

Martin Fink

**Untersuchung der Fluktuationen  
des Plasmapotentials mit emissiven und  
nichtemissiven elektrostatischen Sonden**

IPP 15/3

Januar 2003



**Untersuchung der Fluktuationen  
des Plasmapotentials mit emissiven und  
nichtemissiven elektrostatischen Sonden**

– Diplomarbeit –  
(korrigierter Nachdruck)

zur Erlangung des akademischen Grades Diplom-Physiker

an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Ernst-Moritz-Arndt-Universität  
zu Greifswald

angefertigt am  
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik  
Teilinstitut Greifswald

von  
Martin Fink

eingereicht am 11. November 2002



# Inhaltsverzeichnis

Danksagung	vii
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Ziel der Arbeit . . . . .	2
1.3 Vorausschau auf die wichtigsten Ergebnisse . . . . .	2
<b>2 Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Statistische Methoden . . . . .	3
2.2 Eigenschaften von Plasmen im Magnetfeld . . . . .	5
2.3 Elektrostatische Sonden . . . . .	7
2.3.1 Langmuirsonde im Magnetfeld . . . . .	7
2.3.2 Emissive Sonde . . . . .	11
2.4 Darstellung von Fluktuationen . . . . .	14
<b>3 Sondenentwicklungen</b>	<b>15</b>
3.1 Wolfram-Glühsonde . . . . .	15
3.2 Direkt geheizte LaB <sub>6</sub> -Sonde . . . . .	17
3.3 Indirekt geheizte LaB <sub>6</sub> -Sonden . . . . .	19
3.3.1 Hohlzylindrische Sonde . . . . .	19
3.3.2 Beheiztes Pellet . . . . .	23
<b>4 Methoden</b>	<b>25</b>
4.1 Experimentieranlagen . . . . .	25
4.1.1 W7-AS . . . . .	25
4.1.2 VINETA . . . . .	26
4.2 Messprinzipien . . . . .	27
4.3 Messaufbauten . . . . .	29
4.3.1 Aufbauten am W7-AS . . . . .	29
4.3.2 Aufbauten an der VINETA . . . . .	31
4.4 Fluktuationsmessungen . . . . .	32

<b>5</b>	<b>Messergebnisse und Diskussion</b>	<b>35</b>
5.1	Wendelstein 7-AS-Messungen . . . . .	35
5.1.1	Belege für Emission und Größenabschätzung . . . . .	35
5.1.2	Plasmapotential . . . . .	39
5.1.3	Fluktuationen von $\Phi_{fl}$ , $T_e$ und $\Phi_{Pl}$ . . . . .	41
5.1.4	Effektive Sondenflächen . . . . .	46
5.2	VINETA - Messungen . . . . .	49
5.2.1	Bestimmung der Sondentemperatur . . . . .	49
5.2.2	Floatingpotentialscan . . . . .	50
5.2.3	Plasmapotential . . . . .	52
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>55</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>59</b>
A.1	Rechnung zur hohlzylinderförmigen LaB <sub>6</sub> -Sonde . . . . .	59
A.2	Berechnungen zur LaB <sub>6</sub> -Sonde in Pelletform . . . . .	60
A.3	Datenauswerteformeln . . . . .	61
A.3.1	Floatingpotential . . . . .	62
A.3.2	Ionensättigungsstrom . . . . .	62
A.4	Berechnung der fluktuierenden Größen . . . . .	63
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>65</b>

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zunächst bei Herrn Prof. Dr. Thomas Klinger bedanken, in dessen Abteilung am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik ich diese Arbeit durchführen konnte. Bedanken will ich mich besonders bei Herrn Dr. Michael Endler für die großartige Betreuung während der Arbeit und für die vielen hilfreichen Gespräche und guten Ratschläge. Danke möchte ich auch den Doktoranden Christiane Schröder, Christian Franck und Martin Schubert sagen, die immer wieder ein offenes Ohr hatten und mir mit Rat und Tat zur Seite standen. Dank auch an Dr. Olaf Grulke und an Dr. Henning Thomsen, der mir insbesondere durch das gewissenhafte Korrekturlesen sehr geholfen hat.

Die Arbeit wäre auch nicht möglich gewesen ohne die Unterstützung durch das W7-AS-Team sowie durch die Werkstätten in Garching und Greifswald, besonders durch die Herren Hans Scholz und Stefan Siche, auf deren Ingenieurs-Erfahrung ich immer wieder zurückgreifen konnte.

Ferner danke ich der Fa. OSRAM für die kostenlose Lieferung von Glühwendeln und diversen Drähten, sowie der Fa. Hauner für die prompte Lieferung des Lanthanhexaborids  $\text{LaB}_6$ .

Danke an meine Freundin Andrea, die mir in den letzten Wochen vor Abgabe hilfreich zur Seite stand. Danke auch an meine Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben.





# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Motivation

Unsere Sonne bezieht ihre Energie aus nuklearen Fusionsreaktionen. Dabei werden hauptsächlich Protonen zu Heliumkernen verschmolzen. Auf der Sonne findet diese Reaktion in einem gravitativ gehaltenen Plasma statt. Die nukleare Kernfusion stellt auch auf der Erde eine wichtige Energiequelle dar, da die benötigten Rohstoffe nahezu unbegrenzt zur Verfügung stehen [Raeder 1981]. Damit das heiße Plasma nicht die Reaktorwände zerstört und damit seine thermische Energie an die Umgebung verliert, muss es kontaktfrei eingeschlossen werden. Mit Hilfe von Magnetfeldern kann man ein ionisiertes Gas in einem bestimmten Volumen einschließen und so die geforderte Wärmeisolation erreichen.

Dem Einschluss entgegen wirken verschiedene Formen von Teilchentransport: Ein Gas verliert Teilchen aufgrund des klassischen Transports (d.h. aufgrund von Dichte- und Temperaturgradienten). Diese Art von Transport basiert auf Stößen zwischen den Teilchen. Im Plasma sind das Coulomb-Stöße. Ein weiterer Transportmechanismus, den es nur in magnetisch gehaltenen Plasmen gibt, ist der neoklassische Transport. Dabei verliert das Plasma elektrisch geladene Teilchen durch  $\text{Kraft} \times \vec{B}$ -Driften (vgl. Kap. 2.2). Experimente haben gezeigt, dass es außer diesen klassischen Transportmechanismen noch einen sogenannten turbulenten Transport gibt. Dabei werden Teilchen und Energie aufgrund von fluktuierenden Feldern bei geeigneter Phasenlage relativ zu Teilchendichtefluktuations aus dem Plasmavolumen heraustransportiert ( $\Gamma_{\text{turb}} \propto \langle \tilde{n}\tilde{v} \rangle \neq 0$ ). Die Fluktuationen der Felder in einem Plasma resultieren aus den verschiedensten Instabilitäten, die in einem solchen Vielteilchensystem auftreten können. Allgemein zeigen sich Instabilitäten in Schwankungen der verschiedenen Plasmakenngrößen wie Temperatur ( $T_e, T_i$ ), Dichte ( $n_e, n_i$ ), Plasmapotential ( $\Phi$ ) etc. (im Zeitmittel sind diese Schwankungen aber Null). Eine genaue Charakterisierung dieses anomalen Transports ist hilfreich bei der Bestimmung seiner Ursachen und, im Falle seiner Beherrschung, bei der gezielten Steuerung des Teilcheneinschlusses.

## 1.2 Ziel der Arbeit

Bislang fehlt eine zuverlässige Methode zur Messung von Fluktuationen des Plasmapotentials in der Randschicht von magnetischen Plasmaeinschlussexperimenten. Durch den Vergleich zwischen emissiven und nichtemissiven Sonden kann man den Einfluss von Temperaturfluktuationen auf die Potentialmessung mit nichtemissiven Sonden beschreiben. Desweiteren kann man versuchen, verlässliche Informationen über die relative Phasenlage zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen zu erhalten.

Emissive Sonden sind in Niedertemperaturplasmen eine gängige Messmethode. In der Randschicht von Fusionsexperimenten spielen sie bislang eine eher untergeordnete Rolle. In dieser Arbeit wird eine Konzeptstudie zur Benutzbarkeit emissiver Sonden in Fusionsplasmen erstellt. Desweiteren werden vorhandene Modelle der Schichten vor elektrostatischen Sonden in magnetisch eingeschlossenen Plasmen mit Messungen verglichen.

Die Messungen fanden an der linearen Anordnung VINETA<sup>1</sup> in Greifswald und am Stellarator W7-AS<sup>2</sup> in Garching statt.

## 1.3 Vorausschau auf die wichtigsten Ergebnisse

Die Konzeptstudie zur Benutzbarkeit von emissiven Sonden in Fusionsplasmen ergab: Die stromgeheizte Wolframschleife hat als einzige der getesteten indirekt geheizten Sondenentwicklungen emittiert. Die Entwicklung indirekt geheizter LaB<sub>6</sub>-Sonden hat bisher keine verwertbaren Sonden ergeben, da bedingt durch die niedrige thermische Belastbarkeit der Isolierkeramik nicht die nötigen Heiztemperaturen erreicht werden konnten.

Der Verlauf des Plasmapotentials konnte mit einer Elektronen emittierenden Wolframschleife in einer Helikontladung im Experiment VINETA genauer nachvollzogen werden, als das mit nichtemissiven Sonden der Fall ist.

Fluktuationen des Floatingpotentials konnten im W7-AS gemessen und daraus die Fluktuationen des Plasmapotentials abgeschätzt werden. Die bisher bekannte Größenordnung der Elektronentemperaturfluktuationen [Pfeiffer 1997b] wurde mit emissiven Sonden bestätigt. Die relative Phasenlage zwischen den Fluktuationen von Elektronentemperatur, Floating- und Plasmapotential konnte bestimmt werden.

---

<sup>1</sup>Versatile Instrument for studies on Nonlinearity, Electromagnetism, Turbulence and Applications.

<sup>2</sup>Wendelstein 7-Advanced Stellarator.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Statistische Methoden

Die gemessenen Rohdaten sind häufig allein wenig aussagekräftig. Daher bedarf es – insbesondere bei Vergleich der Daten untereinander – Verfahren zur Analyse der Daten. In diesem Abschnitt stelle ich die von mir benutzten statistischen Methoden kurz vor. Da es sich in meinem Fall um rein diskrete Datensätze handelt, beschränke ich mich auf die zeitdiskreten Definitionen der statistischen Methoden. Im Folgenden seien  $f, g$  zwei Rohsignale, die in Form von  $N$  Messwerten  $f_i$  und  $g_i$  im konstanten zeitlichen Abstand  $\Delta t$  vorliegen.

Als **Mittelwert** bezeichnet man

$$\mu := \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} f_j. \quad (2.1)$$

Zieht man von den statistischen Daten den Mittelwert ab, so erhält man den rein fluktuierenden Anteil des Signals.

Zum Mittelwert gehört immer auch die **Standardabweichung**

$$\sigma := \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} (f_j - \mu)^2}. \quad (2.2)$$

Aus beiden Werten kann man das relative Fluktuationsniveau  $\sigma/\mu$  berechnen. Es ermöglicht eine quantitative Bewertung der Stärke der Abweichungen und damit der Fluktuationen.

Die **diskrete Fouriertransformation** ist für Fluktuationsanalysen unerlässlich. Man bezeichnet

$$F_n := \sqrt{\frac{\Delta t}{N}} \sum_{j=0}^{N-1} f_j e^{-\frac{2\pi i j n}{N}} \quad (n = 0, \dots, N-1) \quad (2.3)$$

als die Fouriertransformierte von  $f$ . Sie ist eine komplexe Größe und schlüsselt eine Zeitreihe in Phasen und Amplituden der beteiligten Frequenzen auf.

In diesem Zusammenhang ist darauf zu achten, dass die digitalisierten Signale  $f, g$  keine Frequenzkomponenten oberhalb der **Nyquist-Frequenz**

$$f_{\text{Ny}} := \frac{\nu_A}{2} = \frac{1}{2} \frac{1}{\Delta t} \quad (2.4)$$

enthalten. Bei einer Abtastrate von  $\nu_A = 1/\Delta t$ , durch die  $f, g$  entstanden sind, sind diese Komponenten nicht mehr auflösbar. Man erreicht nur eine Frequenzauflösung von  $\Delta\nu = \nu_A/N = 1/(N\Delta t)$ . Dennoch verfälschen sie aber das diskrete Spektrum, sog. Aliasing. Daher werden die Spektren in meinen Untersuchungen nur bis zur Nyquist-Frequenz berechnet.

Die diskrete Korrelationsfunktion summiert über unendlich viele Messpunkte. Als erwartungstreuen Schätzer der **diskreten Korrelationsfunktion** definiert man [Marple 1987]

$$(R_{fg \ j}) := \left( \frac{1}{N - |j|} \sum_{k=\max(0, -j)}^{\min(N-1, N-1-j)} f_k g_{k+j} \right) \quad (j = -(N-1), \dots, N-1). \quad (2.5)$$

Für  $f \neq g$  heißt sie **Kreuzkorrelationsfunktion** sowie für  $f = g$  **Autokorrelationsfunktion**. Sie ist die Multiplikation zweier Zeitreihen  $f$  und  $g$ , die um  $j$  Stellen gegeneinander verschoben sind. Enthält  $f$  eine Struktur, die in  $g$  im Abstand  $k$  auftritt, so hat  $R_{f,g \ k}$  ein Maximum bei  $k$ . Die Korrelationsfunktion dient somit dazu, ähnliche Strukturen in zwei Zeitreihen zu finden.

Eine weitere wichtige Größe ist das **Kreuzspektrum**

$$K_{fg \ n} := F_n^* G_n \quad (n = 0, \dots, N-1). \quad (2.6)$$

Allerdings ist die Standardabweichung von  $K_{fg \ n}$  an jedem einzelnen Punkt und für nur eine einzige Frequenz ohne statistische Relevanz. Nur das gemittelte Kreuzspektrum  $\langle K_{fg \ n} \rangle$  hat eine statistische Aussagekraft. Die Mittelung kann hierbei über viele Experimente (Unterabschnitte des gewählten Zeitfensters) erfolgen. Zusammen mit 2.3 erfüllt 2.6 die Normierung

$$\sum_{j=0}^{N-1} f_j g_j = \frac{1}{\Delta t} \sum_{j=0}^{N-1} K_{fg \ j}. \quad (2.7)$$

Damit ist das Kreuzspektrum auf das Ausgangssignal normiert (Parseval-Theorem).

Ferner bezeichnet man

$$|K_{fg \ n}| := \sqrt{K_{fg \ n} K_{fg \ n}^*} \quad (2.8)$$

als **Leistungsdichtespektrum**. Im Fall  $f = g$  als **Eigenleistungsdichtespektrum**, ansonsten als **Kreuzleistungsdichtespektrum**. Wegen der geeignet gewählten Normierung stellt  $K_{ff \ n}$  damit die Komponenten von  $f$  in Einheiten des Ausgangssignals dar.

Aus dem **Phasenspektrum** ergeben sich die Phasenwinkel des Kreuzspektrums zu

$$\alpha_{fg\ n} = \arg K_{fg\ n} = \arg G_n - \arg F_n. \quad (2.9)$$

Die **Kohärenzfunktion**

$$\kappa_{fg\ n} := \frac{|\langle K_{fg\ n} \rangle|}{\sqrt{\langle K_{ff\ n} \rangle \langle K_{gg\ n} \rangle}} \quad (2.10)$$

ist ein amplitudenunabhängiges Maß dafür, ob für eine Frequenz  $n$  eine feste Phasenbeziehung zwischen  $f, g$  herrscht ( $\kappa \rightarrow 1$ ) oder nicht ( $\kappa \rightarrow 0$ ).

Schließlich bleibt noch anzumerken, dass Wiener und Khintchine gezeigt haben, dass für kontinuierliche  $f, g$  das Kreuzspektrum die Fouriertransformation der Korrelationsfunktion ist. Für diskrete  $f, g$  gilt ein analoger Zusammenhang.

## 2.2 Eigenschaften von Plasmen im Magnetfeld

Man bezeichnet ein ionisiertes Gas als Plasma, wenn es zwei Bedingungen – makroskopische Neutralität und Plasmanäherung – erfüllt [Seshadri 1973], zusammengefasst in folgender Ungleichung

$$L \gg \lambda_D \gg n_e^{-1/3}. \quad (2.11)$$

Dabei ist  $L$  die charakteristische Länge des Plasmavolumens,  $\lambda_D$  die Debye-Länge und  $n_e$  die Teilchenanzahldichte der Elektronen.

Lokal kann die Neutralitätsbedingung über kleine Längen hinweg durchaus verletzt sein. Deshalb spricht man von Quasineutralität ( $|n_e - \sum_j Z_j n_j| \ll n_e$ ) der Ladungen und nicht von Neutralität im Plasma. Die geforderte Quasineutralität wird dadurch erreicht, dass sich geladene Teilchen gegenseitig abschirmen. Dabei wird das langreichweitige Coulomb-Potential ( $\propto 1/r$ ) durch Abschirmung auf das kurzreichweitige Debye-Hückel-Potential ( $\propto \exp[-r/\lambda_D]/r$ ) reduziert. Dies ist nur möglich, wenn das Plasmavolumen, gegeben durch seine charakteristische Länge  $L$  größer als diese Abschirmlänge (auch Debye-Länge genannt) ist. Man findet [Bittencourt 1995]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_e e^2}} \quad (2.12)$$

Mit  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  As/(Vm),  $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$  J/K,  $e = 1.60 \cdot 10^{-19}$  C [Stöcker] und der Temperatur  $T$ .

Damit im Plasma kollektive Phänomene, die charakteristisch für Vielteilchensysteme sind, auftreten können, muss das Plasma ausreichend viele Teilchen innerhalb der Abschirmlänge besitzen. Dies wird durch  $\lambda_D \gg n_e^{-1/3}$  zum Ausdruck gebracht. Das Plasma als Vielteilchensystem geladener Teilchen kann somit mit den Plasmaparametern Teilchenanzahldichte ( $n_e, n_i, n_0$ ), Temperatur ( $T_e, T_i, T_0$ ) und

dem Plasmapotential  $\Phi_{\text{Pl}}$  charakterisiert werden (Index „e“ für Elektronen, „i“ für Ionen und „0“ für Neutralteilchen).

Durch die Eigenbewegung der geladenen Teilchen im Plasma werden elektromagnetische Felder erzeugt, unter deren Einwirkung sich ein Teilchen bewegen muss. Weiterhin können magnetische Felder von außen aufgeprägt sein. Betrachtet man ein Teilchen (Masse  $m$ , Ladung  $q$ ) – der Einfachheit halber – in einem homogenen linearen magnetischen Feld  $\vec{B}$ , so findet man durch Lösung der Bewegungsgleichung

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = q \frac{d\vec{x}}{dt} \times \vec{B}, \quad (2.13)$$

dass das Teilchen eine Spiralbahn bei vorhandener Geschwindigkeit parallel zu  $\vec{B}$  beschreibt. Man sagt es gyriert entlang der magnetischen Feldlinien. Gyrationenfrequenz

$$\omega_j = \frac{q_j B}{m_j} \quad (2.14)$$

und Gyrationradius

$$\rho_j = \frac{v_{\perp j}}{\omega_j} = \sqrt{\frac{3m_j k_B T_j}{e^2 B^2}} \quad (2.15)$$

sind dabei zwei wichtige Vergleichsgrößen in der Beschreibung von Plasmen. Dabei gibt  $j$  die Teilchenspecies an.

Die Tatsache, dass sich Teilchen nur entlang der Feldlinien bewegen können, führte zu dem Konzept des magnetischen Einschlusses von Plasmen [Chen 1984]. Allerdings kann durch Stöße und Driften ein Teilchen aus dieser Einschlusszone entkommen. Bei der Charakterisierung der effektiven Fläche (vgl. S. 10) elektrostatischer Sonden spielen Driften ebenfalls eine Rolle. Die wichtigsten Driften sind [Bittencourt 1995]:

- Elektrische Drift  $\vec{v}_E = \frac{1}{B^2}(\vec{E} \times \vec{B})$ .
- Polarisationsdrift  $\vec{v}_P = \frac{1}{\omega_j B} \frac{\partial \vec{E}_{\perp}}{\partial t}$ .
- Gradientendrift  $\vec{v}_G = -\frac{1}{\omega_j B} [(\nabla B) \times \vec{B}]$ .
- Krümmungsdift  $\vec{v}_C = -\frac{v_{\parallel}^2}{\omega_j B^3} [(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}] \times \vec{B}$ .

Experimente in toroidalen Plasmageometrien haben gezeigt, dass turbulentes Verhalten im Plasma zu einem beträchtlichen Teil zur Verschlechterung des Einschlusses beiträgt. Das Verhalten der Plasmamaparameter kann in der Randschicht mit Hilfe elektrostatischer Sonden untersucht werden, auf die ich im folgenden Abschnitt genauer eingehe.

## 2.3 Elektrostatische Sonden

### 2.3.1 Langmuirsonde im Magnetfeld

**Grundbegriffe.** Als Langmuir-Sonde bezeichnet man eine elektrostatische Sonde. Im einfachsten Fall ist dies eine dünne Wolframdrahtspitze. Im W7-AS werden relativ dicke Sonden aus Graphit eingesetzt (0.9 mm Durchmesser). Mit einer derartigen Sonde kann man Sondenkennlinien (Strom-Spannung-Charakteristiken, vgl. Abb. 2.1) aufnehmen oder einzelne Punkte der Kennlinie messen (z.B. Floatingpotential und Ionensättigungsstrom).

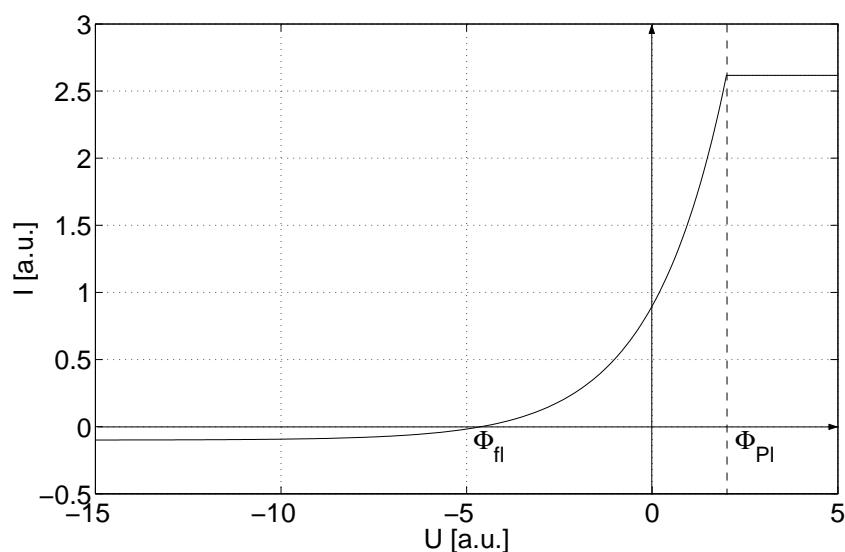


Abbildung 2.1: Kennlinie  $I(U)$  einer planaren Langmuir-Sonde.

Floatingpotential heißt das Potential, auf das sich ein in das Plasma eingebrachter ungeladener Körper, der im Plasma nach außen elektrisch isoliert ist, gegenüber dem Plasma auflädt. Der Ionensättigungsstrom ist der maximale Strom von Ionen auf eine negativ vorgespannte Oberfläche.

Da in dieser Arbeit hauptsächlich Floatingpotentiale und Ionensättigungsströme gemessen wurden (Ausnahme: Vergleichsmessung im Experiment VINETA), gehe ich im Folgenden nur kurz auf die Bestimmung des Plasmapotentials aus einer Sondenkennlinie ein. In der einfachsten Theorie (ohne Magnetfeld) von Langmuir besteht die Sondenkennlinie aus drei Teilen: Bei stark negativer Vorspannung der Sonde gegenüber dem Plasma fließen nur noch die Ionen aus dem Plasma auf die Sonde. Das ist der Ionensättigungsbereich. Spannt man die Sonde gegen das Plasma stark positiv vor, so fließen nur Elektronen aus dem Plasma auf die Sonde. Das ist der Elektronensättigungsbereich. Bei planarer Sondengeometrie sättigt dieser Elektronenstrom. Zwischen beiden Bereichen liegt der Elektronenanlaufbereich. Ausgehend von der negativen Vorspannung im Ionensättigungsbereich erreichen bei einer ansteigenden Vorspannung immer mehr Elektronen die Sonde. Zwischen

Anlaufbereich und Sättigungsbereich des Elektronenstroms tritt ein je nach Sondengeometrie mehr oder weniger ausgeprägter Knick in der Sondenkennlinie auf. An diesem Punkt liegt das Plasmapotential. Für Details sei auf Ref. [Chen 1965] verwiesen.

**Die Schicht vor einer Sonde.** Im Folgenden werde ich den Potentialabfall und die damit verbundene Schichtbildung (Abb. 2.2) näher erläutern, zu dem das Einbringen eines ungeladenen Körpers in ein Plasma führt.

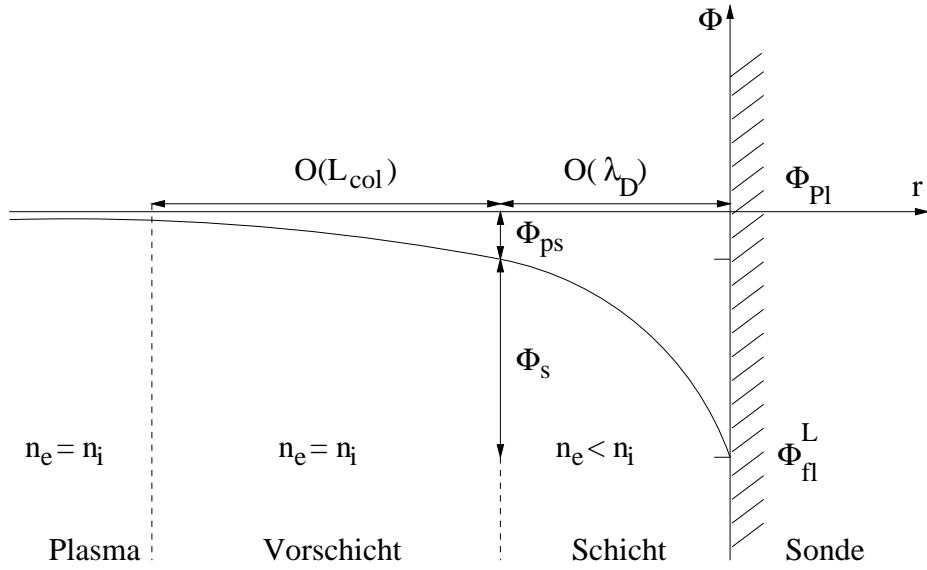


Abbildung 2.2: Potentialverlauf  $\Phi(r)$  vor einer floatenden Oberfläche.

In einem thermalisierten Plasma ( $E_{\text{kin}}^i = E_{\text{kin}}^e$ ) haben die Elektronen eine wesentlich höhere mittlere Geschwindigkeit als die Ionen:  $v_e/v_i = \sqrt{m_i/m_e}$ . Damit erreichen mehr Elektronen als Ionen den Körper, er lädt sich gegenüber dem Plasma negativ auf. Wie in Kap. 2.2 bereits beschrieben wird eine solche Potentialdifferenz auf einer Länge in der Größenordnung  $O(\lambda_D)$  abgeschirmt. Man bezeichnet diesen Bereich vor einer Sonde als Schicht. Die negative Aufladung führt dazu, dass weitere Elektronen einen Potentialwall überwinden müssen, bevor sie die Oberfläche erreichen, während die positiven Ionen angezogen werden. Die Folge ist ein Gleichgewicht zwischen den Teilchenströmen von Elektronen  $\Gamma_e = n_e v_e$  und Ionen  $\Gamma_i = n_i v_i$ . Die Bedingung  $\Gamma_e = \Gamma_i$  erzwingt, dass die Ionen in diese Schicht mit Ionenschallgeschwindigkeit

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B(T_e + T_i)}{m_i}} \quad (2.16)$$

eintreten (Bohm-Kriterium, vgl. Ref. [Stangeby 1986a]). Auf diese Geschwindigkeit müssen die Ionen durch eine weitere Potentialdifferenz beschleunigt werden.



Dies geschieht in der Vorschicht. Sie liegt in der Größenordnung  $O(L_{\text{col}})$ , der Einfanglänge  $L_{\text{col}} = c_s^2 d^2 / D_{\perp}$  der Sonde (Sondendurchmesser  $d$  und ambipolarer Diffusionskoeffizient  $D_{\perp}$  senkrecht zum Feld  $\vec{B}$ ). Dabei ist zu beachten, dass sich an einer anderen Stelle im Gefäß eine virtuelle Gegenelektrode bildet, falls die Einfanglänge der Sonde größer ist als die Länge des Flussschlauchs. Bei den Messungen in dieser Arbeit war dies nicht der Fall. Damit kann man den Schichtabfall vor einer Oberfläche, die im Plasma auf Floatingpotential liegt, wie folgt aufspalten:

$$\Phi_{\text{fl}}^L = \Phi_{\text{Pl}} + \Phi_s + \Phi_{\text{ps}} \quad (2.17)$$

Dabei kann man den Potentialabfall in der Schicht mit Hilfe eines kinetischen Ansatzes berechnen (vgl. z.B. Ref. [Stangeby 1986a])

$$\Phi_s = -\frac{k_B T_e}{e} \ln \left[ (1 - \gamma) \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e} \frac{T_e}{T_e + T_i}} \right]. \quad (2.18)$$

Dabei ist  $\gamma$  der Sekundärelektronenemissionskoeffizient. Die Formel ist gültig in Plasmen mit heißen ( $T_i \approx T_e$ ) oder kalten ( $T_i \approx 0$ ) Ionen, für  $\gamma < 0.8$ . Für größere  $\gamma$  bildet sich eine Doppelschicht, auf die in Kapitel 2.3.2 näher eingegangen wird. Ferner ergibt sich aus der Ableitung die Forderung  $d > \varrho_{e,i}$  (Sondendurchmesser  $d$ , Gyroradius  $\varrho$ ), die durch ein starkes äußeres Magnetfeld oder eine entsprechend große Sonde erreicht werden kann. In der vorliegenden Arbeit erfüllen bis auf die Wolframspitze und -schleufe alle Sonden diese Bedingung.

Aus der Bedingung, dass die Ionen bei Eintritt in die Schicht Schallgeschwindigkeit haben müssen, kann man den Potentialabfall in der Vorschicht für kalte Ionen abschätzen [Reinmüller 1998]:

$$\Phi_{\text{ps}} = -0.5 \frac{k_B T_e}{e}. \quad (2.19)$$

Stangeby verwendet in seinen Arbeiten denselben Wert, berechnet allerdings in Ref. [Stangeby 2000] für ein thermalisiertes Plasma mit heißen Ionen mit Hilfe eines Flüssigkeitsmodells einen Wert von

$$\Phi_{\text{ps}} = -0.69 \frac{k_B T_e}{e}. \quad (2.20)$$

Damit erhält man als Potentialabfall in der Schicht vor einer nichtemissiven Wand, die auf Floatingpotential liegt

$$\Phi_{\text{fl}}^L = \Phi_{\text{Pl}} - \bar{\alpha} \frac{k_B T_e}{e}. \quad (2.21)$$

Dabei ist

$$\bar{\alpha} = \ln \left[ (1 - \gamma) \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e} \frac{T_e}{T_e + T_i}} \right] + 0.5 \dots 0.69. \quad (2.22)$$

In einem Wasserstoff-Plasma mit  $T_i \approx T_e$  und  $\gamma = 0$  ergibt sich  $\bar{\alpha} = 2.99 \dots 3.18$ .

Falls die Sondennormale mit dem Magnetfeld einen Winkel  $0 \leq \Psi \leq 89^\circ$  bildet, kommt es aufgrund der Gyration der geladenen Teilchen zur Ausbildung einer weiteren Schicht, der sog. Magnetischen Vorschicht, auch Chodura-Schicht genannt. Sie liegt zwischen der Schicht und der Vorschicht und hat eine Längenausdehnung in der Größenordnung  $O(\varrho_i)$ . Berechnungen [Kim 1995] ergeben einen Potentialabfall in der Magnetischen Vorschicht von

$$\Phi_{\text{mps}} = \frac{k_B T_e}{e} \ln[\cos(\Psi)]. \quad (2.23)$$

Die Anordnung der Sonden (des Sondenkopfs) war in dieser Arbeit immer senkrecht zum Feld, so dass eine Potentialabsenkung durch die Magnetische Vorschicht entfällt. Die Magnetische Vorschicht sei hier nur der Vollständigkeit halber genannt.

**Effektive Sondenfläche.** Mit Hilfe der Schichtüberlegungen kann man durch Messung des Ionensättigungsstroms einer Sonde die Temperatur der Ionen bestimmen ( $j = 0.5en_i c_s$ ,  $c_s \propto \sqrt{T_i}$ ). Dazu muss die Fläche  $S$ , durch die der Ionensättigungsstrom  $I = jS$  fließt, genau bekannt sein. Da sich diese Fläche  $S$  von der eigentlichen Sondenoberfläche  $S_0$  unterscheiden kann, sind einige Überlegungen dazu notwendig:

Im Folgenden betrachte ich eine Sonde der Dicke  $d$ , einer Höhe  $h$  (in der zum Flussschlauch senkrechten Ebene) und einer Länge  $l$  entlang der Magnetfeldlinien.

In einem magnetisierten Plasma können sich die geladenen Teilchen nicht frei bewegen, sondern gyrieren entlang der magnetischen Feldlinien. Dies führt dazu, dass als Einfangfläche nur die Projektion der Sondenfläche  $\vec{S}_0 = S_0 \vec{n}$  in die Normalenebene des sie treffenden Flussschlauchs<sup>1</sup> in Frage kommt. Ist die Sondenrückseite nicht isoliert, so treten Vorder- und Rückseite der Sonde als einfangende Flächen auf,  $S = 2\vec{S}_0 \cdot \vec{B}/B$ . Dies gilt streng nur solange, wie das Magnetfeld sehr stark ist (also  $\varrho_{e,i} \ll d, h$ ), so dass die Teilchenbewegung auf die Bewegung des Schwerpunkts reduziert werden kann. Im W7-AS ist dies in der Randschicht für Graphitspitzen ( $d = 0.9 \text{ mm}$ ) und LaB<sub>6</sub>-Spitzen ( $d = 2.0 \text{ mm}$ ) erfüllt.

Durch die Gyration der Teilchen kommt es entscheidend auf die Länge  $l$  der Sonde an: Ein Proton mit  $T_i = 30 \text{ eV}$  schafft auf  $l = 0.9 \text{ mm}$  nur einen halben Umlauf. Im Mittel treffen so genausoviele Teilchen außerhalb des Flussschlauches die Graphitspitze, wie Teilchen mit Schwerpunkt innerhalb des Flussschlauches sie verfehlen. Bei den LaB<sub>6</sub>-Spitzen ist dies anders: Das selbe Teilchen gyriert nun 1.4-mal bevor es die Spitze passiert hat. Das bedeutet, alle Teilchen im Abstand von bis zu einem Gyroradius zur LaB<sub>6</sub>-Spitze treffen diese auch. Die effektive Fläche der LaB<sub>6</sub>-Spitze ist also durch die Gyration der Ionen vergrößert. Analoges gilt im Elektronensättigungsbereich.

<sup>1</sup>Alle magnetischen Feldlinien, die die Sonde treffen, werden zu einem Flussschlauch zusammengefasst.

Bei der Messung des Ionensättigungsstroms wird die Sonde negativ gegenüber dem Plasma vorgespannt. Ein gyrierendes Teilchen sieht ein zeitlich ansteigendes elektrisches Feld. Daraus resultiert eine Polarisationsdrift, die für ein positives Teilchen hin zur Sonde gerichtet ist. Damit wird die effektive Fläche der Sonde für die Ionen weiter verbreitert. Die Verbreiterung der Fläche liegt parallel zum Magnetfeld in einem Bereich von einigen Debye-Längen und senkrecht zum Magnetfeld im Bereich des Ionengyroradius. Experimentelle Untersuchungen des Einflusses dieses elektrischen Felds sowie weitergehende theoretische Betrachtungen sind Gegenstand der aktuellen Forschung [Gunn 2001].

### 2.3.2 Emissive Sonde

**Grundbegriffe.** Als emissive Sonde bezeichnet man eine Elektronen emittierende elektrostatische Sonde. Im einfachsten Fall ist dies eine bis zur thermischen Emission von Elektronen stromgeheizte Drahtschleife. Aber auch eine durch das Plasma geheizte Sondenspitze kann Elektronen emittieren. Die thermische Emission der Elektronen erfolgt nach dem Gesetz von Richardson [Bergmann Schäfer 6]

$$j_{\text{emi}} = AT_{\text{H}}^2 e^{-\frac{e\Phi_{\text{W}}}{k_{\text{B}}T_{\text{H}}}}. \quad (2.24)$$

Dabei ist  $\Phi_{\text{W}}$  das Austrittspotential der Elektronen aus dem jeweiligen Festkörper der Temperatur  $T_{\text{H}}$ ,  $A$  die Richardson-Konstante (material- und oberflächenspezifisch).

Ein Vergleich der Kennlinien zwischen emissiver und nichtemissiver Messung ist in Abb. 2.3 dargestellt für zwei gleich große planare Sonden.

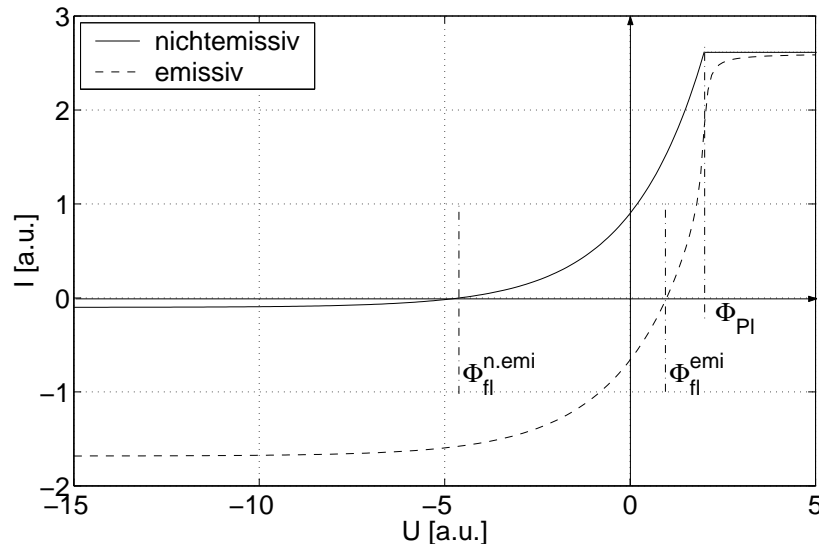


Abbildung 2.3: Vergleich der Kennlinien  $I(U)$  einer emissiven und einer nichtemissiven Sonde (Gleiche Bauart und Sondengröße).

Der Emissionsstrom einer emittierenden Sonde addiert sich zum Ionensättigungsstrom. Am Elektronensättigungsstrom der Sonde ändert sich im Vergleich zu einer nichtemissiven Sonde nichts (bei gleicher Bauart und Größe). Dies hat zur Folge, dass das Floatingpotential der emissiven Sonde im Vergleich zur nichtemissiven Sonde näher an das Plasmapotential heranrückt. Die Tatsache, dass das emissiv gemessene Floatingpotential näher am Plasmapotential liegt, hat seine Ursache in der Veränderung der Schichten vor der Sonde. Dies wird im folgenden Abschnitt genauer erläutert.

**Die Schicht vor einer emissiven Sonde.** Der Spannungsunterschied zwischen Plasma und Wand resultiert aus den schnellen Elektronen, die trotz negativer Aufladung der Wand diese erreichen (vgl. Abb. 2.4). Die Emission von Elektronen aus der Wand führt dazu, dass – bei verschwindendem Nettostrom – mehr Elektronen aus dem Plasma die Wand erreichen müssen. Dies geht aber nur, wenn der Potentialwall vor der Wand (vgl. Abb. 2.5) kleiner wird. Die Emission von Elektronen senkt also das Schichtpotential einer vorher nichtemittierenden Sonde ab.

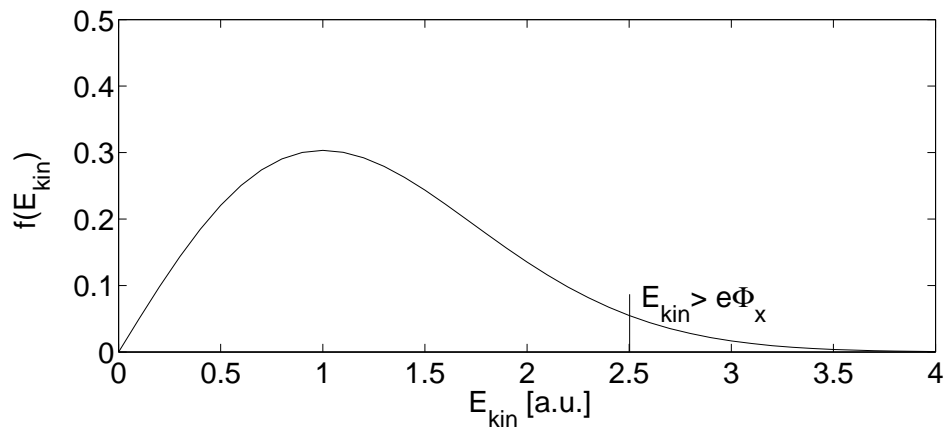


Abbildung 2.4: Verteilungsfunktion  $f(E_{\text{kin}})$  der kinetischen Energie der Elektronen. Elektronen mit  $E_{\text{kin}} \geq e\Phi_x$  erreichen die Sonde.

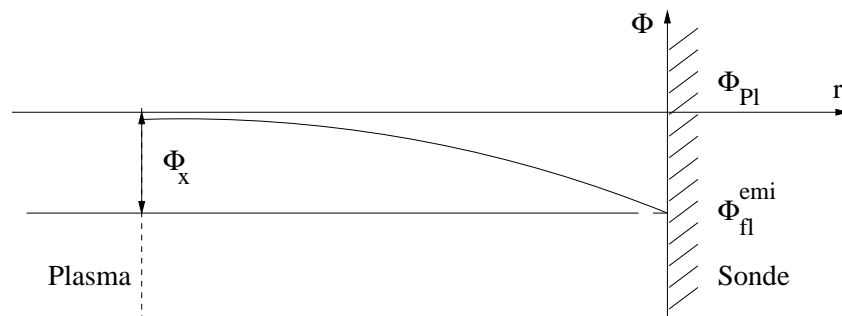


Abbildung 2.5: Potentialverlauf  $\Phi(r)$  vor einer Elektronen emittierenden Wand.

Analog Gleichung (2.17) kann man den Potentialabfall vor einer Elektronen emittierenden Wand beschreiben durch

$$\Phi_{\text{fl}}^{\text{emi}} = \Phi_{\text{Pl}} + \Phi_x \quad (2.25)$$

Nach einer einfachen Idee [Rohde 1997] wird durch die Emission die Schicht vor einer vorher nichtemittierenden Sonde vollständig zerstört ( $\Phi_s = 0$ ), wenn genau so viele Elektronen emittiert werden, wie aus dem Plasma auf die Sonde treffen. Dann liegt der Potentialabfall der Sonde gegenüber dem Plasma bei  $\Phi_x = -0.6k_{\text{B}}T_e/e$ .

Nach Ref. [Reinmüller 1998] (selbstkonsistente Simulationen der Schicht vor einer Elektronen emittierenden Wand) berücksichtigt dieses Modell nicht die Bildung einer Raumladungsdoppelschicht vor der Wand: Das Floatingpotential nähert sich dem Plasmapotential mit steigender Emissionsstromdichte an. Bevor dieses erreicht wird, kehrt sich das elektrische Feld vor der Sonde bei einem kritischen Emissionskoeffizienten  $\Gamma_C = 0.86$  um. Bei stärkerer Emission bildet sich ein Potentialminimum. Mit Berücksichtigung der Vorschicht ergeben sich bei diesem kritischen Emissionskoeffizienten im H-Plasma für kalte Ionen  $\Phi_x = -0.87k_{\text{B}}T_e/e$ . Dies geschieht bei einem Verhältnis von Elektronenemissionsstromdichte  $j_{\text{emi}}$  der Sonde zur Stromdichte  $j_{e, \text{P}}$  der Elektronen, die aus dem Plasma auf die Sonde treffen, von  $j_{\text{emi}}/j_{e, \text{P}} = \Gamma_C$ . Man spricht dabei von starker Emission. Ab einem Verhältnis von  $j_{\text{emi}}/j_{e, \text{P}} \geq 7.0$  ist der Potentialanstieg der Doppelschicht vor der Sonde größer als der Potentialabfall durch Schicht und Vorschicht.

Ye und Takamura berechnen in [Ye 2000] den Potentialabfall vor einer emittierenden Wand im H-Plasma mit heißen Ionen zu  $\Phi_x = -0.95k_{\text{B}}T_e/e$ . Allerdings erfolgte die Berechnung in ihrer Arbeit nicht selbstkonsistent.

Insgesamt kann man also den Potentialabfall in der Schicht vor einer Elektronen emittierenden Wand zusammenfassen zu

$$\Phi_{\text{fl}}^{\text{emi}} = \Phi_{\text{Pl}} - \beta \frac{k_{\text{B}}T_e}{e}. \quad (2.26)$$

Dabei variiert  $\beta$  je nach Modell zwischen  $\beta = 0.6 \dots 0.95$ . Als Grenzfälle kann man jedoch angeben  $\beta = 0$  (klassischer Ansatz, keine Schicht) und  $\beta = 1$  (space charge effect [Ye 2000]).

Wie bereits angesprochen ist bei emissiven Sonden die Stärke der Emission entscheidend. Man bezeichnet die Emission als ausreichend, wenn der Emissionsstrom gleich oder größer als der Elektronensättigungsstrom ist. Dies ist je nach Plasma bei unterschiedlichen Werten von  $j_{\text{emi}}$ . Im Experiment VINETA ist ein Emissionsstrom von bis zu  $j_{\text{emi}} = 1 \text{ A/cm}^2$  völlig ausreichend, im Experiment Wendelstein 7-AS hingegen wird  $j_{\text{emi}} \geq 1 \text{ A/cm}^2$  für eine ausreichend starke Emission benötigt.

## 2.4 Darstellung von Fluktuationen

Zur Darstellung der Fluktuationen von Elektronentemperatur, Floating- und Plasmapotential in den Kap. 4.4 und 5.1.3 ist es nötig, diese Größen in Spektraldarstellung zu analysieren. Ist  $X_n = F_n[X(N)]$  die Fouriertransformierte von  $X(N)$ , so erhält man aus den Gleichungen (2.17) und (2.25):

$$\Phi_{\text{fl } n}^{\text{L}} = \Phi_{\text{Pl } n} - \bar{\alpha} \frac{k_{\text{B}} T_{\text{e } n}}{e}, \quad (2.27)$$

$$\Phi_{\text{fl } n}^{\text{emi}} = \Phi_{\text{Pl } n} - \beta \frac{k_{\text{B}} T_{\text{e } n}}{e} \quad (2.28)$$

für  $n = 0 \dots f_{\text{Ny}}$ . Alle  $\Phi, T \in \mathbb{C}$ . Komplexe Koeffizienten kann man mit Amplitude (rein reell und positiv) und Phase darstellen. Da die Phasenwinkel beliebig sind (in Abhängigkeit von der Wahl des Nullpunkts), stelle ich Gleichungen (2.27) und (2.28) jeweils relativ zum Plasmapotential dar:

$$\tilde{\Phi}_{\text{fl } n}^{\text{L}} e^{i\varphi_{\text{AL}}} = \tilde{\Phi}_{\text{Pl } n} - \bar{\alpha} \frac{k_{\text{B}} \tilde{T}_{\text{e } n} e^{i\varphi_{\text{B}}}}{e}. \quad (2.29)$$

$$\tilde{\Phi}_{\text{fl } n}^{\text{emi}} e^{i\varphi_{\text{AE}}} = \tilde{\Phi}_{\text{Pl } n} - \beta \frac{k_{\text{B}} \tilde{T}_{\text{e } n} e^{i\varphi_{\text{B}}}}{e}. \quad (2.30)$$

Dabei ist  $\varphi_{\text{Ak}}$  der relative Phasenwinkel zwischen Floating- ( $k = \text{L}, \text{E}$ ) und Plasmapotentialfluktuationen und  $\varphi_{\text{B}}$  der relative Phasenwinkel zwischen Plasmapotential- und Elektronentemperaturfluktuationen. Die Differenz aus (2.29) und (2.30) ergibt:

$$\frac{k_{\text{B}} \tilde{T}_{\text{e } n}}{e} e^{i(\varphi_{\text{B}} - \varphi_{\text{AE}})} = \frac{1}{\bar{\alpha} - \beta} \left( \tilde{\Phi}_{\text{fl } n}^{\text{emi}} - \tilde{\Phi}_{\text{fl } n}^{\text{L}} e^{i\Delta} \right). \quad (2.31)$$

Dabei ist  $\Delta = \varphi_{\text{AL}} - \varphi_{\text{AE}}$ , der in Kap. 4.4 benutzte Winkel zwischen nichtemissivem und emissivem Floatingpotential. In Kap. 4.4 sind die fluktuierenden Größen in einem Vektordiagramm dargestellt.

Die Differenz  $\bar{\alpha} - \beta$  kann aus den Mittelwerten experimentell bestimmt werden durch

$$\bar{\alpha} - \beta = \frac{\Phi_{\text{fl}}^{\text{emi}} - \Phi_{\text{fl}}^{\text{L}}}{\frac{k_{\text{B}} T_{\text{e}}}{e}}. \quad (2.32)$$

# Kapitel 3

## Sondenentwicklungen

Bei der Entwicklung einer emissiven Sonde sind die zentralen Punkte eine konstante und ausreichend große Emission von Elektronen. Bewerkstelligen lässt sich ersteres durch eine indirekte Heizung der Sonde, die damit unabhängig von der Heizung durch das Plasma ist. Eine ausreichend große Elektronenemission erreicht man entweder durch eine hohe Temperatur  $T_H$  oder mit Hilfe von Materialien mit niedrigem Elektronenaustrittspotential  $\Phi_W$  (vgl. Gleichung (2.24)). Im Folgenden werden bereits bestehende Ansätze aufgegriffen, ihre Tauglichkeit in Fusionsplasmen geprüft und neue Ansätze entwickelt.

### 3.1 Wolfram-Glühsonde

Die Wolfram-Glühsonde ist eine ins Plasma ragende, stromgeheizte Metallschleife. Sie ist die einfachste Weiterentwicklung der Standard-Langmuir-Sonde und wird in vielen Experimenten eingesetzt [Adamek 2002].

In dieser Arbeit wurde (vgl. Abb. 3.1) ein 30 mm langes Wolframdrahtstück (0.1 mm Durchmesser) zu einer Schleife mit ca. 10 mm Umfang gebogen. Die beiden Zuführungen sind ebenfalls jeweils 10 mm lang. Diese stecken in einem zweibohrigen Keramikrohr und sind durch einen Steckkontakt mit den Kupferzuleitungen verbunden. Am Ende des Röhrchens ist ein 4-poliger Lemostecker mit Keramikkleber angeklebt.

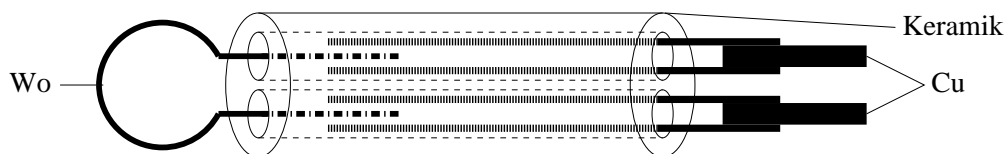


Abbildung 3.1: Schemazeichnung einer emissiven Sonde aus einer Wolframschleife mit jeweils zweifachen Kupferzuleitungen.

Die Heizung der Wolframschleife erfolgt ohne Potentialtrennung zum Messstrom-

kreis. Dies stellt einen zentralen Nachteil dar, da so hohe Ströme erdfrei zu betreiben sind und im Messstromkreis zusätzliche Potentiale zu handhaben sind. Ferner wirken sich auch Floatingpotentialfluktuationen  $\tilde{U}$  auf die Heizung aus, da  $T_H \propto \sqrt[4]{P_H} \propto \sqrt[4]{U}$ ,  $U = U_H + \tilde{U}$  (nach Stefan-Boltzmann  $P = S\epsilon\sigma T^4$  und  $P = UI$ ).

Das Gesetz von Richardson (Gleichung (2.24)) gibt den Zusammenhang zwischen Heiztemperatur und Emissionsstromdichte wieder. Wolfram ( $A = 60 \text{ A}/(\text{cm}^2\text{K}^2)$ ,  $\Phi_W = 4.54 \text{ V}$  [Landolt 1959]) muss für eine ausreichende Emission von Elektronen (ca.  $j_{\text{emi}} = 1 \text{ A}/\text{cm}^2$ , vgl. dazu Kap. 2.3.2) eine Temperatur von mindestens  $T = 2650 \text{ K}$  haben. Daher ist die Lebensdauer einer solchen Glühsonde in heißen Plasmen nur sehr begrenzt, wie Abb. 3.2 zeigt.

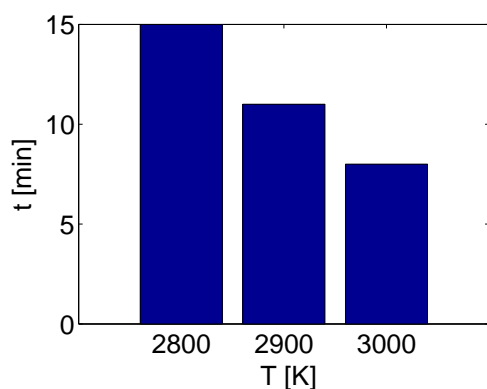


Abbildung 3.2: Gemessene Lebensdauer  $t$  der Wolframschleife in Abhängigkeit ihrer Temperatur  $T$ .

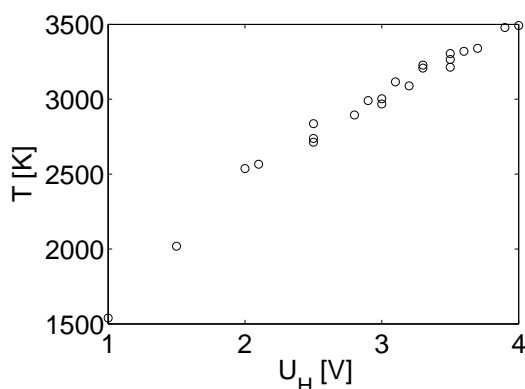


Abbildung 3.3: Temperatur  $T$  der Wolframschleife vs. angelegte Heizspannung  $U_H$ .

Für die Experimentanlagen W7-AS und VINETA (vgl. Kap. 4.1.1 und 4.1.2) ergeben sich damit aus Abb. 3.3 (ohne Berücksichtigung der thermischen Belastung durch das Plasma) die Arbeitsbereiche wie in Tabelle 3.1 dargestellt.

Experiment	Temperatur [K]	Heizspannung [V]	Emissionsstromdichte [ $\text{A}/\text{cm}^2$ ]
W7-AS	2850 – 3050	2.8 – 3.2	4.6 – 17.8
VINETA	2650 – 2850	2.3 – 2.8	1.0 – 4.6

Tabelle 3.1: Heizkenndaten der Wolfram-Glühsonde in Abb. 3.1.

Die Daten wurden bei unbewegter Sonde aufgenommen. Unterschiede in den notwendigen Emissionsstromwerten von W7-AS und VINETA resultieren aus den unterschiedlichen Ionensättigungsströmen der Plasmen (vgl. Kap. 4.1.1 und 4.1.2). Mechanische Belastungen wie z.B. Schnellhub können die Lebensdauer weiter reduzieren, da Wolfram bei Erhitzen spröde wird. Allerdings kommen Glühsonden in Niedertemperaturplasmen durchaus zur Anwendung [Hershkovitz 1989].



## 3.2 Direkt geheizte $\text{LaB}_6$ -Sonde

Als erste eigene Weiterentwicklung erscheint wegen der Nachteile der Wolfram-Glühsonde die Verwendung eines Materials mit niedrigerer Elektronenaustrittsarbeit sinnvoll.

Das in dieser Arbeit verwendete Lanthanhexaborid ( $\text{LaB}_6$ ) hat ein Elektronenaustrittspotential von  $\Phi_{\text{W}} = 2.7 \text{ V}$  (im Vergleich dazu: Wolfram  $\Phi_{\text{W}} = 4.54 \text{ V}$ ). Damit wird nach Gleichung (2.24) eine gleich große Emissionsstromdichte bei deutlich geringerer Sondentemperatur erreicht, vgl. dazu Abb. 3.4.

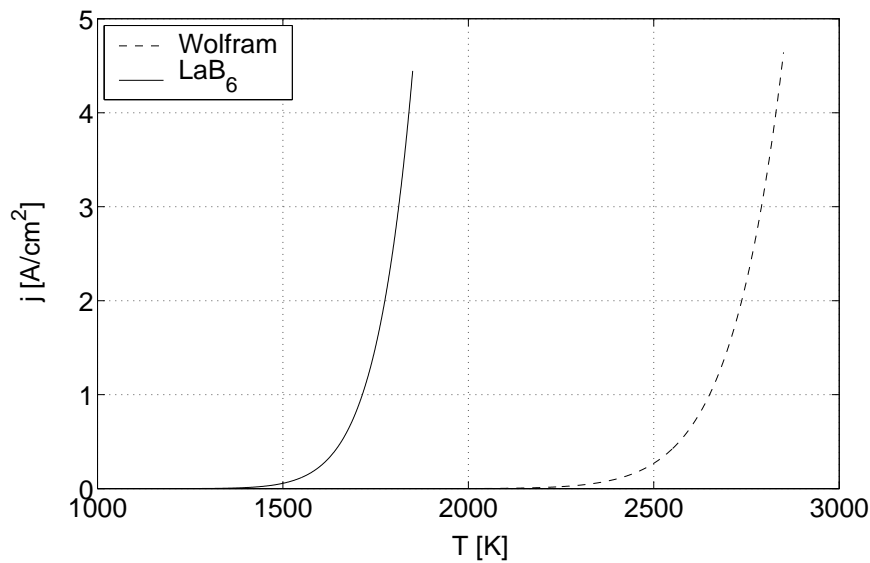


Abbildung 3.4: Vergleich der maximalen theoretischen Emissionsstromdichten  $j(T)$  von Wolfram und  $\text{LaB}_6$ .

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde ein massiver Zylinder von 15 mm Länge und einem Durchmesser von 2 mm verwendet (vgl. Abb. 3.5). Herstellungsbedingt ist keine dünnere Variante möglich, da  $\text{LaB}_6$  ein Sintermaterial ist (d.h. unter hohem Druck und hoher Temperatur aus Pulver gepresst wird). Die Heizung erfolgt hier nur durch das Plasma. Dabei ragt die Sonde 2 mm in das Plasma hinein, der Rest ist elektrisch und thermisch vom Plasma abgeschirmt. Für eine ausreichende Emission von  $j = 1 \text{ A/cm}^2$  (entspricht  $T_{\text{H}} = 1690 \text{ K}$ ) kann man nach dem Gesetz von Stefan-Boltzmann die mindestens benötigte thermische Heizleistung (nur Strahlungsverlust, Wärmeleitung vernachlässigt) abschätzen zu

$$P = \sigma T_{\text{H}}^4 \cdot S = (7.3 \pm 0.1) \text{ W.} \quad (3.1)$$

Hierbei ist die Sondenoberfläche  $S = \pi \frac{d^2}{4} + \pi d \cdot l = (15.7 \pm 0.1) \text{ mm}^2$  und  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{K}^4)$  [Stöcker].

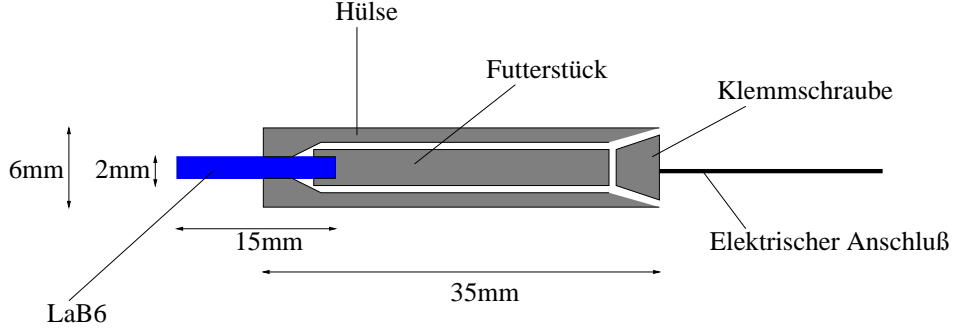


Abbildung 3.5: LaB<sub>6</sub>-Sonde samt Sondenhalterung aus V2A-Stahl.

Im W7-AS ist die thermische Oberflächenbelastung der Sonde durch das Plasma in der Abschältschicht (SOL<sup>1</sup>) [Eндler 1994]:

$$\begin{aligned}
 P_Q = S_{\text{eff}} \cdot F_Q = S_{\text{eff}} \cdot n & \left[ \frac{5}{2} k_B T_i \sqrt{\frac{k_B (T_e + T_i)}{m_i}} + \right. \\
 & \left. + \left( \frac{5}{2} k_B T_e + (1 - \gamma) e (\Phi_{\text{PI}} - \Phi_{\text{W}}) \right) \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} e^{-\frac{e(\Phi_{\text{PI}} - \Phi_{\text{W}})}{k_B T_e}} \right]. \quad (3.2)
 \end{aligned}$$

Für  $n \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_i \approx T_e \approx 30 \text{ eV}$ , Sekundärelektronenkoeffizient  $\gamma = 0$  und effektiver Sondenfläche  $S = 2 \cdot 2r \cdot l = 8 \text{ mm}^2$  (vgl. Theorie S. 10) ergibt sich  $P_Q = (56 \pm 2) \text{ W}$  für den nichtemissiven Fall und  $P_Q = (16 \pm 2) \text{ W}$  für den emissiven Fall.

Die thermische Heizleistung des Plasmas auf die floatende Oberfläche reicht im W7-AS also bei weitem aus. Dies belegen Videoaufnahmen (Abb. 3.6) der Entladungen 56922 und 56923, sowie der nach den Versuchen am W7-AS ausgebaute Sondenkopf (Abb. 3.7): Die LaB<sub>6</sub>-Spitzen sind deutlich erodiert. Weiterhin finden sich Spuren von LaB<sub>6</sub> an benachbarten Sondenspitzen. Das LaB<sub>6</sub> muss also über seinen Schmelzpunkt ( $T_{\text{H}} \approx 2800 \text{ K}$ ) erhitzt worden sein. Damit ist es möglich, eine plasmageheizte Sonde in Emission zu betreiben. In der VINETA ist dies nicht möglich, da der thermische Fluss auf die Oberfläche unter Entladungsbedingungen mit maximaler Temperatur und maximaler Dichte zu niedrig ist (nur  $P_Q = 1.0 \text{ W}$  nach Gleichung (3.2) bei  $n_e = 1.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 5 \text{ eV}$  und  $T_i \approx 0 \text{ eV}$ ). Experimentelle Tests verifizieren diese Abschätzungen: Es wurde im Zentrum der Helikonentladung in Helium bei hoher HF-Leistung (bis 2 kW) und relativ langen Entladungspulsen ( $t = 3 \text{ s}$ ) versucht, die LaB<sub>6</sub>-Spitze durch das Plasma zu heizen. Weder bei einer Beschaltung zur Messung des Floatingpotentials noch im Ionensättigungsstrombereich erreicht die Spitze eine ausreichende Temperatur, bei der ein Glühen sichtbar gewesen wäre. Selbst im Elektronensättigungsstrombereich wurde die LaB<sub>6</sub>-Spitze nicht heiß genug, um die Temperatur optisch

<sup>1</sup>engl. Scrape-Off Layer.



Abbildung 3.6: Entladung #56922, Videobild 1158, toroidale Sicht in das W7-AS Plasma. Zu sehen ist das bläulich-violette Leuchten eines  $\text{LaB}_6$ -Stücks und starker Funkenflug. Die Sonde ist verdeckt.



Abbildung 3.7: Verwendete  $\text{LaB}_6$ -Spitze nach dem Einsatz im W7-AS Plasma. Die Erosionsspuren der ursprünglich zylindrischen Spitze sind deutlich sichtbar.

(mit einem Pyrometer, vgl. [Bergmann Schäfer 3]) zu messen. Insofern kann im VINETA-Plasma nur mit indirekt geheizten Sonden emissiv gemessen werden.

### 3.3 Indirekt geheizte $\text{LaB}_6$ -Sonden

#### 3.3.1 Hohlzylindrische Sonde

Eine indirekt geheizte Sonde stellt einen weiteren Entwicklungsschritt dar. Damit ist zum einen sichergestellt, dass die emissive Sonde konstant emittiert und zum anderen, dass sie auch in weniger heißen Plasmen zum Einsatz kommen kann. Dazu wurde ein einseitig geschlossener Hohlzylinder aus  $\text{LaB}_6$  angefertigt, wie in Abb. 3.8 zu sehen.



Abbildung 3.8: Foto der indirekt heizbaren  $\text{LaB}_6$ -Sonde. Maße: Länge 50 mm, Außendurchmesser 6 mm, Innendurchmesser 2.7 mm

Herstellungsbedingt war keine dünnwandigere Ausführung möglich. Eine dünnwandigere Ausführung hätte den Vorteil, weniger Heizleistung zu benötigen. Die Heizung der Sonde erfolgt durch Strahlungsheizung über eine innenliegende Heizspirale ( $d = 200 \mu\text{m}$  Wolframdraht), welche um ein Keramikröhrchen mit 1 mm Außendurchmesser gewickelt ist. Der  $200 \mu\text{m}$  Wolframdraht ist zwar schwieriger zu wickeln als die  $100 \mu\text{m}$  Version, bietet aber eine größere Oberfläche bei gleichem Windungsabstand. Die Rückführung im Inneren der Keramik besteht aus zwei Wolframdrähten, wodurch ein unnötiges Glühen der Zuleitung vermieden wird.

Es kommt entscheidend auf die Heizleistung der Wendel an: Unter der Annahme  $T_{\text{H}} = 1690 \text{ K}$ ,  $T_0 = 293 \text{ K}$ , dem spektralen Emissionsgrad  $\epsilon_{\text{LaB}_6} = 0.71 \pm 0.01$  [Touloukian 1972] und mit der Sondenoberfläche  $S = \pi \cdot r^2 + 2\pi r \cdot l = 970.8 \text{ mm}^2$  ergibt sich die Heizleistung

$$P = S \cdot \epsilon_{\text{LaB}_6} \sigma (T_{\text{H}}^4 - T_0^4) = (318 \pm 4) \text{ W}. \quad (3.3)$$

Soll diese Heizleistung von einem Wolframdraht mit  $d = 200 \mu\text{m}$  erbracht werden, so muss dieser mindestens

$$l = (110.2 \pm 0.1) \text{ cm} \quad (3.4)$$

lang sein, darf aber aufgrund der maximalen thermischen Belastung der Keramikisolation nicht heißer als  $2273 \text{ K}$  werden ( $\epsilon_{\text{W}_o} = 0.431$ ). Dies führt zu einer Windungsanzahldichte von  $n = 160/47 \text{ mm}^{-1}$  bzw. einem Heizdrahtabstand von  $b \approx 90 \mu\text{m}$  bei einem Keramikrohr mit Außendurchmesser  $d = 2 \text{ mm}$  als Halterung. Diese Rechnung ist im Anhang A.1 detailliert dargelegt. Diese notwendige Windungsanzahldichte konnte auf einem  $2 \text{ mm}$  Keramikrohr nicht erreicht werden, da zum einen auf dem Keramikrohr selbst nicht so dicht gewickelt werden kann, da die Keramik sonst unter der Belastung bricht, und zum anderen kein geeigneter Wickelkern für die Drehbank zur Verfügung stand. Ferner ergab sich beim Wickeln grundsätzlich das Problem, dass sich der Wolframdraht nicht knicken lässt ohne aufzuspleißen. Dabei ist der Übergang Spirale-Rückführung, insbesondere bei Wickelung auf der Drehbank, ein kritischer Punkt.

Die bislang beste indirekt geheizte  $\text{LaB}_6$ -Sonde weist folgende Spezifikationen auf: Eine Wickelung von  $l = 70 \text{ cm}$  Wolframdraht (Durchmesser  $d = 200 \mu\text{m}$ ) auf ein Keramikröhrchen von  $1 \text{ mm}$  Durchmesser. Diese Anordnung erzielt  $T_{\text{W}_o} = 2300 \text{ K}$  (maximal mögliche Belastung). Dies hat eine Temperatur von  $T_{\text{H}} = 1568 \text{ K}$  des  $\text{LaB}_6$  zur Folge und damit eine Emissionsstromdichte von  $j \approx 0.14 \text{ A/cm}^2$ . In der Praxis konnte dieser Wert nicht ganz erreicht werden, da Verluste durch Wärmeleitung vorhanden sind.

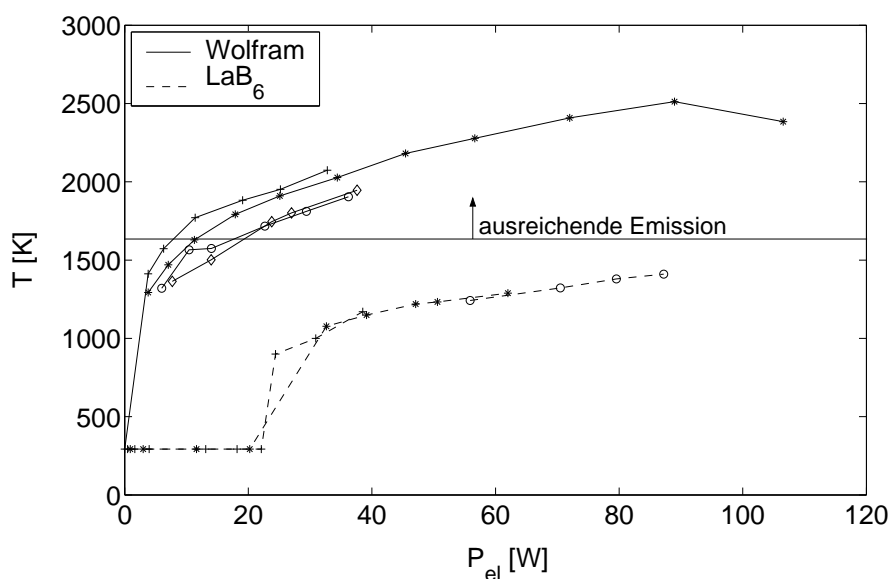


Abbildung 3.9: Erreichte Temperatur  $T$  (optisch gemessen) in Abhängigkeit der elektrischen Heizleistung  $P_{el}$  für mehrere baugleiche Modelle. Schwarz gestrichelt: Versuche mit  $\text{LaB}_6$ . schwarze Linien: Testreihen der Wolfram-Heizwendeln allein. Die Kurvenenden sind gleichbedeutend mit dem Ende der Lebensdauern der Wendeln.

Getestet wurden verschiedene Varianten von Heizspiraltypen (teils mit und ohne  $\text{LaB}_6$ -Sonde), charakterisiert in Tabelle 3.2.

Wendeldurchmesser	Zugehörige Messkurven	Bemerkung
$100 \mu\text{m}$	+ , * gestrichelt und durchgezogene Linien	* durchgezogen: Rückführung aus $100 \mu\text{m} + 200 \mu\text{m}$ Wolfram
$200 \mu\text{m}$	o gestrichelt, durchgezogen ◇ nur durchgezogen	doppelte Rückleitung $2 \cdot 200 \mu\text{m}$

Tabelle 3.2: Übersicht über die verwendeten Wendeln und die zugehörigen Messkurven in Abb. 3.9.

Die experimentellen Ergebnisse sind in Abb. 3.9 zusammengefasst. Die Experimente zeigen, dass die Rückleitung aus mindestens zwei Leitungen bestehen muss, da eine Leitung allein zu glühen beginnt und der resultierende Hitzestau sowohl die Rückleitung als auch die Keramik zerstört. Ferner zeigt sich, dass die Verdampfungsrates von Wolfram bei 2270 K relativ hoch ist, was zu einer leitenden Schicht auf der sonst isolierenden Keramik führt. Die Folge ist ein Kurzschluss und damit der Verlust an Heizleistung.

Als eine Alternative zu selbstgewickelten Wendeln bieten sich industriell gefertigte Wolframwendeln an. Zur Verfügung standen Wendeln der Fa. Osram in den Längen: 30 mm (150 W) und 40 mm (200 W).

Diese erwiesen sich leider als untauglich, da sie

- zu kurz sind, um die gesamte Sonde zu heizen.
- sehr dünn und damit thermisch sehr instabil sind und bei Hitzestau leicht schmelzen.
- nur mit 220 V Spannung arbeiten und damit ein hohes Potentialgefälle innerhalb der Sonde erzeugen. Dies führt zu unerwünschtem Elektronenstromfluss zwischen Sonde und Heizwendel durch Entladungen aufgrund von Überschlügen.

Als Alternative und zur eventuellen Behebung der Heizproblematik mit der Keramik könnte man unter Umständen den Hauptteil des LaB<sub>6</sub>-Zylinders, der sowieso innerhalb des Sondenkopfs liegt und somit keinen Plasmakontakt hat, mit Spiegelmaterial nach außen isolieren, so dass es dort zu kaum bis keinem Energieverlust kommt.

Eine einfache Abschätzung bietet folgende Überlegung: Nimmt man an, das LaB<sub>6</sub> habe nur eine konstante Temperatur  $T_H$ . Weiterhin soll es eine ideale Wärmeleitung haben. Man findet auf diese Weise mit den Annahmen  $T_{W_0} = 2273$  K, Isolation bis auf die vordersten 6 mm und Energieerhaltung

$$T_H = 2129 \text{ K.} \quad (3.5)$$

Im Vergleich mit einer nichtisolierten Wendel, die bei  $T_{W_0} = 2273$  K an der Spitze  $T_H = 1690$  K erreicht, kann man den Wert der isolierten LaB<sub>6</sub>-Sonde abschätzen mit

$$1690 \text{ K} \leq T_H \leq 2129 \text{ K.} \quad (3.6)$$

Dies legt nahe, dass die thermische Isolierung des Sondenchafts die kritische Temperatur von 1690 K im emittierenden Bereich einfacher und ohne übermäßige Belastung für die Heizwendel erreichen lässt.

Eine vollständige Lösung des Problems erfordert allerdings die Berechnung der Wärmeleitungsgleichung eines Festkörpers [Kittel 1996], ergänzt durch den Strahlungstransport zwischen Wolfram, LaB<sub>6</sub> und Umgebung:

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \alpha T^3 \frac{dT}{dx} - \kappa \frac{d^2 T}{dx^2} = 0. \quad (3.7)$$

Im Rahmen dieser Arbeit sind obige Abschätzungen jedoch ausreichend.

### 3.3.2 Beheiztes Pellet

Eine andere Variante einer indirekt geheizten Sonde stellt das geheizte Pellet (Abb. 3.10) dar.

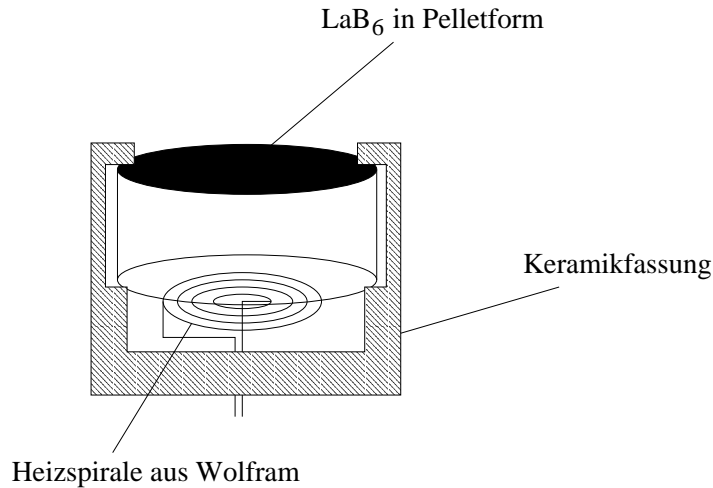


Abbildung 3.10: Skizze einer indirekt geheizten Sonde aus  $\text{LaB}_6$  in Pelletform.

Die Idee ist, den bereits vorhandenen Boden der zylindrischen  $\text{LaB}_6$ -Sonde (Durchmesser 6 mm, Dicke 3 mm) zu verwenden und ihn wie bei einer Herdplatte durch eine Heizspirale aus Wolfram zu heizen. Bei etwas größerer thermischer Belastung der haltenden Keramik durch die Heizspirale mit  $2500\text{K}$  und unter Einschränkung auf  $T_{\text{LaB}_6} = 1690\text{K}$  ergibt sich eine Spiraloberfläche von  $19.5\text{mm}^2$  und damit eine Spiraldrahtlänge von etwa 16 cm bei einer Drahtdicke von 0.1 mm sowie 8 cm bei einer Drahtdicke von 0.2 mm unter der Annahme, dass nur der zum Pellet gewandte Teil des Drahts das Pellet heizt (Rechnung vgl. Anhang A.2). Diese Länge erfordert bei Verwendung des  $200\ \mu\text{m}$  Drahtes fünf Windungen, jeweils im Abstand von 0.5 mm. Von Hand ist dies nicht mehr planar wickelbar.

Abhilfe könnte eine professionell mit Wolframleiterbahnen (vgl. Abb. 3.10) bedampfte Keramik sein. Für die Herstellung eines solchen Bauteils liegt seit kurzem ein erstes Angebot der Fa. Plansee vor, eine Realisierung war im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht mehr möglich. Die Methode ist allerdings erfolgversprechend und sollte daher im Auge behalten werden.

Alternativ könnte man versuchen, das Pellet durch einen starken  $\text{CO}_2$ -Laser zu heizen [Wagner 2002]. Ein solcher Laser muss dabei ca.  $P = (18 \pm 3)\text{W}$  auf eine Fläche von  $28.3\text{mm}^2$  liefern.





# Kapitel 4

## Methoden

### 4.1 Experimentieranlagen

#### 4.1.1 W7-AS

Der Stellarator W7-AS (Abb. 4.1) ist ein ringförmiges Plasmaexperiment mit fünfzähliger Symmetrie des Torus [Renner 1989].

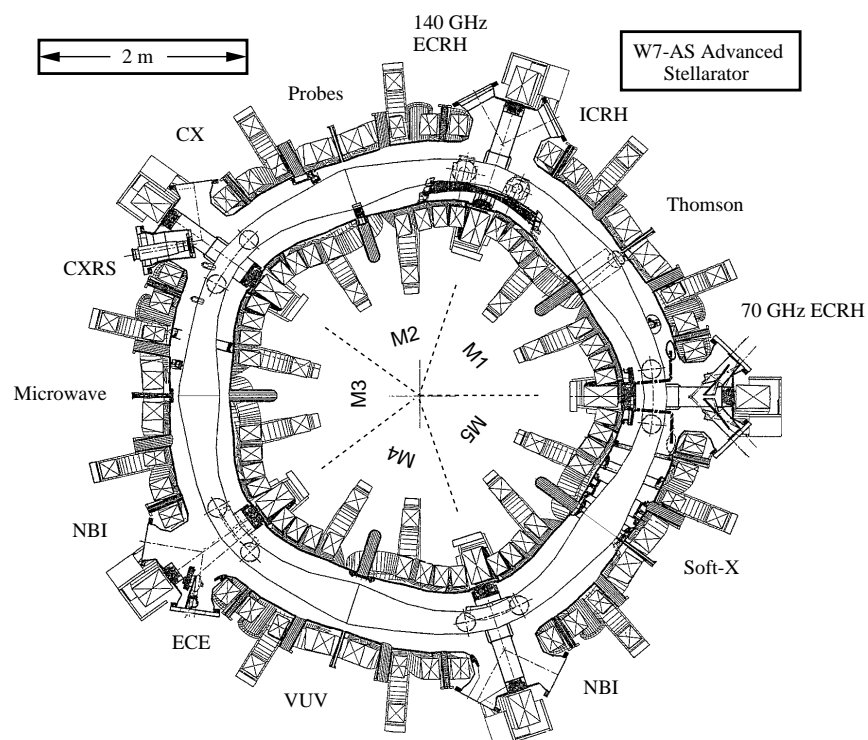


Abbildung 4.1: W7-AS. Torus mit Plasmageometrie, Spulen und Diagnostiken.

Der Einschluss des Wasserstoffplasmas wird nur durch die äußeren modular aufgebauten Magnetfeldspulen bewerkstelligt, die ein Magnetfeld im Plasmazentrum von ca. 2.5 T erzeugen. Mit einer solchen Anordnung ist die grundsätzliche Möglichkeit gegeben, im Dauerbetrieb zu arbeiten. Da die Spulen nicht supraleitend sind, wird am W7-AS in Pulsen von maximal 1 s Dauer gearbeitet. Durch Mikrowellenheizung können im Plasmazentrum Dichten von bis zu  $n_e = 3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  und Temperaturen von bis zu  $T_e = 5.8 \text{ keV}$  und  $T_i = 1.5 \text{ keV}$  erreicht werden bei einer Einschlusszeit von  $\tau_E = 50 \text{ ms}$ .

In der Randschicht können Sondenmessungen mit Hilfe eines Schnellhubmanipulators (vgl. Kap. 4.3.1) durchgeführt werden. Vor dieser Arbeit wurden am W7-AS keine Messungen mit Hilfe emissiver Sonden durchgeführt.

### 4.1.2 VINETA

Die lineare Plasmaanordnung VINETA (Abb. 4.2) besteht aus vier identischen Modulen mit einem Durchmesser von 400 mm und jeweils 1128 mm Länge. Das Plasma wird durch ein lineares axiales magnetisches Feld (max. 100 mT) gehalten, das durch wassergekühlte Spulen erzeugt wird. Eine Turbomolekularpumpe erzeugt einen Basisdruck von  $1 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ . Das Plasma wird erzeugt mit Hilfe einer helikal angeordneten Kupferantenne, die von einer RF-Quelle gespeist wird. Die RF-Quelle kann von 2...30 MHz betrieben werden, mit einer Leistung von bis zu 6 kW im Pulsbetrieb. In der Helikonentladung<sup>1</sup> können Dichten von  $10^{16} \dots 10^{19} \text{ m}^{-3}$  und Elektronentemperaturen von bis zu  $T_e \approx 5 \text{ eV}$  erreicht werden [Franck 2002].

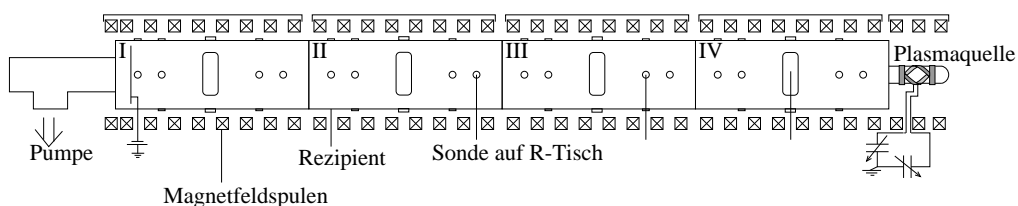


Abbildung 4.2: Aufbau des VINETA-Experiments.

Als Gase können wahlweise Argon und Helium eingesetzt werden. Zur Positionierung der Sonden stehen zwei automatische Systeme zur Verfügung. Die Positionierung ist in radialer Richtung (R-Tisch) und in der zum Magnetfeld senkrechten Ebene (XY-Tisch) möglich.

<sup>1</sup>Bei einer Helikonentladung wird eine Whistler-Welle angeregt. Der genaue Heizmechanismus ist noch nicht verstanden und Gegenstand der Forschung [Chen 1991].

## 4.2 Messprinzipien

**Floatingpotential-Messschaltungen.** Die beiden Messvarianten (stromgeheizt und nichtstromgeheizt) kamen sowohl im W7-AS als auch in der VINETA zum Einsatz. Für die elektrisch geheizte Wolframschleife wurden die Heizwerte aus Tabelle von 3.1, S. 16 unten, verwendet, die Widerstände sind für VINETA und W7-AS unterschiedlich (vgl. Kapitel 4.3). Die hier dargestellten Schaltungen (Abb. 4.3 und 4.4) kamen dabei am W7-AS zum Einsatz, insbesondere die Schaltung mit Heizung (Abb. 4.3), da dort die Regelung von Heizspannung und Heizstrom nur ferngesteuert erfolgen konnte. Als Steuerung wurde ein PC mit LabVIEW verwendet. Das Programm regelt 35 s vor Beginn der Plasmaentladung die Spannung langsam hoch, so dass kurz vor der Entladung die Heizung die bekannten Werte erreichte, und schaltete nach Entladungsende den Heizstrom wieder ab, um die kurze Lebensdauer der Schleife effektiv zu nutzen.

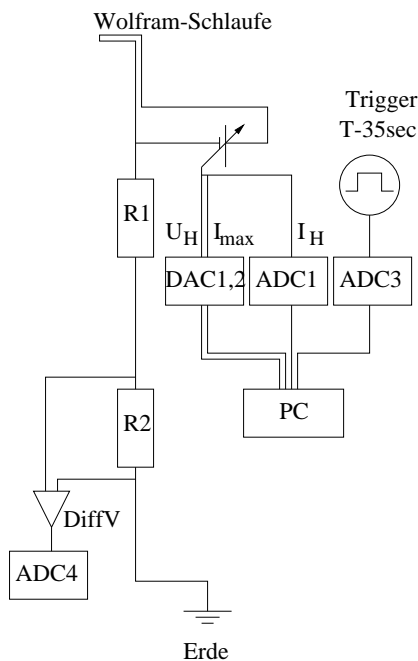


Abbildung 4.3: Messschaltung zur Floatingpotentialmessung im W7-AS an einer Wolframschleife mit Heizstromkreis. R: Widerstand. DiffV: Differenzverstärker AM502. ADC,DAC: Analog  $\leftrightarrow$  Digital-Konverter.

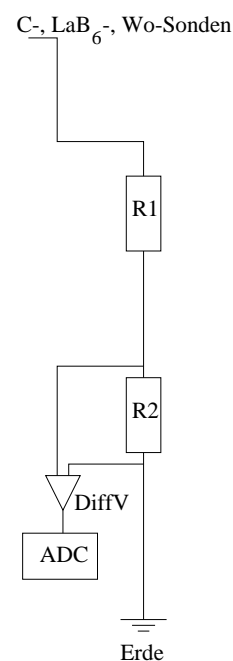


Abbildung 4.4: Messschaltung zur reinen Floatingpotentialmessung am W7-AS. Symbolik siehe Abb. 4.3.

**Ionensättigungs- und Emissionsstrommessung.** Die hier gezeigte Ionensättigungsschaltung (Abb. 4.5) wurde am W7-AS eingesetzt. An der VINETA war eine Spannungsteilerschaltung ebenso wie Vorwiderstand  $R_V$  und Sicherung nicht nötig. Dort wurde der Spannungsabfall über  $R_0$  direkt gemessen. Die Emissionsstrom-Messschaltung (Abb. 4.6) wurde ausschließlich am W7-AS eingesetzt, um zu zeigen, dass das Plasma die  $\text{LaB}_6$ -Sonde bis zur Emission bringt, und ein Emissionsstrom erreicht wird, der deutlich über dem Ionensättigungsstrom liegt. Dabei wurde die interne Stromanzeige des als Spannungsquelle benutzen Netzgeräts zur Strommessung verwendet, da diese schnell genug anzeigt (0.8 ms). In allen vier Schaltungen ist das Potential des Plasmagefäßes die Erde.

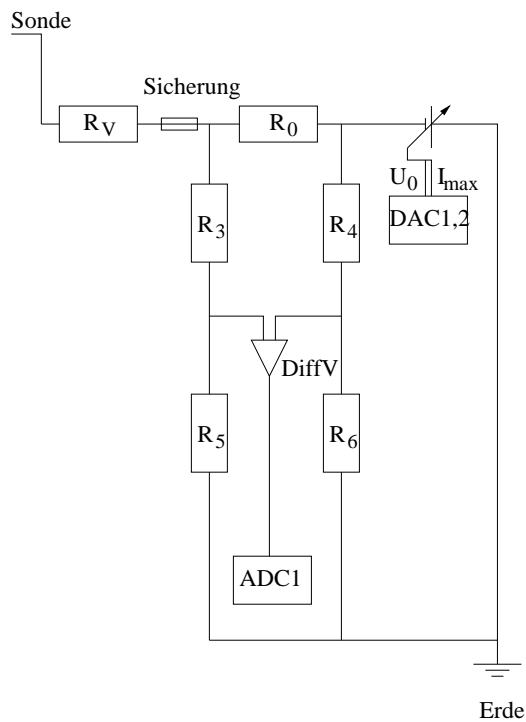


Abbildung 4.5: Messschaltung zur Bestimmung des Ionensättigungsstroms im W7-AS. Symbolik siehe Abb. 4.3.

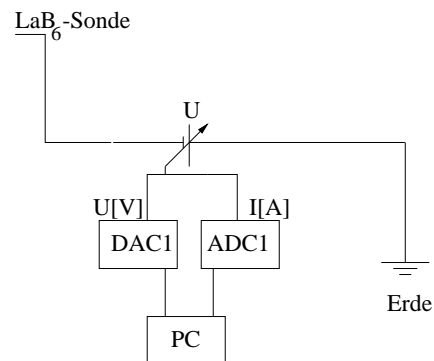


Abbildung 4.6: Messschaltung zur Bestimmung des Emissionsstroms einer (heißen)  $\text{LaB}_6$ -Sonde im W7-AS. Symbolik siehe Abb. 4.3.

## 4.3 Messaufbauten

### 4.3.1 Aufbauten am W7-AS

Am W7-AS wurde mit einem neukonstruierten Sondenkopf gemessen (Abb. 4.7). Auf diesem sind die in Tab. 4.1 aufgelisteten Sonden aufmontiert (Abb. 4.8).

Nr. der Spitze	Sondenart	Maße
13(16),14,10,4	Graphitspitze	Dicke 0.9 mm
15	Wolframschleufe	Drahtdicke 0.1 mm, Umfang 10 mm
11,7	LaB <sub>6</sub> -Stift	Dicke 2 mm
12(5)	Wolframspitze	Dicke 0.1 mm

Tabelle 4.1: Kenndaten der im W7-AS benutzten Sonden.

Alle Spitzen ragen ca. 2 mm aus der Bornitrid-Isolierung.

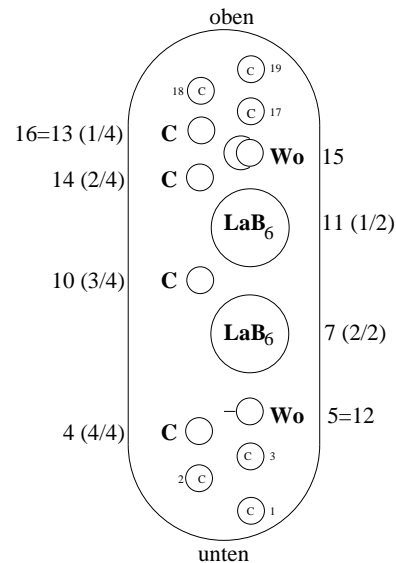
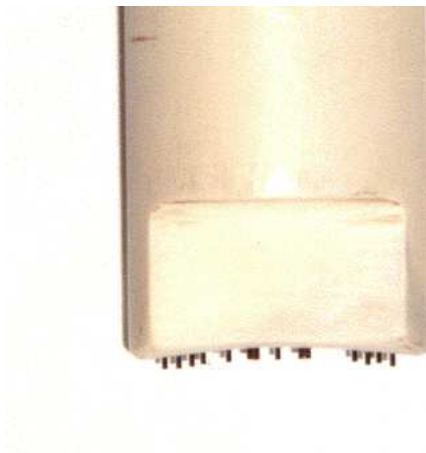


Abbildung 4.7: Sondenkopf mit Bornitrid-Isolierung vor Benutzung in Seitenansicht. Zu sehen sind Graphit- und LaB<sub>6</sub>-Spitzen. Wolframschleufe und -spitze sind zu fein, um in dieser Aufnahme sichtbar zu sein.

Abbildung 4.8: Skizze des Sondenkopfs in Frontansicht. Nichtbenannte Spitzen wurden in dieser Arbeit nicht benutzt. Angaben in Klammern sind am Datenerfassungssystem von den Nummern der Spitzen am Sondenkopf abweichende Kanalnummern.

Die Spitzen sind auf dem Sondenkopf des Schnellhubmanipulators (Abb. 4.9) befestigt, der vom unteren Gefäßbrand aus in das Plasma eingefahren wird (Abb. 4.10). Abb. 4.11 zeigt ein charakteristisches Schnellhubsignal (Schnellhubposition relativ zum Startpunkt des Schnellhubs, der je nach Entladung variiert).

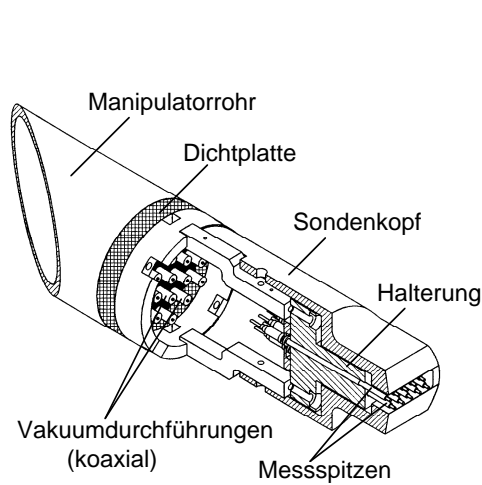


Abbildung 4.9: Schnitt durch den verwendeten Sondenkopf.

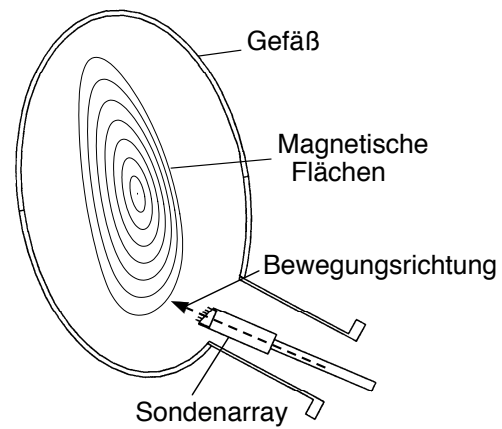


Abbildung 4.10: Anordnung der Sonde im Plasma. Die Sonde kann innerhalb von ca. 100 ms um etwa 100 mm radial verschoben werden.

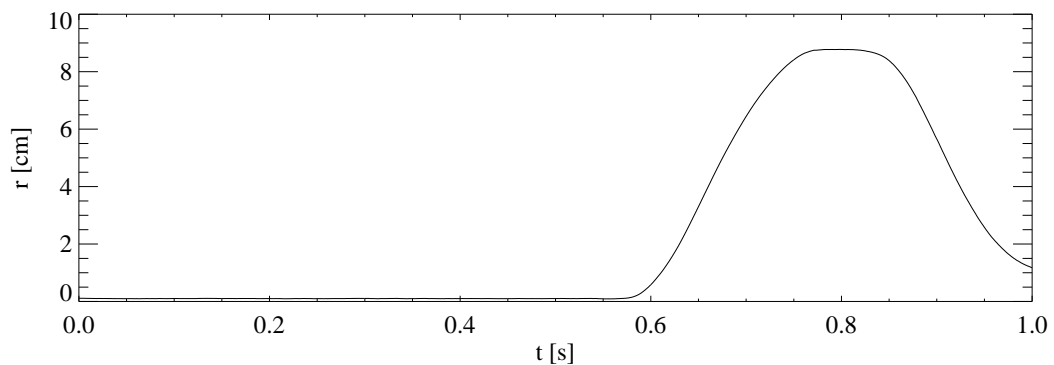


Abbildung 4.11: Beispiel (#56921) für die radiale Bewegung  $r(t)$  des Sondenkopfs im zeitlichen Verlauf der Entladung relativ zum Startpunkt des Sondenhubes.

Gemessen wurden Ionensättigungsströme, Floatingpotentiale und Emissionsströme unter Benutzung eines vorhandenen Geräteracks [Bleuel 1998]. Als Differenzverstärker wurden Tektronix AM502 verwendet, in den Schaltungen die Widerstände und Spannungen aus Tab. 4.2.

Die Schaltungen waren so ausgelegt, dass in der Zeit zwischen zwei Plasmaentladungen von einer Messschaltung auf die andere umgesteckt werden konnte. Die Messungen erfolgten bei der Rotationstransformation  $t = 1/3$ , einer diamagnetischen Energie von  $W = 4.2 \text{ kJ}$  und einer Dichte von ca.  $n = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (Entladung #56909).

Floatingpotential	Ionensättigungsstrom	Emissionsstrom
$R_1 = 680 \text{ k}\Omega$	$R_V = 250 \text{ }\Omega$	$U = 200 \text{ V}$
$R_2 = 1.8 \text{ k}\Omega$	$R_0 = 22 \text{ }\Omega$	
	$R_3 = R_4 = 464 \text{ k}\Omega$	
	$R_5 = R_6 = 21.5 \text{ k}\Omega$	
	$U = 200 \text{ V}$	

Tabelle 4.2: Widerstands- und Spannungswerte der Messschaltungen.

Aufgenommen wurden Datenreihen mit einer Zeitdauer von zwischen 600 ms und 1000 ms bei einer Sampling-Rate von 1 MHz. Zur Umrechnung von Rohdaten in Floatingpotentiale und Ionensättigungsströme siehe Anhang A.3.

### 4.3.2 Aufbauten an der VINETA

Am Experiment VINETA wurden Radialprofile aufgenommen, sowohl von Kennlinien als auch von Floatingpotentialpunkten. Zum Einsatz kam eine Helikonplasmaentladung mit wahlweise Helium oder Argon als Gas. Gemessen wurde im hinteren Bereich des zweiten Rezipienten, die Plasmaquelle befand sich am Ende des vierten Rezipienten, vgl. Abb. 4.2. Die benutzten Sondenköpfe sind in Abb. 4.12 und 4.13 zu sehen.



Abbildung 4.12: LaB<sub>6</sub>-Spitze (klein) für den Einsatz in der VINETA. Die Aufnahme wurde nach Gebrauch gemacht.



Abbildung 4.13: Sondenarray aus zwei Langmuir-Sonden (Wolframdraht,  $d = 200 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $l = 3 \text{ mm}$ ) und einer Wolfram-Glühschleife ( $d = 100 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $u = 10 \text{ mm}$ ).

Der Aufbau variierte im Vergleich zum W7-AS dahingehend, dass ein geeigneter Isolations-Differenzabschwächer zur Verfügung stand ( $R_i = 10 \text{ M}\Omega$ ), der die Floatingpotentialmessung, wie in Abb. 4.14 dargestellt, vereinfacht.

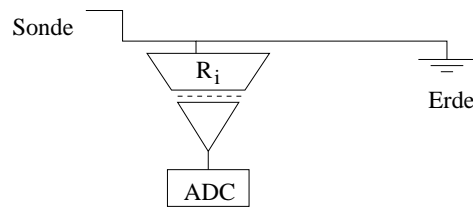


Abbildung 4.14: Schaltbild Floatingpotentialmessung an der VINETA mit Isolationsverstärker.  $R_i$ : Innenwiderstand. ADC: Analog-Digital-Wandler.

## 4.4 Fluktuationsmessungen

In einem homogenen Plasma messen zwei eng benachbarte Sondenspitzen, die auf dieselbe Weise messen (z.B. beide emissiv oder beide nichtemissiv), dasselbe Floatingpotential. Hat das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion (Abb. 4.15 linkes Bild) zwischen den Zeitreihen der beiden Spitzen einen Zeitversatz  $\tau \neq 0$ , so bedeutet das, dass ein sich fortbewegendes Phänomen gemessen wird. Dies kann eine sich auf einem ruhenden Hintergrundplasma ausbreitende Fluktuation sein, oder eine lokale Störung, die mit einem (durch z.B.  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Rotation) fortbewegten Hintergrundplasma propagiert. Auch eine Kombination beider Effekte ist möglich. Aus dem zeitlichen Versatz und dem Sondenabstand kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit ermittelt werden.

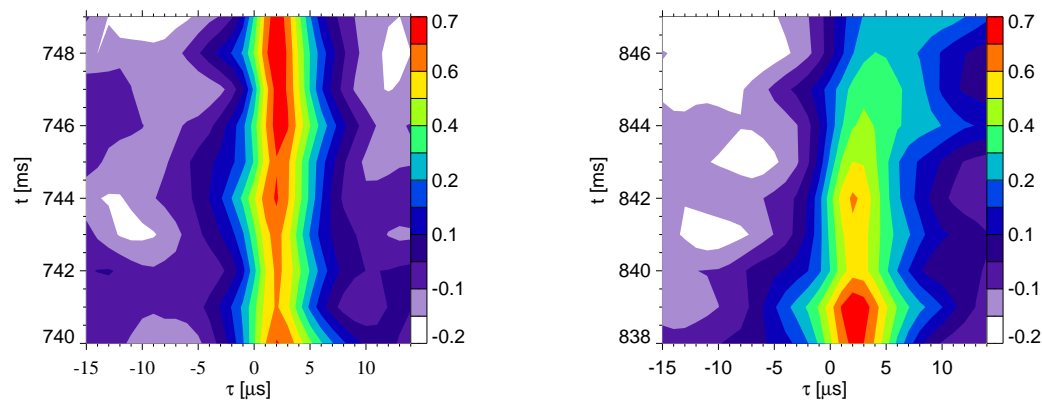


Abbildung 4.15: Korrelationsfunktionen (farbcodiert) zwischen Graphitspitzen 1/4 und 2/4 in den Zeitfenstern 740...750 ms (einwärts) und 838...848 ms (auswärts). W7-AS Entladung #56909.

Im Beispiel aus Abb. 4.15 ist der Sondenabstand 4 mm, der zeitliche Versatz  $2 \mu\text{s}$  und damit die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v = 2 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ .

Schwankt hingegen die Position des Maximums oder seine Breite, so ist dies auf Fluktuationen oder eine massive Störung zurück zu führen. Werden Sondendiagnostiken zu weit in das Plasma eingebracht, so tritt eine solche massive Störung



auf. Dann findet man nur noch eine schwache Korrelation zwischen zwei benachbarten Sondenspitzen, wie in Abb. 4.15 rechtes Bild zu sehen ist.

Im Falle dreier Sonden (hier: Nr. 113, 115, 114; vgl auch Abb. 4.8) kann man einen geometrischen Phasenvergleich anstellen.

Dazu seien  $\Phi^{ij}$  die Phasen zwischen zwei Sonden  $i, j$  und  $\Delta\Phi^{ij} = \Phi_{out}^{ij} - \Phi_{in}^{ij}$  die Differenz zweier Phasen zwischen Bewegung auswärts und einwärts.

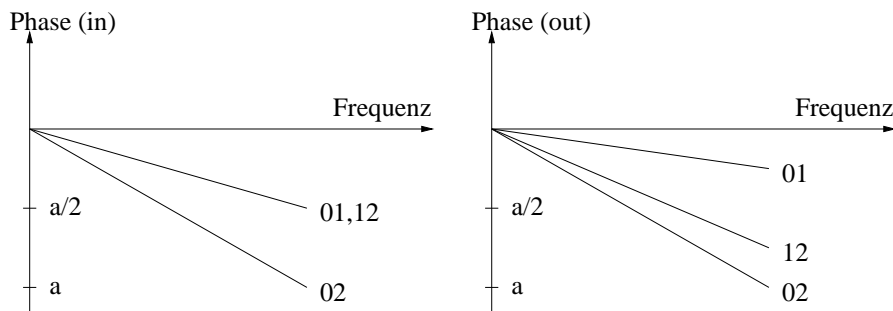


Abbildung 4.16: Schema der erwarteten Phasenspektren zwischen drei äquidistanten Spitzen 0,1,2 bei Floatingpotentialmessung.  $\Phi^{01}$ : Phase zwischen 0,1.  $\Phi^{12}$ : Phase zwischen 1,2.  $\Phi^{02}$ : Phase zwischen 0,2. Linkes Bild: alle drei Spitzen messen ohne zu emittieren. Rechtes Bild: Spitze 1 (mittlere Spitze) misst emissiv, die anderen beiden Spitzen messen ohne zu emittieren.

Wenn drei identische Sonden mit jeweils gleichem Abstand zwischeneinander auf derselben Flussfläche im Plasma messen, dann erwartet man Phasenspektren wie in Abb. 4.16 dargestellt. Ein sich fortpropfanzendes Signal erreicht damit alle Spitzen gleichzeitig (Abb. 4.17 A), falls es sich senkrecht zur Verbindungslinie der Spitzen ausbreitet. Andernfalls (Abb. 4.17 B) erreicht es aufgrund der äquidistanten Anordnung die mittlere und eine der äußeren Sonden im gleichen zeitlichen Abstand.

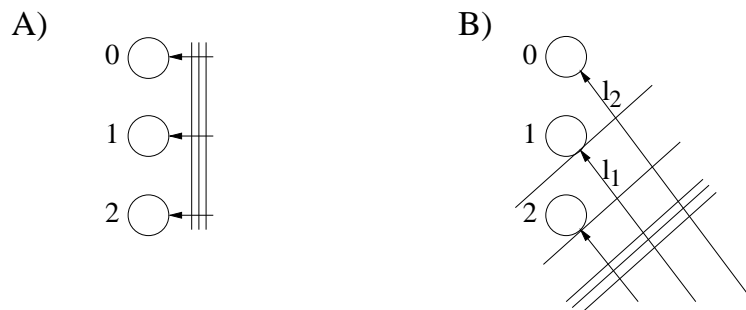


Abbildung 4.17: Schema einer Welle, die drei äquidistante Sonden 0,1,2 trifft. Bild A: Die Welle bewegt sich senkrecht zur Verbindungslinie der Spitzen. Bild B: Die Welle trifft unter einem Winkel (nicht senkrecht) auf die Spitzen. Die Abstände  $l_1$  und  $l_2$  sind dabei gleich groß.

Insofern sollten die Phasen  $\Phi^{01}$  und  $\Phi^{12}$  gleich groß sein und damit beide jeweils halb so groß wie  $\Phi^{02}$ . Ebenso bleiben in einem stationären Plasma die Phasenbeziehungen an gleichen Positionen zeitlich konstant, sofern die gleiche Messgröße gemessen wird.

Aus diesen Phasenwinkelinformationen (hier Differenzwinkel  $\Delta\Phi^{ij}$ ) ist man in der Lage, ein Vektordiagramm (Abb. 4.18) zwischen nichtemissiven und emissiven Floatingpotential- sowie den Elektronentemperaturfluktuationen zu zeichnen.

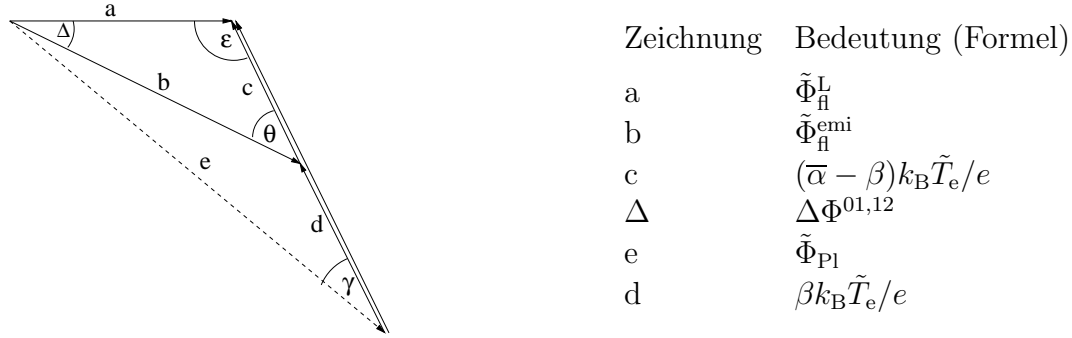


Abbildung 4.18: Vektordiagramm zwischen Floatingpotential- (nichtemissiv (a), emissiv (b)), Plasmapotential- (e) und Teilen der Elektronentemperaturfluktuationen (c,d), mit Substitutionstabelle.

Dabei wird substituiert gemäß Tabelle neben Abb. 4.18, indem die Gleichungen (2.17) und (2.25) spektral dargestellt werden, wie in Kap. 2.4 beschrieben. Ich benutze der besseren Lesbarkeit halber die hier verwendeten fluktuierenden Größen ohne Frequenzindex  $n$ . Gemeint sind diese Größen aber für eine jeweilige feste Frequenz  $n$ . Mit der in Kap. 5.1.2 zu bestimmenden Differenz  $\bar{\alpha} - \beta$  können damit die Fluktuationen der Elektronentemperatur berechnet und die Fluktuationen des Plasmapotentials abgeschätzt werden. Mit Hilfe des Kosinus-Satzes [Bronstein 1995] findet man (Berechnung siehe Anhang A.4)

$$\frac{k_{\text{B}}\tilde{T}_{\text{e}}}{e} = \frac{1}{\bar{\alpha} - \beta} \sqrt{(\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{L}})^2 + (\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}})^2 - 2\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{L}}\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}} \cos(\Delta)}. \quad (4.1)$$

Die fluktuierenden Anteile der Floatingpotentiale (frequenzabhängig) ergeben sich aus den zugehörigen Eigenleistungsdichtespektren in den betrachteten Zeitfenstern (Dauer 10 ms) einwärts wie auswärts.

# Kapitel 5

## Messergebnisse und Diskussion

### 5.1 Wendelstein 7-AS-Messungen

#### 5.1.1 Belege für Emission und Größenabschätzung

Bei Messungen mit emissiven Sonden gilt es zunächst abzuschätzen, ob und wie stark die Sonde emittiert. Dazu gibt es mehrere Varianten:

Sichtbarstes Indiz sind Hysteresen in der Darstellung des Floatingpotentials in radialer Abhängigkeit zwischen Einwärts- und Auswärtsbewegung der Sonde (vgl. Abb. 4.11). Diese Hysteresen wurden auch schon im Tokamak ASDEX Upgrade beobachtet [Rohde 1996].

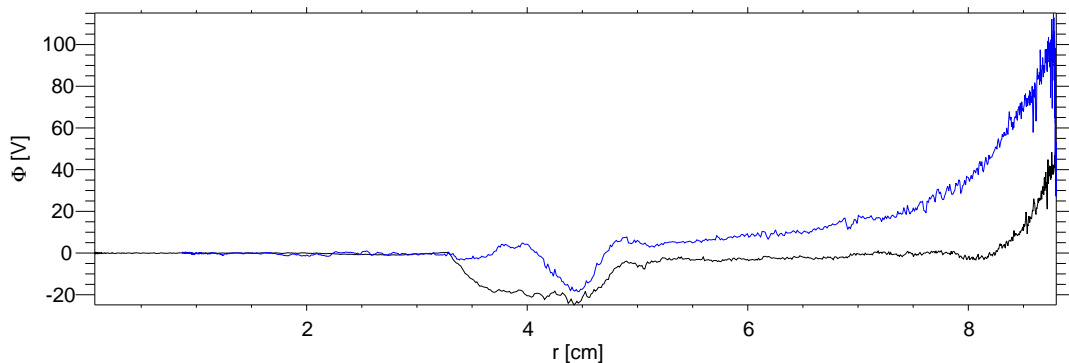


Abbildung 5.1: Radialprofil des Floatingpotentials  $\Phi(r)$  der extern nicht geheizten Wolframschlaufe. schwarz: Weg der Sonde durch die Abschälschicht Richtung Plasmazentrum, blau: Rückweg. Emission ab  $r = 5$  cm. W7-AS Entladung #56911.

Erreicht die Wolframschlaufe ohne eigene Heizung eine Position, ab der das Plasma ihr genügend Wärme zuführt und sie zu emittieren beginnt, so ändert sich ihre Charakteristik von einer Langmuir-Sonde zu einer emissiven Sonde. Dieses

geht einher mit einer sprunghaften Änderung des Floatingpotentials. Beim Herausfahren der Sonde aus dem Plasma fallen die Kurven ab dem Punkt wieder zusammen, ab dem das Plasma die Sonde nicht mehr ausreichend heizt, so dass die Sonde soweit auskühlt, dass sie nicht mehr genügend Elektronen emittieren kann. In Abb. 5.1 ist dieses Verhalten sichtbar.

Ein weiteres Indiz für die Emission der Sonde, das sich parallel zur Datenauswertung prüfen lässt, ist ein Knick in der Korrelationsfunktion. Dazu betrachtet man die Spitzen 113, 115, 114 (C1/4, Wolframschlaufe, C2/4; Reihenfolge wie auf dem Sondenkopf, Abb. 4.7) in Floatingpotentialmessung. Wenn keine der Spitzen emittiert, so bleibt das Maximum der Korrelationsfunktionen zwischen ihnen zeitlich konstant. Beginnt hingegen nur die Wolframschlaufe zu emittieren, so misst sie nicht mehr dasselbe Potential wie die beiden Graphitspitzen. Ab dem Zeitpunkt einsetzender Emission tritt in der Korrelationsfunktion zwischen Schlaufe und beiden Spitzen ein Sprung und damit im zeitlichen Verlauf des Korrelationsmaximums ein Knick auf, der in der Korrelationsfunktion zwischen den beiden Graphitspitzen nicht zu sehen ist.

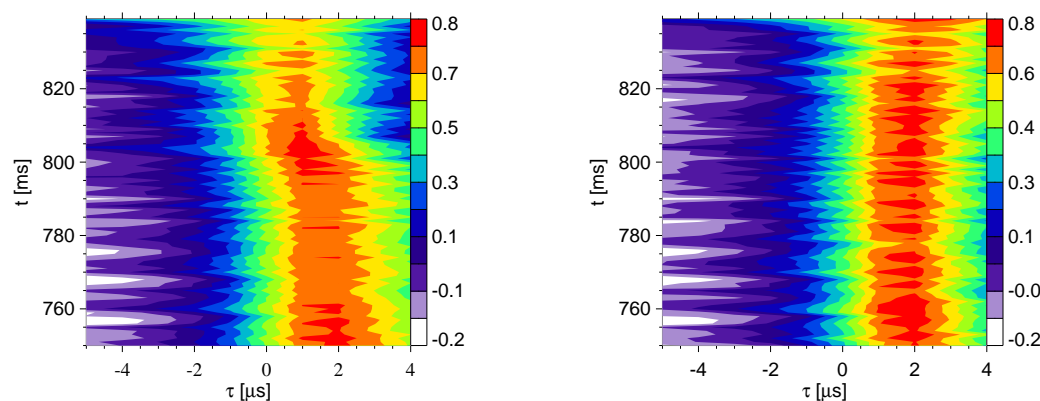


Abbildung 5.2: Kreuzkorrelationsfunktionen (farbcodiert) im Zeitfenster 750...840 ms zwischen den Signalen der Graphitspitze 1/4 und der Wolframschlaufe (01) sowie den Graphitspitzen 1/4 und 2/4 (02). Die horizontale Achse bezeichnet die Zeitverschiebung  $\tau$ , das sog. „time-lag“. W7-AS Entladung #56909.

In Abb. 5.2 sind die Korrelationsfunktionen zwischen Spitze 1/4 und Wolframschlaufe (Kreuzkorrelation 01) sowie zwischen den Spitzen 1/4 und 2/4 (Kreuzkorrelation 02) aufgetragen. Das Maximum der Korrelation 02 im rechten Bild bleibt zeitlich konstant bei einer Zeitverschiebung von etwa  $\tau = 2 \mu\text{s}$ , während das Maximum der Korrelation 01 im linken Bild von  $2 \mu\text{s}$  nach  $1 \mu\text{s}$  bei ca. 800 ms (entspricht  $r = 88 \text{ mm}$ ) abknickt.

Einen dritten Hinweis auf Sondenemission gibt auch der Vergleich der relativen Phasen  $\Delta\Phi^{ij}$  zwischen Einwärtsbewegung der Sonde (noch keine Emission) und

Auswärtsbewegung (jetzt mit Emission bei der Wolframschlaufe): Zwischen zwei nichtemittierenden Sonden (wie z.B. den Graphitspitzen 1/4 und 2/4) sollte eine konstante (aber frequenzabhängige) Phasenbeziehung herrschen, wenn an der gleichen radialen Positionen (einwärts und auswärts) gemessen wird, da beide Spitzen dann das gleiche Potential messen. Eine Voraussetzung hierbei sind zeitlich stationäre Plasmaparameter, insbesondere die Temperatur. Dementsprechend sollte die Differenz  $\Delta\Phi^{02}$  der Phasen einwärts ( $\Phi_{in}$ ) und auswärts ( $\Phi_{out}$ ) ungefähr Null ergeben, die Phasendifferenzen  $\Delta\Phi^{01,12}$  hingegen deutlich ungleich Null. Dieses Verhalten ist in Abb. 5.3 in der Tat zu finden. Graphitspitze und Wolframschlaufe haben einwärts (beide nicht emittierend) eine andere Phasenbeziehung als auswärts (Wolframschlaufe emittiert, Graphitspitze nicht).

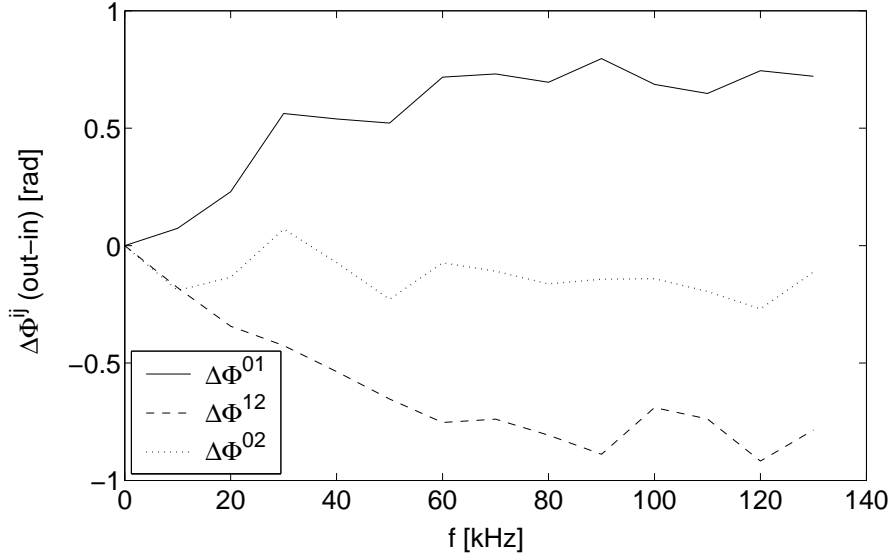


Abbildung 5.3: Differenz der Phasen aus Signalen von drei benachbarten Sonden zwischen Bewegung ins Plasma und Bewegung aus dem Plasma, bei Sondenhubposition  $r = 86$  mm ( $t_{in} = 0.75$  s,  $t_{out} = 0.83$  s).  $\Phi^{01}$ : Phase zwischen Graphit 1/4 und Wolframschlaufe,  $\Phi^{12}$ : Phase zwischen Wolframschlaufe und Graphit 2/4,  $\Phi^{02}$ : Phase zwischen Graphit 1/4 und Graphit 2/4. W7-AS Entladung #56909.

Schließlich ist es noch von Interesse abzuschätzen, wie stark eine emissive Sonde emittiert. Hierzu wurden verschiedene Spitzen in Ionensättigungsschaltung betrieben, um aus der Differenz der Ionensättigungsstromdichten für die Sondenbewegung einwärts wie auswärts den Nettoemissionsstrom zu bestimmen:

$$j_{emi} = \frac{I_{io,sat}^{out}}{S} - \frac{I_{io,sat}^{in}}{S} \quad (5.1)$$

Damit kann man nach Gleichung (2.24) für  $LaB_6$  die untere Grenze der Temperatur der Sonde abschätzen. In Abb. 5.4 ist dies am Beispiel der Graphitspitze 3/4 gezeigt. Der Mittelwert liegt erwartungsgemäß bei Null, da die Graphitspitze

nicht emittiert. Der Maximalwert von ca.  $2.5 \text{ A/cm}^2$  entspricht einer Temperatur von  $2937 \text{ K}$ , die Sonde emittiert kurzfristig Elektronen.

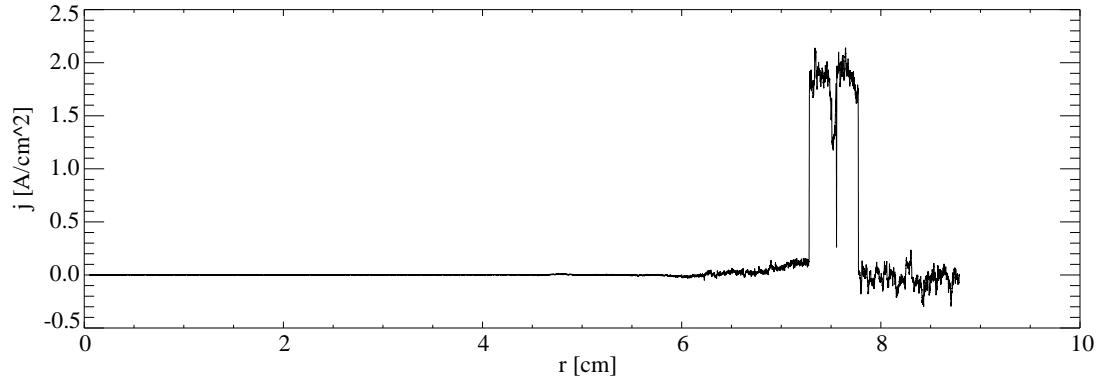


Abbildung 5.4: Graphitspitze 3/4. Emissionsstromdichte  $j(r)$  als Differenz aus den Ionensättigungsstromdichten für auswärtige minus einwärtige Sondenbewegung gegen die radiale Sondenposition  $r$ . W7-AS Entladung #56915.

Für  $\text{LaB}_6$  liefert dieses Verfahren in den vorhandenen Daten keine vernünftige Abschätzung. Es ist keine Hysterese in den Ionensättigungsströmen vorhanden, die eine solche Berechnung ermöglichen würde, obwohl die Farbe der  $\text{LaB}_6$ -Spitze auf Videobildern (vgl. S. 19) auf eine Temperatur schließen lässt, bei der das  $\text{LaB}_6$  deutlich emittieren sollte. Hingegen liefert die direkte Emissionsstrommessung (Abb. 5.5) einen Emissionsstrom von bis zu  $6 \text{ A}$  ( $\Leftrightarrow j \approx 38 \text{ A/cm}^2$ ) für die  $\text{LaB}_6$ -Spitze 1/2 in der Entladung #56914, in #56911 immerhin noch bis zu  $1 \text{ A}$  ( $\Leftrightarrow j \approx 6 \text{ A/cm}^2$ ).

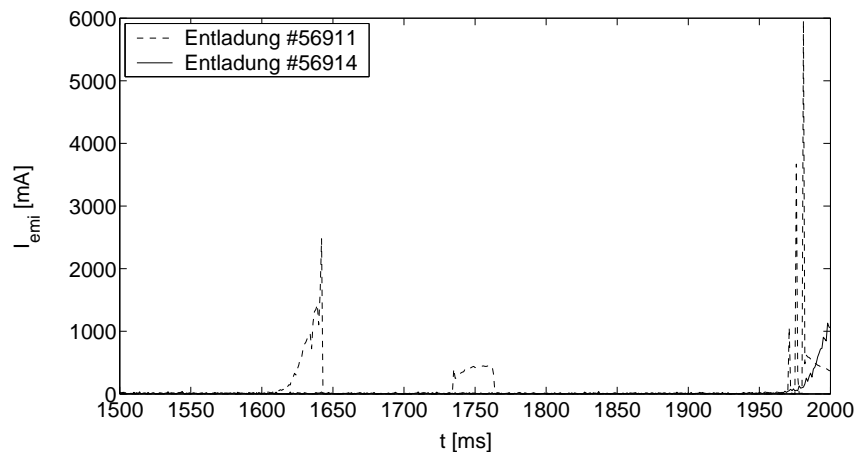


Abbildung 5.5: Emissionsstrom  $I_{\text{emi}}(t)$  von  $\text{LaB}_6$ -Spitze 1/2. Gemessen mittels PC mit einer Samplerate von  $500 \text{ Hz}$ . Der Nullpunkt der Zeitachse  $t$  ist willkürlich.

### 5.1.2 Plasmapotential

Emissive Sonden messen ein Floatingpotential, das wesentlich näher am Plasmapotential liegt als das von nichtemittierenden Sonden. In Abb. 5.6 ist ein Beispiel für den Unterschied, um wieviel höher das Floatingpotential einer emissiven Sonde im Vergleich zur nichtemissiven Sonde sein kann, anhand von W7-AS-Daten gezeigt. Da das Floatingpotential einer emissiven Sonde nicht über dem Plasmapotential liegen kann, aber doch deutlich über dem Floatingpotential einer nichtemissiven Sonde liegt (vgl. Abb. 5.6 im Intervall  $t = 0.81 \dots 0.84$  s), liefert es eine wesentlich genauere Abschätzung des Plasmapotentials.

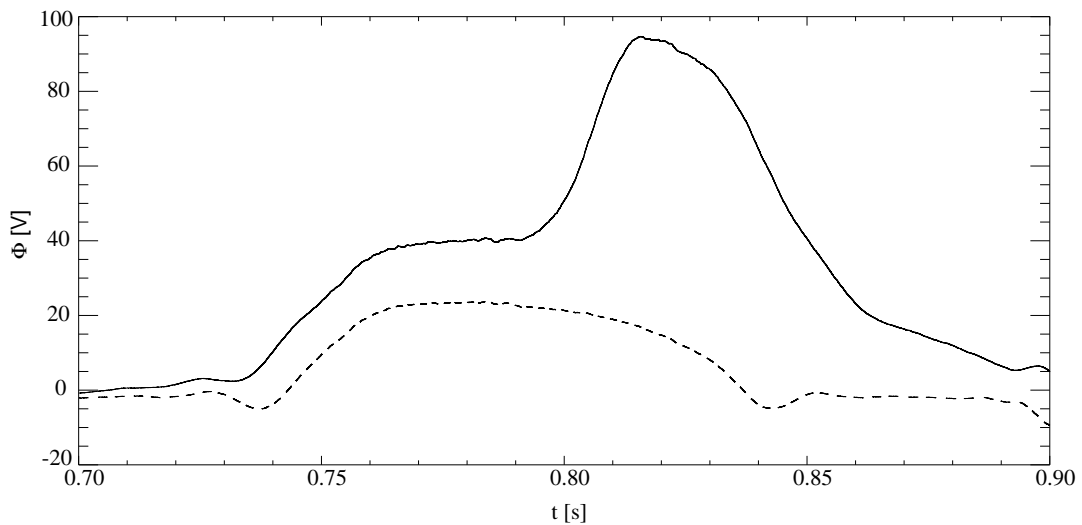


Abbildung 5.6: Durch laufendes Mittel über 10000 Punkte fluktuationsbereinigte Verläufe der Floatingpotentiale  $\Phi(t)$  von Graphitspitze 1/4 (gestrichelt) und Wolframschleife (durchgezogene Linie) gegen die Zeit  $t$ . Der zeitliche Verlauf von  $\Phi$  ist durch das Ein- und Ausfahren der Sonde gegeben. W7-AS Entladung #56909.

Die emissiv und nichtemissiv gemessenen Floatingpotentiale unterscheiden sich vom Plasmapotential um die Summanden  $\beta k_B T_e / e$  bzw.  $\bar{\alpha} k_B T_e / e$ . In der Sondentheorie können  $\beta$ ,  $\bar{\alpha}$  einzeln berechnet werden. Im Experiment sind sie einzeln nicht zugänglich (messbar). Allerdings kann man, wenn man die Elektronentemperatur unabhängig bestimmt, die Differenz der Faktoren

$$\bar{\alpha} - \beta = \frac{\Phi_{\text{fl}}^{\text{emi}} - \Phi_{\text{fl}}^{\text{L}}}{\frac{k_B T_e}{e}} \quad (5.2)$$

berechnen (vgl. Gleichung (2.32)).

Martin Schubert hat auf dem gleichen Sondenkopf Kennlinien mit Hilfe schnellgesweeper<sup>1</sup> Langmuir-Sonden (Graphitspitzen) aufgenommen [Schubert 2003].

<sup>1</sup>Engl. „to sweep“: durchlaufen. Hier ist das schnelle Durchlaufen der Sondenspannung und damit die schnelle Aufnahme einer Sondenkennlinie gemeint.

Aus der Steigung der Kennlinien ist er in der Lage, die Temperatur der Elektronen mit hoher Zeitauflösung zu berechnen. Für Entladung #56909 ergibt sich eine Elektronentemperatur von  $T_e = (30 \pm 5)$  eV. Damit kann die Differenz  $\bar{\alpha} - \beta$  bestimmt werden.

Im Folgenden berechne ich die Differenz  $\bar{\alpha} - \beta$  aus der Differenz der Floatingpotentiale der Wolframschleife (#56909) an gleichen Positionen zwischen Einwärts- (nichtemissiv) und Auswärtsbewegung (emissiv). Die Berechnung aus der Differenz der Floatingpotentiale einer emissiven und einer nichtemissiven Sonde, die zu gleichen Zeiten gemessen wurden, ist im vorliegenden Fall nicht möglich. Die Floatingpotentiale der beiden Spitzen differieren zu einer Zeit, da sie noch nicht emittieren um bis zu 15 V (vgl. Abb. 5.6). Da diese Differenz nicht konstant ist, ist eine genaue Abschätzung schwierig. Grundsätzlich jedoch ist eine Abschätzung auf diese Weise jedoch anzustreben. Der Verlauf von  $\bar{\alpha} - \beta$  im Intervall  $r = 7.8 \dots 8.8$  cm ist in Abb. 5.7 dargestellt.

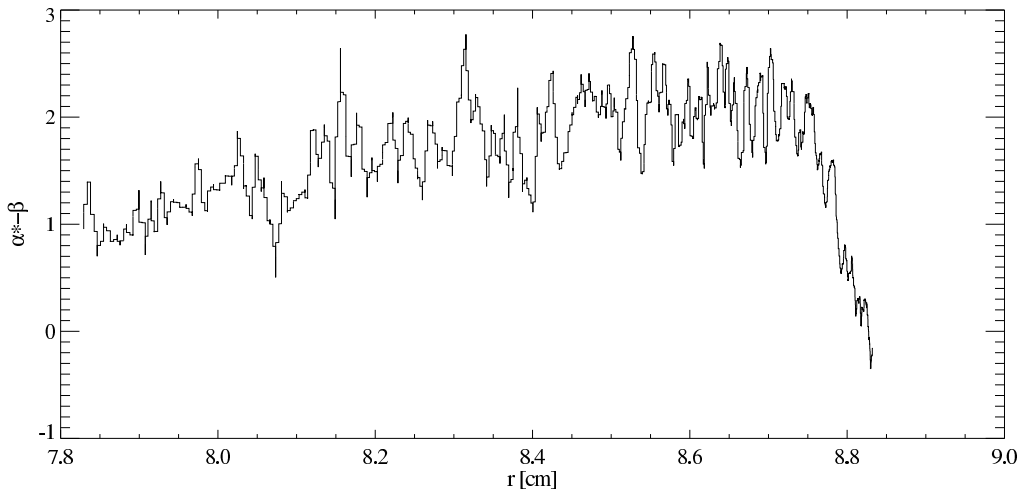


Abbildung 5.7: Gemessene Differenz  $\bar{\alpha} - \beta$  (im Bild:  $\alpha^* := \bar{\alpha}$ ). Der Umkehrpunkt des Schnellhubs liegt bei  $t = 0.78$  s. W7-AS Entladung #56909.

Im Bereich zwischen  $r = 8.4 \dots 8.7$  cm ist der Mittelwert der Differenz  $\bar{\alpha} - \beta$  relativ konstant. Hier liefert das Experiment Werte im Bereich von  $\bar{\alpha} - \beta = 1.5 \dots 2.7$ . Der Vergleich des Mittelwerts mit der Theorie ( $\bar{\alpha}$ ,  $\beta$  vgl. Kapitel 2.3.1, 2.3.2) ergibt

$$\bar{\alpha} - \beta|_{\text{Theorie}} = 2.0 \dots 2.6 \quad (5.3)$$

$$\bar{\alpha} - \beta|_{\text{Exp.}} = \begin{cases} 2.5 & \text{bei } 25 \text{ eV} \\ 2.1 & \text{bei } 30 \text{ eV} \\ 1.8 & \text{bei } 35 \text{ eV} \end{cases} \quad (5.4)$$

Im Rahmen der Messungenauigkeit stimmen gemessener und theoretischer Wert somit recht gut überein.



In dieser Arbeit konnte nur ein exemplarischer Vergleich für eine Entladung vorgenommen werden, da keine weiteren Elektronentemperaturdaten zur Verfügung standen. In Ref. [Schrittwieser 2002] wurde  $\bar{\alpha} - \beta \approx 1.3$  in einem Tokamak ermittelt, allerdings mit einer etwas anderen Messmethode. Erwartet worden war  $\bar{\alpha} - \beta \approx 2.0$ . Ein systematischer Vergleich verspricht somit für weitere Untersuchungen interessante Ergebnisse.

### 5.1.3 Fluktuationen von $\Phi_{fl}$ , $T_e$ und $\Phi_{PI}$

Die in Abb. 5.8 dargestellten Phasenspektren zwischen den beiden Graphitspitzen 1/4 und 2/4 sind, wie vermutet, an derselben Position fast gleich (bei Einwärts- und Auswärtsbewegung der Sonde).

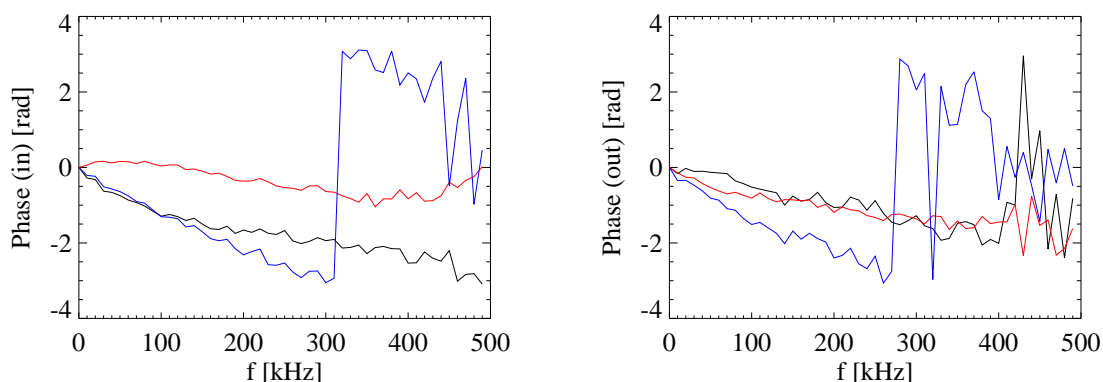


Abbildung 5.8: Phasenspektren (gemittelt über 10 ms) zwischen den Spitzen: 0: Graphit 1/4. 1: Wolframschlaufe. 2: Graphit 2/4. Farbcodierung der Phasen: blau:  $\Phi^{02}$ . rot:  $\Phi^{12}$ . schwarz:  $\Phi^{01}$ . Links: Bewegung der Sonden ins Plasma ( $t_{in} = 0.75$  s). Rechts: Bewegung aus dem Plasma heraus ( $t_{out} = 0.83$  s). W7-AS Entladung #56909.

Aber die Phasenspektren zwischen Graphit und Wolframschlaufe an jeder einzelnen Sondenposition entsprechen nicht den in Kap. 4.4 genannten Erwartungen.  $\Phi^{12}$  und  $\Phi^{01}$  sind im linken Bild (Bewegung der Sonden ins Plasma) entgegen der Erwartung (Abb. 4.16) weder gleich noch sind beide jeweils halb so groß wie  $\Phi^{02}$ . Die Phasen im linken und im rechten Bild von Abb. 5.8 verhalten sich genau konträr, als hätte im linken Bild die Sonde 1 bereits emittiert und im rechten Bild dann nicht mehr. Das ist aber falsch, wie der Floatingpotentialverlauf in Abb. 5.6 beweist. Eine Erklärung dafür, dass dieser geometrische Phasenvergleich nicht möglich ist, kann die Geometrie der mittleren Sonde sein: Die Wolframschlaufe ragte bauartbedingt doppelt soweit in das Plasma hinein wie die anderen Spitzen und hat damit nicht zwangsläufig auf derselben Flussfläche gemessen.

Ein Vergleich von Phasendifferenzen, also der Vergleich der Phasen an zwei gleichen Positionen des Sondenhubes (bei Bewegung der Sonde ins Plasma und auf dem Rückweg), ist jedoch möglich: Dabei ist – wie bereits in Kap. 5.1.1 auf S. 37 angesprochen – die Phasendifferenz  $\Delta\Phi^{02}$  zwischen den beiden nichtemissiven Graphitspitzen 1/4 und 2/4 in einem Frequenzbereich mit genügend hoher Kohärenz gleich Null. Hingegen sind die Phasendifferenzen  $\Delta\Phi^{01,12}$  zwischen den Graphitspitzen und der Wolframschleife ungleich Null (vgl. Abb. 5.3), wenn die Schleife in einen Zeitfenster emittiert und im anderen nicht. Die Phasendifferenzen sind gleich Null, wenn die emissive Sonde selbst auch nicht emittiert (in der äußeren Abschältschicht), oder einwärts wie auswärts emittiert (tief genug im Plasma). Der Fall, dass alle drei Phasendifferenzen Null sind, weil an einem Ort relativ weit außerhalb in der Randschicht gemessen wurde, kann hier nicht beobachtet werden, da die Signale dort im Rauschen untergehen und keine sinnvolle Aussage mehr möglich ist. Hingegen kann beobachtet werden, dass alle drei Phasendifferenzen verschwinden (Abb. 5.9), weil die Sonde bereits während der Einwärtsbewegung heiß genug wurde, um zu emittieren.

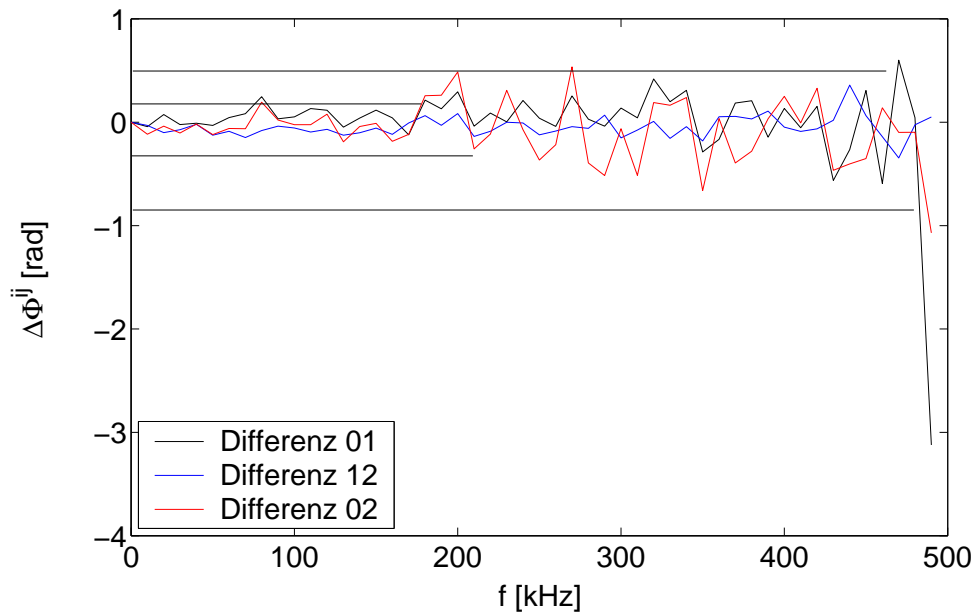


Abbildung 5.9: Differenz der Phasenbeziehungen  $\Delta\Phi^{ij}$  ( $\Phi^{01}$ : Phase zwischen Graphit 1/4 und Wolframschleife,  $\Phi^{12}$ : Phase zwischen Wolframschleife und Graphit 2/4,  $\Phi^{02}$ : Phase zwischen Graphit 1/4 und Graphit 2/4) zwischen Bewegung in und aus dem Plasma. Sondenhubposition  $r = 88$  mm entspricht  $t_{\text{in}} = 0.61$  s und  $t_{\text{out}} = 0.62$  s. Gemittelt über jeweils 10 ms. W7-AS Entladung #56910.

Aufgrund der Mittelung über das Zeitfenster von 10 ms sind die Differenzen nicht exakt Null, liegen aber in einem sehr engen Bereich um Null ( $[-0.087 \dots +0.087]$  rad bis 200 kHz und  $[-0.244 \dots +0.209]$  rad bis 400 kHz).

Aus den Phasendifferenzen kann man die Fluktuationen der Elektronentemperatur<sup>2</sup> gemäß Gleichung (4.1) berechnen. In Abb. 5.10 sind die Spektren der Fluktuationen der Elektronentemperatur gezeigt für drei Positionen des Sondenhubes in der Entladung #56909. Die drei Positionen sind, ausgehend vom Erreichen des Maximalwerts der Schlaufe bei 0.815 s, die innersten drei möglichen Positionen, die in einem zeitlichen Abstand von 10 ms aufeinander folgen ohne zu überlappen (einwärts wie auswärts).

Damit lassen sich nun Abschätzungen der Fluktuationen des Plasmapotentials angeben (Maximalwerte, für  $\beta = 1$ ). Damit ergeben sich im vorliegenden Fall als maximal mögliche Fluktuationsamplituden des Plasmapotentials die in Abb. 5.11 dargestellten Werte, sowie die zugehörigen Phasenwinkel in Abb. 5.12 und 5.13 (Berechnung siehe Anhang A.4).

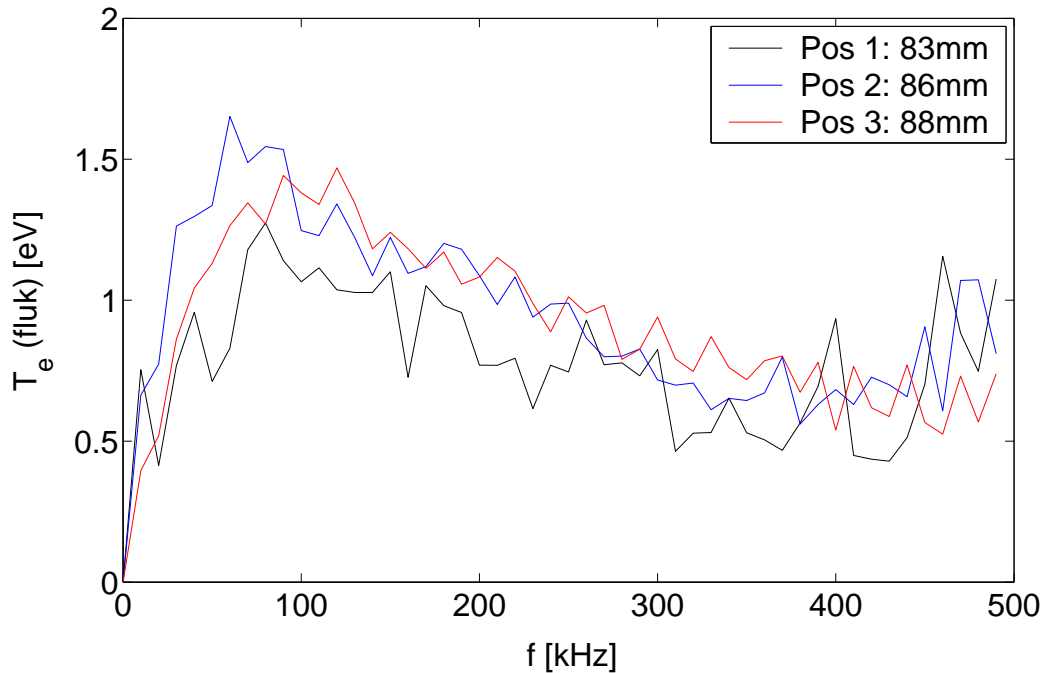


Abbildung 5.10: Spektraldarstellung der Fluktuationen der Elektronentemperatur  $\tilde{T}_e$  an den drei innersten Sondenhubpositionen, die in einem zeitlichen Abstand von 10 ms liegen. W7-AS Entladung #56909.

<sup>2</sup>Im Allgemeinen erweist sich die Messung der Fluktuationen der Elektronentemperatur als schwierig. Meist werden schnell-gesweepete Langmuir-Sonden verwendet.

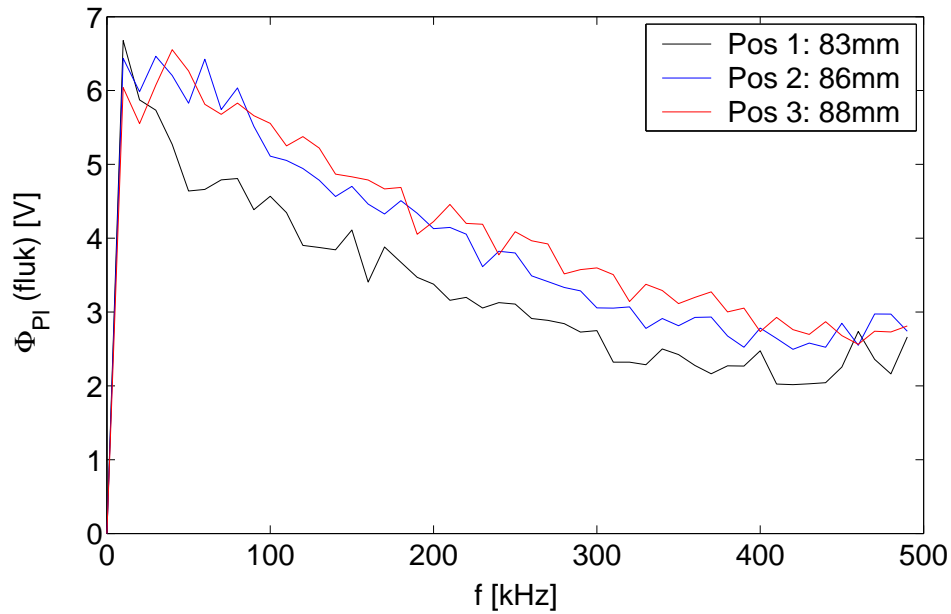


Abbildung 5.11: Aus den  $\tilde{T}_e$ - und  $\tilde{\Phi}_{fl}$ -Fluktuationen berechnete ( $\beta = 1$ ) Fluktuationen des Plasmapotentials  $\tilde{\Phi}_{PI}$  in Spektraldarstellung. W7-AS Entladung #56909.

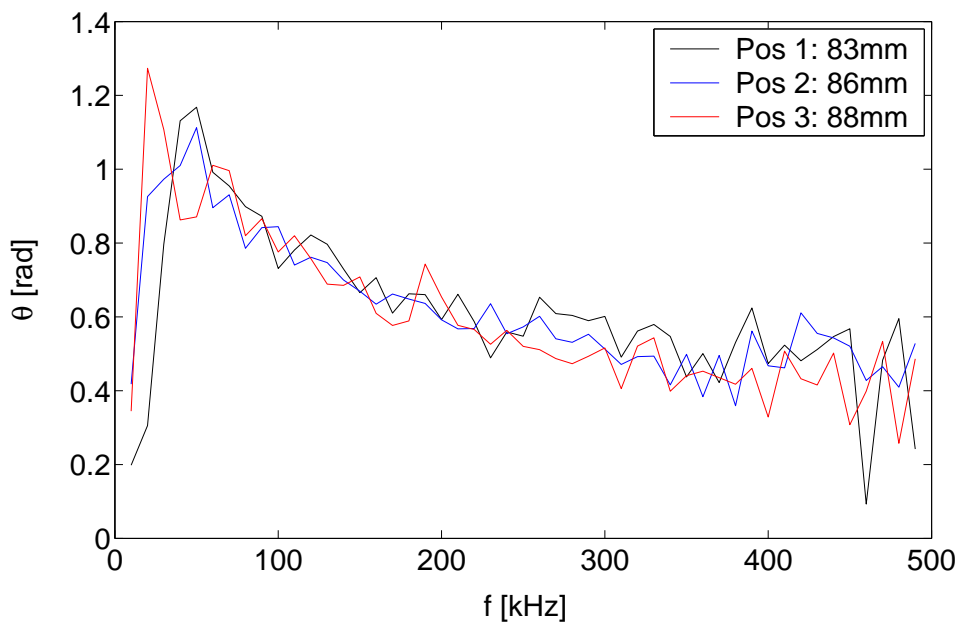


Abbildung 5.12: Spektraldarstellung des Phasenwinkels  $\theta(f)$  zwischen den Fluktuationen von Floatingpotential (emissiv) und Elektronentemperatur, gemessen an den drei innersten Sondenhubpositionen, die in einem Abstand von 10 ms liegen. W7-AS Entladung #56909.

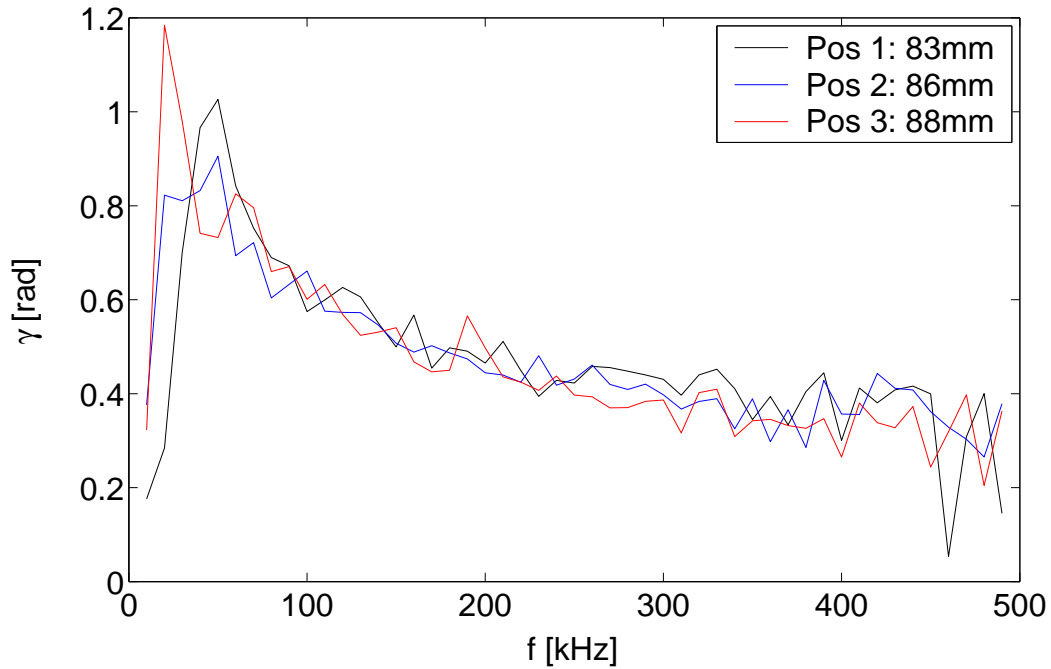


Abbildung 5.13: Spektraldarstellung des Phasenwinkels  $\gamma(f)$  zwischen den Fluktuationen von Plasmapotential und Elektronentemperatur, gemessen an den drei innersten Sondenhubpositionen, die in einem Abstand von 10 ms liegen. W7-AS Entladung #56909.

Um einen quantitativen Eindruck der Stärke der Fluktuationen zu erhalten, kann man aus diesen Daten und den zugehörigen laufenden Mittelwerten  $\mu$  die Standardabweichung  $\sigma$  und daraus das relative Fluktuationsniveau  $\sigma/\mu$  berechnen. Man erhält für die Fluktuationen der Elektronentemperatur die in Tab. 5.1 dargestellten Werte. Diese Werte sind ähnlich groß wie in Ref. [Pfeiffer 1997b] gemessen.

$r$ [mm]	$\sigma$	$\mu$ [eV]	$\sigma/\mu$ [%]
83	5.78	$30 \pm 5$	19.3
86	7.07	$30 \pm 5$	23.6
88	6.82	$30 \pm 5$	22.7

Tabelle 5.1: Standardabweichung  $\sigma$ , Mittelwert  $\mu$  und relatives Fluktuationsniveau  $\sigma/\mu$  der Fluktuationen der Elektronentemperatur. W7-AS Entladung #56909.

### 5.1.4 Effektive Sondenflächen

In magnetisierten Plasmen ist die geometrische Fläche einer Sonde nicht grundsätzlich gleich ihrer effektiven Fläche. Mit Hilfe eines einfachen Modells soll die Vergrößerung der effektiven Sondenfläche am Beispiel zweier Entladungen (#56916 und #56917) diskutiert werden für den Vergleich einer Graphitspitze ( $d_C = 0.9$  mm Durchmesser) mit einer  $\text{LaB}_6$ -Spitze ( $d_{\text{LaB}_6} = 2.0$  mm Durchmesser). Da die Ionensättigungsströme  $I_C$ ,  $I_{\text{LaB}_6}$  nicht konstant sind (wie in Abb. 5.14 für C3/4 zu sehen), wird dabei über alle Werte gemittelt, die zwischen den beiden Punkten der Kurve liegen, die als erstes und als letztes größer als 60% des Maximalwerts sind, so dass sich ein konstanter Wert ergibt.

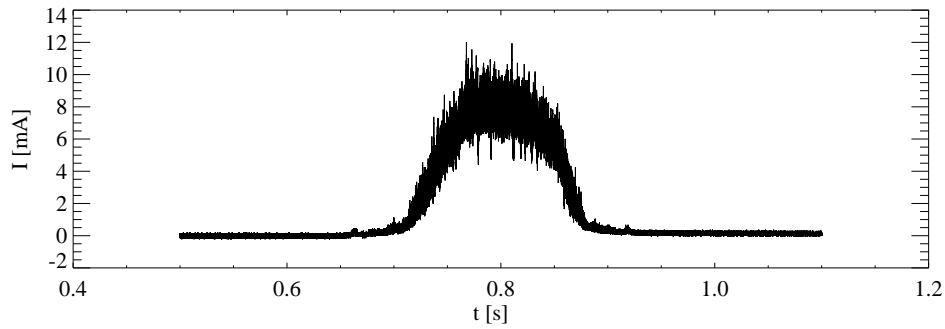


Abbildung 5.14: Ionensättigungsstrom  $I(t)$  der Graphitspitze 3/4 gegen die Zeit  $t$ . Die maximale Eindringtiefe ist bei  $0.79$  s erreicht. W7-AS Entladung #56916.

Bezogen auf die geometrischen Sondenflächen ergeben sich allerdings nicht – wie eigentlich erwartet – dieselben Stromdichten, wie in Tabelle 5.1.4 dargestellt.

Entladung	$I_C$ [mA]	$I_{\text{LaB}_6}$ [mA]	$j_C$ [A/cm <sup>2</sup> ]	$j_{\text{LaB}_6}$ [A/cm <sup>2</sup> ]
#56916	6.90	9.85	0.24	0.17
#56917	21.2	30.5	0.75	0.54

Tabelle 5.2: Ionensättigungsstromdichten und -ströme im Vergleich.

Verbreitert man die beiden Flächen gemäß Abb. 5.15 um einen gleichen Abstand  $r$ , also

$$A = h \frac{\pi d}{2} \mapsto A^* = (h + r) \left( \frac{\pi d}{2} + 2r \right), \quad (5.5)$$

so kann man diesen Parameter aus der geforderten Gleichheit der beiden Stromdichten

$$\frac{I_{\text{LaB}_6}}{A_{\text{LaB}_6}^*} = \frac{I_C}{A_C^*} \quad (5.6)$$

berechnen zu

$$r = \frac{-\beta - \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\gamma}}{2\alpha}. \quad (5.7)$$

Dabei ist

$$\alpha = I_C - I_{\text{LaB}_6}. \quad (5.8)$$

$$\beta = I_C h_{\text{LaB}_6} - I_{\text{LaB}_6} h_C + \frac{\pi}{4} (I_C d_{\text{LaB}_6} - I_{\text{LaB}_6} d_C). \quad (5.9)$$

$$\gamma = \frac{\pi}{4} (I_C h_{\text{LaB}_6} d_{\text{LaB}_6} - I_{\text{LaB}_6} h_C d_C). \quad (5.10)$$

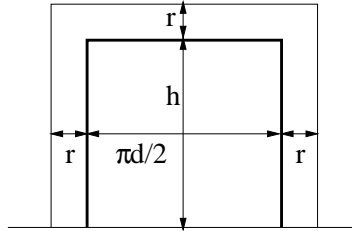


Abbildung 5.15: Modellschema der Verbreiterung einer Sondenspitze der Fläche  $A = h\pi d/2$  um einen Radius  $r$ .

Für eine Ionentemperatur  $T_i = 40$  eV und ein Magnetfeld  $B = 2.0$  T (#56916, #56917), sowie mit den Höhen<sup>3</sup>  $h_C = 2.0$  mm,  $h_{\text{LaB}_6} = 1.8$  mm, findet man eine Verbreiterung um den Abstand  $r$  von

$$r = 0.91 \text{ mm} \Leftrightarrow r = 1.66 \varrho_p \quad (\#56916).$$

$$r = 0.88 \text{ mm} \Leftrightarrow r = 1.61 \varrho_p \quad (\#56917).$$

Hier ist  $\varrho_i = 0.55$  mm der Gyroradius der Protonen mit thermischer Geschwindigkeit.

Dies bedeutet, dass mehr als nur die Protonen, die sich im Flussschlauch befinden, die Sonde erreichen. Zwar beträgt die Debye-Länge mit obigen Plasmamparametern  $\lambda_D = 0.02$  mm, aber senkrecht zum Magnetfeld greift aufgrund der Gyrationbewegung das Abschirmmodell nicht, und man muss als Abschirmlänge senkrecht zum Magnetfeld den Gyroradius annehmen (vgl. Kap. 2.3.1). Die Verbreiterung der Sondenfläche liegt im Bereich des mittleren Gyroradius der Ionen (senkrecht zum Magnetfeld). Man muss also bei Ionensättigungsstrommessungen die Projektionsfläche um ca.  $1.66\varrho_i$  verbreitert annehmen. Andere Untersuchungen zeigen Ergebnisse der gleichen Größenordnung [Gunn 2001].

<sup>3</sup>Diese tragen der Tatsache Rechnung, dass die LaB<sub>6</sub>-Spitze nicht auf der gesamten Länge  $l = 2$  mm Plasmakontakt hat, sondern teilweise von der schräg verlaufenden Isolation verdeckt ist (vgl. auch Abb. 4.7).

Ich habe bewusst dieses einfache Modell gewählt, ohne die Fläche des  $\text{LaB}_6$  um einen mittleren Ionengyroradius zu vergrößern (wie in Kap. 2.3.1 angesprochen). Eine solche Vergrößerung, von Anfang an, bedarf einer experimentellen Untersuchung. Dazu wären Messungen des Ionensättigungsstroms mit mehreren unterschiedlich großen Sonden nötig.

Mit der Wolframspitze ist diese Überlegung nicht möglich, da die Wolframspitze mit einem Durchmesser von  $d = 0.1 \text{ mm}$  kleiner ist als der mittlere Gyroradius der Protonen von  $\varrho_i = 0.55 \text{ mm}$  und damit keine sinnvollen Daten in Ionensättigungsschaltung liefert. Die Stromdichtewerte der Wolframspitze sind im Schnitt  $1/20$  der Werte der anderen beiden Spitzen.



## 5.2 VINETA - Messungen

Gemessen wurde in einer Helikonentladung mit Argon als Hintergrundgas bei  $p = 2.4 \cdot 10^{-1}$  Pa, einem Magnetfeld von  $B = 75$  mT und einer eingekoppelten Leistung von  $P = 3$  kW bei 13.56 MHz.

### 5.2.1 Bestimmung der Sondentemperatur

Die Aufnahme von Sondenkennlinien emissiver und nichtemissiver Sonden auf einem Sondenkopf vereint (vgl. Abb. 4.13) ermöglicht durch Auswertung des Ionensättigungsasts eine Abschätzung der Emissionsstromdichte und damit der Sondentemperatur. Aus der Differenz der Ionensättigungsströme von emissiver und nichtemissiver Sonde errechnet sich die Emissionsstromdichte gemäß:

$$j_{\text{emi}} = \frac{I_{\text{io,sat}}^{\text{emi}} - I_{\text{io,sat}}^{\text{L}}}{S_{\text{emi}}} \quad (5.11)$$

Der radiale Verlauf ist in Abb. 5.16 dargestellt.

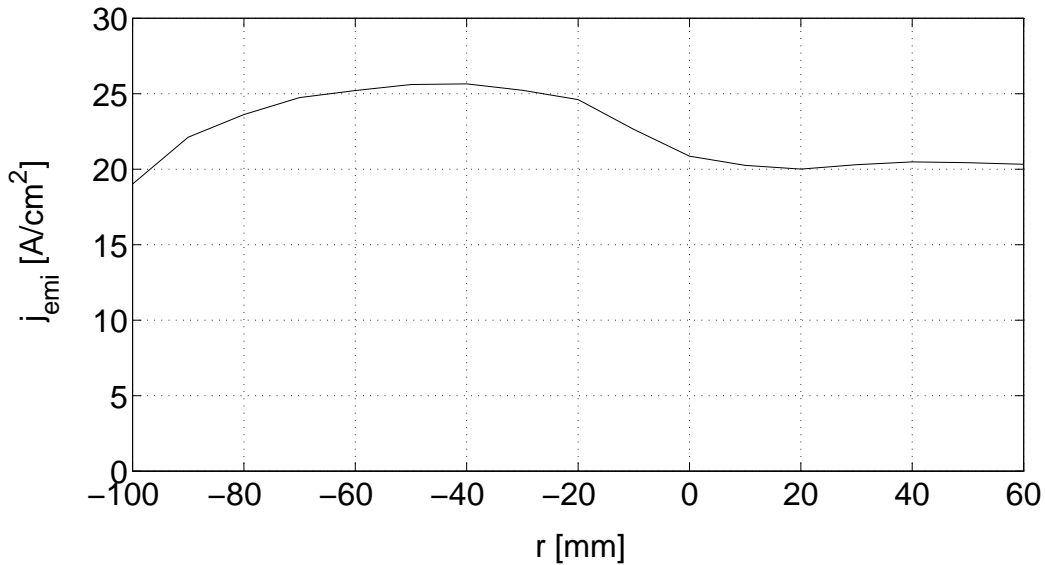


Abbildung 5.16: Nach Gleichung (5.11) berechnete Emissionsstromdichte  $j_{\text{emi}}$  im radialen Verlauf ( $r = 0$  mm: Zentrum).

Mit Hilfe von Gleichung (2.24) kann man nun vom Intervall  $j = 20 \dots 25$  A/cm<sup>2</sup> auf die Sondentemperatur  $T_{\text{H}}$  zurückschließen. Man findet  $T_{\text{H}} = 3070 \dots 3100$  K. Dies entspricht dem höchsten Wert der Tabelle 3.1. Dieser Temperaturbereich könnte dazu führen, dass sich eine Doppelschicht (vgl. Kap. 2.3.2) vor der Sonde bildet, so dass das Floatingpotential der emissiven Sonde nicht mehr näher an das Plasmapotential kommen kann.

### 5.2.2 Floatingpotentialscan

Ein Vergleich zur reinen Floatingpotentialmessung ist durch Aufnahme von Kennlinien an gleichen radialen Positionen möglich. Es kann zum einen das Floatingpotential der Kennlinie dargestellt werden und zum anderen können Rückschlüsse auf das Plasmapotential (folgender Abschnitt) gezogen werden.

Zunächst gilt es zu überprüfen, in wie weit sich die Emission in der Kennlinie bemerkbar macht. Abb. 5.17 zeigt den Unterschied zwischen den Kennlinien von emissiver und nichtemissiver Sonde. Dabei wurde im vorherigen Abschnitt bereits der Nettoemissionsstrom der geheizten Schlaufe aus der Differenz der Sättigungsströme für negative Spannungen berechnet. Ein typischer Unterschied zwischen emissiver und nichtemissiver Kennlinie ist ein größerer Sättigungsstrom für negative Spannungen. Weiterhin erkennt man in Abb. 5.17, dass auch das Floatingpotential der emissiven Sonde näher an das Plasmapotential (gekennzeichnet durch den Knick in der Kennlinie) herankommt im Vergleich zur nichtemissiven Sonde.

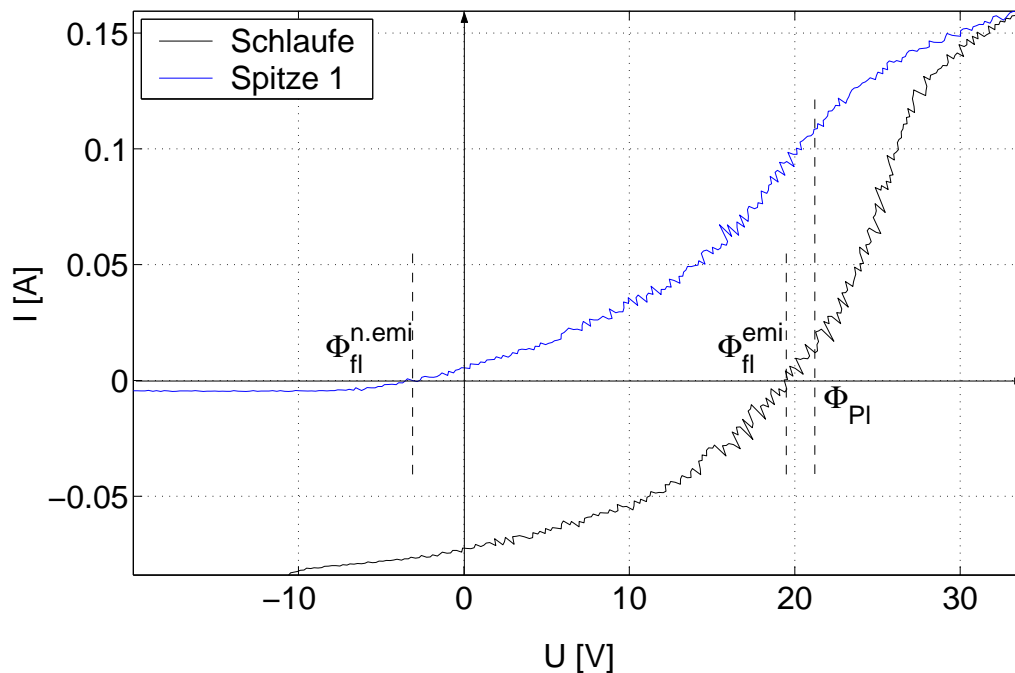


Abbildung 5.17: Sondencharakteristiken  $I(U)$  (schwarz: Wolframschlaufe, emissiv. blau: Wolframspitze, nichtemissiv) in einer Helikontladung bei  $r = -40$  mm (Plasmazentrum bei  $r = 0$  mm). Die vorgegebene Spannung  $U$  wurde ebenfalls gemessen.

Nun kann man die Floatingpotentialwerte der ursprünglichen reinen Floatingpotentialmessung (Abb. 5.18) als Radialscan darstellen. Ebenso kann man die Floatingpotentialwerte, die aus den gemessenen Kennlinien ermittelt wurden, als Radialscan darstellen (Abb. 5.19). Damit kann man die Ergebnisse aus beiden Messungen miteinander vergleichen.

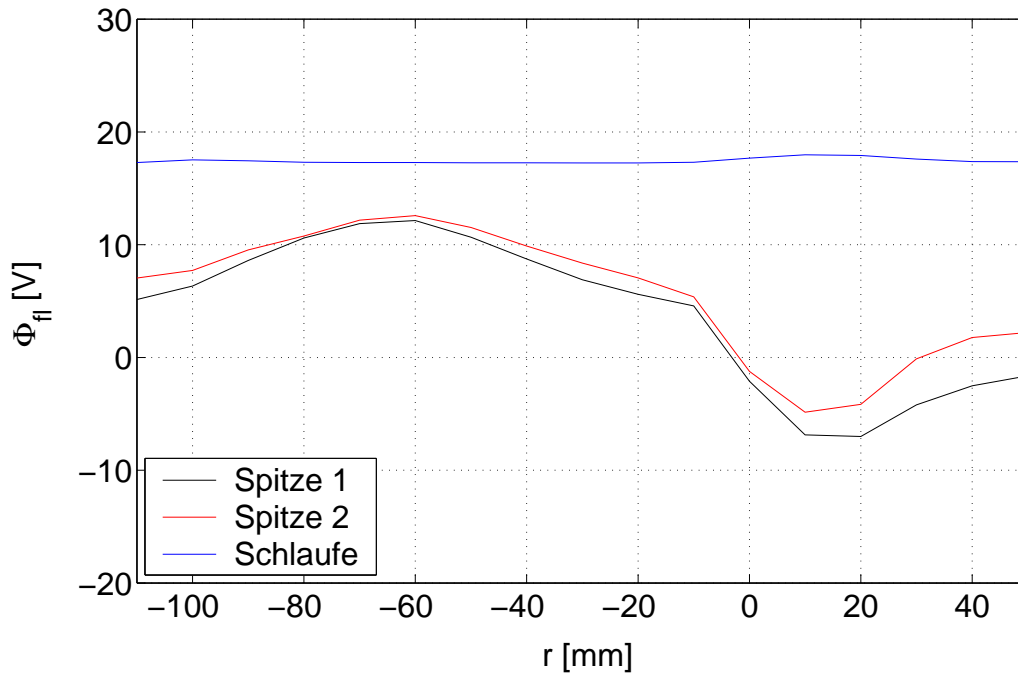


Abbildung 5.18: Radialprofil des Floatingpotentials  $\Phi_{fl}(r)$  im Helikonplasma. Messung in Floatingpotentialschaltung.

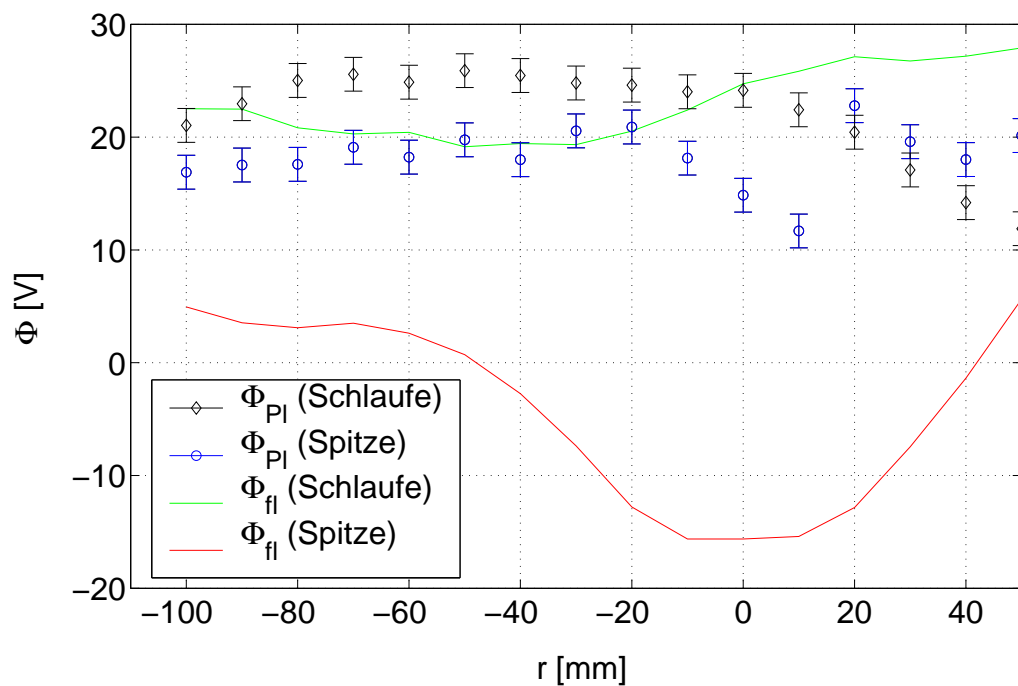


Abbildung 5.19: Floatingpotential  $\Phi_{fl}$  und Plasmapotential  $\Phi_{Pl}$  im Helikonplasma, ermittelt aus den aufgenommenen Kennlinien an den entsprechenden radialen Positionen.

Interessant ist der deutliche Unterschied im radialen Verlauf des Floatingpotential zwischen den nichtemissiven Spitzen und der emissiven Schlaufe. Dieser Unterschied tritt in beiden Abbildungen auf. Da das Helikonplasma durch eine Whistler-Welle stark geheizt wird, besteht die Möglichkeit, dass diese Welle lokal Elektronen aufheizt. Damit wären lokal hochenergetische Elektronen vorhanden [Chen 1999]. Insbesondere im Plasmazentrum, wo die Anregung am stärksten ist, ist dieses möglich. Diese nichtthermischen Elektronen haben auf die nichtemissive Sonde einen wesentlich stärkeren Einfluss als auf die emissive Sonde. Dies könnte erklären, warum das Floatingpotential der nichtemissiven Sonde in der Nähe des Plasmazentrums abnimmt, während das Floatingpotential der emissiven Sonde nahezu konstant bleibt. Eine andere Erklärung kann aus dem Radialprofil der Elektronentemperatur gewonnen werden. Falls das Profil der Elektronentemperatur zum Zentrum des Plasmas hin in einem spitzen Verlauf zunimmt, so kann das den starken Unterschied zwischen emissiv und nichtemissiv ermittelten Floatingpotentialwerten in diesem Bereich erklären. Für eine Entscheidung muss das radiale Profil der Elektronentemperatur genau bestimmt werden. Das war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

Im Vergleich der Floatingpotentialwerte in Abb. 5.18 und Abb. 5.19 fällt außerdem auf, dass in beiden Abbildungen nicht die gleichen Werte zu sehen sind, obwohl in beiden Fällen an gleichen Positionen und mit gleichen Plasmaparametern gemessen wurde. Zum Beispiel liegt in Abb. 5.18 das Floatingpotential der emissiven Sonde konstant unter 20 V, während es in Abb. 5.19 fast immer über 20 V liegt. Ähnliche systematischen Abweichungen wurden schon bei anderen Experimenten beobachtet [Perry 2002]. Genauere Untersuchungen dieser Abweichungen sowie des unterschiedlichen Verlaufs von Floatingpotentialprofilen von emissiven und nichtemissiven Sonden in Helikonplasmen in der VINETA erscheinen daher nötig.

### 5.2.3 Plasmapotential

Weiterhin kann man aus den Sondenkennlinien das Plasmapotential ermitteln. Nach Langmuirscher Theorie (vgl. Kap. 2.3.1) stellt der Knick zwischen Elektronenanlauf- und Elektronensättigungsbereich das Plasmapotential dar. Dazu werden Fluktuationen, die auf der Messkurve liegen, mit Hilfe eines Savitzky-Golay-Filters<sup>4</sup> herausgefiltert. Die nun glatte und damit differenzierbare Funktion  $I(U)$  wird nun einmal differenziert. Die zu dem Maximum der ersten Ableitung zugehörige Spannung ergibt das Plasmapotential.

In Abb. 5.19 ist dieses für jede Kennlinie ermittelt und gegen den Ort aufgetragen worden, an dem die Kennlinie aufgenommen wurde.

Die Messpunkte wurde in einem radialen Abstand von 10 mm aufgenommen. Eine detailgenauere Aufnahme von Sondenkennlinien – emissiv und nichtemissiv parallel – könnte unter Verwendung einer verbesserten Auswerteroutine genau-

---

<sup>4</sup>auch bekannt als Prinzip der kleinsten Fehlerquadrate (least squares) oder DISPO (digital smoothing polynomial).

er Aufschluss über den Plasmapotentialverlauf in einer Helikontladung geben. Dies liegt nicht im Rahmen dieser Arbeit.

Interessant ist aber der im Vergleich zu den W7-AS-Messungen (vgl. Abb. 5.6) starke Unterschied im Verlauf der Floatingpotentiale von emissiver und nicht-emissiver Sonde. Man kann jedoch sagen, dass das emissiv gemessene Floatingpotential hier den Verlauf des Plasmapotentials deutlich besser widerspiegelt, als es das nichtemissiv gemessene Floatingpotential tut.



# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Die Entwicklung neuer sowie die Optimierung bestehender elektrostatischer Sonden ist ein wichtiger Aspekt in der Sondendiagnostik der Randschicht eines magnetisierten Plasmas. In dieser Arbeit wurden verschiedene Varianten elektrostatischer Sonden auf ihre Tauglichkeit in Fusionsplasmen hin untersucht. Dabei wurden die folgenden Erfahrungen gemacht:

Im W7-AS lieferte die Wolframspitze (Drahtdicke  $100\ \mu\text{m}$ ) keine verwertbaren Messdaten. Die genaue Ursache konnte nicht ermittelt werden, aber es scheint sehr wahrscheinlich zu sein, dass die Spitze sofort bei Kontakt mit dem Plasma geschmolzen ist. Es kann aber auch sein, dass die Spitze zu dünn und zu kurz war. Möglicherweise sollte eine dickere Drahtspitze verwendet werden, um zu verhindern, dass die thermische Oberflächenbelastung die Spitze erodiert und damit zerstört. Eine Wolframdrahtschleufe derselben Drahtdicke hat hingegen sehr lange verwertbare Messdaten geliefert. Interessant ist dabei die wesentlich längere Lebensdauer im Vergleich zur Wolframspitze. Diese Tatsache sollte genauer studiert werden. Bauartbedingt ragte die Schleufe etwa 2 mm tiefer ins Plasma als die benachbarten Sonden. In einem nächsten Entwicklungsschritt sollte dieses behoben werden. Die Heizleistung des Plasmas war in Abhängigkeit von der Eindringtiefe des Sondenhubes ausreichend groß, denn die Schleufe hat auch ohne externe Heizung emittiert. Beim Versuch, die Sonde extern zu heizen, um in den äußeren Bereichen der Randschicht auch schon emissiv messen zu können, muss die Schleufe durchgebrannt sein, da sie keine Unterschiede im Einsetzen der Emission im Vergleich mit Entladungen ohne Heizung zeigte. Bei weiteren Versuchen sollte daher die thermische Heizleistung des Plasmas bei der Sondenheizung berücksichtigt werden.

Die  $\text{LaB}_6$ -Spitzen zeigten nur bei direkter Emissionsstrommessung deutliche Emission. Bei den Potential- und Ionensättigungsstrommessungen hingegen waren keine Anzeichen von Emission sichtbar. Allerdings waren sie nach Benutzung deutlich erodiert. Ebenso weisen Videoaufnahmen auf eine Temperatur hin, die oberhalb der für eine Emission nötigen Temperatur liegt. Dies könnte darauf hin deuten, dass die Spitzen von Beginn an emittiert haben. Damit treten keine Hysteresen

in den Messungen auf. Benachbarte Graphitspitzen zeigten jedoch dasselbe Floatingpotential wie die  $\text{LaB}_6$ -Spitzen. Das kann nur bedeuten, dass entweder die  $\text{LaB}_6$ -Spitzen nicht emittiert haben, oder dass die benachbarten Spitzen von Anfang an emittiert haben. Allerdings sind bei benachbarten Spitzen Hysteresen zu sehen, was eine Emission von Anfang an ausschließt.

Das Verhalten der Temperaturfluktuationen wurde mit Hilfe emissiver Sonden bestimmt. Dies ist eine andere Methode als die in früheren Arbeiten [Pfeiffer 1997b, Balbín 1992, Hidalgo 1992, Giannone 1994, Meier 1997a, Boedo 1995] angewendeten Methoden. Er bestätigt die im Rahmen früherer Arbeiten gefundenen Werte. Ferner konnte eine Obergrenze der Fluktuationen des Plasmapotentials bestimmt werden. Ein geometrischer Phasenvergleich war in dieser Arbeit nicht möglich, sollte aber im Rahmen der Phasenanalyse der Fluktuationen weiter verfolgt werden. Transportmessungen mit Hilfe emissiver Sonden stellen eine weitere Möglichkeit dar, die mit Hilfe von nichtemittierenden Sonden gewonnenen Daten zu verifizieren.

Ein Vergleich der Plasmapotentiale, ermittelt aus den Messungen mit emissiven und nichtemissiven Sonden, zeigt in Verbindung mit der zugehörigen Sonden­theorie eine gute Übereinstimmung. Damit bestätigt die Messung mit emissiven Sonden in Verbindung mit der Sonden­theorie die nichtemissiv ermittelten Werte des Plasmapotentials. Ebenfalls bestätigt wird, im Rahmen der Genauigkeit, der theoretisch vorhergesagt Wert der Differenz  $\bar{\alpha} - \beta$ . Hier sollten weitere Studien durchgeführt werden, da Untersuchungen bei verschiedenen Entladungsbedingungen in dieser Arbeit nicht möglich waren.

In Niedertemperaturplasmen (VINETA) hingegen sind direkt geheizte Sonden nicht einsetzbar. Hier müssen indirekt geheizte Sonden eingesetzt werden. Der Einsatz solcher Sonden aus z.B.  $\text{LaB}_6$  ist möglich. Allerdings erscheint es sinnvoll, den in der räumlichen Ausdehnung wesentlich kleiner zu bauenden Wolframdrahtschlaufen den Vorzug zu gewähren.  $\text{LaB}_6$  ist ein Sintermaterial. Dies hatte zur Folge, dass die kleinste Ausführung eines indirekt heizbaren Hohlzylinders einen Außendurchmesser von 6 mm hat. Ein weiteres Problem ist die Heizung durch eine innenliegende Wendel. Selbst bei Optimierung der Wickelung hat die Anordnung zwei Schwachstellen: den Knick, den der Draht am Übergang von Wendel zur Rückführung machen muss und die Tatsache, dass die tragende Keramik nur bis  $T = 2273 \text{ K}$  stabil ist. Daher macht die Ausschau nach alternativen Heizmöglichkeiten Sinn. Die Laserheizung stellt dabei einen Favoriten dar, da somit stromfrei geheizt werden kann.

In der Helikonentladung des VINETA-Experiments wurde gezeigt, dass der Floatingpotentialverlauf (radial) einer emissiven Sonde den Verlauf des Plasmapotentials wesentlich besser nachvollzieht, als das durch das Floatingpotential einer nichtemittierenden Sonde der Fall ist. Im Vergleich zwischen Floatingpotentialmessung und Bestimmung des Floatingpotentials aus Kennlinien fällt auf, dass das Floatingpotential der emissiven Sonde größer wird. Hingegen nimmt das nicht-



emissiv gemessene Floatingpotential bei der Kennlinienauswertung kleinere Werte an als bei direkter Messung. Ebenso unterscheiden sich die Differenzen von Punkt zu Punkt. Ausführlichere Untersuchungen zum Vergleich der Messwerte emissiver und nichtemissiver Sonden in der VINETA sollten daher durchgeführt werden.



# A

## Anhang

### A.1 Rechnung zur hohlzylinderförmigen LaB<sub>6</sub>-Sonde

Nimmt man an, dass es keine Temperaturgradienten innerhalb der Materialien gibt, so dass man der Einfachheit halber von einer homogenen Temperatur sprechen kann, so kann man berechnen, welche Oberfläche die Wolframheizung mindestens haben muss, damit das LaB<sub>6</sub> die erforderliche Temperatur erreicht. Zur Vereinfachung sei hier (Abb. A.1) die Wolfram-Heizwendel als homogener Vollzylinder angenommen und die Umgebung als schwarzer Strahler.

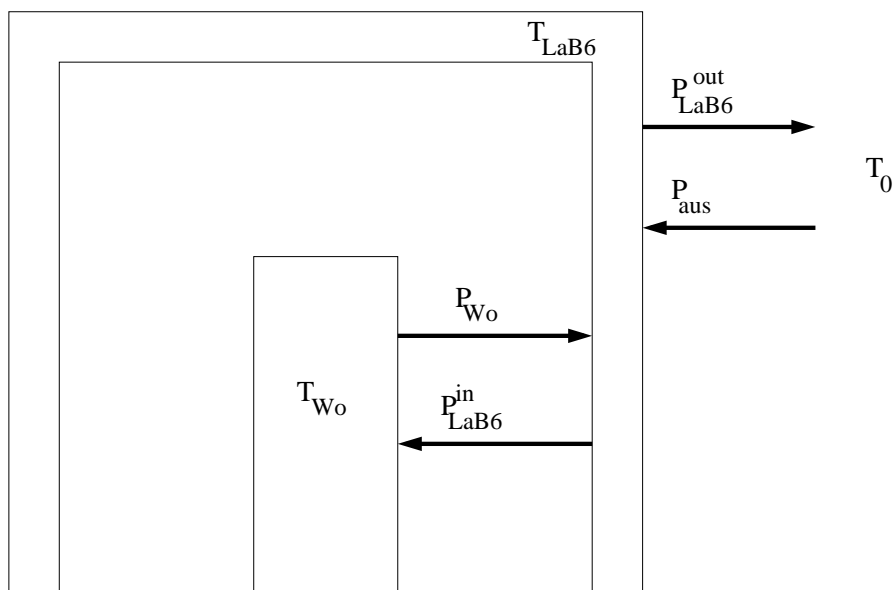


Abbildung A.1: Abgestrahlte Leistungen von Wolframheizung, LaB<sub>6</sub>-Sonde und Umgebung.

Nach Stefan-Boltzmann fließen dann folgende Strahlungsleistungen:

$$P_{\text{Wo}} = S_{\text{Wo}} \epsilon_{\text{Wo}} \sigma T_{\text{Wo}}^4 \quad (\text{A.1})$$

$$P_{\text{LaB}_6}^{\text{in}} = S_{\text{LaB}_6}^{\text{in}} \epsilon_{\text{LaB}_6} \sigma T_{\text{LaB}_6}^4 \quad (\text{A.2})$$

$$P_{\text{LaB}_6}^{\text{aus}} = S_{\text{LaB}_6}^{\text{aus}} \epsilon_{\text{LaB}_6} \sigma T_{\text{LaB}_6}^4 \quad (\text{A.3})$$

$$P_{\text{aus}} = S_{\text{LaB}_6}^{\text{aus}} \sigma T_0^4 \quad (\text{A.4})$$

Als effektiv fließende Leistungen ergeben sich damit die Differenzen  $P_1 = P_{\text{Wo}} - P_{\text{LaB}_6}^{\text{in}}$  im Inneren und  $P_2 = P_{\text{LaB}_6}^{\text{aus}} - P_{\text{aus}}$  nach außen. Energieerhaltung fordert dann  $P_1 = P_2$ . Ineinander eingesetzt, kann man nach  $S_{\text{Wo}}$  auflösen und erhält:

$$S_{\text{Wo}} = \frac{\epsilon_{\text{LaB}_6}}{\epsilon_{\text{Wo}}} \frac{T_{\text{LaB}_6}^4}{T_{\text{Wo}}^4} \cdot (S_{\text{LaB}_6}^{\text{aus}} + S_{\text{LaB}_6}^{\text{in}}) - \frac{1}{\epsilon_{\text{Wo}}} \frac{T_0^4}{T_{\text{Wo}}^4} = 692.3 \text{ mm}^2 \quad (\text{A.5})$$

für  $\epsilon_{\text{LaB}_6} = 0.71$ ,  $\epsilon_{\text{Wo}} = 0.431$ ,  $T_{\text{LaB}_6} = 1690 \text{ K}$ ,  $T_{\text{Wo}} = 2273 \text{ K}$ ,  $T_0 = 293 \text{ K}$  und  $S_{\text{LaB}_6}^{\text{in}} = 404.4 \text{ mm}^2$ ,  $S_{\text{LaB}_6}^{\text{aus}} = 970.8 \text{ mm}^2$ .

Hieraus ergeben sich die auf Seite 20 angegebenen Werte.

## A.2 Berechnungen zur LaB<sub>6</sub>-Sonde in Pelletform

Analog A.1 berechnet sich die Oberfläche der Heizspirale des Pellets (Abb. A.2) aus

$$P_{\text{hot}} = S_{\text{Wo}} \epsilon_{\text{Wo}} \sigma T_{\text{Wo}}^4 \quad (\text{A.6})$$

$$P_{\text{cold}} = S_{\text{LaB}_6} \epsilon_{\text{LaB}_6} \sigma T_{\text{LaB}_6}^4 \quad (\text{A.7})$$

$$P_{\text{out}} = S_{\text{LaB}_6} \epsilon_{\text{LaB}_6} \sigma T_{\text{LaB}_6}^4 \quad (\text{A.8})$$

$$P_{\text{in}} = S_{\text{LaB}_6} \sigma T_0^4 \quad (\text{A.9})$$

mit  $\epsilon_{\text{LaB}_6} = 0.71$ ,  $\epsilon_{\text{Wo}} = 0.431$ ,  $T_0 = 293 \text{ K}$  und  $S_{\text{LaB}_6} = \pi \cdot d^2/4 = 28.3 \text{ mm}^2$ .

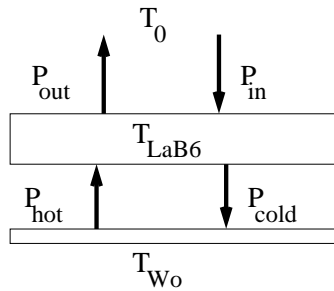


Abbildung A.2: Leistungsbilanz von Wolframheizung, LaB<sub>6</sub>-Pellet und Umgebung.

Daraus folgt als Fläche der Heizung

$$S_{Wo} = \begin{cases} 28.5 \text{ mm}^2 & \text{für } T_{Wo} = 2273 \text{ K}, T_{LaB_6} = 1690 \text{ K} \\ 25.0 \text{ mm}^2 & \text{für } T_{Wo} = 2500 \text{ K}, T_{LaB_6} = 1800 \text{ K} \\ 19.5 \text{ mm}^2 & \text{für } T_{Wo} = 2500 \text{ K}, T_{LaB_6} = 1690 \text{ K} \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

und damit als Länge des Heizdrahts ( $d = 200 \mu\text{m}$ ):

$$L_{Wo} = \begin{cases} 91 \text{ mm} \\ 80 \text{ mm} \\ 62 \text{ mm} \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

Unter der Annahme konzentrischer Windungen (mit  $r_{\text{max}} = 3 \text{ mm}$ ,  $r_{\text{min}} = 1 \text{ mm}$ ) entspricht dies:

$$N_{Wo} = \begin{cases} 7 \text{ Windungen im Abstand von } 0.30 \text{ mm} \\ 6 \text{ Windungen im Abstand von } 0.35 \text{ mm} \\ 5 \text{ Windungen im Abstand von } 0.50 \text{ mm} \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

### A.3 Datenauswerteformeln

Bei der Berechnung der Umrechnungsformeln von Rohdaten (in Volt) in die mit der Sonde gemessenen Potentiale und Ströme habe ich die benutzten Messgeräte (Differenzverstärker und Nicolet-Analog-Digital-Konverter) mit einfachen Modellen (Abb. A.3 und Abb. A.4) in die Berechnung integriert. Dies erlaubt eine genauere Umrechnung auf die gemessenen Größen.

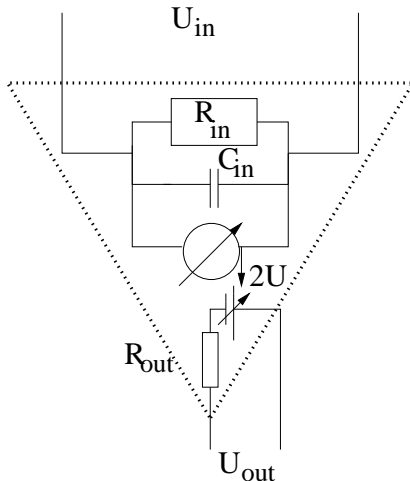


Abbildung A.3: Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines Differenzverstärkers. Verstärkung um den Faktor 2.

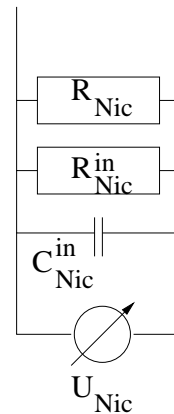


Abbildung A.4: Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines analog-digital-konvertierenden Spannungsmessers.

Dabei sind  $R_{\text{in}} = 1 \text{ M}\Omega$ ,  $C_{\text{in}} = 47 \text{ pF}$ ,  $R_{\text{out}} = 50 \Omega$ , sowie  $R_{\text{Nic}} = 50 \Omega$  (Abschlusswiderstand),  $R_{\text{Nic}}^{\text{in}} = 1 \text{ M}\Omega$ ,  $C_{\text{in}}^{\text{Nic}} = 50 \text{ pF}$ .

### A.3.1 Floatingpotential

Das Floatingpotential im W7-AS wurde mit der Schaltung Abb. 4.4 gemessen. Dabei wurde am AM502 eine Verstärkung um den Faktor zwei benutzt. Gemäß den Regeln zur Addition von Widerständen und Kapazitäten ergeben sich am Eingang des AM502, am Ausgang des AM502 und am Eingang des Nicolet-Datenerfassungssystems die folgenden Zusammenhänge

$$U_{\text{fl}} = I_{\text{in}} \left( i\omega R_1 C_{\text{in}} + \frac{R_1}{R_2} + \frac{R_1}{R_{\text{in}}} + 1 \right) \quad (\text{A.13})$$

$$U_{\text{in}} = -\frac{1}{2} U_{\text{out}} \quad (\text{A.14})$$

$$U_{\text{out}} = U_{\text{Nic}} \left( i\omega R_{\text{out}} C_{\text{Nic}}^{\text{in}} + \frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{Nic}}} + \frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{Nic}}^{\text{in}}} + 1 \right) \quad (\text{A.15})$$

Ineinandereingesetzt und mit obigen Werten für die  $R, C$  sowie den Widerständen des Messstromkreis (Tab. 4.2) erhält man

$$\begin{aligned} U_{\text{fl}} &= -U_{\text{Nic}} \left( 382.6 - 4.0 \cdot 10^{-14} \omega^2 + i\omega 3.24 \cdot 10^{-5} \right) \\ &\approx -382.6 \cdot U_{\text{Nic}} \text{ (nur Realteil)}. \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

### A.3.2 Ionensättigungsstrom

Ähnlich berechnet sich auch der Ionensättigungsstrom in Abb. 4.3. Fließt kein nennenswerter Strom durch  $R_3, R_5$  bzw.  $R_4, R_6$ , so berechnet sich der Spannungsabfall über  $R_0$  zu

$$U_{R_0} = R_0 \cdot I_1^{\text{sat}}. \quad (\text{A.17})$$

Die Bedingung kein nennenswerter Stromfluss ist hier erfüllt:  $I_{3-4} = 200 \text{ V}/480 \text{ k}\Omega \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ A}$  im Vergleich zu  $I_1^{\text{sat}} \approx 1 \text{ A}$ . Hieraus berechnet sich die am Differenzverstärker anliegende Spannung

$$U_{\text{AM502}} = -\frac{R_3}{R_3 + R_5} R_0 I_1^{\text{sat}}. \quad (\text{A.18})$$

Mit einer Verstärkung des AM502 um den Faktor zwei erhält man dann analog A.3.1 (Formel AM502-Ausgang – Nicolet-Eingang) insgesamt einen Ionensättigungsstrom von

$$\begin{aligned} I_1^{\text{sat}} &= -\frac{1}{R_0} \frac{R_3 + R_5}{R_3} \frac{1}{2} \left( i\omega R_{\text{out}} C_{\text{Nic}}^{\text{in}} + \frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{Nic}}} + \frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{Nic}}^{\text{in}}} + 1 \right) \cdot U_{\text{Nic}} \\ &\approx -47.6 \cdot U_{\text{Nic}} \frac{\text{mA}}{\text{V}} \text{ (nur Realteil)}. \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

## A.4 Berechnung der fluktuierenden Größen

Gemäß Abb. 4.18 ergibt sich aus dem Kosinus-Satz und dem Kosinus-Additionstheorem der folgende Zusammenhang:

$$c = \sqrt{a^2 + b^2 - 2ab \cos(\Delta)} \quad (\text{A.20})$$

und daraus

$$\frac{k_B \tilde{T}_e}{e} = \frac{c}{\alpha + \frac{1}{2} - \beta} \quad (\text{A.21})$$

$$= \frac{1}{2.14} \sqrt{(\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^L)^2 + (\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}})^2 - 2\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^L \tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}} \cos(\Delta)} \quad (\text{A.22})$$

Ferner ist (hier:  $\beta = 1$  da Maximalabschätzung)

$$d = \beta \frac{k_B \tilde{T}_e}{e} = \frac{c}{\alpha + \frac{1}{2} - \beta} = \frac{c}{2.14}. \quad (\text{A.23})$$

Aus  $a^2 = b^2 + c^2 - 2bc \cos(\theta)$  ergibt sich durch einsetzen von  $c$  der Winkel  $\theta$  zu

$$\theta = \arccos\left(\frac{b - a \cos(\Delta)}{c}\right) \quad (\text{A.24})$$

$$= \arccos\left(\frac{\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}} - \tilde{\Phi}_{\text{fl}}^L \cos(\Delta)}{\sqrt{(\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^L)^2 + (\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}})^2 - 2\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^L \tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}} \cos(\Delta)}}\right) \quad (\text{A.25})$$

Mit Hilfe des Gegenwinkels zu  $\theta$ , also dem Winkel  $\pi - \theta$ , kann man nun aus  $e^2 = b^2 + d^2 - 2bd \cos(\pi - \theta)$  den Wert  $e$  berechnen, unter Ausnutzung von  $\cos(\pi - \arccos(X)) = \cos(\pi) \cos[\arccos(X)] + \sin(\pi) \sin[\arccos(X)] = -X$ , und damit die Fluktuationen des Plasmapotentials:

$$\tilde{\Phi}_{\text{Pl}} = e = \sqrt{b^2 + d^2 - 2bd \left(-\frac{b - a \cos(\Delta)}{c}\right)} \quad (\text{A.26})$$

$$= \sqrt{(\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}})^2 + \left(\frac{k_B \tilde{T}_e}{e}\right)^2 + 2\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}} \frac{k_B \tilde{T}_e}{e} \cos(\theta)} \quad (\text{A.27})$$

Schließlich kann man aus  $b^2 = e^2 + d^2 - 2ed \cos(\gamma)$  den Winkel  $\gamma$  berechnen zu

$$\gamma = \arccos\left(\frac{e^2 + d^2 - b^2}{2ed}\right) \quad (\text{A.28})$$

$$= \arccos\left(\frac{(\tilde{\Phi}_{\text{Pl}})^2 + \left(\frac{k_B \tilde{T}_e}{e}\right)^2 - (\tilde{\Phi}_{\text{fl}}^{\text{emi}})^2}{2\tilde{\Phi}_{\text{Pl}} \frac{k_B \tilde{T}_e}{e}}\right) \quad (\text{A.29})$$

Damit stehen alle benötigten Größen zur Verfügung.





# Literaturverzeichnis

- [Adamek 2002] J. Adámek et al. „Fluctuation measurements with emissive probes in tokamaks“, 2002. Proceedings of the 5th workshop on the Role of Electric Fields in Plasma Confinement and Exhaust, erscheint in *Czechoslovak Journal of Physics*.
- [Balbín 1992] Rosa Balbín, Carlos Hidalgo, M. A. Pedrosa, I. García-Cortés und J. Vega: „Measurement of density and temperature fluctuations using a fast-swept Langmuir probe“ in *Review of Scientific Instruments* **63**, 10 (1992), S. 4605–4607.
- [Bergmann Schäfer 3] Bergmann Schäfer: „Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 3: Optik“, Walter de Gruyter, 9. Auflage 1993.
- [Bergmann Schäfer 6] Bergmann Schäfer: „Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 6: Festkörper“, Walter de Gruyter, 9. Auflage 1992.
- [Bittencourt 1995] J. A. Bittencourt: „Fundamentals of Plasma Physics“, 2. Auflage 1995.
- [Bleuel 1998] Johannes Bleuel: „Elektrostatische Turbulenz am Plasmarand des Stellarators Wendelstein 7-AS“. Dissertation, Technische Universität München 1998. IPP-Report III/235, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching.
- [Boedo 1995] J. Boedo, D. Gray, R. Ivanov, A. V. Chernilevsky, J. Schwelberger, K. H. Finken, G. Mank, G. van Oost und TEXTOR Team: „Measurements of Turbulent Transport and Te-fluctuations in TEXTOR“ in B. E. Keen, P. E. Stott und J. Winter (Hrsgb.): *22nd EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Bournemouth)* (European Physical Society, 1995), Band 19C, part I, S. 293–296.
- [Bronstein 1995] Ilja N. Bronstein, Konstantin A. Semendjajew, Gerhard Musiol und Heiner Mühlig: „Taschenbuch der Mathematik“, Verlag Harri Deutsch, 2. Auflage 1995.

- [Chen 1965] Francis F. Chen: „Electric Probes“ in Richard H. Huddleston und Stanley L. Leonard (Hrsgb.): *Plasma Diagnostic Techniques*, Kapitel 4, S. 113–200. Academic Press, New York 1965.
- [Chen 1984] Francis F. Chen: „Introduction to Plasma Physics“, Plenum Press, New York, London 1984.
- [Chen 1991] F. F. Chen: „Plasma ionisation by helicon waves“ in *Plasma Physics and Controlled Fusion* **4**, 33 (1991), S. 339–364.
- [Chen 1999] F. F. Chen und D. D. Blackwell: „Upper Limit to Landau-Damping in Helicon Discharges“ in *Physical Review Letters* **82**, 13 (1999), S. 2677–2680.
- [Endler 1994] Michael Endler: „Experimentelle Untersuchung und Modellierung elektrostatischer Fluktuationen in den Abschältschichten des Tokamak ASDEX und des Stellarators Wendelstein 7-AS“. Dissertation, Technische Universität München 1994. IPP-Report III/197, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching.
- [Franck 2002] Christian M. Frank, O. Grulke und T. Klinger: „Transition from unbounded to bounded plasma whistler wave dispersion“ in *Physics of Plasmas* **9**, 8 (2002).
- [Giannone 1994] L. Giannone, R. Balbín, H. Niedermeyer, M. Endler, G. Herre, C. Hidalgo, A. Rudyj, G. Theimer, Ph. Verplancke und W7-AS Team: „Density, temperature, and potential fluctuation measurements by the swept Langmuir probe technique in Wendelstein 7-AS“ in *Physics of Plasmas* **1**, 11 (1994), S. 3614–3621.
- [Gunn 2001] J. P. Gunn: „Magnetized plasma flow through a small orifice“ in *Physics of Plasmas* **8**, 3 (2001), S. 1040–1047.
- [Hershkowitz 1989] Noah Hershkowitz: „How Langmuir Probes Work“ in Orlando Auciello und Daniel L. Flamm (Hrsgb.): *Plasma Diagnostics*, Kapitel 3, S. 113–183. Academic Press, Inc., Boston, San Diego, New York, Berkeley, London, Sydney, Tokyo, Toronto 1989.
- [Hidalgo 1992] Carlos Hidalgo, Rosa Balbín, M. A. Pedrosa, I. García-Cortés und M. A. Ochando: „Experimental Evidence of Significant Temperature Fluctuations in the Plasma Edge Region of the TJ-I Tokamak“ in *Physical Review Letters* **69**, 8 (1992), S. 1205–1208.

- [Kim 1995] G.-H. Kim, N. Hershkowitz, D. A. Diebold und M.-H. Cho: „Magnetic and collisional effects on presheaths“ in *Physics of Plasmas* **8**, 2 (1995).
- [Kittel 1996] Charles Kittel: „Einführung in die Festkörperphysik“, Oldenbourg Verlag, München, 11. Auflage 1996.
- [Landolt 1959] R. Kollath: „Sekundärelektronen-Emission fester Körper“ in J. Bartels, P. Ten Bruggencaste, H. Hausen, K. H. Hellwege, Kl. Schäfer und E. Schmidt (Hrsgb.): *Landolt-Börnstein, 6. Auflage, II. Band, 6. Teil: Elektrische Eigenschaften I*, S. 1004–1018. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959.
- [Marple 1987] S. Lawrence Marple Jr.: „Digital spectral analysis“, Prentice-Hall Inc., New Jersey 1987.
- [Meier 1997a] M. A. Meier, G. A. Hallock und Roger D. Bengtson: „Measurement of Turbulent Plasma by the Time-Domain Triple-Probe Method“ in *Contrib. Plasma Phys.* **38**, Special Issue (1998), S. 98–103. Proceedings of the Third International Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas, 22–25 September 1997, Magnus-House, Berlin, Germany.
- [Perry 2002] A. Perry, G. Conway, R. Boswell und H. Persing: „Modulated plasmapotentials and crossfield diffusion in a Helicon plasma“ in *Physics of Plasmas* **9**, 7 (2002).
- [Pfeiffer 1997b] U. Pfeiffer, M. Endler, J. Bleuel, H. Niedermeyer, G. Theimer und W7-AS Team: „Density, Temperature and Potential Fluctuation Measurements With Multiple Fast Swept Langmuir Probes on W7-AS“ in *Contrib. Plasma Phys.* **38**, Special Issue (1998), S. 134–144. Proceedings of the Third International Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas, 22–25 September 1997, Magnus-House, Berlin, Germany.
- [Raeder 1981] Jürgen Raeder et al.: „Kontrollierte Kernfusion“, Teubner, Stuttgart 1981.
- [Reinmüller 1998] Karin Reinmüller: „Emittierende Sonden und Entstehung von Hot Spots — Untersuchung des Kontakts zwischen Plasma und Elektronen emittierender Wand durch Teilchensimulation mit Modell für Stossprozesse“. Dissertation, Technische Universität München Juli 1998. IPP-Report 5/79, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching.

- [Renner 1989] H. Renner, W7-AS Team, NBI Group, ICF Group und ECRH Group: „Initial Operation of the Wendelstein 7-AS Advanced Stellarator“ in *Plasma Physics and Controlled Fusion* **31**, 10 (1989), S. 1579–1596.
- [Rohde 1996] V. Rohde und ASDEX-Upgrade Team: „Langmuir probe measurements in the midplane of ASDEX-Upgrade“ in *Contrib. Plasma Phys.* **36**, Special Issue (1996), S. 109–115. Proceedings of the Second International Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas, 4–6 October 1995, The Harnack-House, Berlin, Germany.
- [Rohde 1997] V. Rohde, M. Laux, P. Bachmann, A. Herrmann, M. Weinlich und AUGD-Team: „Direct measurement of the plasma potential in the edge of ASDEX-Upgrade using a self emitting probe“ in *Journal of Nuclear Materials* **241-243** (1997), S. 712–715.
- [Schrittwieser 2002] R. Schrittwieser et al.: „Measurements with an emissive probe in the CASTOR tokamak“ in *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44** (2002), S. 567–578.
- [Schubert 2003] Martin Schubert. Dissertation, Universität Greifswald 2003. in Vorbereitung.
- [Seshadri 1973] S.R. Seshadri: „Fundamentals of plasma physics“, American Elsevier Publishing Company 1973.
- [Stangeby 1986a] Peter C. Stangeby: „The Plasma Sheath“ in D.E. Post und R. Behrisch (Hrsgb.): *Physics of Plasma-Wall interactions in controlled Fusion*, Band 131 von *NATO ASI series, Series B Physics*, S. 41–97. Plenum Press, New York 1986.
- [Stangeby 2000] P. C. Stangeby: „The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices“, Institute of Physics Publ.(IoP) 2000.
- [Stöcker] Horst Stöcker: „Taschenbuch der Physik. Formeln, Tabellen, Übersichten“, Band III, Harri Deutsch 2000.
- [Touloukian 1972] Y. S. Touloukian und D. P. DeWitt: „Thermophysical properties of matter Vol. 8: Thermal Radiation properties, non-metallic solids“, Band 8, IFI/Plenum 1972.
- [Wagner 2002] F. Wagner. Mündliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 2002.

- [Ye 2000] M. Y. Ye und S. Takamura: „Effect of space-charge limited emission on measurements of plasma potential using emissive probes“ in *Physics of Plasmas* **7**, 8 (2000).