wobei der genaue Zeitpunkt des Übergangs völlig zufällig ist und nur statistisch im Sinne einer Übergangswahrscheinlichkeit angegeben werden kann.

Dabei nimmt die Strahlungsintensität mit der Zeit exponentiell ab, so dass mit Hilfe der Fourier-Transformation die Intensitätsverteilung für das ausgestrahlte Licht, überlagert in der Form eines Lorentz-Profiles (Abbildung 5.2) [HU87]:

$$I(\nu) = I(\nu_0) \frac{1}{1 + [(\nu - \nu_0)2\pi\tau]^2} \quad (5.3)$$

dargestellt werden kann. Die hierbei entstehende Linienbreite wird als *homogen* bezeichnet.

Die Doppler-Verbreiterung

Die gemessene Wellenlänge eines atomaren Übergangs ist abhängig von der relativen Geschwindigkeit des Strahlers zum Beobachter. Der Mechanismus

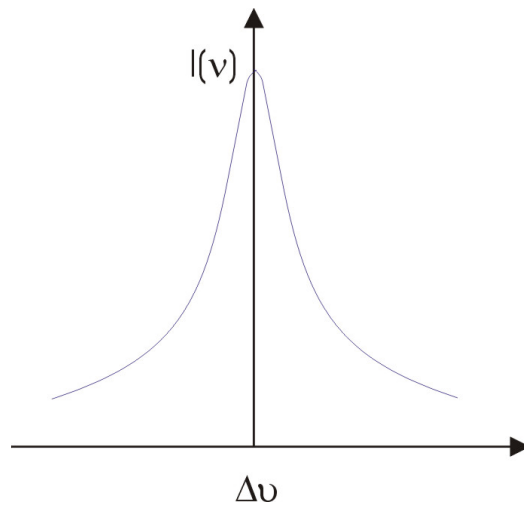


Abbildung 5.2: Lorentz-Profil der natürlichen Linienbreite

der Doppler-Verbreiterung ist daher sehr stark von der Temperatur der Atome abhängig. Liegt in einem Plasma eine thermische bzw. Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung vor, so erhält man ein Gauss'sches Linienprofil (Abbildung 5.3) der Form [GR64]:

$$I_D(\Delta\lambda) = \left(\frac{Mc^2}{2\pi kT\lambda_0^2}\right) \exp\left[-\frac{Mc^2}{2kT\lambda_0^2}\Delta\lambda^2\right] \quad (5.4)$$

wobei λ_0 die Mittenwellenlänge, T die Temperatur der Emitter und Mc^2 deren Ruheenergie ist. Dies ist eine sogenannte inhomogene Linienbreite, die auftritt, wenn die einzelnen Atome, die zunächst einander gleich sind, durch zusätzliche physikalische Bedingungen unterscheidbar werden [HW96]. Die volle Halbwertsbreite $\Delta\lambda_D$ der Gausskurve wird angegeben durch:

$$\Delta\lambda_D = 2\lambda_0\sqrt{\frac{2kT\ln 2}{Mc^2}} \quad (5.5)$$

Das beobachtete Linienprofil ist natürlich nur gaussförmig, wenn die Doppler-Verbreiterung größer als andere Verbreiterungsmechanismen ist.

Da die Temperatur der Neutralgasteilchen innerhalb der Gabor-Plasmalinse zu 300 K angenommen wird, würde man eine sehr hohe Auflösung des Monochromators, nämlich im Bereich von 1,24 pm, benötigen, um diese Linienverbreiterung beobachten zu können.

Die Stark-Verbreiterung

Unter Stark-Verbreiterung versteht man die Verbreiterung von Atom- und Ionenübergängen durch die Coulomb-Wechselwirkung der Teilchen im Plasma.

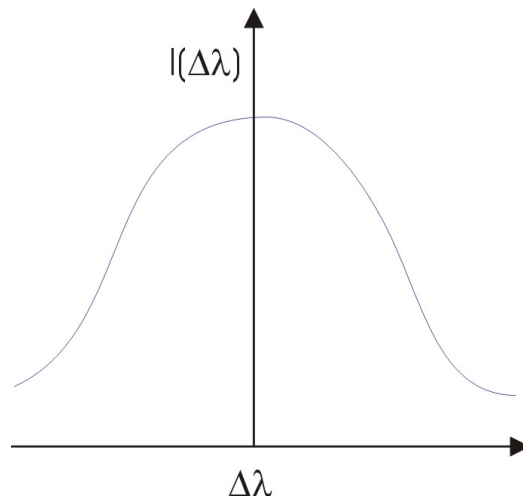


Abbildung 5.3: Gauss-Profil der Doppler-Verbreiterung

Dabei findet die Wechselwirkung des Strahlers entweder mit dem elektrischen Feld von einzelnen vorbeifliegenden Elektronen oder von Ionen statt. Der relative Abstand der Störteilchen vom Strahler und somit die vorhandene Elektronendichte spielen dabei eine entscheidende Rolle.

Das Verhältnis von Dichte und Starkverbreiterung kann durch eine semiempirische Formel abgeschätzt werden. Dabei wird die Argumentation von J. Urban verfolgt [JU03]:

$$n_e = 1,03 \cdot 10^{16} (\Delta\lambda)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\text{cm}^3} \quad (5.6)$$

$\Delta\lambda$ wird in Einheiten von nm angegeben. Für das Nichtneutrale Plasma kann also abgeschätzt werden, dass bei Dichten im Bereich von $n_e = 10^{14} \frac{1}{m^3}$ keine wahrnehmbare Stark-Verbreiterung auftritt. In dieser Formel handelt es sich allerdings um die "globale" Plasmadichte, was bedeutet, dass es nicht doch zu einer lokalen Verdichtung kommen kann. Der Verbreiterungsmechanismus wäre unter diesen Umständen dann wieder beobachtbar.

Dennoch kann davon ausgegangen werden, dass weder die Stark-Verbreiterung noch die Doppler-Verbreiterung einen Beitrag zur Verbreiterung der Spektrallinien leisten. So kann, außer der natürlichen Linienbreite, nur noch eine wesentliche Beeinflussung durch die Messapparatur auftreten.

5.1.3 Die Temperaturmessung

In den nachfolgenden Abschnitten werden die zu untersuchenden Möglichkeiten einer Temperaturmessung vorgestellt. Die Diskussion der Ergebnisse

erfolgt in Kapitel 6 Abschnitt 6.1.

Bestimmung der Elektronentemperatur durch Vergleich der Intensitätslinienverhältnisse

Unter Annahme eines thermalisierten Plasmas wird die Elektronentemperatur durch den Vergleich der Intensitätsverhältnisse zweier Emissionslinien desselben Elements bei selber Ionisationsstufe ermittelt (Abbildung 5.4). Für

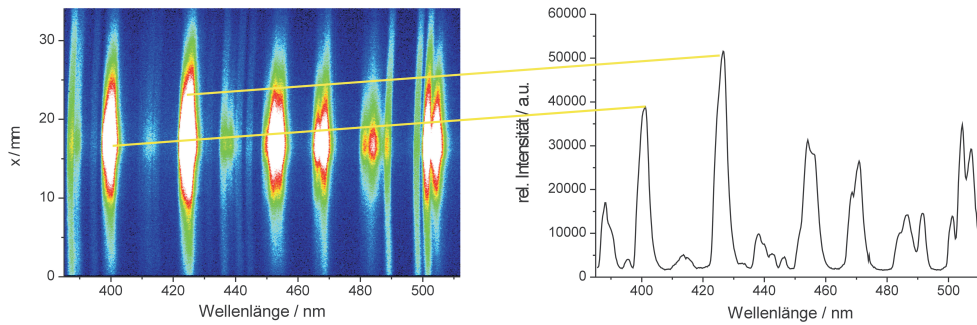


Abbildung 5.4: Aufgenommenes Spektrum für Helium als Restgas (links), Profil des Spektrums (rechts)

die Spektrallinien eines optisch dünnen und homogenen Plasmas der Länge l entlang der Sichtlinie gibt Griem [GR64] als spektral integrierte Intensität an:

$$I_{nm} = \int_{\text{Linie}} i_{nm}(\omega) d\omega \approx \frac{l\eta\omega_m}{4\pi} A_{nm} N_m = \frac{l\eta c}{\lambda_m} A_{nm} N_m \quad (5.7)$$

Dabei steht n für das angeregte Niveau und m für den Grundzustand, zwischen denen der optische Übergang stattfindet. Dann kann für das Intensitätsverhältnis unter Verwendung der Boltzmann-Verteilung

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{kT}\right)$$

und der vorgestellten Linienintensität angegeben werden:

$$\frac{I_n A_m \lambda_n}{I_m A_n \lambda_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{kT_e}\right) \quad (5.8)$$

Dabei entspricht A der Übergangswahrscheinlichkeit der beiden Linien, g den statistischen Gewichten der unteren Niveaus der Linien, λ den Wellenlängen der Linien und E den entsprechenden Anregungsenergien. Wenn diese Gleichung umgeformt wird, ergibt sich

$$\exp\left(\frac{E_n - E_m}{kT_e}\right) = \frac{I_m A_n \lambda_m g_n}{I_n A_m \lambda_n g_m} \quad (5.9)$$

und für die Elektronentemperatur:

$$kT_e = \frac{\Delta E_{nm}}{\ln\left(\frac{A_n g_n \lambda_m I_m}{A_m g_m \lambda_n I_n}\right)} \quad (5.10)$$

bzw.

$$kT_e = \frac{\Delta E_{12}}{\ln\left(\frac{A_1 g_1 \lambda_2 I_2}{A_2 g_2 \lambda_1 I_1}\right)} = \frac{\Delta E_{21}}{\ln\left(\frac{A_2 g_2 \lambda_1 I_1}{A_1 g_1 \lambda_2 I_2}\right)} \quad (5.11)$$

In der Abbildung 5.5 sind die atomaren Übergänge noch einmal anschaulich dargestellt.

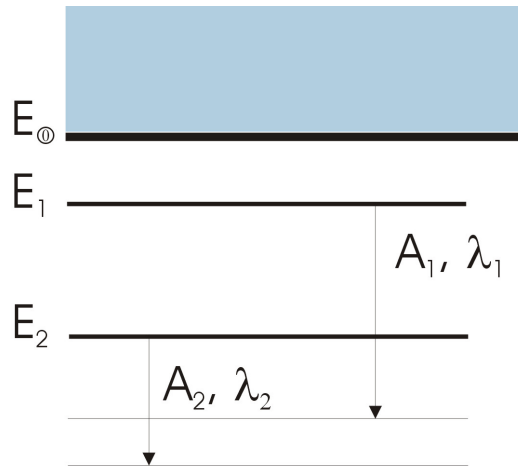


Abbildung 5.5: Vereinfachtes Termschema der atomaren Übergänge

Bestimmung der Elektronentemperatur durch Vergleich der Intensitätslinienverhältnisse mit gemessenen Wirkungsquerschnitten

Bei dieser Methode werden die Intensitätslinienverhältnisse der Heliumemissionslinien mit den Wirkungsquerschnitten von Elektronen bekannter Energie, die mit Heliumatomen wechselwirken, verglichen.

Die Wirkungsquerschnitte beschreiben die Wechselwirkung der einfallenden Teilchen mit den Targetteilchen und können angegeben werden mit [GT89]:

$$\sigma = \frac{1}{nd} \cdot \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (5.12)$$

bzw.

$$I = I_0 \exp(-n\sigma d) \quad (5.13)$$

Dabei ist n gleich der Anzahldichte der Absorberteilchen, d die Länge des Volumens, in dem die Wechselwirkung betrachtet wird, und I die Intensität

der angeregten Restgasatome.

Die in Abbildung 5.6 dargestellten Wirkungsquerschnitte wurden durch Beschuss von Heliumatomen mit einem Elektronenstrahl bekannter Energie für die verschiedenen Emissionslinien ermittelt [LE32]. Um nun das Verhältnis

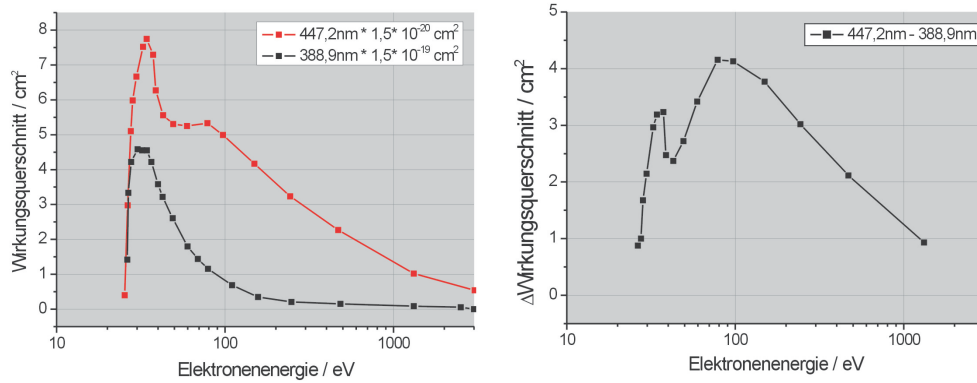


Abbildung 5.6: Wirkungsquerschnitte für Emissionslinien bei 388,9 nm und 447,2 nm (links), Differenz der Wirkungsquerschnitte (rechts)

der aufgenommenen Emissionslinien mit den Wirkungsquerschnitten vergleichen zu können, muss die Differenz der beiden Querschnitte gebildet werden:

$$\frac{I_{388,9nm}}{I_{447,2nm}} = \exp(nd(\sigma_{447,2nm} - \sigma_{388,9nm})) \quad (5.14)$$

$$\frac{1}{nd} \ln\left(\frac{I_{388,9nm}}{I_{447,2nm}}\right) = \sigma_{447,2nm} - \sigma_{388,9nm} \quad (5.15)$$

Mithilfe der Intensitätslinienverhältnisse der Linien 388,9 nm und 447,2 nm kann aus den gemessenen Spektren die mittlere kinetische Energie der Elektronen durch Vergleich bestimmt werden, die als Elektronentemperatur angenommen werden soll.

Der Vorteil dieser Methode besteht vor allem darin, dass diese keinen thermalisierten Zustand der Elektronenwolke fordert, um die Elektronentemperatur bestimmen zu können.

5.1.4 Bestimmung der Ionengeschwindigkeit anhand spektroskopischer Methoden

In den aufgenommenen Spektren werden nicht nur Linien von He I (neutral), sondern auch von He II (einfach ionisiert) detektiert. Eine signifikante

Emissionslinie des einfach ionisierten Heliums liegt bei $\lambda_{HeII} = 656,01nm$. Diese kann aufgrund der guten Separation von anderen Emissionslinien eindeutig zugeordnet werden. Tatsächlich könnte mithilfe einer solchen He II-Linie mittels eines Boltzmann-Plots die Elektronentemperatur innerhalb des Systems bestimmt werden. Allerdings ist dabei die Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeit und des statistischen Gewichts vonnöten. Diese beiden Faktoren sind allerdings bislang noch nicht ermittelt worden.

Aber nicht nur eine Aussage über die Temperatur kann anhand einer solchen Linie getroffen werden, sondern auch über die Ionengeschwindigkeit und demzufolge die Ionenenergie. Grund dafür ist die durch den Doppler-Shift der bewegten Ionen verschobene Wellenlänge. In Abbildung 5.7 ist links die

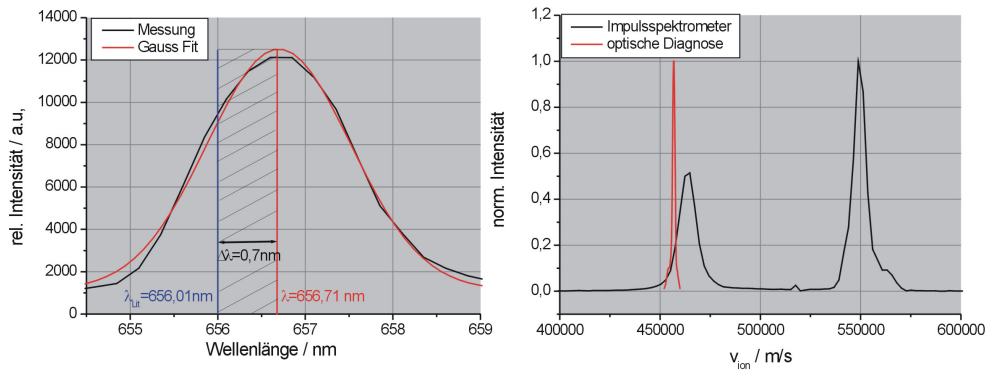


Abbildung 5.7: Methode zur Bestimmung des Doppler-Shifts (links) und die sich daraus ergebenden Ionengeschwindigkeiten ermittelt durch optische Diagnose im Vergleich zur Impulsspektrometermessung (rechts)

schwarze Linie des einfach ionisierten Heliums zu sehen. Durch einen Gauss Fit (rot) wird der Schwerpunkt der bereits kalibrierten Verteilung bestimmt und die Differenz zum Literaturwert gebildet:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{Lit} = 0,7nm \quad (5.16)$$

Mithilfe von

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \cdot \frac{v_i}{c} \cdot \cos\Theta \quad (5.17)$$

und unter Voraussetzung einer senkrechten Einstrahlung, $\cos\Theta = 1$, folgt für die Ionengeschwindigkeit:

$$v_i = \frac{\Delta\lambda c}{\lambda_0} \quad (5.18)$$

Die so ermittelte Ionengeschwindigkeit ist einmal im Vergleich zu der am Impulsspektrometer detektierten Geschwindigkeit rechts in Abbildung 5.7 dargestellt. Der optisch ermittelte Peak entspricht der Superposition der emittierten Ionen aus den unterschiedlichen Produktionsorten des Plasmas. Der

Abgleich der zwei Messmethoden führt zu einem Fehler von unter 15 Prozent, was an der Genauigkeit der Bestimmung des Doppler-Shifts liegt. Schon Größenunterschiede von $0,1 \text{ nm}$ führen zu einer starken Abweichung der berechneten Teilchengeschwindigkeit, aber für diese sensitive Methode ist 15 Prozent Fehler ein akzeptabler Wert.

5.1.5 Zusammenfassung

Prinzipiell gibt es eine Vielzahl von Möglichkeiten, das Nichtneutrale Plasma mit spektroskopischen Methoden zu untersuchen. Die Linienverbreiterung durch den Stark-Effekt ist eine etablierte Methode, um die Elektronendichte zu bestimmen, kann aber wegen der vorliegenden Verhältnisse nicht auf das Nichtneutrale Plasma angewandt werden. Um eine Doppler-Verbreiterung der Emissionslinie beobachten zu können, wird eine sehr hohe Auflösung des Monochromators gefordert, die im Bereich von pm liegt. Die Temperaturmessung durch Vergleich der Intensitätslinienverhältnisse zweier Emissionslinien bietet eine gute Möglichkeit, die Elektronentemperatur ohne direktes Einwirken auf das System zu bestimmen. Allerdings ist diese Messung mit starken methodischen Schwierigkeiten verbunden, auf die in Kapitel 3 Abschnitt 3.1.1 genauer eingegangen wurde.

Die effizientere Methode der Temperaturmessung ist der Vergleich der Intensitätslinienverhältnisse mit gemessenen Wirkungsquerschnitten, da sie keinen thermalisierten Zustand des Nichtneutralen Plasmas fordert. Dies wird in Kapitel 6 Abschnitt 6.1 näher erläutert werden.

Die Ionengeschwindigkeits- und Energiebestimmung durch optische Methoden weist angesichts der Sensitivität der Messmethode eine relativ hohe Genauigkeit auf. Allerdings können hierbei die Ionenenergien nicht spezifischen Regionen zugeordnet werden, wie es im nachfolgenden Abschnitt anhand einer Impulsspektrometermessung gezeigt werden wird. Für die Untersuchungen an der Gabor-Plasmalinse ist die Messung mittels Impulsspektrometer sehr viel effizienter. Für Systeme, in die ein solches Spektrometer nicht integriert werden kann, bietet die optische Methode eine sehr gute Alternative z.B. für die Diagnose intensiver Ionenstrahlen.

5.2 Messung der mittleren Elektronendichte

5.2.1 Elektronendichtemessung mittels Analyse der Ionenenergie

Wie in Kapitel 2 bereits angesprochen, werden die produzierten Ionen aufgrund des angelegten Potentials aus der Gabor-Plasmalinse herausbeschleu-

nigt. Dieser Umstand kann genutzt werden, um die mittlere Elektronendichte zu bestimmen. In Abbildung 5.8 ist der Versuchsaufbau zur Bestimmung der mittleren Elektronendichte schematisch dargestellt.

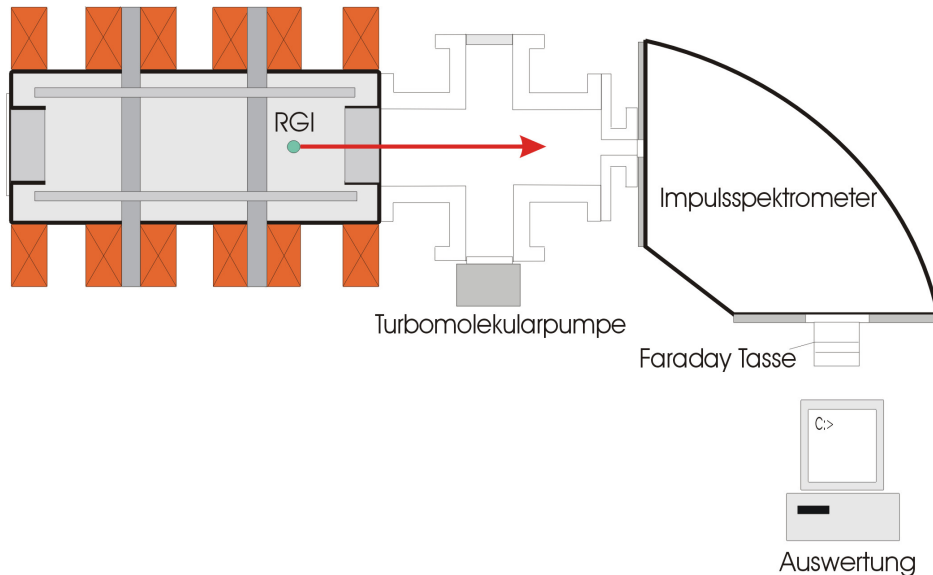


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der mittleren Elektronendichte

Die durch die Anode etablierte Potentialwanne in longitudinaler Richtung wird mit Elektronen gefüllt. Dies führt zu einer Potentialdepression, d.h. die Elektronen schirmen das positive Potential zu einem Teil ab. Aufgrund dieser Änderung durchlaufen die produzierten Ionen nicht das volle Potential. Dies bedeutet, dass die Ionen, die in der Gabor-Plasmalinse geboren werden, nur eine, im Vergleich zum angelegten Potential, reduzierte Energie haben. Anhand dieser reduzierten Energie können nun Rückschlüsse auf die Potentialdepression und nach Gleichung 2.11 damit auch auf die Elektronendichte gezogen werden.

Obwohl angenommen wird, dass ebenso viele Elektronen wie Ionen produziert werden, da es sich bei den Stößen vorwiegend um einfache Ionisation handelt, ist bei dieser Methode der Dichtemessung nur die relative Energieverschiebung der Ionenenergien von Bedeutung. Diese wird mithilfe der in Abbildung 5.9 dargestellten Impulsspektrometermessung ermittelt. Die Höhe der Peaks gibt auch Aufschluss darüber, wie viele Ionen unter Berücksichtigung der Transmission produziert werden.

Wie in der Abbildung 5.9 zu sehen ist, werden aber nicht nur die Ionen aus dem Linsenzentrum detektiert, sondern auch solche, die in der Randregion des Plasmas produziert werden. Der Vergleich des aufgenommenen Impulsspektrums mit der Particle-in-Cell Simulation erlaubt eine Zuordnung

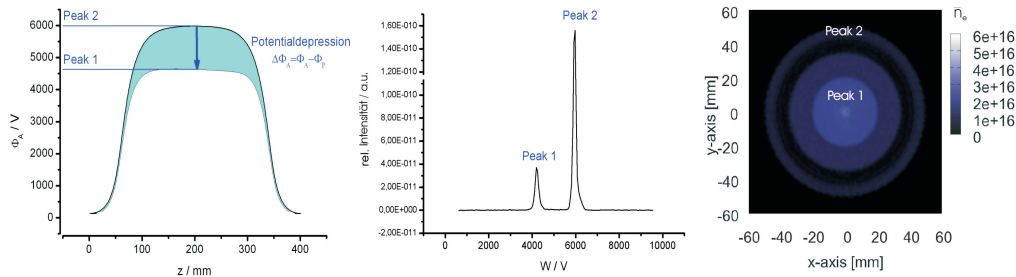


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung der Potentialdepression (links), gemessene Ionenenergie für $\Phi_A = 6000 \text{ V}$ bei einem magnetischen Feld von $B = 12 \text{ mT}$ (Mitte), Particle-in-Cell Simulation der Elektronendichte (rechts)

der Produktionsorte [MD05].

Diese Erscheinung der Dichteverteilung im Bereich der Anode ähnelt, unter Berücksichtigung der Korrelation zwischen Dichte und Leuchtdichte, dem anodischen Glimmlight, wie es in einer Entladungslampe detektiert wird. Dabei werden die Elektronen im Anodenfall wieder vermehrt beschleunigt, so dass die Leuchterscheinung entstehen kann. Die zwei Produktionsorte sind aufgrund der Debye-Abschirmung klar unterscheidbar. Durch Änderung der Einschlussbedingungen kann es aber dazu kommen, dass keine klare Trennung der Regionen mehr vorliegt, wie in Abbildung 5.10 zu sehen. Während dieser Messung wurden der Druck und das Potential konstant auf $p = 3 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ bzw. $\Phi_A = 4000 \text{ V}$ gehalten und das magnetische Feld variiert.

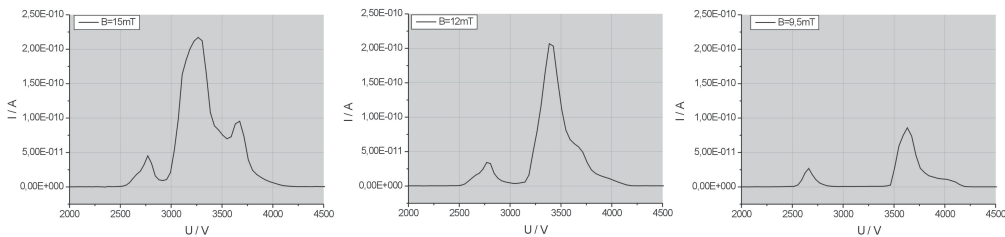


Abbildung 5.10: Entwicklung der Produktionsorte für Ionen innerhalb der Gabor-Plasmalinse durch Änderung der Einschlussbedingungen

Mithilfe der Impulsspektrometermessung kann also nicht nur die mittlere Elektronendichte ermittelt, sondern auch die Ionenproduktion in verschiedenen Regionen des Plasmas untersucht werden. Die Ergebnisse der Messung werden in Kapitel 6 Abschnitt 6.1.1 ausführlich diskutiert.

5.2.2 Elektronendichtemessung durch Frequenzanalyse

Eine weitere Messmethode, die im Rahmen dieser Arbeit überprüft wurde, ist die Bestimmung der Elektronendichte mittels Frequenzanalyse. Aus der Elektrodynamik folgt, dass beschleunigte Ladungen elektromagnetische Wellen emittieren. In der Gabor-Plasmalinse erfolgt die Bewegung der Teilchen aufgrund der einschließenden, externen Felder. Die Pendelbewegung der Elektronen in der Potentialwanne, aber vor allem die Zyklotronfrequenz und die $E \times B$ Rotation der Plasmasäule, führen zu einer elektromagnetischen Abstrahlung im MHz bis GHz Bereich. Die elektromagnetische Strahlung lässt sich mithilfe einer geeigneten Antenne durch einen Networkanalysers detektieren. In der nachfolgenden Messung (Abbildung 5.11) ist einmal das Signal der Elektronenbewegung bei verschiedenen Anodenpotentialen dargestellt. Bei schwächer werdendem Potential verschwindet einer der beiden Peaks.

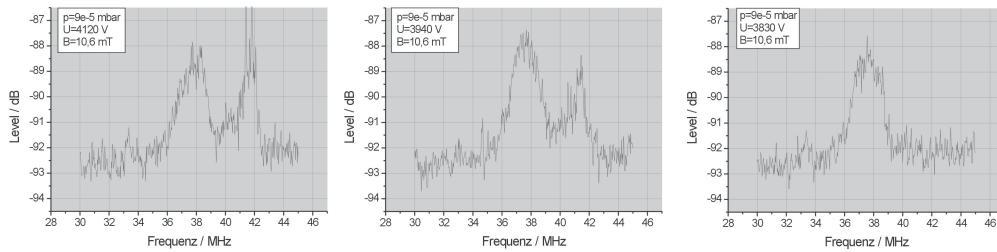


Abbildung 5.11: Aufgenommenes Frequenzspektrum bei Variation des Anodenpotentials und einem konstanten Magnetfeld von $B = 10,6 \text{ mT}$

Wie im Kapitel 2 Abschnitt 2.1.2 bereits besprochen, haben die Winkelgeschwindigkeiten im Punkt mit der maximalen Einschlusseffizienz $\kappa = 1$ in radialer Richtung den gleichen Betrag $\omega_e^+ = \omega_e^- = \frac{\Omega_e}{2}$ und korrespondieren mit einer starren Rotation der Plasmawolke. Auch die Oszillationsfrequenz für den longitudinalen Einschluss läuft in diesem Punkt mit den anderen Frequenzen zusammen, wie in Abbildung 5.12 zu sehen ist. Wenn der Punkt des maximalen Füllgrades erreicht wird, ist die Elektronendichte mit $2\omega_{pe}^2 = \Omega_e^2$ aus der Plasmafrequenz zu bestimmen und beträgt für die vorgestellte Messung $n_e = 1,7 \cdot 10^{14} \frac{1}{m^3}$.

5.2.3 Zusammenfassung

Eine häufig verwendete Methode, die Elektronendichte zu messen, ist die Einkopplung von Mikrowellen, deren gemessene Phasenverschiebung nur noch von der Plasmafrequenz und somit von der Elektronendichte abhängt. Doch beinhaltet diese Art der Messung zwei Probleme: zum einen erfolgt ein Eingriff in das System, zum anderen ist die limitierende Größe nach der Ec-

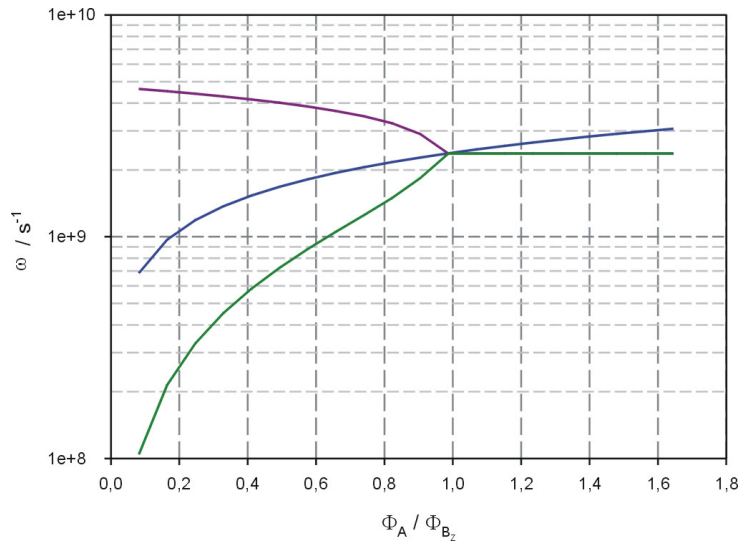


Abbildung 5.12: Einschluss als Funktion des Quotienten der Einschlusspotentiale und berechnete Oszillationsfrequenzen für w^+ (violett), w^- (grün) und Φ_A (blau) als Funktion des Quotienten der Einschlusspotentiale [OM05]

classischen Beziehung die Plasmafrequenz. Wellen mit $\omega < \omega_{pe}$ werden beim Eintritt in das Plasma reflektiert [HS98]. Die Elektronendichtemessung durch die Analyse der Ionenenergie ist eine gute Methode, die Elektronendichte im System zu bestimmen, denn sie übt weder einen störenden Einfluss auf das Nichtneutrale Plasma aus, noch ist sie mit starken methodischen Schwierigkeiten belastet. Die störungsfreie Dichtemessung durch Frequenzanalyse erfordert keinen stationären Aufbau. Für die Anwendung dieser Methode ist allerdings eine genaue Untersuchung der emittierten Frequenzen in Abhängigkeit von den externen Parametern unerlässlich.

5.3 Lokalisierung des Thermalisierungspunktes

Das numerische Modell sagt einen optimalen Einschluss des Nichtneutralen Plasmas in Abhängigkeit von den äußeren Feldern vorher, wenn die Energien in longitudinaler Richtung den Energien in radialer Richtung entsprechen. Anschaulich bedeutet dies: zu einer bestimmten Einstellung des B-Feldes gehört ein ausgewähltes Potential bzw. E-Feld, um den bestmöglichen Einschluss des Plasmas zu gewährleisten und es in einem homogenen Zustand vorzufinden. Dieser Umstand ist in der Arbeitsfunktion der Gabor-Plasmalinse, die sich aus Gleichung 2.11 ergibt, dargestellt. Doch beinhaltet diese Gleichung nicht die Abhängigkeit des Einschlusses vom vorgegebenen Restgasdruck (siehe dazu Kapitel 6 Abschnitt 6.1). Durch die Wechselwir-

kung der Elektronen mit den Restgasatomen können diese durch inelastische Stöße ihre Energie an die Atome abgeben. Ein hoher Restgasdruck übt also eine kühlende Wirkung auf das Teilchenensemble aus und führt dazu, dass sich der Thermalisierungspunkt der Plasmawolke verschieben kann bzw. eine Thermalisierung nicht stattfindet.

Die Anwendung optischer Methoden setzt voraus, dass das Plasma während der Untersuchungsdauer auf Sichtlinie homogen verteilt und zeitlich konstant ist. Denn häufig sind unbemerkte Inhomogenitäten und Fluktuationen eine große Unsicherheitsquelle für die Beurteilung der Plasmaparameter, was im Kapitel 6 Abschnitt 6.2.2 noch einmal diskutiert werden soll. Um diese Unsicherheiten zu umgehen und das Plasma in einem stationären, homogenen Zustand vorzufinden, wurden im Rahmen dieser Arbeit einige Messmethoden entwickelt, um den Punkt der Thermalisierung in Abhängigkeit von den externen Feldern und dem Druck zu lokalisieren.

5.3.1 Messung der Leuchtdichteverteilung

Durch die gemessene Leuchtdichteverteilung der Elektronenwolke lassen sich Rückschlüsse auf die Vorgänge in der Gabor-Plasmalinse ziehen, denn bei der Wechselwirkung der Elektronen mit den homogen verteilten Restgasatomen kommt es neben der Ionisation vor allem zu einer Leuchtanregung. Wegen der Korrelation der Leuchtdichteverteilung mit der Elektronendichte [KS08],

$$n_e(r) \hat{=} Int(r) \quad (5.19)$$

kann der Punkt der Thermalisierung auch anhand der homogenen Verteilung, d.h. vor allem anhand der Symmetrie des Restgasleuchtens festgemacht werden. Für den Punkt der Thermalisierung wird daher

$$n_e(r) = const \quad (5.20)$$

gefordert, d.h. dass die Elektronendichte über den Radius der Plasmawolke konstant verteilt sein muss.

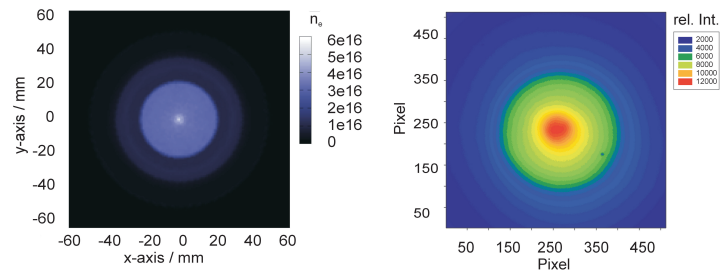


Abbildung 5.13: Aufnahme des Restgasleuchtens bei einem Potential von $\Phi_A = 6500 \text{ V}$, einem Magnetfeld von $B = 12,1 \text{ mT}$ und einem Restgasdruck von $7,8 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ (rechts) im Vergleich zur numerisch ermittelten Elektronendichte (links)

Ein Beispiel für den inhomogenen Einschluss ist die in Abbildung 5.14 dargestellte Instabilität, die auch durch die vergleichende Particle-in-Cell Simulation [MD05] vorhergesagt wird. Hierbei handelt es sich um eine Diocotron Instabilität, deren Auftreten bei hohen magnetischen Feldern und gleichzeitig hohen Restgasdrücken beobachtet werden konnte (Vergleich Abbildung 5.13 und Abbildung 5.14). Deutlich ist bei der Aufnahme der Instabilität der Einbruch der Leuchtintensität auf der Achse zu sehen. Im Vergleich zu einer sehr hohen Intensität, die durch den weißen Bereich gekennzeichnet ist, ist in der Mitte eine starke Reduktion der Leuchtintensität, markiert durch den gelben Bereich, zu beobachten.

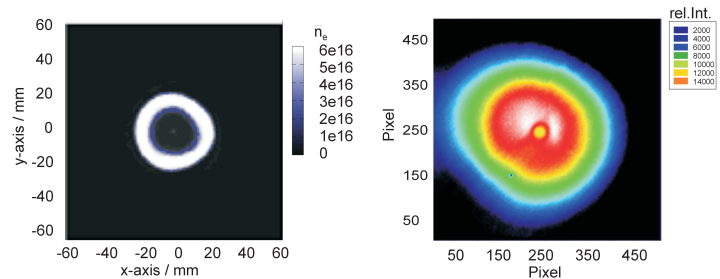


Abbildung 5.14: Aufnahme der Instabilität bei einer Einstellung des Potentials von 6000 V , einem B-Feld von $12,1 \text{ mT}$ und einem Restgasdruck von $6 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ (rechts) im Vergleich zur numerisch ermittelten Elektronendichte (links)

Um nun den Thermalisierungspunkt bestimmen zu können, gibt die Untersuchung der Symmetrie der Plasmawolke einen wichtigen Hinweis. Zur Ermittlung der Symmetrie werden durch das Programm CCDScan [OM05],

die radialen Leuchtdichteprofile vom Schwerpunkt der Verteilung r_0 bis zum Rand der Elektronenwolke R_p für verschiedene Winkel α des Radiusvektors integriert. Die Forderung für den symmetrischsten Punkt ist dann gegeben durch:

$$\int_0^r \text{Int}(\alpha, r) dr = \text{const} \quad (5.21)$$

In Abbildung 5.15 sind oben zwei exemplarische Messungen der Leuchtdichteverteilung bei homogenem Einschluss und bei auftretender Instabilität dargestellt. Darunter befinden sich die normierten Integrale der Leuchtdichteprofile als Funktion des Winkels α .

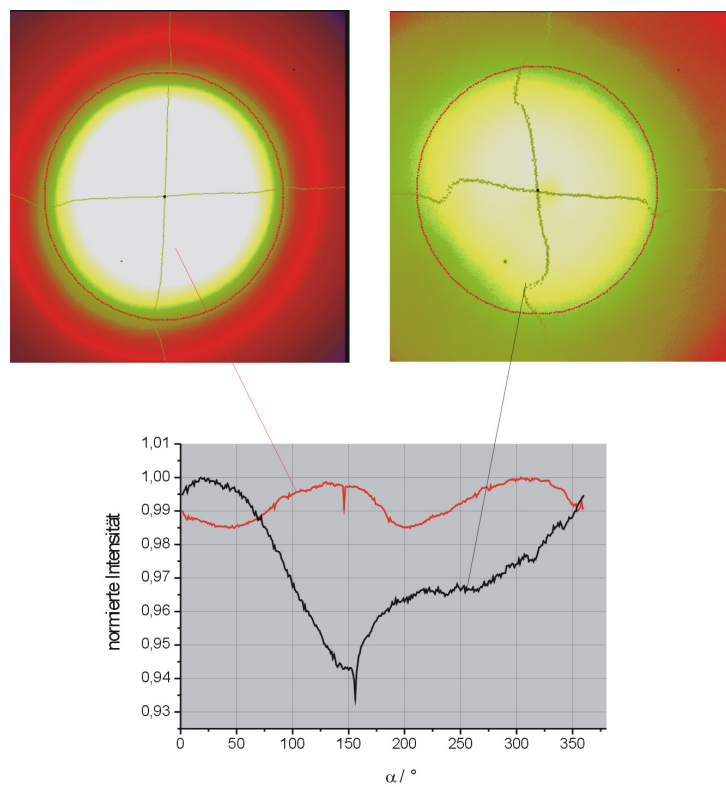


Abbildung 5.15: Exemplarische Messungen der Leuchtdichte (oben), Integrierte Leuchtdichteprofile als Funktion des Winkels des Radiusvektors (unten)

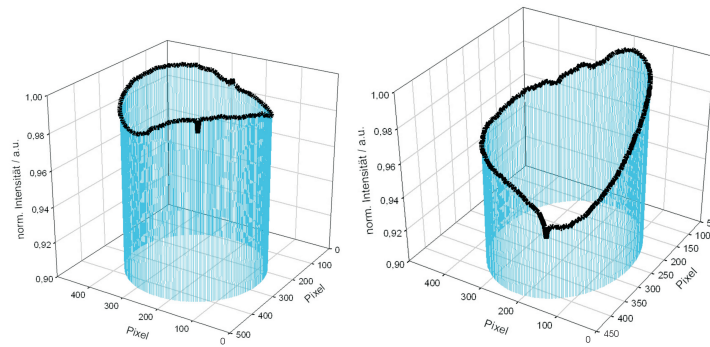


Abbildung 5.16: Integriertes Leuchtdichteprofil als Funktion des Winkels des Radiusvektors bei annähernd homogener Verteilung (links) und bei Auftreten einer Instabilität (rechts)

Die Abbildungen 5.15 und 5.16 machen deutlich, dass sich das Intensitätsprofil der Instabilität stark vom Profil der Plasmawolke bei einer Einstellung im Bereich der Arbeitsfunktion unterscheidet. Dabei weist das Profil der Plasmawolke bei einer Einstellung im Bereich der Arbeitsfunktion eine größere Symmetrie auf. Die dennoch sichtbaren Unebenheiten sind dadurch zu erklären, dass die Methode sehr sensitiv gegenüber Abweichungen vom Einfallslot ist.

5.3.2 Messung des Ionenstromes

Ein weiterer Parameter, der einen Hinweis auf den thermalisierten Zustand der Plasmawolke liefert, ist der Ionenstrom aus der Linse, der durch die Faraday Tasse detektiert wird. Der Ionenstrom kann mithilfe eines vorgeschalteten Widerstandes direkt auf einem Oszilloskop dargestellt werden. Durch die Möglichkeit der Wechselwirkung der Elektronen auf ihrem Weg in longitudinaler Richtung in der Potentialwanne, kann es zur Thermalisierung des Ensembles kommen. Damit sich dieser Zustand einstellt, ist aber grundlegende Voraussetzung, dass das Plasma lange genug eingeschlossen bleibt [OM05]:

$$\frac{\tau_{auf}}{\tau_{relax}} > 1 \quad (5.22)$$

Dabei ist τ_{relax} die thermische Relaxationszeit und gibt an, wie lange ein Testteilchenensemble braucht, um in einer Ladungsträgerwolke der Temperatur T die Temperaturdifferenz auf den e -ten Teil abfallen zu lassen.

Der Einschluss kann also nicht nur durch die Leuchtdichteverteilung des Restgasleuchtens, sondern auch durch die Änderung der Ionenproduktionsrate bewertet werden. Wenn das Plasma instabil ist, ergibt sich dies auch aus dem Profil des gemessenen Ionenstromes. Wie in Abbildung 5.17 deutlich zu

sehen ist, ändert sich der Ionenstrom innerhalb einer Zeitskala von 20 ms, bis er auf nahezu Null abgefallen ist, während er bei einem thermalisierten Plasma keine Fluktuationen zeigt. In diesem Fall weist der Ionenstrom also eine zeitliche Änderung auf. Damit ergibt sich neben Gleichung 5.21 eine zweite Bedingung für den thermalisierten Zustand des Plasmas:

$$I(t) = const \tag{5.23}$$

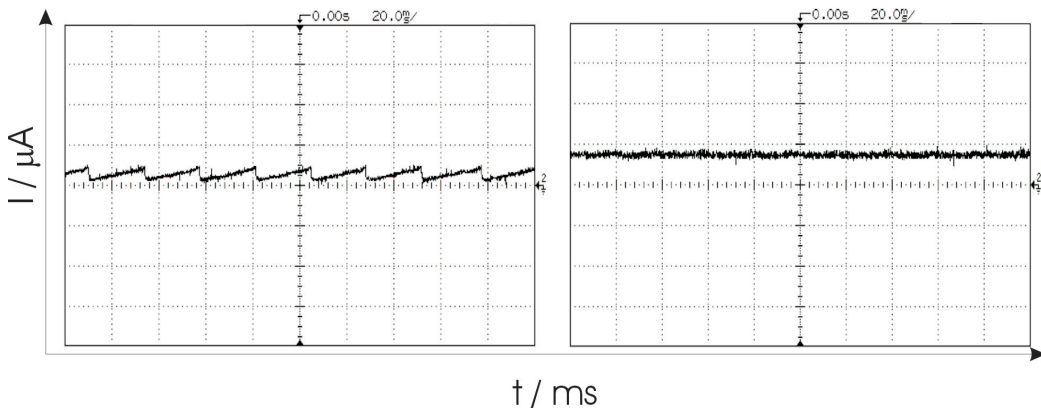


Abbildung 5.17: Exemplarische Messungen des Ionenstroms in stabilem Zustand (rechts) und bei Auftreten einer Instabilität (links)

Die Ermittlung des Punktes mit der größten Symmetrie und der minimalsten Fluktuation d.h. der größten zeitlichen Konstanz des Ionenstroms innerhalb einer Messreihe erfolgt über:

$$S_{sym} = \frac{\bar{I}}{\sigma^2} \tag{5.24}$$

Dabei repräsentiert \bar{I} den Mittelwert des Stroms bzw. der Intensität und σ steht für die Standardabweichung.

In der Grafik 5.18 ist eine exemplarische Messung dargestellt. Bei einer konstanten Einstellung von Magnetfeld $B = 12,1 \text{ mT}$, wurde zu jeder Einstellung des Anodenpotentials durch Variation des Druckes der Ionenstrom mit der minimalsten Fluktuation d.h. der größten zeitlichen Konstanz gesucht. Der Punkt mit dem größten S_{sym} -Wert ist in dem 3D-Plot (Abbildung 5.18) rot gekennzeichnet.

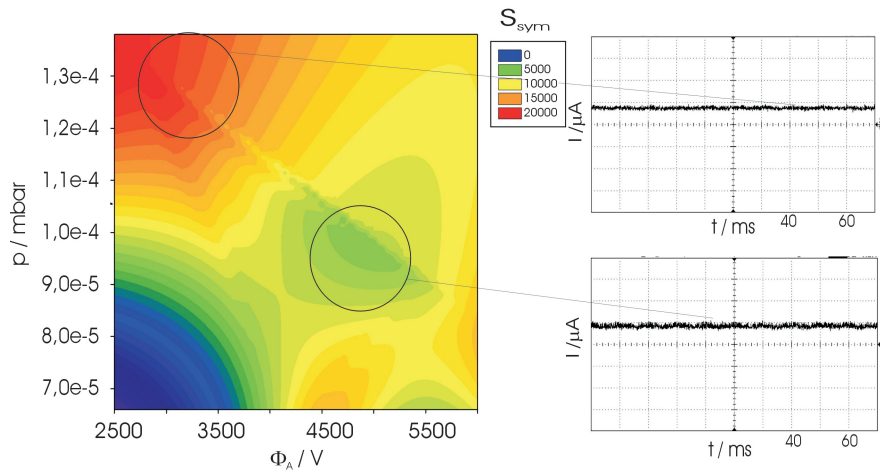


Abbildung 5.18: S_{sym} für den gemessenen Ionenstrom innerhalb einer Messreihe

Auch im Falle der Symmetrie der Leuchtdichteverteilung gibt es einen ausgezeichneten Punkt, der auf ein thermalisiertes Plasma hindeutet. In der nachfolgenden Abbildung 5.19 ist auch diesmal der Punkt mit dem größten S_{sym} -Wert rot gekennzeichnet.

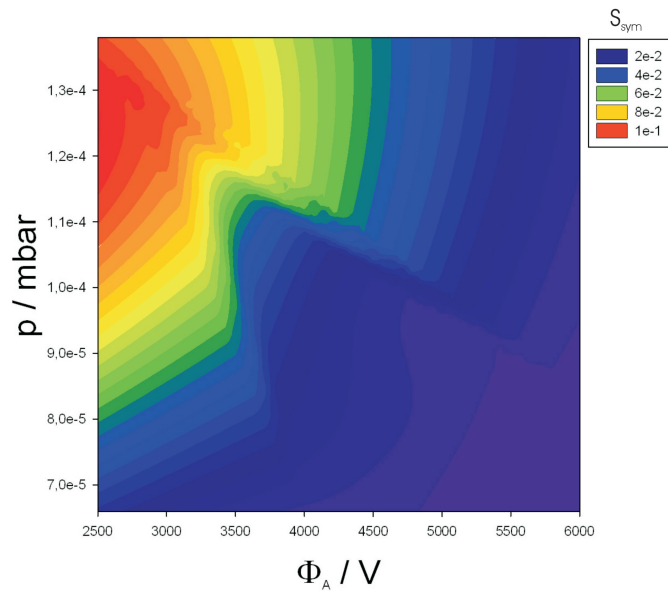


Abbildung 5.19: S_{sym} für die gemessene Leuchtdichte innerhalb einer Messreihe

5.3.3 Zusammenfassung

Um den Punkt der Thermalisierung des Nichtneutralen Plasmas in Abhängigkeit von den externen Feldern und vom Restgasdruck zu lokalisieren, wurden vor allem die Symmetrie der Plasmawolke und die zeitliche Konstanz des Ionenstromes untersucht. Die Anwendung der Temperaturmessmethode durch Vergleich der Intensitätsverhältnisse zweier Emissionslinien desselben Elements bei selber Ionisationsstufe setzt voraus, dass im Linsenvolumen eine isotrope mittlere kinetische Energie existiert. Bei einem Auftreten von Instabilitäten kann ein solcher Zustand nicht erreicht werden. Dieses wird jedoch durch diese Methode im Messpunkt selbst ausgeschlossen.

Kapitel 6

Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse der Temperaturmessung, der Dichtemessung und der Untersuchung der Leuchtdichteverteilung dargestellt und diskutiert werden. Da aber die Konfiguration der äußeren Parameter E , B , p die Zustandsgrößen n_e und T_e bedingt, müssen diese in Abhängigkeit voneinander besprochen werden, um eine sinnvolle Darstellung der Plasmazustände zu liefern.

Zuvor soll noch erwähnt werden, dass zur Lieferung der Ergebnisse, die nachfolgend diskutiert werden, die Gabor-Plasmalinse immer bei Gleichschaltung der Helmholtzspulenpaare und der Anoden betrieben wurde.

Im ersten Abschnitt werden die Untersuchungen zur Elektronentemperatur beschrieben, da die Kenntnis der Elektronentemperatur eine wichtige Voraussetzung für die Diskussion der anderen Parameter darstellt.

6.1 Die Elektronentemperatur

Wie in Kapitel 5 Abschnitt 5.1.3 beschrieben, gibt es die Möglichkeit, die Elektronentemperatur anhand der Intensitätslinienverhältnisse zweier Heliumlinien zu ermitteln. Eingehende Untersuchungen der vorgestellten Methode wurden im Rahmen dieser Arbeit unternommen und sollen nun besprochen werden.

Aufgrund der Sensitivität dieser Methode der Temperaturbestimmung ist eine Voraussetzung für ihre Anwendung die Kalibrierung der Wellenlänge und vor allem der Intensität des Linienspektrums. Außerdem muss ausgeschlossen werden, dass in den Messpunkten Instabilitäten auftreten, die eine homogene Energie- und Dichteverteilung unmöglich machen. Zur Diskussion steht, wie gut der Vergleich zwischen den einzelnen Linienverhältnissen ist, d.h. wie stark fehlerbehaftet die Ergebnisse sind. Eigentlich könnte angenommen werden, dass die Temperatur durch den Vergleich verschiedenster Intensitätslinien zu ermitteln ist. Aber der relative Fehler bei dieser Methode der Temperaturbestimmung ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{kT_e}{E_n - E_m} \frac{\Delta I_m/I_n}{I_m/I_n} \quad (6.1)$$

Aus dieser Relation folgt, dass der Fehler mit größerem ΔE_{nm} und kleinerer Plasmatemperatur kleiner wird. Das heißt, es bietet sich der Vergleich von Intensitätslinien mit großem energetischem Abstand an, wie z.B. 396 nm und 667 nm , die auch in den aufgenommenen Helium-Spektren beobachtet werden konnten. Diese beiden Linien sind des weiteren gut separiert, d.h. es wird keine hohe Auflösung benötigt, um die statistischen Gewichte und die Übergangswahrscheinlichkeiten exakt zuzuordnen zu können. In Abbildung 6.1 ist

der Verlauf der Intensitätslinienverhältnisse zur Elektronentemperatur wie Gleichung 5.8 vorgibt, dargestellt. Die Kurve hat einen steilen Anstieg im

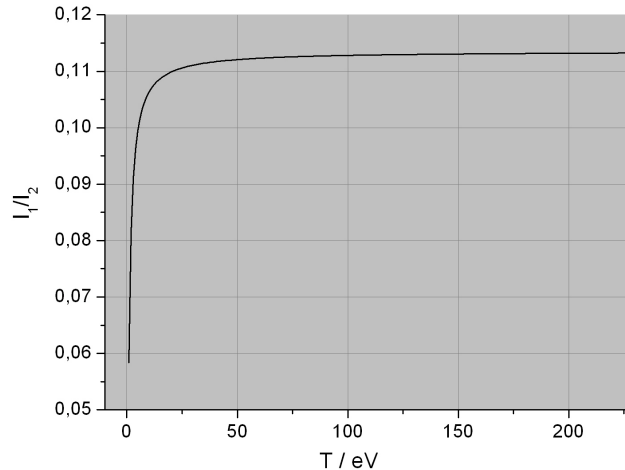


Abbildung 6.1: Gerechnetes Intensitätslinienverhältnis von Linie 396 nm und 667 nm als Funktion der Elektronentemperatur

Bereich von 0 - 100 eV und geht dann zunehmend in ein Plateau über. Die Änderung beträgt dann innerhalb von 1000 eV nur noch unter einem Prozent. Außerhalb des eingezeichneten Bereiches findet die Messmethode keine Anwendung mehr, d.h. Intensitätslinienverhältnisse $\frac{I_1}{I_2}$ mit den Verhältnissen aus Wellenlänge $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$, Übergangswahrscheinlichkeit $\frac{A_2}{A_1}$ und statistischen Gewichten $\frac{g_2}{g_1}$ sind zusammen so groß, dass der natürliche Logarithmus größer 1 ist und somit die Temperaturen nach Gleichung 5.11 negativ werden. Nur im Falle eines Lasers und der mit der Besetzungsinversion verbundenen Verschiebung der Boltzmann-Verteilung sind diese Daten für eine Vermessung der Elektronentemperatur verwertbar. In der nachfolgenden Abbildung 6.2 ist die Messung der Intensitätslinienverhältnisse von 396 nm und 667 nm aufgetragen.

Vor der Temperaturmessung wurde anhand der Methode zur Auffindung des Thermalisierungspunktes eine deutliche Symmetrie der Leuchtdichteverteilung und im Profil des Ionenstromes im Bereich einer Spannung 2600 V, dem konstant gehaltenen B-Feld von 12,1 mT und konstant gehaltenem Druck von $1,2 \cdot 10^{-4}$ mbar, festgestellt. In Kapitel 5 Abschnitt 5.3.2 wurde mithilfe dieser Messung die Messmethode erklärt.

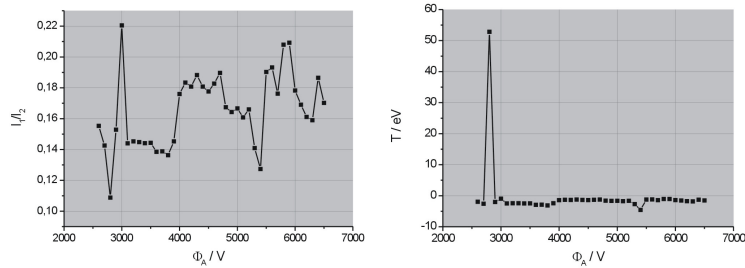


Abbildung 6.2: Gemessenes Intensitätslinienverhältnis von Linie 396 nm und 667 nm im Verhältnis zum angelegten Anodenpotential ohne Intensitätskalibrierung (links) und die sich daraus ergebende Elektronentemperatur (rechts)

Bei der in Abbildung 6.2 gezeigten Messung handelt es sich um die aufgenommenen Rohdaten, d.h. es wurde zwar eine Wellenlängen-, aber keine Intensitätskalibrierung durchgeführt. Die Intensitätslinienverhältnisse fallen bei 2700 V auf fast $\frac{I_1}{I_2} = 0,102$, d.h. in diesem Punkt greift die Griemische Methode nach Gleichung 5.11 und eine Elektronentemperatur von ungefähr 53 eV kann gemessen werden. Dies gibt einen Hinweis auf den möglichen thermalisierten Zustand, in dem die Methode der Temperaturmessung anwendbar ist. Wenn auf die vorhandenen Rohdaten nun die Transferfunktion der Kalibrierung aus Kapitel 3 Abbildung 3.6 angewendet wird, muss allerdings festgestellt werden, dass sich negative Temperaturen ergeben.

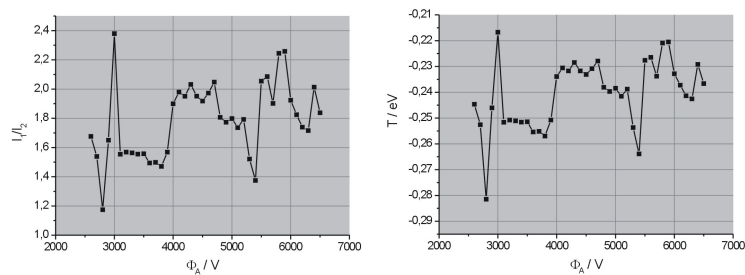


Abbildung 6.3: Gemessenes Intensitätslinienverhältnis von Linie 396 nm und 667 nm im Verhältnis zum angelegten Anodenpotential (links) und die sich daraus ergebende Elektronentemperatur (rechts)

Bei Vorliegen eines partiell lokal thermodynamischen Gleichgewichts ist diese Methode gut geeignet, um Elektronentemperaturen im Bereich von $0 - 100 \text{ eV}$ zu ermitteln. In diesem Bereich muss mit einem relativen Fehler von etwa $0,2$ gerechnet werden. Doch bei höheren Elektronentemperaturen nimmt der relative Fehler drastisch zu und eine präzise Angabe der Temperaturen ist nicht mehr gewährleistet und auch nicht mehr sinnvoll.

Aus der numerischen Simulation des Nichtneutralen Plasmas ergibt sich eine Plasmatemperatur in Abhängigkeit des angelegten Anodenpotentials von 200 - 1000 eV, d.h. diesem Temperaturbereich geht die Aussagekraft der Temperaturmessung durch Vergleich der Intensitätslinien verloren.

Eine weitaus bessere Näherung liefert die Temperaturmessung durch Vergleich der Intensitätslinienverhältnisse mit gemessenen Wirkungsquerschnitten. In der Abbildung 6.4 ist die numerisch errechnete Temperatur mit der sich aus dieser Methode ergebenden Elektronentemperatur dargestellt.

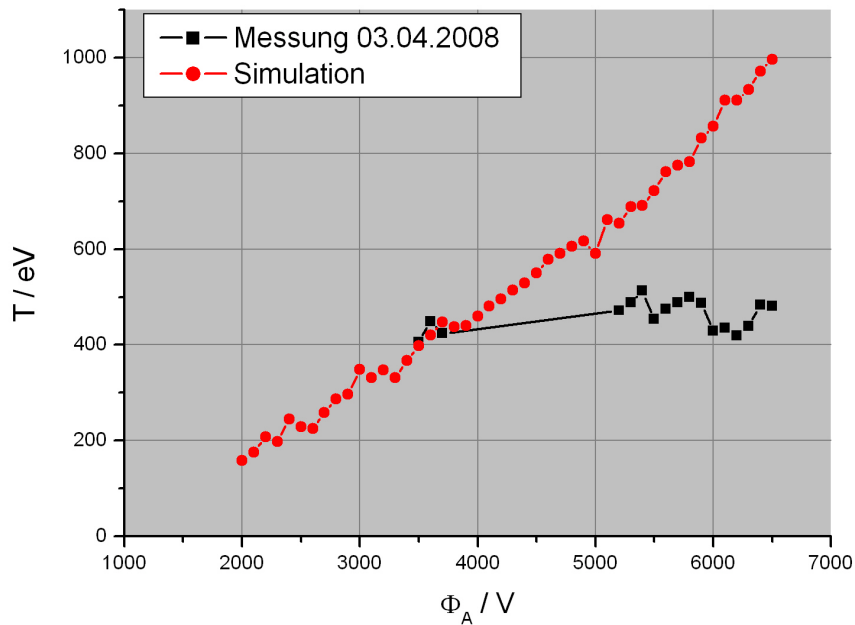


Abbildung 6.4: Errechnete Elektronentemperatur bei Variation des Anodenpotentials (rot) im Vergleich zur experimentell bestimmten Elektronentemperatur (schwarz)

Zwar ist eine deutliche Abweichung in der Steigung des gemessenen Temperaturverlaufs im Vergleich zum errechneten Verlauf zu erkennen, aber in der numerischen Simulation wird ein entscheidender Faktor nicht miteinbezogen.

Der eingestellte Restgasdruck beeinflusst die Temperatur maßgeblich. Durch die inelastischen Stöße der Elektronen mit den Restgasatomen können diese ihre Energie an das Restgas abgeben. Die Auswirkung dieses Prozesses kann

als Kühlleistung angegeben werden.

$$P_{khl} = W_{ionis} \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}} [\sigma_T - \sigma_t] n_{RGA} \quad (6.2)$$

Dabei ist σ_T der totale Wirkungsquerschnitt für elastische und inelastische Stöße und σ_t der totale Stoßquerschnitt für elastische Elektronen-Restgasatome-Stöße. Da es sich vorwiegend um einfache Ionisation handelt, wurde als Energieübertrag die Ionisierungsenergie mit $W_{ionis} = 24,5 \text{ eV}$ für Helium angenommen.

Um die Kühlleistung abzuschätzen, wurde sie bei einer Temperatur von 100 eV für den Druck $p = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ und $p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ berechnet, mit dem Ergebnis, dass die Kühlleistung bei höherem Druck 5mal größer ist als bei dem kleineren Druck, nämlich $9,5 \cdot 10^6 \frac{\text{eV}}{\text{s}}$ zu $1,89 \cdot 10^6 \frac{\text{eV}}{\text{s}}$ [RD94].

Als Beispiel dafür soll eine Messung gezeigt werden, die bei gleicher Magnetfeldeinstellung von $B = 12,1 \text{ mT}$, bei gleicher Variation des Potentials, aber bei unterschiedlichem Restgasdruck, nämlich $p = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ und $p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$, aufgenommen wurde.

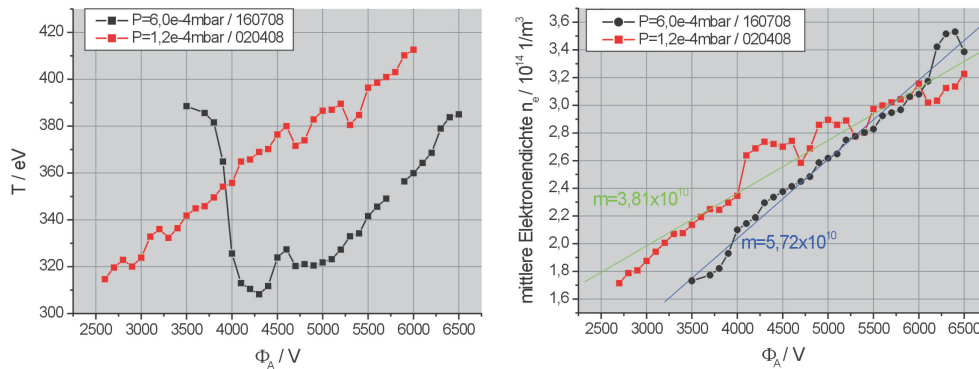


Abbildung 6.5: Gemessene Elektronentemperaturen (links) und dazugehörige Dichtemessung (rechts) bei einem Druck von $p = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ (rot) und $p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ (schwarz)

Im Bereich der Anodenspannung von 2000 V bis 6500 V laufen die Temperaturen auf einer Geraden, die bei größerem Druck um etwa 70 eV verschoben ist. Hieraus geht deutlich hervor, dass, im Gegensatz zur theoretischen Betrachtung, die Temperatur des Ladungsträgerensembles nicht zu vernachlässigen ist. Denn ist die kinetische Energie der Elektronen höher als die maximale Potentialdifferenz auf ihrem Weg in longitudinaler Richtung durch

die Gabor-Plasmalinse bzw. ist ihre kinetische Energie so groß, dass sie über die Magnetfeldlinien hinwegdiffundieren können, entkommen die Ladungsträger aus der Linse.

Entsprechend nimmt das Wachstum der mittleren Elektronendichte, das in der Abbildung 6.5 rechts durch die Steigung repräsentiert wird, bei größeren Temperaturen stärker ab. Der Heizmechanismus, der zur Erhöhung der Temperatur zwischen 3500 V - 4000 V und einer Herabsetzung der mittleren Elektronendichte beiträgt, wird zukünftig noch genauer untersucht werden müssen.

Die Druckabhängigkeit des Systems hat zur Folge, dass mit der Temperatur auch die Elektronendichten variieren. Die Temperatur beeinflusst daher vor allem die Einschlusseffizienz der Gabor-Plasmalinse, wie am Vergleich zwischen numerisch bestimmtem und experimentell ermitteltem Füllgrad deutlich wird (Abbildung 6.6).

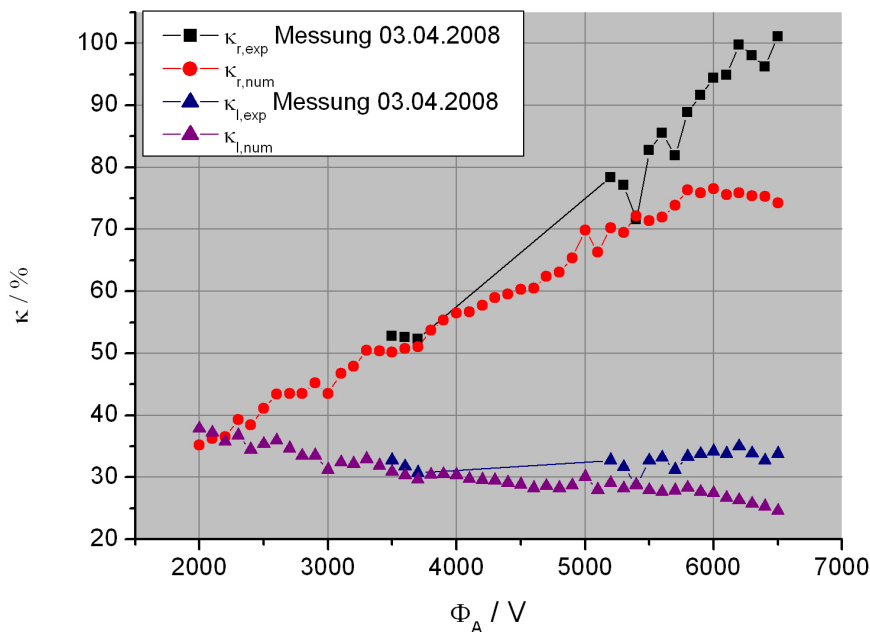


Abbildung 6.6: Errechneter Füllgrad in beiden Einschussrichtungen bei Variation des Anodenpotentials (rot bzw. lila) im Vergleich zum experimentell bestimmten Füllgrad (schwarz bzw. blau)

Eine Überschätzung der Temperatur führt in der numerischen Simulation zu einer Unterschätzung der Einschlusseffizienz in longitudinaler und radialer

Richtung, d.h. der Elektronendichten. Dies liegt vor allem daran, dass die Kühlungsleistung durch Stöße der Elektronen mit den Restgasatomen in die Simulation nicht miteinbezogen wird.

6.1.1 Ionenproduktion in verschiedenen Regionen

Bezogen auf die Temperaturmessung im vorherigen Abschnitt, soll über die Ionenproduktion in den verschiedenen Regionen der Gabor-Plasmalinse gesprochen werden. In Kapitel 5 Abschnitt 5.2.1 wurde die Dichtemessung anhand der Ionenenergie vorgestellt und gezeigt, dass mithilfe des Impulspektrometers zwei Peaks detektiert werden, die die Ionenproduktion in zwei unterschiedlichen Regionen darstellen. Das Ergebnis konnte anhand der vergleichenden Particle-in-Cell Simulation bestätigt werden. Exemplarisch ist in Abbildung 6.7 das Profil des Ionenstromes in Abhängigkeit von der Ionenenergie dargestellt, um die Zuordnung der zwei nachfolgenden Messungen noch einmal klar zu machen. In den Messungen selbst ist der Zuwachs des Ionenstromes gegenüber dem angelegten Anodenpotential aufgetragen.

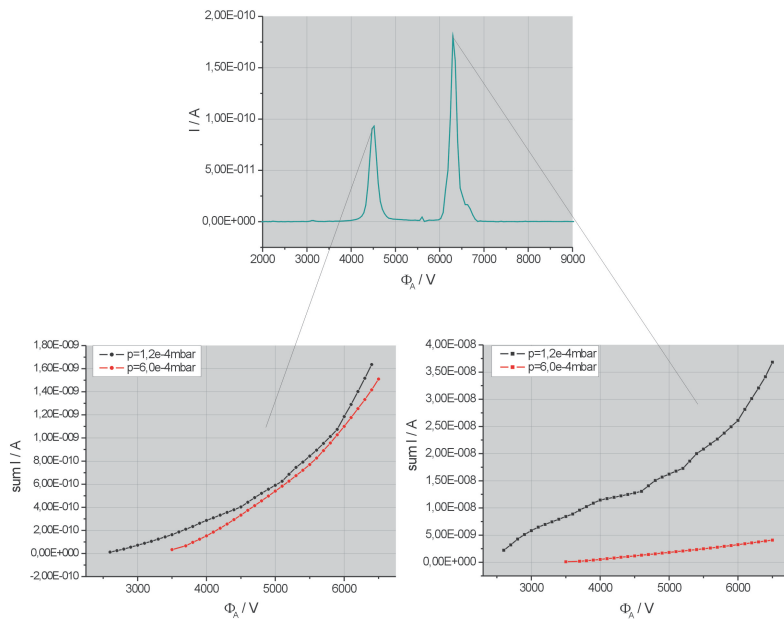


Abbildung 6.7: Zuwachs der Ionenproduktion im Zentrum (links unten) und in der Randregion (rechts unten) bei verschiedenen Restgasdrücken

Im Zentrum der Verteilung bleibt die Produktion der Ionen weitgehend konstant. Aber in der Randregion ist der Zuwachs der Produktion bei dem heißeren Plasma mit kleinerem Restgasdruck deutlich höher. Dieser Zuwachs

kann nicht mehr allein anhand der Wirkungsquerschnitte für Elektronenstöße mit Heliumatomen erklärt werden, sondern weist deutlich auf eine Produktion durch Sekundärteilchen an der Oberfläche der Anode hin. Schwach gebundene Elektronen im Leitungsband werden durch inelastische Prozesse aus der Anode emittiert. Das heißt aber nicht, dass die Produktion allein durch die Sekundärteilchen verursacht wird, denn diese haben eine sehr kleine Energie und werden aufgrund des positiven Potentials unmittelbar wieder auf die Anode auftreffen. In dieser Region kommen mehrere Effekte zum Tragen: Im System herrscht eine hohe Energie, so dass Elektronen die Feldlinien überhaupt überwinden können. Ein Teil dieser Elektronen bringt die nötige Energie auf, um die Sekundärelektronen zu erzeugen. Dieser produzierte Sekundärelektronenschauer und die weiterhin auftreffenden heißen Elektronen in einem kleinen räumlichen Abschnitt führen zu einer erhöhten Produktion von Ionen in dieser Zone.

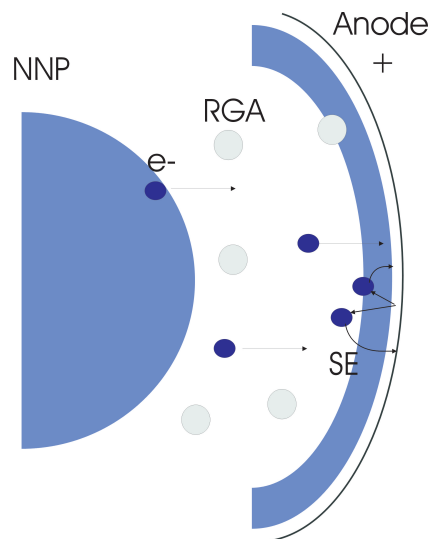


Abbildung 6.8: Schema der Ionenproduktion in der Randregion des Plasmas

6.2 Messung der mittleren Elektronendichte

6.2.1 Die mittlere Elektronendichte bei Variation des Anodenpotentials

Die detektierten Peaks geben aber nicht nur Aufschluss über die Ionenproduktion, sondern auch über die eingeschlossene Elektronendichte. Die Messung erfolgt aufgrund der durch die Elektronen verursachten Potentialdepression und der damit verbundenen Reduktion des beschleunigenden elektrischen Feldes anhand der im Verhältnis zum angelegten Potential reduzierten Ionenenergie.

Entsprechend den theoretischen Annahmen nach Gleichung 2.3 kann ein Anstieg der mittleren Elektronendichten in longitudinaler Richtung mit wachsendem Anodenpotential und konstantem B-Feld sowie Druck nachgewiesen werden (siehe Abbildung 6.9). Neben dieser Übereinstimmung von Theorie

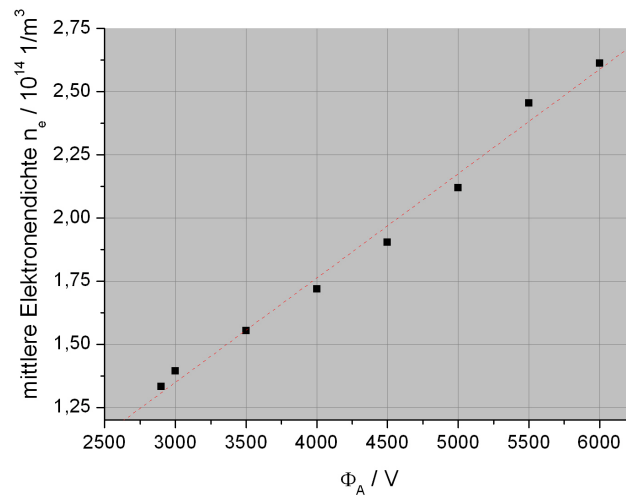


Abbildung 6.9: Gemessene Änderung der mittleren Elektronendichte bei steigendem Anodenpotential, konstantem B-Feld von $B = 10,6 \text{ mT}$ und konstantem Druck von $p = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$

und Experiment kann desweiteren eine Korrelation der Elektronendichte mit der gemessenen Leuchtdichte festgestellt werden, wie im nachfolgenden Graphen 6.10 gezeigt wird. Diese ist auch sinnvoll, da die Anregung des homogen verteilten Restgases aufgrund der Elektronenstöße erfolgt.

Hierbei muss aber beachtet werden, dass die aus der Linse emittierten Restgasionen auch zur Leuchtanregung beitragen und es somit keine vollständige Übereinstimmung von mittlerer Elektronendichte und Leuchtdichte gibt. In

erster Näherung gibt die Leuchtdichte aber eine gute Vorstellung von der Verteilung der Elektronen.

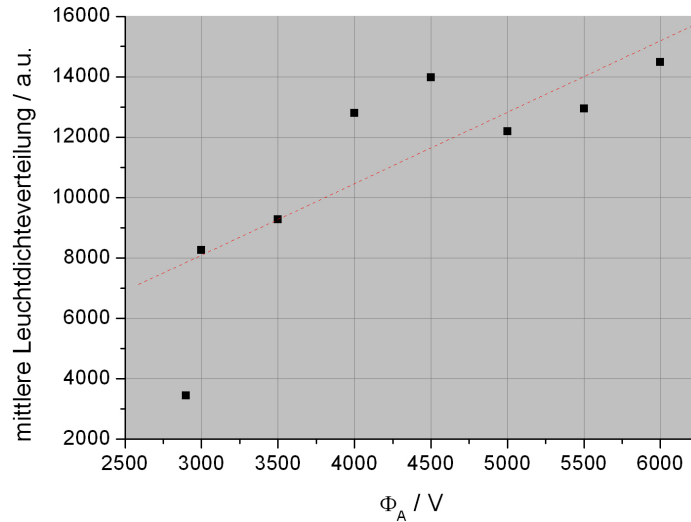


Abbildung 6.10: Gemessene Intensitätsänderung der Leuchtdichteverteilung bei steigendem Anodenpotential, konstantem B-Feld von $B = 10,6 \text{ mT}$ und konstantem Druck von $p = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$

6.2.2 Die mittlere Elektronendichte bei Variation des magnetischen Feldes

Ein Wachstum der Elektronendichte sollte auch anhand der vorliegenden Elektronentemperatur beurteilt werden, wie bereits in Abschnitt 6.1 gezeigt wurde. Die Elektronendichte steigt so lange an, bis die Verlustmechanismen aufgrund der Elektronentemperatur die Produktion übersteigen. Das Auftreten von Instabilitäten führt zu einer drastischen Änderung der Temperatur und der Dichte, aber auch der Intensität und der Symmetrie der Verteilung. Bei einem konstanten Potential von 4000 V und einem Druck von $p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ wurde bei dieser Messung (Abbildung 6.11) das magnetische Feld variiert, um die theoretische Annahme nach Gleichung 2.10 zu prüfen. Mit steigendem magnetischem Feld soll danach die Elektronendichte quadratisch zunehmen.

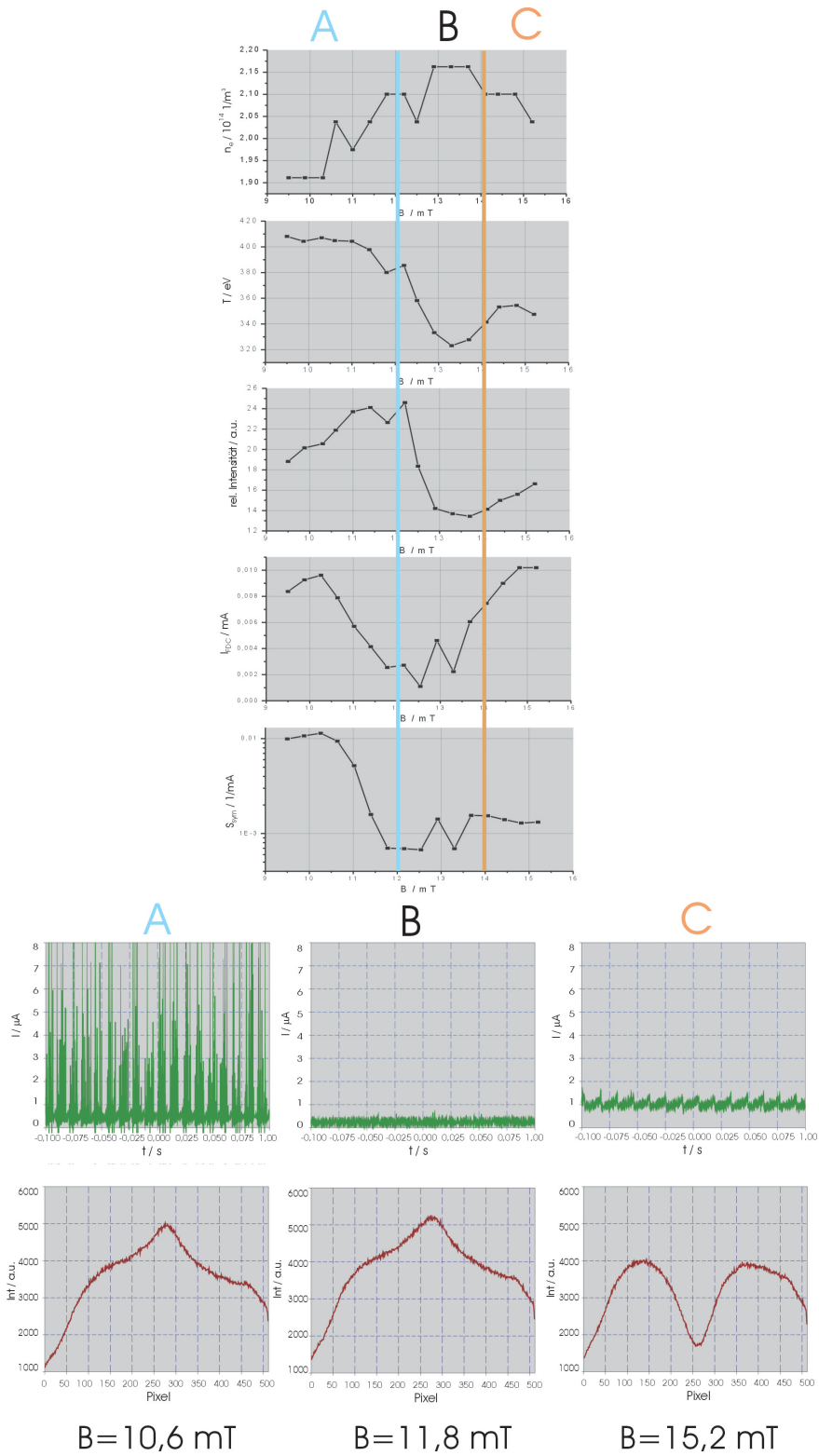


Abbildung 6.11: Gemessene Änderung der Elektronendichte, der Elektronentemperatur, der Intensität, des Ionenstromes und S_{sym} bei steigendem Magnetfeld (oben); Änderung des Ionenstroms und der Leuchtdichteprofile im Bereich der Instabilitäten (A und C), und außerhalb dieses Bereichs (B), (unten)

Die Dichte steigt zunächst an und die Leuchtdichte folgt aufgrund der Korrelation dem Verlauf der gemessenen Elektronendichte, während die Temperatur mit steigendem magnetischem Feld abnimmt.

In Abbildung 6.11 ist deutlich zu erkennen, dass es in den unabhängigen Messungen der Temperatur und der Dichte, aber auch der Intensität, dem Ionenstrom und der Symmetrie der Verteilung bei einem Magnetfeld im Bereich von ungefähr $B = 13 \text{ mT}$ zu einem Einbruch kommt.

Außerhalb dieses Bereiches treten Instabilitäten auf, die zu einer drastischen, zeitlichen Änderung in der Elektronendichte, aber auch in den anderen Messparametern, führen.

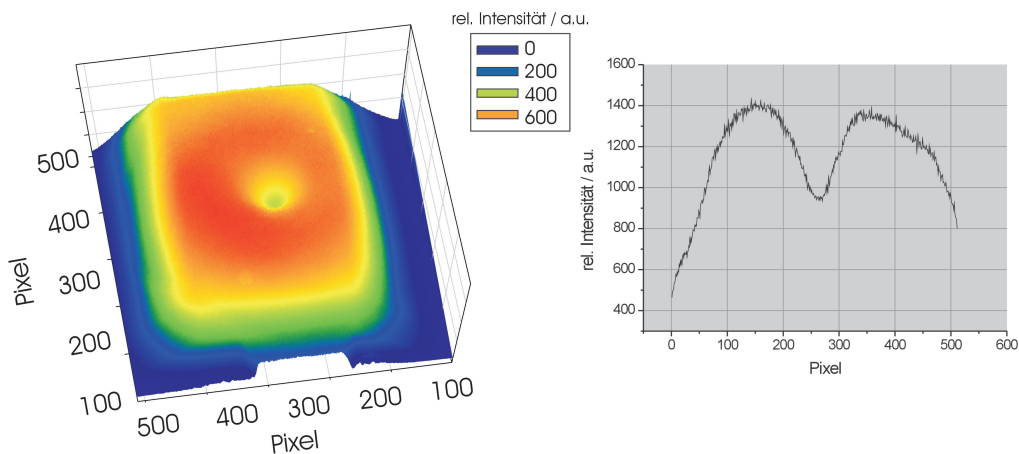


Abbildung 6.12: Auftretende Diocotron Instabilität bei einem Magnetfeld von $B = 13 \text{ mT}$

Im Bereich hoher Magnetfelder kann die auftretende Instabilität als Diocotron Instabilität identifiziert werden. Diese Art von Instabilität resultiert aus einer Störung der starren, homogenen Rotation des Nichtneutralen Plasmas und tritt bei starkem magnetischem Feld auf. Bei dieser starren Rotation haben die beiden Winkelgeschwindigkeiten ω_e^- und ω_e^+ , die in Kapitel 2 eingeführt wurden, den gleichen Betrag und die Elektronendichte ist über den Radius homogen verteilt, also unabhängig von r .

In den meisten reinen Elektronenplasmen ist die radiale Dichte nicht homogen. Aufgrund eines stärkeren magnetischen Feldes können Elektronen lokal verdichtet eingefangen werden und wegen des Potentialverlaufs in der Nähe der Achse, wird die Bedingung für den longitudinalen Einfang nicht mehr erfüllt werden. Dies führt zu einer Hohlverteilung der Leuchtdichte. In diesem inhomogenen Fall hängt die Winkelgeschwindigkeit wieder vom Radius ab und in der Rotation bzw. Strömung, wenn man das Plasma magnetohydrodynamisch beschreibt, kann eine Scherung auftreten. Dies bedeutet, dass die

Winkelgeschwindigkeiten des inneren und des äußeren Teils der Elektronenwolke gegensätzlich verlaufen. Je nach Phase der Winkelgeschwindigkeiten kann die Instabilität als stabil oder eben auch als instabil bezeichnet werden [WG95].

Typische Entwicklungszeiten der Diocotron Instabilität liegen für die untersuchte Gabor-Plasmalinse im μs Bereich. Die gemessene Leuchtdichtevertelung wird aber durch mittlere Belichtungszeiten im Bereich von 1 bis 10 s repräsentiert. Deswegen stellt die gemessene Leuchtdichtevertelung den Mittelwert der realen Elektronendichte dar. Dies manifestiert sich durch das Loch in Abbildung 6.12 der dargestellten Leuchtdichtevertelung.

Aufgrund der zeitlichen und räumlichen Fluktuation der Elektronendichte im Bereich der Instabilitäten kann kein quadratischer Anstieg der Dichte bei steigendem B-Feld nachgewiesen werden.

6.3 Messung der Leuchtdichtevertelung

In den vorhergehenden Abschnitten wurde die Korrelation der Leuchtdichte zu der Elektronendichte anhand der Variation des magnetischen und des elektrischen Feldes bereits dargestellt. Die als homogen verteilt angenommenen Restgasatome werden durch inelastische Stöße mit den in der Linse eingeschlossenen Elektronen angeregt. Aufgrund dieser Tatsache können, allein durch die oberflächliche Betrachtung der Verteilung, Rückschlüsse auf den momentanen Zustand der Plasmawolke gezogen werden.

In diesem Abschnitt soll vor allem das Verhalten der Leuchtdichte zum Restgasdruck genauer untersucht werden. Die von den Restgasatomen emittierten Photonen haben die kinetische Energie, welche die Elektronen auf ihrer freien Weglänge l aufnehmen und durch den Stoß an das Atom abgeben. Dadurch ist die Leuchtdichte in der Gabor-Plasmalinse neben der Elektronendichte eine Funktion des Restgasdruckes.

Die nachfolgende Messung (Abbildung 6.13) zeigt das Profil des Zentrums der Leuchtdichtevertelung bei Änderung des Drucks. Der Anschaulichkeit halber wurden nur vier Profile gegenüber gestellt. Die Änderung des Radius, ermittelt durch den FWHM (full width half maximum) der Verteilung, ist dann als Punktdiagramm dargestellt. Bei steigendem Druck flacht das Profil der Leuchtdichtevertelung zunehmend ab, was zur Folge hat, dass der Radius der Verteilung ansteigt. Durch eine vor Beginn der eigentlichen Messungen aufgenommene Skala können nun Pixel in Einheiten von Metern wiedergegeben werden, dabei entspricht $1 \text{ mm} = 15 \text{ Pixel}$.

Nicht nur die Profile ändern sich mit steigendem Druck, sondern auch die Symmetrie der Leuchtdichtevertelung, wie in nachfolgender Abbildung 6.14

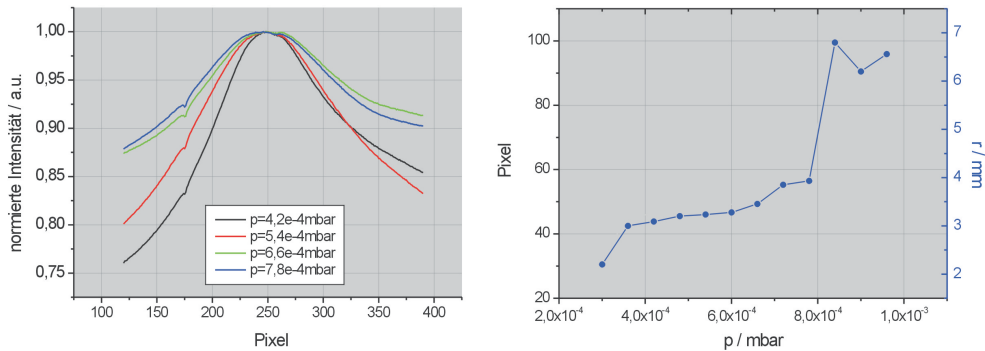


Abbildung 6.13: Profil (links) und Radius (rechts) der Leuchtdichteverteilung bei verschiedenen Einstellungen des Restgasdrucks

dargestellt ist. Dabei wurde die Symmetrie anhand der Integration über die radialen Leuchtdichteprofile vom Schwerpunkt der Verteilung r_0 bis zum Rand der Elektronenwolke R_p für verschiedene Winkel α des Radiusvektors beurteilt. Die Standardabweichung gibt innerhalb der Messreihe den Punkt mit der größten Symmetrie wieder, und der durch den S_{sym} -Wert besonders deutlich gemacht werden kann. Die Standardabweichung nimmt über den

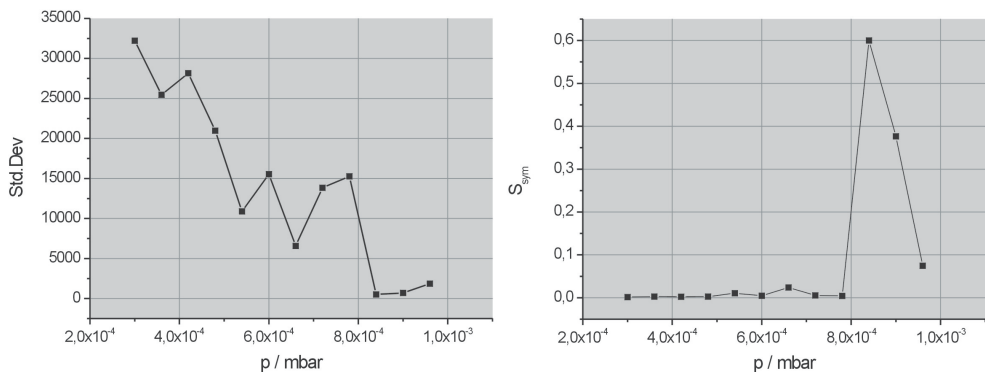


Abbildung 6.14: Standardabweichung (links) und Verhältnis der Standardabweichung vom Mittelwert (rechts) bei Änderung des Restgasdrucks

Verlauf deutlich ab und die Symmetrie ist bei dem Druck von $8,4 \cdot 10^{-4}$ mbar am größten. Die Messung wurde bei einem Potential von 3000 V und einem Magnetfeld von 10,5 mT durchgeführt. Allerdings muss beachtet werden, dass bei höheren Magnetfeldern und gleichzeitig hohem Druck Instabilitäten ausgebildet werden können. Die Symmetrie nimmt in so einem Fall bei hohem Restgasdruck deutlich ab und das Leuchtdichteprofil verhält sich wie in

Abbildung 6.12.

Auch die Intensität, der mithilfe der Faraday Tasse gemessen Ionenstrom und der am Netzteil detektierte Ionenstrom nehmen mit steigendem Druck ab und weisen zudem ein deutliche Korrelation auf, wie in Abbildung 6.15 zu sehen. Vor allem aus der Korrelation des Ionenstromes und der Intensität lässt sich entnehmen, dass die Wahrscheinlichkeit, ein Atom im angeregten Zustand vorzufinden, nahezu gleichwahrscheinlich mit der des ionisierten Zustandes ist. Es ist davon auszugehen, dass der Anstieg in der Dichte durch die

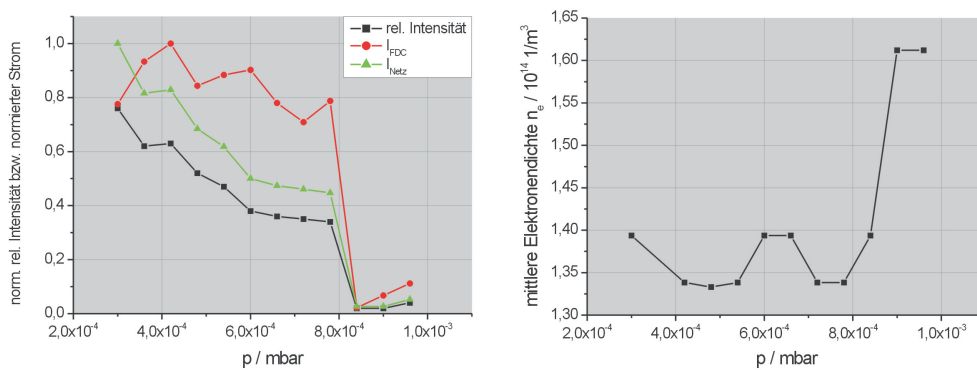


Abbildung 6.15: Relative Intensität der Leuchtdichte (rot), Ionenstrom I_{Netz} gemessen am Netzteil (grün) und I_{FDC} gemessen mithilfe der Faraday Tasse (schwarz)(links) und gemessene Elektronendichte (rechts) bei Änderung des Restgasdruckes

in Abschnitt 6.1 gezeigten Ergebnisse erklärt werden kann. In dem Punkt der höchsten Dichte ist die Plasmawolke am symmetrischsten, die Intensität am geringsten und der Radius der Verteilung am größten. Dies weist auf eine, im Verhältnis betrachtet, niedrige Elektronentemperatur hin.

Im Vergleich dazu sollen die Ergebnisse für Symmetrie und Radiusänderung der Leuchtdichteverteilung bei Änderung des Potentials gezeigt werden (Abbildung 6.16). Dabei wurde das Magnetfeld konstant auf $11,4 \text{ mT}$ gehalten bei einem konstanten Druck von $3 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$. Im Gegensatz zur vorhergehenden Messung zeigt sich hier keine deutliche Tendenz. Die Symmetrie der Leuchtdichteverteilung ist allerdings bei 2300 V , d.h. beim kleinsten Potential am höchsten. Die Änderung des Radius der Leuchtdichteverteilung wird im Bereich von 2800 V am kleinsten und man kann auch in Bezug auf die vorherige Messung davon ausgehen, dass es in der Dichte an dieser Stelle ein Minimum gibt. Es ist zu erwarten, dass die Temperatur aufgrund noch nicht verstandener Heizprozesse stark ansteigt.

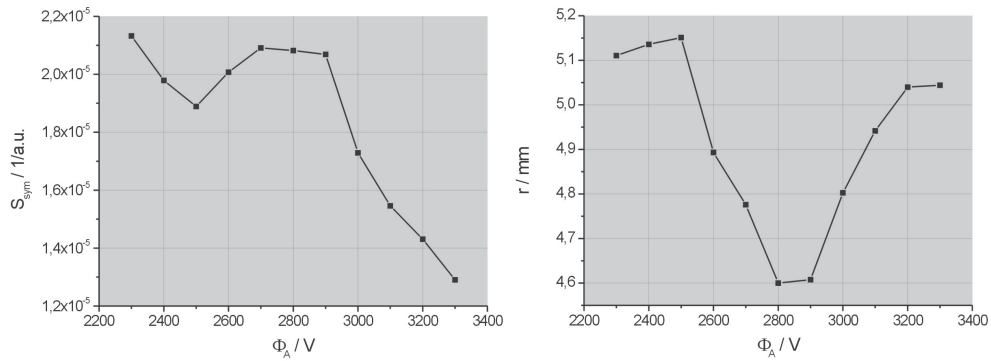


Abbildung 6.16: Symmetrie (links) und Radiusänderung (rechts) der Leuchtdichteverteilung bei Variation des Potentials

In einer Messung mit variiertem B-Feld bei konstantem Potential von 3500 V und einem Restgasdruck von $3 \cdot 10^{-4}$ mbar erscheint die Plasmawolke bei dem niedrigsten angelegten B-Feld homogen verteilt. Aber auch hier zeigt sich ein

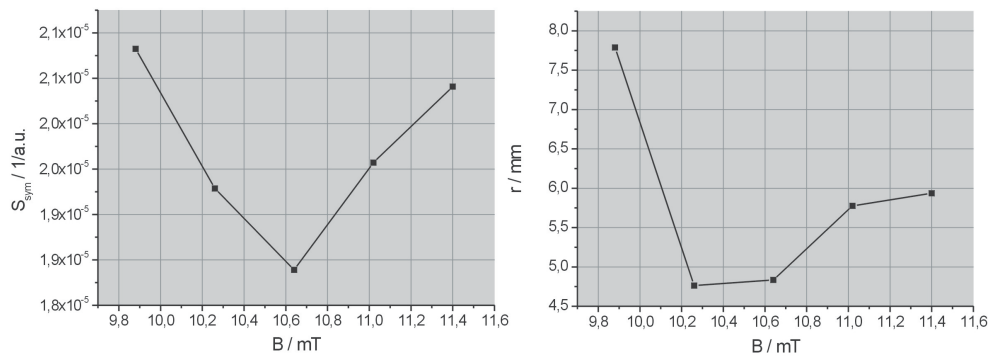


Abbildung 6.17: Symmetrie (links) und Radiusänderung (rechts) der Leuchtdichteverteilung bei Variation des B-Feldes

Rückgang des Radius bei einem B-Feld im Bereich von 10,5 mT.

6.4 Zusammenfassung

Eine Methode der Temperaturmessung konnte vorgestellt werden, die mit den Ergebnissen der numerischen Simulation nahezu übereinstimmt. Desweiteren wurde ein klarer Zusammenhang zwischen dem eingestellten Restgasdruck und der Elektronentemperatur gezeigt. Eine Änderung der Temperatur führt zu einer Änderung der Einschlusseffizienz der Gabor-Plasmalinse,

d.h. bei einem kälteren Plasma sind die Elektronenverluste deutlich reduziert. Die Behauptung aus Kapitel 2 Abschnitt 2.1.5, dass in einem sehr heißen Plasma die Ionenproduktion nicht nur über die Elektron-Atom-Kollision, sondern auch aufgrund der produzierten Sekundärelektronen erfolgt, konnte bestätigt werden. Desweiteren wurde der Zusammenhang zwischen der Elektronendichte und einer Feldänderung gezeigt und eine Korrelation zwischen Dichte und Intensität nachgewiesen. Während der Messungen wurden außerdem Instabilitäten detektiert, die einen nachweislichen Einfluss auf die Messergebnisse haben. Ihre Untersuchung ist für den praktischen Betrieb der Gabor-Plasmalinse von großer Bedeutung. In Bezug auf die auftretenden Instabilitäten konnte beobachtet werden, dass neben den einschließenden Feldern der Restgasdruck maßgeblich zur Einschlusseffizienz und damit zur Abbildungseigenschaft der Gabor-Plasmalinse beiträgt.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung von Messmethoden zur Bestimmung der Plasmaparameter eines Nichtneutralen Plasmas. Im Gegensatz zu Quasineutralen Plasmen ist die optische Diagnose bei einkomponentigen Plasmen mit Schwierigkeiten behaftet, da grundlegende Bedingungen nicht erfüllt sind. Beispielsweise können Messmethoden zur Bestimmung der Plasmatemperatur nicht angewendet werden, da ein partiell lokal thermodynamisches Gleichgewicht aufgrund der niedrigen Elektronendichten und der Abwesenheit von Ionen nicht gegeben ist. Obwohl angenommen wurde, dass die Boltzmann-Verteilung in den Thermalisierungspunkten des Plasmas wieder erfüllt ist, konnte die Messmethode über den Vergleich der Intensitätslinienverhältnisse des gleichen Elements bei gleicher Ionisierungsstufe für die Anwendung auf das Elektronenplasma bei den vorgegebenen äußeren Parametern nicht verifiziert werden.

Dennoch wurden Messmethoden aufgezeigt, um die entscheidenden Plasmaparameter wie Elektronendichte- und Temperatur auch ohne störenden Einfluss auf das System zu ermitteln. Die Temperaturmessmethode durch den Vergleich von Wirkungsquerschnitten bekannter Elektronenenergien erbrachte eine vergleichsweise gute Näherung der Messwerte zur numerisch ermittelten Temperatur. Zwar beinhaltet schon die Messmethode aufgrund ihrer Sensitivität einen Fehler von näherungsweise 10 Prozent, um einmal eine Tendenz aufzuzeigen, zudem muss aber auch die Simulation bezüglich des eingestellten Restgasdrucks den realen Verhältnissen angepasst werden, um die relative Abweichung der Messung von der Rechnung zu deuten. Die Stöße der Elektronen mit dem Restgas führen zu einer Temperaturänderung, wie in Kapitel 6 beschrieben wurde.

Die Bestimmung der Einschlusseffizienz der Gabor-Plasmalinse und somit die Messmethode zur Bestimmung der mittleren Elektronendichte lieferte im Vergleich zur Simulation mit GaborM gute Ergebnisse, die entsprechend den Ergebnissen der Temperaturmessung gewichtet werden müssen. Auch hier führt die Änderung der Elektronentemperatur aufgrund der Stöße mit den Restgasatomen zu einer Änderung der Einschlusseffizienz, was in der Simulation zu berücksichtigen ist. Die theoretische Annahme der linear ansteigenden Elektronendichte mit steigendem Anodenpotential konnte belegt werden. Desweiteren wurde eine Korrelation zwischen Elektronendichte und Leuchtdichte bzw. Intensität festgestellt. Aufgrund dieser Korrelation kann durch die Analyse der Leuchtdichte auf die Vorgänge in der Gabor-Plasmalinse geschlossen werden, unter Vorbehalt des Einflusses der produzierten Ionen auf den Strahler. So wurde beobachtet, dass das Leuchtdichteprofil einer Diocotron Instabilität dem erwarteten Dichteprofil entspricht und es konnte erklärt werden, warum es bei erwartetem Anstieg der Elektronendichte, bei steigen-

dem Magnetfeld und gleichzeitig hohem Restgasdruck, zu einer Fluktuation der Dichte im Bereich der Instabilität kommt. Aus dieser Untersuchung folgt, dass der Betrieb der Gabor-Plasmalinse als Fokussierelement bei niedrigem Druck erfolgen muss, um ein vermehrtes Auftreten von Instabilitäten, die zu einer Herabsetzung der Abbildungsqualität führen, zu verhindern.

Durch optische Diagnose konnte eine Methode entwickelt werden, die Ionen-geschwindigkeit aus den gemessenen Spektrallinien des He II zu ermitteln. Diese lieferte gute Resultate, wie ein Vergleich von der optischen Diagnose zur Geschwindigkeitsbestimmung mit der mittels eines Impulsspektrometers zeigen konnte.

Über die Untersuchung der Messmethoden hinaus wurde gezeigt, dass es innerhalb des Plasmas zwei verschiedene Produktionsorte für Ionen gibt, d.h. unter anderem, dass sich die Anzahl der Elektronen in zwei unterschiedlichen Regionen verdichtet. Diese Bereiche sind normalerweise wegen der Debye-Länge klar voneinander abgegrenzt, können aber aufgrund sich ändernder Einschlussbedingungen ineinander übergehen. Ein Vergleich der Ionenproduktion in den zwei Regionen des Plasmas bei verschiedenen Elektronentemperaturen lieferte die Vermutung, dass bei einem sehr heißen Plasma aus der Anode herausgeschlagene Sekundärelektronen zu einer erhöhten Ionenproduktion im Randbereich führen.

Durch die Untersuchung der grundlegenden Plasmaeigenschaften kann zum einen die Gabor-Plasmalinse für ihren Einsatz als Raumladungslinse optimiert werden. Zum anderen können die gewonnen Erkenntnisse und Messmethoden aber auch auf andere Systeme übertragen werden, wie z.B. für die Diagnose von intensiven Ionenstrahlen.

7.2 Ausblick

Durch die vorliegende Arbeit konnte die Anwendung verschiedenster Diagnosemethoden zur Bestimmung der Plasmaparamter gezeigt werden und die Ergebnisse der Temperatur- und Dichtebestimmung standen in gutem Vergleich zu der numerischen Simulation. Bereits angesprochen wurde die Abhängigkeit der sich einstellenden Elektronentemperatur vom Restgasdruck, welche nicht in die Simulation mit eingebunden ist. Zur Optimierung der numerischen Modelle muss die sich durch die Restgasatome ergebende Kühlleistung für die Berechnung von Dichte und Temperatur integriert werden.

Im Gegensatz zu ihren Vorgängermodellen wurde die im Rahmen dieser Arbeit gebaute Gabor-Plasmalinse mit einem dreigeteilten Anodensystem ausgestattet mit einer Gesamtlänge von $R_A = 0,4cm$. Das heißt bei Gleich-

schaltung der Anoden kann eine Raumladungswolke in dieser Größenordnung eingeschlossen werden. Welchen Einfluss die Länge des Elektrodensystems auf die Linsenfüllung hat, wurde anhand der numerischen Simulationen überprüft. Bei einer Vorgabe der Anodenlänge wurde der maximal erreichbare Füllgrad errechnet, wie in Abbildung 7.1 dargestellt. Die Simulation

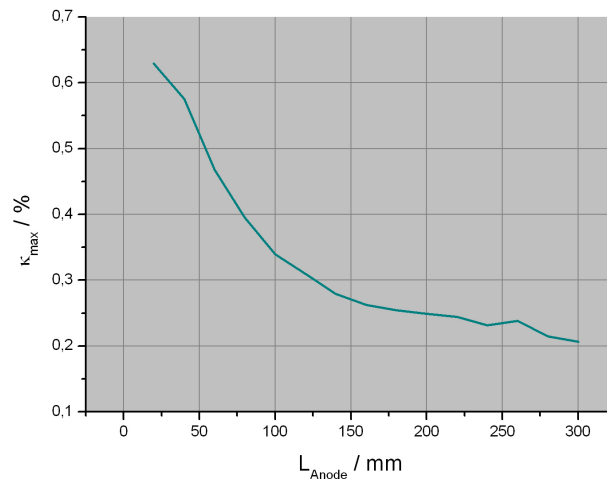


Abbildung 7.1: Darstellung des maximalen Einschlusses in Abhängigkeit der Anodenlänge

prognostiziert, dass der maximal erreichbare Füllgrad mit steigender Anodenlänge scheinbar abnimmt. Dies ist dadurch zu erklären, dass aufgrund der zunehmenden Länge der Anode das Potential im Vergleich zum “Kurzen Anodenfall” über einen weiten Verlauf konstant ist. Wenn das angelegte Anodenpotential im Verhältnis zum Radius betrachtet wird, wird klar, dass die Potentialdepression im “Kurzen Anodenfall” im Vergleich deutlich höher ist. Nicht miteinbezogen ist in diesem Fall das Verhältnis von der Länge des Systems zum Radius $\frac{R}{L}$. Sinnvoll erscheint, dass in solch einer Anordnung höhere Dichten erzielt werden müssten, da das elektrische Feld über einen langen Verlauf nahezu null ist. Dies muss in weiteren Rechnungen und Experimenten untersucht werden.

Aus experimenteller Sicht sollte das System auf eine bessere thermische Belastung hin optimiert werden. Um die thermische Belastung der einzelnen Bauteile der Gabor-Plasmalinse zu erhöhen und um Langzeitmessungen durchführen zu können, müssten zum einen die Isolatoren aus Keramik gefertigt und zum anderen ein Kühlsystem für die Spulen entwickelt werden. Bislang war ein Betrieb bei hohen Magnetfeldern nur durch Pausen zu bewerkstelligen, um ein Schmelzen des Spulenlacks und einen daraus resultierenden

Kurzschluss zu verhindern. Der vorgeschlagene Aufbau mit einem verbundenen Kontroll- und Steuersystem würde die Bedienung optimieren und zudem den auszumessenden Parameterraum erweitern, um detailliertere Untersuchungen durchführen zu können.

Das System der Gabor-Plasmalinse wurde sehr variabel gestaltet. Die dreigeteilte Geometrie bietet die Möglichkeit einer longitudinalen Variation der Plasmamparameter. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Funktionalität dieses dreigeteilten Systems getestet. Doch weiterführende Untersuchungen eventuell entstehender Dichte- und Temperaturgradienten und des dadurch entstehenden Strahlungsflusses in den verschiedenen Plasmaschichten mit unterschiedlichen Bedingungen stehen noch aus. Mit dem dreigeteilten System ließen sich auch die einzelnen Schichten separat untersuchen, um so den Informationsgehalt über ein integriertes Spektrum zu erhöhen, wie es zum Beispiel bei der Beobachtung von Sternatmosphären vorliegt.

Literaturverzeichnis

- [MS08] *Confinement Time Exceeding One Second for a Toroidal Electron Plasma*, J. P. Marler, M. R. Stoneking, Department of Physics, Lawrence University, Appleton, Wisconsin 54912, USA, 22. April 2008
- [BR32] *Das kurze Raumladungsfeld einer Hilfsentladung als Sammellinse für Kathodenstrahlen*, B. Borries, E. Ruska, M.R. Z. Phys, 76 (1932), Seite 649
- [DG47] *A Space-Charge Lens for the Focussing of Ion Beams*, D. Gabor, Nature 160 (1947) 89
- [RM79] *Gabor Lenses*, R. M. Mobley, G. Gammel, A. W. Maschke, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-26, No.3, June 1979
- [GR93] *Untersuchung der mehrdimensionalen transversalen Phasenraumverteilung von intensiven Ionenstrahlen*, G. Riehl, Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., Goethe-Univ. Frankfurt am Main (1993)
- [RD01] *Physics of Nonneutral Plasmas*, R. C. Davidson, World Scientific Publishing Company, Dezember 2001, Seite 1, Seiten 39-42
- [OM05] *Fokussierung und Transport von Ionenstrahlen mit Raumladungslinsen*, O. Meusel, Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., Goethe-Univ. Frankfurt am Main (2005)
- [LB45] L. Brillouin, Physical Review 67, 260 (1945)
- [NIST] NIST - Scientific and Technical Database, Electron-Impact Cross Sections for Ionisation and Excitation, <http://www.nist.gov/srd/>
- [KL98] *Plasmaphysik - Eine Einführung*, W. H. Kegel, Springer Verlag (1998), Seite 3
- [JP90] *Messungen an einer Gabor-Plasma-Linse*, J. Pozimski, Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Phys., Goethe-Univ. Frankfurt am Main (1990)

- [KK84] *Detektoren für Teilchenstrahlung*, K. Kleinknecht, Teubner Studienbücher (1984), Seite 34ff
- [GT97] *Physik*, Gerthsen, 19. Auflage 1997, Seite 458
- [FC95] *Plasma Physics and Controlled Fusion*, F. F. Chen, Kluwer Academic Publ, 2. Auflage (1984), Seite 11
- [GF98] *Einführung in die Plasmaphysik*, G. Fussman, Skript zur Vorlesung Plasmaphysik I SS1998 (Vers. 24.05.2002), Humboldt Universität Berlin, Seite 18
- [JU03] *Spektroskopische und elektrische Charakterisierung des Entladeverhaltens von Pseudofunken-Schaltssystemen*, J. Urban, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2003), Seite 38
- [KS07] *Plasma Diagnostics on a Confined Nonneutral Plasma Column*, K. Schulte, et. al., Annual Report GSI-2007-2
- [SP30] *Operating Instructions Acton Research Corporation SpectraPro-300i*, SP-300i Manual Rev. 997.1
- [VS07] *Messen in der Chemie*, Skript zu Vorlesung (WS2007/08), http://userpage.chemie.fu-berlin.de/~pcprakt/MESSTECHNIK/WS0708/VL11_WS0708.pdf
- [MK03] *Plasmaphysik und Fusionsforschung*, M. Kaufmann, Teubner Verlag, 1. Auflage (2003), Seite 225
- [CT08] *Czerny-Turner Spektrometer*, Bildreferenz, http://www.spectramagic.de/D-GL_Spektro.html
- [JP97] *Untersuchung zum Transport raumladungskompensierter niedereenergetischer und intensiver Ionenstrahlen mit einer Gabor Plasma-Linse*, J. Pozimski, Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ. Frankfurt am Main (1997)
- [PM05] *Space Charge Lenses for Particle Beams*, J. Pozimski, O. Meusel, Rev. Sci. Instrum., Vol.76 (2005) p.063308
- [KB01] *Spektroskopische Diagnostik von Nichtgleichgewichtsplasmen*, K. Behringer, Vorlesungsskript (SS2001), Seite 16
- [HU87] *Principles of Plasma Diagnostics*, I. H. Hutchinson, 1. Auflage (1987), Seite 217

- [GR64] *Plasma Spectroscopy*, H. R. Griem, McGraw-Hill Publ. Co., New York 1964
- [HW96] *Atom-und Quantenphysik*, H. Haken, H. Wolf, 6. Auflage (1996), Seite 302
- [GT89] *Physik*, Gerthsen, 16. Auflage 1989, Seite 629
- [LE32] *The Excitation Function of Helium*, J. H. Lees, H. H. Wills Physical Laboratory, University of Bristol, 1932
- [WK65] *Diocotron Instability in Plasmas and Gas Discharges*, W. Knauer, Hughes Research Laboratories, Malibu, California, 29. April 1965
- [MD05] *Entwicklung eines numerischen Modells zur Untersuchung von Instabilitäten in toroidal eingeschlossenen nichtneutralen Plasmen*, M. Droba, private communication, 2005
- [AJ94] *Plasma Potential and Temperature Measurements of a Thin Plasma by use of Langmuir-Probes*, A. Jakob, et al., EPAC 1994, London
- [KS08] *Optical Diagnostic on Gabor Plasma Lenses*, K. Schulte, et al., EPAC 2008, Genova
- [HS98] *Taschenbuch der Physik*, H. Stöcker, 3. Auflage (1998), Seite 540
- [CSC] *Center for Scientific Computing*, Goethe-Univ. Frankfurt am Main, <http://www.csc.uni-frankfurt.de>
- [HH03] *Diagnostik von Hochtemperaturplasmen*, H. J. Hartfuß, Online Skript zur Vorlesung WS2003/04, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald (2003), <http://www.physik.uni-greifswald.de/hartfuss>
- [RD94] *Raumladungskompensation driftender intensiver Strahlen niedereenergetischer Ionen und Techniken zu ihrer Vermessung*, Dissertation, R. Döllig, Inst. f. Angew. Phys., Goethe-Univ. , 1994, Seite 34 und 35
- [WG95] *Dynamics of non-neutral plasmas*, Roy. W. Gould, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1995

Abbildungsverzeichnis

1.1	Darstellung der Abbildungseigenschaften der Gabor-Plasmalinse ausgedrückt durch den Verlust der Strahlqualität als Funktion der externen Linsenparameter, dabei wird die Arbeitsfunktion der Raumladungslinse durch die lilafarbene Linie repräsentiert [OM05] (links), Beispiel für den Verlust der Strahlqualität bei großen Abbildungsfehlern [GR93] (rechts)	3
2.1	Schematische Darstellung der dreigeteilten Gabor-Plasmalinse	6
2.2	Das erzeugte Magnetfeld gemessen sowie numerisch bestimmt (rechts) und der Potentialverlauf bei Gleichschaltung der Anoden (links)	7
2.3	Darstellung des longitudinalen Elektroneneinschlusses in der Potentialwanne	8
2.4	Darstellung der auf ein Testelektron wirkenden Kräfte im Magnetfeld	9
2.5	Einschlusseffizienz	10
2.6	Schematische Darstellung der ExB-Drift für $\kappa \ll 1$ und $\kappa = 1$	10
2.7	Arbeitsfunktion der Gabor-Plasmalinse	11
2.8	Schematische Darstellung der Produktionsmechanismen	13
2.9	Wirkungsquerschnitte für Elektron-Atom-Kollision bei Stickstoff (links) und Helium (rechts) [NIST]	14
2.10	Wirkungsquerschnitte für Ion-Atom-Kollision von molekularem Stickstoff (links) und Helium (rechts)	14
2.11	Elektronenverluststrom aus der Gabor-Plasmalinse als Funktion der Plasmatemperatur für das maximale Potential von $\Phi_{max} = 6500 V$	16
3.1	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus	24
3.2	Fotografie des Versuchsaufbaus	24
3.3	Czerny-Turner Monochromator	25
3.4	Beispiel für die Wellenlängenkalibrierung durch einen Helium-Neon-Laser	27
3.5	Schematischer Versuchsaufbau für die Intensitätskalibrierung .	28

3.6	Verhältnis von aufgenommenen Rohspektrum (rote Linie) zu dem Eichspektrum der Halogenlampe (schwarze Linie),(links); Transferfunktion zur Korrektur der Intensitätslinienverhältnisse für das Gitter $300 \frac{g}{mm}$ (rechts)	28
3.7	Verhältnis von aufgenommenen Rohspektrum (rot) zu dem Eichspektrum der Heliumlampe (grün),(links); Transferfunktion zur Korrektur der Intensitätslinienverhältnisse für das Gitter $300 \frac{g}{mm}$ (rechts)	29
3.8	Schematische Darstellung der LN/CCD-Kamera	29
3.9	Zuordnung der Pixel zur SI Längenskala	30
3.10	Intensitätsprofil über den Wellenlängenbereich 360 bis 600 nm im Verhältnis zur angelegten Repellerspannung Φ_{FDC}	31
3.11	Durch Anregung des Bohrsilikatglases detektierte Linienintensität als Funktion der angelegten Repellerspannung	32
3.12	Massenspektrum der Anfangsmessung (links), Verlauf der Strom zu Massenverhältnisse während der Langzeitmessung (rechts) .	34
3.13	Aufgenommenes Massenspektrum bei verschiedenen Restgasdrücken (oben), summierter Ionenstrom als Funktion der Ionenmasse (unten)	35
4.1	Schematische Darstellung des iterativen Prozesses zur Simulation der selbstkonsistenten Verteilung des Nichtneutralen Plasmas durch das Programm GaborM	38
4.2	Verteilung des elektrischen Feldes als Funktion von r und z , A) maximal erlaubtes Raumladungsfeld E_B bezüglich des einschließenden magnetischen Feldes, B) unter Berücksichtigung des äußeren elektrischen Feldes erlaubtes Raumladungsfeld $E_{Laplace}$, C) berechnetes Raumladungsfeld der eingeschlossenen Plasmawolke E_R	40
4.3	Simulation einer typischen zeitlichen Entwicklung einer Diocotron Instabilität im Linsenvolumen der Gabor-Plasmalinse .	41
5.1	Schematische Darstellung der Stoss-und Strahlungsprozesse . .	45
5.2	Lorentz-Profil der natürlichen Linienbreite	46
5.3	Gauss-Profil der Doppler-Verbreiterung	47
5.4	Aufgenommenes Spektrum für Helium als Restgas (links), Profil des Spektrums (rechts)	48
5.5	Vereinfachtes Termschema der atomaren Übergänge	49
5.6	Wirkungsquerschnitte für Emissionslinien bei 388,9 nm und 447,2 nm (links), Differenz der Wirkungsquerschnitte (rechts)	50

5.7	Methode zur Bestimmung des Doppler-Shifts (links) und die sich daraus ergebenden Ionengeschwindigkeiten ermittelt durch optische Diagnose im Vergleich zur Impulsspektrometermessung (rechts)	51
5.8	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der mittleren Elektronendichte	53
5.9	Schematische Darstellung der Potentialdepression (links), gemessene Ionenenergie für $\Phi_A = 6000 V$ bei einem magnetischen Feld von $B = 12 mT$ (Mitte), Particle-in-Cell Simulation der Elektronendichte (rechts)	54
5.10	Entwicklung der Produktionsorte für Ionen innerhalb der Gabor-Plasmalinse durch Änderung der Einschlussbedingungen . . .	54
5.11	Aufgenommens Frequenzspektrum bei Variation des Anodenpotentials und einem konstanten Magnetfeld von $B = 10,6 mT$	55
5.12	Einschluss als Funktion des Quotienten der Einschlusspotentiale und berechnete Oszillationsfrequenzen für w^+ (violett), w^- (grün) und Φ_A (blau) als Funktion des Quotienten der Einschlusspotentiale [OM05]	56
5.13	Aufnahme des Restgasleuchtens bei einem Potential von $\Phi_A = 6500 V$, einem Magnetfeld von $B = 12,1 mT$ und einem Restgasdruck von $7,8 \cdot 10^{-5} mbar$ (rechts) im Vergleich zur numerisch ermittelten Elektronendichte (links)	58
5.14	Aufnahme der Instabilität bei einer Einstellung des Potentials von $6000 V$, einem B-Feld von $12,1 mT$ und einem Restgasdruck von $6 \cdot 10^{-4} mbar$ (rechts) im Vergleich zur numerisch ermittelten Elektronendichte (links)	58
5.15	Exemplarische Messungen der Leuchtdichte (oben), Integrierte Leuchtdichteprofile als Funktion des Winkels des Radiusvektors (unten)	59
5.16	Integriertes Leuchtdichteprofile als Funktion des Winkels des Radiusvektors bei annähernd homogener Verteilung (links) und bei Auftreten einer Instabilität (rechts)	60
5.17	Exemplarische Messungen des Ionenstroms in stabilem Zustand (rechts) und bei Auftreten einer Instabilität (links) . . .	61
5.18	S_{sym} für den gemessenen Ionenstrom innerhalb einer Messreihe	62
5.19	S_{sym} für die gemessene Leuchtdichte innerhalb einer Messreihe	62
6.1	Gerechnetes Intensitätslinienverhältnis von Linie $396 nm$ und $667 nm$ als Funktion der Elektronentemperatur	67

6.2	Gemessenes Intensitätslinienverhältnis von Linie 396 nm und 667 nm im Verhältnis zum angelegten Anodenpotential ohne Intensitätskalibrierung (links) und die sich daraus ergebende Elektronentemperatur (rechts)	68
6.3	Gemessenes Intensitätslinienverhältnis von Linie 396 nm und 667 nm im Verhältnis zum angelegten Anodenpotential (links) und die sich daraus ergebende Elektronentemperatur (rechts) .	68
6.4	Errechnete Elektronentemperatur bei Variation des Anodenpotentials (rot) im Vergleich zur experimentell bestimmten Elektronentemperatur (schwarz)	69
6.5	Gemessene Elektronentemperaturen (links) und dazugehörige Dichtemessung (rechts) bei einem Druck von $p = 1,2 \cdot 10^{-4}$ mbar (rot) und $p = 6 \cdot 10^{-4}$ mbar (schwarz)	70
6.6	Errechneter Füllgrad in beiden Einschlussrichtungen bei Variation des Anodenpotentials (rot bzw. lila) im Vergleich zum experimentell bestimmten Füllgrad (schwarz bzw. blau)	71
6.7	Zuwachs der Ionenproduktion im Zentrum (links unten) und in der Randregion (rechts unten) bei verschiedenen Restgasdrücken	72
6.8	Schema der Ionenproduktion in der Randregion des Plasmas .	73
6.9	Gemessene Änderung der mittleren Elektronendichte bei steigendem Anodenpotential, konstantem B-Feld von $B = 10,6$ mT und konstantem Druck von $p = 4,8 \cdot 10^{-4}$ mbar	74
6.10	Gemessene Intensitätsänderung der Leuchtdichteverteilung bei steigendem Anodenpotential, konstantem B-Feld von $B = 10,6$ mT und konstantem Druck von $p = 4,8 \cdot 10^{-4}$ mbar	75
6.11	Gemessene Änderung der Elektronendichte, der Elektronentemperatur, der Intensität, des Ionenstromes und S_{sym} bei steigendem Magnetfeld (oben); Änderung des Ionenstroms und der Leuchtdichteprofile im Bereich der Instabilitäten (A und C), und außerhalb dieses Bereichs (B), (unten)	76
6.12	Auftretende Diocotron Instabilität bei einem Magnetfeld von $B = 13$ mT	77
6.13	Profil (links) und Radius (rechts) der Leuchtdichteverteilung bei verschiedenen Einstellungen des Restgasdrucks	79
6.14	Standardabweichung (links) und Verhältnis der Standardabweichung vom Mittelwert (rechts) bei Änderung des Restgasdrucks	79
6.15	Relative Intensität der Leuchtdichte (rot), Ionenstrom I_{Netz} gemessen am Netzteil (grün) und I_{FDC} gemessen mithilfe der Faraday Tasse (schwarz)(links) und gemessene Elektronendichte (rechts) bei Änderung des Restgasdruckes	80

6.16	Symmetrie (links) und Radiusänderung (rechts) der Leuchtdichte- verteilung bei Variation des Potentials	81
6.17	Symmetrie (links) und Radiusänderung (rechts) der Leuchtdichte- verteilung bei Variation des B-Feldes	81
7.1	Darstellung des maximalen Einschlusses in Abhängigkeit der Anodenlänge	86