

Lineare Welleneinkopplung in ein Plasma erhöhter Elektronen-Temperatur bei der unteren Hybridresonanz

G. Glomski, B. Heinrich und H. Schlüter

Institut für Experimentalphysik II, Ruhr-Universität Bochum

(Z. Naturforsch. **31 a**, 1551–1558 [1976]; eingegangen am 5. August 1976)

Linear Wave Coupling to a Plasma of Enhanced Electron Temperature at the Lower Hybrid Resonance

Radio frequency waves in the range of the lower hybrid resonance are coupled to a plasma of enhanced electron temperature ($\approx 10^6$ K) and reduced collision frequency ($\approx 7 \cdot 10^5$ s $^{-1}$). The experiment demonstrates the persistence of resonance behavior even under these conditions. Radial eigenmodes are dominant, but exhibit — as compared to linear theoretical models — additional damping with an effective collision frequency in the order of $3 \cdot 10^7$ s $^{-1}$. For the conditions considered this effect is attributable to Landau damping.

1. Einleitung

Bei der Einkopplung von Radiowellen in zylindrische Plasmen beobachtet man im Bereich bestimmter Frequenzen besonders effektive Absorption von Wellenenergie; dabei sind nicht nur die eigentlichen Absorptionsresonanzen bei den Frequenzen anomaler Dispersion („intrinsic resonances“) von Bedeutung; vielmehr treten in der Umgebung dieser Frequenzen, und zwar auf der Seite, wo der Brechungsindex im wesentlichen reell und genügend groß ist, geometrische (radiale) Eigenresonanzen auf.

Im Gebiet zwischen den Zyklotronfrequenzen von Ionen und Elektronen findet man bei Einstrahlung von Wellen senkrecht zu einem statischen Magnetfeld eine Absorptionsresonanz bei der unteren Hybridfrequenz^{1–4}. Diese liegt im Fall genügend hoher Elektronendichte bei

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_e \cdot \omega_i}. \quad (1.1)$$

Die Existenz der unteren Hybridresonanz kann für Plasmen relativ niedriger Elektronentemperatur und hoher Teilchenstoßfrequenzen (bei Neutralgasdrücken von etwa 10^{-3} bis 10^{-2} Torr) als gesichert gelten; hierzu haben u. a. detaillierte vorhergehende Untersuchungen beigetragen^{5–7}. Dagegen fehlen bisher eindeutige Nachweise für das Bestehenbleiben resonanzartigen Verhaltens beim Übergang zu Plasmen höherer Elektronentemperatur und niedriger Teilchenstoßfrequenzen.

Dieser Übergang vom stoßbestimmten zum mehr thermisch beeinflussten Gebiet läßt sich im Rahmen

der Mehrflüssigkeitsnäherung mit Hilfe des Parameters

$$A = \frac{n_e k T_e}{B^2/2 \mu_0} \cdot \frac{\omega^2}{\gamma^2} \quad (1.2)$$

beschreiben^{8,9} (T_e = Elektronentemperatur, n_e = Elektronendichte, B = magnetische Induktion, γ = Summe der Teilchenstoßfrequenzen, ω = Kreisfrequenz der eingekoppelten Radiowellen). Ziel der hier beschriebenen Untersuchungen war es, ein Plasma zu verwenden, für das dieser Parameter möglichst große Werte annimmt.

Zum besseren Vergleich mit der linearen Theorie sind im folgenden auch im Experiment lineare Bedingungen realisiert.

2. Experimenteller Aufbau und diagnostische Verfahren

Zur Durchführung der Untersuchungen wurde eine Mikrowellenentladung benutzt, deren schematischen Aufbau Abb. 1 zeigt.

Das aus Quarz gefertigte Entladungsrohr befindet sich in dem durch Helmholtz- und Spiegelspulen erzeugten axialen, magnetischen Flaschenfeld. Die Spiegelspulen erzeugen in ihrem Inneren ein Feld von maximal 2700 Gauss, das zur Mitte des Entladungsrohres bis auf etwa 100 Gauss abfällt; diesem relativ homogenen Feld (etwa 5% auf 10 cm) überlagert sich das von 0 bis ≈ 700 Gauss variable, sehr konstante Helmholtzfeld. Diese Form des Magnetfeldes wurde gewählt, da für die im folgenden beschriebene Art der Plasmaerzeugung und -aufheizung die Verwendung eines magnetischen Spiegel-feldes notwendig ist.

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



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.

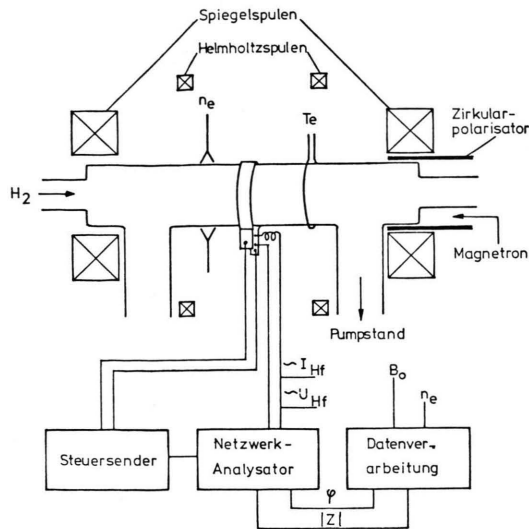


Abb. 1. Experimenteller Aufbau.

Bei Einstrahlung parallel zum Magnetfeld besitzt eine rechtszirkular polarisierte Welle eine Absorptionsresonanz bei der Elektronenzyklotronfrequenz. Bei dieser Resonanz kann deutliche Elektronenaufheizung stattfinden, wenn die Stoßfrequenz der Elektronen kleiner als die Zyklotronfrequenz ist. Diese Aufheizung wird immer besser, je geringer die Stoßfrequenz wird¹⁰. Bei relativ hohen Elektronentemperaturen, wo man nur Stöße mit den Neutralteilchen zu berücksichtigen braucht, bedeutet dies, daß die Effektivität der Heizung umgekehrt proportional zum Neutralgasdruck ist. Ionisation erhält man für Frequenzen in der Nähe aber unterhalb der Zyklotronfrequenz, d. h. für Magnetfelder, die größer als das Zyklotronfeld sind. Der Druck darf hier nicht zu niedrig sein, da sonst keine ausreichende Ionisation durch inelastische Stöße stattfinden kann. Effektivität von Heizung bzw. Erzeugung des Plasmas zeigen also einen gegenläufigen Zusammenhang mit dem Neutralgasdruck. Somit bot sich der Aufbau einer Apparatur an, bei der der Neutralgasdruck räumlich nicht konstant ist, sondern von relativ hohen Drücken bei den höchsten Feldern des Spiegels (dem Bereich der Plasmaerzeugung) zu möglichst niedrigen Drücken beim Zyklotronfeld absinkt. Beim beschriebenen Experiment wurde dies auf folgende Weise erreicht (Abbildung 1): Durch starke Pumpen in der Mitte des Entladungsgefäßes bildet sich ein scharfer Druckgradient innerhalb des aus dem engen Einlaßstutzen (ϕ 2 cm) in das weitere Entladungsgefäß (ϕ 6 cm) expandierenden Neutral-

gases. Lage und Verlauf des Spiegelfeldes sind so gewählt, daß maximale Ionisation gerade am Ende des weiten Rohres stattfindet, wo der Druck noch relativ hoch ist; dagegen liegt der Punkt der Elektronenzyklotronresonanz bei den gewünschten niedrigen Drücken. Der Neutralgasdruck in der Mitte des Entladungsrohres betrug bei den meisten Messungen $8 \cdot 10^{-5}$ Torr. Bei der verwendeten Frequenz von 2,45 GHz gilt $B_z = \omega \cdot m_e / e \approx 875$ Gauss. Die Mikrowellen werden in einem Magnetron erzeugt und dann über einen Zirkularpolarisator als rechtszirkular polarisierte Wellen in das Plasma eingekoppelt. Abschätzungen zeigen, daß etwa 500 Watt Mikrowellenleistung absorbiert werden.

Die Elektronendichte wurde mit Hilfe eines 8 mm-Mikrowelleninterferometers bestimmt. Es wurde bei kleinen Magnetfeldern ein starker Anstieg der Dichte beobachtet, in dem Bereich jedoch, in dem die Hochfrequenzuntersuchungen durchgeführt wurden, erwies sich die Elektronendichte als relativ konstant. Sie lag im Mittel bei etwa $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Die Elektronentemperatur wurde durch Messung der Änderung des diamagnetischen Flusses im Bereich der magnetischen Spiegel bei Abschalten des Plasmas bestimmt. Bei dieser Messung wird die über den Querschnitt gemittelte Temperatur gefunden – und zwar die zum Magnetfeld senkrechte Komponente. Die so ermittelten Elektronentemperaturen lagen bei 10^6 K. Dieser Wert wird im folgenden auch als repräsentativ für die mittlere Longitudinalenergie in der Flaschenmitte betrachtet. Untersuchungen mit einem Röntgenspektrometer ergaben keine Hinweise auf das Vorliegen nichtthermischer Elektronengruppen deutlich oberhalb von 100 eV, die die Aussage des diamagnetischen Signals drastisch verfälschen könnten. Zudem ergeben Sondenmessungen von Geller und Leroy¹¹ bei vergleichbarer Plasmaerzeugung Elektronentemperaturen der angegebenen Höhe im betrachteten Druckbereich.

Eine Abschätzung der Stoßfrequenzen unter den Bedingungen des Experiments ($p = 8 \cdot 10^{-5}$ Torr, $n_e = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10^6$ K) ergab Elektronen-Neutralgas-Stoßfrequenzen von $\approx 7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$; demgegenüber waren die anderen Teilchenstoßfrequenzen zu vernachlässigen. Der Parameter A [Gl. (1.1)] lag mit diesen Werten deutlich über 1 ($A \approx 300$).

Die Wellen im Radiofrequenzbereich wurden über eine Einwindungsspule in das Plasma eingekoppelt. Zur Bestimmung des Resonanzverhaltens wurde mit Hilfe eines Netzwerkanalysators aus dem System

Spule – Plasma der Lastwiderstand des Plasmas ermittelt. Im folgenden ist der Reziprokwert des Realteils des Plasmawiderstandes in Abhängigkeit von ω_0/ω , also proportional zum Magnetfeld, aufgetragen. Der Reziprokwert wurde gewählt, weil er bei festgehaltener Senderspannung U direkt proportional zur eingekoppelten Leistung $P = U^2/R_p$ ist.

Als Arbeitsgas wurde Wasserstoff verwendet.

3. Theoretische Grundlagen

Die am beschriebenen Experiment gewonnenen Ergebnisse sollen mit den Erwartungen theoretischer Modelle verglichen werden. Alle vorhandenen, brauchbaren Modelle, die den resonanten Leistungsübertrag in zylindrische Plasmen behandeln, gehen von den Grundgleichungen der Mehrflüssigkeitstheorie aus; ihre Anwendung ist auf lineare Welleneinkopplung beschränkt. Im einfachsten Fall¹² wird ein kaltes, axial unendlich langes Plasma betrachtet. Zur besseren Anpassung an experimentelle Bedingungen sind weitergehende Modelle entwickelt worden. Zwei von ihnen, die zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen herangezogen werden, sollen kurz skizziert werden.

Im ersten Modell von Skipping, Oakes und Schlüter¹³ werden der Einfluß der endlichen Spulenlänge und die dadurch auftretenden Feldinhomogenitäten, die zu teilweise axialer Wellenausbreitung führen, berücksichtigt. Als axiale Begrenzung des Plasmas sind – symmetrisch zur Einkoppelspule – zwei unendlich große leitende Platten angenommen worden; dadurch ermöglicht sich die Berücksichtigung axialer Wellenfortpflanzung durch eine Entwicklung nach stehenden Wellen mit den Ausbreitungskonstanten $k_{||} = m \cdot \pi/L$ ($m = 1, 3, 5, \dots$). Die im einfachen Modell noch separierbaren Lösungen (ordentliche und außerordentliche Mode) sind jetzt auf Grund der Randbedingungen gekoppelt; man erhält sie als Wurzeln einer in n_{\perp}^2 quadratischen Gleichung (n_{\perp} = Brechungsindex für Wellenausbreitung senkrecht zum statischen Magnetfeld). Während in der Theorie des axial unendlich ausgedehnten Plasmas die schon erwähnten geometrischen Eigenresonanzen nur für Frequenzen unterhalb der unteren Hybridfrequenz auftreten, können sich jetzt auch für größere Frequenzen radiale Eigenmoden ergeben.

Bei den im Experiment vorliegenden hohen Elektronentemperaturen ist sicherlich die Auswirkung von thermischen Effekten auf das Dispersionsverhalten des Plasmas nicht von vornherein zu vernachlässigen. Deshalb werden auch die Vorhersagen eines zweiten theoretischen Modells betrachtet. Dieses von Babu, Lammers und Schlüter entwickelte Modell^{14, 15} berücksichtigt den Einfluß von Elektronen- bzw. Ionentemperatur durch Korrekturen in Form von skalaren Drucktermen. Auf Grund der nun zusätzlich auftretenden beträchtlichen Komplikationen bei Lösung des Randwertproblems ist es bisher nicht möglich, den Einfluß endlicher Plasmalänge gleichzeitig zu erfassen.

Da alle Modelle auf den Fluidgleichungen aufbauen, kann der Effekt stoßfreier Absorption infolge von Landau- oder Zyklotrondämpfung in den Ergebnissen nicht auftreten; dieser Dämpfungsmechanismus wird nur bei der Entwicklung der Dispersioneigenschaften des Plasmas aus den kinetischen Grundgleichungen erhalten. Im folgenden soll der Versuch unternommen werden, die im Rahmen der kinetischen Theorie erhaltenen Landau-Dämpfungskoeffizienten unter den Bedingungen des Experimentes zu berechnen und sie in Form einer effektiven Stoßfrequenz in die theoretischen Modelle einzufügen. Dabei ist zu beachten, daß für Plasmen in statischen Magnetfeldern Landau-Dämpfung nur für Wellenausbreitung parallel zum Feld auftreten kann; somit läßt sich im Prinzip die Einführung der Dämpfungskoeffizienten nur im Falle des Modelles von Skipping, Oakes und Schlüter rechtfertigen.

Die Entwicklung der Landau-Dämpfungskoeffizienten wurde nach dem von Krall und Trivelpiece¹⁶ dargestellten Verfahren durchgeführt. Hiernach wird – ausgehend von den Grundgleichungen der kinetischen Theorie der Plasmawellen (Vlasov-Gleichung, Maxwell-Gleichungen) – ein komplexer Dispersionsensor $D = D_r + i D_i$ gebildet, der unter Einführung einer komplexen Frequenz $\omega = \omega_r + i \omega_i$ um ω_r entwickelt wird. Dabei ist $\omega_i \ll \omega_r$ vorausgesetzt. Für ω_i erhält man

$$\omega_i = - \frac{D_i(\mathbf{k}, \omega_r)}{\partial D_r(\mathbf{k}, \omega_r) / \partial \omega_r} \quad (3.1)$$

mit $k^2 = k_{\perp}^2 + k_{||}^2$ (dabei sind die Indices \perp und $||$ auf das statische Magnetfeld bezogen). Dieser Imaginärteil ω_i ist bei normaler (monoton fallender) Verteilungsfunktion Anlaß für eine Dämpfung der mit der Frequenz ω_r einfallenden Welle, die Landau-

Dämpfung. Unter Annahme einer Maxwell-Verteilung für die Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Feldes errechnet man für D_i :

$$D_i = 2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{th}^2} \cdot \frac{\omega_r}{k_{||} \cdot v_{th}} \cdot \exp \left[\frac{-\omega_r^2}{k_{||}^2 \cdot v_{th}^2} \right] \cdot \quad (3.2)$$

Hier bedeuten ω_{pe} die Elektronen-Plasmafrequenz und v_{th} die thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Um den Anschluß an die verwendeten Modelle zu erhalten, wurde (als Näherung) für D_r die Determinante des kompletten Dispersionstensors aus der Mehrflüssigkeitstheorie in folgender Form verwendet:

$$|\mathbf{D}| = \varepsilon_1 + \frac{1}{n_{\perp}^2} [n_{||}^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) + \varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2 - \varepsilon_1 \varepsilon_3] + \frac{1}{n_{\perp}^4} \cdot \varepsilon_3 [n_{||}^4 - 2 \varepsilon_1 n_{||}^2 + \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2] \quad (3.3)$$

Hierbei sind noch folgende Abkürzungen benutzt worden:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_e^2 - \omega^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \\ \varepsilon_2 &= \frac{\omega_e}{\omega} \cdot \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_e^2 - \omega^2} - \frac{\omega_i}{\omega} \cdot \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \\ \varepsilon_3 &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \end{aligned} \quad (3.4)$$

mit ω_{pi} = Ionen-Plasmafrequenz und $n = k \cdot c / \omega$ = Brechungsindex. Die Ableitung des Tensors (3.3) wird mit dem Ausdruck (3.2) zusammen in Gl. (3.1) eingesetzt; mit den unter den Bedingungen des Experimentes entwickelten Werten von $n_{||}$ und n_{\perp} werden dann die Landau-Dämpfungskoeffizienten numerisch bestimmt.

4. Meßergebnisse und Vergleich mit den theoretischen Modellen

In Abb. 2 ist ein typisches Meßergebnis dargestellt: es zeigt den Reziprokwert des Plasmawiderstandes als Funktion von ω_0/ω im Bereich der unteren Hybridfrequenz. Die wichtigsten Parameter des Plasmas sind: $T_e \approx 10^6$ K, $n_e \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $p = 8 \cdot 10^{-5}$ Torr. Die Senderfrequenz betrug 14 MHz, die eingekoppelte Wirkleistung etwa 400 μ W. Deutlich wird ausgeprägte Resonanzabsorption in einem schmalen Gebiet um $\omega_0/\omega = 1$ sichtbar. Es erscheint im wesentlichen ein relativ breites Ab-

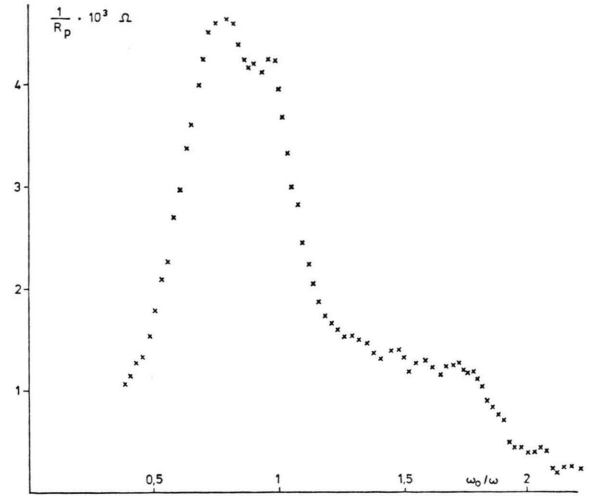


Abb. 2. $1/R_p$ als Funktion von ω_0/ω .

sorptionsmaximum bei Frequenzen, die etwas größer als die Hybridfrequenz sind ($\omega_0/\omega \approx 0.8$). Geometrische Eigenresonanzen sind angedeutet, aber stark gedämpft, prägen freilich den Verlauf des Plasmaleitwertes. Der Neutralgasdruck bei dieser Messung betrug $8 \cdot 10^{-5}$ Torr. Andere Messungen ergaben, daß sich bis etwa 10^{-4} Torr keine wesentliche Änderung des Resonanzverhaltens feststellen ließ. Das gleiche gilt für Änderungen des Spiegelfeldes; dabei muß aber beachtet werden, daß bei den hier beschriebenen Experimenten bei konstanter eingekoppelter Frequenz das Helmholtzfeld verändert wurde, um so eine Variation von ω_0/ω zu erhalten. Es stellte sich also kein festes Spiegelverhältnis ein. Über Untersuchungen, bei denen mit konstantem Magnetfeld und variabler Frequenz gearbeitet wurde, wird an anderer Stelle berichtet¹⁷. Dort wird auch der Einfluß systematischer Änderungen der Einkoppelgeometrie untersucht. Es zeigen sich – allerdings kleine – Effekte, die jedoch keine kritische Änderung des Plasmaverhaltens andeuten.

Im folgenden sollen nun die experimentellen Ergebnisse mit den Erwartungen der im vorigen Abschnitt erwähnten theoretischen Modelle verglichen werden. Die Abb. 3 zeigt die schon vorgestellte Messung in halblogarithmischer Darstellung. Im Vergleich dazu ist (durchgezogen) der Verlauf des reziproken Plasmawiderstandes eingezeichnet, der sich ergibt, wenn man den einfachsten Fall einer unendlich langen, kalten Plasmasäule betrachtet. Zunächst fallen die starken Unterschiede in den Absolutwerten der beiden Kurven auf (vor allem in den Resonanz-

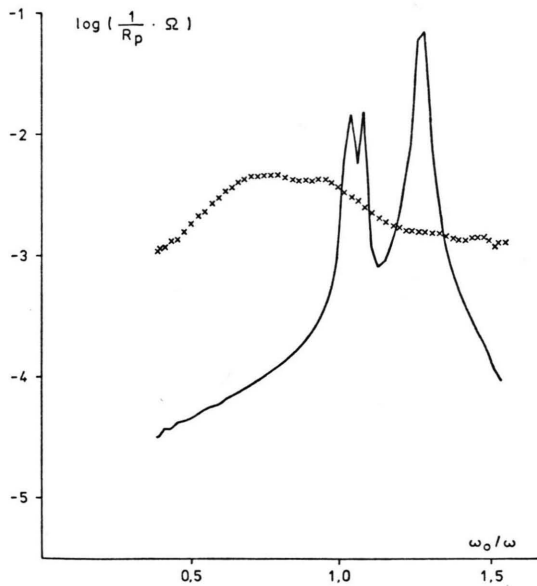


Abb. 3. Meßwerte (X) nach Abb. 2 im Vergleich mit den Vorhersagen des Modells des kalten, axial unendlich ausgedehnten Plasmas (—) [$T_e = T_i = 0$; Plasmradius = 2 cm].

spitzen). Darüber hinaus wird aber auch der im Experiment gefundene Resonanzbereich von dieser Theorie stark verschoben wiedergegeben; die beiden

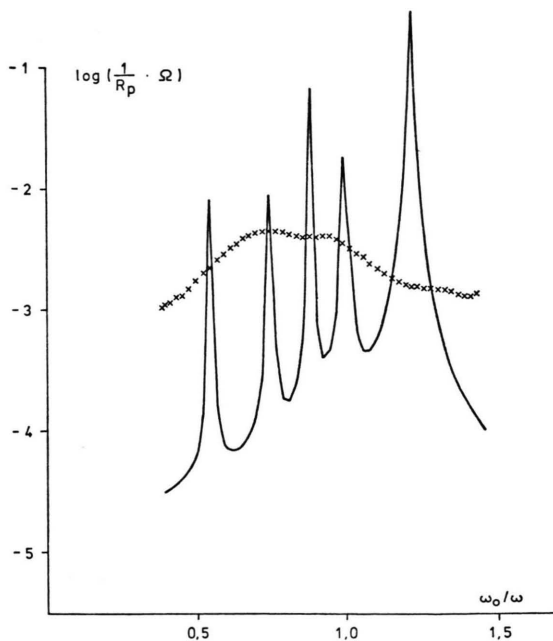


Abb. 4. Meßwerte (X) nach Abb. 2 im Vergleich mit den Vorhersagen des Modells des warmen, axial unendlich ausgedehnten Plasmas (—) [$T_e = 10^6$ K; $T_i = 10^3$ K; Plasmradius = 2 cm].

rechts von ω_0/ω auftretenden geometrischen Resonanzen werden auch nicht andeutungsweise gemessen.

In Abb. 4 ist die gleiche Messung im Vergleich mit den Vorhersagen des Modells des axial unendlich ausgedehnten warmen Plasmazylinders nach Babu, Lammers und Schlüter¹⁵ aufgetragen. Modifikationen gegenüber dem vorherigen einfacheren Modell ergeben sich vor allem links von $\omega_0/\omega = 1$, wo zusätzliche (thermisch bedingte) Resonanzspitzen auftreten; dagegen wird der Verlauf der radialen Eigenmoden bei kleineren Frequenzen im wesentlichen so wiedergegeben wie von der einfacheren Theorie. Es wird also festgestellt, daß der eigentliche Resonanzbereich auch nach diesem Modell nicht mit dem im Experiment gemessenen übereinstimmt. Darüber hinaus sind auch hier wieder starke Unterschiede in den Absolutwerten zu beobachten.

Die Abb. 5 zeigt im Vergleich mit derselben Messung den theoretischen Verlauf von $1/R_p$ für ein kaltes, endliches Plasma der Länge $L = 35$ cm; im Experiment ist L der Abstand zwischen den beiden Punkten, an denen die Bedingung für Elektronenzyklotronresonanz erfüllt ist. Hier wird der Verlauf des linken Flügels im Mittel besser wiedergegeben als bei der Berücksichtigung von Temperatureffekten eines unendlich langen Plasmas. Das vorher auf-

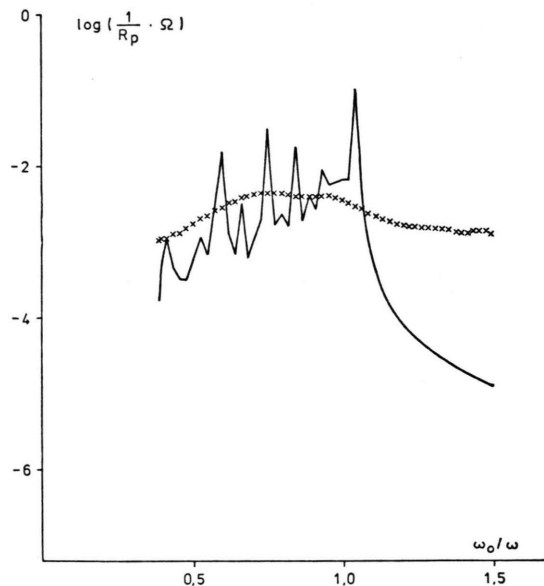


Abb. 5. Meßwerte (X) nach Abb. 2 im Vergleich mit den Vorhersagen des Modells des kalten, axial begrenzten Plasmas (—) [$T_e = T_i = 0$; Plasmalänge = 35 cm; Plasmradius = 2 cm].

tauchende starke Resonanzmaximum bei $\omega_0/\omega \approx 1,3$ fehlt völlig. Auffällig ist das Auftauchen starker geometrischer Strukturen bei Frequenzen oberhalb der unteren Hybrid-Resonanzfrequenz; dies erklärt sich aus dem Verhalten der Brechungsindizes im beobachteten Bereich.

Wie bereits erwähnt, ist die Bedingung für das Auftreten radialer Eigenmoden, daß der Brechungsindex im wesentlichen reell und genügend groß ist; genauer gesagt muß gelten:

$$\operatorname{Re}(k) \gtrsim \pi/R \quad (4.1)$$

mit R = Plasmaradius. Für $R = 2$ cm wie im Experiment können radiale Resonanzen also erst auftreten, wenn der Brechungsindex Werte von 530 überschreitet.

In Abb. 6 ist der Brechungsindex n_{\perp} als Funktion von ω_0/ω dargestellt; hierbei ist — exemplarisch — die Grundkomponente $k_{\parallel} = \pi/L$ des Spektrums gewählt, die bereits die Lage der Resonanzen richtig wiedergibt. Der unter anderen Bedingungen (insbesondere höhere Dichte) für das Auftreten geometrischer Resonanzen auch rechts von $\omega_0/\omega = 1$ verant-

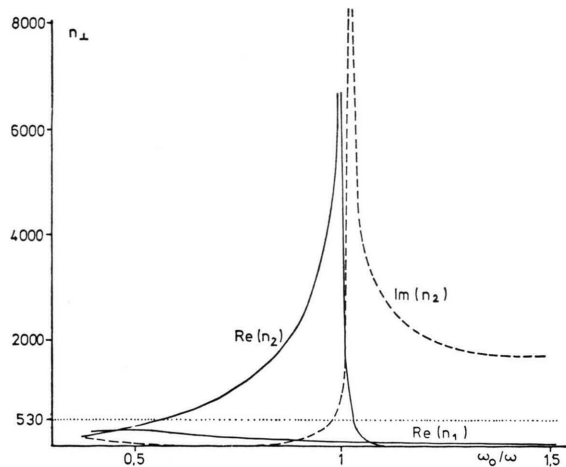


Abb. 6. Brechungsindex n_{\perp} als Funktion von ω_0/ω für $k_{\parallel} = \pi/L$.

wortliche Brechungsindex $\operatorname{Re}(n_{\perp 1})$ erreicht nirgendwo die für die Ausbildung geometrischer Resonanzen notwendige Größe. Dagegen liegt links von $\omega_0/\omega = 1$ der Realteil von $n_{\perp 2}$ deutlich über dem Imaginärteil und ist über weite Bereiche wesentlich größer als 530.

Ein Vergleich der Abb. 3 bis 5 zeigt, daß die Theorie des kalten, axial endlichen Plasmas zumin-

dest die Tendenz der Messung am besten wiedergibt. Die Berücksichtigung des Einflusses teilweiser Wellenfortpflanzung entlang des Magnetfeldes scheint also — selbst bei den im Experiment vorliegenden hohen Elektronentemperaturen — wichtiger zu sein als die Bedeutung von Drucktermen im Rahmen der Mehrflüssigkeitstheorie. Trotzdem bleiben auch hier beträchtliche Unterschiede vor allem in den Absolutwerten der Resonanzmaxima und in der Anzahl der Resonanzspitzen.

Diese Untersuchungen zeigen deutlich, daß die im Experiment ermittelten sehr kleinen Teilchenstoßfrequenzen von etwa $7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ wesentlich zu niedrig sind, um eine so stark gedämpfte Resonanzkurve mit den theoretischen Erwartungen in Einklang zu bringen. Schon in einer vorhergehenden Untersuchung⁶ bei höheren Leistungen und Stoßfrequenzen war gezeigt worden, daß durch die Annahme anomaler Dämpfung und die Einführung daraus resultierender hoher, effektiver Stoßfrequenzen recht gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie gefunden werden kann. Die dort zur Erklärung angenommenen parametrischen und nichtlinearen Effekte scheinen auf Grund der extrem kleinen eingekoppelten Leistung von 400 Mikrowatt von vornherein auszuschließen.

Allerdings wird von Satya, Sen und Kaw¹⁸ ein Effekt beschrieben, bei dem die für solche Prozesse charakteristische Schwelle nicht von der Amplitude der eingekoppelten Wellen, sondern von der Störampplitude des Plasmaeigenrauschens überschritten werden muß. Gegen diesen Effekt spricht jedoch der theoretische Verlauf der Dämpfung im Meßbereich; außerdem konnten bisher keine Hinweise für ausreichend hohe Störampplituden und die geforderten extrem kurzen Wellenlängen des Eigenrauschens gefunden werden.

Ein weiterer Effekt, der zur Erklärung herangezogen werden könnte, ist lineare Wellentransformation¹⁹. Hier konnten jedoch die früher beobachteten Abhängigkeiten (besonders bezüglich des Neutralgasdrucks) experimentell nicht bestätigt werden.

Dagegen bot sich bei den im Experiment vorliegenden hohen Elektronentemperaturen an, den Einfluß von Landau-Dämpfung zu untersuchen. Bei den beiden Modellen, die ein axial unendlich ausgedehntes Plasma betrachten, konnte in keinem Fall durch die Einführung effektiver Stoßfrequenzen befriedigende Übereinstimmung zwischen theoretischen Erwartungen und experimentellen Ergebnissen gefun-

den werden. Für diese Modelle ist auch die Betrachtung korrigierender Landau-Dämpfung nicht sinnvoll, da sie — im Gegensatz zum im folgenden weiter betrachteten dritten Modell — keine partielle Wellenausbreitung entlang des Magnetfeldes berücksichtigen, die wesentlich für Landau-Dämpfung ist.

In Abb. 7 ist im Vergleich mit dem Ergebnis nach Abb. 2 das Verhalten des Plasmaleitwertes dargestellt, der sich unter der Annahme einer hohen, effektiven Stoßfrequenz ergibt, wenn man das Modell des kalten Plasmas mit endlicher axialer Ausdehnung zu Grunde legt. Dabei ist — stark vereinfachend — eine im gesamten Bereich konstante Dämpfungsrate von $3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ angenommen. In der gewählten linearen Auftragung der Absolutwerte wird deutlich, daß effektive Stoßfrequenzen der genannten Größenordnung durchaus geeignet sind, die theoretisch erwarteten Werte in zufriedenstellenden Einklang mit den experimentellen Ergebnissen zu bringen.

Die nach der im vorigen Abschnitt beschriebenen Methode bestimmten Landau-Dämpfungskoeffizienten liegen für die ersten Komponenten der k_{\parallel} -Entwicklung unter den Bedingungen des Experimentes links von $\omega_0/\omega = 1$ bei etwa $3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, damit um fast zwei Größenordnungen über den Teilchenstoß-

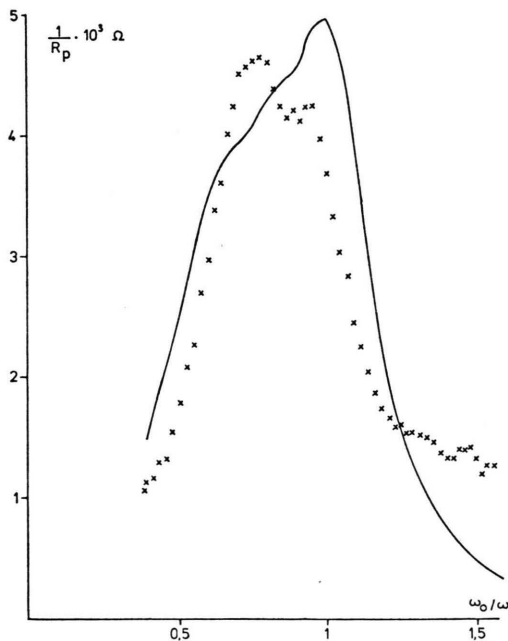


Abb. 7. Meßwerte (×) nach Abb. 2 im Vergleich mit den Vorhersagen des Modells des kalten, axial begrenzten Plasmas bei Annahme einer effektiven Stoßfrequenz von $3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ (—).

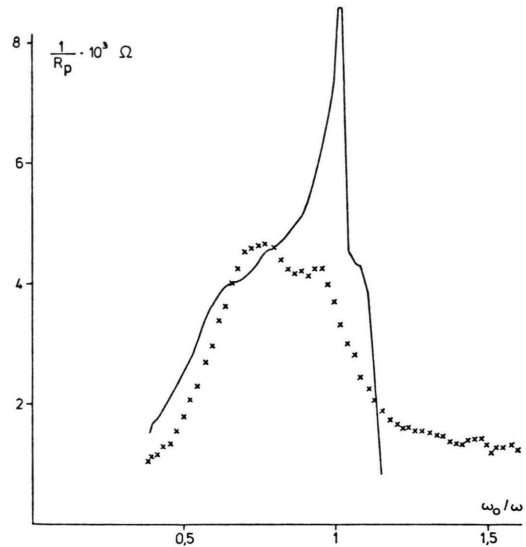


Abb. 8. Meßwerte (×) nach Abb. 2 im Vergleich mit den Vorhersagen des kalten ($T_e = T_i = 0$), axial begrenzten Plasmas bei Berücksichtigung der Landau-Dämpfungskoeffizienten für $T_e = 10^6 \text{ K}$ (—) [Plasmalänge = 35 cm; Plasmaradius = 2 cm].

frequenzen. Die Dämpfungsraten erreichen hier also die in der vorigen Abbildung angenommenen effektiven Stoßfrequenzen. Bei der unteren Hybridresonanz und rechts von $\omega_0/\omega = 1$ werden kleinere Werte für die Landau-Dämpfungskoeffizienten errechnet, die schließlich etwa bei $\omega_0/\omega = 1,3$ die normalen Teilchenstoßfrequenzen erreichen. Ein Ergebnis für die vollständige Einarbeitung der Landau-Dämpfungskoeffizienten in das Modell endlicher Plasma- und Spulenlänge zeigt die Abb. 8. Hier ist der Plasmaleitwert ebenfalls wieder linear aufgetragen. Man sieht, daß die Unterschiede bereits kleiner als ein Faktor zwei sind.

Jedoch sollten keine zu hohen Anforderungen an die Genauigkeit gestellt werden, wenn man an die verwendeten Näherungen denkt: Im Gegensatz zum Experiment geht das Modell von homogenen Bedingungen aus. Zudem gilt Beziehung (3.1) nur für $\omega_i \ll \omega_r$ und Gl. (3.2) nur unter der Annahme einer Maxwell-Verteilung der Elektronen in Richtung des Magnetfeldes; fernerhin ist zu beachten, daß keine vollständige kinetische Betrachtung erfolgt ist, sondern Elemente der Fluidtheorie als Näherung herangezogen worden sind.

Dennoch kann man feststellen, daß zumindest die Größenordnung der zusätzlichen Dämpfungsrate schon recht gut getroffen ist; es kann somit davon ausgegangen werden, daß der Effekt der Landau-

Dämpfung unter den Bedingungen des Experimentes nicht zu vernachlässigen ist.

5. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Einkopplung von Radiowellen in der Umgebung der unteren Hybridresonanzfrequenz in ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur und kleiner Teilchenstoßfrequenzen untersucht; dabei wurde, um den Anschluß an vorhandene Modellrechnungen zu erhalten, besonderer Wert auf lineare Bedingungen gelegt (eine weitere Arbeit²⁰ befaßt sich mit der Erhöhung der Wirkleistung bis in den Kilowatt-Bereich hinein). Erstmals konnte experimentell nachgewiesen werden, daß auch unter diesen Bedingungen ausgeprägtes Resonanzverhalten zu beobachten ist, wie es bereits für den Fall niedriger Temperaturen und deutlich höherer Stoßfrequenzen als gesichert angesehen werden kann.

Maximale Absorption von Wellenenergie wurde bei Frequenzen gefunden, die größer als die untere Hybridresonanzfrequenz sind. Diese Verschiebung zu Werten kleiner als $\omega_0/\omega = 1$ läßt sich durch die Annahme eines axial endlichen Plasmas theoretisch verstehen; die gleiche Tendenz erhält man bei Berücksichtigung von axialen Gradienten (insbesondere der Dichte, aber auch des Magnetfeldes). Dieses Problem wird u. a. in der schon angesprochenen Arbeit¹⁷ genauer abgehandelt. Beide Annahmen führen zu teilweiser Wellenausbreitung in Richtung

des axialen Magnetfeldes. Die beim Vergleich der theoretischen Modelle (mit vereinfachenden Homogenitätsannahmen) mit den experimentellen Ergebnissen auftretenden großen Unterschiede in den Absolutwerten der Resonanzmaxima konnten gut durch das Auftreten anomaler Dämpfung und daraus folgender hoher effektiver Stoßfrequenzen erklärt werden. Rechnungen und weiterführende Abschätzungen zeigen, daß sich unter den Bedingungen des Experimentes Landau-Dämpfungskoeffizienten finden lassen, die in der Größenordnung der erwähnten effektiven Stoßfrequenzen liegen; bemerkenswert bleibt dabei, daß sich eine gute Anpassung nur für das Modell des axial endlichen Plasmas finden läßt, in dem die für die Existenz von Landau-Dämpfung im magnetisierten Plasma notwendige (teilweise) axiale Wellenfortpflanzung berücksichtigt wird.

Wie weit ein anderer Prozeß (Wellentransformation, parametrischer Effekt) eine zumindest zusätzliche Rolle spielt, sollte sich eventuell klären lassen, wenn durch Absenkung der Elektronentemperatur der Einfluß der Landau-Dämpfung eingeschränkt werden kann. Erste Untersuchungen in dieser Richtung scheinen darauf hinzudeuten, daß die Strukturen höher und schärfer werden. Bisher kann jedoch nicht abgeschätzt werden, wie lange diese Entwicklung anhält, da bisher nur sehr geringe Temperatursenkungen (ohne wesentliche Änderung anderer Parameter) möglich waren.

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

- ¹ K. Körper, Z. Naturforsch. **12 a**, 815 [1957].
- ² C. O. Hines, J. Atmospheric Terrestrial Phys. **11**, 36 [1957].
- ³ P. L. Auer, H. Hurwitz u. R. D. Miller, Phys. Fluids **1**, 501 [1958].
- ⁴ H. Schlüter, Z. Naturforsch. **15 a**, 281 [1960].
- ⁵ M. Krämer, Plasma Phys. **17**, 373 [1975].
- ⁶ B. Lammers, U. Oberlack u. H. Schlüter, Z. Naturforsch. **30 a**, 204 [1975].
- ⁷ B. Lammers, U. Oberlack, H. Schlüter u. O. Vogel, Z. Naturforsch. **31 a**, 924 [1976].
- ⁸ V. D. Demidov, D. A. Frank-Kamenetzki u. V. L. Yakimenko, Sov. Phys.-Tech. Phys. **7**, 875 [1963].
- ⁹ M. E. Oakes u. H. Schlüter, Ann. Phys. (N. Y.) **35**, 396 [1965].
- ¹⁰ J. L. Shohet, The Plasma State, New York 1971.
- ¹¹ R. Geller u. C. Leroy, EUR-CEA-FC-542 [1970].
- ¹² K. Körper, Z. Naturforsch. **15 a**, 220, 226, 235 [1960].
- ¹³ C. R. Skipping, M. E. Oakes u. H. Schlüter, Phys. Fluids **12**, 1886 [1969].
- ¹⁴ R. Babu u. H. Schlüter, Z. Naturforsch. **26 a**, 856 [1971].
- ¹⁵ R. Babu, B. Lammers u. H. Schlüter, Z. Naturforsch. **27 a**, 930 [1972].
- ¹⁶ N. A. Krall u. A. W. Trivelpiece, Principles of Plasma Physics, New York 1973.
- ¹⁷ G. Glomski, B. Heinrich u. H. Schlüter, Einfluß von Spiegelanordnungen bei der unteren Hybridresonanz, Z. Naturforsch. **31 a**, 1559 [1976].
- ¹⁸ Y. Satya, A. Sen u. P. Kaw, Nucl. Fus. **14**, 19 [1974].
- ¹⁹ V. E. Golant, Sov. Phys.-Tech. Phys. **16**, 1980 [1972].
- ²⁰ G. Glomski, B. Heinrich u. H. Schlüter, Nichtlineare Welleneinkopplung in ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur, Z. Naturforsch. **31 a**, 1566 [1976].