

Absolutmessung der Leistungseinkopplung in ein Deuterium-Plasma bei der unteren Hybrid-Resonanz

B. Lammers, U. Oberlack und H. Schlüter

Ruhr-Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik II, Bochum-Querenburg

(Z. Naturforsch. **30 a**, 204–211 [1975] ; eingegangen am 6. August 1974)

Absolute Measurement of Power Transfer to a Deuterium Plasma Near the Lower Hybrid Resonance

The power transfer to a deuterium plasma generated by a high frequency discharge near the lower hybrid resonance is investigated in the range of several hundred watts. The results are compared with linear theories. Reasonable agreement is found between measurements and the linear theory of a bounded plasma as far as the wings of the resonance are concerned. But the dominant radial modes predicted by theory are not observed. Introduction of an empirical effective collision frequency $\nu^* = 0.2 \omega_{pe}$, however, results in good agreement between measurements and theory in the domain of these radial modes.

I. Einleitung

Der resonante Leistungsübertrag in ein Plasma bei der unteren Hybrid-Resonanz hat große praktische Bedeutung für die Erzeugung und Vorheizung von Plasmen. Die ersten theoretischen Überlegungen zu diesem Problem wurden von Körper¹ durchgeführt. Qualitative experimentelle Untersuchungen im Gebiet von 30 MHz bestätigten die Erwartung eines effektiven Leistungsübertrags in der Umgebung der unteren Hybrid-Resonanz^{2–4}. Für praktische Anwendungen ist aber eine quantitative Kenntnis dieses Leistungsübertrags im nichtlinearen Bereich – der zum Beispiel bei Einkopplung mehrerer hundert Watt erreicht wird – erforderlich. Unter diesen Bedingungen kann die eingestrahlte Welle nicht mehr als kleine Störung des Plasmas angesehen werden, so daß die Anwendbarkeit der vorliegenden linearen Theorien fraglich wird. Trotzdem sollten diese Theorien als Anhalt herangezogen werden, zumal eine nichtlineare Untersuchung von Stepanov⁵ zeigt, daß die untere Hybrid-Resonanz als ausgezeichnete Stelle im Dispersionsverhalten bestehen bleibt. In dieser Arbeit wird der Absolutwert des Leistungsübertrags aus der eingestrahlten Welle in ein Deuteriumplasma im Bereich von einigen hundert Watt experimentell bestimmt. Die erhaltenen Ergebnisse werden mit den Vorhersagen der linearen Theorie verglichen.

II. Theoretische Ansätze

Der einfachste theoretische Ansatz geht analog Ref.¹ von einem schwach ionisierten, kalten und homogenen Plasma aus, in dem die Dissipation von

Wellenenergie durch Stöße der Ladungsträger mit dem Neutralgas erfolgt. Bei Ansatz der Störgrößen proportional zu $\exp(-i\omega t)$ ist der Impulsübertrag gegeben durch die linearisierte Gleichung

$$-i\omega \mathbf{v}_j = \varepsilon_j (e/m_j) \mathbf{E} + \varepsilon_j \Omega_j \mathbf{v}_j \times \mathbf{e}_z + i\nu_j \mathbf{v}_j. \quad (1)$$

Hierin ist das statische Magnetfeld B_0 als parallel zur Richtung des Einheitsvektors \mathbf{e}_z angenommen. Der Index j unterscheidet die Elektronen- und Ionenkomponente; ν_j bedeutet die Stoßfrequenz für Impulsübertrag von den Ladungsträgern an das Neutralgas und Ω_j die Zyklotronfrequenz. Durch Kombination von (1) mit den Maxwell'schen Gleichungen erhält man die Dispersionsgleichung für elektromagnetische Wellen im Plasma. Zur Bestimmung des Leistungsübertrags von der senkrecht eingestrahlten Welle in das Plasma muß das Wechselfeld der Welle im Plasma unter Annahme geeigneter Randbedingungen berechnet werden. Hierzu wird ein zylindrisches, axial unendlich ausgedehntes Plasma angenommen, das konzentrisch von einer ebenfalls axial unendlich ausgedehnten Spule umgeben ist. Diese Spule wird als unendlich dünne Stromschicht angesetzt, in der pro Längeneinheit ein Ringstrom j_θ fließt. Unter diesen Voraussetzungen verschwindet das axiale elektrische Feld E_z , so daß der Strom lediglich die außerordentliche Welle im Plasma anregen kann. Das Wechselfeld der Welle im Raum zwischen Spule und Plasma besteht nur aus den Komponenten E_θ und H_z . Die vom System Spule-Plasma aufgenommene komplexe Leistung erhält

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. H. Schlüter, Ruhr-Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik II, D-4630 Bochum-Querenburg, Postfach 2148.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

man durch Integration der Normalkomponente des Poynting-Vektors $\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$ über die Innenfläche der Spule. Wird eine äußere Spannung V_c an der Spule vorgegeben, so erhält man die im Plasma dissipierte Leistung als

$$P_w = \frac{\operatorname{Re}(Z_T)}{|Z_T|^2} \frac{|V_c|^2}{2}, \quad (2)$$

wobei Z_T die Ersatzimpedanz des Systems Spule-Plasma angibt. Eine detaillierte Herleitung dieser Beziehung ist zum Beispiel in Ref. ⁶ gegeben. Es ist daher möglich, in der Theorie den Leistungsübertrag an das Plasma durch einen Ohmschen Ersatzwiderstand

$$R_L = |Z_T|^2 / \operatorname{Re}(Z_T) \quad (3)$$

zu beschreiben. Dieser Lastwiderstand durchläuft ein Minimum bei der unteren Hybrid-Resonanz, die als „intrinsic“-Resonanz nur von den lokalen Dispersionseigenschaften des Plasmas bestimmt wird, und eventuell weitere, ausgeprägte Minima auf der niederfrequenten Seite der Resonanz. Diese Minima sind radialen Eigenmoden des Plasmas zuzuordnen, die auftreten können, sobald die Bedingung $\operatorname{Re}(k_x \cdot p) \gtrsim \pi$ erfüllt ist. Hierin ist k_x die Ausbreitungskonstante der außerordentlichen Welle und p der Radius des Plasmazylinders. Ein Beispiel zeigt Abb. 1, in der die durchgezogene Kurve den Lastwiderstand des kalten Plasmas bei der unteren

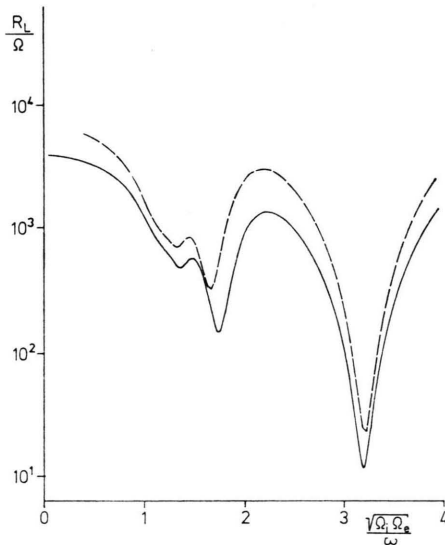


Abb. 1. Lastwiderstand des kalten, homogenen Plasmas (—), verglichen mit dem bei Annahme des radialen Profils nach Krämer (---) bei einer Elektronendichte von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Hybrid-Resonanz wiedergibt. Als Abszisse ist die magnetfeldproportionale Größe $\sqrt{\Omega_i \Omega_e} / \omega$ gewählt. Bei hinreichend hoher Dichte ($\omega_{pe}^2 \gg \Omega_e^2$) liegt die Resonanz in dieser Skala bei 1. Die in den vorhergehenden Überlegungen vorausgesetzten Plasmeeigenschaften geben die experimentellen Verhältnisse nur sehr grob wieder. Es ist jedoch möglich, voneinander getrennt den Einfluß der endlichen Länge von Spule und Plasma, den Einfluß der Temperaturen von Elektronen und Ionen sowie den Einfluß eines radialen Elektronendichteprofiles zu untersuchen.

a) Im Modell des unendlich langen Plasmas entfallen alle axialen Abhängigkeiten im Wechselfeld der Welle. Für den Vergleich mit einem Experiment muß ein Abschnitt betrachtet werden, dessen Länge der der realen Spule entspricht. Bei diesem Vorgehen bleibt der Einfluß der axialen Feldinhomogenitäten unberücksichtigt. Ein in diesem Punkt realistischeres Modell ist von Skipping, Oakes und Schlüter angegeben ⁷. Hier wird eine endlich lange Spule angenommen, die konzentrisch die Mitte eines kalten und homogenen Plasmazylinders der Länge L umgibt. Als axiale Begrenzungen des Plasmas werden radial unendlich ausgedehnte leitende Platten gefordert. Wegen der Feldinhomogenitäten am Rand der Spule ist die radiale Wellenausbreitung von einer axialen Komponente überlagert, die aufgrund der Randbedingungen an den Endplatten als Summe von stehenden Wellen mit den Ausbreitungskonstanten $k_{||} = n\pi/L$ ($n = 1, 3, 5, \dots$) anzusetzen ist. Das von der Spule bestimmte kontinuierliche $k_{||}$ -Spektrum reduziert sich somit auf diskrete Werte, die einerseits durch die Struktur der Spule und andererseits durch die Länge des Entladungsgefäßes bestimmt sind. Bei Plasmalängen, die deutlich größer als die Spulenlänge sind, ist der Einfluß der Plasmalänge auf das $k_{||}$ -Spektrum nachhaltig. Im Verlauf des Lastwiderstandes zeigt sich bei diesem Vorgehen eine Einschränkung des Bereichs der radialen Moden auf der niederfrequenten Seite der Resonanz, während auf der hochfrequenten Seite zusätzlich radiale Moden auftreten können. Eine detaillierte Darstellung dieser Behandlung findet sich in Referenz ⁷.

b) Der Einfluß der Temperaturen von Elektronen und Ionen auf die Leistungseinkopplung in ein homogenes, axial unendlich ausgedehntes Plasma wird in erster Näherung durch Einführung skalarer Drücke berücksichtigt. Die Impulstransportgleichung (1) lautet unter dieser Voraussetzung

$$-i\omega \mathbf{v}_j = \varepsilon_j \frac{e}{m_j} \mathbf{E} + \varepsilon_j \Omega_j \mathbf{v}_j \times \mathbf{e}_z - \frac{\gamma_j K T_j}{m_j} \frac{\nabla n_{j1}}{n_{j0}} + i\nu_j \mathbf{v}_j. \quad (4)$$

Hierin ist n_{j0} die ungestörte Dichte. n_{j1} gibt die Störung durch die Welle an. Ausgehend von dieser Gleichung, der Kontinuitätsgleichung und den Maxwell'schen Gleichungen ist der Lastwiderstand in der Umgebung der unteren Hybrid-Resonanz von Babu und Schlüter berechnet^{6,8}. Es zeigt sich, daß die radialen Moden auf der niederfrequenten Seite der Resonanz im wesentlichen unverändert bleiben, sofern die in Ref.^{6,8} genannten Bedingungen erfüllt sind. Auf der hochfrequenten Seite ist grundsätzlich eine Absenkung des Lastwiderstandes zu erwarten. Streng genommen sind die Temperatureinflüsse durch einen Drucktensor zu beschreiben. Kinetische Rechnungen von Puri und Tutter⁹ – unter Berücksichtigung von radialen Dichteinhomogenitäten und endlichem $k_{||}$, aber bisher ohne Lösung des Randwertproblems – bestätigen die ausgezeichnete Rolle der unteren Hybrid-Resonanz auch für hohe Temperaturen. Für die hier unmittelbar vorkommenden Parameter dürfte jedoch die Näherung skalaren Drucks ausreichend sein, um Hinweise auf die – geringe – Rolle thermischer Effekte bei den vorliegenden Temperaturen zu geben.

c) Bei Annahme einer radialen Elektronendichteverteilung in einem kalten, axial unendlich ausgedehnten Plasma ist die Ausbreitungskonstante der Welle in der Form $k_x = k_x(r)$ anzusetzen. Im allgemeinen kann der Lastwiderstand unter dieser Voraussetzung nicht mehr analytisch berechnet werden. Hier ist die Differentialgleichung für E_θ mit geeigneten Randbedingungen numerisch zu lösen. Hierzu wird ein von Räuchle¹⁰ zur Verfügung gestelltes Rechenprogramm verwendet. Aus den Maxwell'schen Gleichungen erhält man H_z , so daß der Poynting-Vektor und damit der Lastwiderstand berechnet werden können. Es zeigt sich bei Annahme physikalisch sinnvoller Dichteprofile, daß die radialen Moden nicht unschärfer werden. Abbildung 1 gibt ein Beispiel für den Lastwiderstand bei Annahme eines in einer Hochfrequenzentladung von Krämer¹¹ gemessenen Profils (gestrichelt) verglichen mit dem Ergebnis aus der Theorie des kalten, homogenen Plasmas.

Prinzipiell wären die im vorigen skizzierten Modifikationen nicht getrennt, sondern gleichzeitig

zu behandeln. Eine derartige Betrachtung führt zu erheblichen rechnerischen Schwierigkeiten, so daß im allgemeinen nur Hinweise aus der getrennten Behandlung gewonnen werden können. Ein wesentliches Merkmal aller skizzierten Theorien ist das Auftreten radialer Moden, die über die „intrinsic“-Resonanz dominieren. In linearen Experimenten, in die nur einige mW eingekoppelt werden, kann die Existenz dieser radialen Moden bestätigt werden¹¹. Dagegen sind die Verhältnisse bei Einkopplung von einigen hundert Watt noch nicht experimentell in Absolutmessungen untersucht.

III. Experimenteller Aufbau und diagnostische Methoden

Zur Durchführung dieser Untersuchung wurde eine Hochfrequenzentladung verwendet, deren schematischen Aufbau Abb. 2 zeigt. Ein doppelwandiges Quarzrohr von 6 cm Innendurchmesser und 60 cm Länge dient als Entladungsgefäß. Es wird konzentrisch von der Schwingkreisspule eines selbsterregten 10 kW Colpitt-Senders umgeben. Dieser Sender erzeugt einerseits das Plasma und strahlt andererseits die Welle mit einer Frequenz von 27,6 MHz ein. Da in der verwendeten Anordnung das Plasma in das Schwingverhalten des Senders einbezogen ist, erfolgt eine automatische Anpassung beim Durchlaufen der Resonanz. Eine rein elektrische Messung der eingekoppelten Leistung wird allerdings unter diesen Verhältnissen schwierig, so daß die störunanfällige kalorische Messung angebracht ist, sofern der Vorteil automatischer Anpassung nicht aufgegeben werden soll. Die kalorische Messung hat sich zuvor auch bei fremderzeugten Plasmen bewährt. Das Entladungsgefäß befindet sich in einem bis auf 5% homogenen Magnetfeld. Bei Variation der Magnetfeldstärke von 400 bis 1700 T kann die Umgebung der unteren Hybrid-Resonanz durchlaufen werden. Im folgenden werden die verwendeten Meßverfahren und diagnostischen Methoden erläutert.

a) Nach den Gln. (2) und (3) müssen zur Bestimmung des Lastwiderstandes die Spulenumfangsspannung V_c und die in das Plasma eingekoppelte Leistung P absolut gemessen werden. Nach der Selbsterregungsbedingung des Colpitt-Senders müssen die Teilpotentiale an den Enden der Schwingkreisspule um etwa 180° phasenverschoben sein. Man erhält daher die Spulenumfangsspannung aus der Summe der gemessenen Teilspannungen zwischen Spulenende und Erde. Eine unabhängige Überprüfung dieses Verfahrens ergibt sich aus der Messung der von der Koppelspule in einem Drahttring induzierten Spannung, die einer Messung des Spu-

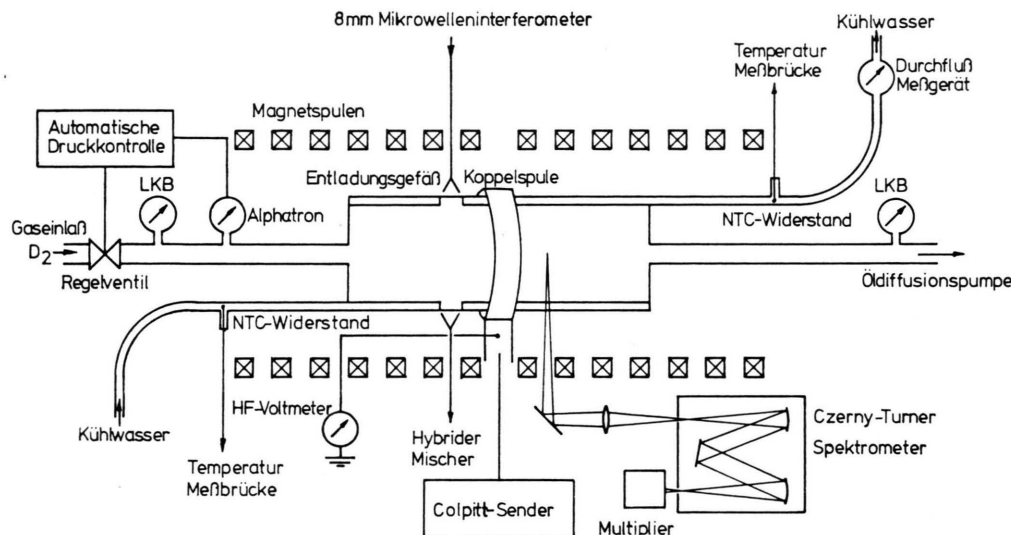


Abb. 2. Schematischer Aufbau des Experiments.

lenstroms äquivalent ist. Durch Behandlung des Systems Koppelspule–Drahttring als Transformator kann die Spulenumfangsspannung berechnet werden. Unter Berücksichtigung der derart gewonnenen Ergebnisse beträgt der Meßfehler der Spulenumfangsspannung etwa 15%. Während der Messungen wird die Spannung durch Nachregeln konstant gehalten. Zur Einstellung des Senders auf die Gegebenheiten des Experiments müssen der aus Glühbirnen aufgebaute Gitterableitwiderstand und der Rückkoppplungsfaktor geeignet gewählt werden. Es ist empirisch zu erreichen, daß der Sender in einem möglichst großen Bereich von Gasdruck und statischem Magnetfeld stabil arbeitet.

b) Der Mantel des doppelwandigen Quarzrohres wird von destilliertem Kühlwasser durchströmt. Aus der Messung von Stromstärke und Temperaturerhöhung zwischen Zu- und Abfluß erhält man die von der Entladung an das Kühlwasser abgegebene Leistung. Diese kann gleich der in das Plasma eingekoppelten Leistung gesetzt werden, sofern die Verluste an den ungekühlten Rohrenden und die durch Strahlung vernachlässigbar sind. Bei Verwendung von destilliertem Kühlwasser zeigen Blindversuche, daß kein meßbarer Anteil der Hochfrequenzleistung im Wasser dissipiert wird. Ein Vorteil der verwendeten stationären Entladung ist, daß leicht Meßzeiten erreicht werden, die groß gegen die Zeitkonstante von 20 s der kalorischen Anordnung sind und damit diese störunanfällige Leistungsmessung durchgeführt werden kann. Die Verlässlichkeit der Methode zeigte sich zuvor auch bei Sendern mit hochfrequenzmäßig definierter Anpassung bei Ver-

gleich mit rein elektrischen Messungen. Kontrollmessungen mit aufgeklebten gekühlten Endkappen zeigen, daß etwa 6% zu der im Mantel abgeführten Leistung zu addieren sind, um die Endverluste zu berücksichtigen. Experimente an einer ähnlichen Entladung, bei der geschwärztes Kühlwasser verwendet wurde, zeigen, daß die Strahlungsverluste vernachlässigbar sind³. Somit kann die in das Plasma eingekoppelte Leistung aus der vom Kühlwasser abgeführten bestimmt werden. Der Meßfehler beträgt etwa 10%.

c) Die für den Vergleich mit theoretischen Vorhersagen benötigte Elektronendichte wird mit einem 8-mm-Mikrowelleninterferometer bestimmt. Die Messung erfolgt durch zwei gegenüberliegende Fenster im Kühlwassermantel in 9 cm Entfernung von der Rohrmittle. Da das Kühlwasser die Mikrowellen absorbiert, kann nur auf diese Weise gleichzeitig eine Leistungs- und Interferometermessung erfolgen. Das Ausgangssignal des phasenempfindlichen Hybrid-Mischers wird mit einem x - y -Schreiber in Abhängigkeit vom Magnetfeld registriert. Die Berechnung der Elektronendichte aus der Phasenverschiebung kann bis zu einem Wert von etwa $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ nach der bekannten linearen Näherung¹² erfolgen, in der die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ proportional zu der über den Gefäßdurchmesser gemittelten Dichte ist. Da jedoch in diesem Experiment häufig höhere Werte erreicht werden, muß eine genauere Auswertung unter Berücksichtigung eines radialen Dichteprofiles durchgeführt werden. Es ist anzusetzen

$$\Delta\varphi = \int_{r=-p}^{+p} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{n_{e0}(r)}{n_c} \frac{2\pi}{\lambda}} \right) dr, \quad (5)$$

wobei n_c die cut-off-Dichte der zur Interferometrie verwendeten ordentlichen Welle ist. Die hierbei bei Annahme des von Krämer¹¹ gemessenen Profils bzw. eines Parabelprofils erhaltenen Elektronendichten sind konsistent mit denen aus der Stark-Verbreiterung der Linie D_6 . Zur Beseitigung der Mehrdeutigkeit des Interferometers wird während der Messung an einigen Punkten der Sender kurzzeitig ausgetastet und der zeitliche Verlauf des Phasensignals im afterglow mit einem Oszillographen registriert.

d) Zur Bestimmung der Stoßfrequenzen zwischen Ladungsträgern und Neutralgas sowie zwischen Elektronen und Ionen müssen zusätzlich der Neutralgasdruck und die Temperaturen der Teilchen bekannt sein. Die Neutralgasdruckmessung erfolgt durch Mittelung der Meßwerte zweier Wärmeleitungsmanometer, die symmetrisch zueinander in der Gaszuleitung und in der Pumpleitung angebracht sind. Während der Messung wird der Druck durch eine Druckregelung bestehend aus einem Alphatron-Manometer, einem Granville-Phillips-Regelgerät und einem verstellbaren Nadelventil auf etwa 5% konstant gehalten. Die Neutralgastemperatur wird durch Messung der Doppler-Verbreiterung der Linie D_β bestimmt. Danach wird ein mittlerer Wert von 4000 K angesetzt. Die Elektronentemperatur kann nach Messungen an einer ähnlichen Entladung³ als 10^5 K angenommen werden. Die Stoßfrequenzen zwischen Ladungsträgern und Neutralgas können den Daten von Brown¹³ entnommen werden, während die Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz nach der Spitzer-Formel¹⁴ bestimmt wird. Die Gesamtstoßfrequenz liegt in der Größenordnung der Senderfrequenz, ist aber kleiner als diese. Weitere Angaben zu den Einzelheiten des experimentellen Aufbaus sind in der Dissertation von B. Lammers (Bochum 1974) zu finden.

IV. Meßergebnisse und Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Die Abb. 4 bis 6 geben charakteristische Meßergebnisse für Deuterium im Vergleich zu den Vorhersagen der Theorie des warmen Plasmas^{6,8} (durchgezogen) und zu denen der Theorie des endlichen, kalten Plasmas⁷ (gestrichelt) wieder. Da die Elektronendichte während einer Messung nicht kon-

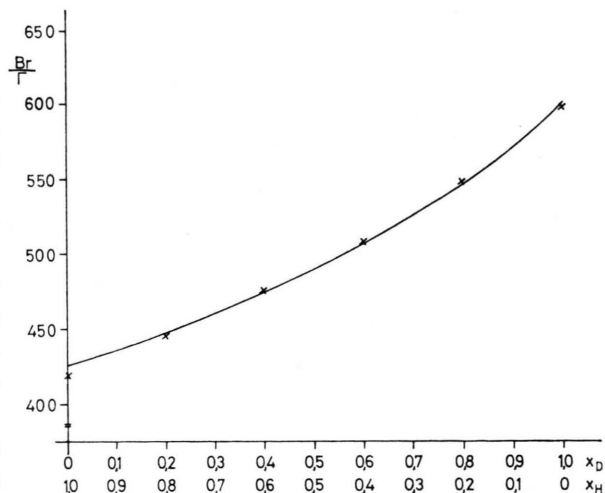


Abb. 3. Lage des Minimums des gemessenen Lastwiderstandes bei Wasserstoff-Deuterium-Gemischen im Vergleich zur Lage der unteren Hybrid-Resonanz nach der Theorie von Buchsbaum.

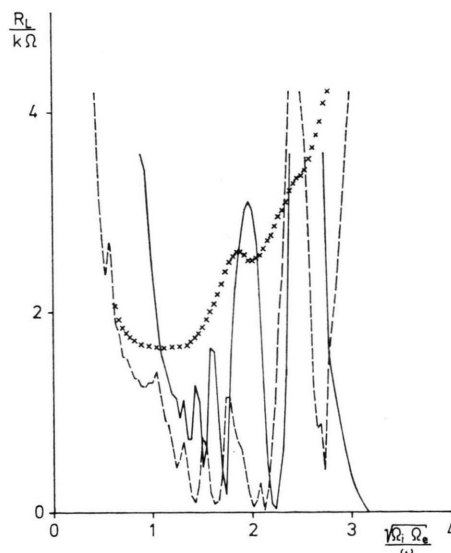


Abb. 4. Absolutwert des bei $2,7 \cdot 10^{-2}$ Torr gemessenen Lastwiderstandes im Vergleich zu den Ergebnissen der linearen Theorien.

stant bleibt, sondern im wesentlichen mit der eingekoppelten Leistung steigt, ist für die Berechnung der theoretischen Werte jeweils die gemessene Elektronendichte eingesetzt. Es werden Dichten zwischen $2 \cdot 10^{12}$ und $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ erreicht. Dem entspricht im untersuchten Druckbereich zwischen $2 \cdot 10^{-2}$ und $3 \cdot 10^{-2}$ Torr ein Ionisationsgrad von mehreren Prozent. Charakteristisch zeigt sich ein Minimum des

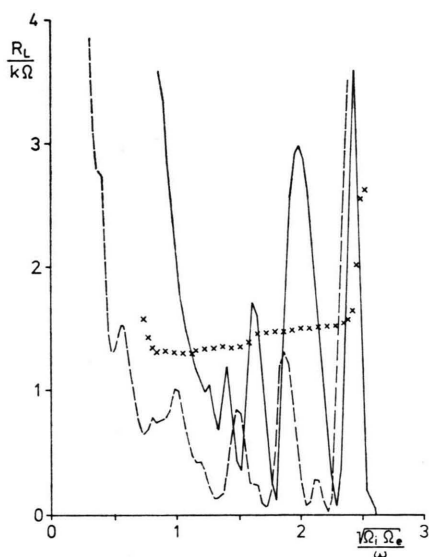


Abb. 5. Absolutwert des bei $3,0 \cdot 10^{-2}$ Torr gemessenen Lastwiderstandes im Vergleich zu den Ergebnissen der linearen Theorien.

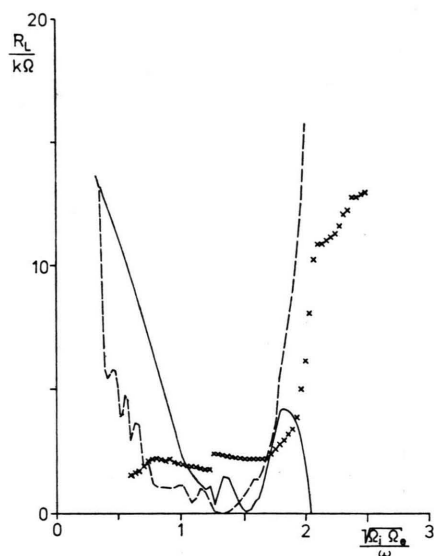


Abb. 6. Absolutwert des bei $2,4 \cdot 10^{-2}$ Torr und bei Verwendung des kurzen Entladungsgefäßes gemessenen Lastwiderstandes im Vergleich zu den Ergebnissen der linearen Theorien.

gemessenen Lastwiderstandes nahe der unteren Hybrid-Resonanz ($\sqrt{\Omega_i \Omega_e} / \omega = 1$), von dem aus zu höherem Magnetfeld ein mehr oder weniger strukturierter Anstieg erfolgt. Eine Bestätigung der Annahme, daß dieses Minimum der unteren Hybrid-Resonanz zuzuordnen ist, erhält man bei der Unter-

suchung von Wasserstoff-Deuterium-Gemischen. In diesem Fall treten erwartungsgemäß¹⁵ nicht etwa zwei von den beiden Ionensorten bestimmte Resonanzen auf, sondern nur eine an der Stelle

$$\omega = \sqrt{\Omega_e (x_H \Omega_H + x_D \Omega_D)}.$$

Hierin sind x_H und x_D die relativen Konzentrationen, für die gilt $x_H + x_D = 1$. Abbildung 3 gibt die Lage des gemessenen Minimums für Wasserstoff, Deuterium und vier Gemische bei einem Neutralgasdruck von $1,9 \cdot 10^{-2}$ Torr im Vergleich zu den theoretischen Werten wieder. Bei Erhöhung des Druckes über $3,0 \cdot 10^{-2}$ Torr ergibt sich – wie in Abb. 5 gezeigt – wegen der erhöhten Stoßverluste ein flacher Verlauf des Lastwiderstandes, dem ein steiler Anstieg folgt. Während für die Messungen in den Abb. 4 und 5 das beschriebene 60 cm lange Entladungsgefäß verwendet ist, gibt Abb. 6 ein Ergebnis für ein 30 cm langes Entladungsgefäß wieder.

Für den Vergleich der Meßwerte mit den Vorhersagen der Theorien werde zunächst auf der linken Seite das Gebiet der Resonanz und des folgenden Anstiegs zu kleinerem Magnetfeld hin betrachtet. Hier zeigt sich in allen Fällen, daß die Theorie des unendlich langen, warmen Plasmas einen zu frühen Anstieg ergibt. Dagegen zeigt die Theorie des endlich langen Plasmas eine qualitativ und quantitativ durchaus befriedigende Übereinstimmung, wenn man berücksichtigt, daß eine lineare Theorie mit einem nichtlinearen Experiment verglichen wird.

Der Anstieg auf der rechten Seite zu hohem Magnetfeld hin wird von der Theorie des warmen Plasmas allgemein nur schlecht wiedergegeben. Auch hier kann aber bei Berücksichtigung der endlichen Länge eine befriedigende Übereinstimmung erreicht werden. Die Bedeutung des Einflusses eines $k_{||}$ -Spektrums unterstreicht besonders die Abbildung 6. Wegen des kurzen Entladungsgefäßes ist hier eine besonders starke Auswirkung für den Verlauf des Lastwiderstandes zu erwarten. Der Einfluß der von der Theorie geforderten Endplatten wird in Messungen untersucht, bei denen ein feinmaschiges Kupfernetz an den Endfenstern außerhalb des Entladungsgefäßes angebracht ist. Innerhalb der erreichbaren Meßgenauigkeit werden hierbei keine Abweichungen von Messungen beobachtet, bei denen solche Netze fehlen.

Während die Anstiege des Lastwiderstandes zu hohem und niedrigem Magnetfeld durch die lineare Theorie des endlich langen Plasmas in durchaus befriedigender Weise wiedergegeben werden, zeigt sich

im mittleren Magnetfeldbereich ein grundlegend anderes Verhalten. Hier lassen die Theorien dominierende radiale Moden erwarten, die in der Messung nicht auftreten. Allenfalls könnten die leichten Strukturen im Anstieg in Abb. 4 als Ansätze derartiger Moden interpretiert werden. Sie zeigen aber in keinem Fall das von den Theorien geforderte Verhalten. Im Absolutvergleich treten Unterschiede bis zu einem Faktor 10^4 auf. In der Theorie sind apparative Störungen, unter anderem durch die das Plasma und die Senderspule umgebenden Magnetfeldspulen, nicht berücksichtigt. Auch die ungünstigsten Abschätzungen solcher Störungen lassen nicht erwarten, daß die genannten größenordnungsmäßigen Diskrepanzen zwischen Theorie und Beobachtung wesentlich von ihnen beeinflusst sind. Es ist im folgenden zu klären, ob die beiden verwendeten Theorien grundsätzliche Vereinfachungen enthalten, die zu dieser Diskrepanz führen, oder ob zusätzliche, bisher unberücksichtigte Effekte die Ausbildung der radialen Moden verhindern.

Es liegt nahe, zu untersuchen, ob im Rahmen einer linearen Theorie die Unterdrückung der radialen Moden mit modifizierten Voraussetzungen erklärt werden kann. Zunächst ist für ein reales Plasma ein radiales Elektronendichteprofil anzunehmen. Jedoch zeigen die numerischen Rechnungen hierbei, daß die radialen Moden nicht unscharf werden, sondern im wesentlichen nur ihre Lage ändern. Weiterhin ist in der hybriden Schicht mit Moden-Konversion zu rechnen¹⁶. In den Messungen von Krämer¹¹ zeigt sich eine druckabhängige Schwächung der Eigenmoden. Im vorliegenden Experiment kann eine derartige Druckabhängigkeit nicht nachgewiesen werden. Es ist hier nicht auszuschließen, daß Moden-Konversion auftritt. Zweifelhaft erscheint aber, daß derartige Diskrepanzen allein von Moden-Konversion bewirkt werden.

Da gerade im Gebiet der radialen Moden starke Felder und Teilchenbewegungen auftreten, ist zu erwarten, daß besonders hier das lineare Modell eine zu grobe Näherung ist. In der Tat liegt die nach der linearen Theorie zu erwartende Energiedichte in der Welle über der thermischen Energiedichte im Plasma. Man kann jedoch versuchen, eine empirische effektive Stoßfrequenz ν^* zu bestimmen, die zu einer besseren Übereinstimmung führt. Die Abb. 7 und 8 zeigen das Ergebnis der Theorie des endlichen Plasmas für die Werte $\nu^* = 0,04 \omega_{pe}$, $0,2 \omega_{pe}$ und $0,4 \omega_{pe}$. Hierbei kann durch Wahl von $\nu^* = 0,2 \omega_{pe}$

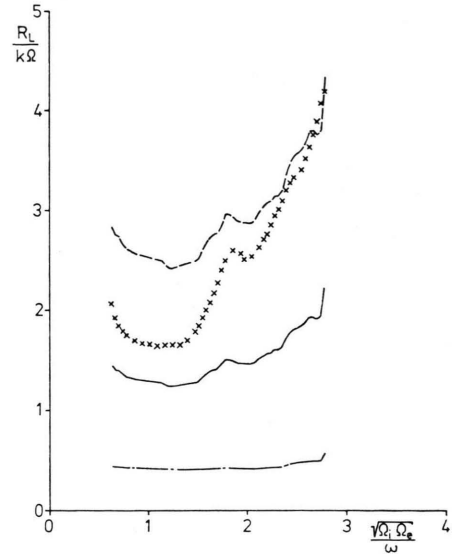


Abb. 7. Meßkurve aus Abb. 4, verglichen mit der Theorie des endlichen Plasmas bei Einführung der effektiven Stoßfrequenzen $0,04 \omega_{pe}$ (---), $0,2 \omega_{pe}$ (—) und $0,4 \omega_{pe}$ (-·-).

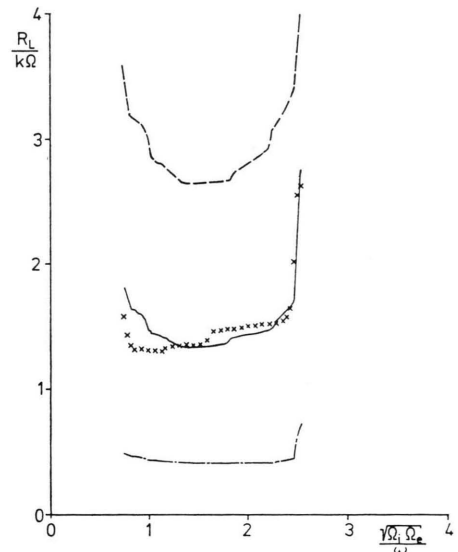


Abb. 8. Meßkurve aus Abb. 5, verglichen mit der Theorie des endlichen Plasmas bei Einführung der effektiven Stoßfrequenzen.

eine Übereinstimmung von Theorie und Experiment erreicht werden, die im allgemeinen besser als etwa ein Faktor 2 ist. In den steilen Flügeln ist die Wahl der Stoßfrequenzen nicht kritisch, da hier in der Regel das experimentell bedingte Absinken der Dichte und der Einfluß von $k_{||}$ ungleich Null überwiegen. Ein derartiger Wert der effektiven Stoß-

frequenz von zwei Zehnteln der Elektronenplasmafrequenz erscheint zunächst als sehr hoch. Er ist aber plausibel, da er in der Größenordnung der Fluktuationen des Mikrofeldes des Plasmas liegt. Zudem ergibt sich eine solche hohe effektive Stoßfrequenz bei Untersuchungen zum Sättigungszustand parametrischer Zerfälle und Instabilitäten. So untersuchen Kindel, Dawson und Okuda¹⁷ in einem speziellen rechnerischen Modell parametrische Effekte für $\omega > \omega_{\text{LH}}$. Computersimulationen zeigen, daß kein unbegrenztes Anwachsen erfolgt, sondern daß eine Sättigung erreicht wird, bei der die Verluste durch eine effektive Stoßfrequenz $\nu^* = 0,2 \omega_{\text{pe}}$ zu beschreiben sind.

Nach der Natur des vorliegenden Experiments (Welleneinstrahlung und Plasmaerzeugung gekoppelt) kann keine Suche nach Schwellwertverhalten von parametrischen Effekten vorgenommen werden, dessen Beobachtung diese Vermutung unterstützen könnte. Untersuchungen in dieser Richtung werden zur Zeit mit einer anderen Anordnung durchgeführt. Es ist jedoch aus den Messungen von Krämer¹¹ bekannt, daß bei Einkopplung extrem schwacher Wellenleistungen in fremderregte Plasmen noch vergleichsweise gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment beobachtet wird, wobei die auftretenden Abweichungen dem Einfluß von Dichteprofilen zugeschrieben werden können.

V. Zusammenfassung

Die Absolutmessung der Leistungseinkopplung bei der unteren Hybrid-Resonanz im Bereich von

mehreren hundert Watt ergibt befriedigende Übereinstimmung zwischen Experiment und der Theorie des endlichen Plasmas nach Skipping, Oakes und Schlüter⁷, sofern nur die Flügel der Resonanz betrachtet werden. Der mittlere Bereich wird in der Theorie von starken radialen Moden bestimmt, die in der Messung nicht auftreten. Jedoch kann hier bei Einführung einer empirischen effektiven Stoßfrequenz $\nu^* = 0,2 \omega_{\text{pe}}$ in die lineare Theorie gute Übereinstimmung erreicht werden. Hinweise auf derart hohe effektive Stoßfrequenzen gibt auch die Behandlung eines parametrischen Zerfalls von Kindel, Dawson und Okuda¹⁷. Welche physikalischen Ursachen im vorliegenden Experiment für das Abschneiden der radialen Moden verantwortlich sind, bleibt in weiterführenden Untersuchungen zu klären.

Die von Hasti⁴ bei Relativmessungen gefundene qualitativ gute Übereinstimmung der Theorie des endlichen Plasmas und den experimentellen Werten kann in der Absolutmessung nicht bestätigt werden.

Diese Untersuchungen wurden im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 162 „Plasmaphysik Bochum/Jülich“ durchgeführt.

Die Autoren danken Herrn E. Räuchle, Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, für seine Unterstützung bei den numerischen Untersuchungen.

¹ K. Körper, Z. Naturforsch. **12 a**, 815 [1957].

² H. Schlüter, Z. Naturforsch. **15 a**, 281 [1960].

³ H. Schlüter u. C. J. Ransom, Ann. Phys. (N. Y.) **33**, 360 [1965].

⁴ D. E. Hasti, M. E. Oakes u. H. Schlüter, J. Plasma Phys. **4**, 787 [1970].

⁵ K. N. Stepanov, 9th Conf. on Phenomena in Ionized Gases, 515, Bukarest 1969.

⁶ R. Babu u. H. Schlüter, Z. Naturforsch. **26 a**, 856 [1971].

⁷ C. R. Skipping, M. E. Oakes u. H. Schlüter, Phys. of Fluids **12**, 1886 [1969].

⁸ R. Babu, B. Lammers u. H. Schlüter, Z. Naturforsch. **27 a**, 930 [1972].

⁹ S. Puri u. M. Tutter, MPI Garching IPP IV/42 (1972).

¹⁰ E. Räuchle, Univ. Stuttgart, Inst. f. Plasmaforschung, private Mitteilung.

¹¹ M. Krämer, eingesandt an Plasma Physics.

¹² M. A. Heald u. C. B. Wharton, Plasma Diagnostics with Microwaves, John Wiley & Sons (N. Y.) (1965).

¹³ S. C. Brown, Basic Data of Plasma Physics, MIT-Press, Cambridge 1966.

¹⁴ L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, New York 1962.

¹⁵ S. J. Buchsbaum, Phys. of Fluids **3**, 418 [1960]; Phys. Rev. Letters **5**, 495 [1960].

¹⁶ V. E. Golant, Sov. Phys.-Tech. Phys. **16**, 1980 [1972].

¹⁷ J. M. Kindel, H. Okuda u. J. M. Dawson, Phys. Rev. Letters **29**, 995 [1972].