MIKROWELLEN - PLASMA - DIAGNOSTIK

G. LISITANO

IPP 2/45A November 1964

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MUNCHEN

(11)

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MIKROWELLEN - PLASMA - DIAGNOSTIK

G. LISITANO

IPP 2/45A November 1964

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

MIKROWELLEN-PLASMA-DIAGNOSTIK

Seite

1. Allgemeines

1.1. Kenngrößen des Plasmas 2

1.2. Ausbreitung senkrecht zum Magnetfeld 3

1.2.1. Polarisationsrichtung des elektrischen Feldvektors parallel zum Magnetfeld E∥B 3

1.2.2. Polarisationsrichtung des elektrischen Feldvektors senkrecht zum Magnetfeld E⊥B 5

1.3. Ausbreitung parallel zum Magnetfeld 7

2. Plasmadichtemessungen bei Polardarstellung der komplexen Ubertragungsmasse des Plasmas 11

2.1. Messung an einer hochfrequenzerregten Gasentladung 11

2.1.1. Anordnung und Meßergebnisse 11

2.1.2. Auswertung 13

2.2. Messungen am "MIMIKRY" 15

3. Bestimmung der Plasmadichte und des Plasmadurchmessers mittels des Mikrowellen-Dual-Interferometers 16

3.1. Messungen am "WENDELSTEIN" 16

3.1.1. Anordnung und Meßoszillogramme 19

3.1.2. Meßmethodik 21

3.1.3. Auswertung 26

3.1.4. Berechnung des Plasmadurchmessers D aus φ_8 und φ_4 für E//B 30

3.1.5. Berechnung der Plasmadichte N/N_c aus φ_8 und φ_4 für E//B 31

3.2. Messungen am "CABINET I" 32

3.2.1. Meßoszillogramme 34

4. Plasmadichtemessungen an dünnem Plasma 35

4.1. Messungen an einem Caesium-Plasma 35

4.2. Meßinterferogramme und Auswertung 37

4.3. Meßapparatur 37

MIKROWELLEN - PLASMA - DIAGNOSTIC

In der vorliegenden Arbeit wird die Anwendung des Sinus-Interferenz-Verfahrens [12], [17] auf die Mikrowellen-Plasmadiagnostik beschrieben.

Nach einer Übersicht über die benutzten Ergebnisse der Theorie über die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen im Plasma werden einige Messungen der Dichte und des Durchmessers vom Plasma bei verschiedenen Plasmaexperimenten beschrieben. Bei einige dieser Messungen wird die komplexe Übertragungsmasse des Plasmas in Polar-Koordinaten dargestellt. Bei anderen Messungen wurde das Plasma gleichzeitig mit der Grund- und der ersten Oberwelle eines 8 mm-Klystrons bestrahlt.

Bei einem Caesiumplasmaexperiment wurden mit 8 mm-Wellen noch Elektronendichten von 10^{11} cm^{-3} gemessen. Die Übereinstimmung mit den gleichzeitigen Langmuir-Sondenmessungen liegt innerhalb eines Faktors von 2.

1. Allgemeines

Einige charakteristische Kenndaten des Plasmas, wie Elektronendichte, Elektronendichteverteilung, Stossfrequenz, Ionisationsgrad, Stromdichte und Diffusionskostanten, lassen sich mit Hilfe elektromagnetischer Wellen bestimmen. +)

Davon können diese Kenndaten bei den meisten Plasmaexperimenten mit Hilfe von Mikrowellen gemessen werden.

+) Über die Zusammenfassung plasmadiagnostischer Verfahren siehe [1], [2].

Bei den meisten Meßanordnungen wird das Plasma mit Mikrowellen bestrahlt, und die reflektierten bzw. Durchlasswellen in ihrer Phase, Amplitude und Polarisation untersucht. Die Auswertung erfolgt an Hand der folgenden zusammengestellten Ergebnisse der Theorie über die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen im Plasma [3],[4],[5],[6].

1.1. Kenngrößen des Plasmas.

Wollen wir einige Kenngrößen des Plasmas zusammenstellen:

Elektronen-Plasmafrequenz:

$$\omega_p^2 = \frac{N e^2}{m \varepsilon_o} \qquad (1)$$

wobei e die Ladung, m die Masse und N die Zahldichte der Elektronen sind.

Elektronen-Zyklotron-Frequenz:

$$\omega_e = \frac{e}{m} \mu_o H \qquad (2)$$

Ferner sei:

$$X = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$$

$$Y = \frac{\omega_e}{\omega} \qquad (3)$$

$$Z = \frac{v}{\omega}$$

mit ω, der Kreisfrequenz der Meßwelle, und v der Stoßfrequenz der Elektronen gegen schwere Teilchen.

Für N und f_e gilt der praktische Ausdruck:

$$N = 1{,}24 \cdot 10^{-8} f_p^2 \left[cm^{-3}\right] \text{ (f in Hz)}$$

$$f_e = 2{,}8 \cdot 10^6 \; B \; \left[Hz\right] \text{(B in Gauss)} \qquad (4)$$

1.2. Ausbreitung senkrecht zum Magnetfeld

1.2.1. Polarisationsrichtung des elektrischen Feldvektors parallel zum Magnetfeld E ∥ B.

Die Ausbreitung der Welle geschieht hier wie in dem Fall, wo das statische Magnetfeld fehlt.
Die Dielektrizitätskonstante ε_r und der Brechungsindex n des Plasmas lauten:

$$\varepsilon_r = n^2 = 1 - \frac{X}{1-j\,Z} \qquad (5)$$

wobei $n = n_R = j\,n_I$

Der Ausbreitungsfaktor ist:

$$\gamma = \frac{\omega}{c}\,n = \alpha + j\,\beta \qquad (6)$$

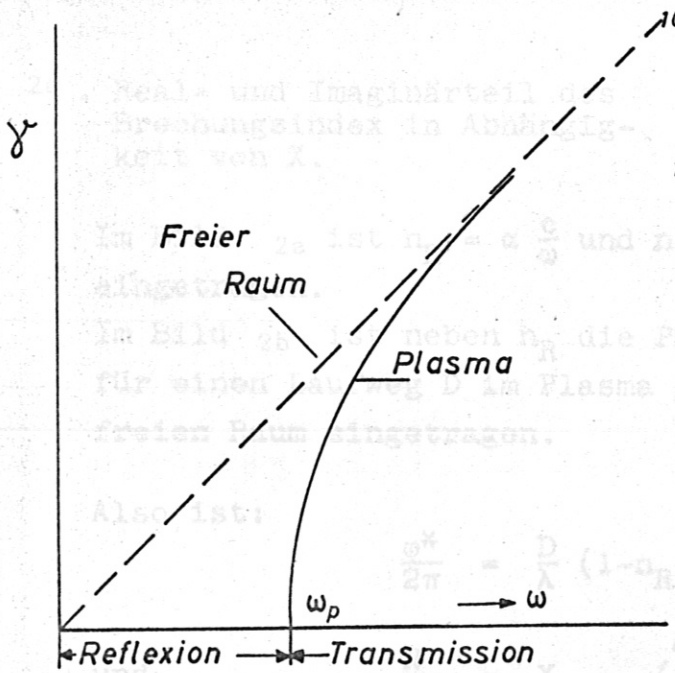


Bild 1a . Ausbreitungsfaktor für Plasma ohne Magnetfeld.

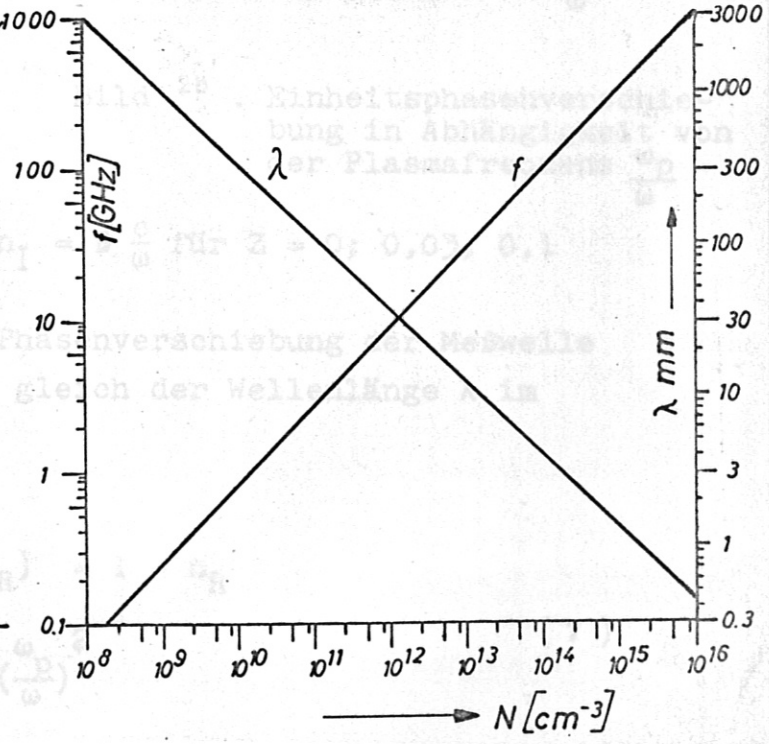


Bild 1b Plasmafrequenz als Funktion der Elektronendichte.

Für Z = 0 ist in Bild 1a der Ausbreitungsfaktor im Plasma in Abhängigkeit von der Frequenz angegeben. Für $\omega > \omega_p$ ist

das Plasma für die Mikrowellen durchsichtig; für $\omega < \omega_p$ wird die Meßwelle an der Plasmaoberfläche reflektiert.

Im Bild 1b ist die Elektronen-Plasmafrequenz in Abhängigkeit der Elektronendichte eingetragen.

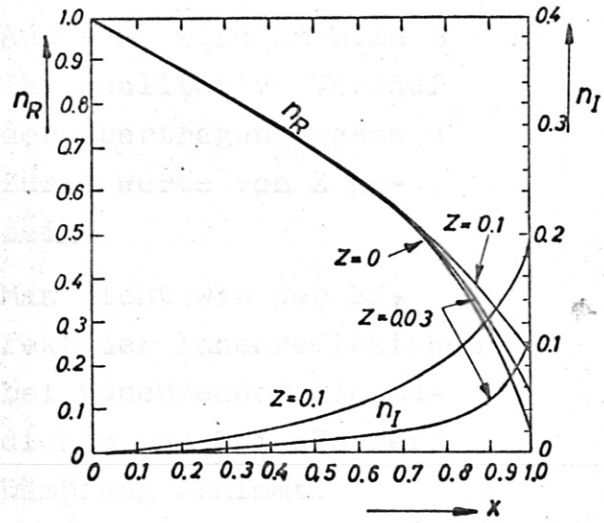


Bild 2a. Real- und Imaginärteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von X.

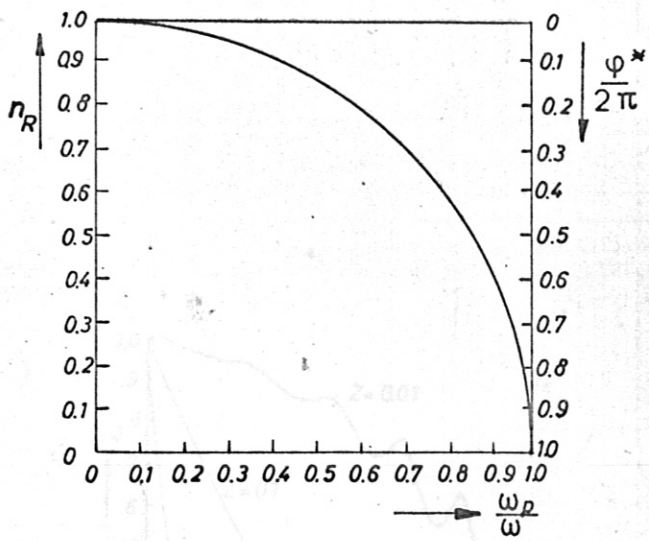


Bild 2b. Einheitsphasenverschiebung in Abhängigkeit von der Plasmafrequenz $\frac{\omega_p}{\omega}$

Im Bild 2a ist $n_R = \alpha \frac{c}{\omega}$ und $n_I = \beta \frac{c}{\omega}$ für Z = 0; 0,03; 0,1 eingetragen.

Im Bild 2b ist neben n_R die Phasenverschiebung der Meßwelle für einen Laufweg D im Plasma gleich der Wellenlänge λ im freien Raum eingetragen.

Also ist:

$$\frac{\varphi^*}{2\pi} = \frac{D}{\lambda}(1-n_R) = 1 - n_R$$

$$\text{und} \quad \frac{N}{N_c} = X = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \qquad (7)$$

wobei N_c die kritische Dichtezahl für die Meßfrequenz ω ist:

$$N_c = \frac{\omega^2 m \varepsilon_0}{e^2} .$$

Der stetige Kurvenverlauf der Bilder 2a und 2b setzt voraus,

daß sich die Plasmadichte, längs eines Laufwegs der Meßwelle im Plasma der Größenordnung λ_o, sehr wenig ändert. Bei den praktisch vorkommenden Verhältnissen (der Laufweg der Welle im Plasma liegt nicht selten in derselben Grössenordnung der Meßwellenlänge) sind aber die mehrfachen Reflexionen im Plasma nicht zu vernachlässigen. [7],[8],[9].

Aus [9] wird im Bild 3 der qualitative Verlauf der Übertragungsmasse u^2 für 3 Werte von Z gezeigt.

Man sieht wie der Effekt der Innenreflexionen bei zunehmender Plasmadichte und bei höherer Dämpfung abnimmt.

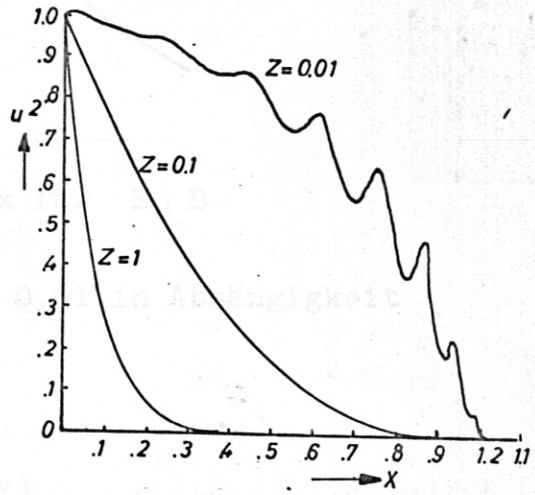


Bild 3 . Transmission durch eine Plasmaschicht der Dicke $D = 4\ \lambda_o$

Der Ausdruck (5) der Dielektrizitätskonstanten und des Brechungsindex kann als bilineare Transformation aufgefasst werden. Die Dielektrizitätskonstanten lassen sich also auch für die anderen Ausbreitungsrichtungen mit Hilfe eines Smith-Diagramms bestimmen. [10].

1.2.2. <u>Polarisationsrichtung des elektrischen Feldvektors senkrecht zum Magnetfeld.</u> $E \perp B$.

Der Ausdruck des Brechungsindex ist:

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ - \frac{Y^2}{1 - X - jZ}} \qquad (8)$$

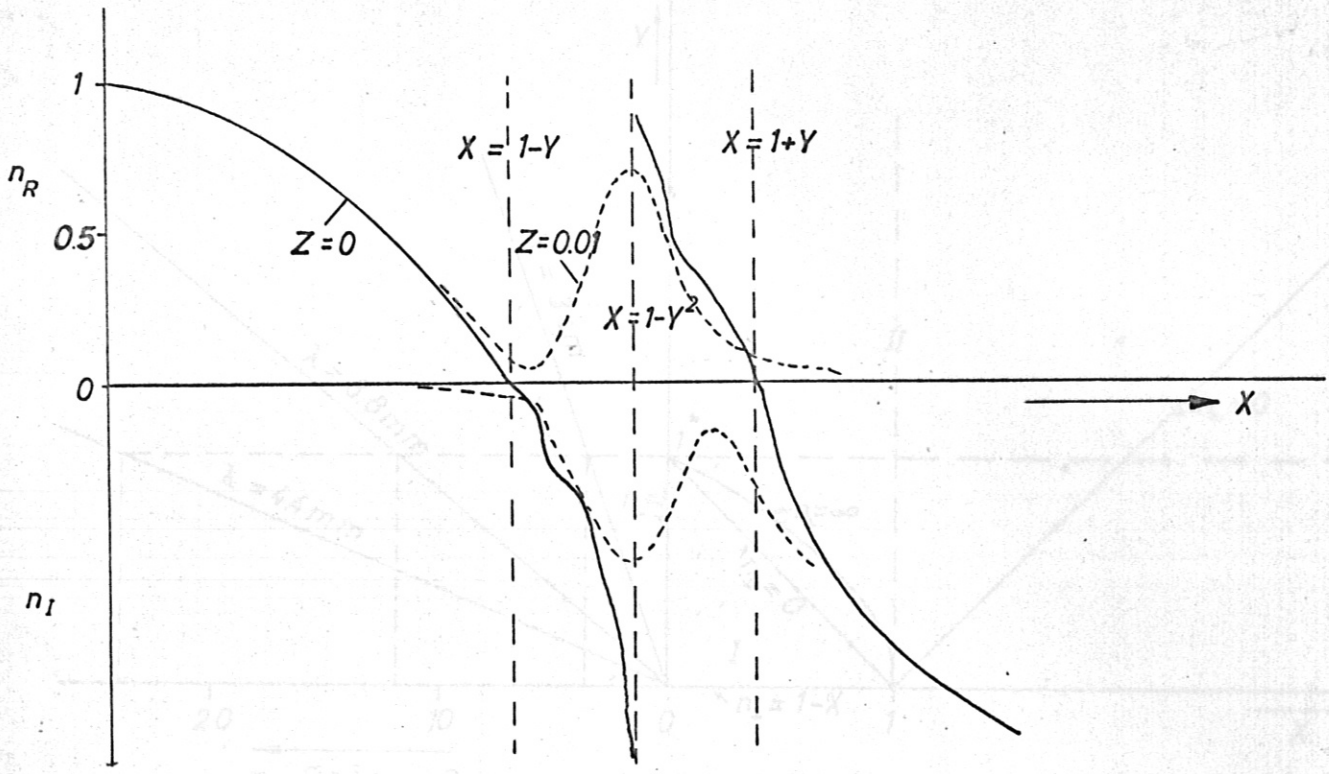


Bild 4 . Verlauf des Brechungsindex für $E \perp B$

In Bild 4 wurde $n_\perp$ für Z = 0 und Z = 0,01 in Abhängigkeit von X eingetragen.

Für Z = 0, und Umformung von (44):

$$n_\perp^2 = \frac{(1-X+Y)(1-X-Y)}{1-X-Y^2} \qquad (9)$$

ist $n_\perp = 0$, für: $\begin{cases} Y = 1 - X \\ Y = X - 1 \end{cases}$

$$n_\perp = \infty \text{ , für: } Y^2 = 1 - X \qquad (10)$$

$$n_\perp = 1 \text{ , für: } X = 0$$

$$n_\perp = 1-X, \text{ für: } Y = 0.$$

Die Gleichungen (10) sind im Bild 5 eingetragen.

Für Mikrowellenmessungen der Plasmadichte wird im allgemeinen eine kleine Auswahl fester Meßfrequenzen benutzt. Für die am häufigsten benutzten Wellenlänge wurde im Bild 5

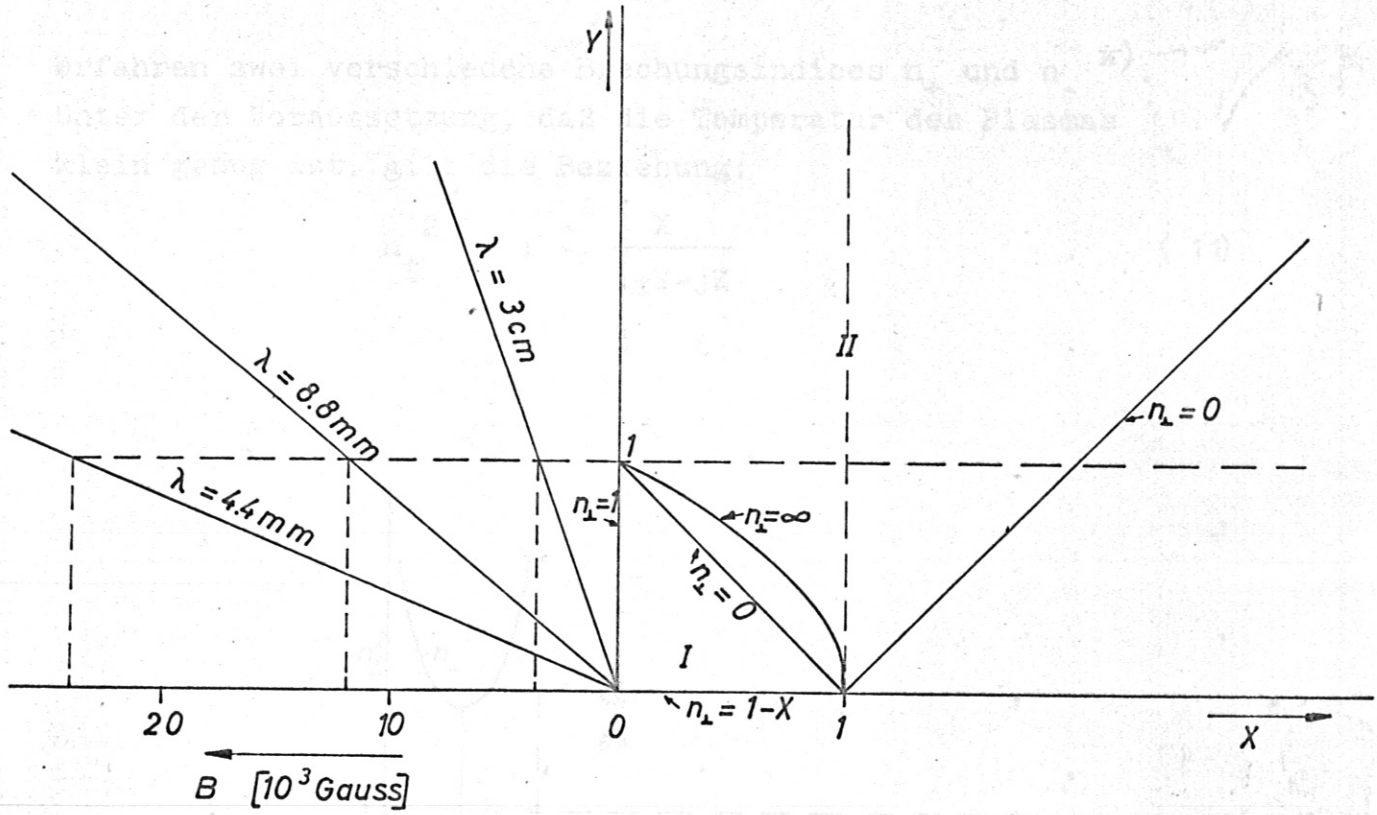


Bild 5. Ausbreitungsgebiete für $E \perp B$

das Magnetfeld nach (4) eingetragen. Für ein bestimmtes Magnetfeld findet man auf der Geraden der benutzten Meßwelle die Zyklotronfrequenz.

Für $Y < 1$, bei steigender Plasmadichte, wandert man vom Gebiet I der "Ordinärmode" in das Gebiet II der "Extraordinärmode". - Dabei ist auch das senkrechte Wandern vom Gebiet I zum Gebiet II durch Änderung des statischen Magnetfeldes B interessant.

Bild 4 ist ein waagrechter Schnitt durch Bild 5, wenn $Z = 0$ ist. Im Gebiet II, für $X < 1$ und $Y < 1$ erfolgt die Ausbreitung innerhalb eines kleinen Raumwinkels um eine Achse senkrecht zum Magnetfeld [6].

1.3. Ausbreitung parallel zum Magnetfeld.

Man kann sich eine lineare polarisierte Welle in zwei, im entgegengesetzten Sinn zirkular polarisierte, Wellen zerlegt vorstellen. Das Medium ist doppelbrechend, also beide Wellen

erfahren zwei verschiedene Brechungsindices n_+ und n_- *).
Unter der Voraussetzung, daß die Temperatur des Plasmas klein genug ist, gilt die Beziehung:

$$n_\pm^2 = 1 - \frac{X}{1 \pm Y - jZ} \qquad (11)$$

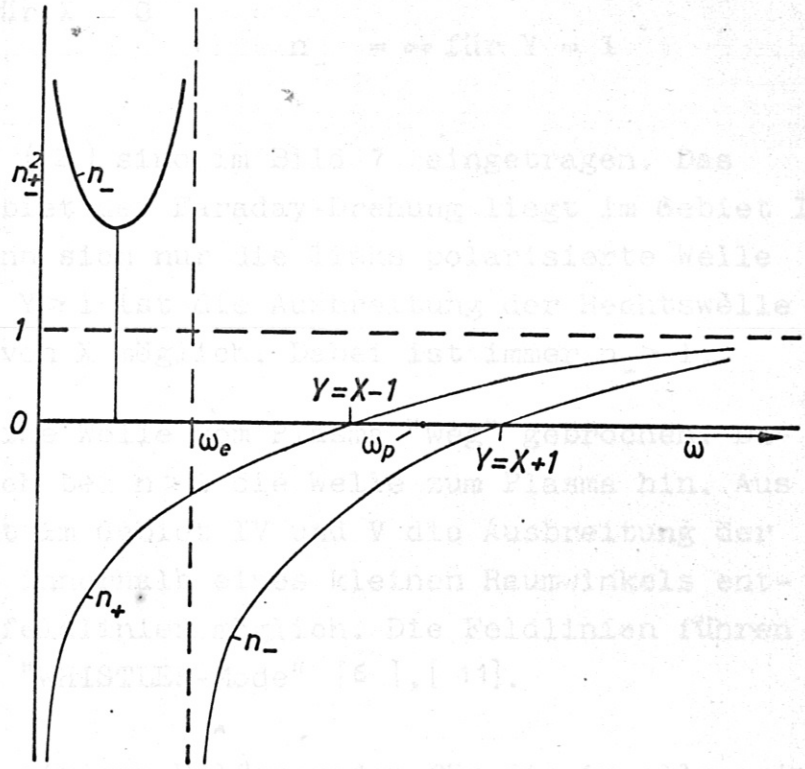


Bild 6. Ausbreitung entlang des Magnetfeldes.

Im Bild 6 sind für Z = 0, die Brechungsindices n_+ und n_- (für bestimmte Werte von ω_e und ω_p) in Abhängigkeit von ω eingetragen. Den beiden mit $Y = X \pm 1$ im Bild 6 markierten Punkten entsprechen für $\omega_p \gg \frac{\omega_e}{2}$ die Punkte $\omega \approx \omega_p \pm \frac{\omega_e}{2}$.
Also für $\omega > \omega_p + \frac{\omega_e}{2}$ erfahren die beiden zirkular polarisierten Wellen im Plasma verschiedene Phasengeschwindigkeiten. Die aus den beiden zirkularen Wellen hervorgehende

*) n_+ gilt für die links zirkular polarisierte Welle, n_- gilt für die rechts polarisierte Welle. Der Umlaufsinn beider Wellen ist auf den Umlaufsinn der Elektronen rund um das Magnetfeld bezogen.

Welle ist eine linear polarisierte Welle, deren Polarisationsrichtung sich längs des im Plasma durchlaufenden Weges dreht (FARADAY-Drehung). Aus (11) für Z = 0 gilt:

$$n_+^2 = 1 - \frac{X}{1+Y} \qquad n_-^2 = 1 - \frac{X}{1-Y}$$

$$n_+ = 0 \text{ für } X = 1 + Y \qquad n_- = 0 \text{ für } X = 1 - Y \qquad (12)$$

$$n_- = 1 \text{ für } X = 0$$

$$n_+ = 1 \text{ für } X = 0 \qquad n_- = \infty \text{ für } Y = 1$$

Die Gleichungen (12) sind im Bild 7 eingetragen. Das "praktische" Gebiet der Faraday-Drehung liegt im Gebiet I. Im Gebiet II kann sich nur die links polarisierte Welle ausbreiten. Für $Y > 1$ ist die Ausbreitung der Rechtswelle für alle Werte von X möglich. Dabei ist immer $n_- > 1$.

Bei $n < 1$ wird eine Welle vom Plasma "weg" gebrochen. Dagegen bricht sich bei $n > 1$ die Welle zum Plasma hin. Aus diesem Grund ist im Gebiet IV und V die Ausbreitung der Rechtswelle nur innerhalb eines kleinen Raumwinkels entlang der Magnetfeldlinien möglich. Die Feldlinien führen also die Wellen "WHISTLER-Mode" [6],[11].

Bild 7 ist mit einigen Hilfsgeraden für die im allgemeinen vorhandenen Meßwellenlängen von 3 cm, 8 mm und 4 mm ergänzt worden. Zum Lesen der Dichtezahl für $X < 1$ und $X > 1$ wurden die Hilfslinien zweimal eingetragen.

Man kann also, in Bezug auf die experimentellen Kenndaten und auf die Art des diagnostischen Verfahrens, die zugehörige Meßwelle sofort wählen.

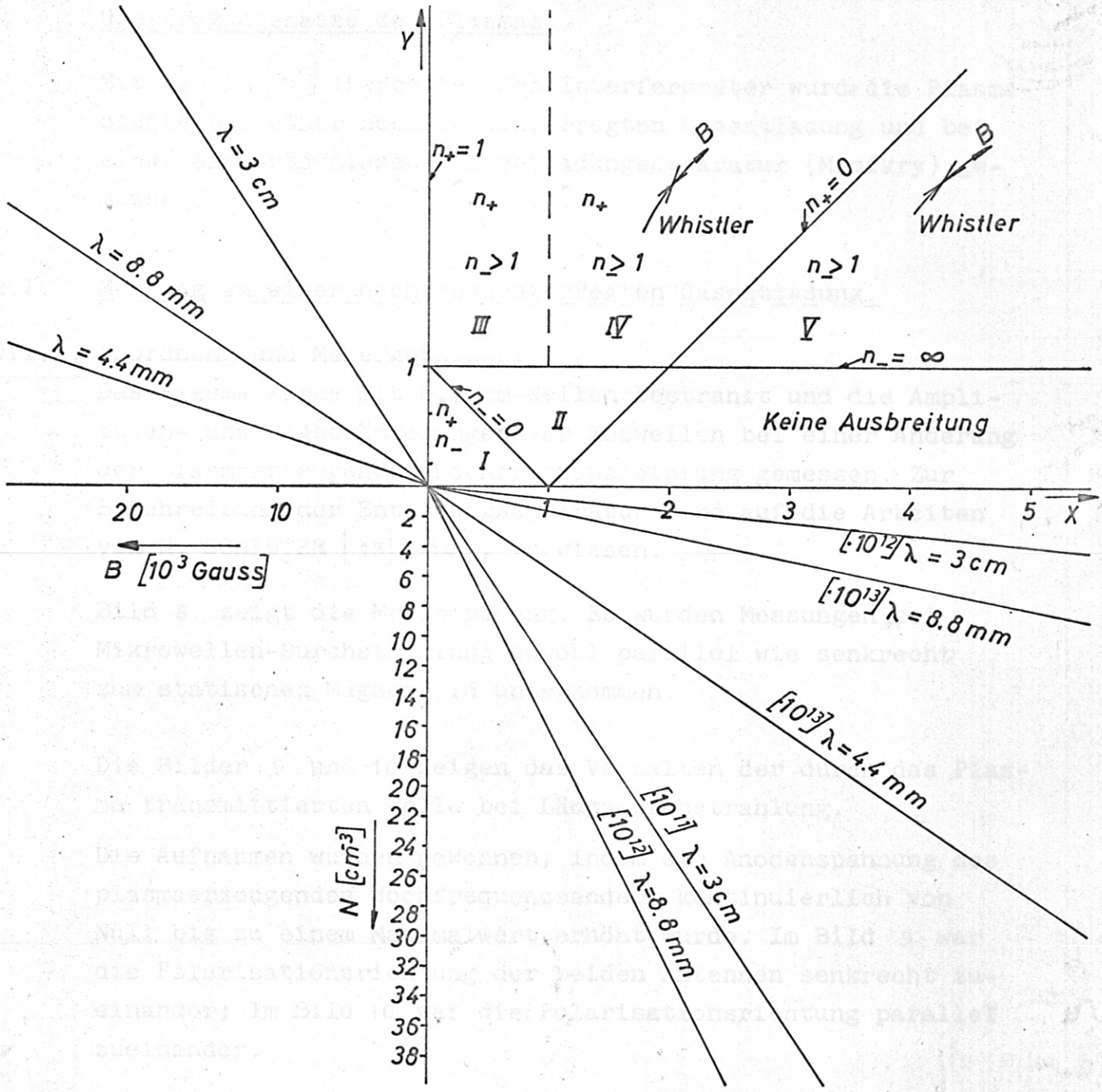


Bild 7 . Ausbreitungsgebiete parallel zum Magnetfeld.

2. Plasmadichtemessungen bei Polardarstellung der komplexen Übertragungsmasse des Plasmas.

Mit dem in [12] beschriebenen Interferometer wurde die Plasmadichte bei einer hochfrequenzerregten Gasentladung und bei einer elektrodenlosen Ringentladungsapparatur (Mimikry) gemessen.

2.1. Messung an einer hochfrequenzerregten Gasentladung.

2.1.1. Anordnung und Meßergebnisse:

Das Plasma wurde mit 8,7 mm-Wellen bestrahlt und die Amplituden- und Phasenänderungen der Meßwellen bei einer Änderung der plasmaerzeugenden Hochfrequenzleistung gemessen. Zur Beschreibung der Entladungsapparatur wird auf die Arbeiten von H. SCHLÜTER [13], [14], verwiesen.

Bild 8 zeigt die Meßanordnung. Es wurden Messungen bei Mikrowellen-Durchstrahlung sowohl parallel wie senkrecht zum statischen Magnetfeld unternommen.

Die Bilder 9 und 10 zeigen das Verhalten der durch das Plasma transmittierten Welle bei Längsdurchstrahlung.

Die Aufnahmen wurden gewonnen, indem die Anodenspannung des plasmaerzeugenden Hochfrequenzsenders kontinuierlich von Null bis zu einem Maximalwert erhöht wurde. Im Bild 9 war die Polarisationsrichtung der beiden Antennen senkrecht zueinander; Im Bild 10 war die Polarisationsrichtung parallel zueinander.

Die Aufnahmen der Bilder 9 und 10 wurden bei verschiedenen Werten des Magnetfeldes Bz gemacht. Bild 11 wurde mit demselben Entladungsparameter wie bei Bild 10, nur bei Querdurchstrahlung, aufgenommen. Die Polarisationsrichtung beider Antennen war parallel zum Magnetfeld.

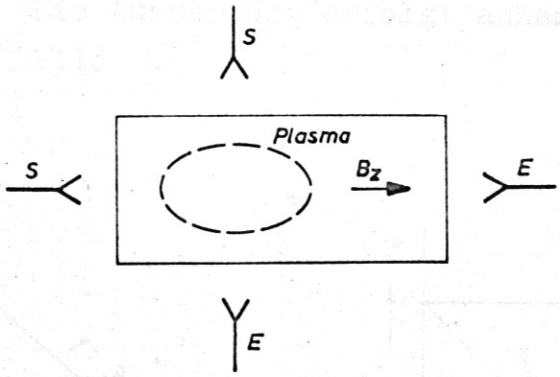


Bild 8
Meßanordnung

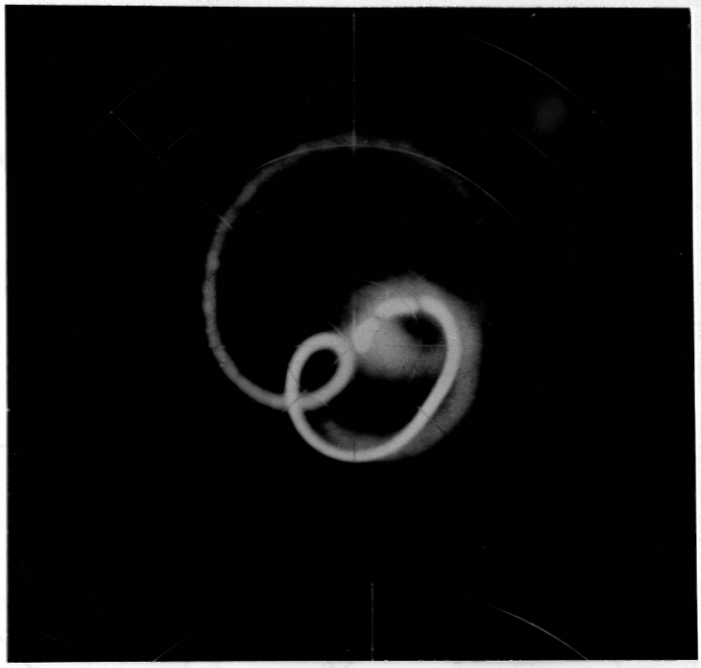


Bild 9
Komplexe Übertragungsmaße bei Längsdurchstrahlung und senkrecht aufeinanderstehenden Polarisationsrichtungen der Hörnerantennen.

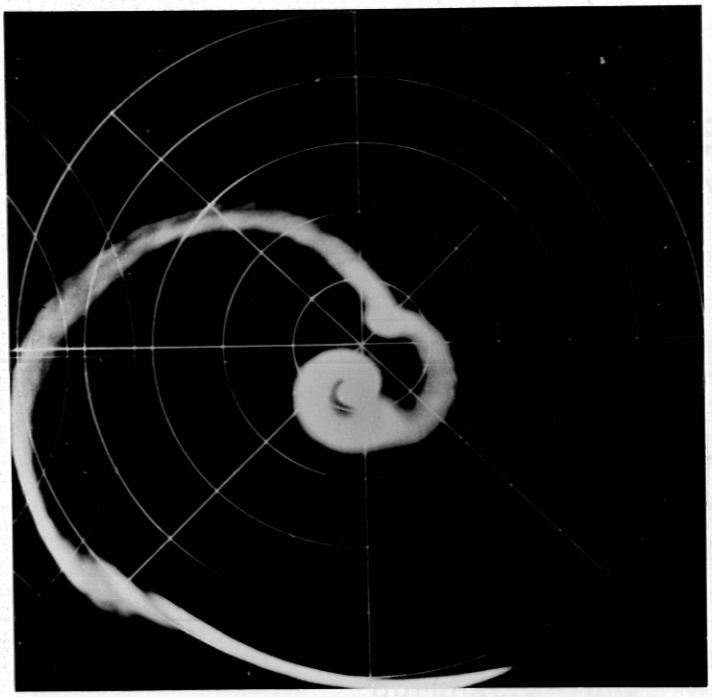


Bild 10
Komplexe Übertragungsmaße bei Längsdurchstrahlung und paralleler Polarisationsrichtung der Hörnerantennen. (Nullpunkteinstellung des Oszillographen versehentlich nach unten verschoben.)

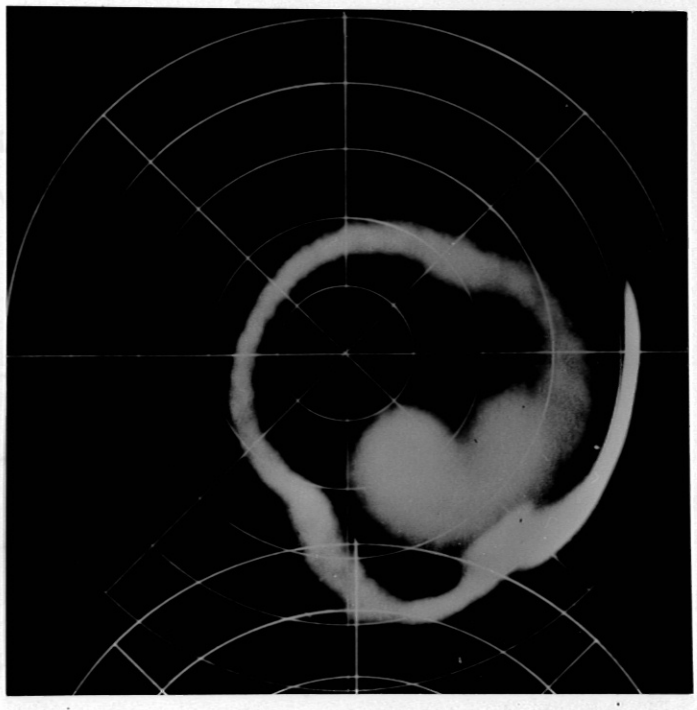


Bild 11
Querdurchstrahlung und Polarisationsrichtung der Hörnerantennen parallel zum Magnetfeld.

2.1.2. Auswertung

Die Auswertung erfolgt anhand des Hilfsdiagramms von Bild 12

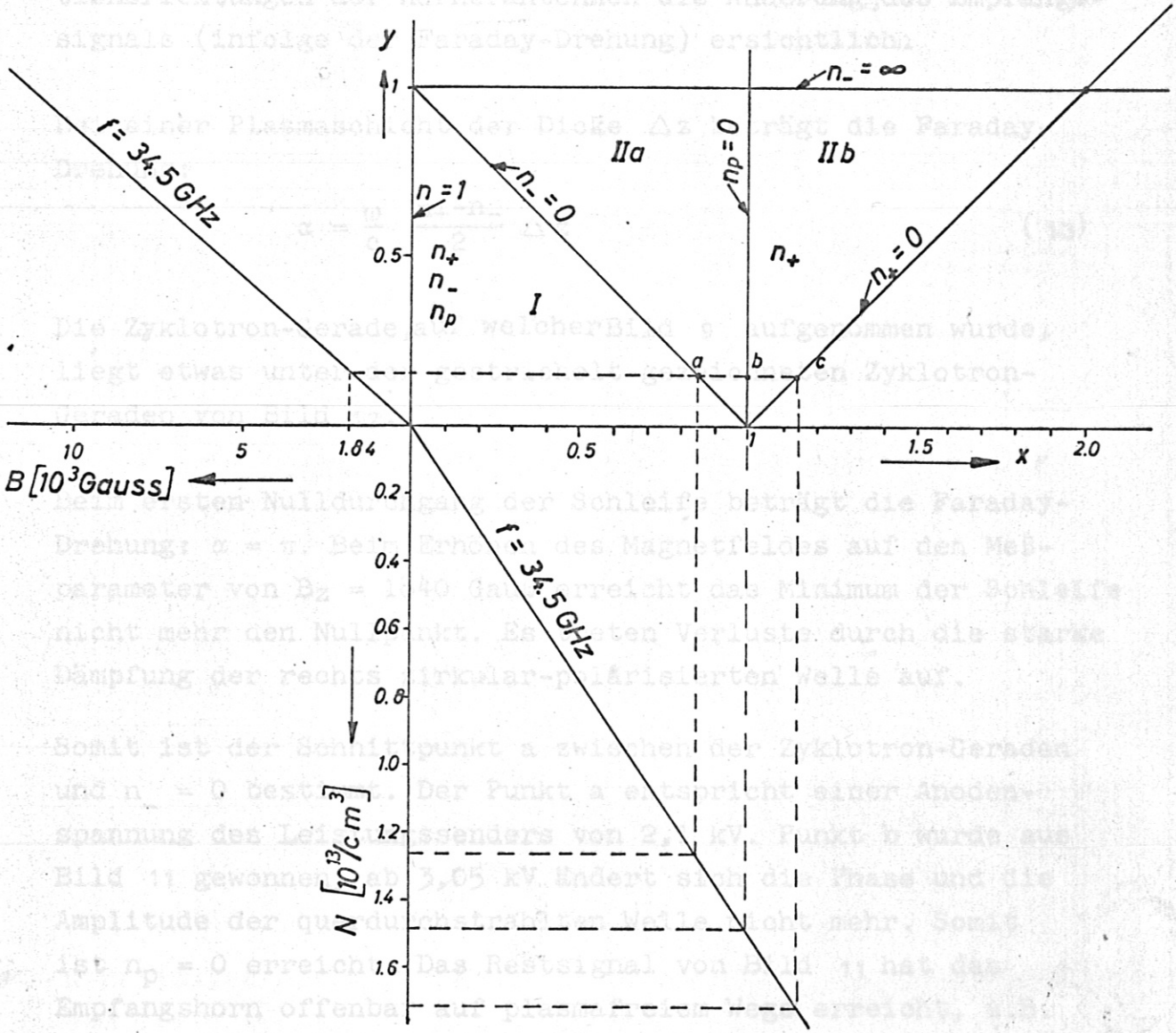


Bild 12. Ausbreitungsgebiete für Quer- und Längsdurchstrahlung.

Das am Ort des Plasmas mit HALL-Sonden gemessene statische Magnetfeld beträgt 1840 Gauß. Bei steigender Anodenspannung des plasmaerzeugenden Hochfrequenz-Leistungssenders und bei

Mikrowellen-Längsdurchstrahlung erfolgt die Ausbreitung der Welle entlang der gestrichelten Zyklotronfrequenz-Geraden auf Bild 12. Im Ausbreitungsgebiet I sind die beiden zirkular-polarisierten Wellen vorhanden.
Aus Bild 9 ist bei senkrecht aufeinanderstehenden Polarisationsrichtungen der Hörnerantennen die Änderung des Empfangssignals (infolge der Faraday-Drehung) ersichtlich.

Bei einer Plasmaschicht der Dicke Δz beträgt die Faraday-Drehung:

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \frac{n_+ - n_-}{2} \Delta z \qquad (13)$$

Die Zyklotron-Gerade, auf welcher Bild 9 aufgenommen wurde, liegt etwas unter der gestrichelt gezeichneten Zyklotron-Geraden von Bild 12.

Beim ersten Nulldurchgang der Schleife beträgt die Faraday-Drehung: $\alpha = \pi$. Beim Erhöhen des Magnetfeldes auf den Meßparameter von $B_z = 1840$ Gauß erreicht das Minimum der Schleife nicht mehr den Nullpunkt. Es treten Verluste durch die starke Dämpfung der rechts zirkular-polarisierten Welle auf.

Somit ist der Schnittpunkt a zwischen der Zyklotron-Geraden und $n_- = 0$ bestimmt. Der Punkt a entspricht einer Anodenspannung des Leistungssenders von 2,1 kV. Punkt b wurde aus Bild 11 gewonnen; ab 3,05 kV ändert sich die Phase und die Amplitude der querdurchstrahlten Welle nicht mehr. Somit ist $n_p = 0$ erreicht. Das Restsignal von Bild 11 hat das Empfangshorn offenbar auf plasmafreiem Wege erreicht, z.B. entlang der Oberfläche des Entladungsgefäßes, was wegen der sehr breiten Richtcharakteristik der hierbei verwendeten Hörnerantennen möglich ist.
Punkt c wurde aus Bild 10 bei nahezu vollkommener Dämpfung der Meßwelle durch das Plasma gewonnen. Die Anodenspannung liegt hier bei 3,2 kV.
Diese 3 Punkte sind im Bild 13 eingetragen.

Der Fehler in der Bestimmung der Dichtewerte, welcher durch ungenaue Zuordnung der kritischen Dichten $n_- = 0$ und $n_+ = 0$ zu den Anodenspannungen infolge der Stoßfrequenz und der Nichtbeachtung der Beugung hervorgerufen wird, wird auf im Mittel 10 % geschätzt. Auf dieselben Ergebnisse wie im Bild 13 führen auch genauere Berechnungen aufgrund der Phasenänderungen und der Faraday-Drehung der Meßwelle. [15] .

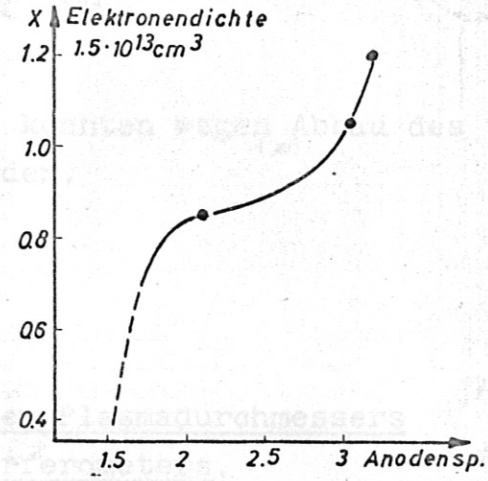


Bild 13. Plasmadichteverlauf

2.2. Messungen am "Mimikry"

Mimikry war eine elektrodenlose Ringentladung und ähnlich dem englischen SEPTRE bzw. ZETA (nur mit kleineren Durchmessern) . [16] .

Zur Messung der Elektronendichte wurde das in I.1. beschriebene Interferometer angewendet. Bei Querdurchstrahlung mit 8,8 mm-Wellen, und Polarisationsrichtung des elektrischen Feldvektors parallel zum Magnetfeld wurde die typische Aufnahme des Bildes 14 gewonnen.

Aus Bild 14 geht hervor, daß die kritische Elektronendichte von $1{,}5 \cdot 10^{13}$ überschritten wurde.

Korrelative Messungen auch bei kleineren Wellenlängen, z.B. bei 4 und 2 mm wären notwendig gewesen, um mehr als nur eine untere Grenzdichte aussagen zu können.

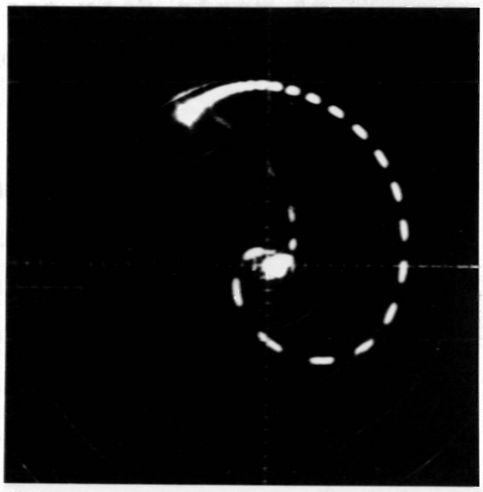


Bild 14. Plasmaentladung im Mimikry (Querdurchstrahlung mit 8,8 mm Wellen).

Wegen der großen Schwankungen der Meßwerte von Entladung zu Entladung sollten diese Messungen gleichzeitig, wie z.B. am Wendelstein 3 , durchgeführt werden.

Weitere Messungen in diesem Sinne konnten wegen Abbau des Experiments nicht unternommen werden.

3. Bestimmung der Plasmadichte und des Plasmadurchmessers mittels des Mikrowellen-Dual-Interferometers.

Das Plasma wird mit zwei Wellenlängen aus der gleichen Antenne bestrahlt. Aus der gemessenen Phasenverschiebung der beiden Wellen wird die Plasmadichte und der Plasmadurchmesser ermittelt. [17]

3.1. Messungen am WENDELSTEIN.

Wendelstein ist der Name eines Stellerator Experiments. Der Torus hat einen Rohrdurchmesser von 5 cm, mit einer axialen Länge von 312 cm. Das Bz Feld kann gepulst werden und bleibt konstant für mindestens 0,2 sec nach einer Anstiegzeit von 0,1 sec. Die maximale Feldstärke beträgt 20 Kilogauß.

In den folgenden Messungen wurden maximal 10 Kilogauß benutzt. Für Plasmadichtemessungen wurde nach dem Sinus-Interferenz-Verfahren ein Dual-Interferometer mit 1 μ s. Zeitkonstante entwickelt. Bei dem Bau dieser Anlage am Wendelstein wurde eine Anzahl von elektronischen und mikrowellentechnischen Problemen gelöst, von denen einige hier angegeben werden.

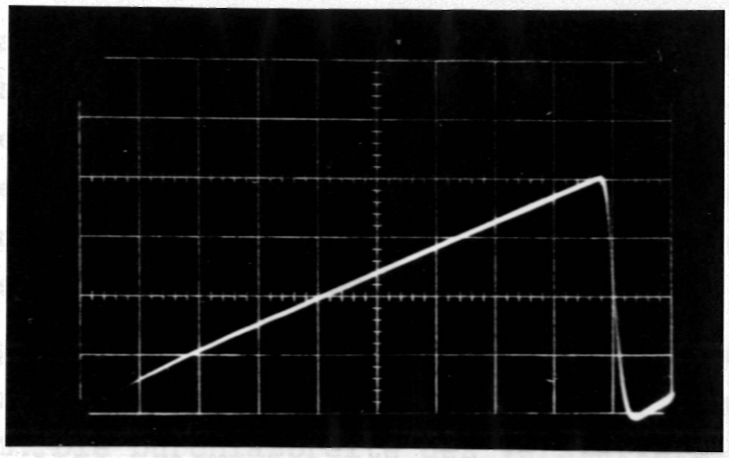


Bild 15. Sägezahnmodulationssignal 0,1 µs/cm, 20 V/cm.

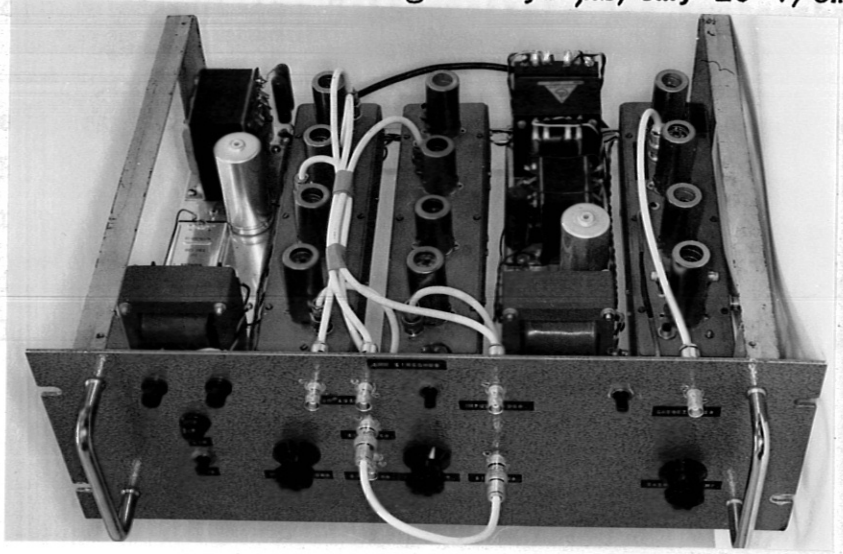


Bild 16. Rackeinschub für die gesamte Elektronik des 1 µ s Interferometers.

I. Elektronik

a) Sägezahnförmige Modulation.
Bild 15 zeigt die Modulationsspannung. Bei 1 µs Dauer beträgt die Abfallzeit 0,04 us. Die Spannung ist von 0 bis 80 V regulierbar ohne Änderung der Dauer bzw. Abfallzeit der Modulationsspannung. Ausgangsimpedanz 50Ω .

b) Helligkeitssteuerung.
Unmittelbar an die Kathoden des 2 Strahl-Oszillografen wurde je ein Sperrschwinger angebaut, der an seinem hochohmigen Ausgang negative Impulse von 30 ns Dauer, mit Amplituden von 50 V liefert. Diese Impulse sind mit dem sinusförmigen Interferenzsignal synchronisiert.

c) Unmittelbar an die Mikrowellen-Mischstufe wurde ein Differenzverstärker eingebaut. Dieser, zuerst breitbandig, wird so berechnet, daß die starken, vom Torus kommenden Mikrowellen-Emissionsimpulse den Verstärker nicht blokkieren; insbesondere bei gleichzeitig vorhandenen schwachen Nutzsignalen.

d) Durch sorgfältige Konstruktion eines 1 MHz selektiven Verstärkers wurde das Nutzsignal aus den Störimpulsen ausgesiebt. Die Durchlaßbreite des Verstärkers ist aber genügend groß um die kleine Zeitkonstante des Systems zu erhalten.

e) Brumm- und andere Störungen sind mit Hilfe getrennter Netzgeräte und Filter, besonders für den Vorverstärker und die beiden Sperrschwinger, weitgehend unterdrückt worden.

f) Trotz all dieser Maßnahmen ist die gesamte Elektronik für eine Meßwellenlänge in einem 18 cm hohen Rackeinschub untergebracht.

II. Mikrowellen

a) Durch sorgfältige Planung und Disponierung des Hohlleitersystems wurde einerseits die maximal möglich Mikrowellen-Leistung dem Plasma zugeleitet und andererseits voltaische und induzierte Störungen vermieden.

b) Alle Erschütterungseffekte des Mikrowellengenerators wurden durch eine mechanisch verbesserte Isolation des Generators völlig beseitigt.

c) Durch sorgfältige Auswahl und Adjustierung der Mischstufe wurde der Rauschpegel so weit herabgesetzt, daß man mit einer zusätzlichen Dämpfung von 45 dB der µW-Nutzleistung noch Phasenänderungen der Welle messen konnte.

d) Die Modulationsspannung wurde bei angepasster Zuleitung unmittelbar dem Repeller des Klystrons zugeleitet. Die Aufnahme von Bild 15 wurde am Repeller des Klystrons aufgenommen.

3.1.1. Anordnung und Meßoszillogramme

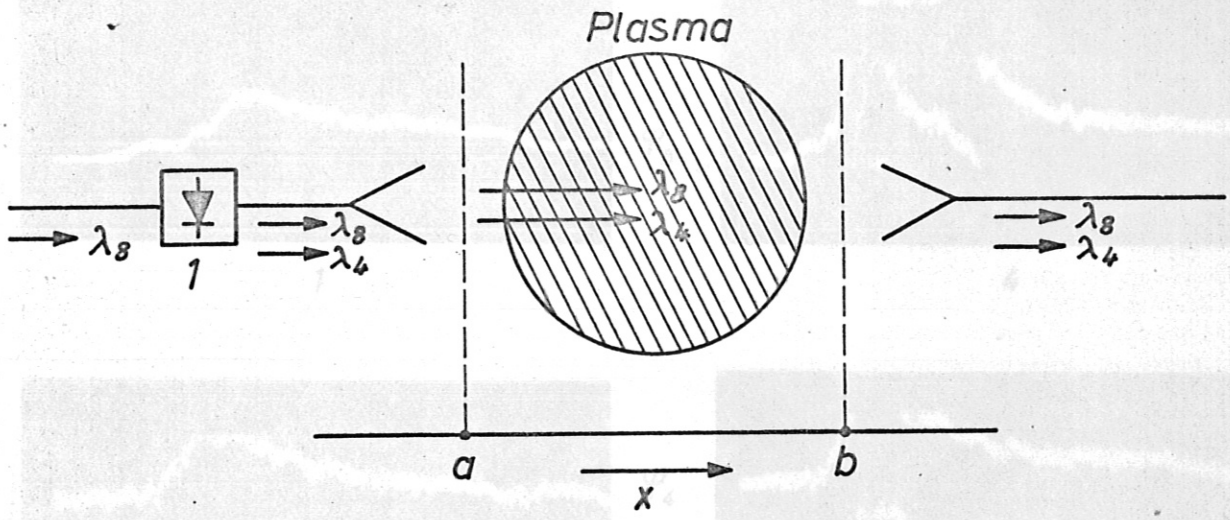


Bild 17. Meßanordnung

Die verwendete Mikrowellen-Apparatur wurde in [17] beschrieben. Wie aus Bild 17 ersichtlich, wird die erste Oberwelle durch Verzerrung einer 8,8 mm-Welle mittels der Kristalldiode 1 (1 N 53 B) erzeugt. Im folgenden bedeutet der Index 8 die 8,8 mm-Grundwelle, der Index 4 die 4,4 mm-erste Oberwelle. Durch Verwendung eines Strahlers für beiden Wellenlängen ist auch die gleiche Richtstrahlung gesichert.

Bild 18 zeigt Oszillogramme von 6 Entladungen mit steigender Plasmadichte an einem Stellerator-Experiment (Wendelstein). In jedem Oszillogramm zeigt der obere Strahl die Phasenverschiebung φ_4 der ersten Oberwelle, und der untere Strahl die Phasenverschiebung φ_8 der Grundwelle.
Die Zeitablenkung beträgt 100 µsec/cm. Die Phasenanzeige erfolgt innerhalb eines Phasenstreifens von 2 π. Bei Erreichen der 2π-Grenze springt der Strahl abrupt in seine Anfangsstellung zurück. Die Phasenablenkung beträgt 180°/cm. Die Zeitauflösung der Meßapparatur ist 1 µsec, sodaß Zeitablenkungen von 10 µsec/cm noch gut zu verfolgen sind.

Phasen-Oszillogramme

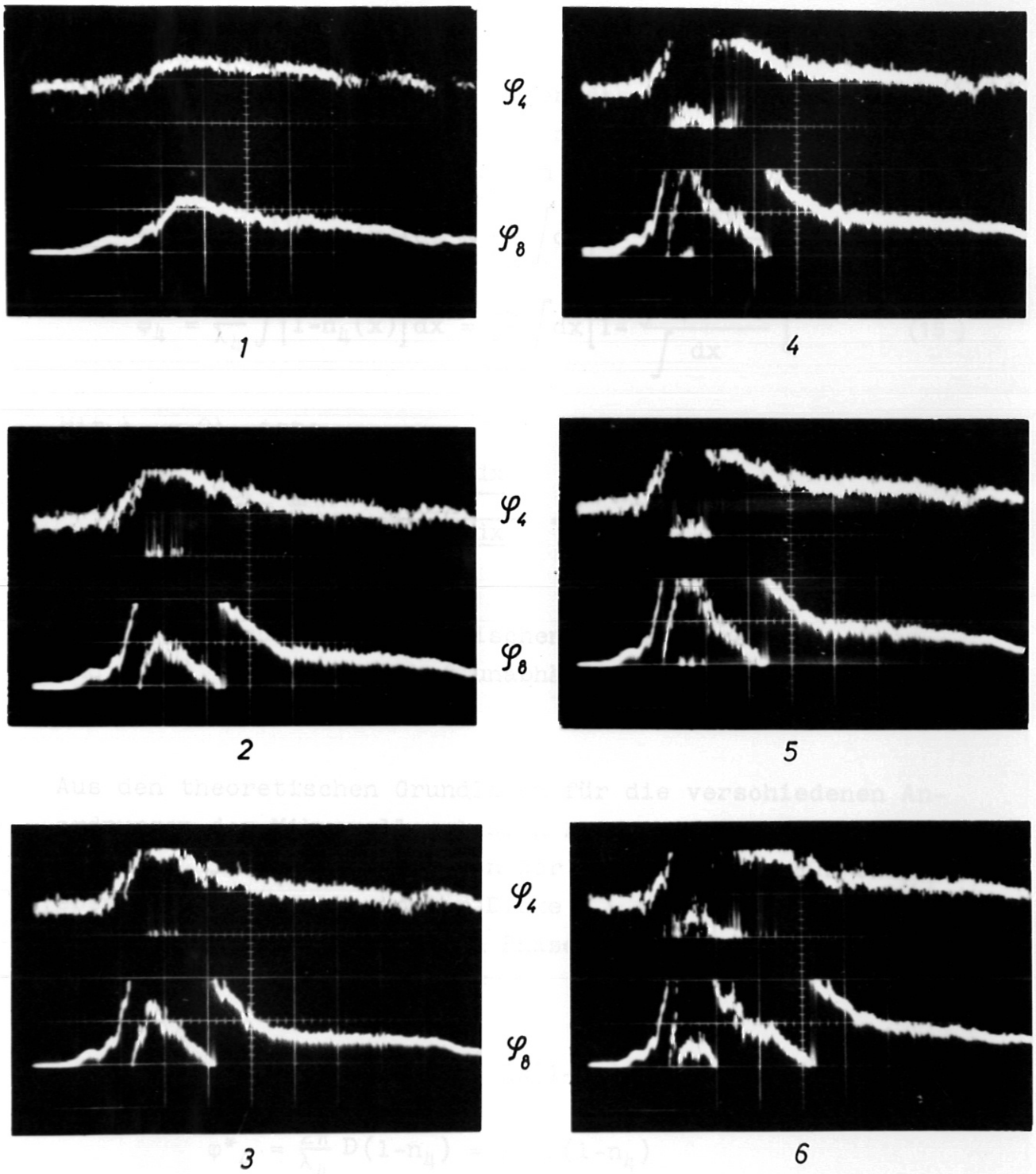


Bild 18

Duale interferometrische Aufnahmen der Phasenverschiebungen der Grundwelle (φ_8) und der ersten Oberwelle (φ_4). Plasmadichte zunehmend von Bild 1-6. Zeitbasis 100 µsec/cm. Phasenablenkung 180°/cm. E ll B_z.

3.1.2. Meßmethodik

Die beiden Wellen λ_8 und λ_4 sehen das Plasma mit den zwei entsprechenden Brechungsindices n_8 und n_4; die Phasenverschiebungen φ_8 und φ_4 der beiden Wellen lauten:

$$\varphi_8 = \frac{2\pi}{\lambda_8}\int\left[1-n_8(x)\right]dx = \frac{2\pi}{\lambda_8}\int dx\left[1-\frac{\int n_8(x)dx}{\int dx}\right] \qquad (14)$$

$$\varphi_4 = \frac{2\pi}{\lambda_4}\int\left[1-n_4(x)\right]dx = \frac{2\pi}{\lambda_4}\int dx\left[1-\frac{\int n_4(x)dx}{\int dx}\right] \qquad (15)$$

Mit $\lambda_8 = 2\lambda_4$ ist:

$$\psi = \frac{\varphi_8}{\varphi_4} = \frac{1}{2}\,\frac{1-\frac{\int n_8(x)dx}{\int dx}}{1-\frac{\int n_4(x)dx}{\int dx}} = \frac{1-\bar{n}_8}{2(1-\bar{n}_4)} \qquad (16)$$

$\bar{n}_8$ und $\bar{n}_4$ sind die arithmetischen Mittelwerte von $n_8(x)$ und $n_4(x)$. ψ ist zunächst unabhängig von den Integrationsgrenzen a und b in Bild 17.

Aus den theoretischen Grundlagen für die verschiedenen Anordnungen der Mikrowellenplasmen kennt man den Verlauf von n_8 und n_4 in Abhängigkeit von der Plasmadichte. Für eine ebene Plasmaschicht von der Dicke $D = \lambda_8$ mm kann man aus n_8 und n_4 die entsprechenden Phasenverschiebungen φ^*_8 und φ^*_4 ermitteln:

$$\varphi^*_8 = \frac{2\pi}{\lambda_8}D(1-n_8) = 2\pi(1-n_8)$$

$$\varphi^*_4 = \frac{2\pi}{\lambda_4}D(1-n_4) = 2\pi\cdot 2(1-n_4) \qquad (17)$$

Aus:

$$\psi = \frac{\varphi_8}{\varphi_4} = \frac{\varphi_8^*}{\varphi_4^*} \qquad (18)$$

kann man also n_8, n_4 und N/N_c ermitteln, wobei im folgenden N_c die kritische Plasmadichte für $\lambda = 8{,}8$ mm ist. ψ wurde in Abhängigkeit von N/N_c berechnet und in Bild 19 für den

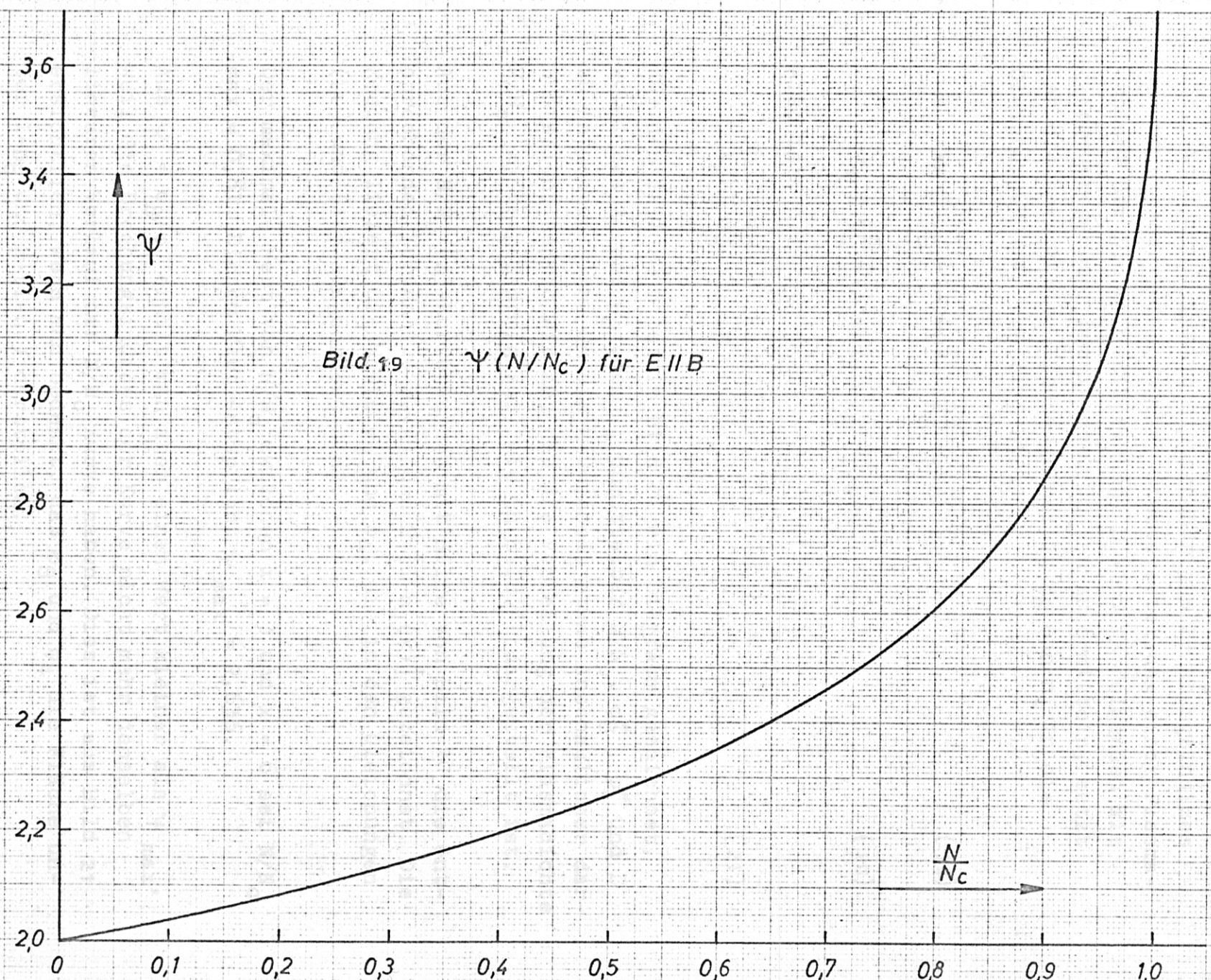


Bild 1.9 $\Psi(N/N_c)$ für $E \parallel B$

HECO A 4 210 x 297 mm

Fall der Querdurchstrahlung mit der Polarisation der elektromagnetischen Welle parallel zum Magnetfeld eingezeichnet. Wenn man also die Plasmadichte N/N_c berechnet hat, kennt man zugleich die zugehörigen Brechungsindices n_8 und n_4, die bei homogener Dichteverteilung einer Plasmaschicht der Dicke D entsprechen. D wird im folgenden als Plasmadurchmesser bezeichnet. Um ihn zu ermitteln, setzt man die berechneten Brechungsindices n_8 und n_4 in die Gleichungen (14) und (15) ein:

$$\varphi_8 = \frac{2\pi}{\lambda_8} D(1-n_8) = \frac{2\pi}{\lambda_8} D\, \varphi_8^* \qquad (19)$$

$$\varphi_4 = \frac{2\pi}{\lambda_4} D(1-n_4) = \frac{2\pi}{\lambda_8} D\, \varphi_4^* \qquad (20)$$

Also ist:

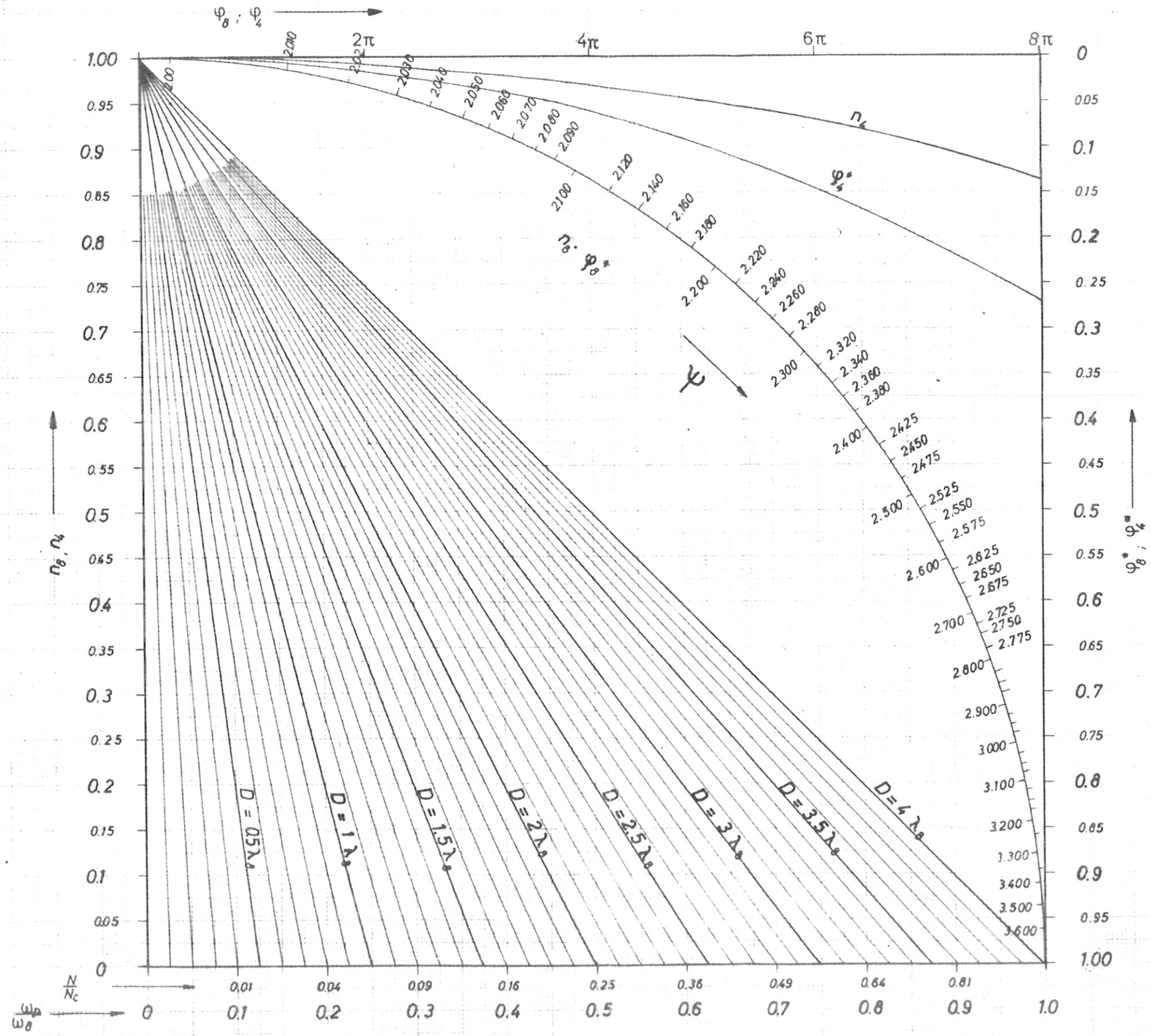
$$\frac{D}{\lambda_8} = \frac{\varphi 8}{\varphi_8^*} = \frac{\varphi_4}{\varphi_4^*} \qquad (21)$$

Für den Fall $E \parallel B$ ist in Bild 20 ein Diagramm gezeichnet, wobei aus ψ und φ_8 oder φ_4 unmittelbar N/N_c, φ_8^*, φ_4^* und D zu entnehmen sind. Um die Meßmethode etwas anschaulicher darzustellen, nehmen wir an, daß die Verteilung der Plasmadichte N/N_c (x) trapezförmig sei, wie in Bild 21 dargestellt ist.

Aus der N/N_c (x)-Kurve wurden mit Hilfe von Bild 20 die entsprechenden Kurven $1 - n_8(x)$ und $2\,[1-n_4(x)]$ gezeichnet. Die Messung liefert die Werte φ_8 und φ_4, die in den Gleichungen (14) und (15) ausgedrückt sind.

Der maximale Wert von N/N_c zwischen x = 3 und x = 6 sei N/N_c max = 0,81. Diesem Wert entspricht $\psi_{max} = 2{,}636$.

Aus $\psi = \varphi_8/\varphi_4$ erhält man aber einen Wert kleiner als ψ_{max}, weil die Brechungsindices der Kurve nicht mehr denselben linearen Verlauf der N/N_c-Kurve haben. Dies ist aus Bild 21 ersichtlich, wenn man bedenkt, daß φ_8 und φ_4 die Fläche unter $1-n_8$ und $2\cdot(1-n_4)$ darstellen.



$$f_8 = 34\ GHz$$

$$\lambda_8 = 8.8\ mm$$

$$\lambda_4 = 4.4\ mm$$

$$Nc = 1.43 \cdot 10^{13}\ e/cm$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{\varepsilon_0\ m}$$

$$n_4 = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_4^2}} = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{2}\frac{\omega_p}{\omega_8}\right)^2}$$

$$n_8 = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_8}\right)^2}$$

$$\varphi_8^* = 1 - n_8$$

$$\varphi_4^* = 2(1 - n_4)$$

$$\psi = \frac{\varphi_8}{\varphi_4} = \frac{\varphi_8^*}{\varphi_4^*}$$

$$\frac{D}{\lambda_8} = \frac{\varphi_8}{\varphi_8^*}\ \frac{\varphi_4}{\varphi_4^*}$$

$$\frac{N}{N_C} = \left(\frac{\omega_p}{\omega_8}\right)^2$$

$$\varphi_8 = \frac{2\pi}{\lambda_8} D (1 - n_8)$$

$$\varphi_4 = \frac{2\pi}{\lambda_8} D\, 2(1 - n_4)$$

Bild 20 Plasma-Dichte und Plasma-Durchmesser v/s

Phasen-Verschiebung für parallele Polarisation E // B

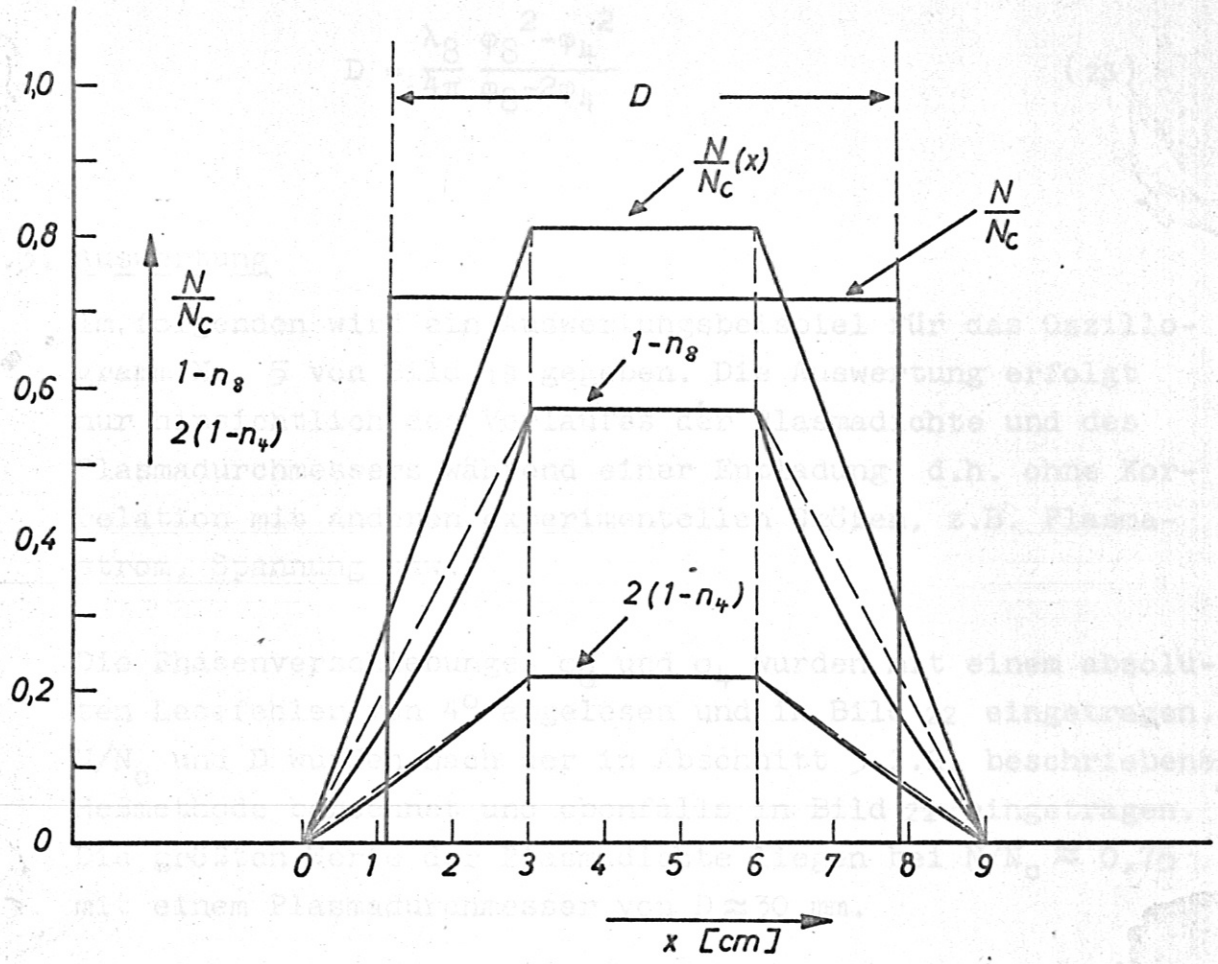


Bild 21. Trapezförmiges Plasmaprofil

Aus dem berechneten ψ -Wert kann man unmittelbar in Bild 20 die gemessenen Werte $N/N_c = 0{,}72$ und $1-n_8 = 0{,}46$ ablesen. Den Plasmadurchmesser D erhält man durch Dividieren des Integrals $\int[1-n_8(x)]dx$ durch $(1-n_8)$; aus Bild 21 erhält man D = 7 cm. Bei dieser Methode, nach der die Plasmadichte berechnet wurde, ist der Fehler von N/N_c max und vom Plasmaprofil abhängig. Er wird bei niedrigeren Werten von N/N_c max kleiner, jedoch wird der Lesefehler größer. Bei einmaliger Messung des Plasmaprofils (z.B. Sonden) kann man aber diese Fehler berücksichtigen.

Im Abschnitt 3.1.4. und 3.1.5. wurden N/N_c und D für den Fall $E \parallel B$ aus φ_8 und φ_4 berechnet.

$$\frac{N}{N_c} = \frac{4\psi(2\psi-1)(\psi-2)}{(1-\psi^2)} \qquad (22)$$

$$D = \frac{\lambda_8}{4\pi} \frac{\varphi_8^2 - \varphi_4^2}{\varphi_8 - 2\varphi_4} \qquad (23)$$

3.1.3. Auswertung

Im folgenden wird ein Auswertungsbeispiel für das Oszillogramm Nr. 5 von Bild 18 gegeben. Die Auswertung erfolgt nur hinsichtlich des Verlaufes der Plasmadichte und des Plasmadurchmessers während einer Entladung, d.h. ohne Korrelation mit anderen experimentellen Größen, z.B. Plasmastrom, Spannung usw.

Die Phasenverschiebungen φ_8 und φ_4 wurden mit einem absoluten Lesefehler von 4° abgelesen und in Bild 22 eingetragen. N/N_c und D wurden nach der in Abschnitt 3.1.2. beschriebenen Meßmethode berechnet und ebenfalls in Bild 22 eingetragen. Die größten Werte der Plasmadichte liegen bei $N/N_c \approx 0{,}75$ mit einem Plasmadurchmesser von $D \approx 30$ mm.

Wie aus Bild 23 II. und III. zu ersehen ist, wurde bei $\lambda_8 = 8{,}8$ mm die Plasmafrequenz ω_p nach $3{,}5 \cdot 2\pi$ Phasenverschiebung erreicht. Der Plasmadurchmesser ist also $D = 3{,}5 \cdot \lambda_8 = 27$ mm, was in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten steht.

Die Plasmafrequenz in Bild 23 wurde durch Feinregulierung der Plasmadichte erreicht, sodaß anzunehmen ist, daß in der Zeit von 250 bis 650 µsec die Plasmadichte auf ihrem maximalen Wert nahezu konstant bleibt. Aber auch der Verlauf von N/N_c (Bild 22) bleibt während derselben Zeitspanne nahezu konstant, nämlich $N/N_c \approx 0{,}75$. Für D = 30 mm, d.h. für denselben Plasmadurchmesser wie in Bild 23, ist $\varphi_8 = 2{,}2\,\pi$ und $N/N_c = 0{,}84$. Aus Bild 20 bekommt man für $\varphi_8 = 2 \cdot 2\,\pi$ und D = 30 mm ein $N/N_c = 0{,}82$. Es ist also anzunehmen, daß das Plasma zumindest für diese höhere Plasmadichte ein "steileres Profil" hat, d.h. also, daß die Plasmadichte rapid

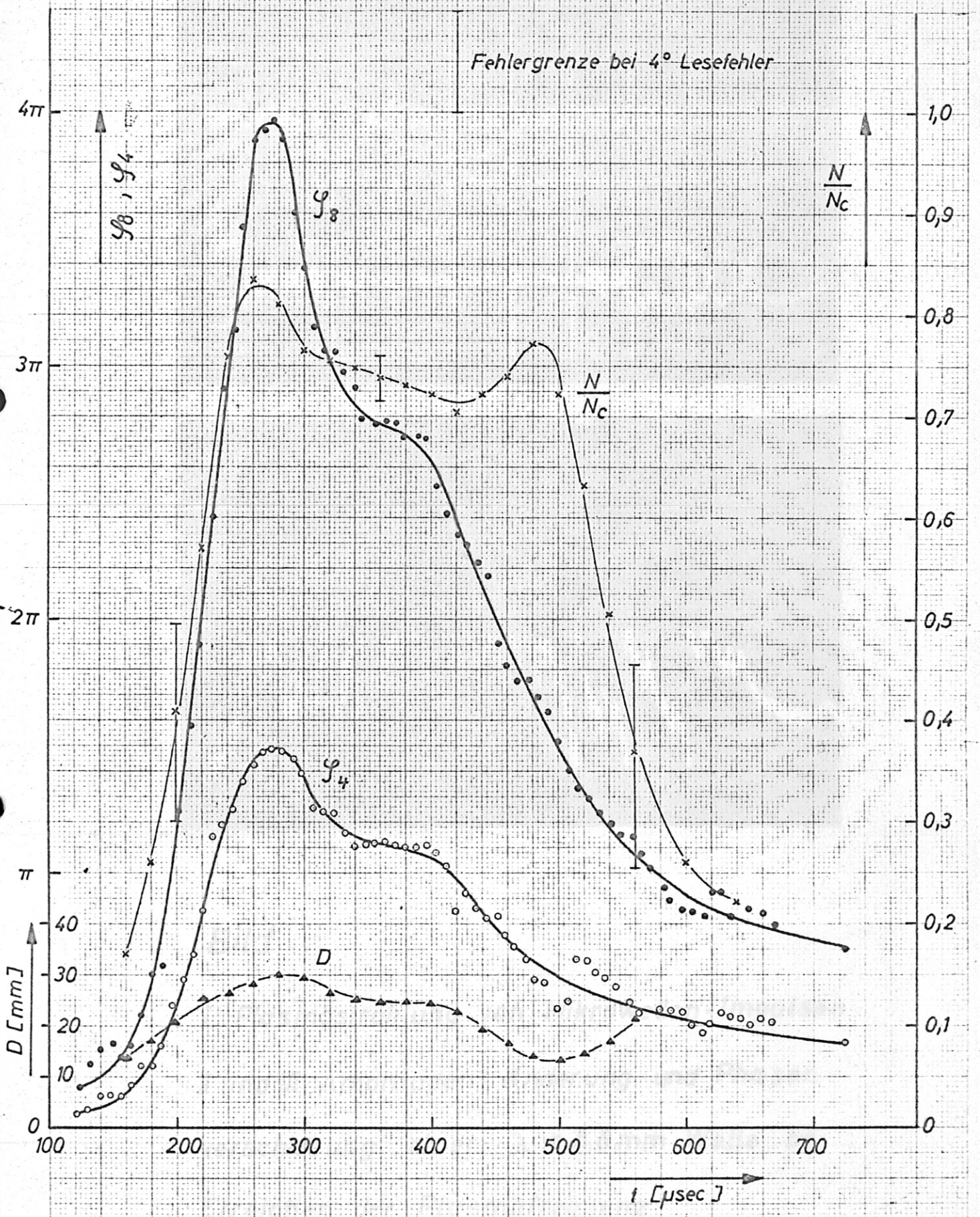
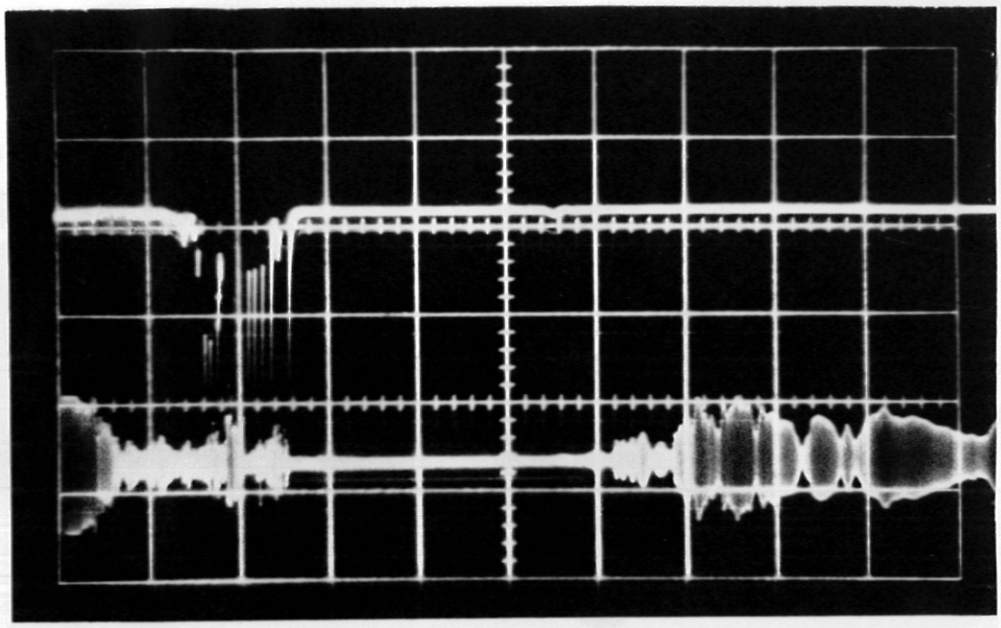


Bild 22 Auswertungsbeispiel für das Oszillogramm Bild 75 Nr. 5

SEIFERT A 4 210 x 297 mm

I

II



III

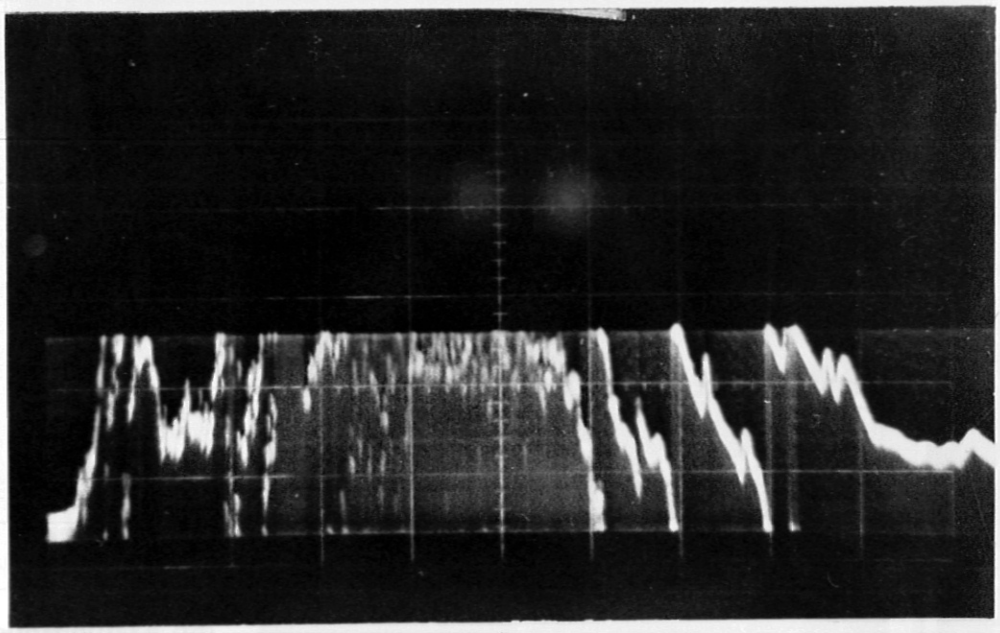


Bild 23

I Plasmastrahlung von Mikrowellen-Impulsen

II und III Amplituden-Änderung und Phasen-verschiebung einer $\lambda = 8.8$ mm Welle bei Erreichen der Plasmafrequenz.

Zeitablenkung 100 µs/cm.

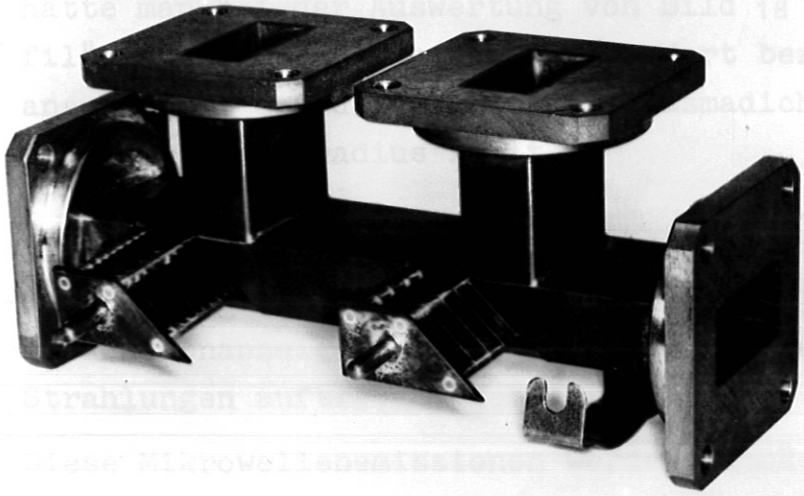


Bild 24
Mikrowellenverteiler

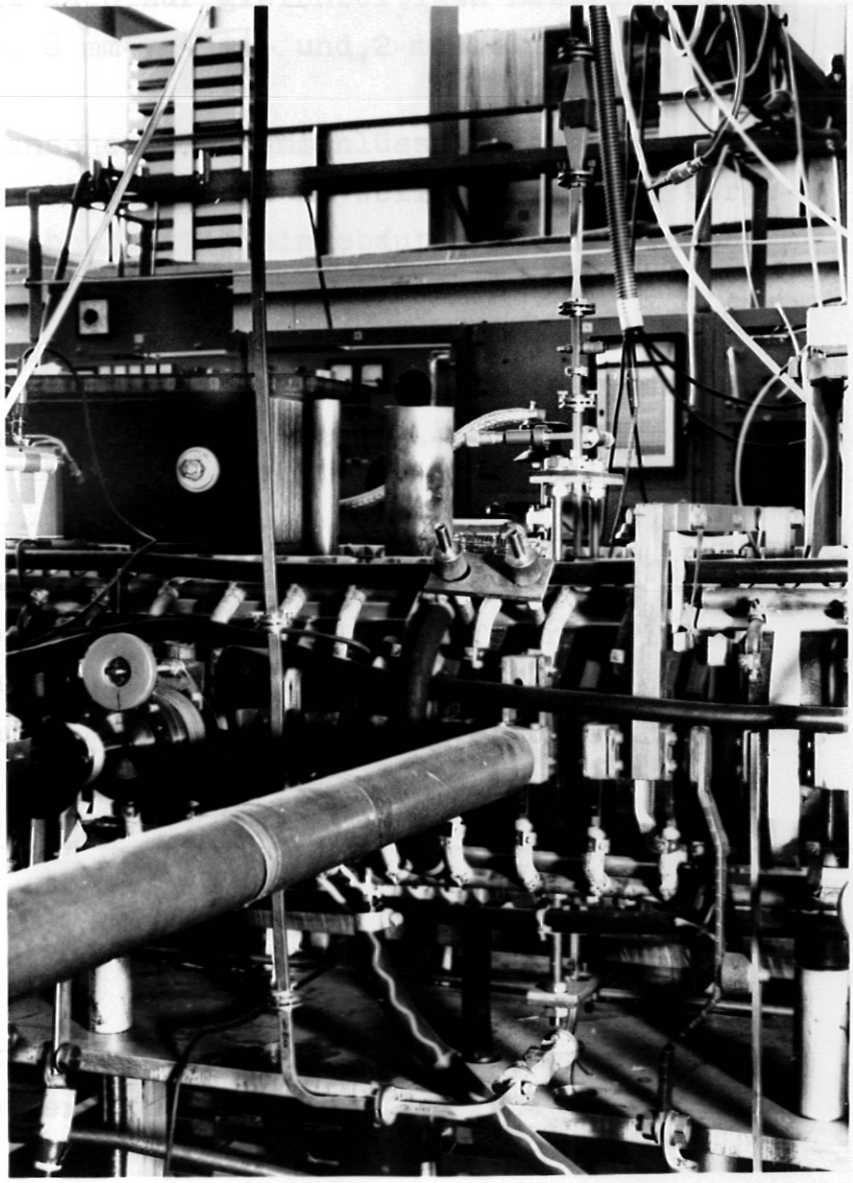


Bild 25
Mikrowellenanschlüsse am Wendelstein.

von ihrem Maximalwert abfällt. Wäre dem nicht so, dann hätte man bei der Auswertung von Bild 18 einen dem "Profil" entsprechend kleineren N/N_c-Wert berechnet. Es ist anzunehmen, daß das Profil der Plasmadichte etwa exponential zum Plasmaradius fällt.

Im Bild 23 I (erster Strahl) sind starke Mikrowellen-Strahlungen aus dem Plasma zu beobachten. Deswegen ist die Phasenanzeige des Bildes 23 III an der Stelle, wo diese Strahlungen auftreten, verzerrt.

Diese Mikrowellenemissionen werden demnächst mit Hilfe des in Bild 24 gezeigten Wellenverteilers untersucht. Der Wellenverteiler dient auch zur gleichzeitigen Bestrahlung des Plasmas mit 3 cm-, 8 mm-, 4 mm- und 2 mm-Wellen.

An den drei cm-Flanschen sind Anschlüsse für Übergangsleitungen zu 8 mm-, 4 mm- und 2 mm-Wellenhohlleiter vorgesehen. Die im Haupthohlleiter eingebauten Metallprismen sind austauschbar.

Im Bild 21 werden Anschlüsse der 8 mm-Hohlleiter mit Frequenzverdoppler am Wendelstein gezeigt.

3.1.4. Berechnung des Plasmadurchmessers D aus φ_8 und φ_4 für $E \parallel B$

Es wird eine homogene Dichteverteilung auf einer Plasmaschicht der Dicke D angenommen. Durch Bestrahlung mit zwei Wellenlängen λ_8 und λ_4 lauten die Phasenverschiebungen φ_8 und φ_4:

$$\varphi_8 = \frac{2\pi}{\lambda_8} D (1-n_8)$$

$$\varphi_4 = \frac{2\pi}{\lambda_4} D (1-n_4)$$

wobei n_8 und n_4 der Realteil des Brechungsindexes für λ_8 und λ_4 ist. Bei einer Stoßfrequenz $v = 0$ ist:

$$n_8 = \sqrt{1-\left(\frac{\omega_p}{\omega_8}\right)^2}\,; \qquad n_4 = \sqrt{1-\left(\frac{\omega_p}{\omega_4}\right)^2}$$

mit $\omega_8 = 2\,\omega_4$ ist $n_8^2 = 4\,n_1^2-3$

$$n_8 = 1-\frac{\varphi_8\lambda_8}{2\pi\,D}\,; \qquad n_4 = 1-\frac{\varphi_4\lambda_4}{2\pi\,D}$$

$$n_8^2 = \left(1-\frac{\varphi_8\lambda_8}{2\pi D}\right)^2 = \left(1-\frac{\varphi_8\lambda_4}{\pi\,D}\right)^2 = 4\left(1-\frac{\varphi_4\lambda_4}{2\pi D}\right)^2-3$$

$$4\left[1+\left(\frac{\varphi_4\lambda_4}{2\pi D}\right)^2-2\,\frac{\varphi_4\lambda_4}{2\pi D}\right]-3 = 1+\left(\frac{\varphi_8\lambda_4}{\pi D}\right)^2-\frac{2\varphi_8\lambda_4}{\pi D}$$

$$\left(\frac{\varphi_4\lambda_4}{\pi D}\right)^2-4\,\frac{\varphi_4\lambda_4}{\pi D} = \left(\frac{\varphi_8\lambda_4}{\pi D}\right)^2-2\,\frac{\varphi_8\lambda_4}{\pi D}$$

$$\frac{1}{4}\,\frac{\varphi_4\lambda_4}{\pi D}-1 = \frac{1}{4}\,\frac{\lambda_4\varphi_8^2}{\pi D\,\varphi_4}-\frac{1}{2}\,\frac{\varphi_8}{\varphi_4}$$

$$\frac{1}{D}\,\frac{\lambda_4}{4\pi}\left(\varphi_4-\frac{\varphi_8^2}{\varphi_4}\right) = 1-\frac{1}{2}\,\frac{\varphi_8}{\varphi_4}$$

$$D = \frac{\lambda_4}{4\pi}\,\frac{\varphi_4^2-\varphi_8^2}{\varphi_4-\frac{1}{2}\,\varphi_8}$$

$$D = \frac{\lambda_8}{4\pi}\,\frac{\varphi_8^2-\varphi_4^2}{\varphi_8-2\varphi_4}$$

3.1.5. Berechnung der Plasmadichte N/Nc aus φ_8 und φ_4 für E B.

Es wird wiederum eine homogene Dichteverteilung angenommen. Aus φ_8 und φ_4 des Abschnittes 3.1.4. wird:

$$\frac{\varphi_8}{\varphi_4} = \frac{1}{2}\,\frac{1-n_8}{1-n_4} = \frac{1-\sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega_8^2}}}{2-\sqrt{4-\frac{\omega_p^2}{\omega_8^2}}}$$

mit:

$$\psi = \frac{\varphi_8}{\varphi_4}\,; \qquad \sigma = \frac{\omega_p^2}{\omega_8^2} = \frac{N}{N_c}\,; \qquad N_c = \frac{\omega_8^2\cdot m}{4\pi\cdot e^2}\,;$$

wird:

$$2\psi-\psi\sqrt{4-\sigma} = 1-\sqrt{1-\sigma}$$

$$\left[(2\psi-1)-\psi\sqrt{4-\sigma}\right]^2 = 1-\sigma$$

$$(2\psi-1)^2-2\psi(2\psi-1)\sqrt{4-\sigma}+\psi^2(4-\sigma) = 1-\sigma$$

$$\left[(2\psi-1)^2+\psi^2(4-\sigma)-(1-\sigma)\right]^2 = 4\psi^2(2\psi-1)^2(4-\sigma)$$

$$\left[4\psi^2+1-4\psi+4\psi^2-\psi^2\sigma-1+\sigma\right]^2 = 4\psi^2(2\psi-1)^2(4-\sigma)$$

$$\left[\sigma(1-\psi^2)+4\psi(2\psi-1)\right]^2 = 4\psi^2(2\psi-1)^2(4-\sigma)$$

$$\sigma^2(1-\psi^2)^2+8\psi\sigma(2\psi-1)(1-\psi^2)+\sigma\, 4\psi^2(2\psi-1)^2 = 0$$

$$\sigma = \frac{4\psi(2\psi-1)\left[\psi(2\psi-1)+2(1-\psi^2)\right]}{(1-\psi^2)^2}$$

$$\frac{N}{N_c} = \frac{4\,(2\psi-1)(\psi-2)}{(1-\psi^2)^2}$$

3.2. Messungen am CABINET I

Die Gasentladung am Cabinet I erfolgt in einer Plasmasäule mit einem Durchmesser von etwa 4 bis 6 mm [18].

Zur Messung der Elektronendichte bei Mikrowellendurchstrahlung muß im allgemeinen der Durchmesser der bestrahlten Plasmasäule mindestens 3 bis 4 Wellenlängen der benutzten Meßwelle sein. Für einen Plasmadurchmesser der Größenordnung der Meßwellenlänge treten starke Beugungseffekte auf. Es ist dann möglich, daß die das Plasma durchlaufenden Wellen verschiedene Laufwege erfahren und miteinander interferieren.

Wird das Plasma gleichzeitig mit zwei stark voneinander abweichenden Wellenlängen bestrahlt, dann treten diese Beugungseffekte für beide Wellen verschieden auf.
Es ist dann möglich auch für relativ kleine Ausdehnungen des Plasmas, trotz dieser Beugungseffekte, eine grobe Schätzung der Plasmadichte zu gewinnen.

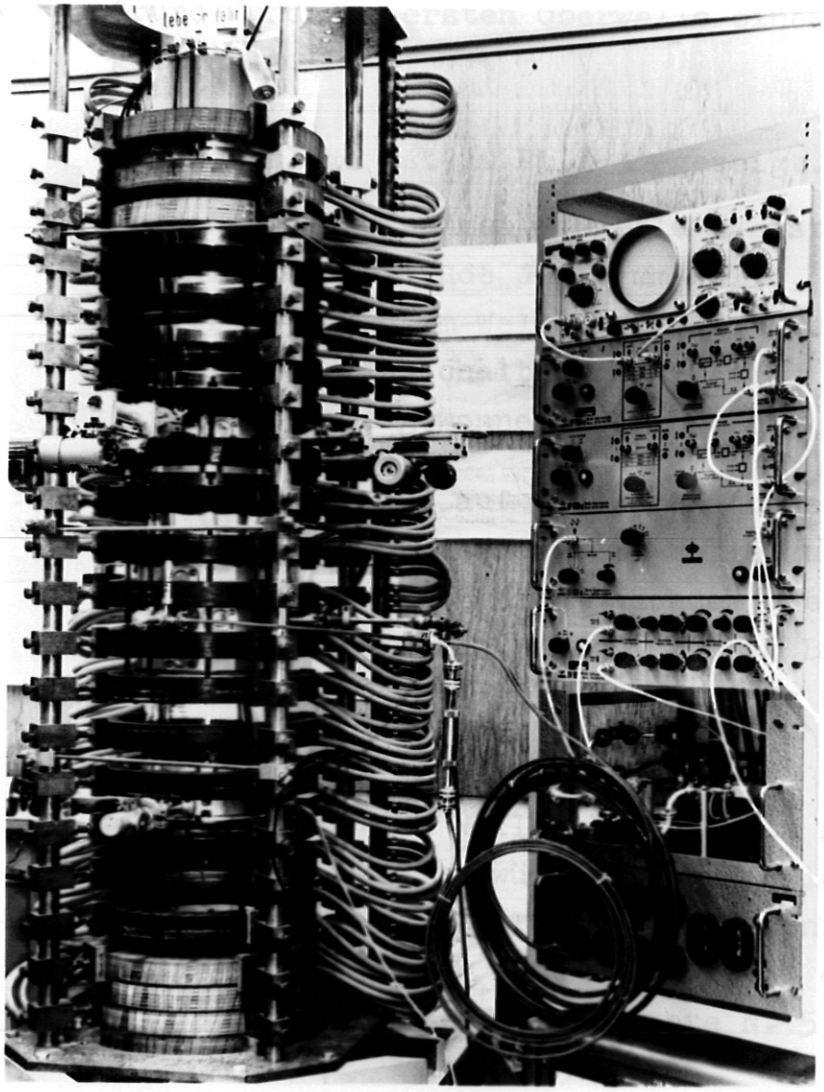


Bild 26

Aufbau des Dual - Interferometers am CABINET I

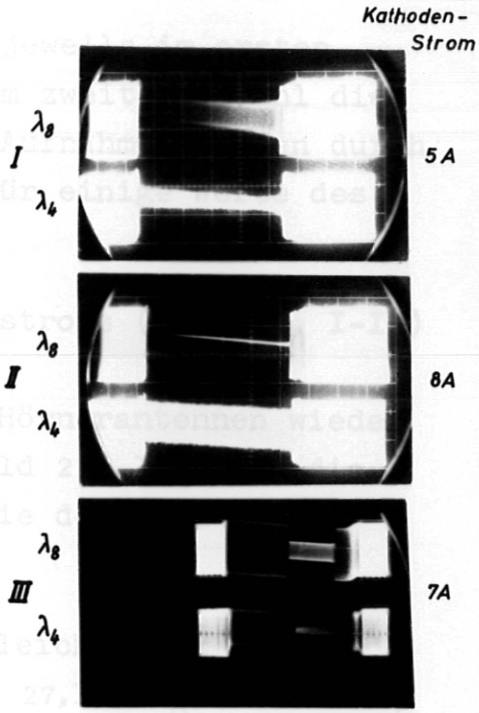


Bild 27

Amplitude der Grundwelle (λ_8) und der 1.Oberwelle (λ_4) bei 3 Werten des Entladungsstroms.

3.2.1. Meßoszillogramme

Um zu erproben, in wieweit die Meßmethodik des Dual-Interferometers in Bezug auf kleinere Plasmadurchmesser angewendet werden kann, wurde das Plasma am Cabinet I mit der Grund- und der ersten Oberwelle eines 8 mm-Klystrons durchgestrahlt.

Die Meßanlage ist im Bild 26 gezeigt.

In den drei Aufnahmen von Bild 27 ist jeweils im ersten Strahl die Amplitude der 8 mm-Welle, im zweiten Strahl die Amplitude der 4 mm-Welle gezeigt. Die Aufnahmen wurden durch das Ein- und Ausschalten des Plasmas für einige Werte des Kathodenstroms gewonnen.

Im Übergang von 5 auf 8 A des Kathodenstroms (Bild 27, I-II) nimmt die Amplitude der 4 mm-Welle zu.
Für eine zweite Meßreihe, nachdem die Hörnerantennen wieder justiert worden waren, zeigt sich im Bild 27, III, daß die Amplitude der 4 mm-Welle stärker als die der 8 mm-Welle vom Plasma gedämpft wird.

Würden die beiden Wellenlängen nicht gleichzeitig sondern einzeln benutzt, so würde man aus Bild 27,II, λ_8, eine Plasmadichte $N > 1{,}4 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} messen.
Aus Bild 27, III, λ_4, konnte man bei einzelner Bestrahlung mit 4 mm-Welle eine Plasmadichte $N > 5{,}8 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} ablesen.

Mit Hilfe des Dual-Interferometers erkennt man sofort aus der Amplitudenänderung der beiden Wellen, daß die Meßergebnisse mit der einfachen Mikrowellenanordnung nicht vereinbar sind. Eine Schätzung der Plasmadichte in annehmbaren Grenzen ist mit Hilfe der Daten aus 1 nicht möglich. Zur Messung der Plasmadichte sind also kleinere Wellenlängen oder andere Meßverfahren notwendig.

Mit einem Hohlraumresonator im 3 cm-Wellenbereich wurde eine Plasmafrequenz größer als die Meßfrequenz festgestellt, also $N > 1{,}2 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}.

4. Plasmadichtemessungen an dünnem Plasma.

Bei einer großen Anzahl von Experimenten hat das Plasma einen kleinen Durchmesser von 2-3 cm. Die Entladung erfolgt oft in Konfigurationen, die außer der Bestrahlung von Wellen keine andere Meßanordnung gestatten.

Für solche Fälle hat die längste Wellenlänge, die man benutzen kann, eine Größenordnung von 1 cm. Die kleinste noch meßbare Plasmadichte hängt dann von der Empfindlichkeit der Meßapparatur für kleinste Phasenverschiebungen ab.

Für $Z \ll 1$, eine homogene Plasmaschicht der Dicke D und für einen Brechungsindex n ist die Phasenverschiebung φ der durchstrahlten Welle:

$$\varphi = \frac{2\pi D}{\lambda} (1 - n) \tag{24}$$

wobei $n = (1-X)^{\frac{1}{2}}$, mit:

$$X = \frac{N}{N_c} \tag{25}$$

Für $X < 0{,}1$, z.B. bei einer Wellenlänge von 8,8 mm, ist $N < 1{,}4 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} und es gilt in guter Näherung:

$$n = 1 - \frac{1}{2} X \tag{26}$$

und

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda} D X \tag{27}$$

Gleichung (27) ist im Bild 28 für $\lambda = 8{,}8$ mm und einige D Werte eingetragen. Außerdem ist zum Vergleich die "kritische"Wellenlänge λ_c in Abhängigkeit von N eingetragen.

4.1. Messungen an einem Caesium-Plasma.

In einem Stellerator Experiment wurde Caesium-Plasma durch thermische Ionisation der Caesium-Atome an einer heißen Tantalspirale erzeugt [19]. Zur Messung der Diffusionsver-

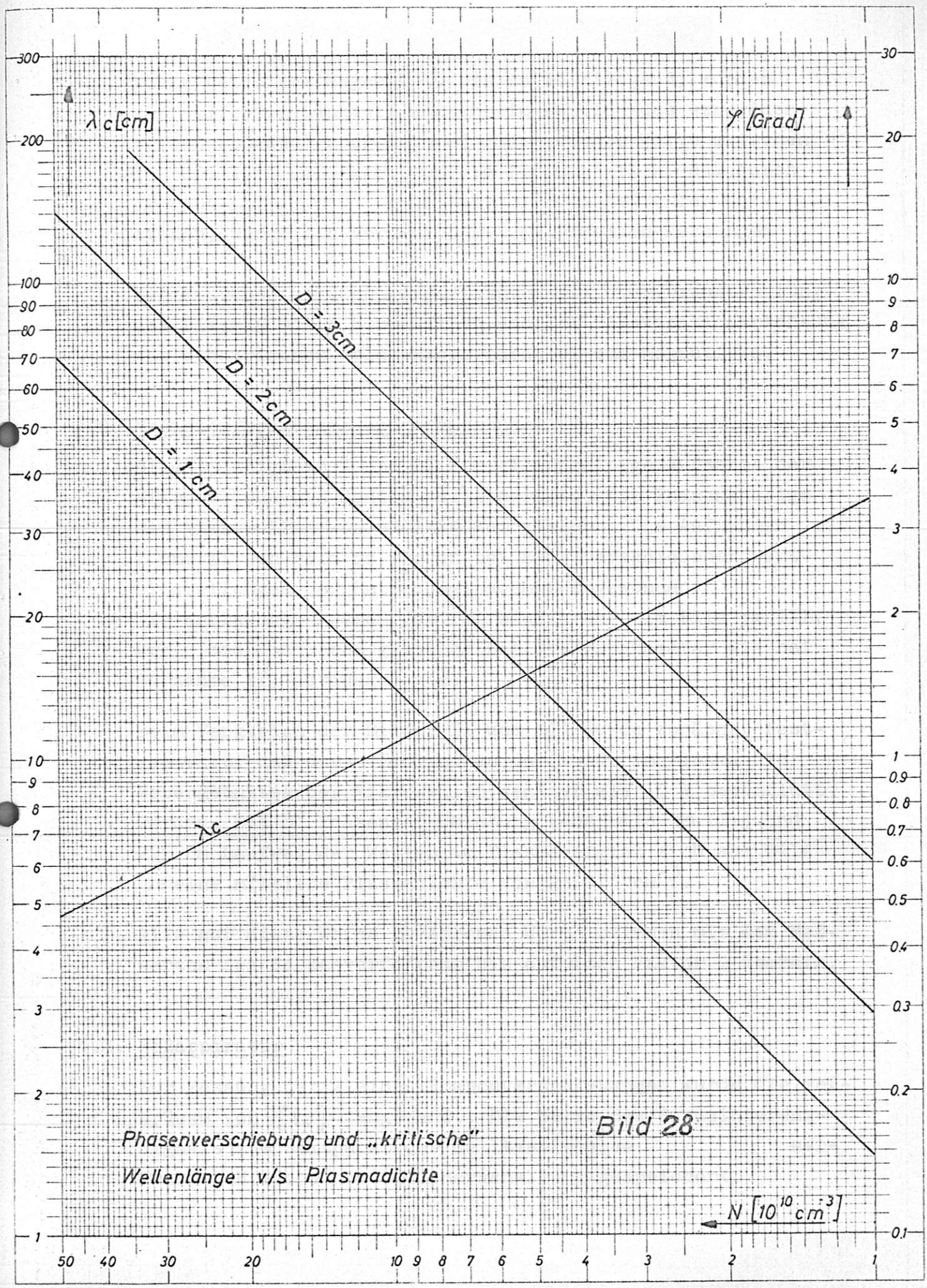


Bild 28

Phasenverschiebung und „kritische" Wellenlänge v/s Plasmadichte

Beide Achsen logar. geteilt, 1 bis 300 u. 1 bis 50, Einheit 100 mm
Nr. 369 1/2 : 3 P
COPYRIGHT

luste bei einem Magnetfeld bis zu 20 Kilogauß, wurden mit Hilfe von Langmuir-Sonden (im Bereich des experimentellen Entladungsparameters) Plasmadichte-Werte zwischen 10^8 und 10^{11} cm^{-3} gemessen. Um festzustellen, daß durch die Sonde selbst keine allzugroßen Meßfehler entstehen, wurde ein Vergleich mit Mikrowellen-Messungen nötig.
Die Mikrowellenmessungen erfolgten bei Querdurchstrahlung des Plasmas mit 8,8 mm-Wellen und bei Polarisationsrichtung des elektrischen Feldvektors parallel zum Magnetfeld.

4.2. Meßinterferogramme und Auswertung.

Bild 29 zeigt in I und II die gleichzeitige Aufnahme der Mikrowellen- und Sonden-Oszillogramme. Die Phasenanzeige der Mikrowellen wurde mit 9°/cm geeicht. Die Aufnahmen I und II von Bild 29 wurden bei zwei verschiedenen Werteinstellungen der Entladungsparameter gewonnen.
Die Entladungen waren gut reproduzierbar. Im Bild 29 III, wurde die Sonde bei gleichem Entladungsparameter wie bei Aufnahme II, herausgezogen.

Beim Vergleich der Bilder II und III wurde zunächst festgestellt, daß durch Eintauchen der Sonde im Plasma die Meßergebnisse der Mikrowellen weniger als 10 % beeinflußt werden. Bei 8° Phasenverschiebung (aus Bild 29 III) und 2.5 cm Laufweg der Wellen im Plasma ergibt sich aus Bild 28 eine mittlere Plasmadichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-3}.

Alle auf diese Weise gemessenen Werte stimmen mit den Meßwerten des Sondenverfahrens bis auf einen Faktor 2 überein.

4.3. Meßapparatur

Zur Messung der kleinen Phasenverschiebungen wurde die Meßbrücke von [12] angewandt. Die Werte des Sinusinterenz-Signals zum Zeitpunkt der Helltastimpulse werden mit Hilfe einer Speicherschaltung gespeichert.

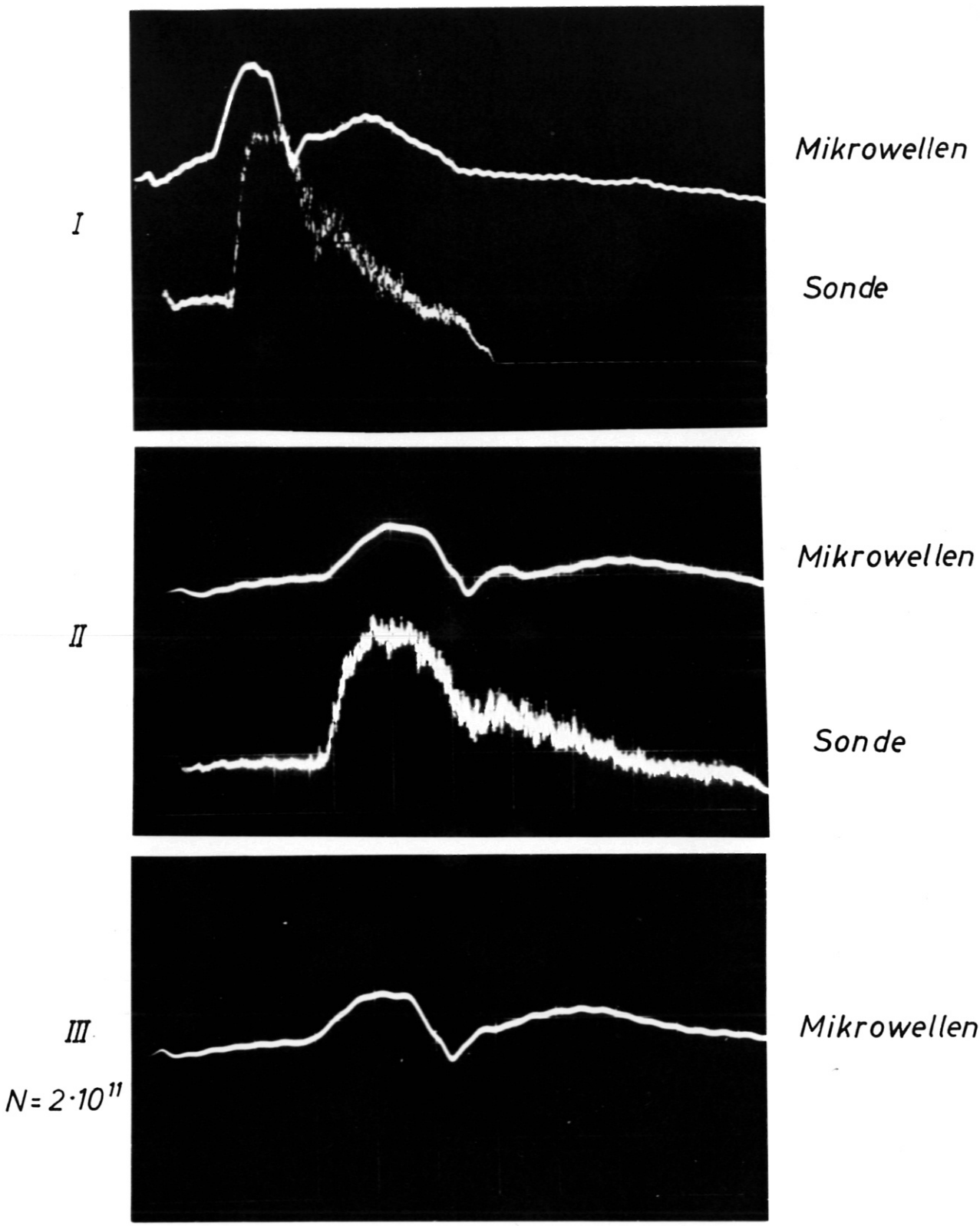


Bild 29

Vergleich zwischen Mikrowellen und Langmuir - Sonden bei Messung der Plasmadichte. Zeitablenkung 50 msec/cm.

Der Gleichstromausgang dieser Schaltung (gesiebt an einem Tiefpaß) gibt ein Maß für die Phase der Welle im Meßkanal. Durch Regulieren der Amplitude des Interferenzsignals wird der Phasenmesser in dem benötigten Meßbereich geeicht. Mit dieser Schaltung wurden Empfindlichkeiten von 0,1 Grad/cm mit einer Zeitkonstanten von 200 µ S erreicht. Durch Frequenzstabilisierung des Meßsenders dürfte die Verbesserung der Empfindlichkeit um eine Größenordnung erreichbar sein.

LITERATURVERZEICHNIS

1 BROWN S.C. Plasma physics: Modern Diagnostic Techniques
Physics Today 16, 37 (1963)

2 NEUMANN W. Über Plasmadiagnostische Verfahren
Beiträge aus der Plasmaphysik Heft 1 / 63

3 GINZBURG V. L. Propagation of electromagnetic waves in plasmas
North Holland (1961)

4 SCHUMANN W.O. Elektrische wellen (1948)
Carl Hanser Verlag - München

5 DENISSE J.F. DELCROIX J. L. Theorie des ondes dans les plasmas
Monografie Dunod (1960)

6 ALLIS W. P. Propagation of waves in a Plasma with a Magnetic Field
IRE Trans. MTT - 9, 1 (1961)

7 JAHN R. G. Microwave Probing of Ionized Gas Flows
Phys. of Fluids 5, 678 (1962)

8 HAIN K. und M. TUTTER Durchgang von Mikrowellen durch ebene Plasmaschichten
Z. für Naturforschg. 17a, 59 (1962)

9 PAPOULAR R. Propagation d'une onde electromagnetique plane dans un plasma à la coupure et au delà
Rapport interne N° 85 - C.E.A. (1961)

10 DESCHAMPS G.A. WEEKS W.L. Charts for Computing the Refractive Indices of Magneto-Ionic Medium
IRE Trans. (1962) APP-5

11 GALLET R. Propagation of Electromagnetic Waves in a Plasma
Nuovo Cimento X-13 Supplements (1959)

12 LISITANO G. Anwendung der sinusförmigen Interferenztechnikzum Bau eines Reflektometer und Polarimeters im mm-Wellenbereich
NTZ, 15, 446 (1962)

13 SCHLÜTER H. Z. Naturforschg. 15a, 281 (1960)

14 SCHLÜTER H. Dissertation, München Univ. (1961)

15 LISITANO G. TUTTER M. Mikrowellenmessungen an einer hochfrequenzerregten Gasenladung
Z. Naturforschg. 16a, 7 (1961)

16 WEINHARD K. Mimikri
Max-Planck-Institut für Physik
Interne Institutsbericht

17 LISITANO G. Plasmadichte-Messapparatur mit dualer interferometrischer Anzeige der Grund- und ersten Oberwelle eines 8mm-Mikrowellengenerator
Institut für Plsmaphysik, München, Report IPP 2/16, Sept. 1962

18 BOESCHOTEN F. SCHWIRZKE F. Investigation of a stationary Plasma in a Magnetic Field
J. of Nucl. Fusion 2, 54 (1962)

19 D'ANGELO N., DIMOCK D., FUJITA J., GRIEGER G., HASHMI M. and STODIEK W. Particle Losses of a Cesium Plasma in a Stellarator
6th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Paris, 1963.