

**Transientes Verhalten von Langmuirsonden
in einem magnetischen Plasma**

Alexander Geier

IPPIII/224

August 1997



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK GARCHING BEI MÜNCHEN

Transientes Verhalten von Langmuirsonden in einem magnetischen Plasma

Alexander Geier

IPPIII/224

August 1997

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Plasmaphysik durchgeführt.*

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	3
1.1	Kontrollierte Kernfusion	3
1.2	Zielsetzung der Arbeit	5
2	Langmuirsonden	7
2.1	Grundlagen	7
2.2	Plasma-Wand Wechselwirkung	8
2.3	Einzelsonde ohne Magnetfeld	13
2.4	Doppelsonde ohne Magnetfeld	14
2.5	Langmuirsonden im Magnetfeld	16
2.6	Langmuirsonden bei hohen Frequenzen	19
2.6.1	Gültigkeitsbereich der stationären Sondentheorie	19
2.6.2	Dynamisches Verhalten des Sondenstroms	21
2.7	Pin-Plate Sonde	21
3	Experiment und Auswertemethode	25
3.1	Meßprinzip	25
3.2	Allgemeiner Versuchsaufbau	26
3.2.1	Einzelsondenmessung	26
3.2.2	Sondenarraymessung	28
3.3	Aufbau der Sonden	28
3.3.1	3-polige Sonde	28
3.3.2	Sondenarray	30
3.4	Meßelektronik	30
3.5	Ablauf und Auswertung der Messung	32
3.5.1	Messung mit der 3-poligen Sonde	32
3.5.2	Messungen mit dem Sondenarray	34
3.6	Testmessungen	35
3.6.1	Meßkabel	35
3.6.2	Fluktuationsuntergrund	35
3.6.3	Strommessungen	36

4 Modelle zur Beschreibung der Vorschicht	39
4.1 Nedospasovmodell	39
4.1.1 Simulation	41
4.1.2 Bewertung des Nedospasovmodells	42
4.2 Kabelmodell	43
4.2.1 Alfvénwellen	44
4.2.2 Vergleich: Flußschlauch – Koaxialkabel	46
4.2.3 Simulation	51
4.2.4 Verfeinerungen	53
4.2.5 Flußschlauchimpedanz	56
4.2.6 Bewertung des Alfvénwellenkabelmodells	58
4.2.7 Diffusionskonstante	58
5 Messungen mit dem Sondenarray im Flußschlauch	65
5.1 Bestimmung der Korrelationsfunktion	65
5.2 Mittelung	67
Zusammenfassung	71
Abbildungsverzeichnis	73
Bibliographie	75

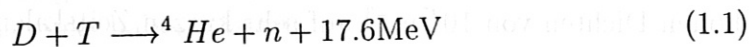
Kapitel 1

Motivation

Der überwiegende Teil der sichtbaren Materie im Universum liegt als Plasma vor. Ein Plasma ist ein ganz oder teilweise ionisiertes Gas, das ein kollektives Verhalten zeigt. Es gibt zahlreiche Anwendungen der Plasmaphysik, die von der Astrophysik bis zur Festkörperphysik reichen. Ein Teilgebiet der Plasmaphysik ist die Fusionsforschung, die möglicherweise zur zukünftigen Energieversorgung der Menschheit beitragen kann.

1.1 Kontrollierte Kernfusion

Es gibt zwei Möglichkeiten, die massenzahlabhängige Bindungsenergie pro Nukleon im Atomkern zur Energiegewinnung auszunutzen. Da die Bindungsenergie pro Nukleon beim mittelschweren Element ${}^{56}\text{Fe}$ maximal ist, kann man entweder schwere Kerne spalten oder leichte Kerne zu schwereren verschmelzen. Für die Fusion bietet sich die Reaktion



an. Im Schwerpunktsystem folgt aus der Impulserhaltung eine kinetische Energie von 3.5 MeV für das α -Teilchen, während das Neutron eine Energie von 14.1 MeV erhält. Die Reaktion (1.1) hat aufgrund des als Zwischenschritt nahezu resonant gebildeten, instabilen ${}^5\text{He}$ den größten Wirkungsquerschnitt aller in Frage kommenden Fusionsreaktionen, der schon bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen von ca. 60 keV ¹ maximal wird. Bei einer Temperatur von 15 keV kann jedoch aufgrund des hochenergetischen Schwanzes der Verteilungsfunktionen der einzelnen Teilchensorten und des Tunneleffektes schon eine nennenswerte Fusionsrate erreicht werden. Reaktion (1.1) ist

¹Temperaturen werden in der Plasmaphysik üblicherweise in der Energieeinheit eV angegeben. Einem eV entspricht dabei wegen $E = k_B T$ eine Temperatur von 11605 K

auch wegen der benötigten Elemente interessant. Deuterium ist im Meerwasser in praktisch beliebiger Menge vorhanden. Tritium dagegen kommt in der Natur wegen seiner kurzen Halbwertszeit nicht vor, kann aber aus Lithium und dem bei Reaktion (1.1) entstehendem Neutron erbrütet werden. Lithium ist in der Natur in ausreichender Menge vorhanden, so daß die Energieversorgung bei heutigem Bedarf für 30 Millionen Jahre gesichert wäre [1]. Da der Coulomb - Streuquerschnitt viel größer als der Fusionswirkungsquerschnitt ist, genügt es allerdings nicht, einen Deuterium- und einen Tritiumstrahl zu kreuzen, um einen Fusionsreaktor zu bauen, sondern man muß die zwei Elemente auf irgendeine Art einschließen und dafür sorgen, daß sie sehr oft miteinander stoßen. Aufgrund der hohen für die Fusion benötigten Temperaturen kann dies natürlich nicht in materiellen Wänden geschehen. Eine Möglichkeit besteht nun darin, Deuterium und Tritium, die bei so hohen Temperaturen als Plasma vorliegen, entweder durch Magnetfelder oder ihre eigene Trägheit einzuschließen. Um eine sich selbst erhaltende Reaktion - ein brennendes Plasma, bei dem die entstehenden α -Teilchen die Verlustleistung kompensieren - zu erreichen, muß das sogenannte Fusionsprodukt $\tau_E T n$, das Produkt aus Energieeinschlußzeit, Temperatur und Dichte des Plasmas einen temperaturabhängigen Schwellwert erreichen. Diese Bedingung ist dem sogenannten Lawson-Kriterium als Bedingung für einen energieliefernden Fusionsprozeß äquivalent.

Beim Trägheitseinschluß [16] wird ein gefrorenes DT - Kügelchen einer starken, möglichst isotropen Strahlung ausgesetzt. Diese wird erzeugt, indem man Laser- oder Schwerionenstrahlen auf materielle Konverter in einem Hohlraum, in dem sich das Pellet befindet einschießt. Durch die entstehende Schwarzkörperstrahlung der verdampfenden Konverter wird das Pellet komprimiert und die Fusionsreaktion gezündet. Dieser Prozeß findet bei sehr hohen Dichten von 10^{25}m^{-3} auf sehr kurzen Zeitskalen von 10^{-10}s statt.

Fusion mit magnetischem Einschluß

Weit fortgeschritten ist die Methode mit magnetischem Einschluß. Das Plasma wird dabei üblicherweise durch ein Magnetfeld in einer torusförmigen Struktur eingeschlossen. Dazu wird von externen Spulen ein toroidales Magnetfeld erzeugt. Die geladenen Plasmateilchen gyrieren um die Magnetfeldlinien, wobei die Gyrationradien in typischen Fusionsplasmen viel kleiner als alle Maschinenabmessungen sind. Die Plasmateilchen sind so an das Magnetfeld gebunden. Trotzdem schließt eine solche Anordnung ein Plasma noch nicht ein. Aufgrund der sogenannten Krümmungsdrift kommt es zu einer Ladungstrennung zwischen Plasmaober- und unterseite und damit verbunden

zu einem elektrischen Feld. Eine andere Driftbewegung, die $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift, sorgt nun dafür, daß sich das Plasma als Ganzes nach außen bewegt und kein Einschluß zustande kommt. Dieses Szenario kann verhindert werden, indem man dem Toroidalfeld noch eine poloidale Komponente überlagert und so die Plasmaoberseite mit der Unterseite kurzschließt, da ja die Teilchenbahnen in nullter Näherung an die Magnetfeldlinien gebunden sind. Dazu gibt es zwei Möglichkeiten:

Zum einen kann man im Plasma einen toroidalen Strom fließen lassen. Solche Anordnungen werden Tokamak genannt. Der Strom wird in der Regel durch einen Transformator induziert. Dies ist auch gleichzeitig der größte Nachteil eines Tokamaks, es ist ohne großen Aufwand nur für den Pulsbetrieb geeignet. Aufgrund seiner einfachen, quasi-zweidimensionalen Geometrie ist das Tokamak jedoch am weitesten entwickelt.

Die andere Möglichkeit ist, die Verdrillung des Magnetfelds entweder durch geschickte Anordnung des Plasmagefäßes oder durch geeignet geformte externe Spulen ebenfalls von außen vorzugeben. Eine solche Anordnung heißt allgemein Stellarator. Stellaratoren eignen sich für den Dauerbetrieb, da sie keinen Plasmastrom benötigen. Man kann zeigen, daß ohne Plasmastrom kein axialsymmetrisches toroidales Gleichgewicht möglich ist. Stellaratoren erfordern deshalb, wegen ihrer voll dreidimensionalen Geometrie, einen ungleich höheren theoretischen Aufwand als Tokamaks.

Diese Diplomarbeit wurde am Stellarator Wendelstein 7-AS (W7-AS) durchgeführt. Der W7-AS ist ein sogenannter Advanced Stellarator, bei dem das externe Magnetfeld durch einen modularen Spulensatz erzeugt wird. Am W7-AS konnte erstmals gezeigt werden, daß Stellaratoren ebensogute Einschluß-eigenschaften wie Tokamaks haben können.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit behandelt Aspekte der Physik von Langmuirsonden in magnetisierten Plasmen.

Da man mit Langmuirsonden räumlich und zeitlich hochaufgelöst messen kann, werden sie in Plasmen unter anderem zur Diagnostik von turbulenten Fluktuationen der Plasmaparameter Potential, Dichte und Temperatur eingesetzt [12], [18]. Bei aktiv betriebenen Sonden, d. h. bei Messung der Sondenkennlinie setzt das eine hohe Sweepfrequenz voraus, die deutlich größer als die maximalen Fluktuationsfrequenzen, die im Bereich von wenigen 100kHz

liegen, sein muß. Bislang verwendet man zur Auswertung solcher Messungen stationäre Modelle für die Ionenseite der Kennlinien. Damit die Verwendung dieser Modelle gerechtfertigt ist, dürfen die Plasmaparameter nicht von der Sondenspannung abhängen und das Plasmapotential in der Umgebung der Sonde muß konstant sein.

Während die Voraussetzungen dafür bei stationärem Betrieb gut bekannt sind, gibt es nur wenige Informationen über das transiente Verhalten. Bei entsprechenden Messungen treten auf der Elektronenseite der Kennlinie kapazitive Hystereseschleifen [29] auf, die die zur Temperaturbestimmung notwendige Interpretation der Kennliniensteigung erheblich erschweren. Insbesondere ist in diesen Fällen unklar, ab welcher Sondenspannung die Kennlinie nicht mehr verwendet werden darf. Durch das Abschneiden der Kennlinie bei einem bestimmten Spannungswert geht natürlich auch Information verloren. Man ist also daran interessiert, auch die Elektronenseite der Kennlinie zu verwenden, oder wenigstens Aussagen machen zu können, durch welchen Mechanismus die Hysterese entsteht und wie die Sondenkennlinie, die eigentlich nur die Kennlinie der Schicht zwischen Plasma und der materiellen Sondenoberfläche sein sollte, durch Effekte im Plasma verfälscht wird.

Bei dieser Arbeit wurde das transiente Verhalten des Flußschlauchs, der sich entlang des Magnetfelds, von der Sondenspitze ausgehend, durchs Plasma zieht, untersucht. Dazu wurde im ersten Teil der Arbeit die Plasmaimpedanz im Flußschlauch bei schnell veränderlicher Sondenspannung untersucht. Schnell veränderlich heißt hier, daß das an die Sonde angelegte Spannungssignal Fourierkomponenten bis zu wenigen MHz besitzt.

Bei den Experimenten wurde sowohl die Flußschlauchkennlinie, als auch die komplexe Flußschlauchimpedanz gemessen. Die Ergebnisse werden mit einfachen theoretischen Modellen verglichen.

Im zweiten Teil wurde die Ausbreitung der durch den Strompuls an der Sonde in den Flußschlauch induzierten Störung im Plasma untersucht.

Dazu wurde ein Sondenarray in einiger Entfernung von der Einspeisungssonde im Flußschlauch positioniert. Damit wurde die Aufweitung des Strompfades, sowie die Ausbreitung der Störung im Plasma untersucht.

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Grundlagen für die Messung mit Langmuirsonden behandelt. Das dritte Kapitel stellt den Versuchsaufbau und die Messungen im Labor sowie am W7-AS vor. Im vierten Kapitel werden die Modelle zur Interpretation der Messungen beschrieben und angewendet.

Kapitel 2

Langmuirsonden

2.1 Grundlagen

Im Prinzip ist eine Langmuirsonde nichts anderes, als eine Elektrode, die in ein Plasma eingebracht wird und an der man entweder das sich einstellende Potential oder, falls noch eine externe Spannungsquelle angeschlossen wird, den fließenden Strom messen kann. Den einfachen Versuchsaufbau bezahlt man allerdings mit einer komplizierten Auswertung.

Wenn man berücksichtigt, wie die Sonde als Fremdkörper das Plasma stört, kann man durch Messung der Teilchen- und Energieflußdichten

$$\Gamma_{\text{Teilchen}} = \int d^3v \, v f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \quad (2.1)$$

$$\Gamma_{\text{Energie}} = \int d^3v \, v \frac{m}{2} v^2 f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \quad (2.2)$$

in Abhängigkeit des Sondenpotentials Rückschlüsse auf die Verteilungsfunktionen ziehen, die diese Flüsse verursachen. Die größte Schwierigkeit bei der Interpretation von Sondenmessungen ist die Unkenntnis ebendieser Verteilungsfunktionen bei Anwesenheit der Sonde.

In der Regel ist die Störung des Plasmas durch die Sonde lokal begrenzt, so daß die Messung der lokalen Plasmaparameter möglich ist. Ein wichtiger Fall, bei dem die Störung nicht lokal begrenzt ist, liegt vor, wenn sich das Plasma in einem starken Magnetfeld befindet.

Bei einer Langmuirsonde wird normalerweise nur die Differenz von Ionen- und Elektronenfluß in Form des Sondenstroms gemessen.

Im folgenden soll das Verhalten einer Sonde, deren Abmessungen viel größer als die Debyelänge λ_D sind, im Plasma untersucht werden. Diese Bedingung ist nötig, um Orbiteffekte nicht berücksichtigen zu müssen. Eine Diskussion

solcher Effekte findet sich bei Chen [6]. Die Debyelänge

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{ne^2}} \quad (2.3)$$

ist die typische Länge, auf der in einem Plasma Ladungen abgeschirmt werden. Bei den hier betrachteten Fusionsplasmen beträgt die Debyelänge typischerweise einige $10 \mu\text{m}$.

Außerdem soll der Fluß zur Sondenoberfläche nicht stoßbestimmt sein. In diesem Fall müßte die thermische durch eine diffusive Flußdichte ersetzt werden und die nachfolgende Diskussion wäre ungültig.

2.2 Plasma-Wand Wechselwirkung ohne Magnetfeld

Bringt man einen materiellen Körper mit einem Plasma in Kontakt, so strömen wegen ihrer höheren thermischen Geschwindigkeit die Elektronen schneller als die Ionen auf den Körper zu. Der Körper wird sich also so lange negativ aufladen, bis sich zwischen Plasma und Wand ein so hohes Potential aufgebaut hat, daß der Fluß aus Elektronen und Ionen ambipolar wird. Das sich einstellende Potential der Wand wird Floatingpotential V_{fl} genannt. Es bildet sich eine Schicht aus, in der die Quasineutralität des Plasmas nicht mehr gegeben ist und in der starke E -Felder auftreten. Eine genauere Behandlung dieser Problematik findet man z. B. bei Riemann [21].

Zum Verständnis dieser Schicht betrachtet man ein kugelsymmetrisches Modell einer negativ geladenen materiellen Oberfläche mit dem Potential $V(0)$, die Elektronen abstößt und Ionen anzieht, in einem Plasma. Im Unendlichen seien die Verteilungsfunktionen maxwellsch. In der Nähe der Oberfläche wird die eine Hälfte der Elektronen, die eine Geschwindigkeit auf die Wand zu haben immer noch eine maxwellsche Verteilungsfunktion besitzen. Die Elektronendichte ist allerdings wegen der negativen Ladung der Oberfläche gegenüber der Dichte im Unendlichen um einen Boltzmannfaktor reduziert. Nach der Reflexion am Wandpotential fehlen in der Verteilungsfunktion allerdings die Elektronen, deren Geschwindigkeit groß genug war um die Coulombbarriere zur Wand hin zu überwinden und die dort absorbiert wurden (vgl. Abb. (2.1)). Die kritische Geschwindigkeit v_c hierfür berechnet sich aus der Energieerhaltung:

$$v_c = \sqrt{\frac{2e(V(x) - V(0))}{m_e}} \quad (2.4)$$

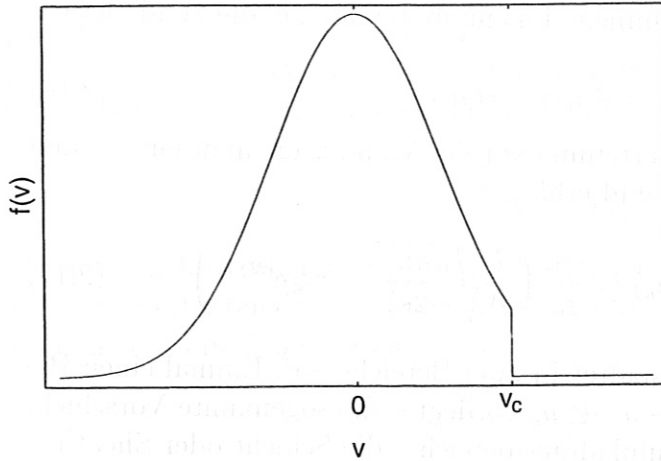


Abbildung 2.1: Elektronen-Verteilungsfunktion vor einer vollständig absorbierenden und gegenüber dem Plasmapotential negativen Wand mit dem Potential $V(0)$

hierbei ist $V(x)$ das Potential vor der Oberfläche. Das Plasmapotential im Unendlichen wird gleich null gesetzt .

Die Elektronendichte

$$n_e = \int d^3v f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \quad (2.5)$$

erhält man zu [15]:

$$n_e(x) = \frac{1}{2} n_\infty \exp \left[\frac{eV(x)}{T_e} \right] \left(1 + \operatorname{erf} \left(\sqrt{(V(x) - V(0))e/T_e} \right) \right) \quad (2.6)$$

hierbei ist

$$\operatorname{erf}(\zeta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\zeta d\xi e^{-\xi^2} \quad (2.7)$$

die Fehlerfunktion.

Falls v_c groß gegen die thermische Geschwindigkeit ist, d.h. falls $V(x) - V(0) \gg eT_e$ ist, kann man eine volle Maxwellverteilung annehmen und erhält für die Elektronendichte:

$$n_e = n_\infty e^{eV(x)/T_e} \quad (2.8)$$

Dabei ist zu beachten, daß $V < 0$ ist. Unter der Annahme von im Unendlichen ruhenden Ionen, also für $T_i \ll T_e$, kann man im stationären Fall aus der Energieerhaltung und der Kontinuitätsgleichung die Ionendichte vor der Wand ableiten:

$$n_i(x) = \frac{J_i}{\sqrt{-2eV/m_i}} \quad (2.9)$$

J_i ist der, als konstant angenommene Ionenfluß durch eine, die Sonde umgebende Fläche A :

$$J_i = An_i v_i = \text{const.} \quad (2.10)$$

Zur Berechnung der Ladungsverteilung vor der Wand setzt man nun n_e und n_i in die Poissongleichung ein und erhält:

$$\nabla^2 V = \frac{-e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) = \frac{-e}{\varepsilon_0} \left(\frac{J_i}{A} \sqrt{\frac{m_i}{-2eV}} - n_\infty e^{eV/T_e} \right) \quad (2.11)$$

Die Lösung dieser Gleichung spaltet in zwei Bereiche auf. Einmal einen Bereich wo Quasineutralität $n_i - n_e \ll n_e$ vorliegt – die sogenannte Vorsicht oder Presheath und einen Raumladungsbereich – die Schicht oder Sheath.

Vorsicht

Hier ist der ∇^2 -Term wegen der Quasineutralität des Plasmas vernachlässigbar und man erhält:

$$\frac{J_i}{A\sqrt{(-2eV)/m_i}} = n_\infty e^{eV/T_e} \quad (2.12)$$

Nach Differenzieren dieser Gleichung erkennt man, daß man für $V = -\frac{T_e}{2e}$ die Gleichung (2.12) wegen des dann nicht mehr vernachlässigbaren ∇^2 -Terms nicht mehr anwenden darf. Bei einem V_s mit

$$V_s \geq -\frac{T_e}{2e} \quad (2.13)$$

gibt es also kein quasineutrales Plasma mehr und es bildet sich ein Raumladungsbereich aus. V_s ist das Potential an der Stelle, wo die Quasineutralität des Plasmas zusammenbricht und die als Schichtkante bezeichnet wird.

Schicht

Zur Lösung der Poissongleichung im Raumladungsbereich, wo der ∇^2 -Term nicht vernachlässigbar ist, nimmt man an, daß die Ionen mit der Geschwindigkeit v_s in die Schicht eintreten. An der Schichtkante sei das Plasma noch quasineutral. Für die Ionendichte in der Schicht erhält man aus der Kontinuitätsgleichung und der Energieerhaltung:

$$n_i = n_{i,s} \sqrt{\frac{V_s}{V}} \quad (2.14)$$

Für die Elektronendichte wird eine Maxwellverteilung angenommen. Setzt man diese beiden Dichten in die Poissongleichung ein und entwickelt um $V = V_s$ bis zur ersten Ordnung, erhält man:

$$\nabla^2 V = \frac{en_{se}}{\varepsilon_0} \left[\frac{1}{2V_s} + \frac{e}{T_e} \right] (V - V_s) \quad (2.15)$$

Um eine nichtoszillierende Lösung dieser Gleichung und damit eine stabile Schicht zu erhalten darf die eckige Klammer in Gleichung (2.15) nicht negativ werden. V_s muß also die Bedingung

$$V_s \leq -\frac{T_e}{2e} \quad (2.16)$$

erfüllen.

Gleichung (2.16) entspricht der Beziehung

$$v_{i,s} \geq \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (2.17)$$

für die Ionengeschwindigkeit $v_{i,s}$ an der Schichtkante, wenn man annimmt, daß die Ionen im Unendlichen ruhen und dort das Potential verschwindet. Für $T_i = 0$ ist die Geschwindigkeit $v_{i,s}$ in Gleichung (2.17) gerade die Ionenschallgeschwindigkeit

$$v_{i,s} = c_{s,i} = \sqrt{\frac{\gamma_i T_i + T_e}{m_i}} \quad (2.18)$$

γ_i ist der Adiabatenkoeffizient für die Ionen. Gleichung (2.17) ist das sogenannte Bohm-Kriterium [3] für den Plasma-Schicht-Übergang. Die Gleichungen (2.13) und (2.16) für die Schichtkante können nur dann erfüllt sein, wenn das Potential an der Schichtkante

$$V_s = -\frac{T_e}{2e} \quad (2.19)$$

ist. Die Ionen müssen also, entsprechend Gleichung (2.17) mit Ihrer Schallgeschwindigkeit in die Schicht eintreten, damit man eine Lösung für den Übergang zwischen Vorschicht und Schicht und eine stabile Schicht erhält. Daraus ergibt sich, wieder unter Benutzung der Kontinuitätsgleichung, für die Ionenstromdichte an der Schichtkante

$$j_{i,s} = e^{-1/2} n_\infty \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \approx 0.61 n_\infty \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (2.20)$$

Eine alternative Herleitung für das Bohm-Kriterium aus dem Flüssigkeitsmodell findet man bei Stangeby [23].

Bei einer negativ geladenen Wand hat man die umgekehrte Situation, die Elektronen werden beschleunigt und die Ionen abgebremst. Da jedoch die thermische Geschwindigkeit der Elektronen

$$v_{th,e} = \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \quad (2.21)$$

größer als ihre Schallgeschwindigkeit

$$c_{s,e} = \sqrt{\frac{\gamma T_e}{m_e}} \quad (2.22)$$

ist, bildet sich hier keine Vorschicht aus. Der Übergang vom Plasma zur Schicht findet direkt, ohne vorherigen Potentialabfall in einer Vorschicht statt.

Abschätzung der Schichtdicke

Vernachlässigt man die Elektronen in der Schicht, erhält man mit der Ionendichte aus Gleichung (2.9) als Lösung der Poissongleichung das Child-Langmuirgesetz für eine raumladungsbegrenzte Diode [7]:

$$j = -\frac{4}{9}\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V^{3/2}}{l^2} \quad (2.23)$$

V ist der Spannungsabfall in der Diode und l die Strecke auf der die Ladungsträger beschleunigt werden. Die Stromdichte kann man mit der Beziehung

$$j = \frac{1}{4} n e c_{s,i} \quad (2.24)$$

abschätzen. Dazu wurde nicht von der oben angegebenen Gleichung (2.20), sondern von der thermischen Ionenflußdichte

$$j = \frac{1}{4} n e v_{th} \quad (2.25)$$

ausgegangen. Allerdings wurde die thermische Geschwindigkeit gemäß dem Bohm-Kriterium durch die Ionenschallgeschwindigkeit ersetzt. Es ergeben sich daraus wenige Debyelängen λ_D als Dicke der Schicht. Die Schichtdicke ist also für Fusionsplasmen in der Regel sehr viel kleiner als typische Ausdehnungen des Plasmas und der Sonde.

Die Vorschicht ist sehr viel weiter ausgedehnt als die Schicht. Ihre Größe ist durch die Geometrie der Anordnung oder durch Stoßeffekte bestimmt.

2.3 Einzelsonde ohne Magnetfeld

Eine einzelne Elektrode im Plasma, bei der der Stromkreis auf einem unbestimmten Weg über die Wand geschlossen wird, bezeichnet man als Einzelsonde (vgl. Abb (2.2)). In der Regel ist eine Variation des Elektrodenpo-

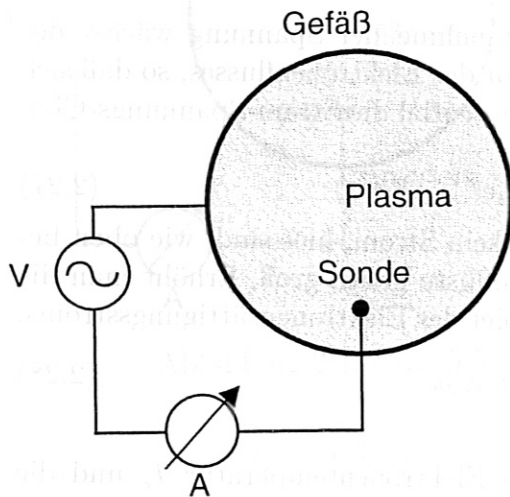


Abbildung 2.2: Prinzipieller Aufbau einer Einzelsonde

tentials mit einem externen Generator möglich. Zur Bestimmung der Plasmaparameter mißt man die Kennlinie der Sonde. Dazu wird entweder die Spannung an der Sonde während einer Plasmaentladung variiert, oder eine Serie von gleichbleibenden Entladungen bei variierendem Sondenpotential durchgeführt. Abbildung (2.3) zeigt eine typische Sondenkennlinie. Bei einer

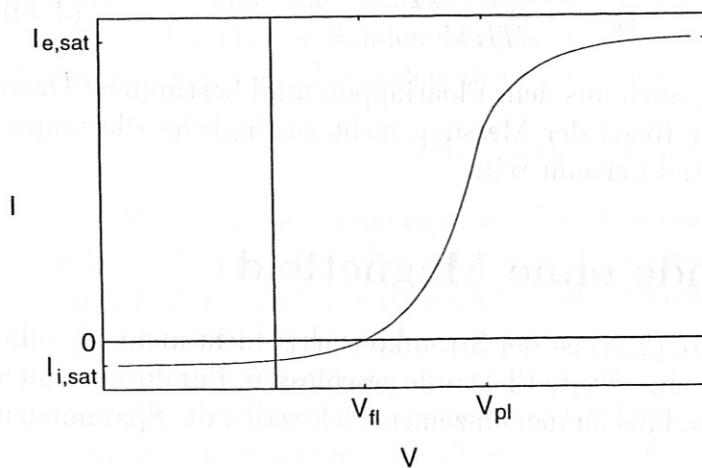


Abbildung 2.3: Typische Kennlinie einer Einzelsonde

großen negativen Spannung der Sonde werden alle Elektronen reflektiert und es erreichen nur die Ionen die Oberfläche. Es fließt nach Gleichung (2.20) der Ionensättigungsstrom.

$$I_{i,sat} = An_s Z e c_s = A e n_{\infty} e^{-1/2} \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (2.26)$$

A ist dabei die Sondenoberfläche. Bei zunehmender Spannung wächst der Strom entsprechend dem Boltzmannfaktor des Elektronenflusses, so daß sich für die Sondenkennlinie bis zum Plasmapotential die Strom-Spannungs-Charakteristik

$$I = A(j_{i,sat} + j_{e,sat} e^{e(V-V_{pl})/T_e}) \quad (2.27)$$

ergibt. Beim Floatingpotential V_{fl} fließt kein Strom, hier sind, wie oben bereits erwähnt, die Elektronen- und Ionenflüsse gleich groß. Erhöht man die Spannung weiter, so kommt man ins Gebiet des Elektronensättigungsstroms.

$$I_{e,sat} = A n e v_{e,th} \quad (2.28)$$

Aus der Sondenkennlinie kann man die Elektronentemperatur T_e und die Dichte n bestimmen.

Die Dichte folgt aus dem Ionensättigungsstrom in Gleichung (2.26). T_e kann aus der Kennliniensteigung bestimmt werden. Wegen $I = 0$ für $V = V_{fl}$ folgt aus Gleichung (2.27)

$$I = I_{i,sat} (1 - e^{e(V-V_{fl})/T_e}) \quad (2.29)$$

Daraus erhält man für T_e :

$$T_e = \frac{e(I_{i,sat} - I)}{dI/dV} \quad (2.30)$$

Prinzipiell könnte man T_e auch aus dem Floatingpotential bestimmen. Dazu muß allerdings das in der Regel der Messung nicht zugängliche Plasmapotential als Referenzpotential bekannt sein.

2.4 Doppelsonde ohne Magnetfeld

Bei der Doppelsonde (Abb. (2.4)) ist der Stromkreis jetzt nicht mehr über die Gefäßwand, sondern über eine zweite Elektrode geschlossen. Für die einzelnen Sondenströme erhält man, falls an den einzelnen Elektroden die Spannungen V_1 und V_2 anliegen:

$$I_1 = -A_1 j_{i,sat} + A_1 j_{e,th} \exp(e(V_1 - V_{pl1})/T_e) \quad (2.31)$$

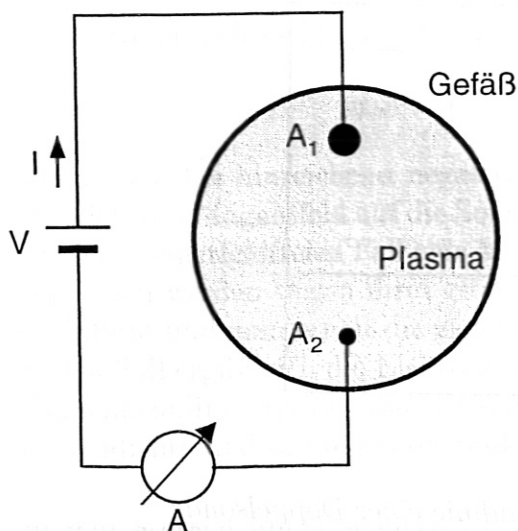


Abbildung 2.4: Prinzipieller Aufbau einer Doppelsonde

$$I_2 = A_2 j_{i,sat} - A_2 j_{e,th} \exp(e(V_2 - V_{pl2})/T_e) \quad (2.32)$$

Aus der Strombilanz folgt:

$$I = I_1 = I_2 \quad (2.33)$$

Somit erhält man die Kennlinie einer idealen Doppelsonde:

$$I(V) = A_1 j_{i,sat} \frac{1 - \exp\left[\frac{-e(V - V_{pl1} + V_{pl2})}{T_e}\right]}{\frac{1}{\beta} + \exp\left[\frac{-e(V - V_{pl1} + V_{pl2})}{T_e}\right]} \quad (2.34)$$

V bezeichnet dabei die Spannung $V_1 - V_2$ an der Doppelsonde, $\beta = A_2/A_1$ ist das Verhältnis der Sondenoberflächen. Es wurde angenommen, daß die Dichte n vor beiden Elektroden gleich ist, ansonsten müßte man

$$\beta = (A_2 j_{i,1,sat}) / (A_1 j_{i,2,sat})$$

setzen. Abb. (2.5) zeigt eine typische Kennlinie einer Doppelsonde. Für $A_2 \rightarrow \infty$ geht die Doppelsondenkennlinie in die Einzelsondenkennlinie über.

Für den Fall $\beta = 1$ und räumlich konstantes Plasmapotential, ist die Kennlinie symmetrisch. Die Kennlinie der Doppelsonde zeigt keine Elektronensättigung, da der Elektronenstrom auf der einen Seite immer durch den Ionenstrom auf der anderen Seite limitiert ist. Die Doppelsonde nimmt als gesamtes System an Schwankungen des Plasmapotentials teil.

Wenn eine Elektrode einen dominanten Einfluß auf das Plasma außerhalb des Zwischenraums hat, wird das Plasmapotential zwischen den Sonden relativ

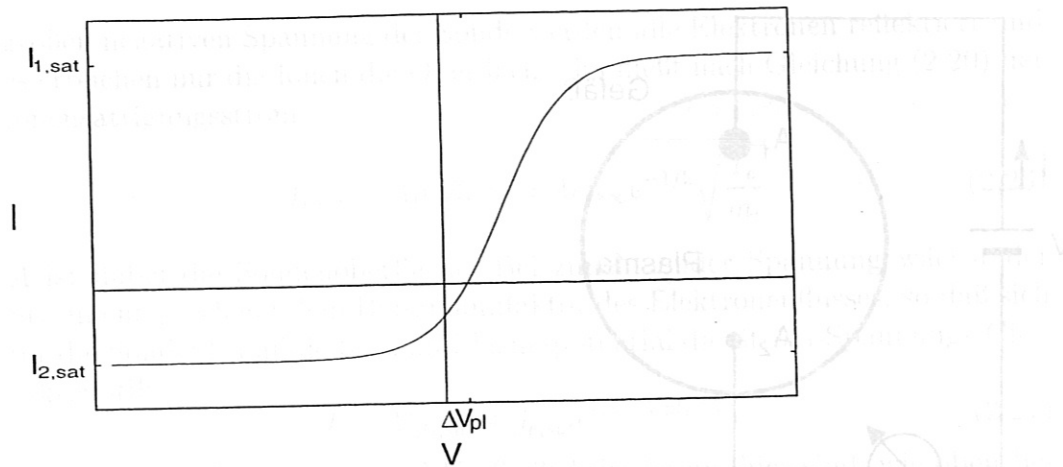


Abbildung 2.5: Typische Kennlinie einer Doppelsonde

zu dem außerhalb geändert, wenn die Sondenspannung variiert wird. Die Elektronentemperatur erhält man aus der Kennliniensteigung bei $V = 0$:

$$T_e = e \frac{I(0)}{2dI/dV|_{V=0}} \quad (2.35)$$

2.5 Langmuirsonden im Magnetfeld bei niedrigen Frequenzen

Die Theorie von Langmuirsonden in magnetisierten Plasmen ist schwierig. Arbeiten zu diesen Thema gibt es z. B. von Günther [14] und Sanmartin [22]. Bei sehr starken Magnetfeldern wird die Situation wieder weniger problematisch, so daß Sonden in Plasmen ohne Magnetfeld und in sehr starken Magnetfeldern relativ einfach zu behandeln sind. Im folgenden soll der Fall betrachtet werden, daß die Magnetfeldlinien fast senkrecht auf die Sondenoberfläche treffen.

In einem magnetisierten Plasma sind freie Bewegungen nur noch parallel zum Magnetfeld möglich. Aufgrund der Flußerhaltung bildet sich von der Sonde ausgehend ein sogenannter Flußschlauch aus, in dem eine geringere Dichte als im umgebenden Plasma herrscht, da eine Sonde lokal über die Längenskala der Vorschicht die Dichte des Plasmas reduziert und der Teilchentransport senkrecht zum Magnetfeld stark unterdrückt ist. Senkrecht zu \mathbf{B} ist keine freie Bewegung über eine größere Länge als den Larmorradius ρ_L möglich. Elektronen werden viel stärker vom Magnetfeld beeinflusst, da ihr Gyration-

radius wesentlich kleiner als der der Ionen ist. Für den Fall, daß

$$\rho_{L,e} \ll a \quad \text{und} \quad \rho_{L,i} \gg a \quad (2.36)$$

ist, werden bei hinreichend negativer Sondenspannung Elektronen, die sich parallel zum Magnetfeld auf die Sonde zubewegen reflektiert und es stellt sich wie im magnetfeldfreien Fall eine Maxwellverteilung für die Elektronendichte ein. Ionen werden wegen ihres größeren Larmorradius nicht vom Magnetfeld beeinflußt und man erhält die gleichen Bedingungen wie ohne Magnetfeld. In diesen Fall ergibt sich die Elektronentemperatur wieder aus der Steigung der Sondenkennlinie, da der Ionenstrom auch in diesem Fall nur von der Elektronendichte und der Ionendynamik abhängt.

In sehr starken Magnetfeldern ist eine Ionenbewegung auch nur noch parallel zu \mathbf{B} möglich. Hier gilt:

$$\rho_{L,i}, \rho_{L,e} \ll a \quad (2.37)$$

Man kann in diesem Fall ein quasi-stoßfreies Modell [15] betrachten, bei dem die Ionen zwar durch Stöße in den Flußschlauch diffundieren, aber im Flußschlauch keine Stöße mehr erleiden. Eine solche Betrachtung ist erlaubt, wenn die Diffusion in den Flußschlauch genügend groß ist. Allerdings ist diese Bedingung nicht für die klassische, wohl aber für die in Fusionsplasmen vorliegende anomale Diffusion erfüllt. In diesem Fall erhält man die gleichen Beziehungen für die Sondenkennlinie wie im magnetfeldfreien Fall wenn man als effektive Sondenoberfläche die Projektion der tatsächlichen Sondenfläche senkrecht zum Magnetfeld betrachtet. Zudem muß, wie weiter unten ausgeführt wird, an der Schichtkante eine andere Dichte als im magnetfeldfreien Fall angenommen werden.

In diesem Parameterbereich ist keine stoßfreie Formulierung mehr möglich, da aus der Quasineutralitätsbeziehung

$$\frac{J_i}{A} \left(\frac{m_i}{-2eV} \right)^{\frac{1}{2}} = n_{\infty} \exp \left(\frac{eV}{T_e} \right) \quad (2.38)$$

in eindimensionaler Geometrie folgt, daß das Potential im Unendlichen nicht verschwindet und $V = -T_e/(2e)$ an der Schichtkante nicht möglich ist [15]. Am Wendelstein 7-AS liegt der zweite Fall vor.

Durch den transversalen Dichtegradienten kommt es zu einer Diffusion von Plasmateilchen in den Flußschlauch, die die größte Quelle für den Ionenfluß zur Sonde darstellt. Die Ionisation von Neutralteilchen in der Flußröhre und

in der Schicht soll dabei vernachlässigbar sein. Die Länge des Flußschlauches aus dem die Schicht gespeist wird, also die Ausdehnung der Vorschicht, läßt sich aus dem Diffusionskoeffizienten D_{\perp} für die Ionen ableiten [23]:

$$L_i = \frac{c_s d^2}{8D_{\perp}} \quad (2.39)$$

d ist der Flußschlauchradius. Für d müssen die Abmessungen des ganzen Sondenkopfes und nicht nur die der Spitzen verwendet werden, da der gesamte Kopf die Ladungsträger aufammelt [23]. Beim W7-AS beträgt L_i bei einem Durchmesser des Sondenkopfes von 2.5 cm wenige Meter, während λ_{ii} mit einer typischen Länge von wenigen 10 Metern eine Größenordnung darüber liegt. Die Tatsache, daß der gesamte Flußschlauch als Teilchenquelle für die Sonde fungiert, hat die Konsequenz, daß die gemessenen Größen immer auch über den Flußschlauch gemittelt sind. Falls L_i größer als die Ion-Ion Stoßlänge λ_{ii} ist, ist auch der Fluß der Ionen nicht mehr thermisch, sondern stoßbestimmt und das quasi-stoßfreie Modell ist nicht mehr anwendbar.

Die analoge Ausdehnung der Dichtestörung für Elektronen erhält man zu [23]:

$$L_e \cong \frac{v_{e,th} d^2}{16D_{\perp}} \quad (2.40)$$

L_e ist in der Regel viel größer als L_i . Sondenmessungen im Elektronenstromgebiet stören das Plasma also viel stärker als solche im Ionenstromgebiet. Außerdem ist der Elektronenstrom aufgrund des längeren Flußschlauches viel eher stoßbestimmt, als der Ionenstrom.

Die Sondenkennlinie zeigt ein geringeres Verhältnis der Elektronen- und Ionen sättigungsströme als im magnetfeldfreien Fall. Eine Darstellung der dafür verantwortlichen Mechanismen findet man z.B. bei [30].

Wenn man annimmt, daß der gesamte Ionenfluß zu Sonde durch Querdiffusion in den Flußschlauch zustande kommt und der Transport im Flußschlauch nicht stoßbestimmt ist, kann man unter Berücksichtigung der Teilchenzahlerhaltung Beziehungen für das Schichtkantenpotential und den Ionenfluß zur Sonde ableiten [15]:

$$V_s = -0.854 \frac{T_e}{e} \quad (2.41)$$

$$\Gamma_i(\eta_s) = n_{\infty} \left(\frac{2T_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{1}{\pi \eta_s^{1/2}} = 0.49 n_{\infty} \left(\frac{T_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (2.42)$$

wobei $\eta_s = -eV_s/T_e$ ist.

Zum Abschluß soll noch ein Effekt erwähnt werden, der bei sehr flachem Einfall des Magnetfelds auf die Sondenoberfläche auftritt. In diesem Fall

bildet sich aufgrund des endlichen Ionen-Gyroradius eine zusätzliche Schicht aus, in der trotz Quasineutralität ein nicht verschwindendes \mathbf{E} -Feld auftritt und in der die Plasmadichte reduziert ist. Dieser Bereich wird magnetische Vorsicht genannt [8].

2.6 Langmuirsonden bei hohen Frequenzen ohne Magnetfeld

In der vorliegenden Arbeit wird das transiente Verhalten einer Langmuirsonde in einem magnetisierten Plasma untersucht. Das Verhalten einer Langmuirsonde bei hohen Frequenzen in einem unmagnetisierten Plasma ist gut bekannt. Eine Darstellung findet sich z. B. bei Swift [25]. Da sich die auftretenden Effekte aber weitgehend auf die Schicht beschränken, treten sie auch in einem magnetisierten Plasma auf. Aus diesem Grund sollen sie hier kurz dargestellt werden. Es zeigt sich jedoch, daß bei den in dieser Arbeit behandelten magnetisierten Plasmen bereits bei viel kleineren Frequenzen als im magnetfeldfreien Fall, dynamische Effekte eine Rolle spielen.

2.6.1 Gültigkeitsbereich der stationären Sondentheorie

Will man im Fall einer hochfrequenten Sondenspannung die Gleichungen der stationären Sondentheorie anwenden, so muß der Polarisationsstrom, der aufgrund der Schichtkapazität fließt, gegenüber dem Ionensättigungsstrom vernachlässigbar sein.

Eine Abschätzung der Schichtkapazität findet sich z. B. bei Crawford [9] [10], hier soll kurz der Ansatz und das Ergebnis vorgestellt werden. Für den kapazitiven Anteil des Sondenstromes gilt:

$$I = \frac{dQ}{dt} = A \frac{d\sigma}{dt} = A \frac{dD}{dt} \quad (2.43)$$

mit der Sondenoberfläche A , der Oberflächenladungsdichte σ und der dielektrischen Verschiebung D . Mit $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$ kann Gleichung (2.43) folgendermaßen umgeformt werden:

$$I = A \frac{\rho}{dV/dx} \Big|_{x=0} \frac{dV}{dt} \quad (2.44)$$

Aus der Definitionsgleichung für die Kapazität $C = Q/V$ folgt

$$I = \frac{d(CV)}{dt} = \left(C + V \frac{dC}{dV} \right) \frac{dV}{dt} = C_{\text{eff}} \frac{dV}{dt} \quad (2.45)$$

so daß man aus den Gleichungen (2.43) und (2.45) eine effektive Schichtkapazität

$$C_{\text{eff}} = A \frac{\rho}{dV/dx} \Big|_{x=0} \quad (2.46)$$

erhält. Man betrachtet nun zwei Frequenzbereiche ¹:

niedrige Frequenzen: $\omega \ll \omega_{pl,i}$

Hier sind die Potentialschwankungen noch so niederfrequent, daß ihnen sowohl die Elektronen als auch die Ionen folgen können. Mit den gleichen Annahmen für die Ionen- und Elektronendichten wie bei der Ableitung des Schichtgleichungen folgt für C_{eff} [29]:

$$C_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 A}{\lambda_D} \frac{\sqrt{\frac{\Phi_D}{\Phi_D - V}} - \exp\left[\frac{eV}{T_e}\right]}{\left[\frac{e\Phi_D}{T_e} \left(\sqrt{\frac{\Phi_D - V}{\Phi_D}} - 1\right) + \frac{1}{2} \left(\exp\left[\frac{eV}{T_e}\right] - 1\right)\right]^{1/2}} \quad (2.47)$$

Hierbei ist Φ_D das Potential an der Schichtkante, V ist das Sondenpotential. Für praktische Anwendungen sind V und Φ_D von der Größenordnung T_e/e , so daß der letzte Bruch in Gleichung (2.47) von der Ordnung eins ist.

mittlere Frequenzen: $\omega_{pl,i} \ll \omega \ll \omega_{pl,e}$

In diesen Fall können die Ionen, im Gegensatz zu den Elektronen, aufgrund ihrer großen Trägheit den Potentialschwankungen nicht mehr folgen. Als einfachstes Modell nimmt man eine konstante Ionen- und eine verschwindende Elektronendichte in der Schicht an. Daraus erhält man für C_{eff}

$$C_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_0 A}{\lambda_D} \quad (2.48)$$

Mit der eingangs erwähnten Bedingung für die Anwendbarkeit der stationären Sondentheorie, also $j_{pol} \ll j_{i,sat}$ erhält man mit Gleichung (2.47) und der oben gemachten Annahme für die Größenordnung der Potentiale aus

$$\omega C_{\text{eff}} V \ll enc_s A \quad (2.49)$$

als Grenze für die stationäre Sondentheorie [29]

$$\omega \ll \omega_{pl,i} \quad (2.50)$$

In der W7-AS Randschicht liegt $\omega_{pl,i}$ im Bereich von 10^9 s^{-1} .

¹Mit Frequenz ist hier strenggenommen Kreisfrequenz gemeint. Zwischen beiden Begriffen wird im folgenden nicht unterschieden, da aus den Zusammenhang ersichtlich ist, was gemeint ist.

2.6.2 Dynamisches Verhalten des Sondenstroms

Für $\omega \ll \omega_{pl,i}$ können die Elektronen und die Ionen wie oben bereits erwähnt, den Potentialschwankungen praktisch instantan folgen. Für die Geschwindigkeiten der Elektronen gelte eine Maxwellverteilung. Es soll ein Sondenpotential der folgenden Form betrachtet werden:

$$V_p(t) = V_p + v_p \sin(\omega t) \quad (2.51)$$

wobei V_p der stationäre Anteil der Sondenspannung ist. Damit folgt für den Elektronenstrom zur Sonde [25]:

$$I_e(t) = I_{e,0} e^{e(V_p + v_p \sin(\omega t))/T_e} = I_e e^{v_p \sin(\omega t)/T_e} \quad (2.52)$$

I_e ist der stationäre Anteil des Sondenstroms. Nach Mittelung über eine Periode erhält man:

$$\langle I_e(t) \rangle = I_e J_0 \left(\frac{ev_p}{T_e} \right) \quad (2.53)$$

wobei J_0 die modifizierte Bessel-Funktion 0-ter Ordnung ist. Der gemessene Elektronenstrom ist also um

$$\langle \Delta I_e(t) \rangle = I_e \left(J_0 \left(\frac{ev_p}{T_e} \right) - 1 \right) \quad (2.54)$$

größer als im stationären Fall, was einer Gleichrichtung des Elektronenstroms durch die Nichtlinearität der Sondenkennlinie entspricht. Diese Gleichrichtung tritt auch bei schnell fluktuierendem Plasmapotential oder fluktuierender Temperatur auf. Das bedeutet, daß sobald Sondenpotential oder Plasma-parameter schnell variieren, die gemittelte Sondenkennlinie durch den Gleichrichtungseffekt verfälscht wird.

2.7 Pin-Plate Sonde

Bei allen bisher erwähnten Betriebsarten von Langmuirsonden erhält man die interessierenden Plasmaparameter aus der Kennlinie der Schicht. Tatsächlich mißt man mit einer Sonde jedoch nicht nur die Schichtkennlinie, sondern die des gesamten Plasmas. Im folgenden soll der Fall eines magnetisierten Plasmas betrachtet werden, bei dem sich eine virtuelle Doppelsonde ausbildet. Dadurch spielen außer der Schichtimpedanz X_{sheath} noch die Impedanz der gegenüberliegenden Schicht X_{rs} , sowie die parallelen und transversale Impedanzen X_{\parallel} und X_{\perp} des Plasmas eine Rolle. Eine Modellierung der transversalen Impedanz, die im stationären Fall hauptsächlich als Querwiderstand im Erscheinung tritt, ist schwierig, da der Mechanismus für den

nicht-ambipolaren transversalen Transport der Ladungsträger nicht genau bekannt ist. Daraus folgt, daß auch alle anderen Impedanzen nicht berechnet werden können, da der zu B senkrechte Transport den Strompfad aufweitet und somit auch die beiden anderen Impedanzen beeinflusst. Im Idealfall ist X_{sheath} viel größer als X_{rs} , X_{\parallel} und X_{\perp} , so daß man nur X_{sheath} berücksichtigen muß. Man nimmt an, ohne einen eigentlichen Beweis zu haben, daß diese Beziehung für $V < V_{fl}$ erfüllt ist.

Für eine direkte Messung des Spannungsabfalls in der Schicht eignet sich eine sogenannte Pin-Plate-Sonde [24] (Abb(2.6)). Sie besteht zusätzlich zur

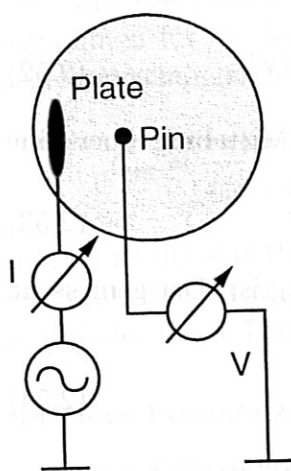


Abbildung 2.6: Aufbau einer Pin-Plate-Sonde

eigentlichen Sonde (Plate) noch aus einer kleineren Spitze (Pin), die deutlich mehr als 2 Schichtdicken von der größeren Spitze entfernt ist. Mit dem Pin kann direkt das Potential im Flußschlauch vor der Sonde gemessen werden. Den Potentialabfall in der Schicht erhält man zu:

$$\Delta V_{sheath} = V_{Sonde} - V_{pin} + V_{pin}^{sheath} \quad (2.55)$$

V_{pin}^{sheath} ist die Spannung, die in der Pin-Schicht abfällt. Sie wird als konstant angenommen. Da zur Bestimmung von T_e nur die Ableitung der Kennlinie wichtig ist, spielt die genaue Größe von V_{pin}^{sheath} keine Rolle.

Pin-Plate-Sonden eignen sich zur Messung von kleinen Elektronentemperaturen, die mit normalen Langmuirsonden wegen der dann nicht mehr vernachlässigbaren Plasmaresistivität nicht gemessen werden können. Durch Verwendung einer Pin-Plate-Sonde kann man einen größeren Bereich der Elektronenverteilungsfunktion berücksichtigen, indem man die Sondenkennlinie bis zu einer größeren Spannung zur Bestimmung der Plasmamparameter verwendet. Jedoch kann man auch mit einer Pin-Plate-Sonde nicht beliebig

weit in den Elektronenast der Sondenkennlinie hineinmessen, da bei großer positiver Sondenspannung die Sättigung des Stroms durch die gegenüberliegende Schicht bestimmt wird und der größte Teil der Spannung dort abfällt. Durch den Einsatz einer Pin-Plate-Sonde kann der transiente oder stationäre Einfluß des Plasmas außerhalb der Schicht auf die Sondenkennlinie korrigiert werden.

Die Langmuirsonde ist ein Instrument zur Messung der Elektronendichte in Plasmen. Sie besteht aus einer dünnen Metallsonde, die in das Plasma eingetaucht ist. Durch die Anwesenheit der Sonde wird ein Potential aufgebaut, das die Elektronen anzieht und die Ionen abstoßt. Die resultierende Stromflussdichte ist ein Maß für die Elektronendichte.

Die Langmuirsonde wird in verschiedenen Plasmen eingesetzt, wie zum Beispiel in der Fusionsforschung, in der Weltraumforschung und in der Halbleitertechnik.



Die Langmuirsonde wird in verschiedenen Plasmen eingesetzt, wie zum Beispiel in der Fusionsforschung, in der Weltraumforschung und in der Halbleitertechnik. Die Messung der Elektronendichte ist ein wichtiger Parameter für die Charakterisierung von Plasmen.

Die Langmuirsonde wird in verschiedenen Plasmen eingesetzt, wie zum Beispiel in der Fusionsforschung, in der Weltraumforschung und in der Halbleitertechnik. Die Messung der Elektronendichte ist ein wichtiger Parameter für die Charakterisierung von Plasmen.

Kapitel 3

Experiment und Auswertemethode zur Bestimmung des transienten Plasmaverhaltens

3.1 Meßprinzip

Bei dieser Arbeit wurden mit einer Langmuirsonde Eigenschaften des Flußschlauchs, der sich bei Sondenmessungen in einem magnetisierten Plasma bildet, untersucht. Dazu wurde eine spezielle Sonde gebaut, mit der direkt die Flußschlauchkennlinie für kurze Strompulse, ohne den Einfluß der Debye-schicht gemessen werden kann.

Die Sonde besitzt drei Spitzen, von denen zwei als Pin-Plate-Sonde ausgelegt sind. Mit diesen beiden Spitzen wird der Strom ins Plasma, das Plate-Potential, sowie das Potential im Flußschlauch gemessen. Mit der dritten Spitze wird das Plasmapotential neben diesem Flußschlauch gemessen. Mit diesen Größen kann, wie in Kapitel 4 erläutert wird, die Sonden- und die Flußschlauchkennlinie, sowie die Flußschlauchimpedanz bestimmt werden.

Neben diesen Messungen wurden auch noch Messungen zur Ausbreitung der mit der 3-poligen Sonde ins Plasma eingespeisten Strompulse gemacht. Dazu wurde ein poloidales Sondenarray radial in den Flußschlauch der 3-poligen sonde hineingefahren. Mit diesem Sondenarray wurden die eingespeisten Signale detektiert und es konnte die Signallaufzeit und die Aufweitung des Strompfades gemessen werden.

Bei der Durchführung der Versuche stellten sich mehrere Probleme ein. Zum einen war die Messung des Stroms mittels eines Shuntwiderstands wegen des hohen Gleichtakteils der zu messenden Spannungen mit großen Fehlern behaftet.

Störend wirkten sich auch die starken Plasmafluktuationen während der Messung aus. Um überhaupt eine Auswertung machen zu können, war eine Mittelung über viele Einzelsignale notwendig.

Zum anderen mußte eine für die Fouriertransformation geeignete Signalform gefunden werden. Um die fouriertransformierten Signale weiterverwenden zu können, durften im Spektrum keine Nullstellen auftreten.

Ein schwerwiegendes Problem waren die auf den Meßleitungen auftretenden Reflexionen. Diese waren darauf zurückzuführen, daß diese Kabel, wegen der Eingangskapazität der verwendeten Oszilloskope, nicht gut abgeschlossen waren. Da die Kabel zu den Meßspitzen auf der SONDENSEITE keinen Abschluß hatten, konnten Mehrfachreflexionen die Meßwerte verfälschen.

3.2 Allgemeiner Versuchsaufbau

3.2.1 Einzelsondenmessung

Abbildung (3.1) zeigt den prinzipiellen Versuchsaufbau für die Messung mit der 3-poligen Sonde. Diese Sonde war am Stellarator Wendelstein 7-AS außen bei 0° am Modul 2 angebaut, wo sich die Spitze der Dreiecksebene des W7-AS - Plasmas befindet. Die Sonde wurde für die Dauer der Messung mit einem Schnellhub für circa 150ms ins Plasma eingeschossen, um die thermische Belastung der Meßspitzen zu begrenzen. Beim maximalen Sondenhub wurde eine Folge von 500 $10 \mu\text{s}$ langen Strompulsen ins Plasma eingespeist, über die dann gemittelt wurde. Die maximale Anzahl dieser Pulse ist durch den Speicher der Digitaloszilloskope (Nicolet Pro 60 Oszilloskope mit 4 Kanälen, 8-bit ADC mit max. 200 MS/s und 256 kS Speicher), aber auch durch die Belastbarkeit der Widerstände im Sondenkopf begrenzt. Die Pulse wurden mit der Schaltung in Abbildung (3.2) aus einem 100 kHz-Sägezahnsignal erzeugt. Durch die Verwendung von Pulsen mit entweder ansteigender oder abfallender steiler Flanke werden Nullstellen im Spektrum des Signals, die durch die Interferenz der Fourierkomponenten von zwei steilen Flanken auftreten würden, vermieden. Um entweder positive oder negative Pulse zu erzeugen, wurde das Sägezahnsignal entweder mit ansteigender oder abfallender steiler Flanke an die Schaltung in Abb. (3.2) angelegt. Die Messungen mit den negativen Pulsen wurden wegen der, wie später ausgeführt wird, bei kleinen Strömen sehr ungenauen Strommessung nicht ausgewertet. Abbil-

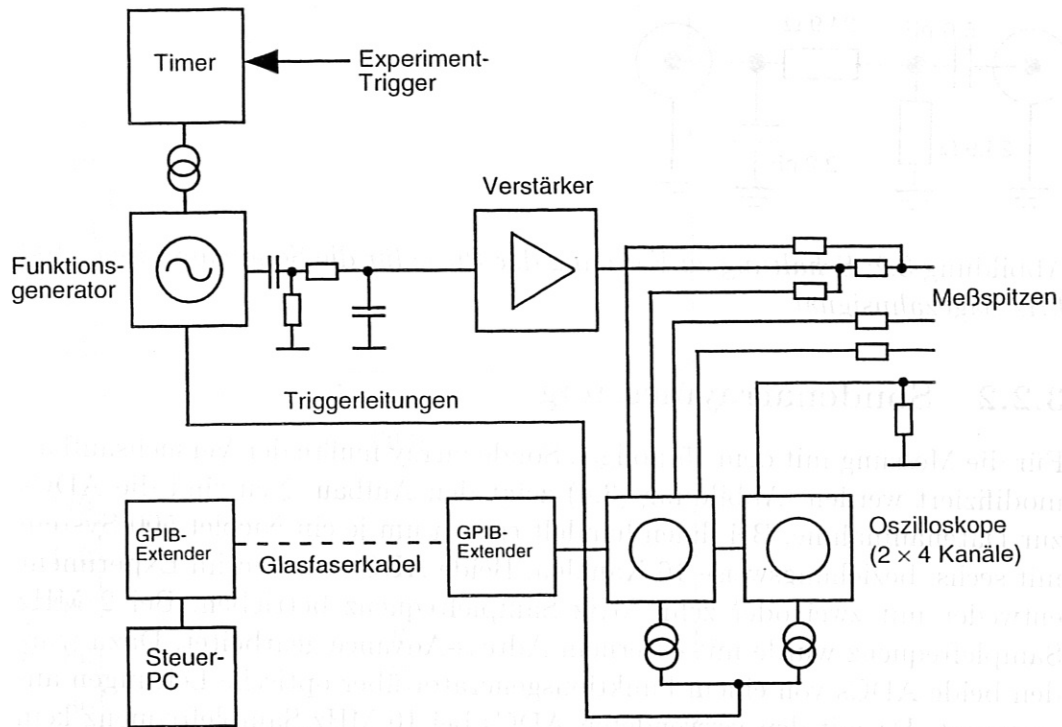


Abbildung 3.1: Aufbau des Experiments für die Messung mit der 3-poligen Sonde

Abbildung 3.3 zeigt den zeitlichen Verlauf und das Spektrum der Pulse nach der Verstärkung. Die Signale haben eine Anstiegszeit von ca. 200 ns. Eine kürzere Anstiegszeit der Signale, die höhere Frequenzen im Spektrum zur Folge gehabt hätte, war wegen der dann vom Verstärker (Bonn BTA 0110-1000; 1 kW, 9 kHz - 100 MHz) verursachten Verzerrungen der Signalform und damit verbundenen Interferenzen im Spektrum nicht möglich. Die Abfallzeit des Signals wurde so gewählt, daß alle Reaktionen des Plasmas auf die Signale bis zur nächsten steilen Flanke ausschlagen konnten.

Gesampelt wurde bei den Messungen mit mindestens 50 MHz. Diese Frequenz ist hoch genug, um kein Aliasing berücksichtigen zu müssen und andererseits niedrig genug, um hinreichend viele Einzelpulse für eine sinnvolle Mittelung aufnehmen zu können.

Zur Vermeidung von Erdschleifen wurden an den notwendigen Stellen der Geräteverbindungen Übertrager eingebaut. Zudem wurden alle Geräte über Trenntrafos betrieben. Zur galvanischen Trennung von Versuchsaufbau und Kontrollraum wurden die Oszilloskope über ein Glasfaserkabel ferngesteuert. Somit liegt der gesamte Versuchsaufbau auf Toruspotential.

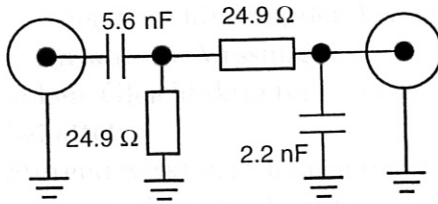


Abbildung 3.2: Schaltung zu Formung der Pulse für die Sonde aus einem 100 kHz Sägezahnsignal

3.2.2 Sondenarraymessung

Für die Messung mit dem 15-poligen Sondenarray mußte der Versuchsaufbau modifiziert werden. Abbildung (3.4) zeigt den Aufbau. Neu sind die ADCs zur Datenaufnahme. Bei ihnen handelt es sich um je ein Nicolet 500-System mit sechs, beziehungsweise 16 Kanälen. Beide ADCs wurden im Experiment entweder mit zwei oder zehn MHz Samplefrequenz betrieben. Bei 2 MHz Samplefrequenz wurde mit externem Adress-Advance gearbeitet. Dazu wurden beide ADCs von einem Funktionsgenerator über optische Leitungen angesteuert. Da mit den verwendeten ADCs bei 10 MHz Samplefrequenz kein externer Adress-Advance mehr möglich war, wurde an beiden ADCs das Ausgangssignal des Funktionsgenerators als Referenzsignal angelegt. Damit war eine Kontrolle von nicht gleichzeitigem Triggern oder unterschiedlichen Systemtaktten der ADCs während der Messung möglich.

Außerdem wurde ein anderes Filter für die Sägezahnsignale verwendet, das einen etwas längeren Puls mit kleineren Fourierkomponenten erzeugt.

3.3 Aufbau der Sonden

3.3.1 3-polige Sonde

Wie oben bereits erwähnt, hat die Sonde gemäß Abbildung (3.5) 3 Spitzen: eine zentrale Spitze mit 3mm Durchmesser zur Einspeisung der Strompulse ins Plasma und zwei kleine Spitzen im Abstand von ca. 6 mm von der mittleren Spitze mit 0.9 mm Durchmesser, die zur Messung des Plasmapotentials dienen. Die zentrale Spitze ragt 3 mm, die kleinen Spitzen 2 mm über den Kopf hinaus. Die Sondenspitzen bestehen aus kohlefaserverstärktem Graphit (CFC) und sind mit den Anschlußkabeln verlötet. Der Sondenkopf ist ebenfalls aus Graphit gefertigt und ist über zwei, zur Selbstinduktivitätsverringern parallel geschaltete, 44 Ω Widerstände mit der Sondenrohr und damit mit den Vakuumgefäß verbunden.

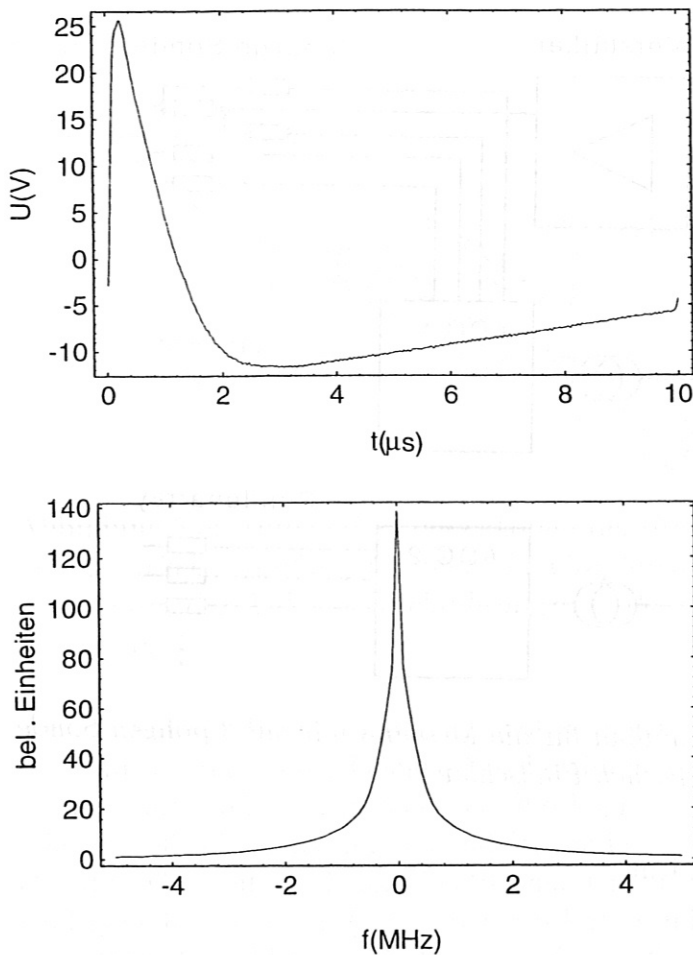


Abbildung 3.3: Zeitlicher Verlauf und Frequenzspektrum eines Pulses

Die kleinen Sondenspitzen sind so orientiert, daß die Verbindungslinie der zentralen Spitze und einem der Pins parallel zum Magnetfeld verläuft, während die Verbindungslinie zum anderen Pin senkrecht zu \mathbf{B} ist.

Die Verbindungen zum Kopf und zu den Spitzen sind soweit wie möglich koaxial aufgebaut. Die Schirme der Kabel in der Sonde sind im Abstand von ca. 6 cm von den Spitzen über das Stahlrohr der Sonde mit dem Gefäßpotential verbunden.

Durch das Sondenrohr laufen RG-174-Leitungen, wobei die Leitung zur Einspeisungsspitze noch einmal zusätzlich abgeschirmt ist. Diese, aus Platzgründen, dünnen Leitungen sind außerhalb des Sondenrohrs über SMA-Kuppungen mit RG58-Leitungen verbunden, die zum Verstärker, beziehungsweise zu den Oszilloskopen führen, wobei die Leitung zum Verstärker 12 m und die Leitungen zu den Oszilloskopen je 14 m lang sind. Diese beiden Kabelstränge

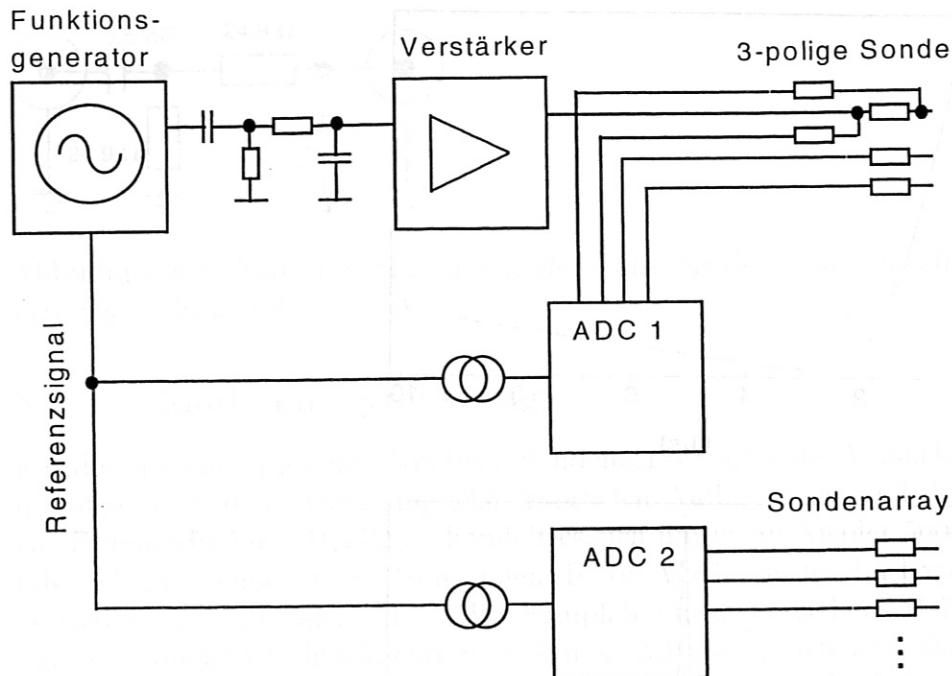


Abbildung 3.4: Experimentaufbau für die Messung mit der 3-poligen Sonde und dem Sondenarray im gleichen Flußschlauch

sind ebenfalls doppelt geschirmt.

3.3.2 Sondenarray

Der Aufbau des Sondenarrays ist in Abbildung (3.6) gezeigt. Wie bei der 3-poligen Sonde besteht der Sondenkopf aus Graphit und die Sondenspitzen aus CFC. Wie bei der anderen Sonde haben die Pins einen Durchmesser von 0.9 mm. Von den 19 Spitzen des Arrays sind 15 benachbarte so beschaltet wie die beiden kleinen Pins der 3-poligen Sonde. Im Sondenrohr wurden RG-316 - Leitungen verwendet, die außerhalb des Rohrs in RG-58 - Leitungen übergehen, die zu den ADCs führen. Die Leitungen im Rohr sind ca. 5 m lang, die Leitungen zu den ADCs ca. 20 m.

3.4 Meßelektronik

Die Schaltung zur Strommessung befindet sich in einem Metallröhrchen, möglichst nahe an den Sondenspitzen. Sie besteht aus drei Widerständen (vgl. Abb. (3.7)). Der Shuntwiderstand R_1 ist mit 100Ω so groß gewählt, daß

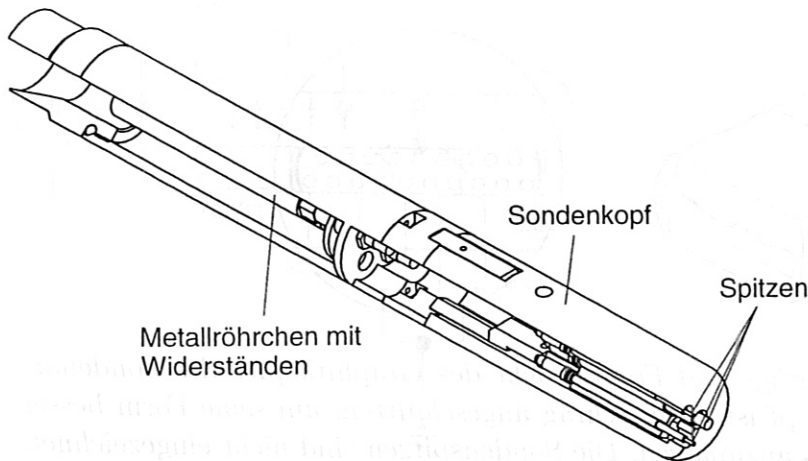


Abbildung 3.5: Aufbau des Sondenkopfes der dreipoligen Sonde. Zu sehen ist der eigentliche Kopf aus Graphit, die Graphitspitzen, sowie die Metallröhrchen hinter den Vakuumdurchführungen in denen die Widerstände untergebracht sind.

die an ihm abfallende Spannung groß genug ist, um den fließenden Strom noch mit ausreichender Genauigkeit bestimmen zu können. Die Spannungen wurden mit zwei verschiedenen Oszilloskopkanälen gemessen. Aufgrund der relativ großen Widerstände R_2 und R_3 von je $1\text{ k}\Omega$ fließt auch noch ein ausreichend großer Teil des Stroms ins Plasma. Die Leitungen zu den Oszilloskopen sind gemäß Abbildung (3.8) mit 5 : 1-Teilern mit einem Gesamtwiderstand von $50\ \Omega$ abgeschlossen. Dadurch werden Reflexionen, die aufgrund der relativ hohen Eingangskapazität der Oszilloskope von ca. 52 pF auftreten, um den Faktor

$$\frac{R'}{R + R'} \quad (3.1)$$

unterdrückt. Zusätzlich ist die Teilerschaltung (3.8) durch den 10 pF Kondensator frequenzkompensiert, d. h. das Teilverhältnis ist für alle Frequenzen in etwa gleich. Ebenfalls zur Unterdrückung von Reflexionen ist auch die Leitung vom Verstärker zur Sonde an der Sonde mit einem $50\ \Omega$ - Widerstand abgeschlossen.

Da die Widerstände im Kopf so weit wie möglich abgeschirmt sind, können Effekte, die von Streukapazitäten kommen, vernachlässigt werden.

Die von den Meßspitzen der 3-poligen Sonde und des Sondenarrays zu den Oszilloskopen führenden Kabel wurden ebenfalls zur Unterdrückung von Reflexionen mit den 5 : 1-Teilern aus Abb. (3.8) an den Oszilloskopeingängen abgeschlossen.

Um das Spitzenpotential hochohmig zu messen, sind $1\text{ k}\Omega$ - Widerstände in

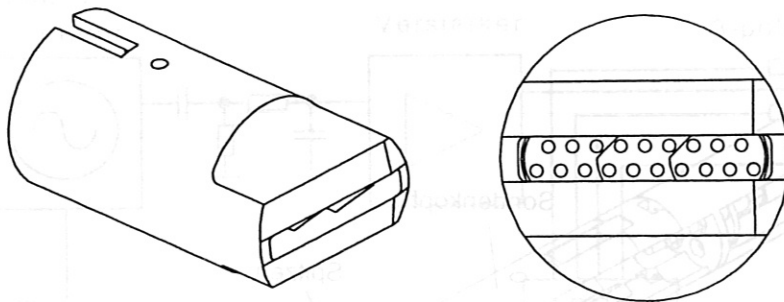


Abbildung 3.6: Schräg- und Frontansicht des Graphitkopfes des Sondenarrays. Der Sondenkopf ist leicht schräg angeschnitten, um seine Form besser an die des Plasmas anzupassen. Die Sondenspitzen sind nicht eingezeichnet.

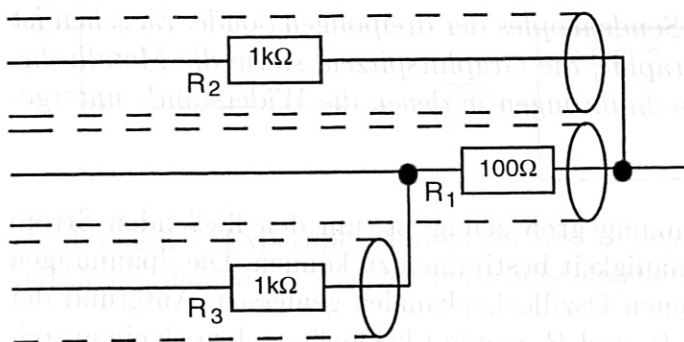


Abbildung 3.7: Widerstände zur Strommessung im Sondenkopf

die Leitung von den Meßspitzen der 3-poligen Sonde und des Sondenarrays zu den Oszilloskopen geschaltet.

3.5 Ablauf und Auswertung der Messung

3.5.1 Messung mit der 3-poligen Sonde

Die Messung wird vom Experimenttrigger ($t = 0$) gestartet. Der Sonden-schnellhub und der Funktionsgenerator haben jeweils eigene Timer, die so eingestellt sind, daß der Funktionsgenerator startet, wenn der Schnellhub seine maximale Auslenkung erreicht hat. Die gesamte Pulsfolge, die vom Funktionsgenerator erzeugt wird, ist so kurz, daß sich der gesamte Meßvorgang praktisch am Umkehrpunkt des Schnellhubs abspielt. Die beiden Signale zur Strommessung, sowie die Signale von den Meßspitzen wurden von einem der beiden 4-Kanal-Oszilloskope aufgenommen, während mit dem anderen

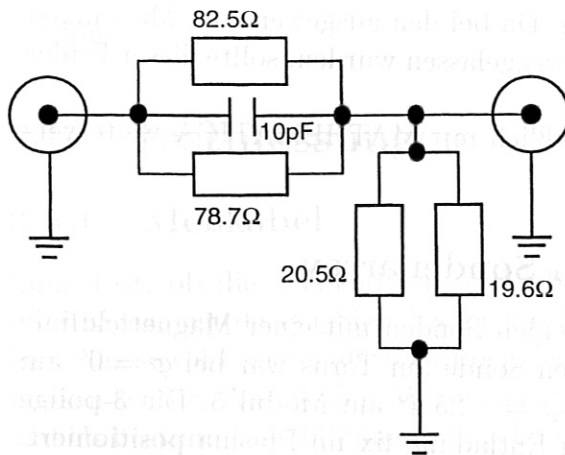


Abbildung 3.8: Teiler an den Oszilloskopeingängen zur Unterdrückung von Reflexionen

Oszilloskop das Potential des Sondenkopfes gegenüber dem Gefäßpotential gemessen wurde. Diese Messungen wurden jedoch später nicht ausgewertet. Aus diesem Grund war es auch nicht wichtig, daß die beiden Oszilloskope synchron starteten.

Die Oszilloskope erhielten ihren Triggerpuls zur Datenaufnahme vom Funktionsgenerator. Die übrige Steuerung der Oszilloskope erfolgte vom Kontrollraum. Die Meßdaten befanden sich nach dem Schuß im Speicher der Oszilloskope und wurden zum Steuer-PC übertragen, wo sie bis zur Weiterverarbeitung zwischengespeichert wurden.

Die Einzelpulse sind aufgrund der starken Plasmafluktuationen während der Messung nicht auswertbar. Aus diesem Grund wurde über die einzelnen Pulse gemittelt. Dazu wurde der Rohdatensatz in gleich lange Pakete mit jeweils einem einzelnen Puls unterteilt. Die Anfangspunkte der Pakete wurden anhand der steilen Flanke des Spannungspulses an der zentralen Spitze bestimmt. Dieses Signal hat ein für diesen Zweck ausreichend großes Signal-Rauschverhältnis. Für die Pakete wurde dann eine bestimmte Anzahl (i. d. R. 500) aufeinanderfolgender Meßpunkte verwendet. Von den so gewonnenen Paketen wurde das arithmetische Mittel gebildet.

Da die verwendeten Oszilloskope nur über 8-bit ADCs verfügen, mußte der zur Verfügung stehende Meßbereich maximal ausgenutzt werden, um eine ausreichende Genauigkeit der Meßwerte zu erreichen. Dadurch kam es bei manchen Paketen zu Überläufen. Diese Pakete wurden bei der Mittelung nicht berücksichtigt. Falls bei zu vielen Paketen ein Überlauf auftritt, ergeben sich nicht repräsentative Mittelwerte, da gezielt Pakete mit großer

Signalamplitude weggeworfen werden. Da bei den ausgewerteten Messungen jedoch nur maximal 20 bis 30 Pakete weggelassen wurden, sollte dieser Fehler nicht signifikant sein.

Die gemittelten Pakete wurden schließlich mit MATHEMATICA weiterverarbeitet.

3.5.2 Messungen mit dem Sondenarray

Bei diesen Messungen wurden die beiden Sonden mit einer Magnetfeldlinie verbunden. Die Position der 3-poligen Sonde am Torus war bei $\varphi = 0^\circ$ am Modul 2, die des Sondenarrays bei $\varphi = -25.4^\circ$ am Modul 5. Die 3-polige Sonde wurde während der gesamten Entladung fix im Plasma positioniert. Um die thermische Belastung dieser Sonde zu begrenzen, wurden nur kurze Entladungen mit geringer Heizleistung durchgeführt. Das Sondenarray wurde timergesteuert in das Plasma eingeschossen und zwar langsam in ca. 400 ms hinein und schnell in ca. 100 ms wieder heraus, um auf dem Hineinweg eine gute radiale Auflösung zu erreichen und die thermische Belastung der Sonde zu verringern.

Die Magnetfeldkonfiguration wurde mit dem Gourdon-Code für das W7-AS Vakuumfeld berechnet [2]. Die Abweichungen des tatsächlichen Feldes aufgrund der Shafranov-Shift fallen nicht ins Gewicht, da durch das Sondenarray ein hinreichend großer poloidaler und radialer Bereich abgescannt wird und Feinheiten durch kleine ι -Variationen ausgeglichen werden können.

“Treffer”, d.h. Konfigurationen, bei denen sich beide Sonden auf der gleichen Feldlinie befanden, wurden wie in den Messungen von Bleuel [2] durch Bildung der Korrelationsfunktion der Signale an der zentralen Spitze der 3-poligen Sonde und an den Spitzen des Sondenarrays identifiziert. Bei diesen Messungen wurde die 3-polige Sonde passiv betrieben, d.h. es wurde kein Signal ins Plasma eingespeist. Die Signale werden von den stets vorhandenen Plasmafluktuationen erzeugt, die entlang des Magnetfelds über große Entfernungen korreliert sind. Zur Berechnung der Korrelationsfunktion wurde das aufgenommene Datenpaket in Zeitfenster unterteilt, von denen dann die Korrelationsfunktion berechnet wurde. Dazu wurden die Programme “portion” und “rech” verwendet. Die Messung wurde zunächst mit 2 MHz Samplefrequenz durchgeführt, um einen größeren radialen Bereich abscannen zu können. Sobald eine Korrelation gefunden wurde, wurde als Vergleichsmessung für die aktiven Messungen noch mit 10 MHz passiv gemessen. Die aktiven Messungen wurden alle mit 10 MHz Samplefrequenz durchgeführt. Die Korrelationsfunktion wurde online berechnet und nach der Identifikation eines Treffers wurde aktiv, also mit ins Plasma eingespeisten Strompulsen weitergemessen und ebenfalls die Korrelationsfunktion der gemessenen Signale

gebildet.

3.6 Testmessungen

3.6.1 Meßkabel

Zum Test, ob die verwendeten Meßkabel die Eingangssignale unverfälscht übertragen, wurde ein Signal vom Funktionsgenerator an die Kabel angelegt, das sowohl direkt als auch über das Meßkabel mit dem Oszilloskop gemessen wurde. Aus beiden Messungen wurde die Übertragungsfunktion des Kabels bestimmt. Abbildung (3.9) zeigt eine solche, auf 1 normierte Übertragungsfunktion. Bei der Messung wurde über 400 Einzelpulse gemittelt. Man

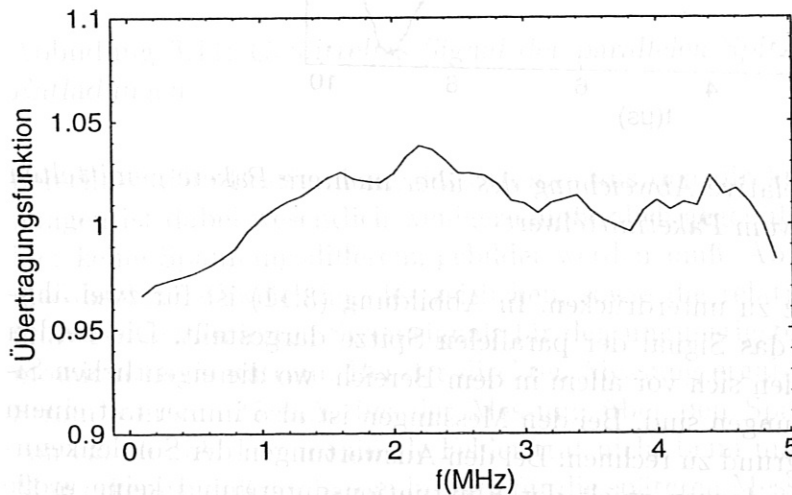


Abbildung 3.9: Gemessene Übertragungsfunktion der Meßleitungen

erkennt, daß die Übertragungsfunktion um maximal 5% von eins abweicht, so daß die Spannungsmessung bei den verwendeten Frequenzen ausreichend genau ist.

3.6.2 Fluktuationsuntergrund

Zur Abschätzung, wie gut die Plasmafluktuationen durch die Mittelung über die einzelnen Pulse unterdrückt werden, wurden Messungen durchgeführt, bei denen keine Signale in das Plasma eingespeist wurden, und mit den kleinen Meßspitzen nur das fluktuierende Plasmapotential gemessen wurde. Die so erhaltenen Daten wurden dann wie oben beschrieben, gemittelt. Bei Mittelung über hinreichend viele Pulse sollte sich ein über die Dauer der Messung

konstantes Floatingpotential ergeben. In Abbildung (3.10) ist für eine solche Messung die relative Abweichung der Meßwerte vom Mittelwert gezeigt. Man erkennt, daß die Mittelung nicht gut genug ist um den Einfluß von

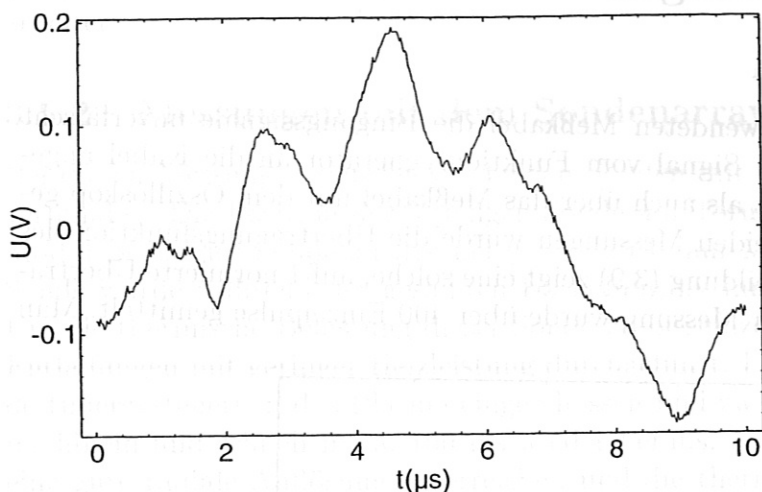


Abbildung 3.10: Relative Abweichung des über mehrere Pakete gemittelten Floatingpotentials vom Paketmittelwert

Fluktuationen ganz zu unterdrücken. In Abbildung (3.11) ist für zwei ähnliche Entladungen das Signal der parallelen Spitze dargestellt. Die beiden Kurven unterscheiden sich vor allem in dem Bereich, wo die eigentlichen Signale schon abgeklungen sind. Bei den Messungen ist also immer mit einem Fluktuationsuntergrund zu rechnen. Bei den Auswertungen der Sondenkennlinien und der Impedanzen spielt der Fluktuationsuntergrund keine große Rolle, da die eigentlichen Signale im Vergleich zur gesamten Pulsdauer kurz sind, und die Fluktuationen im Vergleich zum externen Signal nur kleine Frequenzbandbreite besitzen.

3.6.3 Strommessungen

Bei Testmessungen im Labor wurde festgestellt, daß die Strommessung über den Spannungsabfall am 100Ω Widerstand (vgl. Abb. (3.7)) bei kleinen Strömen zu große Werte liefert. Ab einer Stromstärke von ca. 200 mA verschwindet dieser Effekt.

Bei diesen Testmessungen wurden verschiedene ohm'sche Widerstände an die Strommeßelektronik angeschlossen, die den Plasmawiderstand simulieren sollten. Der Strom wurde nun zum einen über den Spannungsabfall am Shuntwiderstand und zum anderen direkt aus den gemessenen Spannungen

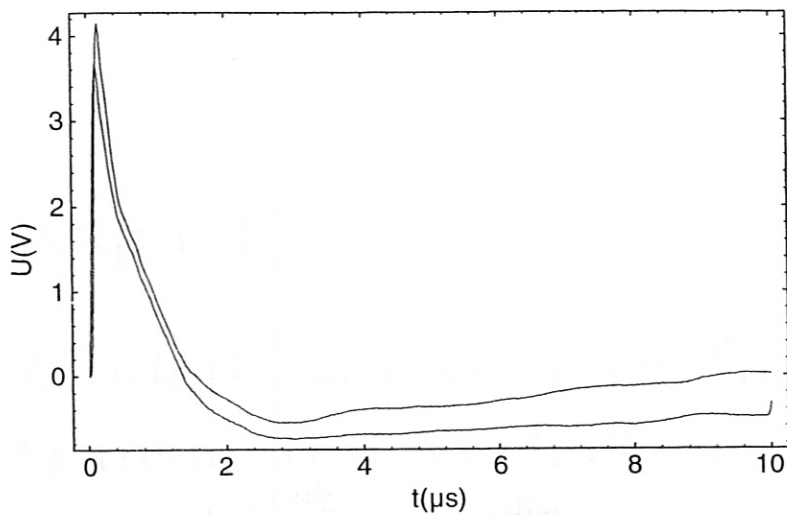


Abbildung 3.11: Gemitteltetes Signal der parallelen Spitze für zwei ähnliche Entladungen

berechnet. Die Bestimmung des Stromes aus den direkt gemessenen Spannungen ist dabei wesentlich weniger empfindlich gegenüber Meßfehlern, weil hier keine Spannungsdifferenz gebildet werden muß. Abbildung (3.12) zeigt die absolute Abweichung des zeitlichen, sowie die relative Abweichung des fouriertransformierten Stromsignals für den ungünstigsten Fall, also bei minimalem Gesamtstrom. Bei der direkten Messung ergab sich ein maximaler Strom von ca. 25 mA, bei der Messung über den Spannungsabfall, einer von ca. 30 mA. Der maximale Fehler trat nicht beim maximalen Strom auf. Man erkennt, daß der Strom bei den für die späteren Messungen signifikanten Frequenzen bei kleinen Strömen bis zu ca. 70% abweichen kann. Bei den Messungen mit Plasma war der fließende Strom in der Regel jedoch viel größer als im hier betrachteten Fall, so daß die Strommessungen nicht korrigiert werden mußten. Dennoch muß man berücksichtigen, daß bei den Messungen Ströme, die nur einige 10 mA groß sind, deutlich falsch sein können.

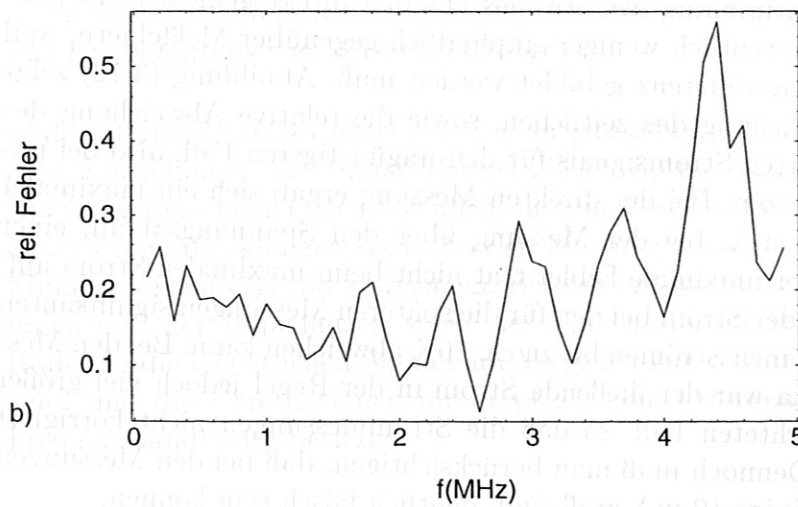
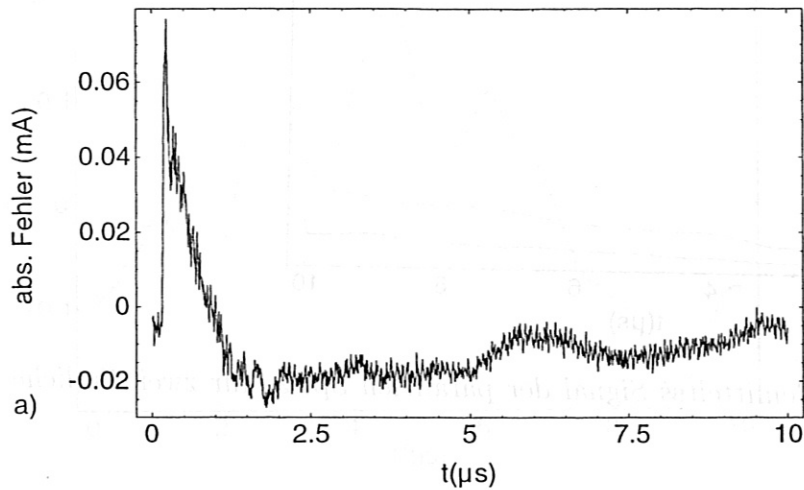


Abbildung 3.12: a) Absolute Abweichung des Stroms bei der Bestimmung über den Shuntwiderstand gegenüber dem Strommittelwert bei der direkten Bestimmung aus den Spannungen. b) Relative Abweichung der beiden Methoden zur Strombestimmung in Abhängigkeit von der Frequenz.

Kapitel 4

Modelle zur Beschreibung des transienten Verhaltens der Vorschicht

Das Ziel dieses Kapitels ist es, die Ergebnisse der Messungen mit der 3-poligen Sonde mit theoretischen Modellen zu beschreiben. Dazu werden, analog zum Vorgehen in [29], die von Nedospasov [17] und von Niedermeyer [18] vorgeschlagenen Modelle auf die Meßergebnisse angewendet. Es zeigt sich, daß das Plasma gut als Koaxialkabel, in dem sich eine Alfvénwelle ausbreitet, beschrieben werden kann.

4.1 Nedospasovmodell

Ein Modell, das vom Plasma außerhalb der Schicht verursachte dynamische Effekte für die Sondenkennlinie vorhersagt, wurde erstmals von Nedospasov [17] vorgeschlagen. Legt man in einem magnetisierten Plasma eine Spannung an eine Sonde an, so fließt der Strom, wie in Kapitel 2 beschrieben in einem Flußschlauch zur Wand (vgl. Abb. (4.1)). Der Transport senkrecht zu \mathbf{B} ist stark unterdrückt, so daß sich zwischen dem Plasma im Schlauch und dem ungestörten Plasma außerhalb ein elektrisches Feld aufbauen kann. Es wird angenommen, daß das Potential im Flußschlauch nicht vom Ort abhängig ist. Wenn das Potential im Flußschlauch schnell variiert wird, ändert sich das \mathbf{E} -Feld senkrecht zu \mathbf{B} , und es kommt aufgrund der Polarisationsdrift [19]

$$\mathbf{v}_{\dot{E}} = \mathbf{e}_{\parallel} \times \omega_g^{-1} \frac{d\mathbf{v}_{\mathbf{E}}}{dt} \quad (4.1)$$

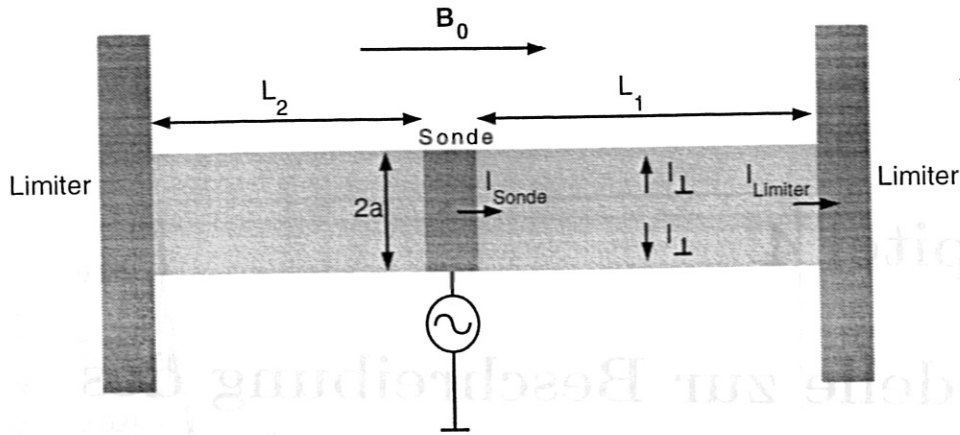


Abbildung 4.1: Geometrie des Nedospasov-Modells.

mit der Zyklotronfrequenz ω_g und der $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift $\mathbf{v}_E = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$ zu einem Polarisationsstrom, der in der hier betrachteten Zylindergeometrie senkrecht zum Magnetfeld fließt.

$$I_{\perp} = 2\pi a L j_{pol} = \frac{2\pi a L n m_i}{B^2} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (4.2)$$

Mit der Annahme, daß $E = -\text{grad}\Phi \approx \Phi/a$ ist, wobei a der Flußschlauchradius und Φ das Plasmapotential im Flußschlauch bezogen auf das Potential des ungestörten Plasmas ist, erhält man mit $I = Cd\Phi/dt$ für die Kapazität des Flußschlauchs:

$$C = \frac{2\pi L n m_i}{B^2} \quad (4.3)$$

wobei $L = L_1 + L_2$ ist. Für die Zukunft ist noch eine direkte Überprüfung der Wellenausbreitung geplant. Dazu soll die hier verwendete Sonde entlang einer Magnetfeldlinie über eine Länge von wenigen Metern mit einem poloidalen Sondenarray verbunden werden, mit dem die ins Plasma eingespeisten Pulse detektiert werden sollen.

Aus der Strombilanz von Sonden-, Limiter- und Polarisationsstrom

$$I_{Sonde} = I_{Limiter} + I_{\perp} \quad (4.4)$$

erhält man unter Berücksichtigung der Ströme an der Sonde mit der gegenüber dem Limiterpotential¹ gemessenen Sondenspannung V .

$$I_{Sonde} = I_{i,sat}(1 - \exp[-e(\Phi - V)/T]) \quad (4.5)$$

¹Das Limiterpotential ist das Floatingpotential, das sich durch den Kontakt des Limiters mit dem nicht durch die Sonde gestörten Plasma einstellt.

und am Limiter

$$I_{\text{Limiter}} = I_{i,\text{sat}}(1 - \exp[-e(\Phi/T)]) \quad (4.6)$$

für die Sondenkennlinie:

$$I_p = I_{i,\text{sat}} \left(1 - \frac{2 \exp[2\omega_0 t + eV(t)/T]}{1 + \exp[2\omega_0 t] + 2\omega_0 \int_0^t d\tau \exp[2\omega_0 \tau + eV(\tau)/T]} \right) \quad (4.7)$$

ω_0 ist eine für das System charakteristische Frequenz:

$$\omega_0 = \frac{S\omega_{c,i}}{\pi L\rho_{L,i}} \quad (4.8)$$

dabei ist $\rho_{L,i}$ der Ionen-Larmorradius und S die Sondenoberfläche.

4.1.1 Simulation

Mit Gleichung (4.7) wurden nun für verschiedene Entladungen („Schüsse“) die Kennlinien berechnet. Dabei wurde als $V(t)$ die tatsächlich gemessene Spannung an der Sondenspitze verwendet. Da bei den Messungen, die hier simuliert werden, nur positive Pulse ins Plasma eingespeist wurden, konnte der Ionensättigungsstrom nicht experimentell bestimmt werden. Er berechnet sich aus den angenommenen Plasmaparametern zu

$$I_{i,\text{sat}} = A n e c_s \approx A n e \sqrt{\frac{T}{m_i}} \quad (4.9)$$

mit der effektiven Sondenoberfläche A . Den Larmorradius für Deuterium erhält man aus [7]:

$$\rho_{L,i} = 2 \cdot \frac{\sqrt{T_e(eV)}}{B(kG)} \text{ mm} \quad (4.10)$$

Tabelle (4.1) zeigt die für die simulierten Schüsse angenommenen Plasmaparameter und die daraus zur Simulation der Kennlinie berechneten Größen. Diese Parameter liegen in dem von Grigull [13] angegebenen Parameterbereich für die Scrape-Off Layer des W7-AS. In beiden Fällen betrug das Magnetfeld 2.5 T. Daraus ergibt sich eine Ionenzyklotronfrequenz von $\omega_{c,i} = 120 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Die Verbindungslängen wurden mit dem GOURDON-Code für das W7-AS- Vakuumfeld berechnet. Die Abbildungen (4.3) und (4.2) zeigen jeweils die gemessene und die dazugehörige, berechnete Kennlinie. Diese werden jeweils im Uhrzeigersinn durchlaufen. Bei Entladung # 37834 wurde die Sonde nicht so weit ins Plasma eingeschossen. Dichte und Temperatur sollten bei diesem Schuß also niedriger als beim Schuß # 37662 sein, was sich

#	37834	37662
$T(\text{eV})$	7	30
$n(10^{18}\text{m}^{-3})$	0.5	5
$L(\text{m})$	8	15
$\rho_L(\text{m})$	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$4.4 \cdot 10^{-4}$
$\omega_0 (\text{s}^{-1})$	$4.06 \cdot 10^5$	$1.05 \cdot 10^5$
$I_{i,\text{sat}}(\text{A})$	0.026	0.54

Tabelle 4.1: Parameter für die Kennliniensimulation mit dem Nedospasovmodell

auch bei den Parametern für die Simulation zeigt. Damit ist der (lineare) Widerstand des Plasmas beim Schuß # 37834 größer.

Man erkennt, daß das Nedospasovmodell die gemessenen Kennlinien v. a. für Schuß # 37834 nicht besonders gut wiedergibt. Eine Ursache ist vermutlich der größere Plasmawiderstand und die damit einhergehende Linearisierung der Kennlinie, da die Simulation für Schuß # 37662, abgesehen von der zu geringen Breite der Hystereseschleife, ein brauchbares Ergebnis liefert.

4.1.2 Bewertung des Nedospasovmodells

Das Nedospasovmodell stellt einen interessanten und vielversprechenden Ansatz dar, dynamische Effekte bei der Messung einer Sondenkennlinie zu berücksichtigen. Allerdings ist die Annahme, das Plasma durch einen einzigen Kondensator senkrecht zu Magnetfeld beschreiben zu können, zu stark vereinfacht.

Am problematischsten ist wohl die Annahme, daß im Flußschlauch keine Dissipation auftritt und überall das gleiche Potential vorliegt. Gerade in der relativ kalten Scrape-Off Layer, die in der Regel bei Fusionsplasmen der für Sondenmessungen zugängliche Bereich ist, sollte die parallele Resistivität eine Rolle spielen.

Ein senkrecht zum Magnetfeld fließender resistiver Strom wird ebenfalls nicht berücksichtigt. Das Plasma in der Nachbarschaft des Flußschlauchs fängt aufgrund der $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift an zu rotieren. Durch dissipative Effekte (Stöße oder Turbulenz) wird die Rotation abgebremst, der Strompfad weitet sich auf und es fließt ein Strom senkrecht zu \mathbf{B} . Hier müßte wenigstens noch ein ohmscher Widerstand senkrecht zum Magnetfeld angenommen werden.

Die Schicht über die dieser resistive Strom und der Polarisationsstrom abfließt wird ebenfalls nicht berücksichtigt. Möglicherweise ist das jedoch erlaubt, da sich diese Schicht über einen großen Bereich erstrecken sollte und somit wenig

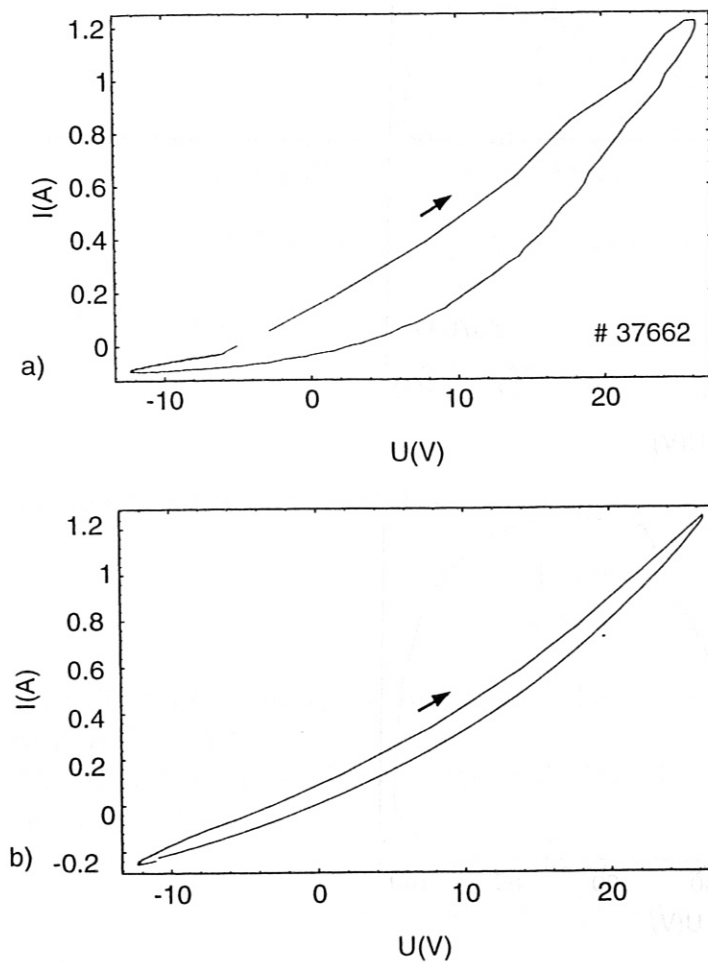


Abbildung 4.2: Gemessene (a) und berechnete (b) Sondenkennlinie für Schuß Nr. 37662

Gefahr besteht, daß der Ionenstrom der Rückflußschicht den Elektronenfluß limitiert.

Außerdem werden Ausbreitungseffekte, wie Reflexionen, die wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, eine Rolle spielen können, nicht berücksichtigt.

4.2 Kabelmodell

Im folgenden wird das von Niedermeyer in [18] vorgeschlagene Modell diskutiert. Dazu wird angenommen, daß das Plasma sich wie ein Koaxialkabel verhält, in dem sich eine Alfvénwelle ausbreitet.

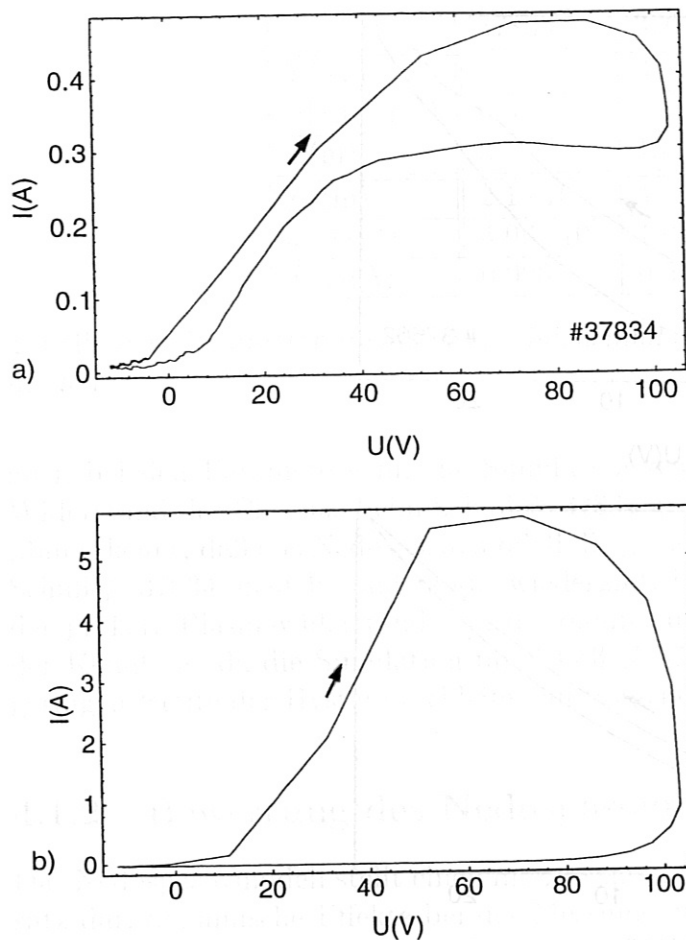


Abbildung 4.3: Gemessene (a) und berechnete (b) Sondenkennlinie für Schuß Nr. 37834

4.2.1 Alfvénwellen

Alfvénwellen sind ein Typ der sogenannten MHD-Wellen. Sie entsprechen im Plasma elektromagnetischen Wellen bei Frequenzen, die kleiner als die Ionenzyklotronfrequenz $\omega_{c,i}$ sind. Es gibt zwei Typen von Alfvénwellen, die sich in der Richtung der Auslenkung des Magnetfeldes unterscheiden. Bei Kompressions-Alfvénwellen verläuft die Magnetfeldstörung parallel zu \mathbf{B} , bei Torsions-Alfvénwellen senkrecht zu \mathbf{B} . Die Dispersionsrelation erhält man aus den linearisierten MHD-Gleichungen in Fourierraum [19]:

$$-\omega \rho^{(1)} + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}^{(1)} \rho^{(0)} = 0 \quad (4.11)$$

$$\omega \rho^{(0)} \mathbf{v}^{(1)} = k p^{(1)} + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{k} \mathbf{B}^{(0)} \cdot \mathbf{B}^{(1)} - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}^{(0)} \mathbf{B}^{(1)} - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}^{(1)} \mathbf{B}^{(0)} \quad (4.12)$$

$$p^{(1)} = \gamma \frac{\rho^{(1)}}{\rho^{(0)}} p^{(0)} \quad (4.13)$$

Dabei ist p der Druck und ρ die Massendichte. Durch Elimination von $p^{(1)}$ und $\mathbf{B}^{(1)}$ erhält man die Eigenwertgleichung

$$[(-\omega^2 + v_A^2 k_{\parallel}^2) \mathbf{1} + (v_S^2 + v_A^2) \mathbf{k} \mathbf{k} - v_A^2 (\mathbf{k} \mathbf{e}_{\parallel} + \mathbf{e}_{\parallel} \mathbf{k})] \cdot \mathbf{v}^{(1)} = 0 \quad (4.14)$$

mit der Alfvéngeschwindigkeit

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho^{(0)}}} \quad (4.15)$$

und der Schallgeschwindigkeit

$$v_S = \sqrt{\gamma \frac{p^{(0)}}{\rho^{(0)}}} \quad (4.16)$$

$\mathbf{1}$ ist die Einheitsmatrix. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei $\mathbf{B}^{(0)} = (0, 0, B^{(0)})$ und $\mathbf{k} = (0, k_{\perp}, k_{\parallel})$

Als Alfvénwellen bezeichnet man diejenigen Lösungen der Eigenwertgleichung (4.14) mit

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2 \quad (4.17)$$

$$\text{mit } v_x^{(1)} \neq 0, v_y^{(1)} = 0 = v_z^{(1)}$$

und

$$\omega^2 = k^2 v_A^2 \quad (4.18)$$

$$\text{mit } v_x^{(1)} = 0$$

Wellen, die durch Gleichung (4.17) beschrieben werden heißen Torsions-Alfvénwellen. Bei ihnen wird anschaulich, analog zu einer Saite, an der Magnetfeldlinie gezupft. Gleichung (4.18) beschreibt die sogenannten Kompressions-Alfvénwellen. Hier wird, analog zur Dichte bei einer Schallwelle, das Magnetfeld lokal erhöht. Die anderen Lösungen der Eigenwertgleichung (4.14) sind Schallwellen und magnetosonische Wellen. Alle idealen MHD-Wellen zeigen im homogenen Plasma keine Dispersion.

Im Zylindergeometrie ergeben sich die gleichen Dispersionsrelationen wie für kartesische Koordinaten [11]. Die einzige Änderung die sich aufgrund der anderen Geometrie ergibt, ist eine Einschränkung für \mathbf{k}_{\perp} .

Die Anregung einer Alfvénwelle durch eine Sonde mit variierendem Potential kann man sich wie folgt vorstellen:

Durch die Änderung des Potentials der Sondenspitze erhält man ein zeitabhängiges elektrisches Feld, das der Feldstörung $\mathbf{E}^{(1)}$ entsprechen soll. Der Einfachheit halber soll angenommen werden, daß $\mathbf{E}^{(1)} \parallel \mathbf{e}_z$ in einem plasmagefüllten Plattenkondensator ist. Der, bei einer Änderung von $\mathbf{E}^{(1)}$ aufgrund der Polarisationsdrift fließende Polarisationsstrom \mathbf{j} ist dann ebenfalls parallel zu $\mathbf{E}^{(1)}$. Wegen

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (4.19)$$

wird eine Magnetfeldstörung $\mathbf{B}^{(1)}$ senkrecht zu $\mathbf{E}^{(1)}$ und $\mathbf{B}^{(0)}$ induziert. $\mathbf{B}^{(1)}$ hat also genau eine Komponente, die der Störung des Magnetfeldes entspricht, die zur Anregung einer Torsions-Alfvénwelle notwendig ist.

4.2.2 Vergleich: Flußschlauch – Koaxialkabel

Auf den ersten Blick haben ein Plasma und ein Koaxialkabel nur wenige Gemeinsamkeiten. Der Flußschlauch, der sich von der Sondenspitze bis zur nächsten Wand zieht, kann jedoch mit den Innenleiter eines Koaxialkabels verglichen werden. Das umgebende Plasma übernimmt sowohl die Rolle des Dielektrikums als auch die des Außenleiters. Dielektrikum, Außen- und Innenleiter sind im Gegensatz zum Kabel jedoch nicht scharf gegeneinander abgegrenzt. Abb. (4.4) zeigt das angenommene Schaltbild für die Stromausbreitung im Plasma. Das Kabel selbst besteht aus infinitesimalen Impedanzen. Die Spannungsdifferenz $V = V_{\parallel} - V_{\perp}$ zwischen parallelem und senkrechtem Pin wird als Spannung zwischen Innen- und Außenleiter eines Koaxialkabels interpretiert.

Damit entfällt auch der Einfluß der nichtlinearen Schichtimpedanz, über die der Strom ins Plasma fließt, und man kann die Strom-Spannungs-Kennlinie des Flußschlauchs messen.

Es wird weiter angenommen, daß der Einfluß der beiden anderen Schichten Z'_s und Z''_s ebenso wie der Einfluß der Impedanz Z'_\perp des Plasmas außerhalb des durch die Messung erfaßten Kabelbereichs vernachlässigt werden darf.

Eigenschaften des Kabels

Es wird vom Wellenwiderstand eines normalen Koaxialkabels ausgegangen

$$W = \sqrt{\frac{r + i\omega l}{g + i\omega c}} \quad (4.20)$$

wobei r , l , g und c Widerstand, Selbstinduktivität, Ableitwert und Kapazität des Kabels pro Längeneinheit bezeichnen. Abbildung (4.5) zeigt den Real-

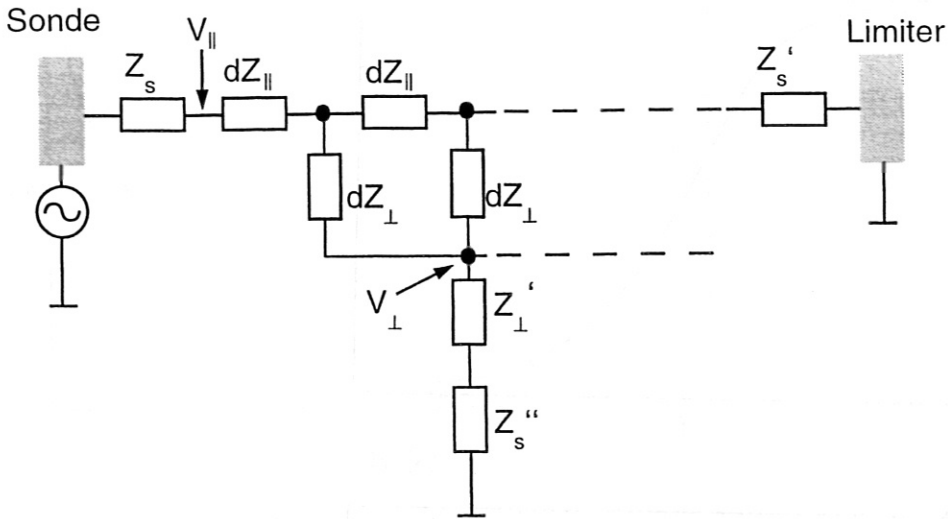


Abbildung 4.4: Modellschaltbild für das Plasma. Es wird angenommen, daß das Plasma als Folge von infinitesimalen Widerständen, Induktivitäten und Kondensatoren beschrieben werden kann.

und Imaginärteil dieses Wellenwiderstandes, Abbildung (4.6) zeigt die Kabelimpedanz als Plot in der komplexen Ebene. Bei Abbildung (4.6) wird die Graphik mit zunehmender Frequenz von rechts nach links durchlaufen. Die Impedanz eines Koaxialkabels kann nicht als Schaltung endlich vieler, nicht infinitesimaler Impedanzen dargestellt werden.

r kann mit der Spitzer-Leitfähigkeit für ein vollionisiertes Plasma abgeschätzt werden. Es gilt [7]:

$$\eta_{\parallel} = 5.2 \cdot 10^{-5} \frac{Z_{\text{eff}} \ln \Lambda}{T^{3/2}(\text{eV})} \Omega m \quad (4.21)$$

mit dem Coulomblogarithmus $\ln \Lambda$ und der effektiven Kernladungszahl Z_{eff} . Daraus erhält man den parallelen Widerstand pro Länge

$$r = \frac{\eta_{\parallel}}{S} = \frac{\eta_{\parallel}}{a^2 \pi} \quad (4.22)$$

Als Querschnitt des Flußschlauchs darf die gesamte projizierte Fläche der zentralen Spitze verwendet werden, da für alle Frequenzen im Spektrum der verwendeten Signale, also bis zu wenigen MHz, der Flußschlauchradius kleiner als die Skintiefe

$$\delta = \sqrt{\frac{2\eta_{\parallel}}{\mu_0 \omega}}$$

ist.

Zur Berechnung von g wird wie in [29] nicht die senkrechte Resistivität η_{\perp} =

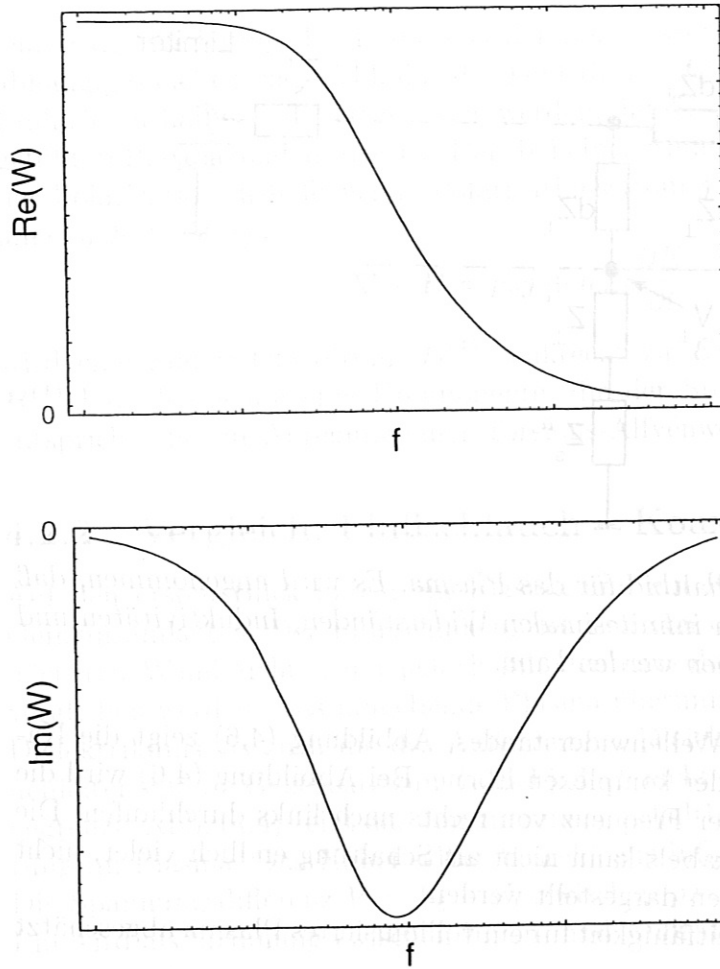


Abbildung 4.5: Real- und Imaginärteil des Wellenwiderstandes eines Koaxialkabels. Die Frequenzen sind logarithmisch aufgetragen.

$2\eta_{\parallel}$ verwendet, sondern unter Berücksichtigung der Mechanismen für den senkrechten Transport eine effektive senkrechte Resistivität

$$\eta_{\perp}^{\text{eff}} = \gamma \eta_{\parallel} \quad \text{mit} \quad \gamma \approx 5 \cdot 10^6 \quad (4.23)$$

wie sie von Weinlich in [30] für den stationären Fall abgeschätzt wurde. Für das Feld in einem Koaxialkabel gilt

$$\mathbf{E} = \frac{V}{r_i \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \mathbf{e}_r \quad (4.24)$$

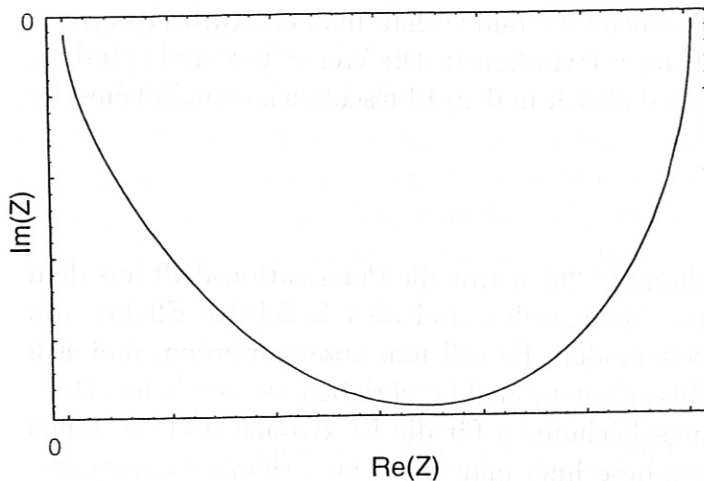


Abbildung 4.6: Impedanz eines Koaxialkabels in der komplexen Ebene

wobei r_i der Radius des Innenleiters und r_a der Radius des Außenleiters ist. Daraus erhält man für g :

$$g = \frac{I}{V} = \frac{j2\pi aL}{VL} = \frac{E2\pi a}{\eta_{\perp}^{\text{eff}} V} = \frac{2\pi}{\eta_{\perp}^{\text{eff}} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \quad (4.25)$$

r_a ist nicht genau bestimmt, da unklar ist, wie weit die kapazitive Kopplung durch den Polarisationsstrom reicht, also wo demnach der Strom zurückfließt. r_a ist aber maximal wenige Male größer als r_i , so daß man keinen großen Fehler macht, wenn man $\ln(r_a/r_i)$ gleich 1 setzt.

Zur Abschätzung von c wird die Kapazität des Nedospasovmodells (Gleichung (4.3)) verwendet. Man erhält daraus für die Kabelkapazität pro Längeneinheit

$$c = \frac{neA}{\omega_c B a} \frac{1}{L} = \frac{2\pi nm}{B^2} \quad (4.26)$$

Als Abschätzung für die Selbstinduktivität des Flußschlauches wird der Vakuumwert für ein Koaxialkabel verwendet. Es gilt:

$$l = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{r_a}{r_i} \quad (4.27)$$

Der Logarithmus wird wie in Gleichung (4.24) gleich 1 gesetzt.

Zur Rechtfertigung der Annahme für die Selbstinduktivität kann man die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle auf einem Kabel betrachten. Für ein verlustfreies Kabel gilt:

$$v_g = \frac{1}{\sqrt{lc}} \quad (4.28)$$

Mit den hier gemachten Annahmen für c und l erhält man als Ausbreitungsgeschwindigkeit genau die Alfvéngeschwindigkeit. Die Werte für c und l sind also konsistent mit dem Modell, daß sich in dem Flußschlauch eine Alfvénwelle ausbreitet.

Polarisationsdrift

Bei der Ableitung der Gleichung (4.26) wurde die Polarisationsdrift aus dem Einzelteilchenbild verwendet. Alfvénwellen sind aber kollektive Effekte von vielen Teilchen im Flüssigkeitsmodell. Es soll nun gezeigt werden, daß sich Polarisationsdrift auch im Flüssigkeitsmodell beschrieben werden kann. Dazu geht man von den Bewegungsgleichungen für die Elektronen und die Ionen aus (siehe z. B. [7]). Aus ihnen berechnet man die nichtstationäre Bewegungsgleichung

$$nm \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (4.29)$$

und das nichtstationäre Ohmsche Gesetz

$$\frac{1}{\varepsilon_0 \omega_{p,e}^2} \frac{d\mathbf{j}}{dt} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} - \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{ne} + \frac{\nabla p}{ne} \quad (4.30)$$

Im Gegensatz zum üblichen Vorgehen bei der Ableitung dieser Beziehungen wurden hier die Zeitableitungen in den Bewegungsgleichungen für die Elektronen- und Ionenflüssigkeit nicht vernachlässigt. $\frac{d}{dt}$ ist die totale zeitliche Ableitung

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (4.31)$$

Aus den Gleichungen (4.29) und (4.30) erhält man nach Vektormultiplikation mit \mathbf{B} von links die Beziehungen:

$$nmB \frac{d\mathbf{j}_\perp}{dt} = \mathbf{j}_\perp B^2 - \mathbf{B} \times \nabla p \quad (4.32)$$

und

$$\frac{1}{\varepsilon_0 \omega_{p,e}^2} B \frac{d\mathbf{j}_\perp}{dt} = \mathbf{B} \times \mathbf{E} + \mathbf{v}_\perp B^2 + \frac{\mathbf{j}_\perp B^2}{ne} - \frac{\mathbf{B} \times \nabla p_e}{ne} \quad (4.33)$$

Eliminiert man aus diesen Gleichungen \mathbf{v}_\perp , so erhält man für \mathbf{j}_\perp :

$$\mathbf{j}_\perp = \frac{\mathbf{B} \times \nabla p}{B^2} + \frac{nm}{B} \frac{d}{dt} \mathbf{v}_\perp + \frac{1}{\omega_{c,i}} \frac{d}{dt} \mathbf{j}_\perp + \frac{1}{\omega_{c,e} \omega_{c,i}} \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{j}_\perp - \frac{m}{e} \frac{d}{dt} (\nabla p_e)_\perp \quad (4.34)$$

In Gleichung (4.34) seien die Zeitableitungen von der Ordnung ω und die Gradienten von der Ordnung k . Für die betrachteten Prozesse im Fourierraum gilt die Dispersionsrelation für Alfvénwellen. ω sei viel kleiner als die

Ionenzyklotronfrequenz $\omega_{c,i}$. Somit gibt es zwei Kleinheitsparameter, nämlich $\omega/\omega_{c,i}$ und v/v_A . Der zweite und dritte Term in Gleichung (4.34) sind also vernachlässigbar, da außerdem $\omega_{c,e} \gg \omega_{c,i}$ ist. Der Gradient des Elektronendrucks soll ebenfalls vernachlässigt werden. Somit bleibt nur ein Polarisationsstrom aufgrund der Polarisationsdrift und ein diamagnetischer Strom aufgrund der diamagnetischen Drift übrig. Dieser Term entfällt bei der Annahme eines kalten Plasmas, also für $T = 0$.

4.2.3 Simulation

Mit den oben angegebenen Formeln wurden wieder die Strom-Spannungskennlinien berechnet. Um das Nedospasovmodell mit dem Alfvénwellenkabelmodell vergleichen zu können, wurden die gleichen Schüsse wie in Kapitel 4.1.1 verwendet.

Als Eingangsspannung wurde die Spannungsdifferenz der beiden kleinen Spitzen verwendet, die hier mit der Spannung zwischen Innen- und Außenleiter eines Koaxialkabels identifiziert wird.

Abbildung (4.7) zeigt die für die beiden Schüsse gemessenen Kennlinien. Bei Schuß # 38734 ist möglicherweise ein Einfluß der Elektronensättigung zu erkennen.

Zum Fit an die gemessenen Kennlinien mußten hier allerdings andere Plasmaparameter, als für das Nedospasovmodell verwendet werden. Mit den Sondenpositionen verträglich ist wieder die niedrigere Temperatur und Dichte für Schuß # 38734. In Tabelle (4.2) sind für die betrachteten Entladungen die angenommenen Plasmaparameter und die sich daraus ergebenden Größen für das Kabelmodell angegeben. Für die anderen Plasmaparameter wurde

#	37834	37662
$T(\text{eV})$	10	40
$L(\text{m})$	4	5
$n(10^{18}\text{m}^{-3})$	5	10
γ	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$
$c(\text{nF})$	16.8	33.6
$r(\Omega/\text{m})$	4.1	0.51
$g(1/(\Omega\text{m}))$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	0.014
$l(\mu\text{H})$	0.2	0.2

Tabelle 4.2: Parameter für das Alfvénwellenkabelmodell

in beiden Fällen $B = 2.5\text{T}$, $\ln \Lambda = 15$ und $Z_{\text{eff}} = 3$ verwendet. Die Verbindungslängen wurden wieder mit den GOURDON-Code berechnet. Im Ge-

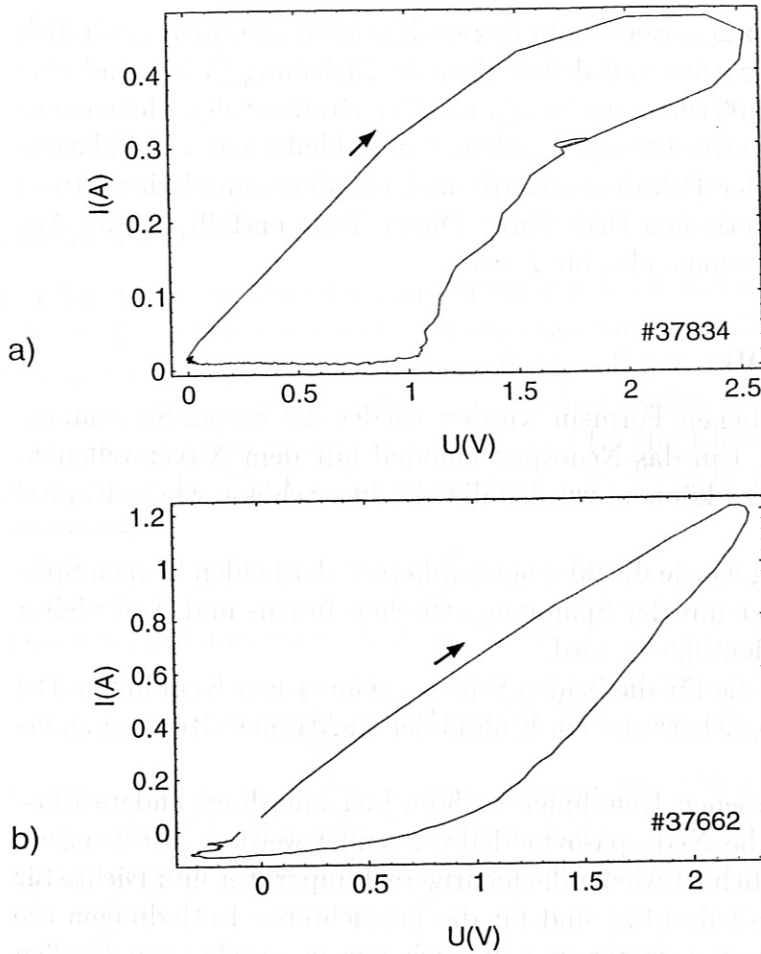


Abbildung 4.7: Gemessene Kennlinien für das Alfvénwellenkabel: a) # 37834, b) # 37662

gensatz zum Nedospasov-Modell wird hier jedoch nur die Verbindungslänge in der Richtung von der zentralen zur parallelen Spitze verwendet. Zur Berechnung von $\eta_{\perp}^{\text{eff}}$ wurde allerdings für γ ein Wert von $5 \cdot 10^7$ angenommen. Dieser Wert liegt zwar eine Größenordnung über dem von Weinlich angegebenen Wert, der aber einerseits auch nicht sehr genau bestimmt werden konnte und andererseits für den stationären Fall bestimmt wurde. Alle angenommenen Plasmamparameter liegen wie beim Nedospasovmodell in dem von Grigull für die W7-AS - Randschicht angegebenen Bereich [13]. Mit den Parametern aus Tabelle (4.2) ergibt sich für das Nedospasovmodell eine noch schlechtere Übereinstimmung mit den tatsächlichen Messungen, als mit den Werten aus Tabelle (4.1). In den Abbildungen (4.7) sind die gemessenen Flußschlauchkennlinien auf-

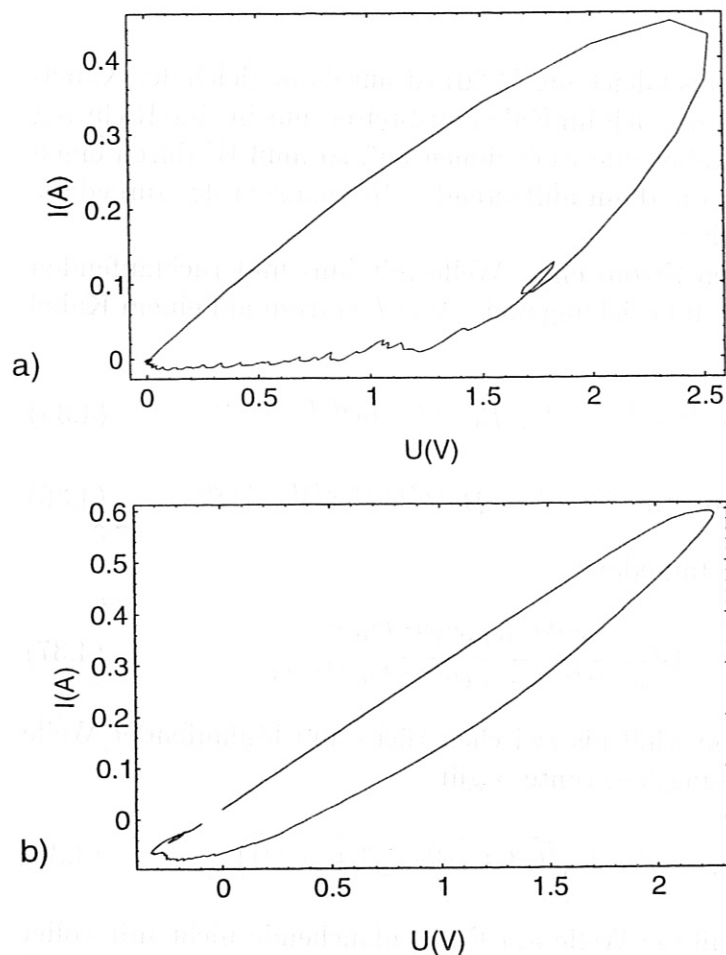


Abbildung 4.8: Simulierte Kennlinien für das Alfvénwellenkabel : a) # 37834, b) # 37662

getragen. Abbildung (4.8) zeigt die mit den obigen Parametern berechneten Kennlinien. Diese werden wie beim Nedospasovmodell im Uhrzeigersinn durchlaufen.

Im Prinzip stimmt die Kennlinie, v. a. für Schuß # 37662 schon gut überein, allerdings ist auf dem absteigenden Teil der gemessenen Kennlinie eine Beule zu erkennen, die das Modell nicht wiedergibt.

4.2.4 Verfeinerungen

Da das in vorigen Abschnitt erzielte Ergebnis noch nicht befriedigend ist werden im folgenden Ergänzungen des Kabelmodells vorgestellt und mit den Meßwerten verglichen.

Reflexionen

Der Wellenwiderstand W aus Gleichung (4.20) ist nur dann gleich der Kabelimpedanz, wenn die Welle, die sich im Kabel ausbreitet, nur in eine Richtung läuft. Treten jedoch am Kabelende Reflexionen auf, so muß W durch einen ortsabhängigen Term, der die dann auftretenden Resonanzen der Impedanz beschreibt, korrigiert werden.

Für das Potential und den Strom einer Welle mit hin- und rücklaufenden Komponenten, die bei $x = 0$ beziehungsweise $x = L$ starten auf einem Kabel der Länge L gilt:

$$U(x, t) = Ae^{-\alpha x} e^{-i(kx - \omega t)} + Be^{-\alpha(L-x)} e^{i(k(L-x) + \omega t)} \quad (4.35)$$

$$I(x, t) = \frac{1}{W} Ae^{-\alpha x} e^{-i(kx - \omega t)} - Be^{-\alpha(L-x)} e^{i(k(L-x) + \omega t)} \quad (4.36)$$

Damit erhält man für die Impedanz

$$Z(x, \omega) = W \frac{e^{-ikx} + \kappa e^{\alpha(2x-L)} e^{ikx}}{e^{-ik(x-L)} - \kappa e^{\alpha(2x-L)} e^{ik(x-L)}} \quad (4.37)$$

κ ist hier das Amplitudenverhältnis zwischen rück- und hinlaufender Welle $\kappa = B/A$. Für die Dämpfungskonstante α gilt

$$\alpha^2 = \frac{1}{2} \left(rg - \omega^2 lc + \sqrt{(r^2 + \omega^2 l^2)(g^2 + \omega^2 c^2)} \right) \quad (4.38)$$

Es wird angenommen, daß die Welle am Flußschlauchende nicht mit voller Amplitude, aber gleichphasig reflektiert wird. Somit wird in Gleichung (4.37)

$$\kappa = \zeta e^{-\alpha L} \quad (4.39)$$

gesetzt, wobei ζ der Teil der ankommenden Welle ist, der reflektiert wird. ζ wurde in den Rechnungen gleich 0.2 gesetzt. Setzt man auch noch die Dispersionsrelation für Alfvénwellen in Gleichung (4.37) ein, erhält man für die Flußschlauchimpedanz:

$$Z(x, \omega) = W \frac{e^{-i\omega x/v_A} + \kappa e^{\alpha(2x-L)} e^{i\omega x/v_A}}{e^{-i\omega(x-L)/v_A} - \kappa e^{\alpha(2x-L)} e^{i\omega(x-L)/v_A}} \quad (4.40)$$

Diese wird bei der Interpretation der Messungen bei $x = 0$ betrachtet. Eine mit dieser Impedanz berechnete Sondenkennlinie ist in Abbildung (4.9) dargestellt. Man erkennt, daß sich bei Schuß # 37662 wie bei der gemessenen Kennlinie eine Beule nach unten ausbildet, deren Position von der Alfvéngeschwindigkeit abhängig ist. Bei Schuß # 37834 ändert sich dagegen

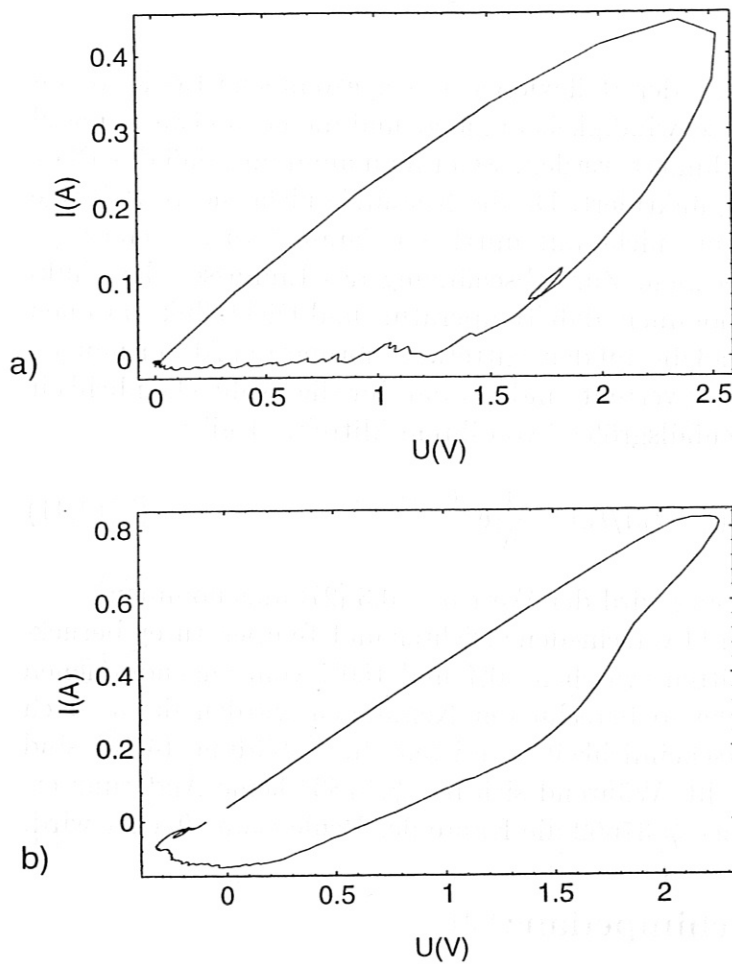


Abbildung 4.9: Simulierte Kennlinien für das Alfvénwellenkabel mit berücksichtigten Reflexionen am Kabelende: a) # 37834, b) # 37662

nichts. Das liegt daran, daß bei diesem Schuß eine geringere Temperatur vorlag, so daß hier die Welle über die Flußschlauchlänge weggedämpft wurde. Eine niedrige Temperatur und größere Verbindungslängen würden auch den in [29] nicht beobachteten Einfluß von Reflexionen erklären.

Problematisch ist, daß die simulierten Signale für Entladung # 37662 kleiner als die gemessenen sind. Eine mögliche Erklärung, deren Effekt zwar in die richtige Richtung geht, deren Größe aber nicht ausreicht, ist ein zusätzlicher Beitrag zu Spannungsdifferenz zwischen den beiden Spitzen aufgrund eines unterschiedlichen Spannungsabfalls in den Schichten vor den Pins. Dieser kommt dadurch zustande, daß aufgrund des unterschiedlichen Plasmopotentials vor den Pins unterschiedliche Ströme über die Schicht und die 1 k Ω -Widerstände abfließen.

Fluktuationen

Die durch Berücksichtigung der Reflexionen hinzugekommene Beule, deren Position von der Alfvégeschwindigkeit abhängt und die noch etwas zu steil ist, kann noch etwas verschmiert werden, wenn man annimmt, daß das Plasma während der Messung fluktuiert. Da die Kennlinie nichtlineare Beiträge enthält, läßt sich der Strom nicht mit mittleren Parametern aus einer gemittelten Spannung berechnen. Zur Abschätzung des Einflusses der Fluktuationen wird hier angenommen, daß Temperatur- und Dichtefluktuationen korreliert auftreten und daß die auf den Mittelwert normierten Abweichungen vom Mittelwert gaußförmig verteilt sind, so daß für die Wahrscheinlichkeit für die Abweichung der Zufallsgröße ξ von ihrem Mittelwert gilt:

$$p((\xi - \xi_0)/\xi_0) = \frac{1}{N} e^{-\frac{((\xi - \xi_0)/\xi_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.41)$$

Für die Standardabweichung wird der Wert $\sigma = 0.3$ [27] angenommen. Für die Rechnung wurden 11 verschiedene Dichten und Temperaturen berücksichtigt, die in 10%-Schritten zwischen 50% und 150% vom angenommenen Mittelwert abweichen. Die so berechneten Kennlinien wurden dann, nach Wichtung mit der Wahrscheinlichkeit, gemittelt. In Abbildung (4.10) sind diese Kennlinien dargestellt. Während sich bei # 37834 keine Änderung ergibt, erkennt man, daß bei # 37662 die Kante der Beule etwas flacher wird.

4.2.5 Flußschlauchimpedanz

Der Vorteil der gewählten Signalform ist die Möglichkeit, mit nur einer Messung die frequenzabhängige komplexe Impedanz des Flußschlauchplasmas bestimmen zu können. Dazu wurden die gemessenen Größen Spannung und Strom fouriertransformiert. Die Frequenzen, für die die Impedanz bestimmt werden können folgen aus den Eigenschaften der diskreten Fouriertransformation (siehe z. B. [4] oder [5]). Für eine Samplerate $1/\Delta t$ und insgesamt N Datenpunkte ist nach einer numerischen Fouriertransformation die Auflösung im Frequenzraum

$$\Delta f = \frac{1}{N\Delta t} \quad (4.42)$$

Bei den hier gezeigten Messungen war $\Delta t = 20$ ns und $N = 500$. Somit ergibt sich $\Delta f = 100$ kHz.

In Abbildung (4.11) ist der Real- und Imaginärteil der gemessenen Flußschlauchimpedanz dargestellt. Zum Vergleich dazu sind in Abbildung (4.12) die berechneten Real- und Imaginärteile abgebildet. Abbildung (4.13) zeigt die gemessene und die berechnete Impedanz in der komplexen Ebene. Die

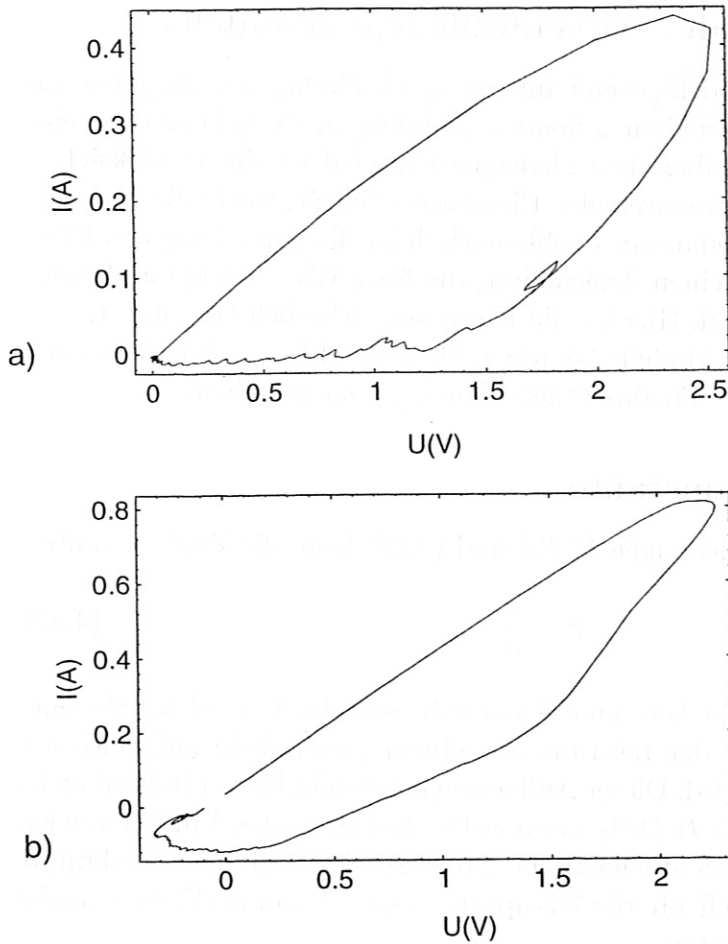


Abbildung 4.10: Simulierte Kennlinien für das Alfvénwellenkabel mit berücksichtigten Reflexionen am Kabelende sowie Dichte- und Temperaturfluktuationen: a) # 37834, b) # 37662

Kurve wird mit zunehmender Frequenz von rechts nach links durchlaufen. Man erkennt eine recht gute Übereinstimmung zwischen Messung und Experiment. Der in der Simulation zu großen Impedanz entspricht der zu kleine Strom bei den berechneten Sondenkennlinien. Die beim Plot in der komplexen Ebene bei hohen Frequenzen auftretende Schleife ist eine Folge der Reflexion am Flußschlauchende. Sie tritt bei einem abgeschlossenen Kabel (vgl. Abb. (4.6)) nicht auf.

4.2.6 Bewertung des Alfvénwellenkabelmodells

Das Alfvénwellenkabelmodell scheint für die Beschreibung der Vorgänge im Flußschlauch, vor allem bei kleinen Sondenspannungen, gut geeignet zu sein. Eine Verbesserung gegenüber dem Nedospasovmodell ist die Berücksichtigung von paralleler und transversaler Plasmaresistivität, sowie die Verwendung infinitesimaler Impedanzen. Problematisch ist die Aufteilung des Plasmas in einen Innen- und einen Außenleiter, die über Widerstände und Kondensatoren verbunden sind. Hier ist die Kopplung sicherlich komplexer. Eine Verbesserung dieses Modells könnte z. B. in der Lösung der nichtstationären MHD-Gleichungen für das Flußschlauchsystem bestehen.

4.2.7 Diffusionskonstante

Mit g und c aus den Gleichungen (4.25) und (4.26) kann die Zeitkonstante

$$\tau = \frac{c}{g} \quad (4.43)$$

aus transversaler Leitfähigkeit und Kapazität berechnet werden. Sie entspricht der Zeitskala auf der Leistung aus einem gleichmäßig aufgeladenen Koaxialkabel dissipiert wird. Dieser Aufladung entspricht beim Flußschlauchkabel die durch die $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift verursachte Rotation des Flußschlauchs. Diese Rotation wird durch stochastische Prozesse, die Turbulenz, gedämpft und man kann als Modell für die Dissipation einen Random-Walk-Prozess mit der Diffusionskonstanten

$$D = \frac{\Delta x^2}{\Delta t} = \frac{\Delta x^2}{\tau} \quad (4.44)$$

betrachten. Dabei muß für die Schrittweite Δx noch eine sinnvolle Abschätzung gefunden werden. Dies ist problematisch, da unbekannt ist, wie weit Innen- und Außenleiter des angenommenen Koaxialkabels voneinander entfernt sind. Niedermeyer [18] gibt einen Abstand von 7 mm an, während von Weinlich [30] für den stationären Fall ein Abstand von 1 mm angegeben wird. Mit den für Schuß # 37662 zur Simulation angenommenen Parametern ergibt sich die in Abbildung (4.14) gezeigte Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von Δx . Man erkennt, daß für Abstände von wenigen Millimetern die Diffusionskonstante von der Größenordnung $1 \frac{m^2}{s}$ ist, was dem Wert für anomalen Transport entspricht. Das ist ein Anzeichen dafür, daß die Diffusion auf der Längenskala der verwendeten Sondendimensionen noch nicht stoßbestimmt ist, da sich in diesem Fall eine viel kleinere, klassische Diffusionskonstante ergeben müßte. Der Grund dafür ist, daß es keine beliebig kleinen turbulenten

Strukturen gibt. Wenn der Wirbeldurchmesser in den Bereich der Ionengyroradien kommt, können sich keine turbulenten Strukturen mehr ausbilden, da die Viskosität des Plasmas auf dieser Längenskala eine laminare Strömung erzwingt.

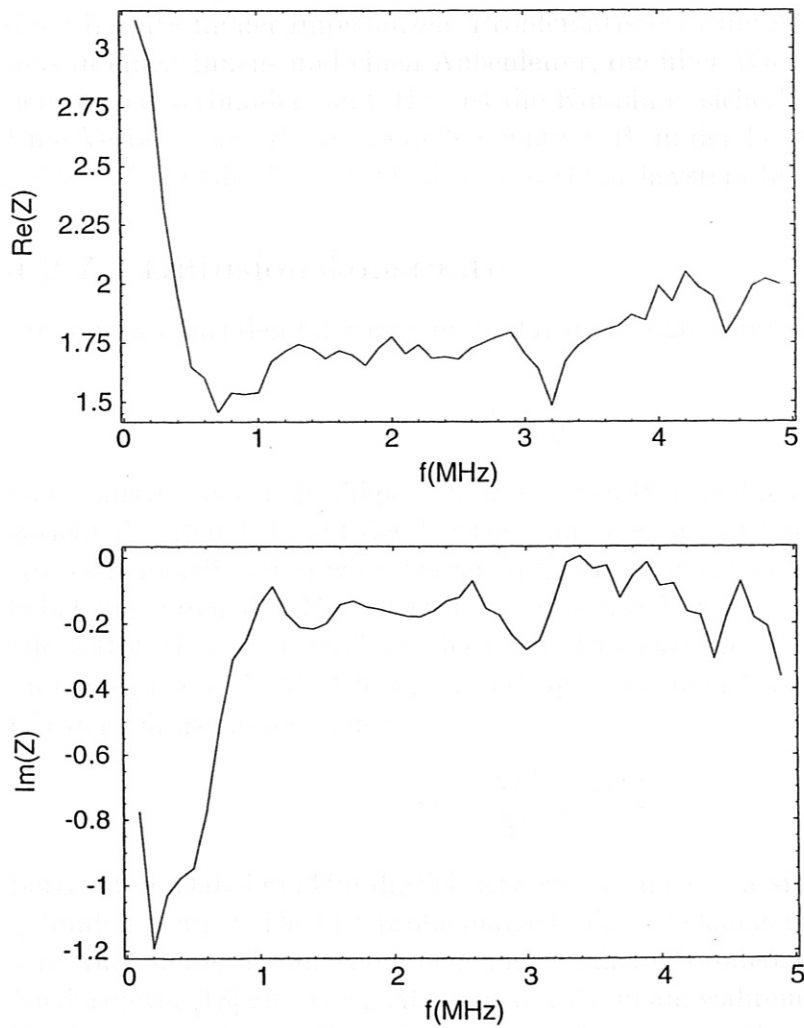


Abbildung 4.11: Real- und Imaginärteil der gemessenen Impedanz des Flußschlauchs für Schuß # 37662

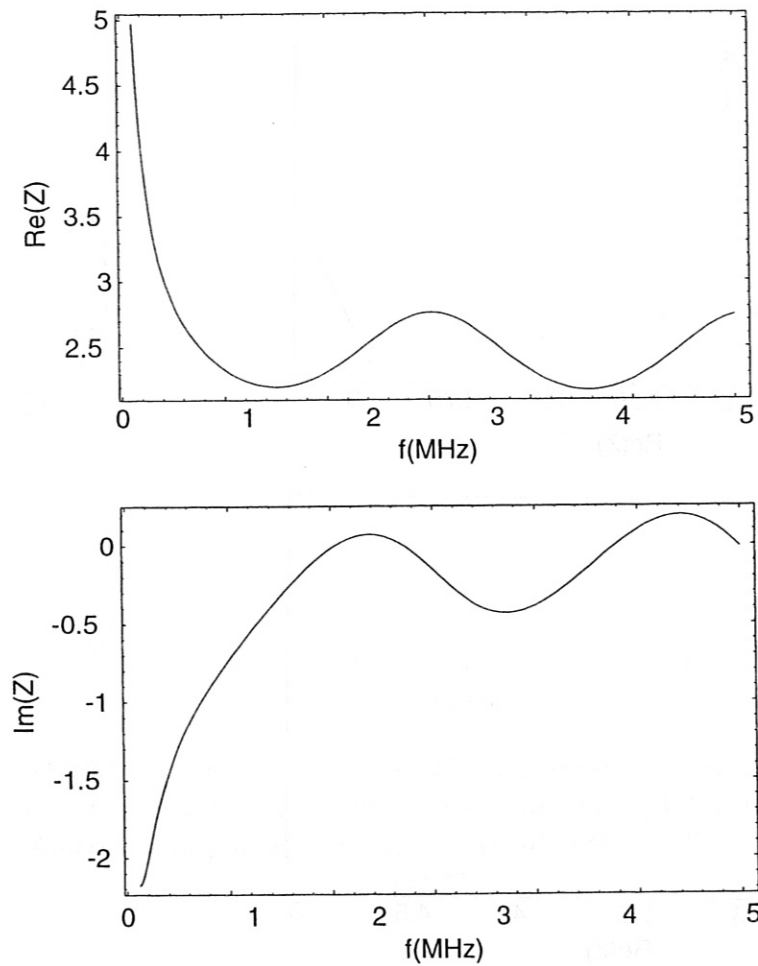


Abbildung 4.12: Berechneter Real- und Imaginärteil der Flußschlauchimpedanz für Schuß # 37662

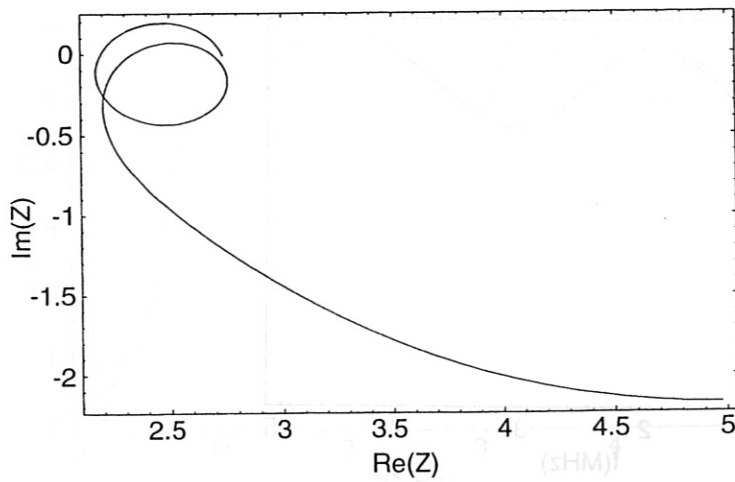
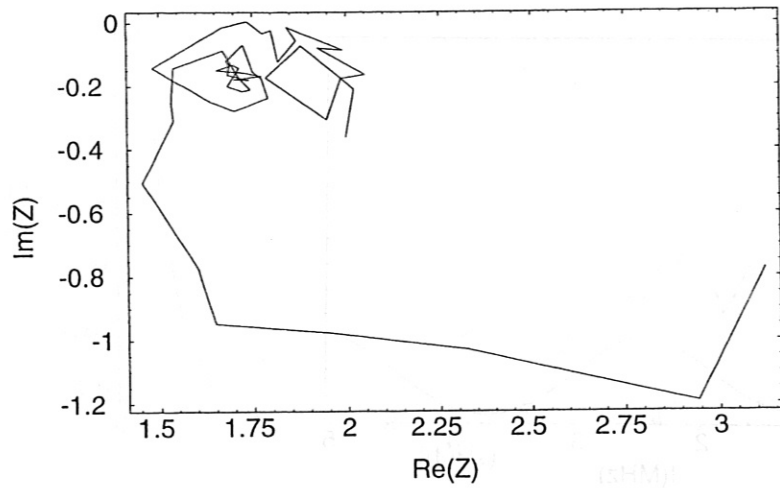


Abbildung 4.13: Plot der gemessenen und der berechneten Flußschlauchimpedanz in der komplexen Ebene

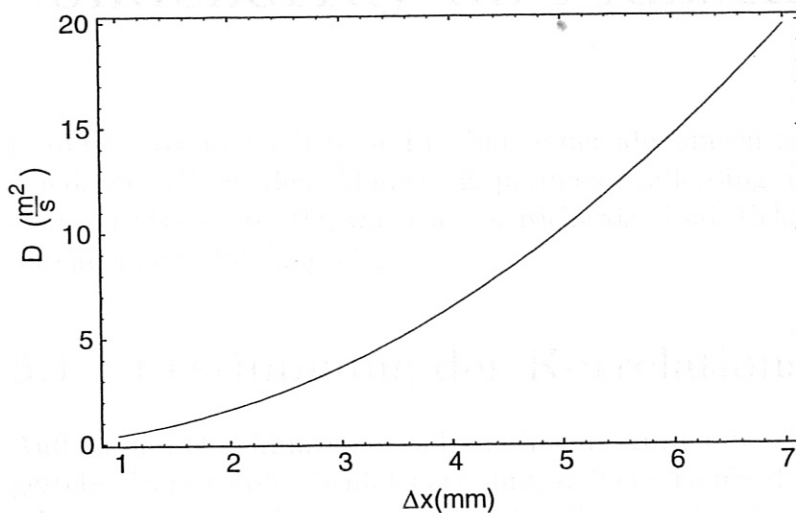


Abbildung 4.14: Aus den, zur Kennliniensimulation angenommenen Parametern berechnete Diffusionskonstante in Abhängigkeit des Abstandes zwischen Zentral- und Aussenleiter im Koaxialkabelmodell

Die Diffusionskonstante D ist ein Maß für die Geschwindigkeit, mit der sich ein Stoff in einem Medium ausbreitet. In diesem Kontext beschreibt sie die Ausbreitung von Wärme oder anderen physikalischen Größen im Koaxialkabelmodell. Die Werte, die zwischen Δx und D liegen, sind in der Abbildung 4.14 dargestellt.

$$D = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta x^2}{\tau} \quad (5.1)$$

Die Diffusionskonstante D ist ein Maß für die Geschwindigkeit, mit der sich ein Stoff in einem Medium ausbreitet. In diesem Kontext beschreibt sie die Ausbreitung von Wärme oder anderen physikalischen Größen im Koaxialkabelmodell. Die Werte, die zwischen Δx und D liegen, sind in der Abbildung 4.14 dargestellt. Die Diffusionskonstante D ist ein Maß für die Geschwindigkeit, mit der sich ein Stoff in einem Medium ausbreitet. In diesem Kontext beschreibt sie die Ausbreitung von Wärme oder anderen physikalischen Größen im Koaxialkabelmodell. Die Werte, die zwischen Δx und D liegen, sind in der Abbildung 4.14 dargestellt.



Abbildung 1.14: c als fun. von x für ein Kennlinienmodell eines geschichteten Systems. c ist die berechnete Diffusionskonstante in Abhängigkeit des Abstands x zum Zentrum und x ist die berechnete Diffusionskonstante im Kennlinienmodell.

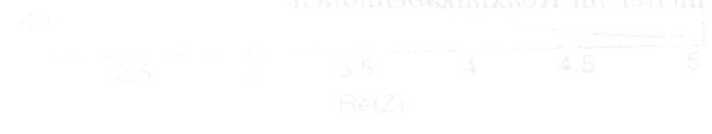


Abbildung 1.15: Die der gemessenen und der berechneten Werte für $\text{Re}(Z)$ gegenüber $\text{Re}(Z)$ im Kennlinienmodell.

Kapitel 5

Messungen mit dem Sondenarray im Flußschlauch

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der Messungen mit den beiden Sonden dargestellt werden. Ähnliche Experimente, allerdings mit niedrigeren Frequenzen bis ca. 50 kHz, wurden von Richards, Tsui, Uckan et al. am TEXT durchgeführt [20], [26], [28].

5.1 Bestimmung der Korrelationsfunktion

Aufbau und Durchführung des Experiments wurden bereits in Kapitel 3 dargestellt. Dort wurde ebenfalls erwähnt, daß ein Treffer durch eine hohe Korrelation zwischen den Signalen an den Spitzen des Sondenarrays mit dem Signal der zentralen Spitze der 3-poligen Sonde bei passivem Betrieb identifiziert wurde. Der Dichteplot einer solchen Korrelationsfunktion für das Zeitpaket mit der maximalen Korrelation ist in Abbildung (5.1) dargestellt. Dabei ist auf der y-Achse die poloidale Position der Spitzen des Sondenarrays aufgetragen, die voneinander einen Abstand von 2 mm haben. Die Werte dazwischen sind interpoliert. Auf der x-Achse ist die Korrelationszeit τ für die Korrelationsfunktion

$$\frac{\langle x(t)y(t + \tau) \rangle}{\langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle} \quad (5.1)$$

aufgetragen. Um mit der Korrelationsfunktion nur die ähnliche Form der Signale zu bestimmen, werden von den Größen in Gleichung (5.1) vor der Berechnung der Korrelationsfunktion jeweils ihre Mittelwerte subtrahiert. Man erkennt, daß bei der betrachteten Entladung die maximale Korrelation 50 % beträgt. Dieser Wert ist deutlich kleiner als der von Bleuel für die gleiche Magnetfeldkonfiguration gemessene Wert, der ca. 85 % beträgt. Ein

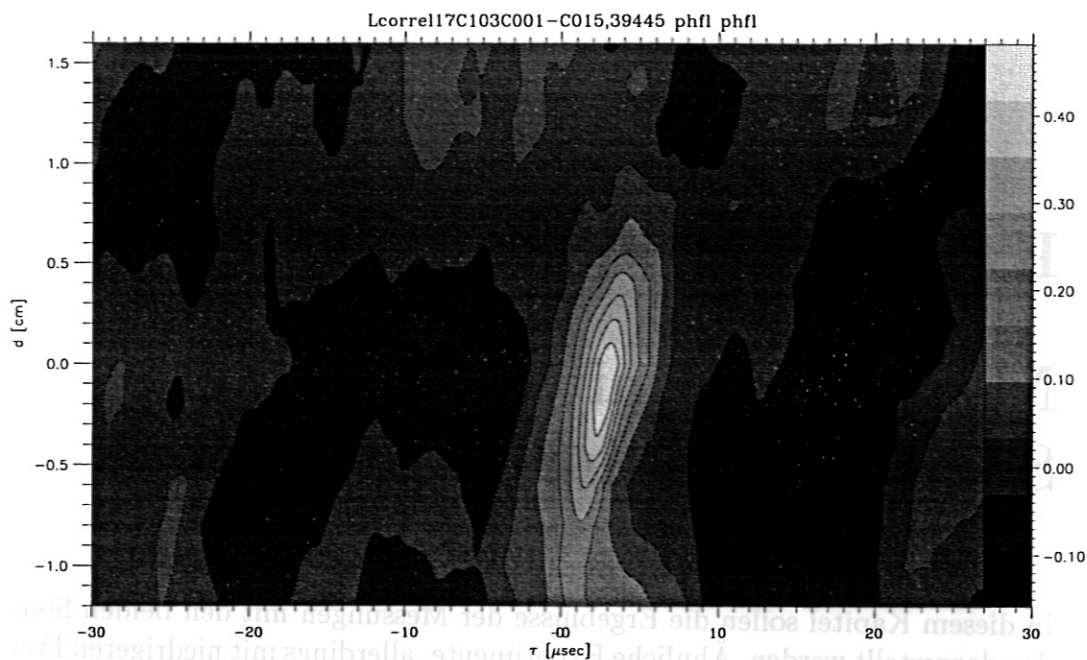


Abbildung 5.1: Korrelationsfunktion von den Signalen an der zentralen Spitze der 3-poligen Sonde mit den Signalen an den Spitzen des Sondenarrays für eine passive Messung ohne eingespeistes Signal. Die Sondenspitzen sind entlang des Magnetfelds mehrere Meter voneinander entfernt.

Grund ist möglicherweise ein nicht optimal gewähltes Zeitfenster ¹.

Abbildung (5.2) zeigt eine auf die gleiche Art berechnete Korrelationsfunktion für eine aktive Messung bei einer Entladung mit der gleichen Magnetfeldkonfiguration. Die Korrelationsfunktion wurde aus den Signalen am Sondenarray und aus dem Signal direkt am zentralen Pin der 3-poligen Sonde berechnet. Die maximale Korrelation trat bei der passiven und der aktiven Messung am gleichen Pin des Sondenarrays auf, jedoch mit einem Zeitunterschied von 4 ms, was möglicherweise durch einen nicht exakt gleichen Schnellhub erklärt werden kann.

Man erkennt – außer dem sehr kleinen Wert für die Korrelation – daß die Korrelationsfunktion aus zwei Teilen besteht:

- Einem Anteil, der um $\tau = 0$ lokalisiert ist und der der Korrelation der Plasmafluktuationen entspricht, die dem eingespeistes Signal überla-

¹Man erwartet ebenfalls, daß das Maximum der Korrelationsfunktion um $\tau = 0$ lokalisiert ist, was in Abbildung 5.1 nicht der Fall ist. Der Grund ist, wie weiter unten noch angeführt wird, ein nicht gleichzeitiges Triggern der ADCs.

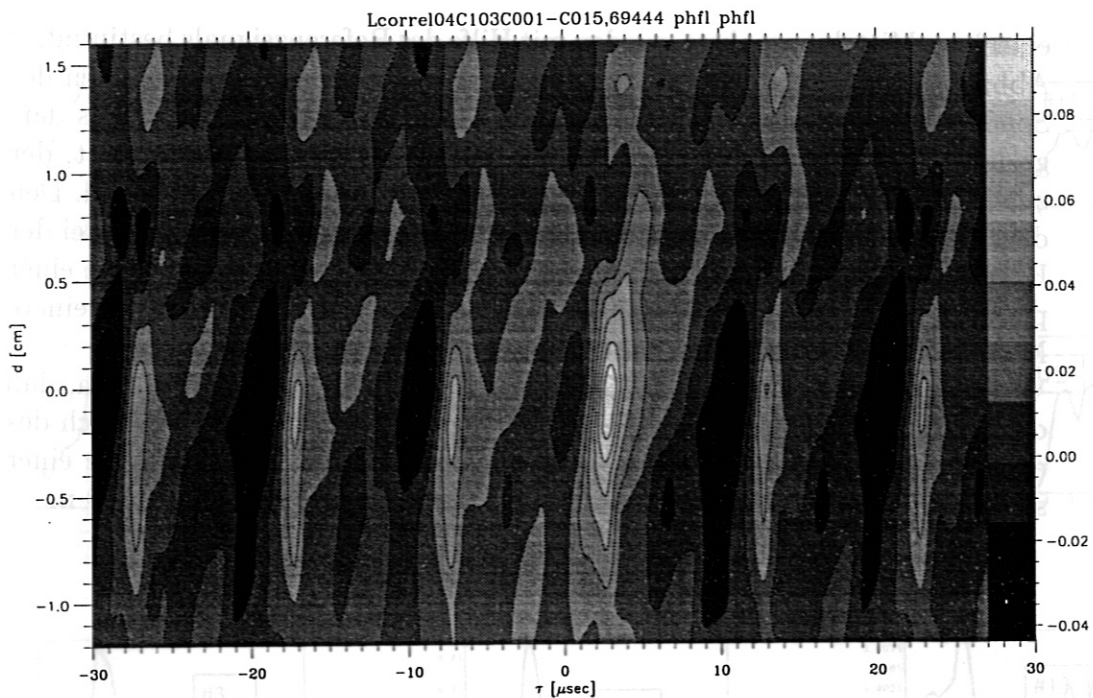


Abbildung 5.2: Korrelationsfunktion von den Signalen an der zentralen Spitze der 3-poligen sonde mit den Signalen an den Spitzen des Sondenarrays für eine aktive Messung mit eingespeistem Signal

gert sind.

- Einem periodischen Anteil mit der gleichen Periodizität wie die eingespeisten Signale, wie man ihn erwartet, wenn die Strompulse am Sondenarray ankommen.

Die Werte für die Korrelation sind jedoch sehr klein und liegen kaum über den Werten die man aus der Korrelation mit Rauschen erhält. Eine Vergrößerung des Zeitfensters zur Berechnung der Korrelationsfunktion verringerte zwar den Rauschpegel, reichte aber zu einer eindeutigen Identifizierung von am Sondenarray ankommenden Strompulsen nicht aus.

5.2 Mittelung

Um eine bessere Identifikation der am Sondenarray ankommenden Signale zu erhalten wurde eine Mittelung über sehr viele Einzelpulse durchgeführt. Die

einzelnen Mittelungspakete wurden mit Hilfe des Referenzsignals bestimmt.² Abbildung (5.3) zeigt nun die gemittelten Signale der einzelnen Spitzen des Sondenarrays, während in Abbildung (5.4) der eingespeiste Strompuls dargestellt ist. Man erkennt, daß bei der Mittelung ein Peak hervortritt, der zur Mitte des Arrays hin den eingespeisten Peak immer ähnlicher wird. Den deutlichsten Peak erhält man bei der Spitze, wo auch das Maximum bei der Korrelationsrechnung lag. Mittelt man auf die gleiche Weise die Pakete einer passiven Messung, so erhält man für die einzelnen Spitzen des Arrays kleinere Mittelwerte, die sich zudem untereinander nicht ähnlich sind.

Vergleicht man Abbildung (5.3) und Abbildung (5.4), so erkennt man, daß die Peaks am Sondenarray mit einer Verzögerung von ca. $1 \mu\text{s}$ bezüglich des eingespeisten Signals auftreten. Dies ist konsistent mit der Annahme einer sich ausbreitenden Alfvénwelle und einer Verbindungslänge von ca. 10 m.

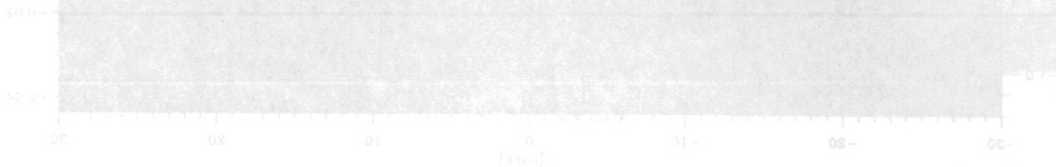


Abbildung 5.1: Korrelationsfunktion für den zentralen Kanal an der zentralen Spitze. Die Kurve zeigt die Korrelation zwischen dem Referenzsignal und dem gemittelten Signal der zentralen Spitze. Die X-Achse ist mit 'Time' beschriftet und reicht von -20 bis 20. Die Y-Achse ist mit 'Correlation' beschriftet und reicht von 0 bis 100. Ein deutlicher Peak ist bei t=0 zu sehen.

Abbildung 5.2: Korrelationsfunktion für den zentralen Kanal an der zentralen Spitze. Die Kurve zeigt die Korrelation zwischen dem Referenzsignal und dem gemittelten Signal der zentralen Spitze. Die X-Achse ist mit 'Time' beschriftet und reicht von -20 bis 20. Die Y-Achse ist mit 'Correlation' beschriftet und reicht von 0 bis 100. Ein deutlicher Peak ist bei t=0 zu sehen.

Abbildung 5.3: Korrelationsfunktion für den zentralen Kanal an der zentralen Spitze. Die Kurve zeigt die Korrelation zwischen dem Referenzsignal und dem gemittelten Signal der zentralen Spitze. Die X-Achse ist mit 'Time' beschriftet und reicht von -20 bis 20. Die Y-Achse ist mit 'Correlation' beschriftet und reicht von 0 bis 100. Ein deutlicher Peak ist bei t=0 zu sehen.

Abbildung 5.4: Korrelationsfunktion für den zentralen Kanal an der zentralen Spitze. Die Kurve zeigt die Korrelation zwischen dem Referenzsignal und dem gemittelten Signal der zentralen Spitze. Die X-Achse ist mit 'Time' beschriftet und reicht von -20 bis 20. Die Y-Achse ist mit 'Correlation' beschriftet und reicht von 0 bis 100. Ein deutlicher Peak ist bei t=0 zu sehen.

Abbildung 5.5: Korrelationsfunktion für den zentralen Kanal an der zentralen Spitze. Die Kurve zeigt die Korrelation zwischen dem Referenzsignal und dem gemittelten Signal der zentralen Spitze. Die X-Achse ist mit 'Time' beschriftet und reicht von -20 bis 20. Die Y-Achse ist mit 'Correlation' beschriftet und reicht von 0 bis 100. Ein deutlicher Peak ist bei t=0 zu sehen.

²Dabei wurde auch festgestellt, daß die beiden ADCs um $2 \mu\text{s}$ verzögert triggerten. Damit erklärt sich die Verschiebung des Maximums der Korrelationsplots nach rechts.

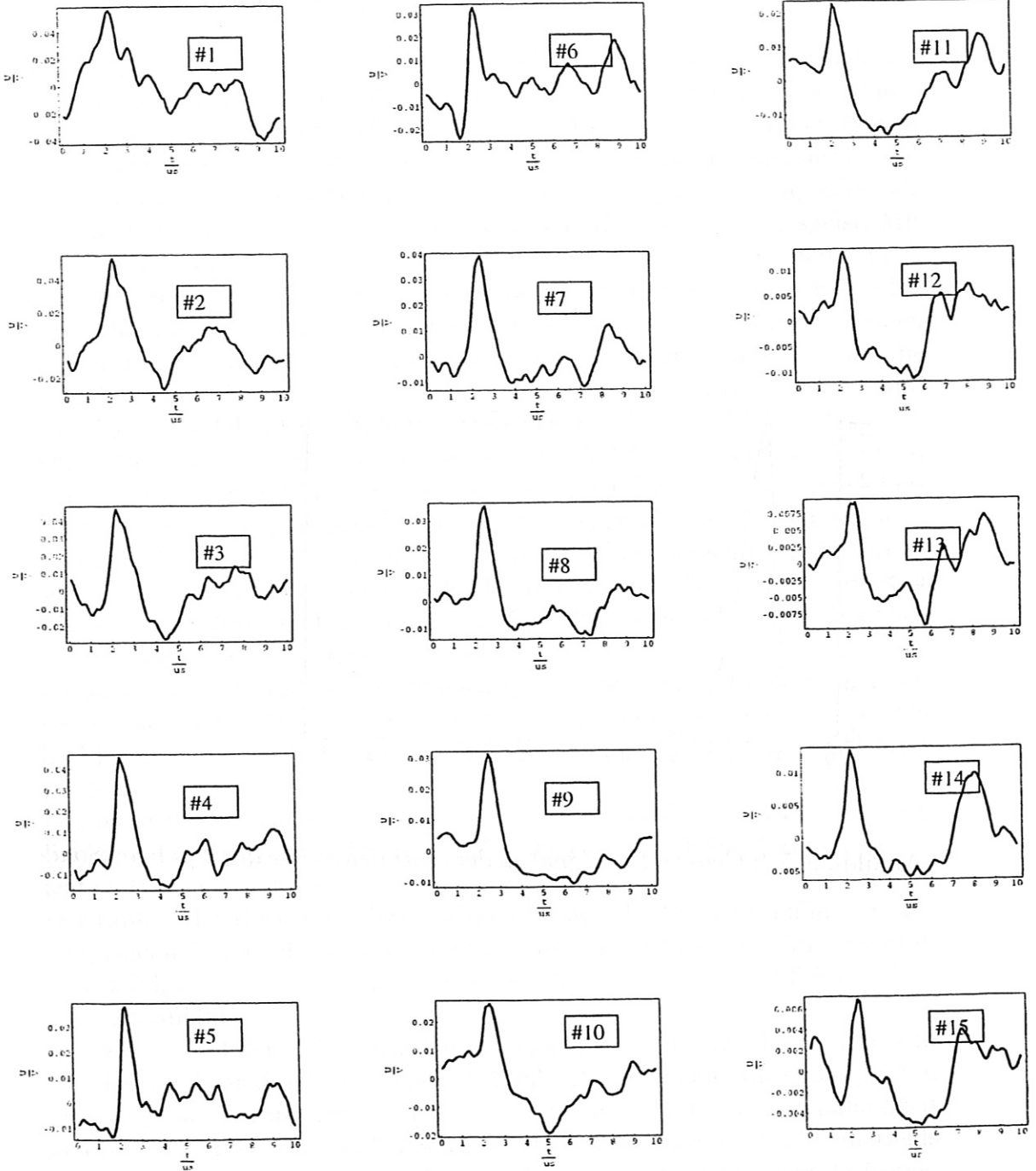


Abbildung 5.3: Gemittelte Signale an den Spitzen des Sondenarrays

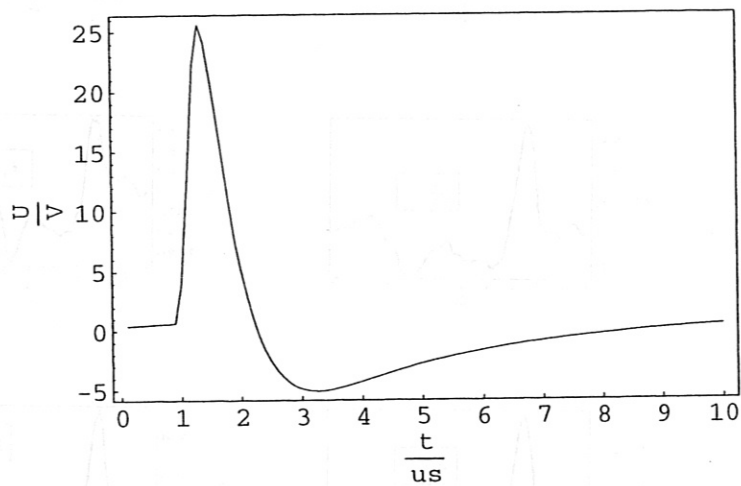


Abbildung 5.4: Gemitteltetes Signal an der zentralen Spitze der 3-poligen Sonde

Zusammenfassung

Schnell gesweepete Langmuirsonden werden in Fusionsplasmen unter anderem zur Diagnostik von Plasmafluktuationen eingesetzt. Bei den dabei verwendeten Frequenzen können transiente Effekte im Plasma außerhalb der Schicht eine Rolle spielen. Diese wurden in der vorliegenden Arbeit untersucht.

Dazu wurden im ersten Teil der Arbeit mit einer 3-poligen Langmuirsonde Signale mit einer Bandbreite von ca. 5 MHz in das Plasma eingespeist. Mit der Sonde wurde außer dem Sondenstrom und der Sondenspannung noch das Potential einer Sondenspitze im von der Einspeisungsspitze ausgehenden Flußschlauch und das Potential einer Spitze im ungestörten Plasmas neben diesem Flußschlauch gemessen. Daraus wurde die Sondenkennlinie sowie die Kennlinie und die Impedanz des Flußschlauchs bestimmt. Bei den Kennlinien zeigen sich dabei kapazitive Hystereseeffekte.

Diese Messungen wurden mit theoretischen Modellen verglichen. Während sich mit dem von Nedospasov vorgeschlagenem Modell keine allzu gute Übereinstimmung ergibt, zeigt sich, daß der Flußschlauch gut als Koaxialkabel, in dem sich eine Alfvénwelle ausbreitet, beschrieben werden kann. Während sich die Kabelkapazität, der Kabelwiderstand und die Induktivität aus den Plasmaparametern ergeben, gibt es kein Modell für den Ableitwert. Hier wurde eine empirische Beziehung verwendet.

Es konnte gezeigt werden, daß auf diesem Flußschlauchkabel Reflexionen auftreten, die bei der Bestimmung der Impedanz zu berücksichtigen sind. Treten im Plasma starke Fluktuationen auf, so müssen diese ebenfalls berücksichtigt werden.

Der mit Hilfe der Kabelzeitkonstante berechnete Diffusionskoeffizient zeigt, daß der Ladungsträgerfluß in den Flußschlauch wahrscheinlich durch turbulenten Transport erfolgt.

Der Einfluß der Kabelimpedanz auf die Messung der Sondenkennlinie erfolgt hauptsächlich über die Kabelkapazität. Für eine quantitative Aussage muß berücksichtigt werden, welcher Teil der Sondenspannung tatsächlich im Flußschlauch abfällt.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden mit einem Sondenarray, das sich in dem von der 3-poligen Sonde ausgehenden Flußschlauch befand, die eingespeisten Signale gemessen, um Aussagen über den Strompfad und die Signallaufzeit machen zu können. Die beiden Sonden hatten dabei entlang des Magnetfelds einen Abstand von mehreren Metern. Bei diesen Messungen wurde festgestellt, daß die Signale, wie anhand der Ergebnisse des ersten Teils zu erwarten war, stark gedämpft wurden und sich eine Signallaufzeit von der Größenordnung ergibt, wie man sie aus Alfvéngeschwindigkeit und Verbindungslänge abschätzen würde. Es zeigt sich jedoch auch, daß sich der Strompfad aufwei-

tet, was bei den oben betrachteten Modellen nicht berücksichtigt wurde. Zur Verbesserung der Messungen wäre ein größerer Speicher der Oszilloskope wünschenswert gewesen, um mehr und größere Datenpakete aufnehmen zu können. Dadurch hätte der Fluktuationsuntergrund besser unterdrückt werden können und es wäre außerdem eine größere Auflösung im Frequenzraum möglich gewesen.

Eine Bestimmung der Plasmaparameter wäre vorteilhaft und prinzipiell auch möglich gewesen. Dazu hätten jedoch jeweils zwei identische Entladungen durchgeführt werden müssen, um bei einem Schuß die Sondenkennlinie mit einem langsamen Sweep zu bestimmen.

Für die Korrelationsmessungen wäre ein heißeres Plasma mit einer geringeren Dämpfung wünschenswert gewesen. Dazu müßte versucht werden, die Sonden an Positionen weiter im Plasma auf eine Magnetfeldlinie zu bringen.

Eine Verbesserung der verwendeten Modelle würde die Lösung einer 2-dimensionalen Wellengleichung erfordern. Es ist zweifelhaft, ob der dazu notwendige Aufwand gerechtfertigt ist.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Elektronen-Verteilungsfunktion	9
2.2	Prinzipieller Aufbau einer Einzelsonde	13
2.3	Typische Kennlinie einer Einzelsonde	13
2.4	Prinzipieller Aufbau einer Doppelsonde	15
2.5	Typische Kennlinie einer Doppelsonde	16
2.6	Aufbau einer Pin-Plate-Sonde	22
3.1	Aufbau des Experiments für die Messung mit der 3-poligen Sonde	27
3.2	Schaltung zu Formung der Pulse	28
3.3	Zeitlicher Verlauf und Frequenzspektrum eines Pulses	29
3.4	Experimentaufbau für die Messung mit dem Sondenarray	30
3.5	Aufbau des Sondenkopfes der dreipoligen Sonde	31
3.6	Schräg- und Frontansicht des Sondenarrays.	32
3.7	Widerstände zur Strommessung im Sondenkopf	32
3.8	Teiler an den Oszilloskopeingängen zur Unterdrückung von Reflexionen	33
3.9	Gemessene Übertragungsfunktion der Meßleitungen	35
3.10	Relative Abweichung des über mehrere Pakete gemittelten Floa- tingpotentials vom Paketmittelwert	36
3.11	Gemittelttes Signal der parallelen Spitze für zwei ähnliche Ent- ladungen	37
3.12	Fehler bei der Strommessung	38
4.1	Geometrie des Nedospasov-Modells.	40
4.2	Gemessene (a) und berechnete (b) Sondenkennlinie für Schuß Nr. 37662	43
4.3	Gemessene (a) und berechnete (b) Sondenkennlinie für Schuß Nr. 37834	44
4.4	Modellschaltbild für das Plasma	47
4.5	Real- und Imaginärteil des Wellenwiderstandes eines Koaxial- kabels.	48

4.6	Impedanz eines Koaxialkabels in der komplexen Ebene	49
4.7	Gemessene Kennlinien für das Alfvénwellenkabel: a) # 37834, b) # 37662	52
4.8	Simulierte Kennlinien für das Alfvénwellenkabel : a) # 37834, b) # 37662	53
4.9	Simulierte Kennlinien mit Reflexionen	55
4.10	Simulierte Kennlinien mit Reflexionen und Fluktuationen	57
4.11	Real- und Imaginärteil der gemessenen Impedanz des Fluß- schlauchs für Schuß # 37662	60
4.12	Berechneter Real- und Imaginärteil der Flußschlauchimpedanz für Schuß # 37662	61
4.13	Plot der gemessenen und der berechneten Flußschlauchimpe- danz in der komplexen Ebene	62
4.14	Diffusionskonstante	63
5.1	Korrelationsfunktion für eine passive Messung	66
5.2	Korrelationsfunktion für eine aktive Messung	67
5.3	Gemittelte Signale an den Spitzen des Sondenarrays	69
5.4	Gemitteltes Signal an der zentralen Spitze der 3-poligen Sonde	70

Literaturverzeichnis

- [1] H.-W. Bartels, *Basic Nuclear Fusion*, in H.-W. Bartels et al., *Lectures on Plasma Physics*, Summer University for Plasma Physics IPP (1993)
- [2] J. Bleuel, G. Theimer, M. Endler, L. Giannone, H. Niedermeyer, W7-AS Team, *The Edge Turbulence in the W7-AS Stellarator: Characterization by Probe Measurements*, in L. F. Goutch, D. Gresillon, A. G. Sitenko (Hrsg.), *23rd EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Kiev 1996
- [3] D. Bohm, *Minimum Ion Kinetic Energy for a Stable Sheath*, in Guthrie A., Wakerling R. K. eds., *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, Volume 5 der *National Energy Series*, McGraw-Hill Book Company, 1sted. (1949)
- [4] R. N. Bracewell, *The Fourier Transform and its Applications*, McGraw Hill, New York (1986)
- [5] D. C. Champeney, *Fourier Transforms and Their Physical Applications*, Academic Press, London (1973)
- [6] F. F. Chen, *Electric Probes*, in Huddleston R. H. und Leonard S. L. eds. *Plasma Diagnostic Techniques*, New York Academic Press (1965)
- [7] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Plenum (1984)
- [8] R. Chodura, *Plasma Flow in the Sheath and the Presheath of a Scrape-Off Layer*, in D. E. Post, R. Behrisch (Hrsgb.) *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, Plenum Press (1986)
- [9] F. W. Crawford, R. Grard, *Low-Frequency Impedance Characteristic of a Langmuir Probe in a Plasma*, J. Appl. Phys. 37 (1966)
- [10] F. W. Crawford, R. F. Mlodnosky, *Langmuir Probe Response to Periodic Waveforms*, J. Geophys. Research, 69 (13), (1964)

- [11] R. C. Cross, *An Introduction to Alfvén Waves*, Adam Hilger Imprint by IOP Publishing Ltd., Bristol, Philadelphia, 1988
- [12] L. Giannone, R. Balbin, H. Niedermeyer, M. Endler, G. Herre, C. Hidalgo, A. Rudyi, G. Theimer, Ph. Verplancke, W7-AS Team, *Density, Temperature and Potential Fluctuation Measurements by the Swept Langmuir Probe Technique in Wendelstein 7-AS*, Phys. Plasmas **1**(11), November 1994
- [13] P. Grigull, F. Sardei, Y. Feng, D. Hildebrandt, G. Kocsis, G. Kühner, W7-AS Team, *Edge Transport Studies on the W7-AS Stellarator*, 10th International Stellarator Conference, 22-26 May 1995, Madrid, Spain
- [14] K. Günther, A. Carlson, *Fluid Theory of Langmuir Probes in a Magnetized Plasma with Open Flux Tubes*, Contrib. Plasma Phys. **34** (1994) 2/3
- [15] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press (1987)
- [16] J. Meyer-ter-Vehn, *Inertial Confinement Fusion*, in H.-W. Bartels et al., *Lectures on Plasma Physics*, Summer University for Plasma Physics IPP (1993)
- [17] A. V. Nedospasov, D. A. Uzdensky, *On Dynamical Effects on I-V Characteristics of Langmuir Probes in Tokamak Edge Plasmas*, Contrib. Plasma Phys. **34** (1994)
- [18] H. Niedermeyer, M. Endler, L. Giannone, A. Rudyj, G. Theimer, AS-DEX Team, W7-AS Team, *Langmuir Probe Measurement in Fluctuating Plasmas*, Contrib. Plasma Phys. **34** (1994)
- [19] D. Pfirsch, *Theoretische Plasmaphysik*, Vorlesungskript, TU- München (1989)
- [20] B. Richards et al., *Modification of Tokamak Edge Turbulence Using Feedback*, Phys. Plasmas **1** (5) May 1995
- [21] K.-U. Riemann, *The Bohm Criterion and Sheath Formation*, J. Phys. D: Appl. Phys. **24** (1991)
- [22] J. R. Sanmartin, *Theory of a Probe in a Strong Magnetic Field*, Phys. Fluids, Vol. 13, Number 1 (1970)

- [23] P. C. Stangeby, *The Plasma Sheath*, in D. E. Post, R. Behrisch (Hrsgb.) *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, Plenum Press (1986)
- [24] P. C. Stangeby, *Determination of T_e from a Langmuir Probe in a Magnetic Field by Directly Measuring the Probe's Sheath Drop Using a Pin-Plate Probe*, Plasma Phys. Control. Fusion **37** (1995)
- [25] J.D. Swift, M.J.R. Schwar, *Electrical Probes for Plasma Diagnostics*, Iliffe Books LTD, London (1970)
- [26] H. Y. W Tsui et al., *Wave Launching as a Diagnostic Tool to Investigate Plasma Turbulence* Rev. Sci. Instruments Vol. 66 1995 1 Bd. 2
- [27] G. Theimer, *Größe der Fluktuationsamplitude für die Dichte*, private Mitteilung
- [28] T. Uckan et al., *Active Probing of Plasma Edge Turbulence and Feedback Studies on the Texas Experimental Tokamak (TEXT)*, Proc. 20th EPS Conference, Lisboa, 1993, Vol. II
- [29] P. Verplanke, *Langmuir Probes at High Frequencies in a Magnetized Plasma*, IPP Report, in Vorbereitung
- [30] M. Weinlich, *Elektrostatistische Sonden in starken Magnetfeldern*, IPP-Report 5/64 (1995)

Danksagung

Eine Arbeit wie die Vorliegende kann natürlich nicht alleine durchgeführt werden. Ich möchte mich also noch bei allen bedanken, die an der Durchführung beteiligt waren.

Herrn Prof. Dr. F. Wagner für die Möglichkeit, diese Arbeit am IPP durchführen zu können.

Herrn Dr. H. Niedermeyer für die hervorragende Betreuung während der gesamten Arbeit.

Den Herren Dr. M. Endler, Dr. G. Theimer, J. Bleuel und U. Pfeiffer für viele fruchtbare Diskussionen und Hilfen bei allen Problemen.

Herrn R. Horn für die Konstruktion der dreipoligen Sonde.

Den Herren W. Bendak, P. Böhm und H. Scholz für den Betrieb und die Wartung der Sonden.