

August 1971

Plasma Erzeugung durch axiale und radiale
Einstrahlung von Mikrowellen bei Ausgangs-
drucken von 0,1 - 10 mTorr H₂

E. Unsöld

IPP 1/120

August 1971

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Plasma Erzeugung durch axiale und radiale
Einstrahlung von Mikrowellen bei Ausgangs-
drucken von 0,1 - 10 mTorr H₂

IPP 1/120

August 1971

Abstract
Discharges on hydrogen plasmas are described, which are produced by means of linear E. Unsöld microwaves ($f = 2,45$ Gc, $P_{in} = 7,2 - 5,0$ kW). A superimposed homogeneous and stationary magnetic field \vec{B}_0 is tuned mainly to electron cyclotron resonance. The discharge is coupled to the plasma by different antennae. For end-on irradiation (wave vector $\vec{k} \parallel \vec{B}_0$) a conical horn is used. With respect to toroidal discharge geometries also the side-on irradiation ($\vec{k} \perp \vec{B}_0$) is investigated. For this purpose two new horn antenna designs are developed.

In the present paper investigated, the plasma fills up the whole discharge volume. The electron density is $n_e \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, the electron temperature is $T_e \approx 2 \text{ eV}$.

The discharge is produced by a horn antenna ($\vec{k} \parallel \vec{B}_0$) or a planar antenna ($\vec{k} \perp \vec{B}_0$). The discharge is obtained in this way is ≈ 10 .

From density measurements at high electron harmonics the optimal conditions for this type of production are evaluated.

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

Abstract

Investigations on hydrogen plasmas are described, which are produced by means of linear polarized microwaves ($f = 2,45$ Gc, $P_0 = 2,2 - 5,0$ kW). A superimposed homogeneous and stationary magnetic field \vec{B}_z is tuned mainly to electron cyclotron resonance. The Rf is coupled to the plasma by different antennae. For end-on irradiation (wave vektor $\vec{k} \parallel \vec{B}_z$) a conical horn is used. With respect to toroidal discharge geometries also the side-on irradiation ($\vec{k} \perp \vec{B}_z$) is investigated. For this purpose two new (T-shaped antennae are developed.

In the pressure range investigated the plasma fills up the whole discharge tube ($\ell = 200$ cm, $V = 10^4$ cm³). The electron densities are in the range between $2,5 \cdot 10^{10}$ and $1,5 \cdot 10^{11}$ cm⁻³, the electron temperatures between 1,2 and 5,0 eV.

The plasma produced by side-on Rf-irradiation ($\vec{k} \perp \vec{B}_z$, $\vec{E} \parallel \vec{B}_z$) is used as a preionization plasma for a following z-pinch discharge. The degree of ionization obtained in this way is $\gtrsim 5\%$.

From density measurements at higher cyclotron harmonics the optimal conditions for this type of preionization are evaluated.

ZUSAMMENFASSUNG

Es werden Untersuchungen an Wasserstoffplasmen beschrieben, die durch Einstrahlen linear polarisierter Mikrowellen ($f = 2,45$ GHz, $P_0 = 2,2 - 5,0$ kW) erzeugt werden. Das homogene und stationäre Magnetfeld \vec{B}_z kann so gewählt werden, daß Elektronenzyklotronresonanzen auftreten. Zur axialen Einstrahlung (Wellenvektor $\vec{k} \parallel \vec{B}_z$) dient ein konisches Horn. Wegen ihrer Bedeutung für toroidale Entladungsgeometrien wird die radiale Leistungseinkoppelung ($\vec{k} \perp \vec{B}_z$) gesondert untersucht. Dazu werden zwei spezielle T-Rohr-antennen neu entwickelt.

Es gelingt, bei Fülldrucken von $0,2 - 10$ mTorr H_2 Plasmen zu erzeugen, die das gesamte Entladungsgefäß ($l = 200$ cm, $V \approx 10^4$ cm³) ausfüllen. Die gemessenen Elektronendichten und -temperaturen liegen zwischen $2,5 - 10^{10}$ und $1,5 \cdot 10^{11}$ cm⁻³ bzw. $1,2$ und $5,0$ eV. Mit einer nachfolgenden stromstarken Z-Pinch Entladung werden Ionisierungsgrade über 5% erreicht.

Aus den Dichtemessungen bei höheren Zyklotronharmonischen werden die optimalen Bedingungen für die beschriebene Art der Vorionisierung ermittelt.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einführung	1
1.1 Plasma-Erzeugung	1
1.2 Das Grundprinzip der Plasma-Erzeugung in einem Hochfrequenzfeld mit überlager- tem Magnetfeld	4
1.3 Dimensionierung der Experimente	6
2. Experimente	7
2.1 Entladungsgefäß, Magnetfeld	7
2.2 Ankopplung der Mikrowellen	9
2.3 Z-Pinch mit ($k \perp B_z$)-Vorionisierung	14
3. Diagnostik	15
3.1 Mikrowellenmessungen bei $f = 2,45$ GHz (Plasmaerzeugungsfrequenz)	15
3.2 Mikrowelleninterferometrie	16
3.3 Schwimmende elektrostatische Doppelsonden	16
3.4 Z-Pinch Diagnostik	20
4. Meßergebnisse	21
4.1 Zünd- und Löschverhalten der Entladung	21
4.2 Plasmastruktur	23
4.3 Dichte, Dichteprofile, Ionisierungsgrad	26
4.3.1 ($k \parallel B_z$)-Antenne	26
4.3.2 ($k \perp B_z, E \perp B_z$)-Antenne	30
4.3.3 ($k \perp B_z, E \parallel B_z$)-Antenne	33
4.4 Elektronentemperatur	34
4.5 Leistungseinkopplung	34
4.5.1 ($k \parallel B_z$)-Antenne	34
4.5.2 ($k \perp B_z$)-Antennen	36
4.6 Energie und Teilchengleichgewicht	39

5.	Z-Pinch-Entladungen bei Fülldrucken unter 10 mTorr	42
6.	Untersuchungen an Plasmen bei nichtre- sonanter Mikrowelleneinstrahlung	45
7.	Zusammenfassung	48
8.	Literaturverzeichnis	50
	Experimente	52
	2.1 Entladungszellen, Magnetfeld	52
	2.2 Ankopplung der Mikrowellen	59
	2.3 Z-Pinch mit (KLB ₂)-Vorionisierung	64
	Diagnostik	65
	3.1 Mikrowellenmessungen bei $\nu = 2,45$ GHz (Plasmaresonanzfrequenz)	65
	3.2 Mikrowelleninterferometrie	66
	3.3 Schwimmende elektrostatteche Doppelsonden	66
	3.4 Z-Pinch Diagnostik	69
	Negativstrahl	71
	4.1 Zünd- und Löschverhalten der Entladung	71
	4.2 Plasmastrahlung	73
	4.3 Dichte, Dichteprofile, Ionisierungsgrad	76
	4.3.1 (KLB ₂)-Antenne	76
	4.3.2 (KLB ₂ , EIB ₂)-Antenne	80
	4.3.3 (KLB ₂ , EWB ₂)-Antenne	83
	4.4 Elektronentemperatur	84
	4.5 Leistungskopplung	84
	4.5.1 (KLB ₂)-Antenne	84
	4.5.2 (KLB ₂)-Antennen	86
	4.6 Energie und Teilchenfließgewicht	89

1. Einführung

Wesentliche Aufgaben der heutigen Plasmaphysik sind die Erzeugung und der Einschluß von Plasmen so hoher Temperatur ($\approx 10^8$ °K) und Dichte ($\approx 10^{15}$ Teilchen/cm³), wie sie für Kernfusionsanlagen erforderlich sein werden. Die Halterung solcher Plasmen wird mit Magnetfeldern der verschiedensten Stärken und Konfigurationen (vgl. z.B. [1] bewerkstelligt, wobei das Hauptaugenmerk den linearen ("offenen") und besonders den toroidalen ("geschlossenen") Geometrien [2] gilt.

Für Untersuchungen bestimmter Einschluß- und Aufheizmechanismen sind Experimente an stromstarken Z- und Theta-Pinch Entladungen im Druckbereich unter 10 m Torr [3] sowie an stoßfreien Stoßwellen [4 u. 5] von besonderem Interesse.

Es ist das Ziel der vorliegenden Untersuchungen, bei Fülldrucken von 0,1 bis 10 m Torr Wasserstoffplasmen zu erzeugen, die bei derartigen Experimenten als Anfangsplasmen dienen können.

1.1 Plasmaerzeugung

An das zu erzeugende Ausgangsplasma werden grundsätzlich die folgenden Forderungen gestellt:

1. hoher Ionisationsgrad entsprechend einer Anfangselektronendichte $n_e \approx 10^{11}$ cm⁻³, Erzeugung von Atom- und nicht Molekülionen,
2. reproduzierbare, möglichst homogene Dichteverteilung im gesamten Plasmavolumen ($V \approx 10^4$ cm³),

3. gute Leitfähigkeit, d.h. hohe Temperatur. ($T_e > 1$ eV),
4. geringes Anfangsmagnetfeld innerhalb des erzeugten Plasmas ($B < 1$ kG),
5. möglichst geringe Beeinträchtigung der äußeren Magnetfeldkonfiguration nachfolgender Hochstrom-Entladungen,
6. geringer Verunreinigungsgrad, also z.B. auch keine Elektroden im Plasma.

Die bisher verwendeten Theta- und Z-Pinch-Vorionisierungen [6 - 8], d.h. Anfangsentladungen mit einem induzierten azimuthalen bzw. einem axialen Strom im Plasma, sind in dem angestrebten Druckbereich allein nicht mehr verwendbar [9]. Der Zündverzug, d.h. die Zeit, die vom Anlegen der Entladungsspannung bis zum Strommaximum vergeht, wächst mit abnehmendem Fülldruck rasch an, bis unterhalb von 2 bis 5 m Torr - je nach Entladungsgeometrie - überhaupt keine Zündung mehr erfolgt (vgl. auch Abb.15). Die Wahrscheinlichkeit für einen Ionisationsstoß der Elektronen wird nämlich mit der bei abnehmendem Druck wachsenden freien Weglänge sehr gering. Als Folge übersteigt dann die Verlustrate der Ladungsträger durch Diffusion zur Wand des Entladungsgefäßes die Erzeugungsrate. Damit ist ein elektrischer Durchbruch im Entladungsgas nicht mehr möglich.

Bis zu Fülldrücken um 0,4 mTorr werden im Entladungsgefäß zwar noch gleitfunkenartige Entladungen entlang der Gefäßwand beobachtet, die auf diese Weise erzeugten Plasmen haben jedoch einen hohen Verunreinigungsgrad und schlecht reproduzierbare, sehr inhomogene Dichteverteilungen. Sie sind also für Folgeexperimente unbrauchbar.

Eine Möglichkeit nun, bei diesen kleinen Fülldrücken unter 10 mTorr Anfangsplasmen zu erzeugen, ist die Photoionisation mit Hilfe einer starken Lichtquelle. Geeignete Anord-

nungen sind z.B. von Lie [10] und Hofmann et al. [11 - 13] angegeben worden und haben sich bei der Vorionisation der atomar vorliegenden Edelgase gut bewährt. Bei Wasserstoff H_2 oder Deuterium D_2 als Ausgangsgas entstehen jedoch in erster Linie Molekülionen H_2^+ , D_2^+ [14], was für viele Folgeexperimente unerwünscht ist. Diese Vorionisierungsmethode mit Lichteinstrahlung ist nur für lineare Anordnungen zu verwenden.

Hayase, Okuda [15] schlagen ein Verfahren vor, bei dem in linearen Z-Entladungen durch einen kleinen Hilfsfunken in Kathodennähe eine gewisse Anzahl Elektronen erzeugt und dann durch den eigentlichen Entladungsraum zur Anode beschleunigt wird. Allerdings gelingt es mit dieser Anordnung nicht, bei Fülldrucken unter einigen mTorr, den Hilfsfunken [16] und damit ein Plasma zu zünden. Lange [16] setzt daher statt des Hilfs- einen Gleitfunken längs eines Glasstabes ein, dessen starke Lichtemission zu einer zusätzlichen Photoionisierung des Entladungsgases führt. Die erhebliche Verunreinigung des Plasmas durch im Gleitfunkenkanal verdampfendes Glas sowie die bevorzugte Erzeugung von Molekülionen begrenzen den Anwendungsbereich dieses Verfahrens.

Eine dritte Möglichkeit ist, das Plasma - hier speziell Wasserstoffplasma - in einem Hochfrequenzfeld mit überlagertem Magnetfeld zu erzeugen. Diese Methode wird in dieser Arbeit eingehend untersucht und diskutiert. Ihre Leistungsfähigkeit wird an einer linearen Hochstromentladung, einem Z-Pinch, besonders im Hinblick auf ihre Anwendung bei toroidalen Entladungsgeometrien (vgl. [17, 18]) geprüft.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst das physikalische Grundprinzip dieser Plasmaerzeugung erklärt und eine Abschätzung der für die Dimensionierung der Experimente wesentlichen Größen gegeben. Die endgültigen Versuchsaufbauten sowie die verwendeten Meßverfahren werden in den nächsten beiden Abschnitten beschrieben. Ein weiteres Kapitel ist der Darstellung und

Diskussion der Meßresultate gewidmet, die an in der Elektronenzyklotronresonanz erzeugten Plasmen gewonnen worden sind. Anschließend wird die Anwendung der seitlichen Mikrowelleneinkopplung, die auch für toroidale Geometrien in Frage kommt, zur Vorionisierung eines Z-Pinches bei kleinen Fülldrücken ($p \leq 10$ mTorr) gezeigt. In einem abschließenden Kapitel werden an Hand von Untersuchungen an Plasmen bei nichtresonanter Mikrowelleneinstrahlung Möglichkeiten für eine weitere Optimalisierung der untersuchten und diskutierten Vorentladungen aufgezeigt.

1.2 Das Grundprinzip der Plasmaerzeugung in einem Hochfrequenzfeld mit überlagertem Magnetfeld.

Bei Vernachlässigung von Stoßprozessen bewegen sich Elektronen in einem Magnetfeld \vec{B}_z auf helischen Bahnen, deren Achsen parallel zur Feldrichtung z sind. Diese helische Bewegung ist aus einer Translation in z -Richtung und einer Kreisbewegung in der x - y -Ebene senkrecht zu z zusammengesetzt. Ist nun diese Kreisbewegung mit der Kreisfrequenz $\omega_c = eB_z/m_e c$ ($e, m_e =$ Elementarladung bzw. Elektronenmasse) in Resonanz mit einem äußeren elektrischen Wechselfeld $\vec{E}_x(t) = \vec{E}_0 \sin \omega t$, so können die Elektronen auch bei relativ kleinen Beschleunigungsspannungen ähnlich wie in einem Zyklotron-Beschleuniger hohe Energien gewinnen, die zur Stoßionisation von Gasatomen ausreichen. Natürlich muß die Zeit - bei gegebenem Feld $E_x(t)$ - zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen eine entsprechende Beschleunigung erlauben. Überwiegen die Ionisationsraten die Verlustraten der gebildeten Ladungsträger - bei den hier interessierenden Fülldrücken im wesentlichen durch axiales Ausströmen und durch Rekombination an der Gefäßwand [1] - so entsteht ein Plasma. Die Bewegung der trägeren Ionen spielt bei dieser Betrachtung keine Rolle. Eine detailliertere Darstellung dieser Vorgänge gibt u.a. Brown [19].

Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Ladungsträgerverluste wird an Hand des folgenden Zahlenbeispiels erläutert: Der Bahnradius eines Elektrons mit der Energie 13,6 eV (=Ionisierungsarbeit des Wasserstoffatoms $\hat{=}$ Elektronengeschwindigkeit $v_e = 3,5 \cdot 10^8$ cm/s) in einem Magnetfeld $\vec{B}_z = 1$ kG - diese Feldstärke tritt im Experiment auf (vgl. Abschnitt 2.1) - beträgt rund 10^{-2} cm und ist damit klein gegenüber den Abmessungen der zu betrachtenden Plasmavolumina (Plasmaradius ≈ 4 cm), aber immer noch groß gegenüber dem mittleren Teilchenabstand r_0 . ($r_0 = (3/4 n_0 \pi)^{1/3} \approx 10^{-4}$ cm, Teilchendichte $3 \cdot 10^{12}$ cm $^{-3} < n_0 < 3 \cdot 10^{14}$ cm $^{-3}$). Einsetzen der für die Molekülionisierung in Frage kommenden Energien - z.B. $H_2 \rightarrow H_2^+$ erfordert 15,4 eV, $H_2 \rightarrow H^+ H^+$ rund 32 eV [20] - würde ein unwesentlich größeres r_0 ergeben.

Das bedeutet, daß die bis zur Stoßionisation notwendige Beschleunigung der Elektronen in einem im Vergleich zu den Plasmaabmessungen kleinen Volumen erfolgt. Das Abwandern von Ladungsträgern in senkrechter Richtung zu \vec{B}_z , d.h. in der x-y-Ebene, in der die Beschleunigung erfolgt, wird stark vermindert und ist durch die Stöße der Elektronen mit den schweren Wasserstoffatomen bzw. -ionen bestimmt.

Die anfängliche, meist nur geringe Translationsgeschwindigkeit in Achsenrichtung wird durch keins der Felder beeinflusst und behält daher ihren anfänglichen Wert solange, bis durch Thermalisierungsstöße in diesen Freiheitsgrad Energie übertragen wird.

Durch das überlagerte Magnetfeld ist es also möglich, auch bei Fülldrücken unter 10 mTorr, bei denen die zur Ionisation notwendigen freien Weglängen vergleichbar oder größer als die Abmessungen der betrachteten Volumina sind, Plasmen zu erzeugen. Die dabei notwendigen elektrischen Feldstärken liegen um Größenordnungen unter den Werten für einen reinen elektrischen Durchbruch ohne Magnetfeld [19], falls

dieser auf Grund der dann hohen Ladungsträgerverluste überhaupt noch möglich ist.

Die Plasmabildung sollte sowohl bei Anregung der Zyklotronbewegung in der Grundresonanz ω_c als auch - auf Grund von nicht-linearen Effekten - bei den Harmonischen $n \cdot \omega_c$ ($n = 2, 3, \dots$) möglich sein, was bei festgehaltener Feldfrequenz einer Verminderung der Magnetfeldstärke auf B_z/n entspricht. Dies gilt natürlich nur solange, wie die Gyrationenradien ($r_g \sim 1/B_z$) klein gegenüber den Plasmaabmessungen bleiben.

1.3 Dimensionierung der Experimente

Besonderes Augenmerk ist auf die Wahl der Einkopplung des Wechselfeldes zu richten, durch die eine energetisch möglichst günstige Anpassung des Hf-Generators und ein genügendes Eindringen des Feldes in das leitfähige Plasma gewährleistet sein muß.

Die für die Abschirmung von Hf-Feldern durch ein Plasma maßgebende Grenze ist die Elektronenplasmafrequenz

$$\omega_p^2 = (4 \pi n_e \cdot e^2) / m_e \quad (n_e, e, m_e = \text{Elektronendichte, -ladung, -masse}).$$

Nur für $\omega > \omega_p$ ist bei Vernachlässigung von vorhandenen Magnetfeldern und Teilchenstößen im allgemeinen eine Wellenausbreitung um Plasma möglich. (Näheres z.B. bei Heald, Wharton [21]). Bei einer angestrebten Dichte $n_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich daraus die Kreisfrequenz für das elektrische Wechselfeld $\omega \geq 1,8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, was einer Frequenz $f \approx 2,8 \text{ GHz}$ bzw. einer Wellenlänge (in Luft) von $\lambda_0 \approx 10 \text{ cm}$ im Mikrowellenbereich entspricht. Das Magnetfeld muß dann im Resonanzfall $B_z \approx 1 \text{ kG}$ betragen.

Damit sind die wesentlichen Größen zur Dimensionierung der folgenden Experimente festgelegt. Die endgültigen experimentellen Anordnungen werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

2. Experimente

2.1 Entladungsgefäß, Magnetfeld

Das Wasserstoffplasma wird in einem 2 m langen Quarzrohr von 8,8 cm Innendurchmesser erzeugt. Es wird von Wasserstoff bei Fülldrücken zwischen 0,1 und 10 mTorr durchströmt zur Verminderung eventuell entstehender Verunreinigungen. Das vor der Füllung erreichte Endvakuum beträgt

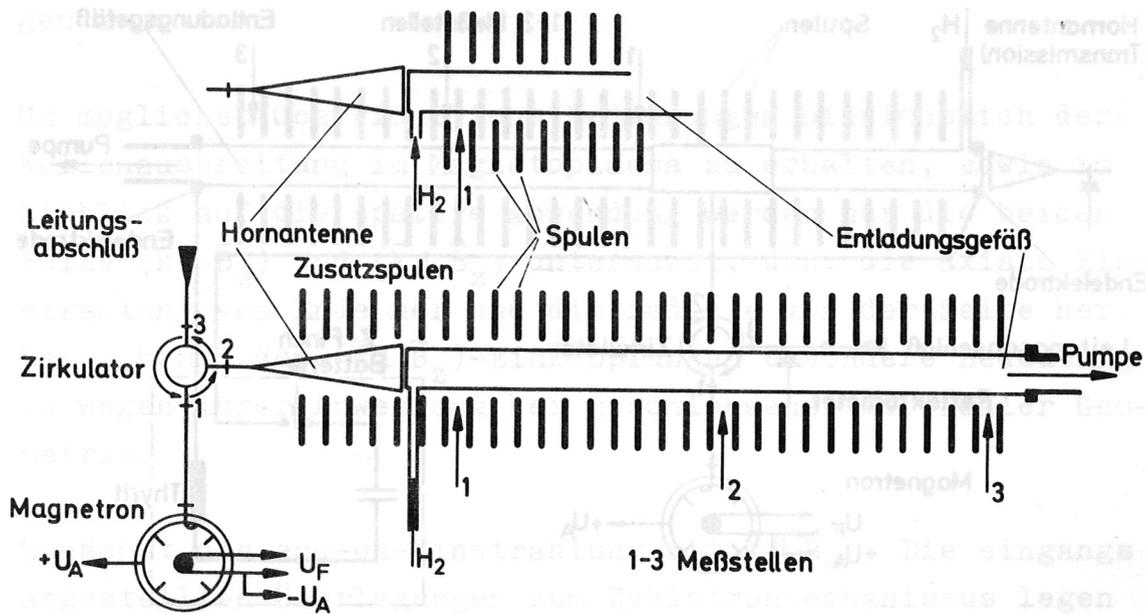


Abb. 1: Schema der experimentellen Anordnung zur Plasmaerzeugung durch axiales ($k \parallel B_z$)-Einstrahlen von Mikrowellen bei überlagertem Magnetfeld \vec{B}_z .

oben: Übergang Hornantenne-Plasma im inhomogenen Magnetfeld am Spulenende,

unten: Übergang Hornantenne-Plasma im homogenen, durch Zusatzspulen erzeugten Magnetfeld.

$2 \cdot 10^{-7}$ Torr. Ein Vergleich der für den Verunreinigungsgrad maßgeblichen Leck- bzw. Durchströmungsraten wird im Abschnitt 4.1 gegeben.

Das stationäre Magnetfeld \vec{B}_z ist parallel zur Gefäßachse z orientiert. Es wird in einer aus 30 Segmenten zusammengesetzten Spule mit einer Gesamtlänge $l_s = 168$ cm erzeugt und kann kontinuierlich zwischen 0 und 1,5 kG variiert werden. Feldmessungen ergeben eine Homogenität über eine Länge von etwa 140 cm (Abb.1 u. 2).

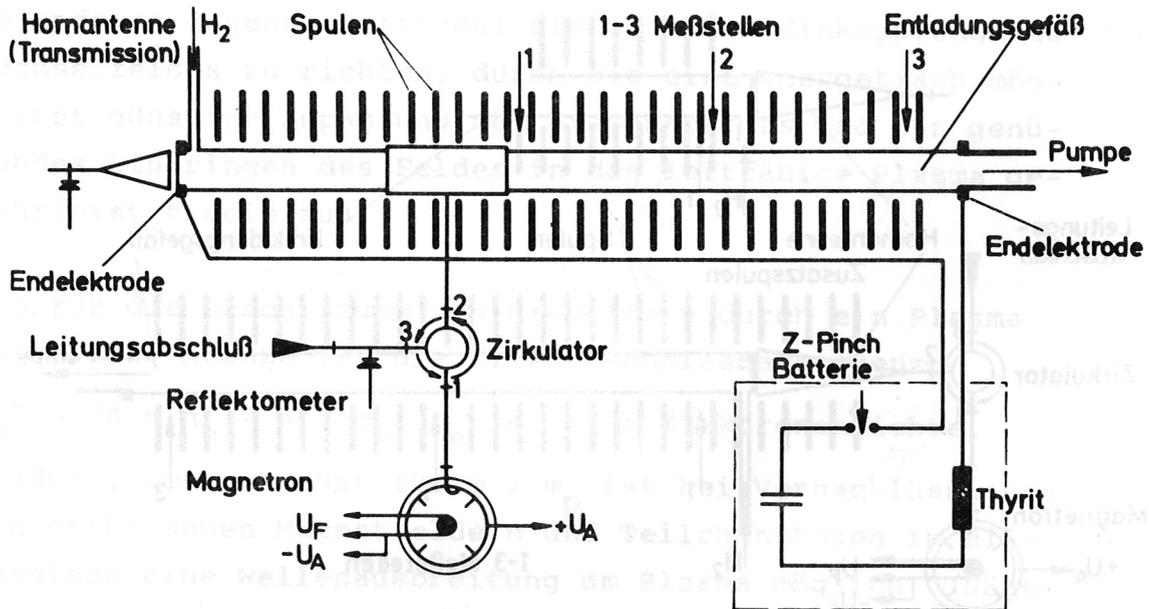


Abb. 2: Schema der experimentellen Anordnung zur Plasmaerzeugung durch radiales ($k \perp B_z$) -Einstrahlen von Mikrowellen bei überlagertem Magnetfeld \vec{B}_z und Schema des Z-Pinch Entladungskreises.

2.2 Ankopplung der Mikrowellen

Grundsätzlich besteht die Möglichkeit, die plasmaerzeugende elektromagnetische Welle mit ihrem Wellenvektor \vec{k} in beliebigem Winkel zur Richtung von \vec{B}_z einzustrahlen, sofern nur ihr elektrischer Feldvektor $E(t)$ - aus den im Abschnitt 1.2 dargelegten Gründen - senkrecht zu B_z ist.

Elektroden oder Antennen im Plasma zur Einkopplung der Hf-Felder scheiden von vornherein wegen der dadurch bedingten hohen Verunreinigungsraten und der schwierigen galvanischen Entkopplung von späteren Hochstrom-Entladungen aus.

Um möglichst übersichtliche Bedingungen hinsichtlich der Wellenausbreitung im Magnetoplasma zu erhalten, sowie im Hinblick auf die spätere Anwendung werden nur die beiden Fälle ($\vec{k} \parallel \vec{B}_z$) und ($\vec{k} \perp \vec{B}_z$) untersucht, d.h. die axiale Einstrahlung vom Ende her und die radiale von der Seite her. Dabei kommt den ($\vec{k} \perp \vec{B}_z$)-Einkopplungen besondere Bedeutung zu wegen ihrer Anwendung bei geschlossener toroidaler Geometrie.

Zunächst die end-on-Einstrahlung mit $\vec{k} \parallel \vec{B}_z$: Die eingangs angestellten Überlegungen zum Zyklotronmechanismus legen es nahe, zur Plasmaerzeugung bei axialer Einstrahlung zirkular-polarisierte Mikrowellen zu verwenden, um Elektronenzyklotronwellen oder "Whistler" im Magnetoplasma anzuregen. Frühere Versuche [22] mit Wendelantennen (näheres hierzu z.B. bei Meinke und Gundlach [23]) sind jedoch fehlgeschlagen. Das im Nahfeld der Antenne befindliche Plasma verstimmt deren Anpassung. Die Antenne strahlt dann mit undefinierter Polarisierung. Damit ist das bei dieser Antennen-

form für eine geringe Rückwirkung auf den HF-Generator günstige Dämpfungsverhältnis zwischen direktem und reflektiertem Strahl (bis zu 35 dB) nicht mehr gegeben [23]. Diese Wendelantenne scheidet somit für die vorliegenden Untersuchungen aus.

Die folgenden Versuche mit $\vec{k} \parallel \vec{B}_z$ werden daher mit einer kegelförmigen Hornantenne und in der H_{11} -Mode abgestrahlt, d.h. linear polarisierten Wellen vorgenommen. Der 3dB Leistungshalbwertswinkel, das Maß für die Richtwirkung der verwendeten Antenne, beträgt - wie bei einem offenen Hohlleiter-, rund 60° . Die wirksame Antennenfläche [21] ist so groß wie der Gefäßquerschnitt. Wird die Antenne unmittelbar vor dem Endfenster des Entladungsgefäßes angeordnet (Abb.1), dann deckt der Plasmaquerschnitt die volle wirksame Antennenfläche ab. Trotz des relativ großen Leistungshalbwertswinkels ist damit eine ausreichende Einkopplung der Hochfrequenzstrahlung in das Magnetoplasma zu erwarten.

Ankopplung mit einem über das Glasgefäß geschobenen zylindrischen Hohlleiter, wie sie in den Experimenten von Anisimov et al. [24 - 26], Budnikov et al. [27 - 29] und Musil und Záček [30 - 32] vorgeschlagen wird, hat bei eigenen Untersuchungen keinen wesentlich besseren Wirkungsgrad als die Hornantenne ergeben. Dagegen wird die Durchführung einer gegebenenfalls geforderten nachfolgenden Z-Pinch Entladung durch die Metallumhüllung des Gefäßes sehr erschwert.

Eingehende, im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Versuche [22] erweisen die Notwendigkeit, den Übergang Hornantenne-Vakuumfenster-Plasma aus dem inhomogenen Magnetfeldbereich (Abb.1, oben) am Spulenende in den Bereich homogenen Feldes zu verlegen. (Abb.1, unten). Wie später gezeigt wird, gelingt es nur auf diese Weise bei end-on-Einstrahlung eine homogene Plasmasäule zu erzeugen.

Naturgemäß bleibt diese Art der Hf-Einstrahlung ausschließlich für lineare Entladungen vorbehalten. Bei geschlossenen Anordnungen, z.B. in Torusgeometrie, ist es dagegen notwendig, die Ankopplung der Hochfrequenz mit $\vec{k} \perp \vec{B}_z$, also von der Seite her, vorzunehmen.

Zu diesem Zweck sind im Zuge dieser Arbeit zwei neuartige T-Rohr-Antennen entwickelt worden (Abb.3). Das Entladungsgefäß wird von einem ca. 30 cm langen Kupferrohr umschlossen, in das seitlich über einen auf den Rohrdurchmesser ($d_A = 10,5$ cm) aufgeweiteten Rechteckhohlleiter (72×34 mm², S-Band) eine H_{10} -Welle eingespeist wird. In Abb.3 sind die beiden Möglichkeiten einer Hohlleiterverzweigung durch ein T-Stück mit dem zugehörigen \vec{E} -Feldverlauf dargestellt. Je nachdem, ob der elektrische Feldvektor \vec{E} der H_{10} -Welle im Speisehohlleiter parallel oder senkrecht zur Rohrachse ist, d.h. der Hohlleiter mit seiner Schmal- oder Breitseite parallel zu dieser Achse einmündet, handelt es sich um eine Serien- oder Parallelverzweigung.

Wie unmittelbar aus Abb.3 unten ersichtlich, bleibt bei der Parallelverzweigung die Richtung des \vec{E} -Vektors senkrecht zur Rohrachse und damit zu \vec{B}_z im wesentlichen erhalten. Der Zyklotronmechanismus kann daher unmittelbar an der Rohrwand voll wirksam werden, so daß - wie später gezeigt wird (vgl. Abb.7) - bereits dort an der Wand ein Plasma entsteht.

Wenn das Plasma die Mikrowellenausbreitung im T-Rohr nicht beeinflußt, pflanzt sich die Welle im Kreisquerschnitt in der H_{11} -Mode fort. Sie entspricht dem H_{10} -Typ im Rechteckhohlleiter. Diese Antenne wird im folgenden mit " $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ " gekennzeichnet.

Bei der Serienverzweigung (Abb.3, oben) dagegen ist der \vec{E} -Vektor der eingespeisten Welle anfangs parallel zum \vec{B}_z -Feld. Der eingangs erwähnte Zyklotronmechanismus kann nicht un-

mittelbar von der Rohrwand an in \vec{k} -Richtung wirksam sein, wie bei der Parallel-Verzweigung. Erst wenn die H_{10} -Welle sich weiter bei gleichzeitiger, aus der Abb.3 oben er-

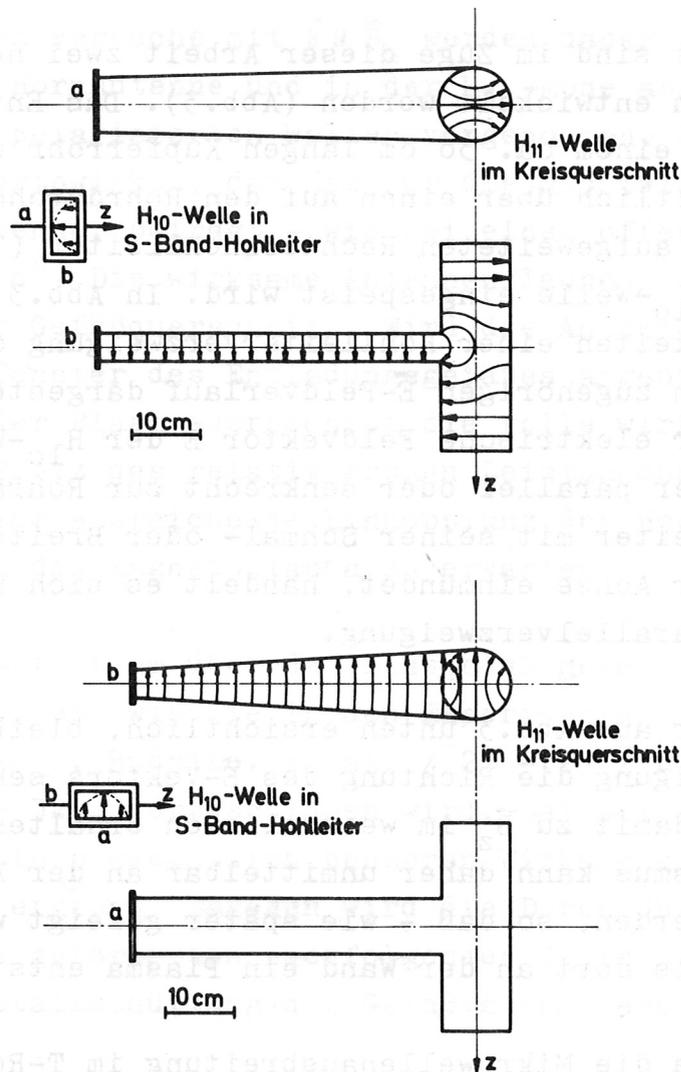


Abb.3 : Verlauf der elektrischen Feldlinien inden T-Rohr-antennen zur radialen ($\vec{k} \perp \vec{B}_z$) Mikrowelleneinstrahlung.

oben: Serienverzweigung ($k \perp B_z, E \parallel B_z$)-T-Rohr-antenne,

unten: Parallelverzweigung ($k \perp B_z, E \perp B_z$)-T-Rohr-antenne.

sichtlicher Deformation in das Rohr ausbreitet, treten \vec{E} -Feldkomponenten senkrecht zu \vec{B}_z auf. Schließlich erfolgt dann wiederum die Umwandlung der anfänglichen H_{10} -Welle zur H_{11} -Mode in den beiden Rohrweigen. Bei dieser im folgenden mit " $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ " gekennzeichneten Antenne ist daher eine homogenere Einspeisung zu erwarten, als bei der $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Ankopplung. Aus diesem Grunde wird die später noch zu beschreibende Z-Entladung nur bei dem mit $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Einkopplung erzeugten Vorionisationsplasma angewendet. Die Drehung der Polarisations Ebene gegenüber der im $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Fall spielt bei einer zylindersymmetrischen Anordnung natürlich keine Rolle.

Aus den bereits bei der $(k \parallel B_z)$ -end-on-Einstrahlung erwähnten sowie aus anwendungstechnischen Gründen befinden sich auch die side-on-Einkoppelstellen immer im Bereich homogenen Magnetfeldes (Abb.2).

In Abb.4 sind die im Zuge dieser Arbeit untersuchten Mikrowellen-Einstrahlungsrichtungen schematisch dargestellt.

Alle Antennen werden von einem Magnetron der Frequenz $f = 2,45 \text{ GHz}$ ($\hat{=}$ Luftwellenlänge $\lambda_0 = 12,25 \text{ cm}$) mit einer Dauerstrichleistung von 2,2 bis 5,0 kW versorgt.

Eine Nachregelung der Anpassung Magnetron-Plasma mit den aus der Mikrowellentechnik [23] bekannten Mitteln wird versucht. Sie erweist sich aber auf Grund der wechselnden Plasmaparameter als hoffnungslos [22]. Deshalb ist in den Antennenspeisehohlleiter (Abb. 1 und 2) ein Drei-Tor-Zirkulator eingefügt, der das Magnetron bei unzulässig hohem Stehwellenverhältnis im Hf-System, d.h. bei schlechter Anpassung, vor Überlastung schützt, zum ändern kann mit einem an Tor 3 angeschlossenen Reflektometer der Reflexionsfaktor des Antennensystems und damit die von ihm abgestrahlte

Leistung auch während der Plasmaerzeugung gemessen werden.

2.3 Z-Pinch mit $(\vec{k} \perp \vec{B}_z)$ -Vorionisierung

Wie bereits erwähnt, wird die $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Vorionisierung als Vorstufe für einen linearen Z-Pinch angewendet. Sein Schaltkreis und Aufbau entspricht dem von Schumacher und Wilhelm [8] vorgeschlagenen Schema (Abb.2). Diese Z-Entladung wird von einem zweistufigen 70 kV-Marxgenerator (gespeicherte Energie 122 J) gespeist, wobei auch hier ein spannungsabhängiger Widerstand (Thyrit) zur Ausdämpfung des Stromes nach etwa einer Halbwelle ($\tau/2 \approx 1,5 \mu s$) dient.

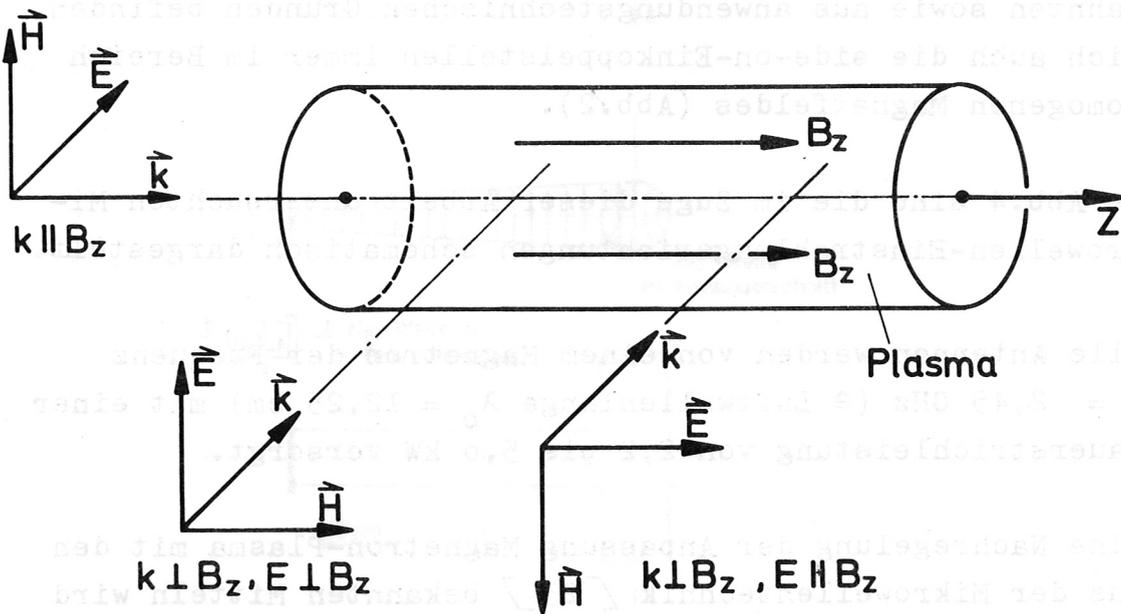


Abb. 4: Schematische Darstellung der untersuchten Mikrowellen-Einstrahlungsrichtungen.

- von links: axial mit $(k \parallel B_z)$ -Antenne,
- radial " $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Antenne,
- radial " $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Antenne.

3. Diagnostik

Die zu den vorliegenden Untersuchungen verwendeten Meßverfahren und -geräte gehören zu den Standardmethoden der Plasmaphysik und der Mikrowellentechnik. Hier sei daher nur das im Zusammenhang mit den Experimenten Wesentliche aufgeführt und - soweit erforderlich - eine Abschätzung von Fehlern und deren Korrekturen angegeben.

3.1 Mikrowellenmessungen bei $f = 2,45$ GHz

(Plasmaerzeugungsfrequenz)

Bereits im Abschnitt 2.2 ist das Reflektometer zur Bestimmung der von der Antenne abgestrahlten Leistung erwähnt worden. (Abb.2). Seine Eichung mit Hilfe des Magnetrons dürfte auf Grund der vom Hersteller angegebenen Kenndaten auf etwa 10 % genau sein.

Mit einer Hornantenne am freien Ende des Entladungsgefäßes (z.B. Abb.2) wird die Transmission des Plasmas bei $f = 2,45$ GHz bestimmt. Aus der Magnetron-Leistung, der Reflexion am Plasma und der Transmission kann die vom Plasma absorbierte Hf-Leistung errechnet werden. Diese Messung ist allerdings aus den folgenden Gründen nicht sehr zuverlässig:

1. Seitlich aus der Plasmasäule gestreute Mikrowellenleistung wird nicht mitberücksichtigt.
2. Eine mögliche Polarisationsänderung der erzeugenden Welle durch das Plasma ist nur mit äußerst komplizierten sog. "turnstile junctions", nicht jedoch mit dem verwendeten einfachen, rechteckigen Horn zu erfassen.

3. Das Auftreten von "Drahtwellen" [23] auf der Oberfläche des leitenden Plasmazylinders - analog zur Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle längs eines einzelnen Drahtes - kann ein zu hohes Signal ergeben. Die Transmissionsmessungen können daher nur qualitative ergänzende Ergebnisse liefern.

3.2 Mikrowelleninterferometrie

Die über den Entladungsquerschnitt gemittelte Elektrodendichte n_e wird mit zwei Michelson-Mikrowelleninterferometern der Betriebswellenlängen $\lambda = 2,5$ mm ($\hat{=} n_e$ kritisch = $1,78 \cdot 10^{14}$ cm⁻³) und $\lambda = 18,6$ mm ($\hat{=} n_e$ kritisch = $3,25 \cdot 10^{12}$ cm⁻³) gemessen. Zur Berücksichtigung des Einflusses verschiedener Dichteprofile und der mit diesem Verfahren verbundenen Fehler werden entsprechende Angaben bei Heald, Wharton [21] herangezogen.

3.3 Schwimmende elektrostatische Doppelsonden

Die Bestimmung der Elektronentemperatur T_e und der -dichte n_e wird in den erzeugten Hf-Plasmen (für die vorliegenden Experimente typische Werte $T_e \approx 5$ eV, $n_e \approx 10^{11}$ cm⁻³) gleichzeitig und lokal mit schwimmenden, elektrostatischen Doppelsonden vorgenommen. Das Prinzip dieses Meßverfahrens ist eingehend bei Johnson, Malter [33] beschrieben. Zwei gleiche, nebeneinander in das Plasma ragende Sondenstifte (Abb.5, links) sind mit einer variablen und in ihrer Polarität umkehrbaren Spannungsquelle (Spannung U_s) verbunden, so daß ein Strom I_s von der einen Sonde durch das Plasma zur anderen fließen kann. Aus einer aufgenommenen $I_s = f(U_s)$ -Kennlinie oder "vollstän-

digen Sondencharakteristik" können dann die Elektronendichte n_e und die Temperatur T_e berechnet werden. In Abb.6 ist eine vollständige Charakteristik dargestellt. Ausserdem sind dort die zur Auswertung nötigen Formeln angegeben.

Abschätzungen über den Einfluß von Magnetfeldern [34-38] und Hochfrequenzfelder [39] auf die Messung sowie über die Störung des Plasmas durch die Sonde [40] ergeben, daß unter den vorliegenden Plasmabedingungen das bei Johnson, Malter [33], bzw. Hofmann [34] angegebene Verfahren zur Auswertung der vollständigen, symmetrischen Sondencharakteristik ohne weitere Korrekturen angewendet werden darf (Abb.6). Aus den Messungen geht hervor, daß die erhaltenen Dichtewerte innerhalb einer Fehlergrenze von etwa 10 - 20 % mit den mikrowellen-interferometrisch gemessenen übereinstimmen.

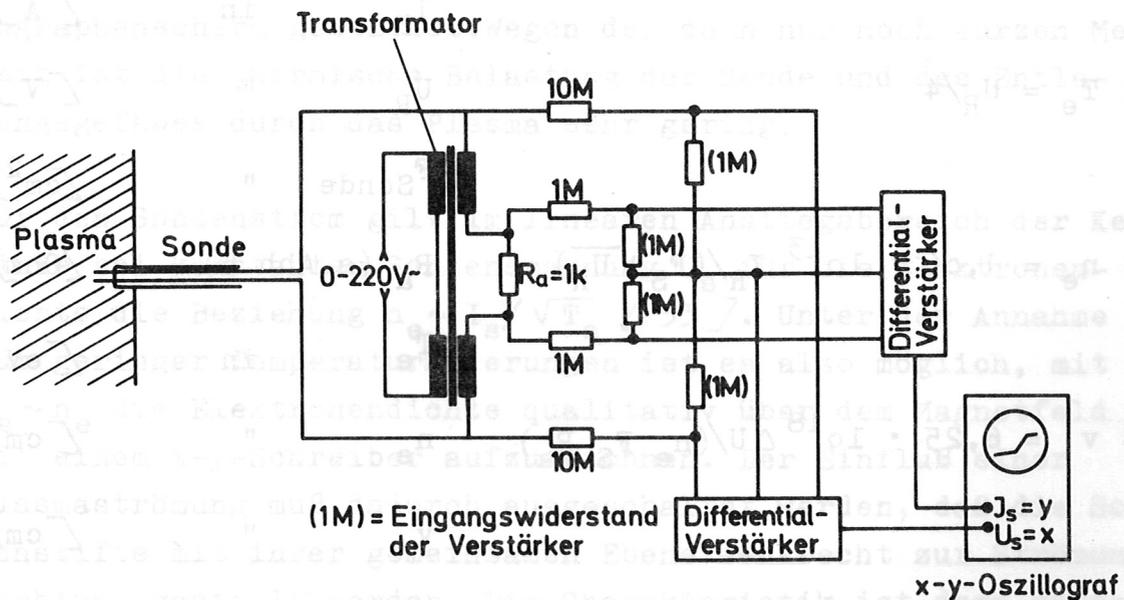
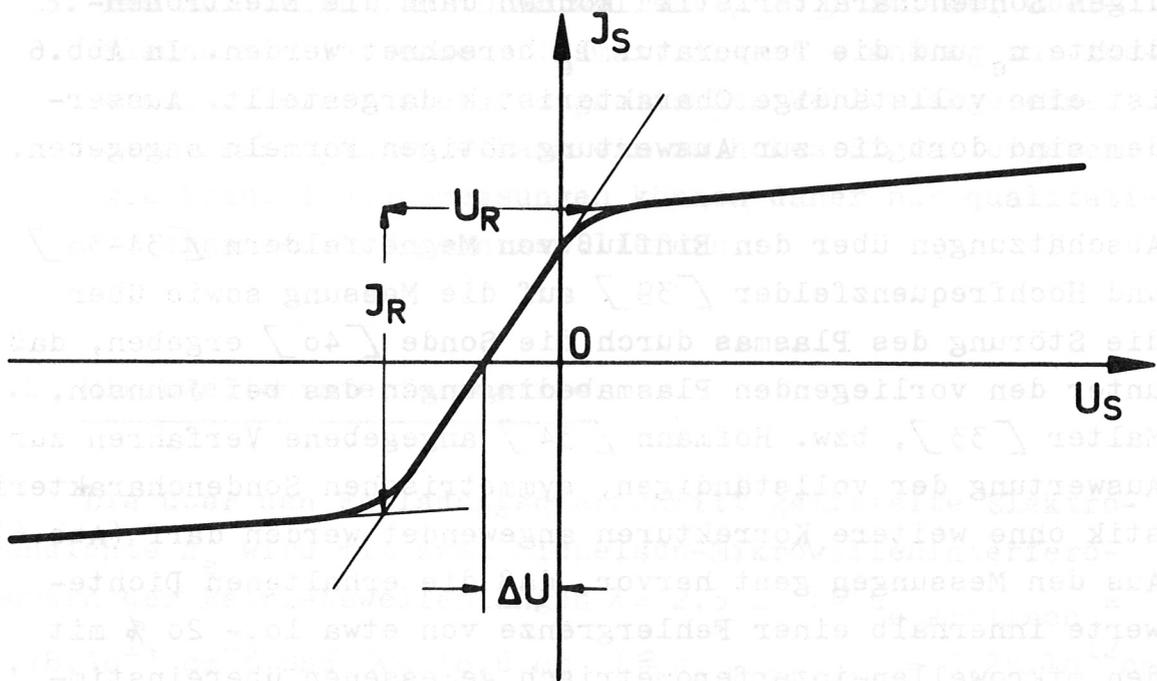


Abb.5: Schaltschema des Doppelsondenmeßkreises zur Aufzeichnung von vollständigen Doppelsondencharakteristiken.



		I_R	in	[A]
1) $T_e = U_R/4$		U_R	"	[V]
		F_{Sonde}	"	[cm ²]
2) $n_e = 1,06 \cdot 10^{13} I_R / (F_S \sqrt{U_R})$		R_a (s. Abb. 5)		[Ohm]
		T_e	in	[eV]
3) $v = 6,25 \cdot 10^{18} \Delta U / (n_e F_S R_a)$		n_e	"	[cm ⁻³]
		v	"	[cm/s]

Abb. 6: Vollständige Doppelsondencharakteristik und die zur Auswertung nötigen Formeln (nach [33,34]).

- T_e = Elektronentemperatur,
- n_e = Elektronendichte,
- v = Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas.

Wird die Doppelsonde in einem strömenden Plasma eingesetzt, so wird bei nacheinander folgender Anströmung der beiden Sondenstifte die in sich symmetrische Sondencharakteristik (Abb.6) längs der Spannungsachse um ΔU verschoben. Nach Hofmann [34] ist ΔU ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit v . Die Funktion $v = v(\Delta U)$ ist als Formel 3) in Abb.6 angegeben.

Die Hauptvoraussetzung für eine einfache Auswertung nach [33, 34] ist die Symmetrie der Doppelsondencharakteristik, die wiederum eine hohe elektrische Symmetrie des Meßkreises voraussetzt. Aus der sehr umfangreichen Literatur über elektrische Sonden ist bisher kein Schaltschema bekannt geworden, das es gestattet, eine vollständige Sondencharakteristik unter Beachtung der Forderungen nach Symmetrie und äußerer Potentialfreiheit ("schwimmend") aufzuzeichnen. Die Abb.5 zeigt ein neu entwickeltes Schema, das beide Forderungen sehr zufriedenstellend löst [41] und dazu eine rasche Aufzeichnung der vollständigen Sondencharakteristik auf einem Oszillographenschirm gestattet. Wegen der dann nur noch kurzen Meßzeit ist die thermische Belastung der Sonde und des Entladungsgefäßes durch das Plasma sehr gering.

Für den Sondenstrom gilt im linearen Anstiegsbereich der Kennlinie bei konstanter Sondenspannung U_s für die Elektronendichte die Beziehung $n_e \sim I_s / \sqrt{T_e}$ [33]. Unter der Annahme nur geringer Temperaturänderungen ist es also möglich, mit $I_s \sim n_e$ die Elektronendichte qualitativ über dem Magnetfeld \vec{B}_z mit einem x-y-Schreiber aufzuzeichnen. Der Einfluß einer Plasmaströmung muß dadurch ausgeschaltet werden, daß die Sondenstifte mit ihrer gemeinsamen Ebene senkrecht zur Strömungsrichtung gestellt werden. Die Charakteristik ist dann symmetrisch zum I_s - und U_s -Nullpunkt. Mit diesem Verfahren wird die Lage der Plasmaresonanzen bestimmt (Kapitel 6).

Ohnenden Z-Pinch vergleichbar günstigere Ergebnisse hinsichtlich Ionisierungsgrad und Temperatur erzielt werden, als mit einer Hf-Entladung.

3.4 Z-Pinch-Diagnostik

An der schnellen Z-Entladung (Abschnitt 2.3) werden zeit-
aufgelöste Strom- und Spannungsmessungen, Bildwandlerauf-
nahmen und Mikrowelleninterferometrie durchgeführt.

- T_e = Elektronentemperatur
- n_e = Elektronendichte
- v = Strömungsgeschwindigkeit der Plasma

4. Meßergebnisse

4.1 Zünd- und Löschverhalten der Entladung

Bei einer Mikrowellenleistung am Generator zwischen 2,2 und 5,0 kW setzt in dem untersuchten Fülldruckbereich (0,1-10 m Torr H₂) ein Zünden der Entladung und damit die Plasmaerzeugung stets nur bei Erfüllung der Elektronenzyklotronresonanzbedingung, d.h. $\omega = \omega_c = e \cdot B_e / c \cdot m_e$ ein. Die Art der Hf-Einkopplung und des Füllgases (Kontrollversuche mit He, N₂) spielt dabei keine Rolle.

Der kleinste untersuchte Fülldruck von 0,1 mTorr H₂ ist dabei nicht als prinzipielle untere Grenze aufzufassen. Vielmehr beginnt bei derartig niedrigen Fülldrücken - trotz ständigen Füllgasdurchsatzes - bereits die Leckrate der Vakuumapparatur zu stören und erlaubt keine exakten Angaben mehr über die Füllgaszusammensetzung. Bei einem Fülldruck von 0,5 mTorr z.B. beträgt die Leckrate im Experiment etwa 3% der Füllrate. Der Einfluß von Verunreinigungen des H₂-Füllgases auf das Zündverhalten der Entladung zeigt sich darin, daß bei Luft als Entladungsgas eine Plasmaerzeugung noch bis zu einem Druck von rund 10^{-5} mTorr nachgewiesen wird. Eine Erhöhung der durchströmenden Wasserstoffmenge zur Reduzierung der Verunreinigungen ist wegen des dann auftretenden Neutralgas-Druckgradienten längs des Gefäßes in diesem Experiment nicht möglich gewesen.

Der obere Grenzwert von 10 mTorr H₂ ist - wie bereits eingangs erwähnt - sowohl experimentell als auch anwendungstechnisch gegeben. Bei höheren Fülldrücken können mit anderen Entladungsanordnungen - wie z.B. dem später zu besprechenden Z-Pinch vergleichbar günstigere Ergebnisse hinsichtlich Ionisierungsgrad und Temperatur erzielt werden, als mit einer Hf-Entladung.

Nach der Zündung des Plasmas in der Elektronenzyklotronresonanz kann für Fülldrucke oberhalb von 0,5 mTorr und 5 kW Senderleistung das Magnetfeld zwischen etwa 100 G und seinem Maximalwert variiert werden, ohne daß die Entladung verlöscht. Bei Fülldrucken unter 0,5 mTorr steigt die untere Magnetfeldgrenze an bis auf etwa 500 G bei 0,1 mTorr.

Es wird eine schwache Abhängigkeit dieser unteren Magnetfeldgrenze von der eingestrahlten Hf-Leistung beobachtet: Bei einer Abnahme der Senderleistung um 54 % auf 2,2 kW nimmt das untere Grenzmagnetfeld um ca. 20 % zu.

Eine obere Grenze für das überlagerte Magnetfeld kann im Rahmen der experimentellen Möglichkeiten ($B_z \leq 1,5 \text{ kG}$) nicht festgestellt werden. Dieses Verhalten gilt für alle untersuchten Einkopplungen, bei denen sich die Mikrowellenantenne im Bereich homogenen Magnetfeldes befindet.

Liegt dagegen - wie für die end-on-Einstrahlung eingehend untersucht wurde [22] - der Übergang Antenne-Vakuumfenster-Plasma in einem inhomogenen \vec{B}_z -Feld (etwa am Ende einer Spule, Abb.1, oben), so können sich sehr unterschiedliche Entladungsformen ausbilden: Es entsteht bei Fülldrucken oberhalb etwa 3 mTorr ein auf die von der Hornantenne erfaßte magnetische Flußröhre begrenzter enger Entladungskanal mit einer Dichte $n_e \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} > n_{e \text{ krit}}$ oder bei geringeren Fülldrucken ein nahezu den ganzen Gefäßquerschnitt ausfüllendes Plasma mit einer etwa um eine Größenordnung kleineren Elektronendichte. Der Übergang von der ersten zur zweiten Entladungsform erfolgt sprunghaft bei einem kritischen Fülldruck (bzw. Magnetfeld). Nach den durchgeführten Untersuchungen ändert sich hier die Art der Mikrowellenausbreitung, die im Einkoppelgebiet schräg zum Magnet-

feld bzw. zur Plasmaoberfläche verläuft, in folgender Weise: Bei einer Elektronendichte $n_e \approx n_{e \text{ krit}}$ sorgt der hohe Brechungsindex des Plasmas und damit die hohe Reflexion der Hochfrequenzstrahlung an der Grenze Plasma - umgebendes Neutralgas dafür, daß die Mikrowellen den Entladungskanal nicht mehr verlassen können (Lichtleitereffekt) und in ihm absorbiert werden. Die zur Verfügung stehende Hf-Leistung bleibt damit auf ein kleines Plasmavolumen mit entsprechend geringeren Verlusten begrenzt und erzeugt in ihm daher eine höhere Dichte $n_e > n_{e \text{ krit}}$. Eine quantitative Erklärung dieses sprungartig einsetzenden Vorgangs ist wegen der unübersichtlichen Feld- und Dichteverhältnisse als hoffnungslos [22] aufgegeben worden. Musil und Záček [31] geben eine andere, jedoch ebenfalls nur qualitative Erklärung: Mit steigender Dichte nimmt plötzlich die anomale Absorption der links-zirkularpolarisierten Komponente der eingestrahlten linearen Welle infolge von Landau-Dämpfung zu und erklärt damit ein sprunghaftes Ansteigen der Dichte.

Die eben aufgezeigten Schwierigkeiten lassen sich, wie schon erwähnt, dadurch beheben, daß der Übergang Antenne- Plasma in den Bereich homogenen Magnetfeldes verlegt wird (Abb.1, oben-unten). Die folgenden Meßergebnisse sind an unter dieser Bedingung erzeugten Plasmen gewonnen. Auch wird im folgenden vorerst nur der Resonanzfall d.h. eingestrahlte Frequenz = Elektronenzyklotronfrequenz untersucht.

4.2 Plasmastruktur

Momentaufnahmen von der Entladung liefern bereits qualitative Aussagen über das allgemeine Verhalten und die Struktur des Plasmas sowie über die zu erwartenden Dichteprofile. Dies stellt sich als besonders wichtig bei der Verwendung der $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Antenne heraus, wie noch im einzelnen gezeigt wird.

Nach diesen Aufnahmen von der Entladung (side-on und end-on) gelingt es mit den beschriebenen Einkopplungen im Fülldruckbereich unter ca. 4mTorr Plasmen zu erzeugen, die sich trotz der lokal beschränkten Energiezufuhr über die volle Spulenlänge von 145 cm bei ($k \parallel B_z$) (Abb.1) bzw. 168 cm bei ($k \perp B_z$) (Abb.2.) erstrecken. Mit zunehmendem Druck werden die Plasmasäulen kürzer: Die pro Teilchen im Volumen zur Verfügung stehende Hf-Leistung nimmt mit steigender Dichte ab, während die Ladungsträgerverluste durch Diffusion mit wachsendem Dichtegradienten senkrecht und am antennenfernen Ende zusätzlich auch parallel zum Magnetfeld zunehmen [42].

Bei der axialen Einstrahlung ($k \parallel B_z$) wird die Zylindersymmetrie der Anordnung weitgehend gewahrt. Es bildet sich daher eine gleichmäßig über fast den ganzen Gefäßquerschnitt leuchtende Plasmasäule aus. Für diesen Fall ist also ein symmetrisches radiales Dichteprofil zu erwarten.

Anders verhält es sich bei den radial einstrahlenden ($k \perp B_z$)-Antennen. Hier ist bereits auf Grund der verschiedenen Leerlauf- \vec{E} -Feldverteilungen in den Verzweigungen ein Unterschied gegeben - wie in Abschnitt 2.2 an Hand der Abb.3 ausgeführt ist - je nachdem, ob der elektrische Feldvektor \vec{E} senkrecht oder parallel zu \vec{B}_z eingestrahlt wird.

Auf den Aufnahmen der bei ($k \perp B_z, E \parallel B_z$)-Ankopplung erzeugten Plasmen sind, wie nach Kapitel 2.2 zu erwarten ist, keine Asymmetrien zu erkennen. Die Umwandlung der eingespeisten H_{10} -Welle in den H_{11} -Mode wird also nicht durch das Plasma gestört, so daß sich am Antennenausgang auf Grund des dort zur Gefäßachse symmetrischen E-Feldes auch eine ebenso symmetrische Plasmasäule bildet.

Bei der ($k \perp B_z, E \perp B_z$)-Einkopplung dagegen wird bereits unmittelbar vor der Einkoppelöffnung am Übergang vom Speisehohlleiter zum T-Rohr - wie im Abschnitt 2.2 schon vermutet - eine Plasmaschicht hoher Elektronendichte erzeugt, die ein weiteres Eindringen der H_{10} -Welle in das T-Rohr verhindert.

Diese Schicht breitet sich durch Diffusion bevorzugt längs der Magnetfeldlinien aus, d.h. es entsteht ein schmaler Plasmakanal entlang der der Einkopplungsöffnung in der T-Rohr-Antenne zugewandten Gefäßwand. Abb.7 zeigt ein typisches Beispiel für diese Erscheinungsform. Auf der axialen Aufnahme ("end-on", Abb.7, oben) ist zu erkennen, daß in der Verzweigung der $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Antenne das Plasma bevorzugt in zwei Gebieten übereinander erzeugt wird. Im Mittelbereich zwischen den beiden Erzeugungsgebieten wird wahrscheinlich durch Interferenz der an der Rohrwand reflektierten Welle mit der primären ein feldfreies Gebiet erzeugt. Eine Umwandlung der H_{10} -Mode im Speisehohlleiter in einen höheren Wellentyp ist unmöglich, da die Abmessungen des Speiseleiters nur den H_{10} -Typ als stabile Welle zulassen. Die Plasmaerzeugung in zwei Bereichen der T-Rohr-Antenne $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ führt dazu, daß besonders bei Fülldrucken über etwa 5 m Torr der entlang der Gefäßwand sich ausbildende Plasmakanal in zwei Zweige aufspaltet, wie in Abb.7, unten zu sehen ist. Die aus den Aufnahmen entnommene Dicke des Plasmakanals von etwa 2 cm stimmt mit der nach Spitzer [42] berechneten Eindringtiefe der 2,45 GHz-Welle in ein stoßfreies Plasma (Stoßfrequenz \ll eingestrahlte Frequenz) überein. Dies ist ein weiteres Zeichen für den beschriebenen Entstehungsmechanismus dieser äußerst inhomogenen asymmetrischen Plasmakonfiguration. Für die Dichte sind daher zwei zur Einstrahlungsseite hin verschobene Maxima zu erwarten und bei auf der Gefäßachse gemessenen Dichten infolge des Aufspaltens ein rascher Abfall zum antennenfernen Ende.

Die hier untersuchten Plasmen werden in stationären Entladungen erzeugt, d.h. die Plasmaparameter Dichte und Temperatur stellen sich aufgrund eines stationären Gleichgewichtes zwischen Energiezufuhr und Verlusten ein. Die Energieeinkopplung ihrerseits aber hängt wieder von den Plasmaparametern ab.

Im folgenden Abschnitt 4.3 werden zunächst die Ergebnisse der Dichtemessungen dargestellt und in einem weiteren Absatz 4.4 die aus den Doppelsondenmessungen erhaltenen Elektronentemperaturwerte. Abschließend in 4.5 folgt eine Gegenüberstellung dieser Werte mit den von den Antennen abgestrahlten Hochfrequenzleistungen bzw. ihren Wirkungsgraden (bezogen auf die Senderleistung).

4.3 Dichte, Dichteprofile, Ionisierungsgrad

4.3.1 ($k \parallel B_z$)-Antenne

In Abb.8 sind die an den drei ausgewählten Meßstellen 1 - 3 (Abb.1 bzw.2, die entsprechenden z-Abstände von den Antennenebenen sind in die Diagramme eingetragen) auf der Gefäßachse gemessenen Elektronendichtewerte $n_e(p)$ über dem Fülldruck p dargestellt. Wie zu erkennen ist, liefert die axiale, d.h. ($k \parallel B_z$)-Einstrahlung die höchsten Dichtewerte mit rund $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Dieser Wert übersteigt die durch die Plasma- oder cut-off-Frequenz ω_p gegebene, sogenannte kritische Dichte $n_{e \text{ krit.}} = 7,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ etwa um den Faktor 3.

Die Elektronendichte ist unter $\approx 3 \text{ mTorr}$ (vgl. dazu Abschnitt 4.6) nahezu unabhängig vom Fülldruck. Abschätzungen (s.unten) ergeben, daß die Plasmaverluste senkrecht zu \vec{B}_z gering sind. Das Plasma verteilt sich über die volle Spulenlänge und ist über z nahezu homogen. Abb.9 zeigt als Beispiel die Verteilung $n_e(z)$ ($k \parallel B_z$) bei $0,5 \text{ m Torr}$ Fülldruck. Das Vorliegen einer axialen Plasmaströmung wird durch Doppelsondenmessungen mit in z -Richtung hintereinander angeordneten Sondenstiften (Abschnitt 3.3) bestätigt.

Sie liefern eine axiale Strömungsgeschwindigkeit $v \approx 10^6$ cm/s, die der Ausbreitungsgeschwindigkeit des aufgrund des gemessenen Temperaturgradienten (Abschnitt 4.4) zum antennenfer-

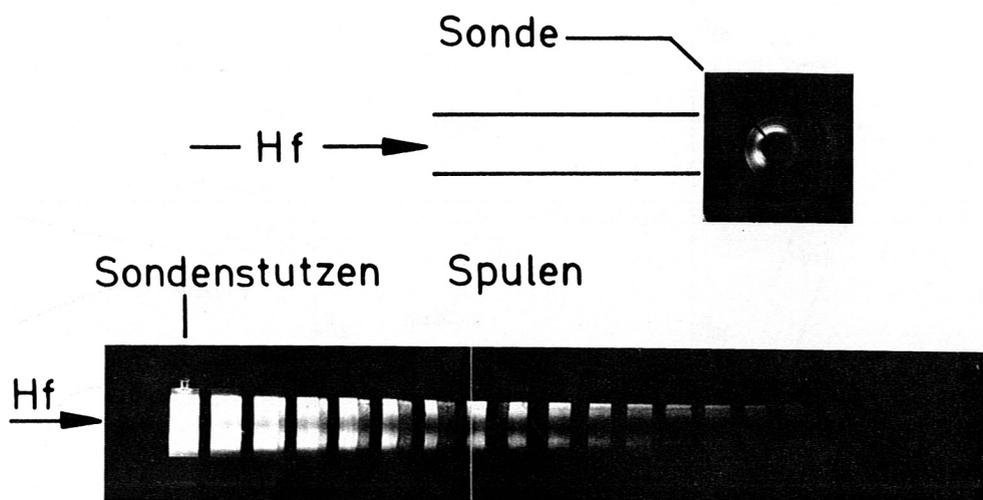


Abb. 7: Momentaufnahme von einer asymmetrischen Entladung bei $(k \perp B, E \perp B)$ -Mikrowelleneinstrahlung (Hf).

oben: end-on-Aufnahme von den beiden Plasmaerzeugungsgebieten vor der Einkoppelöffnung, asymmetrisch zur Gefäßachse,

unten: side-on-Aufnahme von der Aufspaltung der Plasmasäule in zwei Zweige.

nen Spulenende strömenden Plasmas entspricht. Diese Strömung ist ein Beleg dafür, daß das Plasma vorwiegend in Antennennähe gebildet wird und sich von dort ungestört längs der Magnetfeldlinien ausbreitet. Auf Grund der Transmissionsmessungen (Abschnitt 4.5) kann eine geringe Nachionisierung

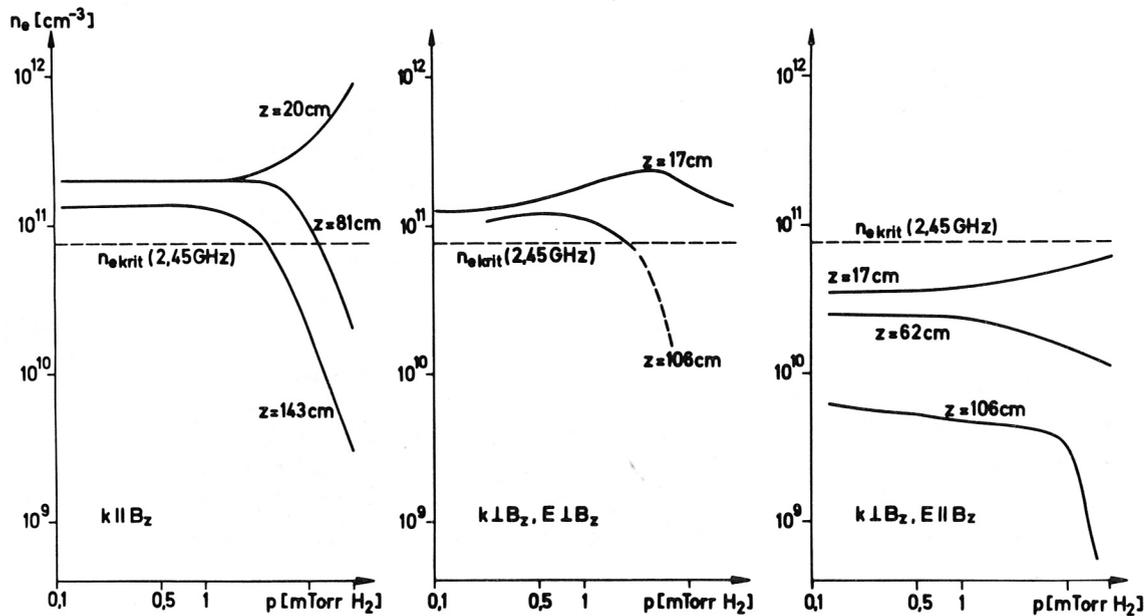


Abb.8: Elektronendichte n_e als Funktion vom Fülldruck p , Magnetron-Leistung $P_0 = 4,8$ kW.

links: axiale ($k \parallel B_z$)-Einstrahlung, z = Abstand vom Endfenster (= Antennenebene),

mitte: radiale ($k \perp B_z, E \perp B_z$)-Einkopplung, z = Abstand von der Mittelebene der T-Rohranteenne,

rechts: radiale ($k \perp B_z, E \parallel B_z$)-Einkopplung, z = Abstand von der Mittelebene der T-Rohranteenne.

durch die Hf auch bei großen z -Werten nicht ausgeschlossen werden. Abschätzungen zur Diffusion senkrecht zu \vec{B}_z nach

Spitzer [42] zeigen, daß die axialen Teilchengeschwindigkeiten die radiale Diffusionsgeschwindigkeit um etwa das 10^6 -fache übersteigen. Unter den vorliegenden Versuchsbedingungen treten also Ladungsträgerverluste hauptsächlich in axialer Richtung auf.

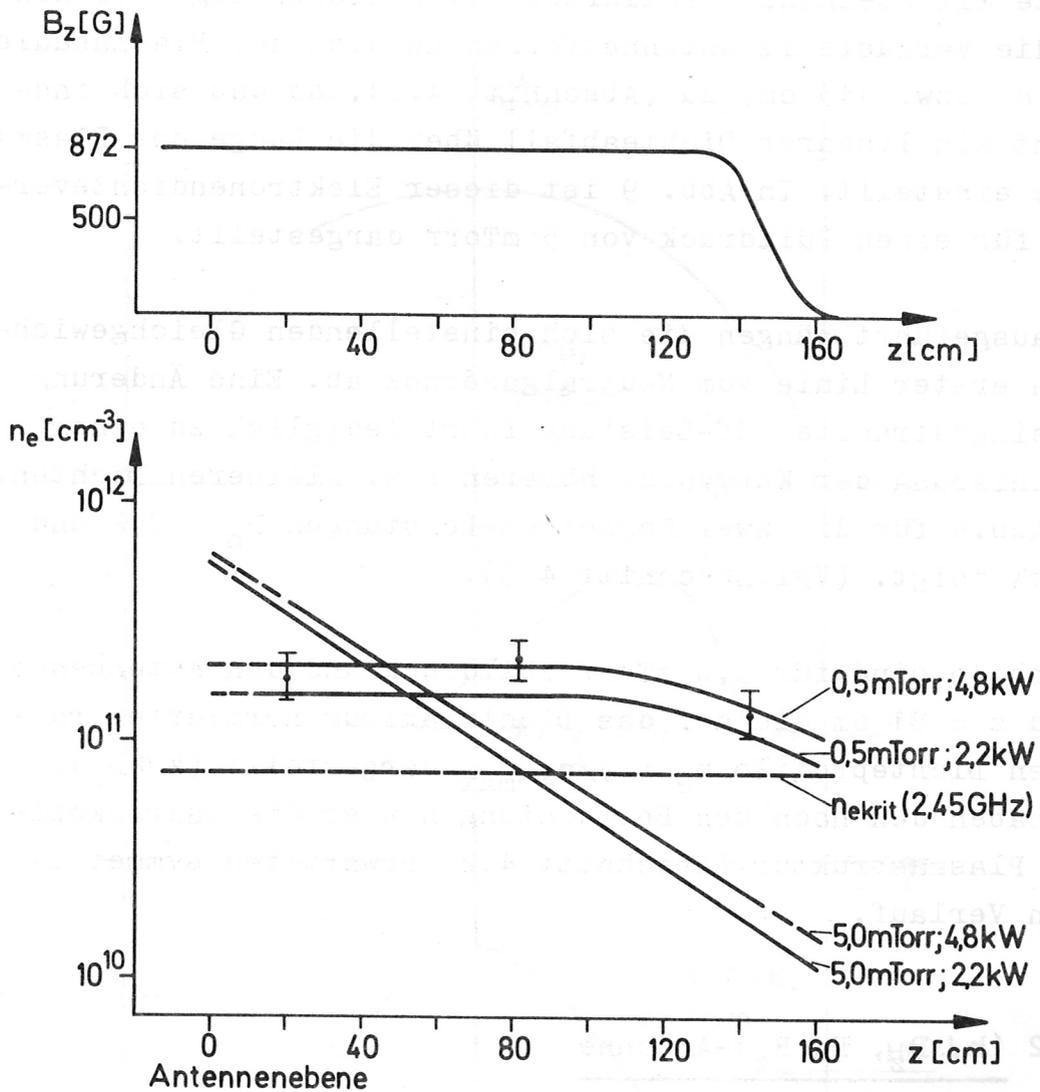


Abb. 9: Axiale Elektronendichteprofile $n_e(z)$ bei axialer ($k \parallel B_z$)-Einstrahlung.

Fülldruck: $p = 0,5 \text{ mTorr}$ und $5,0 \text{ mTorr}$,

Magnetron-Leistung: $P_0 = 2,2 \text{ kW}$ und $4,8 \text{ kW}$.

Mit steigendem Druck wächst die Dichte in unmittelbarer Nähe der Antenne (Meßstelle 1, $z = 20$ cm) auf etwa 10^{12} cm⁻³ bei $p = 10$ mTorr an, während sie gleichzeitig zum antennenfernen Ende (Meßstellen 2,3; $z = 81$ bzw. 143 cm) hin stark abfällt. Demnach nimmt die Absorption der Hf-Leistung in der antennennahen Plasmaschicht und damit die Elektronendichte mit steigendem Fülldruck zu. Gleichzeitig aber nehmen die Verluste im antennenfernen Bereich der Plasmasäule ($z = 81$ bzw. 143 cm) zu (Abschnitt 4.6), so daß sich insgesamt ein linearer Dichteabfall über die Länge der Plasmasäule einstellt. In Abb. 9 ist dieser Elektronendichteverlauf für einen Fülldruck von 5 mTorr dargestellt.

Wie ausgeführt, hängen die sich einstellenden Gleichgewichte in erster Linie vom Neutralgasdruck ab. Eine Änderung der eingestrahlten Hf-Leistung führt lediglich zu einer Verschiebung der Kurven zu höheren bzw. kleineren Dichten, wie Abb. 9 für die zwei Magnetron-Leistungen $P_0 = 2,2$ und $4,8$ kW zeigt. (Vgl. Abschnitt 4.5).

In Abb. 10 sind für $5,0$ mTorr Fülldruck und den Antennenabstand $z = 81$ cm die auf das Dichtemaximum normierten radialen Dichteprofile $n_e(r)/n_{e \text{ max}}$ dargestellt ($k \parallel B_z$). Sie haben den nach den Betrachtungen über die makroskopische Plasmastruktur (Abschnitt 4.2) erwarteten symmetrischen Verlauf.

4.3.2 ($k \perp B_z, E \perp B_z$)-Antenne

Ein Vergleich der $n_e(p)$ -Kurven (Abb. 8) für ($k \parallel B_z$)-Einkopplung mit den qualitativ gleich verlaufenden Dichtekurven bei ($k \perp B_z$)-Ankopplung zeigt, daß n_e -abgesehen von der maximal erzeugten Elektronendichte- wiederum oberhalb von etwa 3 mTorr Fülldruck zum antennenfernen Ende hin rasch abfällt, in Antennennähe dagegen ansteigt. Das erneute Absinken bei höheren Drucken der bei ($k \perp B_z, E \perp B_z$)-Ankopplung und bei $z = 17$ cm

gewonnenen n_e -Werte läßt sich mit dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen Aufspalten der Plasmasäule erklären. Die auf die Gefäßachse einjustierte Sonde mißt dann außerhalb des eigentlichen Plasmakanals, wie die end-on-Aufnahme (Abb.7, oben) zeigt, Die entsprechenden Verläufe von $n_e(z)$ für 0,5 und 5,0 mTorr Fülldruck sind in Abb.11 wiedergegeben.

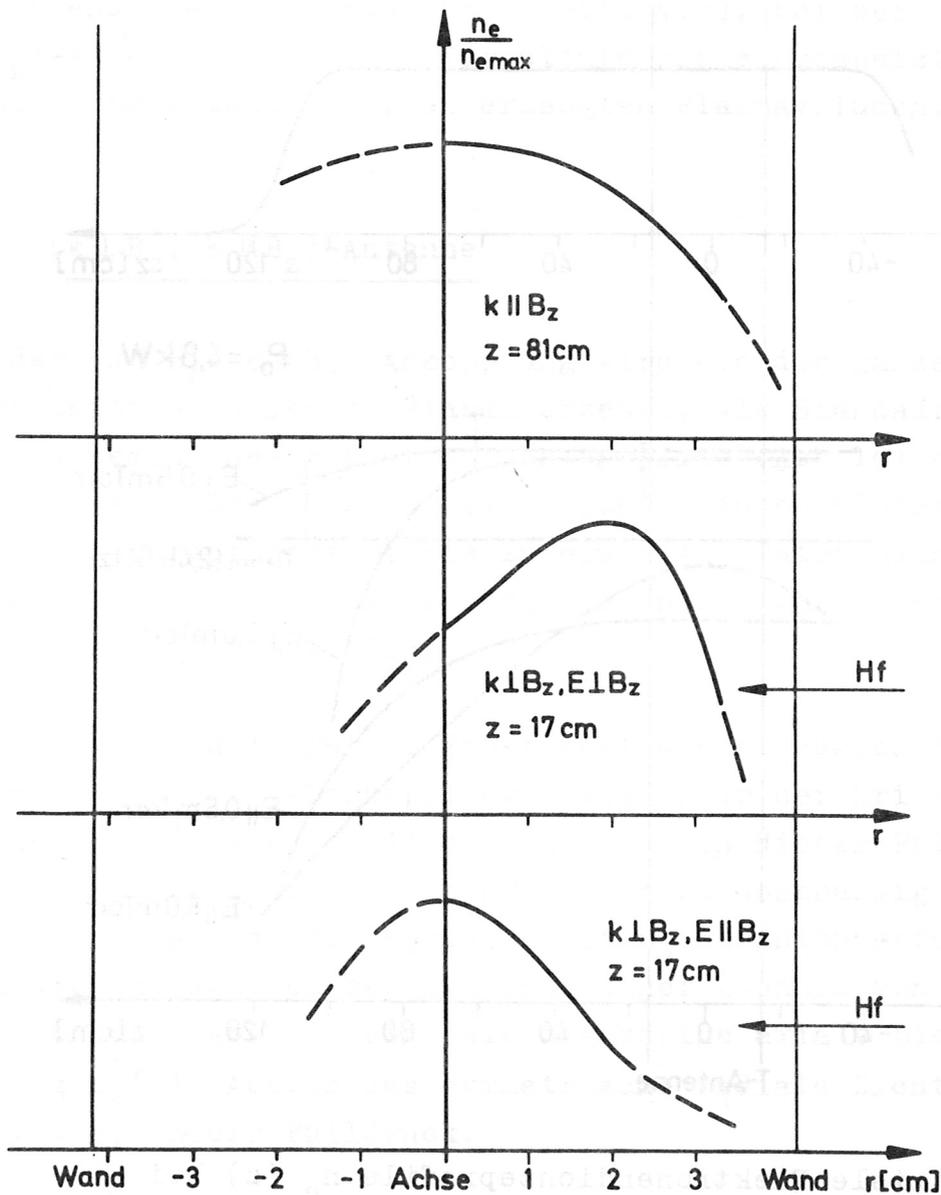


Abb.10: Radiale Elektronendichteprofile $n_e(r)/n_{e,max}$.
 Fülldruck $p=5$ mTorr, Magnetron-Leistung $P_0=4,8$ kW.

oben: $(k \parallel B_z)$ -, mitte: $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -, unten: $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -
 Einstrahlung (Hf).

Die radialen Dichteprofile (Abb.10) -über einen der beiden Plasmazweige (vgl. Abb.7) unmittelbar neben der Antenne ($z = 17 \text{ cm}$) gemessen - zeigen noch einmal quantitativ die Asymmetrie der Entladung bei $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Einstrahlung.

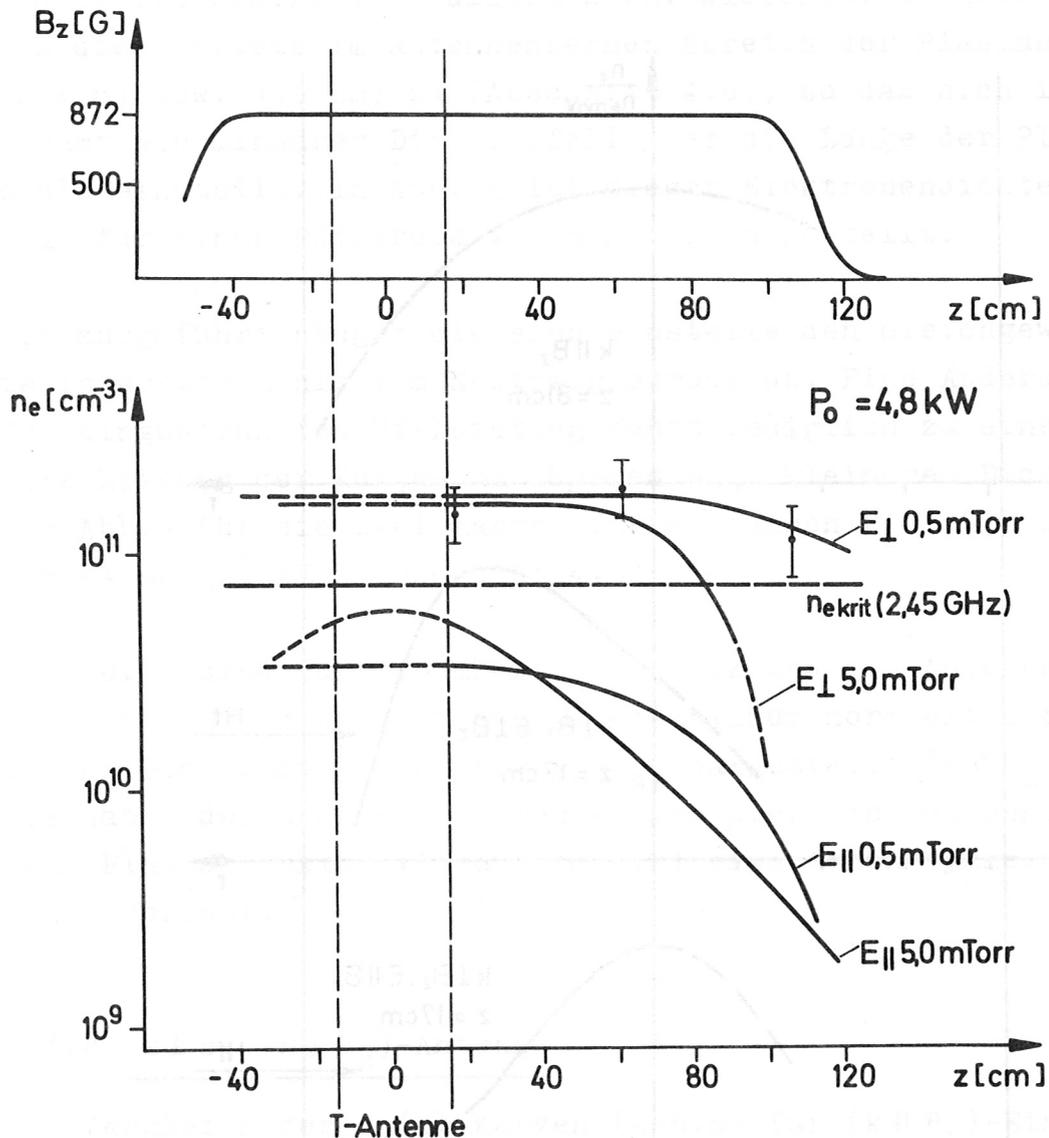


Abb.11: Axiale Elektronendichteprofile $n_e(z)$ bei radialer $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ - und $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Einstrahlung.

Fülldruck: $p = 0,5 \text{ mTorr}$ und $5,0 \text{ mTorr}$,

Magnetron-Leistung: $P_0 = 4,8 \text{ kW}$.

Die Halbwertsbreite der Profile entspricht etwa wiederum der Skinschichtdicke bei 2,45 GHz.

Die mit $(k \parallel B_z)$ - und $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Einkopplung erzeugten Plasmen haben Dichten, die über der durch die Plasmafrequenz gegebenen kritischen Elektronendichte liegen. Dies hängt im $(k \parallel B_z)$ -Fall zusammen mit der anpassungsmäßig günstigen end-on-Einspeisung (Abschnitt 4.5), bei der $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Antenne mit dem im Verhältnis zur eingespeisten Hf-Leistung relativ kleinen erzeugten Plasmavolumen.

4.3.3 $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Antenne

Mit der $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Ankopplung wird ein den ganzen Rohrquerschnitt erfüllendes Plasma erzeugt, wie Standaufnahmen und die gemessenen radialen Dichteprofile (Abb.10) ergeben. Entsprechend wäre bereits bei gleicher eingespeister Hf-Leistung eine niedrigere Dichte zu erwarten. Tatsächlich ist diese Leistung jedoch geringer, als in den vorher besprochenen Fällen (Abschnitt 4.5).

Dementsprechend liegen im Experiment die erzeugten Dichten bei $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Einkopplung stets unter der kritischen Dichte $n_e \text{ krit}$ wie Abb.11 angibt. Auch in diesem Falle ist n_e bei Drucken unter etwa 3 mTorr nahezu unabhängig vom Fülldruck. Oberhalb dieses Wertes nimmt n_e im antennenfernen Gebiet wieder rasch ab bei gleichzeitiger Zunahme von n_e in Antennennähe. Abb.11 zeigt die zugehörige axiale Dichteverteilung $n_e(z)$, Abb.10 das symmetrische radiale Dichteprofil für $p = 5,0$ mTorr Fülldruck.

Die mit den untersuchten Einkopplungen erreichten Ionisierungsgrade α lassen sich an Hand der dargelegten Dichtewerte zu $0,5 \leq \alpha \leq 30$ % berechnen.

4.4 Elektronentemperatur

Die ebenfalls aus den Doppelsondenmessungen erhaltenen Elektronentemperaturen T_e zeigen ein von den gemessenen Dichten n_e unabhängiges Verhalten. Abb.12 zeigt für die auf der Achse bei $z = 81$ cm ($k \parallel B_z$) bzw. $z = 62$ cm ($k \perp B_z$), d.h. etwa bei der halben Länge der erzeugten Plasmasäulen gemessenen Werte, mit steigendem Fülldruck einen schwachen Abfall. Dieser Verlauf ist zu erwarten, da die pro Teilchen absorbierte Mikrowellen-Leistung (Magnetron-Leistung $P_0 = \text{konst}$) mit zunehmendem Druck ebenfalls abnimmt. Da nur ein geringer Temperaturgradient über z ermittelt wird, sind die dargestellten Kurven innerhalb der in Abb.12 angegebenen Fehlergrenze für das ganze Plasma repräsentativ.

Die für einen mittleren Fülldruck erreichten Elektronentemperaturwerte sind bei der ($k \parallel B_z$)-Einstrahlung $T_e \approx 5$ eV. Bei den anpassungsmäßig etwas ungünstigeren seitlichen Einkopplungen der Mikrowellen werden dagegen nur 1,2 eV erreicht.

4.5 Leistungseinkopplung

4.5.1 ($k \parallel B_z$)-Antenne

Wie bereits in Abschnitt 4.2 erläutert, sind die bisher dargestellten Meßwerte, Dichte und Temperatur, Gleichgewichtswerte. Verluste durch Diffusion senkrecht und parallel zu \vec{B}_z sowie durch Rekombination müssen durch Nachionisierung im Hf-Feld kompensiert werden. Die dazu notwendige Leistung muß über das Einkoppelsystem nachgeliefert werden. Strahlungsverluste sind bei den erreichten Plasmaparametern zu vernachlässigen.

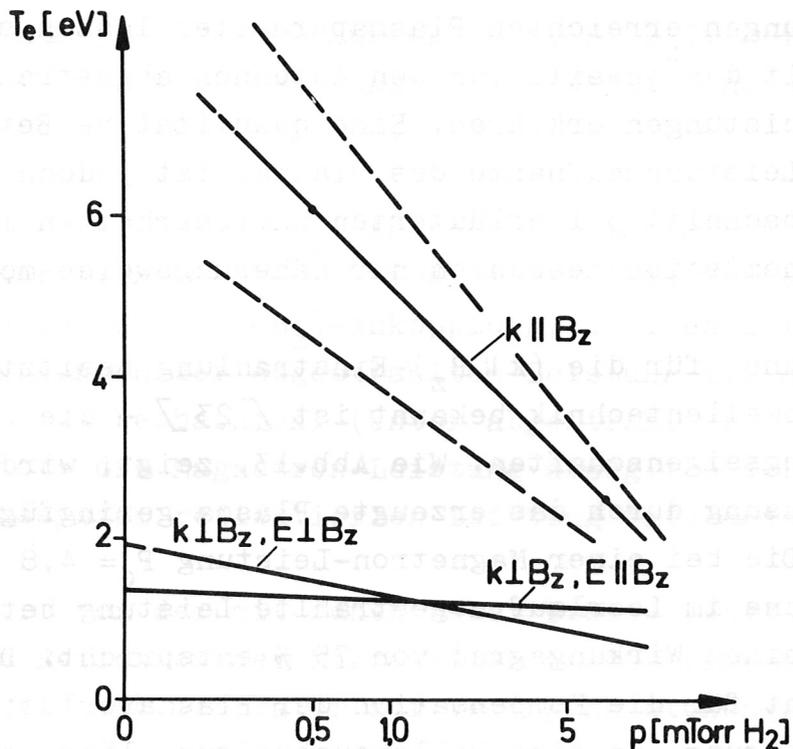


Abb.12: Elektronentemperatur T_e als Funktion vom Füll-
druck p bei $(k \parallel B_z)$ -, $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ - und
 $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Einstrahlung,
Magnetron-Leistung: $P_0 = 4,8$ kW.
(relativer Fehler: 25 %, für $(k \parallel B_z)$ gestrichelt
eingezeichnet).

Der Wirkungsgrad der verschiedenen untersuchten Einkopplungen stellt sich als unabhängig von der Generator-Leistung P_0 heraus: Wird P_0 von 4,8 kW - dem während der vorliegenden Untersuchungen hauptsächlich eingestellten Magnetron-Betriebswert- auf 2,2 kW gesenkt, so nehmen die gemessenen Dichtewerte gleichmäßig über z und r um etwa diesen Prozentsatz ab. Die Abhängigkeit vom Fülldruck bleibt qualitativ erhalten.

Die unterschiedlichen Werte der mit den drei verschiedenen Einkopplungen erreichten Plasmaparameter lassen sich qualitativ mit den jeweils von den Antennen abgestrahlten Mikrowellenleistungen erklären. Eine quantitative Betrachtung der Hf-Leistungsaufnahme des Plasmas ist jedoch wegen der in Abschnitt 3.1 erläuterten Unsicherheiten in den 2,45-GHz-Transmissionsmessungen nur näherungsweise möglich.

Die Hornantenne für die ($k \parallel B_z$)-Einstrahlung besitzt -wie aus der Mikrowellentechnik bekannt ist [23] - die besten Anpassungseigenschaften. Wie Abb.13. zeigt, wird die Leerlaufanpassung durch das erzeugte Plasma geringfügig verbessert. Die bei einer Magnetron-Leistung $P_0 = 4,8$ kW von der Antenne im Leerlauf abgestrahlte Leistung beträgt 3,6 kW, was einem Wirkungsgrad von 75 % entspricht. Diese Leistung steht für die Kompensation der Plasmaverluste voll zur Verfügung, da eine Wellenausbreitung längs z durch das Plasma nicht beobachtet wird. Sie ist auch wegen der erzeugten überkritischen Dichte $n_e > n_{e \text{ krit}}$ nicht zu erwarten.

Ein zusätzliches Zeichen dafür, daß keine Wellenausbreitung durch das Plasma stattfindet, ist das Auftreten von Schatten hinter Hindernissen, die in das Plasma eingebracht sind. Diese Schatten lassen sich durch die Strömung der Ladungsträger vom Erzeugungsort zum Plasmasäulenende parallel zu \vec{B}_z erklären. Im Schattengebiet wird keine Ionisierung durch eventuell vorhandene Hf mehr beobachtet. Abb.14 zeigt ein typisches Beispiel für einen solchen Schatten.

4.5.2 ($k \perp B_z$)-Antennen

Bei den T-Rohr-Antennen dagegen ist von vornherein mit einer relativ schlechten Leerlaufanpassung zu rechnen [23].

Die Messungen ergeben Leerlaufwirkungsgrade von 20 % für $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ und 76 % für $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$, gerechnet für beide Äste der T-Verzweigung. Diese Werte sind ebenfalls links in Abb.13 aufgetragen.

Da mit der $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Antenne ebenfalls ein Plasma überkritischer Dichte erzeugt wird, liegen die Verhältnisse ähnlich wie bei der $(k \parallel B_z)$ -Ankopplung, d.h. es ist ein geringes Abnehmen der abgestrahlten Leistung mit steigendem Fülldruck zu beobachten. (Unter abgestrahlter Leistung wird dabei stets die Magnetron-Leistung abzüglich der im Einkopplungssystem reflektierten Leistung verstanden).

Dies rührt von der mit zunehmender Dichte (Abschnitt 4.3) erhöhten Reflexion der Mikrowellen an der Plasmaoberfläche her. Da die vom Generator zur Verfügung stehende Leistung bei den $(k \perp B_z)$ -Antennen über das T-Rohr auf zwei Plasmasäulen zu beiden Seiten der Einkoppelstelle verteilt wird, liegen die in einer der beiden Säulen erreichten Werte erwartungsgemäß unter denen für end-on-Einstrahlung. In beiden Fällen $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ bzw. $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ haben die Temperatur und die eingestrahlte Leistung den gleichen Gang mit dem Fülldruck.

Ein von den vorher genannten Fällen unterschiedliches Verhalten zeigt die $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Antenne (Abb.13). Der Antennenwirkungsgrad (für beide Zweige des T-Rohres gerechnet) nimmt während der Plasmaerzeugung auf 40 % ab. (Leerlauf 75 %). Gleichzeitig wird in Transmission ein hohes Mikrowellensignal festgestellt, das nahezu dem ohne Plasma entspricht. Da wiederum eine scharfe Schattenbildung hinter einem Hindernis festgestellt wird, ist dieser Befund einmal dadurch zu erklären, daß ein großer Teil der Hf-Leistung (Abschnitt 3.1) entlang der Plasmaoberfläche, etwa

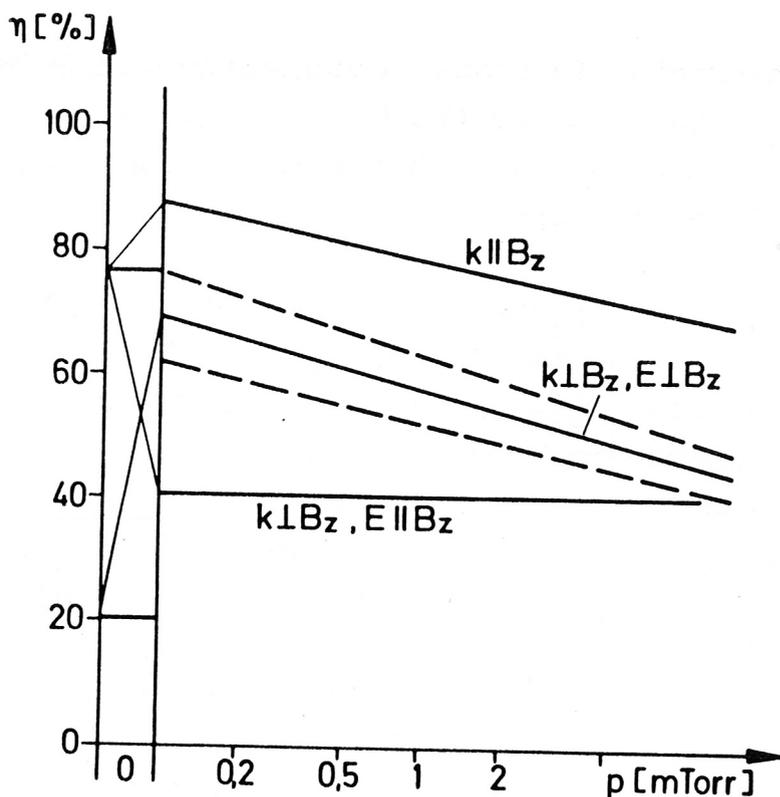


Abb. 13: Antennenwirkungsgrad η als Funktion vom Fülldruck p sowie im Leerlauf ($p = 0$).
(η = Prozentsatz der Magnetron-Leistung, der von der Antenne abgestrahlt wird)

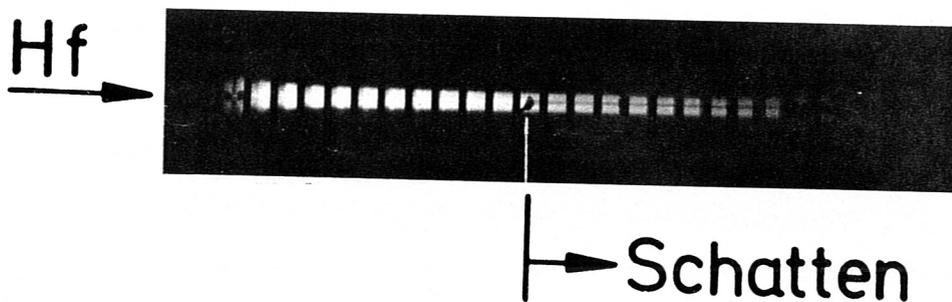


Abb. 14: Schattenbildung hinter einem Hindernis, Mikrowellenleistungseinstrahlung (Hf) von links

als sogenannte Drahtwelle [23], transportiert wird.

Daneben deuten Transmissionsmessungen dicht neben der Elektronenzyklotronresonanz eine weitere Erklärungsmöglichkeit an. Diese Untersuchungen zeigen, daß das Transmissionsignal nur im Resonanzfall auftritt. Es kann also nicht ausgeschlossen werden, daß sich auch im Plasma selbst eine Welle mit dort sehr kurzer Wellenlänge (\ll gegen Hindernisabmessungen) und wenig gedämpft (geringe Energieabsorption) fortpflanzt. Nähere Aussagen über die Energieeinkopplung sind wegen der Unsicherheiten in der Interpretation der Transmissionsmessungen (Abschnitt 3.1) nicht möglich. Aus der Unabhängigkeit der von der ($k \perp B_z, E \parallel B_z$)-Antenne abgestrahlten Leistung vom Fülldruck, ebenso aus der Konstanz von $T_e(p) \approx 1,2$ eV mit p und z sowie aus der geringen erzeugten Teilchendichte n_e muß jedoch auf eine im Vergleich zu den anderen Antennen um mindestens eine Größenordnung geringere Hf-Leistungseinkopplung geschlossen werden.

Im folgenden Abschnitt wird eine Diskussion des Energie- und Teilchengleichgewichtes an Hand eines von Anisimov et al. [24, 26] vorgeschlagenen Modells gegeben.

4.6 Energie und Teilchengleichgewicht

In einem hochfrequenten Wechselfeld ($f = 2,45$ GHz) werden unter den vorliegenden Bedingungen nur die Elektronen geheizt [19]. Die trägen Ionen können den Feldänderungen nicht folgen und daher aus dem Hf-Feld keine Energie aufnehmen. Das bedeutet, daß im wesentlichen die Elektronen als die weitaus schnellere Plasmakomponente die Ladungsträgerverluste aus dem Plasma bestimmen. Die Elektronen

ziehen auf Grund des durch ihr Ausströmen gebildeten Raumladungsfeldes die Ionen nach. Dieser Vorgang wird als ambipolare Diffusion bezeichnet (s.z.B. Brown [43]).

Die bereits früher genannte Abschätzung zu den Verlusten durch Diffusion senkrecht zu B_z nach Spitzer [42] ergibt, daß die Diffusionsgeschwindigkeit v_D der Elektronen senkrecht zu B_z unbedeutend ist ($v_D \approx 1$ cm/sec, bei $n_e = 2 \cdot 10^{11}$ cm $^{-3}$ und $T_e = 2$ eV). Die Verluste sind also fast ausschließlich durch das axiale Ausströmen des Plasmas zu den Enden hin bestimmt. Um näheren Aufschluß über die Art dieses Verlustmechanismus zu erhalten, werden die für eine Ablenkung der Elektronen aus der z-Richtung und damit für die Verluste zum Ende hin maßgeblichen Elektronenstoßprozesse miteinander verglichen. Die wesentlichen Prozesse und ihre zugehörigen Stoßquerschnitte sind:

$$\text{Ionisationsstöße} \quad \sigma_i \approx 1,1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad [44]$$

$$\text{Stöße mit Neutralteilchen} \quad \sigma_n \approx 1,4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad [43]$$

$$\text{Elektron-Elektron-Stöße} \quad \sigma_{ee} \approx 4 \cdot 10^{-13} / T_e^2 \text{ cm}^2$$

$$\text{Elektron-Ion-Stöße} \quad \sigma_{ei} \approx 2 \cdot 10^{-13} / T_e^2 \text{ cm}^2$$

$$(T_e \text{ in } [eV]) \quad [42]$$

Unter den im Experiment vorliegenden Bedingungen sind also die beiden zuletzt aufgeführten Prozesse bei etwa gleicher Wahrscheinlichkeit am häufigsten. Wegen der Quasineutralität ($n_e = n_{\text{Ionen}}$) des Plasmas und $\sigma_{ee} \approx \sigma_{ei}$ kann damit die mittlere freie Weglänge der Elektronen s angegeben werden: $s \approx 1/(2n\sigma_{ee})$.

Ist nun s groß gegen die Länge L der Entladungssäule, so strömen die Elektronen praktisch ungestört mit der Geschwin-

digkeit für ambipolare Diffusion parallel zum Magnetfeld aus. Da $s \sim T_e^2/n_e$ ist, liegt dieses freie Ausströmen der Elektronen nur bei niedrigen Dichten vor. Zu höheren Werten von n_e hin nimmt s ab, bis die Elektronen schließlich noch innerhalb des Plasmas auf einen Stoßpartner treffen und damit die Verluste sinken. Aus der oben angegebenen Abschätzung ergibt sich $s \approx L/2$ für eine Elektronendichte $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Tatsächlich besitzt im Experiment bei der $(k \parallel B_z)$ - und der $(k \perp B_z, E \perp B_z)$ -Einkopplung die Elektronendichte bei $z \approx L/2$ diesen Wert. Von $z \approx L/2$ an erfolgt also ein freies Ausströmen des Plasmas.

Zur Energieeinspeisungsstelle hin steigen hier die Dichtekurven $n_e(p)$ (Abb.8) rasch an. In diesem vorderen Teil der Entladungssäule wird deshalb der größte Teil der einstrahlten Leistung bereits absorbiert, und es kann in der antennenferneren Säule nicht mehr nachionisiert werden. In Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund (Abb. 8) sind also für $z \approx L/2$ nur relativ geringe Dichten zu erwarten.

Im stoßfreien Dichtebereich ($s > L$) dagegen, wie er für das mit der $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Einkopplung erzeugte Plasma vorliegt, bewegen sich die Elektronen ungestört mit ihrer ambipolaren Diffusionsgeschwindigkeit durch das Plasma. Dadurch entsteht eine in axialer Richtung weitgehend homogene Plasmasäule.

Nach diesen Ergebnissen über die Erzeugung von Vorionisierungsplasmen durch elektronenzyklotronresonantes axiales und radiales Einstrahlen von Mikrowellen, soll im nächsten Abschnitt die Anwendung dieses Vorionisierungsverfahrens auf einen linearen Z-Pinch (Abb. 2) bei Fülldrucken unter 10 mTorr erfolgen. Diese Untersuchungen werden im Hinblick auf toroidale Entladungsgeometrien mit der ein homogenes Plasma liefernden $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -Antenne, also bei seitlicher Mikrowelleneinstrahlung durchgeführt.

5. Z-Pinch Entladungen bei Fülldrucken unter 10 mTorr

Im Abschnitt 1.1 ist bereits dargelegt worden, daß die bisher verwendeten Theta- und Z-Pinch-Vorionisierungen bei Fülldrucken unter 5 mTorr nicht mehr verwendbar sind. Wie aus den in Abb.15 dargestellten Meßergebnissen hervorgeht, wächst unterhalb von 10 mTorr der Zündverzug Δt , die Zeit, die vom Anlegen der Entladungsspannung bis zum Strommaximum vergeht, rasch an, bis bei etwa 2 mTorr überhaupt keine Zündung mehr erfolgt. Bis zu 0,4 mTorr herunter werden noch gleitfunkenartige Entladungen längs der Gefäßinnenwand beobachtet, die wegen ihrer extrem inhomogenen Dichteverteilung im Entladungsgefäß als Vorentladung unbrauchbar sind (Abschnitt 1.1).

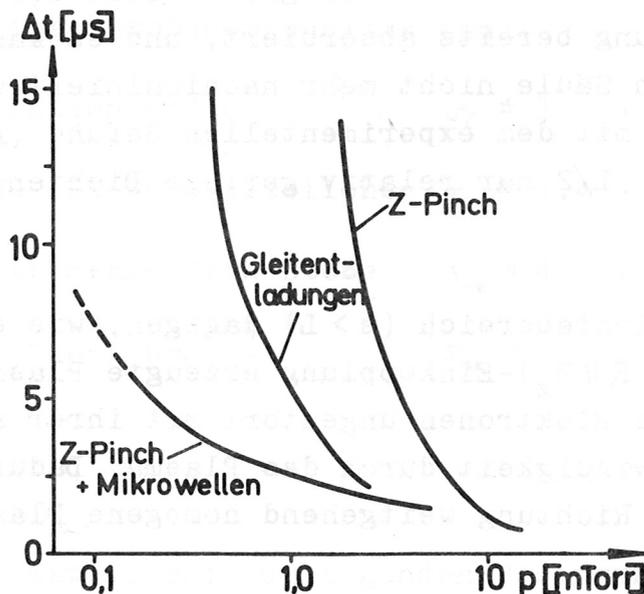


Abb. 15: Zündverzug Δt als Funktion vom Fülldruck p (Δt = Zeit vom Anlegen der Entladungsspannung bis zum Strommaximum).

Wird dagegen im Entladungsgefäß ein (relativ schwach ionisiertes) Hf-Plasma erzeugt - es wird die $(k \perp B_z, E \parallel B_z)$ -

Antenne zur radialen Mikrowelleneinkopplung verwendet-, so zündet bis herunter zu Fülldrucken von 0,3 mTorr eine Z-Entladung bereits nach wenigen Mikrosekunden Zündverzug (Abb.15). Bildwandler-Kurzzeitaufnahmen zeigen, daß dabei das Plasma gleichmäßig auf die Gefäßachse komprimiert wird. Erst bei Fülldrucken unter 0,3 mTorr (in Abb.15 gestrichelt dargestellt) werden wieder Gleitentladungen beobachtet.

Aus interferometrischen Dichtemessungen (Abschnitt 3.2) wird der mit der Z-Entladung erreichte Ionisierungsgrad α berechnet. Die unter Zugrundelegung einer Rechteck-Elektronendichteverteilung über den Gefäßquerschnitt ermittelten unteren Werte von α sind in Abb.16 dargestellt. Bei Annahme einer \cos^2 -Verteilung würden sich nahezu die doppelten Ionisierungsgrade ergeben.

Zum Vergleich sind auch die mit einer Z-Pinch-Vorionisierung allein unter sonst gleichen Bedingungen erzielten α -Werte in Abb.16 eingetragen.

Da die durch die Hf-Vorionisierung erzeugte Gesamtzahl der Elektronen nach den Ergebnissen des vorigen Abschnitts unterhalb etwa 3 mTorr sich nur wenig mit dem Fülldruck ändert, andererseits nach den interferometrischen Dichtemessungen diese Zahl durch den Z-Pinch stets etwa verzehnfacht wird, hängen die endgültig erreichten Elektronendichtewerte nicht sehr stark vom Fülldruck ab. Der Ionisierungsgrad α nimmt daher mit abnehmendem Druck zu.

Es gelingt also, durch seitliches Einstrahlen von Mikrowellen in der Elektronenzyklotronresonanz und eine anschließende Z-Entladung Plasmen bei Fülldrucken unter 5 mTorr, der Anwendungsgrenze reiner Z-Pinche, mit Ionisierungsgraden $\alpha \geq 5\%$ zu erzeugen.

Alle bisher dargelegten Untersuchungen sind an Plasmen durchgeführt worden, die durch axiales ($\vec{k} \parallel \vec{B}_z$) und besonders radiales ($\vec{k} \perp \vec{B}_z$) Einstrahlen von Mikrowellen in der Elektronenzyklotronresonanz erzeugt worden sind. Als Ergänzung dazu werden im folgenden Kapitel einige Messungen an Plasmen bei nichtresonanter Mikrowelleneinstrahlung behandelt.

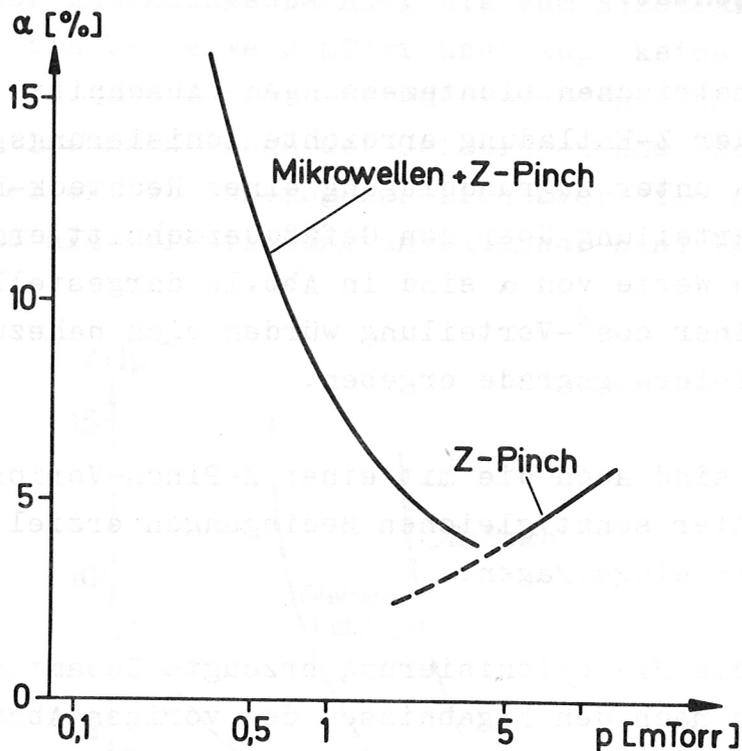


Abb. 16: Ionisierungsgrad α als Funktion vom Fülldruck p .

- a) Z-Pinch-Entladung bei überlagertem Magnetfeld,
- b) Mikrowellenvorentladung durch $(\vec{k} \perp \vec{B}_z, \vec{E} \parallel \vec{B}_z)$ -Einstrahlung und nachfolgende Z-Pinch-Entladung.

(Ionisierungsgrad unter Annahme einer radialen Rechteckverteilung der Elektronen, vom Abklingen der Entladung auf Zeitpunkt des Entladungsstrommaximums extrapoliert)

6. Untersuchungen an Plasmen bei nichtresonanter Mikro- welleneinstrahlung

Wie bereits in Abschnitt 4.1 gezeigt, existiert das Plasma über einen weiten Magnetfeldbereich, d.h. auch bei $\omega \neq \omega_c$, nachdem seine Zündung in der Resonanz ($\omega = \omega_c$) einmal erfolgt ist. Die Elektronen nehmen also auch außerhalb der Grundresonanz noch weiter Energie auf. Dabei spielen die bei niedrigeren Magnetfeldstärken liegenden höheren Zyklotronharmonischen eine wesentliche Rolle: $\omega = n\omega_c = neB_z/m_e c$, $n = 2, 3, \dots$, wie Abb.17 zeigt. Es ist dort das zur Elektronendichte n_e ungefähr proportionale Doppelsignal bei fester Sondenspannung U_s (Abschnitt 3.3) über $\omega_c/\omega \sim B_z$ mit einem x-y-Schreiber aufgezeichnet worden.

Zusätzlich treten oberhalb der Resonanz-Magnetfeldstärke, d.h. $\omega_c/\omega \geq 1$ sowie - besonders bei kleinen Fülldrücken - zwischen den ersten beiden Zyklotronresonanzen weitere Dichtemaxima auf (vgl. auch Messiaen und Vandenplas [45 - 47]), deren Ursache noch nicht befriedigend geklärt werden konnte.

Den in Abb.17 dargestellten Kurven ist weiterhin zu entnehmen, daß bei mittleren Fülldrücken um 5 mTorr die Mikrowelleneinkopplung in der Resonanz ($\omega_c/\omega = 1$) optimale Dichtewerte und damit Ionisierungsgrade liefert. Im Interesse eines möglichst geringen stationären Anfangsmagnetfeldes (Abschnitt 1.1) kann aber auch an die Ausnutzung der ersten beiden Harmonischen gedacht werden. Bei niedrigen Drücken um 1 mTorr dagegen ist für eine Erhöhung der Dichte in den mit dieser Art Hf-Vorionisierung erzeugten Plasmen - nach Zündung des Plasmas - eine Hf-Einkopplung zwischen der Grundresonanz und der ersten Zyklotronharmonischen ($\omega_c/\omega = 1/2$) zu empfehlen. Die im Kapitel 5. dargestellte Anwendung der Mikrowellenvorionisierung ist allerdings nur bei Hf-Einkopplung in der Elektronenzyklotrongrundresonanz ($\omega = \omega_c$) durchgeführt worden.

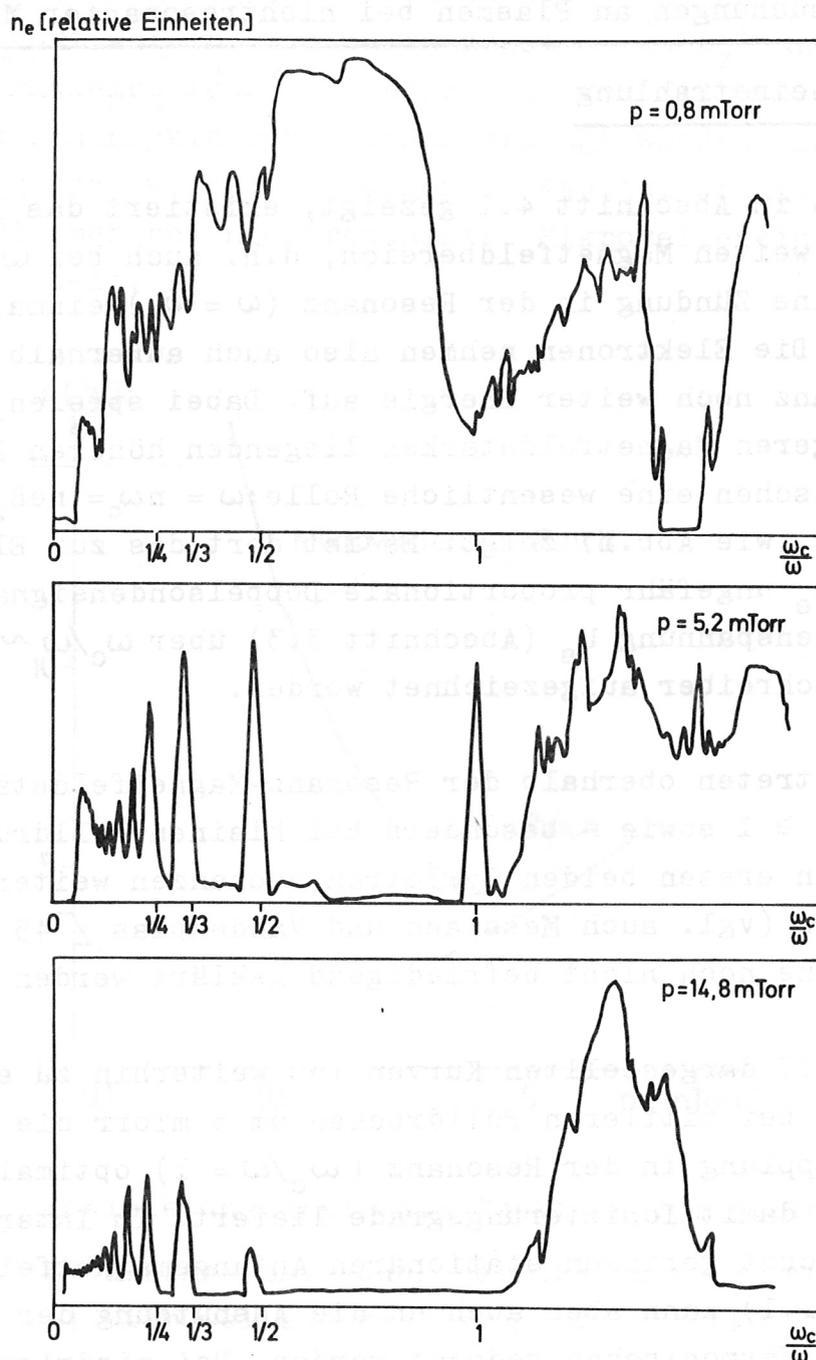


Abb.17: Elektronendichte n_e ($z = 10^6 \text{ cm}$) als Funktion von $\omega_c / \omega \sim B_z$.

(Doppeltonsignal bei konstanter Sondenspannung über \vec{B}_z mit x-y-Schreiber aufgenommen).

($k \parallel B_z$, $E \parallel B_z$)-Einstrahlung,

Magnetron-Leistung $P_0 = 4,8 \text{ kW}$,

oben: Fülldruck $p = 0,8 \text{ mTorr}$,

mitte: Fülldruck $p = 5,2 \text{ mTorr}$,

unten: Fülldruck $p = 14,8 \text{ mTorr}$.

Die hier für die ($k \perp B_z$, $E \parallel B_z$)-Antenne angeführten Beispiele zeigen, daß im Rahmen dieser Arbeit noch Möglichkeiten offengeblieben sind, die zu einer Optimalisierung der Vorionisierung durch seitliches Einstrahlen von Mikrowellen führen können.

Das bei radialer HF-Einkopplung ($k \perp B_z$, $E \parallel B_z$) erzeugte
die Leuchte des Vakuumsystems bestimmt.
Der festgestellte Verunreinigungsgrad des Plasmas war durch
sachten Bereich nur wenig vom Fülldruck ab.
Werte liegen von der Art der Einkopplung, dagegen in unter-
2,5 · 10¹⁰ und 10¹¹ cm⁻³ bzw. 1,5 und 5 eV. Diese
Mitte zwischen Artens und Plasmen - lagen zwischen
relativen Elektronendichten und -temperaturen - etwa in der
Volumen = 10¹⁰ cm⁻³ ausstrahlenden Plasmen zu erwarten. Die er-
H₂ der ganze Entladungsbereich (Länge = 2 m, Durchmesser 8,5 cm)
All diese Werte zeigen bei Fülldrücken von 0,1 - 10 Torr

7. Zusammenfassung

Es wurden Untersuchungen an linearen Wasserstoffplasmen angestellt, die durch Einstrahlen linear polarisierter Mikrowellen (Frequenz $f = 2,45 \text{ GHz} \cong \text{Wellenlänge } \lambda_0 = 12,3 \text{ cm}$, Magnetron-Dauerleistung $P_0 = 2,2 - 5,0 \text{ kW}$) erzeugt wurden. Dabei wurde ein axiales, homogenes und stationäres Magnetfeld \vec{B}_z von maximal $1,5 \text{ kG}$ überlagert. Zum Zünden der Entladung wurde dieses Feld auf $B_z = 872 \text{ G}$ eingestellt. Diese Feldstärke entspricht der für die Elektronenzyklotronresonanz bei $f = 2,45 \text{ GHz}$.

Es wurden verschiedene Hf-Ankopplungen an das Plasma (Antennen) verwendet: Zur axialen, d.h. end-on Einstrahlung (Wellenvektor $\vec{k} \parallel \vec{B}_z$) diente eine konische Hornantenne. Im Hinblick auf ihre Verwendung bei toroidalen Entladungsgeometrien wurde die radiale Leistungseinkopplung $\vec{k} \perp \vec{B}_z$ eingehend untersucht. Es wurden dazu zwei neu entwickelte, das Entladungsrohr umschließende T-Rohrantennen eingesetzt und die beiden Fälle $\vec{E} \perp \vec{B}_z$ und $\vec{E} \parallel \vec{B}_z$ betrachtet.

Auf diese Weise gelang es, bei Fülldrucken von $0,1 - 10 \text{ mTorr H}_2$ das ganze Entladungsgefäß (Länge = 2 m , Durchmesser $8,8 \text{ cm}$, Volumen $\approx 10^4 \text{ cm}^3$) ausfüllende Plasmen zu erzeugen. Die erreichten Elektronendichten und -temperaturen - etwa in der Mitte zwischen Antenne und Plasmaende - lagen zwischen $2,5 \cdot 10^{10}$ und $1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $1,2$ und 5 eV . Diese Werte hingen von der Art der Einkopplung, dagegen im untersuchten Bereich nur wenig vom Fülldruck ab.

Der festgestellte Verunreinigungsgrad des Plasmas war durch die Leckrate des Vakuumsystems bestimmt.

Das bei radialer Hf-Einkopplung ($\vec{k} \perp \vec{B}_z$, $\vec{E} \parallel \vec{B}_z$) erzeugte

Plasma wurde als Anfangsplasma für eine stromstarke Z-Pinch-Entladung verwendet. War es bisher nicht möglich, einen Z-Pinch bei Fülldrucken unter 5 mTorr zu zünden - abgesehen von eventuellen Gleitentladungen - so gelang es jetzt mit der Hf-Vorionisierung bis zu Drucken von 0,3 mTorr herunter homogene Plasmen zu erzeugen. Die erreichten Ionisierungsgrade lagen bei $\geq 5\%$. Unter 0,3 mTorr machte das Auftreten von gleitfunkenartigen Entladungen dieses Verfahren unbrauchbar.

Es konnte gezeigt werden, daß es prinzipiell möglich ist, auch bei seitlicher Einkopplung von Mikrowellen so dichte Plasmen zu erzeugen, daß nachfolgende Hochstromentladungen ohne Schwierigkeiten zünden. Dies war im Hinblick auf toroidale Entladungen von besonderem Interesse.

An Hand von Dichtemessungen bei höheren Zyklotronharmonischen konnten Möglichkeiten für eine Optimalisierung der beschriebenen Vorentladung - insbesondere eine Verminderung des stationären Magnetfeldes und eine Erhöhung der Elektronendichte - aufgezeigt werden.

8. Literaturverzeichnis

1. S. Glasstone, R.H. Loveberg, Controlled Thermonuclear Reactions, D.v.Nostrand Company, New York (1960)
2. W. Lotz, IPP-Planungsausschuß-Bericht 1, Garching-München (1969)
3. W. Köppendörfer, IPP-Bericht 1/79, Garching-München (1968)
4. M. Keilhacker, M.Kornherr, K.H. Steuer, Z.Phys.223, 385 (1969)
5. H. Niedermeyer, Dissertation TU München (1971)
6. A. Eberhagen, M. Keilhacker, Proc. VI. Conf.Phén. Ion. Gases II, 573 (1963)
7. G. Decker, IPP-Bericht 1/51, Garching-München (1966)
8. U. Schumacher, R.Wilhelm, Verhandlungen DPG (VI) 1, 342 (1966)
9. A. Eberhagen, W. Köppendörfer, M.Münich, Report LA-3770, Paper H 2 - 1, Los Alamos (1967)
10. Y.T. Lie, H. Conrads, Verhandlungen DPG (VI)5, 80(1970)
11. G. Hofmann, J.Quant. Spec. Radiat. Transfer 8, 729 (1968)
12. G. Hofmann, F. Pecorella, J. Quant.Spec. Radiat. Transfer 8, 735 (1968)
13. F. Pecorella, G. C. Vlasses, Phys. Letters 28 A,616 (1969)
14. A.Gattinger, M. Keilhacker, Verhandlungen DPG (VI) 5, 81 (1970)
15. K. Hayase, T. Okuda, J. Phys. D: Appl. Phys. 3, Letter 12 (1970)
16. F.D.Lange, IPP-Bericht, Garching-München (in Vorbereitung)
17. A. Eberhagen, Proc. IV. Europ.Conf. Contr.Fusion and Plasma Phys., p.43, Rome (1970)
18. A. Eberhagen, IPP-Bericht 1/114, Garching-München (1970)

19. S.C. Brown in Handbuch der Physik XXII, pp.559 ff. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1956)
20. E. Hinnov, A.S.Bishop, F.W.Hofmann, Report MATT-270, Princeton (1964)
21. M.A. Heald, C.B.Wharton, Plasma Diagnostic with Microwaves, John Wiley and Sons, New York (1965)
22. E. Unsöld, Verhandlungen DPG (VI) 5, 82 (1970)
23. H. Meinke, F.W. Gundlach, H.F.-Technik, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1956)
24. A.I. Anisimov et al. Soviet Phys.-Techn. Phys. 12, 486 (1967)
25. A.I. Anisimov et al. Soviet Phys.-Techn.Phys.37, 202 (1967)
26. A.I. Anisimov et al. FTI-Leningrad, Report 115 (1968)
27. V.N. Budnikov et al. Soviet-Phys.-Techn. Phys.12 610 (1967)
28. V.N. Budnikov et al. Soviet Phys.-Techn. Phys.12 617 (1967)
29. V.N. Budnikov et al. Proc. VIII Conf. Phen.Ion.Gases pp.171,173, Wien (1967)
30. J. Musil, F. Záček, Proc. IX. Conf.Phen.Ion.Gases, pp.527, 545 Bukarest (1969)
31. J. Musil, F. Záček, Plasma Physics 12, 17 (1970)
32. J. Musil, F. Záček, IPPCZ-Bericht 141, Prag (1970)
33. E.O. Johnson, L. Malter, Phys. Rev. 80, 58 (1950)
34. G. Hofmann, IPP-Bericht 1/8, Garching-München (1962)
35. T. Dote, H.Amenyia, J. Phys. Soc. Japan 19, 1915 (1964)
36. T. Dote, H. Amenyia, Japan.J.Appl. Phys. 3, 789 (1964)
37. Y.M.Kagan, V.I. Perél, Soviet Phys.-Techn.Phys. 38, 1663 (1968)
38. N.A. Vorebjeva et al. Proc. IX Conf. Phen.Ion. Gases, p.620 Bukarest (1969)

39. Y.M. Kagan, V.I. Perél, Usp. Fiz. Nauk 81, 409 (1963)
40. J.F. Waymouth, J. Appl. Phys. 37, 4492 (1962)
41. F. Lindenberger (persönliche Mitteilung) Garching-München (1969)
42. L. Spitzer, jr., Physics of Fully Ionized Gases, New York (1962)
43. S.C. Brown, Basic Data of Plasma Physics. New York-London (1959)
44. G.M. Prok, C.F. Monnin, M.H. Hettel, Report NASA TN D-4004 Washington (1967)
45. P.E. Vandenplas, A.M. Messiaen, Phys. Letters 26 A, 273 (1968)
46. P.E. Vandenplas, A.M. Messiaen, Phys. Letters 28 A, 59 (1968)
47. A.M. Messiaen, P.E. Vandenplas, Phys. Fluids 12, 2406 (1969)

Herrn Professor Dr.E.Fünfer bin ich zu großem Dank verpflichtet für die Stellung des Themas, die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Abteilung des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik durchführen zu können und sein Interesse am Fortgang der Experimente.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr.A. Eberhagen für seine aufmerksame Betreuung und seine Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit.

Herrn Dr. W. Lotz möchte ich für die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts danken.

Schließlich gilt mein Dank Herrn E.Schmid für seine hilfreiche Unterstützung bei der Ausführung der Experimente.