

Einfluß von Spiegelanordnungen bei der unteren Hybridresonanz

G. Glomski, B. Heinrich und H. Schlüter

Institut für Experimentalphysik II, Ruhr-Universität Bochum

(Z. Naturforsch. **31 a**, 1559–1565 [1976]; eingegangen am 5. August 1976)

The Influence of Mirror Configurations Near the Lower Hybrid Resonance

Hydrogen plasmas in magnetic mirror configurations are generated by microwaves and inductively coupled to a weak rf-source. In contrast to previous investigations the rf-frequency is varied; resonant behaviour near the lower hybrid frequency is found, attributable to radial eigenmodes. The influence of various mirror ratios and consequently varying axial density gradients on the position of the modes is studied. Shifts of the coupling coil are found to be of minor importance, since the resonant behaviour is dominated by oscillations of the whole plasma body.

1. Einleitung

In einer vorausgegangenen Arbeit¹ wurde die Absorption von elektromagnetischen Wellen kleiner Amplitude durch ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur untersucht. Die in¹ dargestellten Ergebnisse zeigen, daß Temperatureffekte das Resonanzverhalten des Plasmas in der Nähe der unteren Hybridfrequenz ω_0 nicht grundsätzlich verändern. Insbesondere konnte in diesem Bereich die Bedeutung der sogenannten geometrischen Resonanzen nachgewiesen werden, wie sie nach einem theoretischen Modell² für ein endliches kaltes Plasma zu erwarten waren. Bezüglich der Resonanzlage war die Übereinstimmung von gemessenen und nach einem Modell für ein heißes aber unendlich ausgedehntes Plasma errechneten Ergebnissen³ weniger befriedigend. Hiernach ist zu vermuten, daß der Einfluß von Randeffekten auf die Lage geometrischer Resonanzen den der Temperatureffekte überwiegt.

Das die Randwerte berücksichtigende Modell² setzt allerdings, bezüglich der Elektronendichte und des einschließenden Magnetfeldes, ein in axialer Richtung homogenes Plasma voraus. Die Frage, inwieweit sich dieses Modell auch auf Plasmen mit starken axialen Inhomogenitäten, wie sie zum Beispiel bei Spiegelgeometrien auftreten können, anwenden läßt, konnte bisher noch nicht befriedigend beantwortet werden.

Die realen Laborplasmen genügen – von einigen Ausnahmen abgesehen – fast nie den idealisierten Bedingungen bezüglich ihrer Homogenität. In der vorliegenden Arbeit wird daher der Einfluß von Inhomogenitäten bei verschiedenen Spiegelanord-

nungen auf das Resonanzverhalten eines Plasmas in der Nähe der unteren Hybridfrequenz unter linearen Bedingungen untersucht. Das Interesse galt dabei geometrischen Resonanzen, die eine im ganzen Plasmavolumen stattfindende Hf-Absorption ermöglichen und somit für eine effektive Plasmaheizung große praktische Bedeutung haben. Experimentelle Ergebnisse werden mit theoretischen Abschätzungen verglichen, die sich unter vereinfachenden Annahmen über die Dichteverteilung in der Flasche und Vernachlässigung der durch die endliche Plasmalänge verursachten Randeffekte gewinnen lassen.

2. Geometrische Resonanzen bei Hf-Einkopplung in Flaschenmitte

Für die hier zu diskutierenden Untersuchungen diente die in¹ beschriebene experimentelle Anordnung. Allerdings wurde zur Variation von ω_0/ω ($\omega_0 \sim B_0$ = Magnetfeld an der Einkoppelstelle) nicht das Magnetfeld, sondern die Senderfrequenz ω verändert. Hierdurch ließ sich erreichen, daß während einer Messung das Spiegelverhältnis B_{\max}/B_0 der magnetischen Flasche und darüber hinaus alle Plasmaparameter konstant blieben. B_{\max} und B_0 bedeuten hier das maximale Magnetfeld im Spiegel bzw. das Magnetfeld in der Flaschenmitte. Ein gewisser Nachteil bestand bei der Frequenzvariation darin, daß die ins Plasma eingekoppelte Hf-Leistung nicht konstant gehalten werden konnte. Die Impedanz der Einkoppelspule war frequenzabhängig und daher änderte sich mit der Frequenz die Anpassung der Spule an den Hochfrequenz-Sender. Dieser Nachteil war jedoch nicht erheblich, denn im Bereich kleiner Einkoppelleistungen (≈ 5 mW), die für die hier beschriebenen Experimente verwandt wurden, hat der Betrag der eingekoppelten Leistung,

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.

wie in ⁴ gezeigt wird, keinen Einfluß auf das Resonanzverhalten des Plasmas.

Die Frequenz wurde punktwise variiert und jeweils bei den Werten ω_0/ω der Lastwiderstand R_p des Plasmas ermittelt. Eine genauere Beschreibung der Messungen zur Bestimmung von R_p findet sich in ¹. Abbildung 1 zeigt eine typische Kurve für $1/R_p$ in Abhängigkeit von ω_0/ω . Da die eingekoppelte Leistung gleich $1/R_p \cdot |U|^2$ ist, stellt der Kehrwert des Lastwiderstandes bei konstant gehaltener Spulenspannung U ein Maß für die ins Plasma eingekoppelte Hf-Leistung dar. Zum Vergleich ist in Abb. 1 eine zweite Meßkurve eingezeichnet, bei der

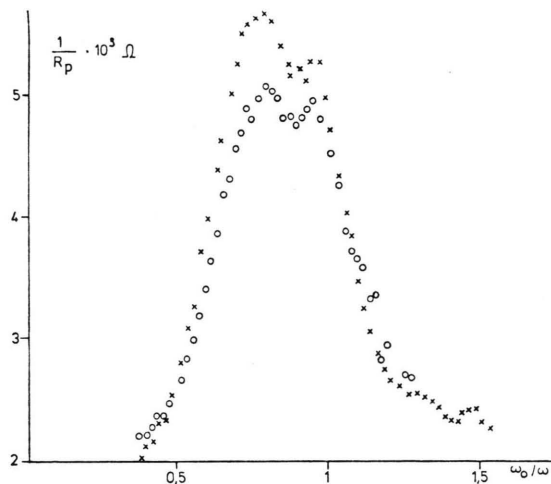


Abb. 1. $1/R_p$ in Abhängigkeit von ω_0/ω . Die Kreise entsprechen der Frequenzvariation, die Kreuze der Magnetfeldvariation.

zur Änderung von ω_0/ω statt der Frequenz das Magnetfeld variiert wurde (siehe ¹). Beide Absorptionskurven zeigen nahezu den gleichen Verlauf. Dies ist nach dem in ¹ benutzten theoretischen Modell nur für den Fall zu erwarten, daß Änderungen ($\geq 100\%$) des Spiegelverhältnisses B_{\max}/B_0 und somit Änderungen der Plasmastruktur, wie sie während der Messungen bei Magnetfeldvariation zwangsläufig auftraten, keinen starken Einfluß auf die Resonanzlage des Plasmas haben. So gesehen, läßt ein Vergleich der in Abb. 1 dargestellten Meßergebnisse darauf schließen, daß dieser Einfluß in der Tat schwach ist. Damit ist für die – wegen ihrer experimentell leichteren Durchführbarkeit übliche – Methode der Magnetfeldvariation sichergestellt, daß keine stärkere Verfälschung der Meßergebnisse zu erwarten ist. Die nach dieser Methode bisher ge-

wonnenen Resultate erhalten somit zusätzliches Gewicht.

Zur genaueren Untersuchung, inwieweit sich eine Änderung des Spiegelverhältnisses auf die Messungen auswirkt, wurde eine Reihe von Meßkurven für verschiedene, während der Messungen konstant gehaltene Spiegelverhältnisse ermittelt. Für B_{\max}/B_0 konnten Werte zwischen 5 und 10 gewählt werden. In diesem Bereich waren einerseits die Einkoppelbedingungen für die das Plasma erzeugenden Mikrowellen ausreichend gut, auf der anderen Seite blieben die Teilchenverluste für diese Flaschengeometrien klein genug, so daß sich an der Hf-Einkoppelstelle in der Flaschenmitte Elektronendichten von $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bei einem Wasserstoff-Neutragasdruck von $\approx 10^{-4}$ Torr einstellten. Aus diesen Plasmaparametern läßt sich nach der Fluidtheorie des kalten Plasmas für Hf-Einstrahlung senkrecht zum Magnetfeld in der Nähe der unteren Hybridfrequenz ein vorwiegend reeller Brechungsindex von der Größenordnung 1000 errechnen. In dem für das Experiment zutreffenden Frequenzbereich $10 < \omega/2\pi < 30 \text{ MHz}$ ergeben sich damit für die Wellenlängen im Plasma 1–3 cm. Sie sind etwa von der gleichen Größe wie der Plasmaradius, so daß die wichtigste Voraussetzung ³ für das Auftreten geometrischer Resonanzen in der Plasmasäule erfüllt ist. In Abb. 2 sind typische Ergebnisse der oben beschriebenen Untersuchungen dargestellt. Der Kehrwert des Plasmalastwiderstandes wurde als ein Maß für die

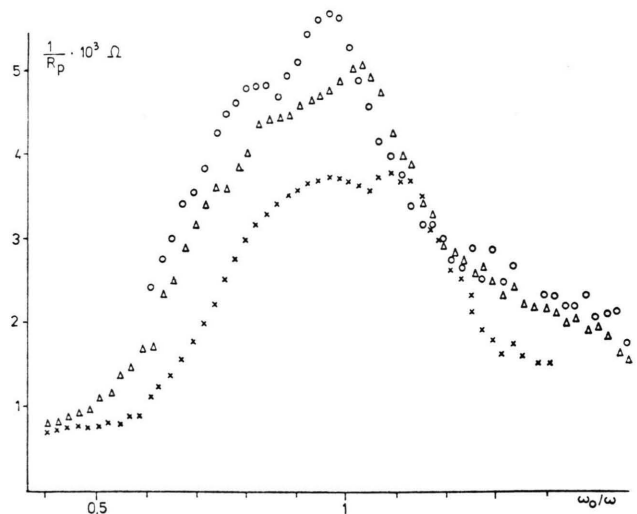


Abb. 2. $1/R_p$ in Abhängigkeit von ω_0/ω für die Spiegelverhältnisse 5,3 ($\times \times$), 7,2 ($\Delta \Delta$) und 9,1 ($\circ \circ$).

vom Plasma absorbierte Leistung P_{abs} gegen das Verhältnis ω_0/ω aufgetragen. Im Prinzip zeigen die Meßkurven für alle drei Spiegelverhältnisse den gleichen Verlauf. Die unterschiedlichen Höhen der Absorptionskurven lassen sich auf die Unterschiede in den Elektronendichten N_e für verschiedene Spiegelverhältnisse zurückführen, denn es gilt $P_{\text{abs}} \sim N_e$.

Auf der anderen Seite ist bei den Absorptionskurven der Abb. 2 für höhere Spiegelverhältnisse eine erkennbare Verschiebung nach links, d. h. zu höheren Frequenzen hin, zu beobachten. Unter alleiniger Berücksichtigung der Randeffekte und Anwendung des oben genannten theoretischen Modells würden die in Abb. 2 gezeigten Ergebnisse erwarten lassen, daß sich die Plasmasäule bei höheren Spiegelverhältnissen verkürzt. In der Tat erzielt man bessere Übereinstimmung von experimentellen und numerischen Ergebnissen, wenn man die rein geometrischen Abmessungen unterschreitend, eine „effektive“ Plasmalänge berücksichtigt. Hierdurch wird der im folgenden genauer zu erörternde Einfluß von Plasmainhomogenitäten, wie sie in unserem Fall durch die Flaschengeometrie bewirkt werden, zumindest näherungsweise erfaßt. Auf Grund der vorliegenden Meßergebnisse kann gesagt werden, daß dieser Einfluß das nach dem Modell des endlichen kalten Plasmas abgeschätzte Absorptionsverhalten bei den hier gewählten Spiegelgeometrien nicht drastisch ändert. Dies wird auch durch Abschätzungen im nächsten Abschnitt verdeutlicht.

3. Abschätzung der infolge axialer Dichtegradienten auftretenden Resonanzverschiebungen

Die allgemeine Dispersionsbeziehung für ein kaltes Plasma in einem homogenen Magnetfeld läßt sich in folgender Form angeben:

$$N^4 \varepsilon - N^2 \left(\frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} (\varepsilon - \eta) + (\varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon \eta \right) + (\omega^2 - g^2) (\eta + k_{\parallel}^2 c^2 / \omega^2) = 0. \quad (1a)$$

Für die Größen ε , η und g gilt

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 1 + \frac{\omega_p^2 [\omega_0^2 - \omega^2 (1 + i\gamma)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + i\gamma)]^2} - \omega^2 \omega_e^2, \\ \eta &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 (1 + i\gamma)}, \\ g &= \frac{\omega_p^2 \omega \omega_e}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + i\gamma)]^2 - \omega^2 \omega_e^2}. \end{aligned}$$

Hierin bedeuten:

- ω_p = Elektronenplasmafrequenz,
- ω_i = Ionenzyklotronfrequenz,
- ω_e = Elektronenzyklotronfrequenz,
- ω = Frequenz der eingestrahlten Welle,
- c = Vakuumlichtgeschwindigkeit,
- γ = ν_c/ω mit $\nu_c \approx \nu_{\text{en}}$ = Stoßfrequenz der Elektronen mit den Neutralteilchen,
- \mathbf{k} = Wellenvektor der einfallenden Welle,
- N^2 = $k^2 c^2 / \omega^2$ = Quadrat des Brechungsindex N ,
- ω_0 = $(\omega_i \omega_e)^{1/2}$ ist unter der Voraussetzung $\omega_p^2 \gg \omega_e^2$ und für den Fall, daß sich die Welle senkrecht zum statischen Magnetfeld ausbreitet, die untere Hybridresonanzfrequenz.

Die Beziehung (1a) bietet insbesondere dann Vorteile, wenn die zum statischen Magnetfeld parallele Komponente k_{\parallel} des Wellenvektors \mathbf{k} , oder aber, wie das in der Regel der Fall ist, ein Spektrum von k_{\parallel} durch die Länge der Plasmasäule festgelegt ist [$k_{\parallel} = (2m-1)\pi/L$ mit $m=1, 2, 3, \dots$].

Für die in diesem Abschnitt beschriebenen Abschätzungen für zusätzliche Verschiebungen auf Grund der Plasmastruktur sind die durch die endliche Länge des Plasmazylinders bedingten Randeffekte vernachlässigt worden. Es wurde vielmehr angenommen, daß die Richtung der Wellenausbreitung im Plasma ausschließlich durch die Richtung der Elektronendichtegradienten festgelegt ist (siehe z. B. 5). Unter dieser Voraussetzung sind k^2 und k_{\parallel}^2 durch die Beziehung

$$k_{\parallel}^2 / k^2 = \cos^2 \Theta \quad (2)$$

miteinander verknüpft. Θ ist der Winkel zwischen der Richtung des Dichtegradienten und den Feldlinien des statischen Magnetfeldes. Bei Kenntnis der Dichteverteilung im Plasma kann Θ leicht ermittelt werden. In diesem Fall ist es sinnvoll, k_{\parallel}^2 in Gl. (1a) mit Hilfe der Beziehung (2) zu eliminieren. Elementare Umformungen führen dann zu der Dispersionsgleichung

$$N^4 (\varepsilon \sin^2 \Theta + \eta \cos^2 \Theta) - N^2 [\varepsilon \eta (1 + \cos^2 \Theta) + (\varepsilon^2 - g^2) \sin^2 \Theta] + \eta (\varepsilon^2 - g^2) = 0, \quad (1b)$$

die im Gegensatz zu (1a) die Größe k_{\parallel} nicht mehr explizit enthält. Dafür weisen die beiden Wurzeln für N^2 nach der Darstellung (1b) eine Winkelabhängigkeit auf. In den Abb. 3a und 3b ist der Verlauf des komplexen Brechungsindex für beide Wurzeln N_1^2 und N_2^2 und verschiedene Winkel Θ angegeben. Unseren Experimenten entsprechend wurde

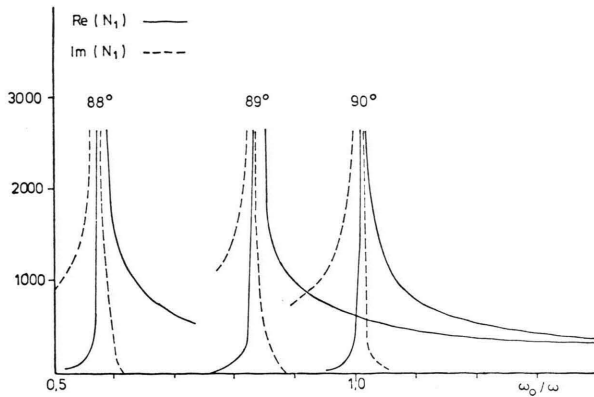


Abb. 3 a. Real- und Imaginärteil des Brechungsindex N_1 für verschiedene Ausbreitungsrichtungen in bezug auf das statische Magnetfeld.

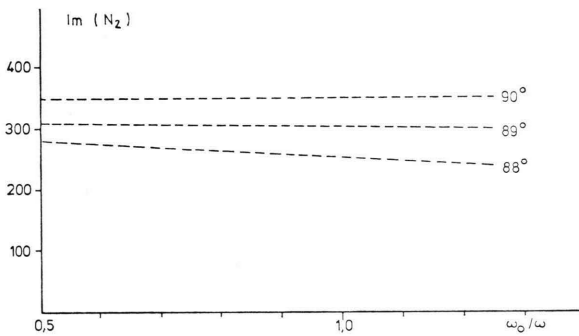


Abb. 3 b. Imaginärteil des Brechungsindex N_2 für 3 Ausbreitungsrichtungen. Der Realteil von N_2 ist im ganzen Bereich < 1 .

für die Stoßfrequenz und die Elektronendichte $\nu_c = 7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ bzw. $N_e = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ angenommen. Weiterhin gilt $\omega_0 = 8,8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$.

Für das Auftreten geometrischer Resonanzen ist einerseits erforderlich, daß der Realteil des Brechungsindex groß ist, damit die Wellenlängen im Plasma in etwa die Größe des Plasmaradius erreichen. Zum anderen muß die Dämpfung der Welle durch das Plasma über eine Wellenlänge klein sein, damit sich diese Resonanzen ausbilden können; d. h. der Brechungsindex muß vorwiegend reell sein.

Die Abb. 3 a und 3 b zeigen, daß beide Bedingungen nur für die Wurzel N_1 erfüllt werden können. N_1 wird abhängig vom Winkel Θ an den Stellen $\omega = \omega_{UH}$ maximal. ω_{UH} ist die Frequenz der unteren Hybridresonanz. ω_0 bedeutet wieder die untere Hybridresonanzfrequenz für den Fall $\Theta = 90^\circ$. Nach Abb. 3 a können geometrische Resonanzen nur in unmittelbarer Umgebung der unteren Hybridresonanzen auftreten.

Aus Gl. (1b) läßt sich eine Beziehung für die Winkelabhängigkeit von ω_{UH} ableiten:

$$\omega_0^2 / \omega_{UH}^2 = 1 - (M/m) \cos^2 \Theta \quad (3)$$

M ist die Masse der Ionen, m die der Elektronen. Gleichung (3) gilt für Winkel Θ , die nicht sehr von 90° verschieden sind. Offensichtlich verschiebt sich mit ω_{UH} auch die Frequenz der geometrischen Resonanzen. Ein Vergleich der Meßergebnisse von Abb. 2 mit den errechneten Kurven der Abb. 3 a zeigt unmittelbar, daß die Winkel Θ in der Tat sehr nahe bei 90° liegen und das bedeutet wiederum, daß die axialen Dichtegradienten in der Flaschenmitte klein sind.

Dieses Ergebnis konnte durch Bestimmung der Elektronendichte im Bereich der Flaschenmitte untermauert werden. Auch bei starken Spiegelverhältnissen war hier mit Interferometermessungen im Rahmen der Meßgenauigkeit keine axiale Abhängigkeit der Elektronendichte festzustellen. Um auch sehr kleine axiale Dichtegradienten und darüber hinaus die Tendenz wachsender Gradienten für höhere Spiegelverhältnisse zumindest theoretisch abschätzen zu können, wurde ein einfaches Modell für die Dichteverteilung in der Flasche benutzt.

Hierfür wird zunächst vorausgesetzt, daß die axiale Dichteverteilung im wesentlichen durch die Elektronen bestimmt wird. Dies ist für unsere Experimente, bei denen die Elektronen eine viel höhere Energie als die Ionen besitzen, sicherlich zutreffend. Eine weitere vereinfachende Annahme besteht darin, daß die Stationarität des Plasmas vorwiegend durch Teilchenerzeugung und -verluste an den Enden des Plasmazylinders aufrechterhalten wird. Demgegenüber spielen Erzeugungs- und Verlustmechanismen in der Umgebung der Flaschenmitte keine Rolle. Schließlich werden die Elektronen beim betrachteten Plasma ca. 100mal zwischen den magnetischen Spiegeln reflektiert, ehe sie einmal stoßen. Somit können Diffusionseffekte in axialer Richtung zumindest in Bereichen mit kleinen axialen Dichtegradienten vernachlässigt werden. Das Elektronendichteprofil längs der Plasmaachse wird in erster Linie durch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen, d. h. durch die axiale Elektronengeschwindigkeit $v_{||}$ und den Querschnitt der Plasmasäule bestimmt (siehe z. B. ⁶). Unter Berücksichtigung der Randbedingungen $v_{||} = 0$ für die Spiegel und der adiabatischen Invarianz des magnetischen Moments der Elektronen läßt sich dann folgende Beziehung für die axiale Dichteverteilung ableiten ⁷:

$$N_e(z) = \frac{B(z)}{B(0)} \sqrt{\frac{B(M) - B(0)}{B(M) - B(z)}} \cdot N_e(0) \quad (4)$$

N_e ist die Elektronendichte, B die magnetische Induktion. Die Koordinaten 0 und M beziehen sich auf die Flaschenmitte bzw. auf den Spiegel, z gibt den betrachteten Ort auf der Plasmaachse an. Die annähernde Gültigkeit der Gl. (4) ist auf die engere Umgebung von $z = 0$ beschränkt.

Für die axialen Dichtegradienten ergibt sich aus (4) für $B(M) \gg B(z)$, $B(0)$ näherungsweise

$$\left(\frac{dN_e}{dz}\right)_z \approx \left(\frac{dB}{dz}\right)_z \cdot \frac{N_e(0)}{B(0)} \quad (5)$$

Da für unsere Magnetfelder dB/dz für höhere Spiegelverhältnisse anstieg, läßt sich nach (5) die beobachtete Tendenz stärkerer Verschiebungen der geometrischen Resonanzen mit anwachsendem Spiegelverhältnis durch Zunahme der axialen Dichtegradienten erklären.

Zur näherungsweisen Ermittlung der Winkel Θ mußte eine zusätzliche Annahme über die radiale Dichteverteilung (Bessel-Profil) gemacht werden. Aus Θ läßt sich dann nach Gl. (3) die zu erwartende Verschiebung der unteren Hybridresonanz berechnen. Abbildung 3 zeigt das Ergebnis für eine Plasmacheibe 1 cm außerhalb der Flaschenmitte. Im Rahmen einer Abschätzung kann ein Abstand

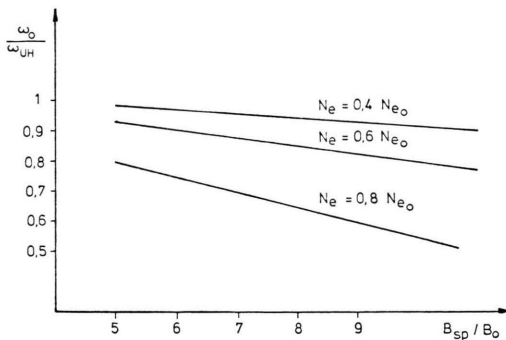


Abb. 4. Aus dem errechneten Verlauf der Dichtegradienten abgeschätzte Lage der unteren Hybridfrequenz für verschiedene Spiegelverhältnisse und drei verschiedene Flächen gleicher Dichte.

von 1 cm vom Symmetriezentrum (Θ ist hier 90°) als repräsentativ für den von der Einkoppelspule erfaßten Bereich betrachtet werden (Spulenbreite = 3 cm). Die Winkel Θ und die daraus resultierenden Resonanzlagen ω_0/ω_{UH} wurden für drei ringförmige Flächen gleicher Dichte ($N_e = x \cdot N_{e0}$) ermittelt. N_{e0}

bedeutet das Maximum der Elektronendichte an der Stelle $z = 0$ auf der Achse. Abbildung 4 zeigt, daß auch die numerische Abschätzung für den mittleren nahezu homogenen Bereich der Flasche in der Tat nur kleine Verschiebungen der unteren Hybridresonanz auf Grund von Plasmastrukturen erwarten läßt. Andere Verhältnisse ergeben sich, wie im folgenden Kapitel dargestellt werden soll, wenn man Bereiche außerhalb der Flaschenmitte betrachtet.

4. Geometrische Resonanzen bei Hf-Einkopplung in Bereiche außerhalb der Flaschenmitte

In einer Spiegelgeometrie steigt das Magnetfeld zu den Enden der Plasmasäule hin steil an. Dasselbe ist wegen Gl. (5) des vorigen Abschnitts für die Ladungsträgerdichte zu erwarten. Im Bereich 10 cm außerhalb der Flaschenmitte ergab eine Abschätzung nach (5) verhältnismäßig starke Dichtegradienten, die auch qualitativ recht gut durch Interferometermessungen bestätigt werden konnten. Daher war zunächst zu erwarten, daß sich die Inhomogenitäten in diesem Plasmabereich in verstärktem Maße auf das Resonanzverhalten des Plasmas auswirken. Um dies zu untersuchen, wurde die Einkoppelspule 10 cm außerhalb der Mitte angebracht.

In Abb. 5 gibt die durch Dreiecke gekennzeichnete Kurve das Absorptionsverhalten der Plasmasäule für diesen Fall wieder. Zunächst soll in dieser Darstellung die obere von beiden Abszissen mit dem variablen Wert ω'_0/ω gelten. ω'_0 bezieht sich hier auf das Magnetfeld am Ort der Spule. Etwa bei $\omega'_0/\omega = 0,5$ ergab sich ein kleineres Absorptionsmaximum. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die untere Hybridfrequenz, wie zu erwarten, durch stärkere axiale Inhomogenitäten weit nach links verschoben wird. Der Schwerpunkt der Absorptionskurve liegt jedoch weit rechts von $\omega'_0/\omega = 1$. Dies ist nur dann zu verstehen, wenn man die Meßkurve auf die untere Abszisse mit der Auftragung ω_0/ω bezieht. Für ω_0 gilt jetzt das Magnetfeld in der Flaschenmitte. Man erkennt, daß auch bei exzentrischer Einkopplung das Plasma die Hochfrequenz immer dann besonders stark absorbiert, wenn die Resonanzbedingungen für den mittleren homogenen Bereich der Flasche erfüllt sind. Diese Tatsache wird besonders deutlich, wenn man in Abb. 5 zum Vergleich die durch Kreuze gekennzeichnete Kurve betrachtet. Sie wurde für dasselbe Spiegelverhältnis bei Hf-Einkopplung in die Flaschenmitte gemessen.

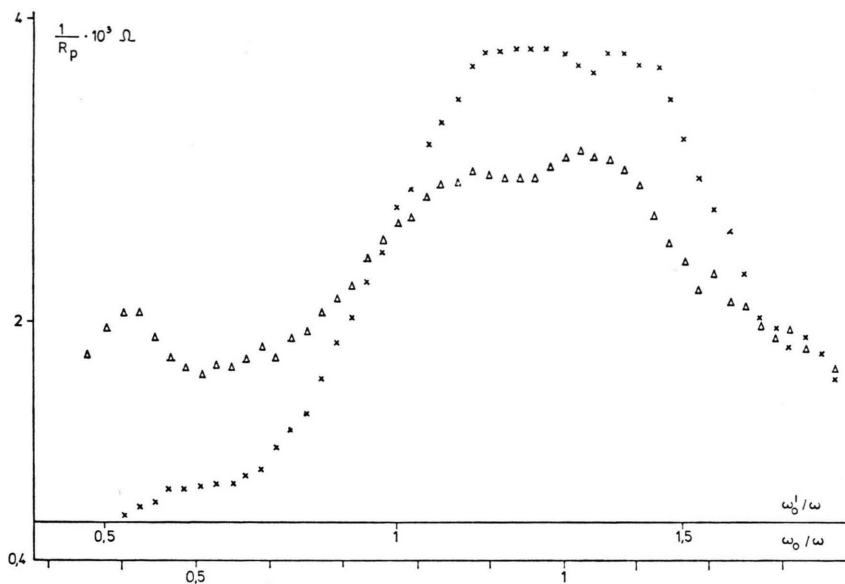


Abb. 5. $1/R_p$ in Abhängigkeit von ω_0/ω bzw. ω_0'/ω für Hf-Einkopplung in Flaschenmitte (××) und in ein Gebiet 10 cm außerhalb der Mitte (△△). $\omega_0 \sim B_0$ = Magnetfeld in Flaschenmitte, $\omega_0' \sim B_0'$ = Magnetfeld 10 cm außerhalb der Mitte, Spiegelverhältnis 5.

Es ist bemerkenswert, daß sich für beide Einkopplungsstellen unter denselben Resonanzbedingungen ein auch in quantitativer Hinsicht nahezu gleiches Absorptionsverhalten des Plasmas ermitteln läßt. Die in Abb. 5 dargestellten Ergebnisse verdeutlichen, daß gerade die Resonanzen, die besonders stark auftreten, nicht streng örtlichen Bedingungen (an der Einkoppelstelle) unterworfen sind, sondern vielmehr eine Eigenschaft der gesamten Plasma-

säule darstellen. Das Plasma schwingt sozusagen als Ganzes, wobei die Resonanzbedingungen im wesentlichen durch den nahezu homogenen Teil des Plasmazylinders festgelegt sind. Abbildung 6 zeigt, daß dies auch bei höheren Spiegelverhältnissen und damit in inhomogeneren Plasmen zutrifft. Allerdings ist unter diesen Bedingungen die Einkopplung in die geometrischen Resonanzen erschwert. Wie Abb. 6 verdeutlicht, führt hier eine direkte Einkopplung in

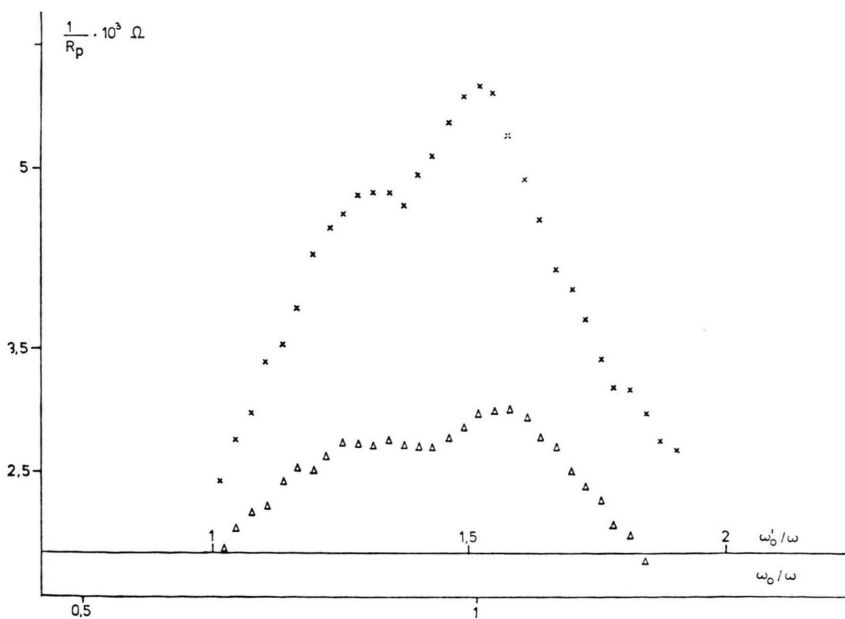


Abb. 6. $1/R_p$ in Abhängigkeit von ω_0/ω bzw. ω_0'/ω für Einkopplung in die Flaschenmitte (××) und in einen Bereich 10 cm außerhalb der Mitte (△△), Spiegelverhältnis 9.

den mittleren homogenen Bereich des Plasmas zu einer merklich höheren Absorption der Wellenenergie als die exzentrische Einkopplung.

Nach diesen vor allen Dingen für die praktische Anwendung interessanten Ergebnissen scheint es durchaus zulässig zu sein, bei der numerischen Behandlung von Flaschenplasmen ein in axialer Richtung homogenes Plasma anzunehmen, dessen geometrische Resonanzen sich aus der Lage der unteren Hybridfrequenz und zusätzlich aus den Randbedingungen des endlichen Plasmas ergeben. Auch stärkere Inhomogenitäten an den Enden der Plasmasäule, deren Einfluß, wie gezeigt wurde, nicht gravierend ist, lassen sich dann über eine kleine „effektive“ Verkürzung der Säule näherungsweise erfassen. So gesehen ist die in ¹ beschriebene gute Übereinstimmung von Meßwerten mit numerischen Ergebnissen aus einem theoretischen Modell, das nur die Randbedingungen nicht aber die Struktur des Plasmas berücksichtigt, zu verstehen.

5. Zusammenfassung

Durch die hier beschriebenen linearen Experimente, bei denen zur Ermittlung von Plasmaresonanzen die Frequenz variiert wurde, konnte zunächst sichergestellt werden, daß keine prinzipiellen Unterschiede zu Messungen mit variiertem Magnetfeld auftraten. Bei der letztgenannten Meßmethode können daher wesentliche Verfälschungen der Meßergebnisse durch ein sich änderndes Ionisations- und Diffusionsverhalten während einer Messung ausgeschlossen werden. Das erlaubt es für fast alle Untersuchungen von Plasmaresonanzen, das Magnetfeld bei konstanter Frequenz zu verändern, was einen geringeren experimentellen Aufwand bedeutet. Die bisher nach dieser Methode gewonnenen Ergebnisse konnten in vollem Umfang bestätigt werden.

Allerdings brachte die Frequenzvariation bei konstanter Spiegelgeometrie den Vorteil, daß wegen der Konstanz aller Plasmamaparameter die genaue Lage der Plasmaresonanzen in Abhängigkeit von der Spiegelgeometrie ermittelt werden konnte. Hierbei zeigt sich, daß sowohl Plasmainhomogenitäten als auch eine Verschiebung der Einkoppelspule längs des Plasmas einen nur beschränkten Einfluß auf das Resonanzverhalten der untersuchten Plasmasäule haben. In den geometrischen Resonanzen schwingt die gesamte Plasmasäule. Die Resonanzen selbst sind im wesentlichen durch die Randbedingungen des Plasmas bestimmt. Der Einfluß der durch Inhomogenitäten bedingten Plasmastruktur — hier spielen vor allen Dingen die axialen Dichtegradienten eine Rolle — kann zwar experimentell festgestellt werden, er führt jedoch nicht zu einer drastischen Verschiebung der Resonanzlage. Diese Ergebnisse konnte durch numerische Abschätzung nach einem einfachen Modell für die inhomogene Plasmasäule erhärtet werden. Daher bietet es sich an, auch bei der numerischen Behandlung von axial inhomogenen Plasmen, wie sie etwa in Spiegelgeometrien vorliegen, für eine praktisch ausreichende Näherung einen homogenen Plasmazylinder anzunehmen. Strukturbedingte Resonanzverschiebungen, wie sie in den Experimenten gemessen wurden, liegen in derselben Größenordnung wie Verschiebungen, die auf Grund leichter (fiktiver) Verkürzungen der Plasmasäule zu erwarten sind. Sie lassen sich bei Kenntnis des ungefähren axialen Dichte- und Magnetfeldverlaufs verhältnismäßig einfach abschätzen und über eine „effektive Plasmalänge“ näherungsweise berücksichtigen.

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

¹ G. Glomski, B. Heinrich u. H. Schlüter, Lineare Welleneinkopplung in ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur bei der unteren Hybridresonanz, *Z. Naturforsch.* **31 a**, 1551 [1976].

² C. R. Skipping, M. E. Oakes u. H. Schlüter, *Phys. Fluids* **12**, 1886 [1969].

³ R. Babu, B. Lammers u. H. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **27 a**, 930 [1972].

⁴ G. Glomski, B. Heinrich u. H. Schlüter, Nichtlineare Welleneinkopplung in ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur, *Z. Naturforsch.* **31 a**, 1566 [1976].

⁵ B. V. Galaktinov, V. E. Goland, A. D. Piliya u. O. N. Chcherbinin, *Sov. Phys.-Techn. Phys.* **14**, 721 [1969].

⁶ L. A. Arzimowitsch, *Gesteuerte thermonukleare Reaktionen*, Akademie-Verlag, Berlin 1965.

⁷ G. Glomski, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1976.