

INTERFEROMETER FÜR DREI WELLENLÄNGEN: +)
2,5 mm, 4 mm und 8 mm

INTERFEROMETER FOR THREE WAVELENGTHS:
2.5 mm, 4 mm and 8 mm

M. Michaelis

IPP 2/49

Juni 1966

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

IPP 2/49

M. Michaelis

Interferometer für drei
Wellenlängen: 2,5 mm,
4 mm und 8 mm.

INTERFEROMETER FÜR DREI WELLENLÄNGEN: ⁺)

2,5 mm, 4 mm und 8 mm

Interferometer for Three
Wavelengths: 2.5 mm,
4 mm and 8 mm.

INTERFEROMETER FOR THREE WAVELENGTHS:

2.5 mm, 4 mm and 8 mm

Abstract

M. Michaelis

IPP 2/49

Juni 1966

The interferometer was designed to measure simultaneously the phase shifts of three superimposed microwave beams transmitted across a common plasma path.

An "optical" transmission with teflon lenses, oversize waveguide, parallel plate filters, and wire grid was developed for the 2.5 mm wavelength and for the three wavelengths in the measurement channel. Conventional waveguide was used elsewhere.

A zebra stripe display was obtained by means of long reference arms and provided direct phase shift readings for all three wavelengths with a maximum sensitivity of 10^3 . A graphical method for error evaluation is given.

The interferometer permits plasma density measurements between 10^{12} and 10^{14} particles/cc.

⁺) als Diplomarbeit an der Universität München eingereicht (Juni 1966).

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.

INHALT

IPP 2/49	M. Michaelis	Interferometer für drei Wellenlängen: 2,5 mm, 4 mm und 8 mm.	1
		Interferometer for Three Wavelengths: 2.5 mm, 4 mm and 8 mm.	3
		(In German.)	5
		1. Mikrowellen in Plasma	5
		2. Anwendung wenigerer Wellenlängen	7
		3. Plasmaturchmesser und Plasmadichtebestimmung aus der Phasenverschiebung	10
		4. Fehlerrechnung	12
		5. Hornparabolantenne	32
		IV. AUFBAU DER VERWENDETEN INTERFEROMETER	33
		1. Allgemeines	33
		2. Interferometer für 2 mm Wellenlänge mit Frequenzverdopplung aus einem 4 mm Klystron	33
		3. Michelson-Interferometer im 2,5 mm Wellenbereich	36

Abstract

The interferometer was designed to measure simultaneously the phase shifts of three superimposed microwave beams transmitted across a common plasma path.

An "optical" transmission with teflon lenses, oversize waveguide, parallel plate filters, and wire grid was developed for the 2.5 mm wavelength and for the three wavelengths in the measurement channel. Conventional waveguide was used elsewhere.

A zebra stripe display was obtained by means of long reference arms and provided direct phase shift readings for all three wavelengths with a maximum sensitivity of 10^0 . A graphical method for error evaluation is given.

The interferometer permits plasma density measurements between 10^{12} and 10^{14} particles/cc.

I N H A L T

	Seite
ZUSAMMENFASSUNG	1
EINLEITUNG	3
I. PLASMA ALS MESSOBJEKT	5
1. Mikrowellen im Plasma	5
2. Anwendung mehrerer Wellenlängen	7
3. Plasmadurchmesser und Plasmadichte- bestimmung aus der Phasenverschiebung mehrerer Wellenlängen	10
4. Fehlerrechnung	12
II. ÜBERBLICK ÜBER BEKANNTE INTERFEROMETRISCHE MESSYSTEME	15
1. Einfaches Phasenbrücken-Interferometer	15
2. Pseudo-Super-Heterodyne-Interferometer	18
3. Zirkulares Polarisations-Interferometer	19
4. Michelson- Interferometer	21
5. Verzögerungszweig-Interferometer	23
III. ENTWICKLUNG VON MIKROWELLENKOMPONENTEN	26
1. Teflon-Linsen	26
2. Halbdurchlässiger Spiegel	29
3. Hochpaß-Filter	30
4. Überdimensionale Hohlleiter	30
5. Teflon und Plexiglas-Prismen	30
6. Hornparabolantenne	32
IV. AUFBAU DER VERWENDETEN INTERFEROMETER	33
1. Allgemeines	33
2. Interferometer für 2 mm Wellenlänge mit Frequenzverdopplung aus einem 4 mm Klystron	33
3. Michelson-Interferometer im 2,5 mm Wellenbereich	36

4. Einfaches Brücken-Interferometer im 2,5 mm Wellenbereich	37
5. Verzögerungsweig-Interferometer im 2,5 mm Wellenbereich	37
6. Interferometer für die beiden Wellenlängen 4 mm und 8 mm	43
V. DREI-WELLENLÄNGEN-INTERFEROMETER	45
1. Zusammenstellung des Drei-Wellenlängen-Interferometers	45
2. Vorversuch mit einer gewöhnlichen Leuchtstoff-Röhre	46
3. Beugungseffekte an Cabinet I	47
ANHANG	48
Frequenzvervielfacher	
2 mm Detektor	
"Magic T"	
1,25 mm Wellenlänge	
LITERATURVERZEICHNIS	51

Nach Lieferung eines 3,5 mm Philips-Klystrons wurden mehrere bekannte Interferometersysteme ausprobiert, einschließlich eines Brücken-Interferometers mit langem Verzögerungsweig. Als Leiter neben Kupfer und Silber wurde auf 2 mm Schichtdickenkomplexen verwendet, die Transmission der Wellen erfolgte auf freier Luftstrecke und auf vierdimensionalem Honkleiter. Dabei wurden Verfahren nach geometrischer Optik benutzt und die Strahlung wurde mit Hilfe eines Tiefkonprismus oder eines Gitters in zwei verschiedene Bündel zerlegt.

Für den 4 mm und 8 mm Bereich wurde ein Interferometer mit langem Vergleichskanal gebaut, dabei wurde ein einzelnes 8 mm Klystron verwendet.

Es hat sich gezeigt, daß die 4 mm Leistung, die man mit einem Kristallverdoppler aus 8 mm Wellen gewinnt, ausreicht um fast alle Meßaufgaben dieses Systems zu erfüllen.

Die Empfindlichkeit wurde durch Zuführung einer Vorspannung an sämtlichen Kristallen erhöht.

ZUSAMMENFASSUNG

Es bestand die Aufgabe, ein Interferometer zu bauen, das gleichzeitig Plasmadichte-Messungen bei drei Wellenlängen: 2,5 mm, 4 mm und 8 mm ermöglichen sollte.

Zuerst wurden Versuche im 2 mm Wellenbereich durchgeführt unter Benutzung eines 4 mm Klystrons und eines Kristallfrequenzverdopplers. Diese zeigten, daß die Verluste für die 2 mm Wellen in einem 4 mm Kupfer-Hohlleiter (R.G. 98) zu groß waren und, daß eine optische Transmission durch Teflon-Linsen mit wesentlich geringerer Dämpfung möglich war.

Die gewonnene Leistung war so klein, daß nur ein einfaches Brückeninterferometer gebaut werden konnte. Die Einstellung des Verdopplerkristalls war sehr empfindlich gegen kleinste Erschütterungen, so daß eine sichere Betriebseinstellung wenig Dämpfung im Meßkanal erlaubte.

Nach Lieferung eines 2,5 mm Philips Klystrons wurden mehrere bekannte Interferometersysteme angewendet, einschließlich eines Franzen-Interferometers mit langem Verzögerungs-zweig. Wegen ihrer hohen Dämpfung und Kosten wurde auf 2 mm Hohlleiterkomponenten verzichtet. Die Transmission der Wellen erfolgte auf freier Luftstrecke und auf überdimensionalem Hohlleiter. Dabei wurden Teflonlinsen nach geometrischer Optik benutzt und die Strahlung wurde mit Hilfe eines Teflonprismas oder eines Drahtgitters in zwei verschiedene Bündel zerlegt.

Für den 4 mm und 8 mm Bereich wurde ein Interferometer mit langem Vergleichskanal gebaut. Dabei wurde ein einzelnes 8 mm Klystron verwendet.

Es hat sich gezeigt, daß die 4 mm Leistung, die man mit einem Kristallverdoppler aus 8 mm Wellen gewinnt, ausreicht um fast alle Meßaufgaben dieses Systems zu erfüllen.

Die Empfindlichkeit wurde durch Zuführung einer Vorspannung an sämtlichen Kristallen erhöht.

Das aufgebaute Interferometer ergibt gleichzeitige Phasenverschiebungs-Messungen der 2,5 mm, 4 mm und 8 mm Wellen mit einer Genauigkeit von etwa 10^0 und dürfte erlauben, Plasma-Dichte-Variationen zwischen 10^{12} und 10^{14} Teilchen/cm³ zu verfolgen.

Die Beobachtung der Phasenverschiebung in diesen Frequenzbereichen ist nur mit dieser Plasmafrequenz möglich, da die Wellenlänge der räumlichen Wellen ohne diese Verschiebung gegenüber dem Vakuum nicht möglich. Eine Phasenverschiebung der Wellenlänge erfährt beim Durchgang durch ein Plasma eine Phasenverschiebung, die eine Messung der Phasenverschiebung erlaubt. n ist mit der Dichte N des Plasmas $n = \sqrt{1 - N/N_c}$ verknüpft, wobei N_c die kritische Dichte ist, die bei einem Vakuumplasma mit der beobachteten Frequenz f die Resonanzfrequenz darstellt.

Verknüpfung, wobei gilt

$$N_c = \frac{2\pi^2 m_e n_e}{h^2} \quad (1)$$

(m_e = Masse eines Elektrons)

Die Dichte N des Plasmas kann durch die Dichte N_c des Plasmas bestimmt werden, wenn die Wellenlänge λ des Plasmas bekannt ist. Die Wellenlänge λ ist nicht meßbar, da die Wellenlänge des Plasmas, die durch die Wellenlänge des Plasmas bestimmt wird, nicht meßbar ist. Die Wellenlänge λ ist durch die Wellenlänge des Plasmas bestimmt, die durch die Wellenlänge des Plasmas bestimmt wird.

Um die Dichte des Plasmas bestimmen zu können, darf die Wellenlänge des Plasmas oberhalb der Plasmafrequenz liegen. Eine Wellenlänge des Plasmas oberhalb der Plasmafrequenz findet sich in der Wellenlänge des Plasmas. In diesem Experimente die Plasmadichte durch die Wellenlänge des Plasmas, die durch die Wellenlänge des Plasmas bestimmt wird, und man daher gleichzeitig die Wellenlänge des Plasmas messen, um die Dichte auch in ihrem zeitlichen Verlauf genügend genau bestimmen zu können. Die Wellenlänge des Plasmas sind nach unten durch die Wellenlänge des Plasmas begrenzt und nach oben durch die Wellenlänge des Plasmas, daß die Wellenlänge klein sein muß gegenüber dem Plasmadurchmesser. Die endgültige Wahl der Wellenlängen 2,5 mm, 4 mm und 8 mm wird ebenfalls in

EINLEITUNG

Ein Plasma ist ein dispersives Medium mit einer im Mikrowellenbereich stark frequenzabhängigen Dielektrizitätskonstanten. Insbesondere liegt für typische Laboratoriumsplasmen die charakteristische Schwingungsfrequenz in diesem Frequenzbereich. Für Frequenzen unterhalb dieser Plasmafrequenz ω_p ist die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen ohne Anwesenheit eines Magnetfeldes überhaupt nicht möglich. Eine elektromagnetische Welle der Frequenz ω erfährt beim Durchgang durch das Plasma eine Phasenverschiebung, die eine Messung des Brechungsindex n erlaubt. n ist mit der Elektronendichte N_e für ein kaltes Plasma mit der Beziehung

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \text{verbunden, wobei gilt}$$
$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N_e e^2}{m_e} \quad (e, m_e = \text{Ladung und Masse eines Elektrons})$$

Um aus der Messung der Phasenverschiebung auf die Dichte schließen zu können, muß natürlich der Plasmadurchmesser bekannt sein. Um diesen, meist auf andere Weise nicht meßbaren Parameter mitzubestimmen, sind zwei gleichwertige Messungen mit verschiedenen Wellenlängen notwendig.

Um die Dichte genügend genau messen zu können, darf die Meßfrequenz nicht zu weit oberhalb der Plasmafrequenz liegen. Eine quantitative Diskussion dieses Punktes findet sich in Abschnitt I. Da im Verlaufe eines Experimentes die Plasmadichte zeitlich ansteigen kann, muß man daher gleichzeitig mit mehreren Wellenlängen messen, um die Dichte auch in ihrem zeitlichen Verlauf genügend genau bestimmen zu können. Die möglichen Wellenlängen sind nach unten durch die kommerziellen verfügbaren Sender begrenzt und nach oben durch die Bedingung, daß die Wellenlänge klein sein muß gegenüber dem Plasmadurchmesser. Die endgültige Wahl der Wellenlängen 2,5 mm, 4 mm und 8 mm wird ebenfalls im

I. Abschnitt I begründet.

Der zweite Abschnitt enthält einen Überblick über eine Reihe bekannter Interferometersysteme, deren Diskussion die für den vorliegenden Fall geeignetsten Systeme zu bestimmen gestattet.

Im dritten Abschnitt wird die Herstellung neuer Komponenten für den 2,5 mm Wellenbereich beschrieben. Der Abschnitt IV enthält einen Bericht über experimentelle Tests verschiedener Interferometer auf Grund deren schließlich eine ganz bestimmte Kombination für verschiedene Wellenlängen ausgewählt wird. Der detaillierte Aufbau dieser Interferometer-Anordnung und zwei experimentelle Anwendungen werden im fünften Abschnitt beschrieben.

für $B \neq 0$ $n^2 = \frac{\epsilon}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ (1)

für $B = 0$ $n^2 = \frac{\epsilon}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ (2)

- wo:
- ω_0 - Elektronenkreisfrequenz
 - Z - Impedanz
 - $\omega_p = \frac{4\pi N_e e^2 B}{m_e}$ - Plasmafrequenz
 - m_e - Elektronenmasse
 - m_0 - Ruhemasse
 - $\omega_p = \left(\frac{4\pi N_e e^2}{m_e} \right)^{1/2}$ - Elektronenplasmafrequenz
 - N_e - Elektronendichte
 - $-\frac{e}{c}$ - Ladung der Elektronen in e.m.u.
 - ν - Stoßfrequenz der Elektronen gegen schwere Teilchen
 - ω - Kreisfrequenz der Meßwelle

I. PLASMA ALS MESSOBJEKT

I.1 Mikrowellen im Plasma

"Mikrowellen im Plasma" sind ein kompliziertes und ein immer umfangreicher werdendes Gebiet. Wellen im Plasma können elektrostatischer, hydromagnetischer und elektromagnetischer Natur sein. Die ersten beiden Ausbreitungsarten werden für die interferometrische Diagnostik nicht angewendet. Für die elektromagnetische Welle seien \underline{N} der Poynting'sche Vektor, \underline{E} der elektrische Feld-Vektor und \underline{B} das konstante Magnetfeld im Plasma. Für ein "kaltes" stoßfreies Plasma und für den Fall $\underline{N} \perp \underline{B}$ gelten die Beziehungen:

$$\text{für } \underline{E} // \underline{B} \quad n^2 = \frac{c^2}{v^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1)$$

$$\text{für } \underline{E} \perp \underline{B} \quad n^2 = \frac{c^2}{v^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_{ce} \omega_{ci} + \frac{\omega^2 (\omega_{ce} - \omega_{ci})^2}{\omega_p^2 - \omega^2 + \omega_{ce} \omega_{ci}}} \quad (2)$$

wobei

$$\omega_{ce} = \frac{e B}{m_e c} = \text{Elektronen-Zyklotronfrequenz}$$

$$Z = \text{Ladung des Ions}$$

$$\omega_{ci} = \frac{Z e B}{m_i c} = \text{Ionen-Zyklotronfrequenz}$$

$$m_e = \text{Elektronenmasse}$$

$$m_i = \text{Ionenmasse}$$

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi N_e e^2}{m_e} \right)^{1/2} = \text{Elektronen-Plasmafrequenz}$$

$$N_e = \text{Elektronendichte}$$

$$-\frac{e}{c} = \text{Ladung der Elektronen in e.m.u.}$$

$$\nu = \text{Stoßfrequenz der Elektronen gegen schwere Teilchen}$$

$$\omega = \text{Kreisfrequenz der Meßwelle}$$

Da die Beziehung (2) wesentlich komplizierter wird, wenn es mehrfache Ionisation gibt, und da \underline{B} auch nicht immer bekannt ist, wird meistens die Transmission mit $\underline{E} // \underline{B}$ angewendet. Hat man kein stoßfreies Plasma, so verwandeln sich die Beziehungen (1) und (2) in:

$$n^2 = \frac{c^2}{V^2} = 1 - \frac{X}{1 - jZ} \quad (3)$$

und

$$n^2 = \frac{c^2}{V^2} = 1 - \frac{X}{1 - jZ - \frac{Y^2}{1 - X - jZ}} \quad (4)$$

$$\text{wobei } \begin{cases} X = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \\ Y = \left(\frac{\omega_{ce}}{\omega}\right)^2 \\ Z = \frac{\nu}{\omega} \end{cases}$$

Aus der Phasen-Verschiebung gewinnt man (siehe nächsten Abschnitt) die Phasen-Geschwindigkeit V , und aus den Beziehungen (1) oder (3) die Elektronen-Dichte

$$N_e = \frac{\omega_p^2 m_e}{4\pi e^2} \quad (5)$$

Bemerkung

Im Fall eines kalten stoßfreien Plasma für $\underline{E} // \underline{B}$ mit $\omega = \omega_p$ gibt die Gleichung (1)

$$n = 0 \quad V = \infty$$

Die Welle propagiert nicht mehr. ω_p wird deshalb "Grenzfrequenz" oder "cut off" Frequenz genannt.

I.2 Anwendung mehrerer Wellenlängen

Das allgemeine Prinzip der Mikrowellen-Interferometrie ist der Vergleich zwischen zwei kohärenten Wellen gleichen Ursprungs, wobei die eine einen Meßkanal und die andere einen Vergleichskanal durchläuft.

Es seien

$$u_v = U_0 e^{j\omega t} \quad (6)$$

und

$$u_m = k U_0 e^{j(\omega t - \varphi)} \quad (7)$$

die Signale im Vergleichskanal bzw. Meßkanal, wobei φ die durch das Meßobjekt verursachte Phasenverschiebung ist.

Dann ergibt die Überlagerung:

$$u = u_v + u_m = U_0 e^{j\omega t} (1 + k e^{-j\varphi}) \quad (8)$$

Ein Kristalldetektor mit quadratischer Kennlinie ergibt ein Signal proportional zu

$$|u|^2 = U_0^2 (1 + k^2 + 2k \cos\varphi) \quad (9)$$

Aus den Detektor-Signaländerungen erhalten wir also die Phasenänderungen.

Nun besteht das Problem, aus der gewonnenen Kurve die Werte der Plasmadichte N_e und des Durchmessers D zu berechnen. Wenn n der Brechungsindex des Meßobjekts ist, gilt

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^D [1 - n(x)] dx = \frac{2\pi D}{\lambda} (1 - \bar{n}) \quad (10)$$

wobei man entlang des Strahlenganges (Länge D) durch das Meßobjekt integrieren muß. (\bar{n} ist der mittlere Wert von n). Falls man weder $n(x)$ noch D kennt, führt uns diese Formel nicht weiter.

Es gilt dann folgende Beziehung zwischen φ und N_e , wobei N_c die kritische Dichte des Plasmas

für $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ ist:

$$N_e = \frac{N_c}{4\pi c^2} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \quad (17)$$

Da dies beim Plasma meistens der Fall ist, kann man sich nur mit Annahmen über D und $n(x)$ behelfen.

Ein weiterer Weg um etwas über D und $n(x)$ zu erfahren, besteht in der gleichzeitigen Verwertung von Meßresultaten bei zwei verschiedenen Wellenlängen λ_1 und λ_2 . Die Ableitung von D und N_e in Abhängigkeit von den entsprechenden Phasen-Verschiebungen φ_1 und φ_2 wurde schon im Fall

$$\lambda_1 = 4 \text{ mm}$$

$$\lambda_2 = 8 \text{ mm}$$

durchgeführt. (Lisitano 5)

Für den allgemeinen Fall $\lambda_2 = k\lambda_1$ gilt:

$$\varphi_1 = \frac{2\pi D}{\lambda_1} (1 - \bar{n}_1) \quad (11)$$

$$\varphi_2 = \frac{2\pi D}{\lambda_2} (1 - \bar{n}_2) \quad (12)$$

Wir definieren

$$\psi = \frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \frac{\lambda_1(1 - \bar{n}_2)}{\lambda_2(1 - \bar{n}_1)} \quad (13)$$

Ein im Meßkanal äquivalentes Plasma konstanter Dichte vom Durchmesser D würde pro Zentimeter die Phase um

$$\varphi_1^* = \frac{2\pi}{\lambda_1} (1 - n_1) \text{ und } \varphi_2^* = \frac{2\pi}{\lambda_2} (1 - n_2) \text{ verschieben} \quad (14)$$

wobei

$$\varphi_{1,2}^* D = \varphi_{1,2} \quad (15)$$

Es ist also

$$\psi = \frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \frac{\varphi_2^*}{\varphi_1^*} \quad (16)$$

Es gilt dann folgende Beziehung zwischen ψ und $\frac{N_e}{N_c}$ wobei N_c die kritische Dichte des Plasmas

für $\lambda_2 = \frac{2\pi c}{\omega_2}$ ist:

$$N_c = \frac{\omega_e^2 m_e}{4\pi e^2} \quad (17)$$

1.3 Plasma-Durchmesser und Plasma-Dichte-Bestimmung

$$\frac{N_e}{N_c} = \frac{4\psi(k\psi - 1)(\psi - k)}{(1 - \psi^2)^2} \quad (18)^*$$

Zwischen D und φ_1, φ_2 gilt die Beziehung

$$D = \frac{\lambda_2 (\varphi_2^2 - \varphi_1^2)}{4\pi (\varphi_2 - k\varphi_1)} \quad (19)^*$$

Und schließlich gilt

$$\varphi_{1,2} = \frac{2\pi}{\lambda_{1,2}} D (1 - n_{1,2}) \quad (20)$$

$$n_{1,2} = 1 - \frac{\lambda_{1,2} \cdot \varphi_{1,2}}{2\pi D} \quad (21)$$

Damit sind wir also in der Lage aus φ_1 und φ_2 den mittleren Durchmesser D und die mittlere Dichte N_e (oder Brechungsindex) des Plasmas auszurechnen.

Daraus folgt schließlich:

$$D = \frac{\lambda_2 (\varphi_2^2 - \varphi_1^2)}{4\pi (\varphi_2 - k\varphi_1)} \quad (23)$$

Sonderfälle

a) für $k=2$ folgt $D = \frac{\lambda_2 (\varphi_2^2 - \varphi_1^2)}{4\pi (\varphi_2 - 2\varphi_1)} \quad (24)$

* Gleichungen 18 und 19 werden im nächsten Abschnitt abgeleitet.

b) für $k=1/2$ folgt $D = \frac{\lambda_2 (\varphi_2^2 - \varphi_1^2)}{4\pi (\varphi_2 - 1/2\varphi_1)} \quad (25)$

I.3 Plasma-Durchmesser und Plasma-Dichte-Bestimmung aus der Phasen-Verschiebung mehrerer Wellenlängen

Die Ausdrücke für D und N_e werden folgendermaßen berechnet:

$$\text{sei } \lambda_2 = k \lambda_1 \quad \omega_2 = \frac{\omega_1}{k}$$

Für ein stoßfreies Plasma mit homogener Dichte-Verteilung ist

$$n_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_P}{\omega_2}\right)^2} \quad n_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_P}{\omega_1}\right)^2} \quad \text{aus (1)}$$

Also wird

$$1 - n_2^2 = \left(\frac{\omega_P}{\omega_2}\right)^2 = k^2 \left(\frac{\omega_P}{\omega_1}\right)^2 = (1 - n_1^2) k^2 \quad (22)$$

Außerdem gilt

$$\varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} D (1 - n_2) \quad \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} D (1 - n_1)$$

und damit

$$n_2 = 1 - \frac{\varphi_2 \lambda_2}{2\pi D} \quad n_1 = 1 - \frac{\varphi_1 \lambda_1}{2\pi D}$$

Also wird

$$n_2^2 = \left(1 - \frac{\varphi_2 \lambda_2}{2\pi D}\right)^2 = \left(1 - \frac{\varphi_2 k \lambda_1}{2\pi D}\right)^2 = 1 + k^2 \left[\left(1 - \frac{\varphi_1 \lambda_1}{2\pi D}\right)^2 - 1\right]$$

$$\left(\frac{\varphi_2 k \lambda_1}{2\pi D}\right)^2 - \left(\frac{\varphi_1 k \lambda_1}{2\pi D}\right)^2 = \frac{\varphi_2 k \lambda_1}{\pi D} - \frac{k^2 \varphi_1 \lambda_1}{\pi D}$$

$$\frac{1}{D} \left[\frac{k \lambda_1}{4\pi} (\varphi_2^2 - \varphi_1^2) \right] = \varphi_2 - k \varphi_1$$

Daraus folgt schließlich:

$$D = \frac{k \lambda_1 (\varphi_2^2 - \varphi_1^2)}{4\pi (\varphi_2 - k \varphi_1)} \quad (23)$$

Sonderfälle

a) Für $k = 2$

$$\text{folgt } D = \frac{\lambda_2 (\varphi_2^2 - \varphi_1^2)}{4\pi (\varphi_2 - 2\varphi_1)} \quad (24)$$

b) Für $k = 1,6$

$$\text{folgt } D = \frac{\lambda_2 (\varphi_2^2 - \varphi_1^2)}{4\pi (\varphi_2 - 1,6\varphi_1)} \quad (25)$$

N_e bekommt man auf folgende Weise

Es sei
$$\sigma = \frac{N_e}{N_c} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (26) \dots (\text{aus Gl. 17.})$$

Aus Gl. (1) und (10) folgt

$$\psi = \frac{2\pi D}{\lambda} (1 - \sqrt{1 - \sigma}) \quad (27)$$

Oder

$$\frac{\psi_2}{\psi_1} = \frac{\lambda_1(1-n_2)}{\lambda_2(1-n_1)} = \frac{1-n_2}{k(1-n_1)} = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}{k(1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2}})}$$

und mit (26)

$$\psi = \frac{\psi_2}{\psi_1} = \frac{1 - \sqrt{1 - \sigma}}{k - \sqrt{k^2 - \sigma}}$$

Daraus resultiert nach kurzer Rechnung:

$$\sigma = \frac{4\psi(1-k\psi)(k-\psi)}{(1-\psi^2)^2} = \frac{N_e}{N_c} \quad (18)$$

Sonderfälle

a) Für $k = 2$ folgt

(z.B. $\lambda_2 = 2$ mm
 $\lambda_1 = 4$ mm)

$$\sigma = \frac{4\psi(1-2\psi)(2-\psi)}{(1-\psi^2)^2} \quad (28)$$

b) Für $k = 1,6$ folgt

(z.B. $\lambda_2 = 2,5$ mm
 $\lambda_1 = 4$ mm)

$$\sigma = \frac{4\psi(1-1,6\psi)(1,6-\psi)}{(1-\psi^2)^2} \quad (29)$$

Formel (27)

$$\psi_1 = \frac{2\pi D}{\lambda_1} (1 - \sqrt{1 - \sigma})$$

1) Die Wellenlänge muß kleiner sein als der Plasma-Durchmesser, sonst treten starke Beugungs-Effekte auf, die den Wert der Messungen zunichte machen.

2) Siehe Ende des Abschnitts Seite 14

I.4 Fehler-Rechnung

Der anwendbare Frequenzbereich ist nach unten durch die cut-off-Frequenz und die Bedingung $f > \frac{c}{D}$ ($\lambda < D$)¹⁾ begrenzt. Andererseits werden wir aber sehen, daß die Empfindlichkeit der Anordnung umso größer ist, je kleiner die Frequenz ist. Die Elektronendichte ergibt sich aus Gl. (18) als Funktion der gemessenen Phasenwinkel, die nur in der Kombination $\psi = \frac{\varphi_1}{\varphi_2}$ auftreten. Da N_e mit der Frequenzgenauigkeit der Mikrowellenquelle gegeben ist und diese um mindestens eine Größenordnung höher ist als die im Folgenden abgeschätzte Genauigkeit der N_e Messung, soll N_e als ohne Fehler angenommen werden. Für den absoluten Größfehler $|\Delta N_e|$ von N_e gilt:

$$\left| \frac{\Delta N_e}{N_e} \right| = \left| \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right| = \left| \frac{\Delta \psi}{\psi} \right| \cdot \left| \left(1 + \frac{k\psi}{k\psi^2-1} + \frac{\psi}{\psi-k} - \frac{4\psi^2}{\psi^2-1} \right) \right| \quad (30)$$

Die Werte der rechten Klammer $\frac{|\Delta N_e/N_e|}{|\Delta \psi/\psi|}$ sind in Tafel I und aus der graphischen Darstellung Bild 1 abzulesen.

Der relative Fehler von N_e kann für kleine Dichten das zehnfache und mehr des relativen Winkel-Fehlers²⁾ betragen. Für kleine Dichten ist es daher besser, eine Näherungsannahme für den Plasmadurchmesser D zu machen und die Formel(27)

$$\varphi_1 = \frac{2\pi D}{\lambda_1} (1 - \sqrt{1 - \sigma}) \quad \text{anzuwenden.}$$

1) Die Wellenlänge muß kleiner sein als der Plasma-Durchmesser, sonst treten starke Beugungs-Effekte auf, die den Wert der Messungen zunichte machen.

2) Siehe Ende des Abschnitts Seite 14

Die Wahl dieser Wellenlängen erfolgt aus dem Zusammenhang Überlegungen.

Zum Beispiel sei:

$$\begin{cases} k = 1,6 \\ \psi = 2,5 \\ \varphi_2 = 175^\circ \\ \varphi_1 = 70^\circ \\ \Delta\varphi = 4^\circ \end{cases}$$

Dann ist laut Tafel I $\frac{|\Delta N_e / N_e|}{|\Delta\psi / \psi|} = 0,34$

Wegen $\frac{|\Delta\psi|}{|\psi|} = \frac{|\Delta\varphi_1|}{|\varphi_1|} + \frac{|\Delta\varphi_2|}{|\varphi_2|} = 8\%$ wird $\frac{|\Delta N_e|}{|N_e|} = 0,34 \cdot 8\%$

also $\frac{|\Delta N_e|}{|N_e|} = 2,72\%$

Die Genauigkeit ist also maximal in der Nähe des "cut offs" und nimmt mit fallender Dichte zuerst langsam und dann rasch ab. Falls aber das "cut off" $\lambda > D$ ist, so muß man mit kürzeren Wellen auf Kosten der Empfindlichkeit das Plasma bestrahlen.

Die Anwendung mehrerer Wellenlängen hat daher den zweifachen Vorteil, daß mehrere genaue Referenz-Dichtewerte für verschiedene "cut off"-Frequenzen gegeben sind und daß ψ sich nie zu sehr k annähert:

$$\frac{|\Delta N_e|}{|N_e|} \rightarrow \infty \quad (\text{nach Gl. 30})$$

Es ist

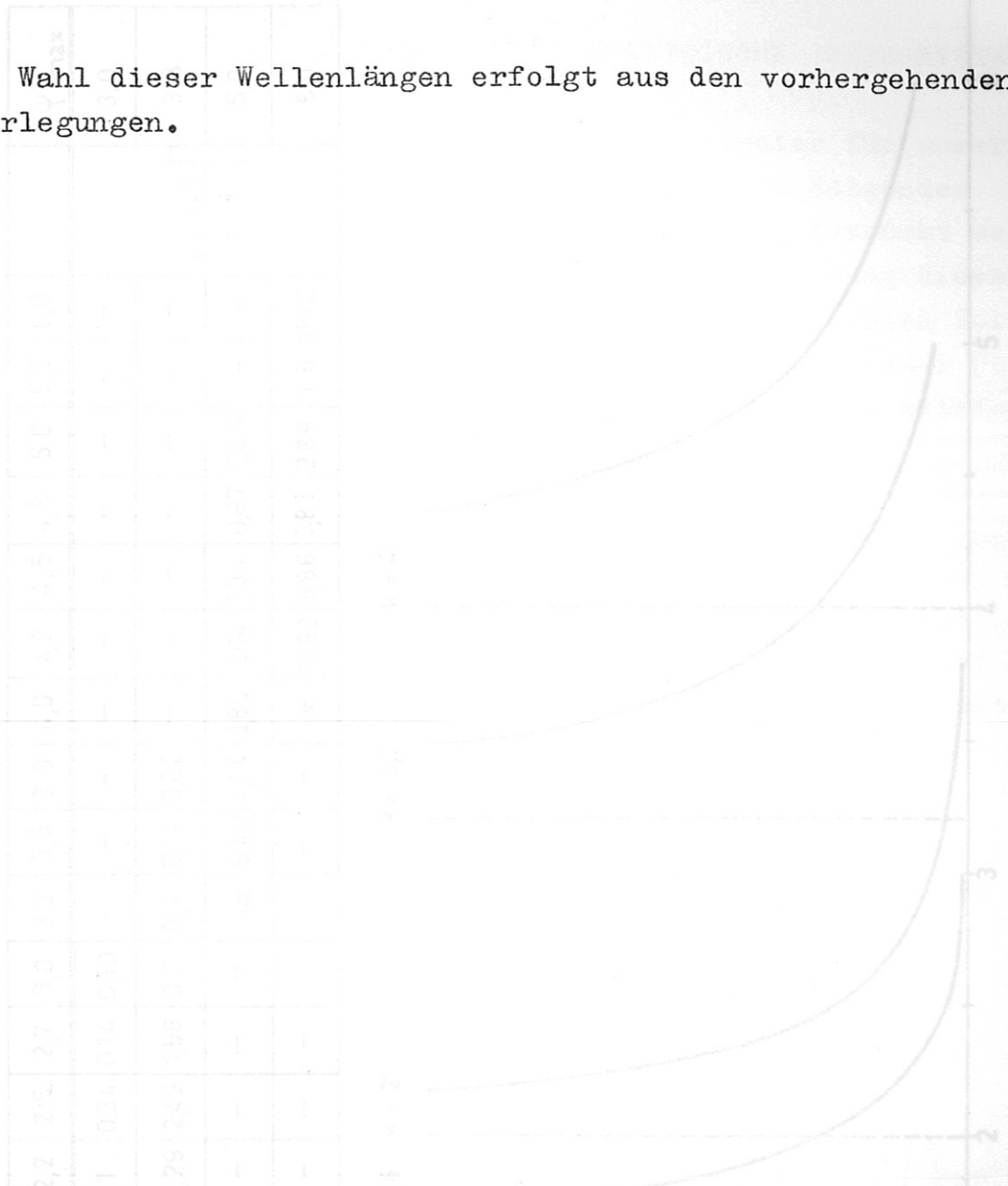
$$f_p = \frac{c}{\lambda_p} = \frac{\omega_p}{2\pi} = \left(\frac{4\pi N_e e^2}{m_e} \right)^{1/2} / 2\pi = 8,97 \times 10^3 N_e^{1/2} \dots (31)$$

Um Plasmadichten bis $N_c = 2,10^{14}$ Elektronen/cm³ zu messen, wurde ein Interferometer für die Wellenlängen

- $\lambda = 2,5$ mm..... $N_c \approx 2 \times 10^{14}$ Elektronen/cm³
- $\lambda = 4$ mm..... $N_c \approx 7 \times 10^{13}$ Elektronen/cm³
- $\lambda = 8$ mm..... $N_c \approx 1,8 \times 10^{13}$ Elektronen/cm³

gebaut. Unterschied zwischen der Phasenverschiebung eines theoretisch unendlich dünnen Strahls und der Phasenverschiebung des tatsächlichen Strahls, der niemals dünner als eine Wellenlänge ist, kann zu dem oben beschriebenen Fehler addiert werden.

Die Wahl dieser Wellenlängen erfolgt aus den vorhergehenden Überlegungen.



2) Der Winkelfehler besteht normalerweise nur aus dem tatsächlichen Winkelablese-Fehler (z.B. bei der "Streifen-darstellung" wäre dies durch die Breite des Streifens und eventuell durch einen elektronischen Beitrag bestimmt).

Eine andere wichtige Fehlerquelle ist durch die endlichen Dimensionen des Plasmas bedingt. Für Frequenzen über dem "cut off" wirkt eine zylindrische Plasmasäule als inhomogene, zylindrische Zerstreuungslinse. Für Frequenzen unter und nahe der "cut off"-Frequenz können Beugungseffekte, falls die Plasmadimensionen in der Größenordnung der Wellenlänge liegen, alle Messungen verfälschen.

Der Unterschied zwischen der Phasenverschiebung eines theoretisch unendlich dünnen Strahls und der Phasenverschiebung des tatsächlichen Strahls, der niemals dünner als eine Wellenlänge ist, kann zu dem oben beschriebenen Fehler addiert werden.

TABELLE: RELATIVER GROSSTFEHLER $\left| \frac{\Delta N_0}{N_0} \right|$ ALS FUNKTION DES VERHÄLTNISSSES k DER VERWENDETEN WELLENLÄNGEN UND DES VERHÄLTNISSSES ψ DER PHASENVERSCHIEBUNGEN

BILD 1: $\left| \frac{\Delta N_0}{N_0} \right| \frac{1}{\psi}$ ALS FUNKTION VON ψ FÜR VERSCHIEDENE k

$$\frac{\Delta N_0}{N_0} = \frac{1}{k \psi}$$

TAFEL I: RELATIVER GRÖSSTFEHLER $\left| \frac{\Delta N_e}{N_e} \right|$ ALS FUNKTION DES VERHÄLTNISSES k DER VERWENDETEN WELLENLÄNGEN UND DES VERHÄLTNISSES ψ DER PHASENVERSCHIEBUNGEN

λ_1	λ_2	k	ψ	1,6	1,8	2,0	2,2	2,5	2,7	3,0	3,2	3,5	3,8	4,0	4,2	4,5	4,8	5,0	5,5	6,0	ψ_{max}
2,5 mm	4 mm	1,6		∞	5,77	3,33	1	0,34	0,14	0,10	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	3,0
2(4) mm	4(8) mm	2	$\frac{\Delta N_e}{N_e}$	-	-	∞	8,29	2,49	1,58	0,7	0,4	0,14	0,02	-	-	-	-	-	-	-	3,8
2,5 mm	8 mm	3,2	$\frac{\Delta N_e}{N_e}$	-	-	-	-	-	-	-	∞	9,40	4,14	2,80	2,04	1,34	0,87	0,69	-	-	5,0
2 mm	8 mm	4	$\frac{\Delta N_e}{N_e}$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	∞	18,82	6,86	3,85	2,89	1,6	0,92	6,0

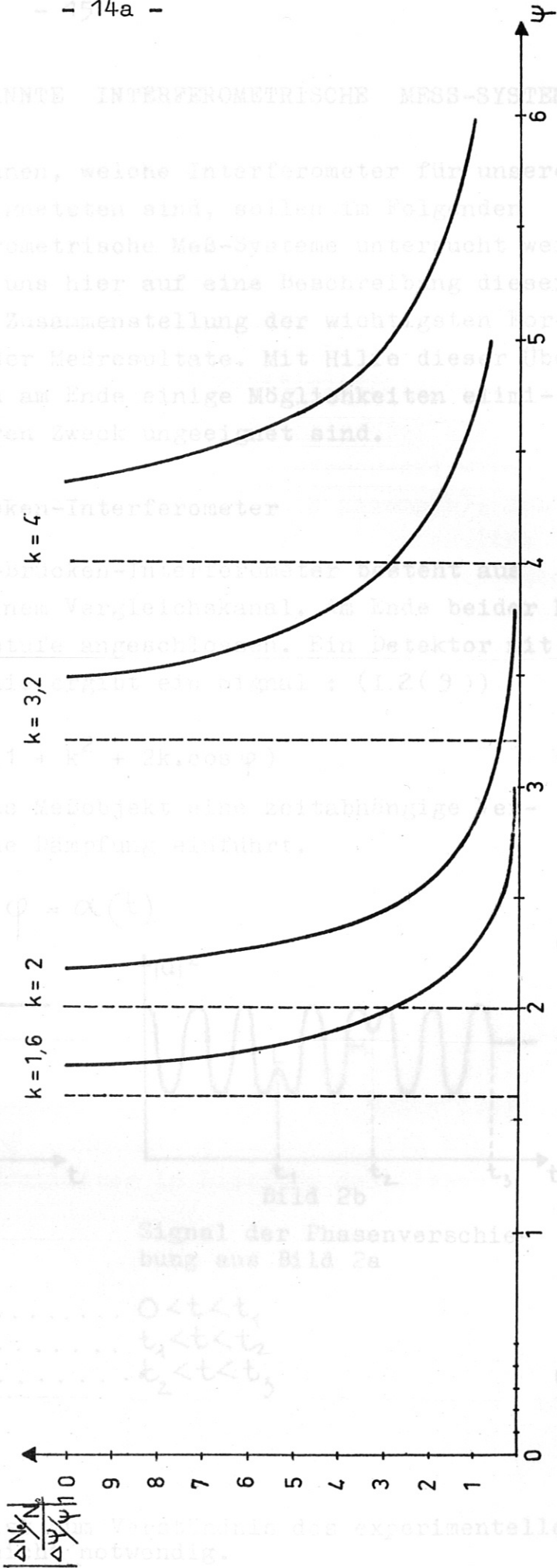


BILD 1: $\left| \frac{\Delta N_e}{N_e} \right| / \left| \frac{\Delta \psi}{\psi} \right|$ ALS FUNKTION VON ψ FÜR VERSCHIEDENE k

II. ÜBERBLICK ÜBER BEKANNTE INTERFEROMETRISCHE MESS-SYSTEME ¹⁾

Um feststellen zu können, welche Interferometer für unseren Wellenbereich am geeignetsten sind, sollen im Folgenden verschiedene interferometrische Meß-Systeme untersucht werden. Wir beschränken uns hier auf eine Beschreibung dieser Anordnungen und eine Zusammenstellung der wichtigsten Formeln zur Auswertung der Meßresultate. Mit Hilfe dieser Übersicht können wir dann am Ende einige Möglichkeiten eliminieren, die für unseren Zweck ungeeignet sind.

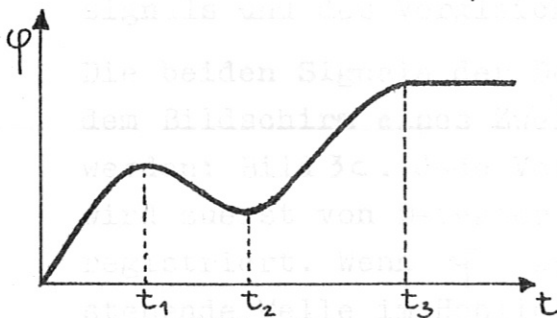
II.1 Einfaches Phasen-Brücken-Interferometer

Ein einfaches Phasen-Brücken-Interferometer besteht aus einem Meßkanal und einem Vergleichskanal. Am Ende beider Kanäle wird eine Mischstufe angeschlossen. Ein Detektor mit quadratischer Kennlinie ergibt ein Signal : (I.2(9))

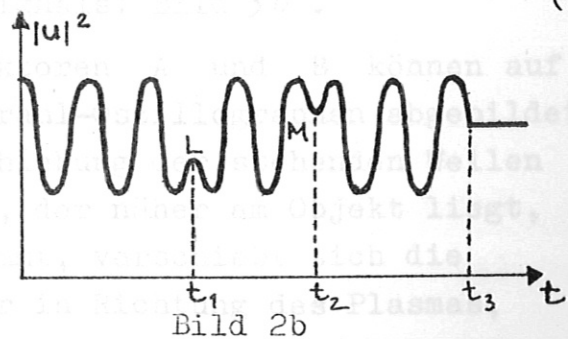
$$|u|^2 = U_0^2 (1 + k^2 + 2k \cdot \cos \varphi) \quad (1)$$

Wir nehmen an, daß das Meßobjekt eine zeitabhängige Verschiebung φ aber keine Dämpfung einführt.

$$\text{Es sei } \varphi = \alpha(t) \quad (2)$$



Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Zeit



Signal der Phasenverschiebung aus Bild 2a

$$\text{Es ist } \begin{cases} \alpha' > 0 & \dots\dots\dots 0 < t < t_1 \\ \alpha' < 0 & \dots\dots\dots t_1 < t < t_2 \\ \alpha' > 0 & \dots\dots\dots t_2 < t < t_3 \end{cases} \quad (3)$$

1) Dieser Abschnitt ist zum Verständnis des experimentellen Teils der Arbeit nicht notwendig.

Die Phasen-Änderung von Bild 2a ergeben das Interferenz-Signal von Bild 2b. Dieses Signal könnte auf einem Oszillographenschirm abgebildet werden. Bei schnellen Plasmavor- gängen ist oft der Rausch-Faktor so groß, daß Phasenumkehrun- gen wie L und M (im Bild 2b) unsichtbar werden. Aus Bild 2b ist dann z.B. nicht zu entnehmen, ob die Phase sich um $6\pi + \frac{\pi}{3}$, oder $12\pi + \frac{\pi}{3}$ verschoben hat.

Man kann diese Unsicherheit folgendermaßen eliminieren:

- (1) Man wähle ω so, daß es nicht wesentlich größer als (ω_p = Plasma Frequenz oder "cut off"-Frequenz) wird. Dann hat φ einen imaginären Teil (E wird gedämpft). Aus der Zu- oder Abnahme der Interferenz-Signal-Intensität kann die Ab- bzw. Zunahme der Elektronendichte entnommen werden. Einerseits muß also $\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ nicht viel größer als ω_p sein. Andererseits soll $\lambda < D$ (D = Plasmadurch- messer) sein.

Sind diese beiden Bedingungen nicht zu vereinbaren, dann bleibt eine weitere Möglichkeit.

- (2) Methode von Robinson und Sharp

Bild 3a zeigt die Anordnung. Es bilden sich zwischen A und B stehende Wellen aus der Überlagerung des Meß- signals und des Vergleichssignals: Bild 3b .

Die beiden Signale der Detektoren A und B können auf dem Bildschirm eines Zweistrahl-Oszillographen abgebildet werden: Bild 3c. Jede Verschiebung der stehenden Wellen wird zuerst von Detektor A, der näher am Objekt liegt, registriert. Wenn φ zunimmt, verschiebt sich die stehende Welle im Hohlleiter in Richtung des Plasmas, (Bild 2b) um

$$\Delta z = -\frac{\Delta\varphi}{4\pi} \lambda \quad (4)$$

Bild 3c zeigt ein sinusförmiges Interferenzsignal auf dem zweistrahligen Oszillographen. Das Phasenbild von A ist gegenüber dem von B

um

$$\varphi(t) - \varphi\left(t - \frac{L}{v}\right) \quad (5)$$

verschoben. Falls $\varphi(t) - \varphi(t - \frac{L}{v})$ größer ist als die maximale Auflösung der Apparatur, ist leicht zu erkennen, ob φ steigt oder fällt.

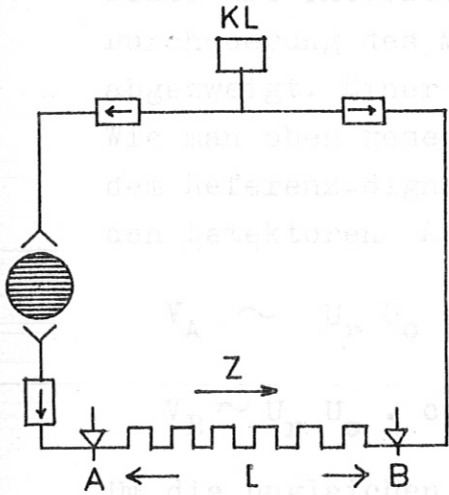


Bild 3a: Interferometer nach Robinson und Sharp.

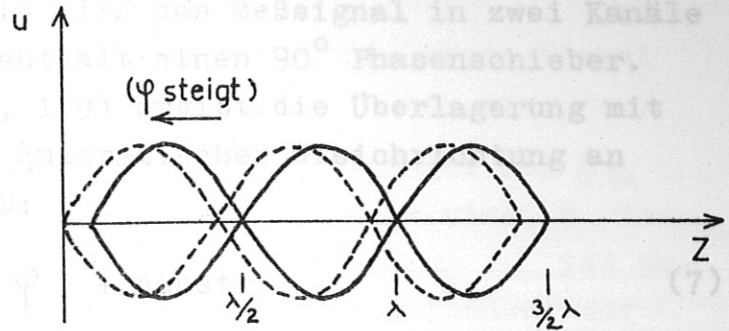


Bild 3b: Stehende Wellen im Hohlleiter zwischen A und B.

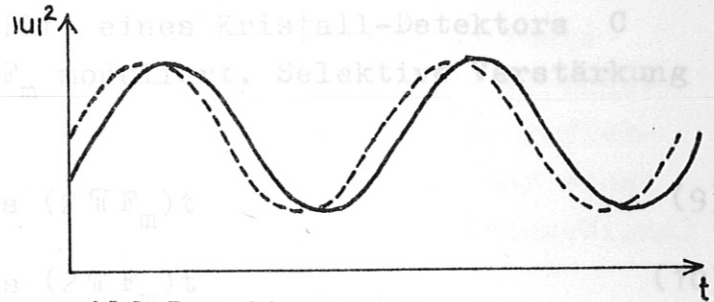


Bild 3c: Signale der Detektoren A und B.

Änderungen von 2π innerhalb einer Mikrosekunde kommen oft vor. Die kleinste Phasenverschiebung, die noch auf dem Oszillographen über dem Rauschpegel erscheint, sei $\frac{2\pi}{10}$. Die Phase verschiebt sich um $\frac{2\pi}{10}$ in 10^{-7} sec und dies muß dann die maximale Laufzeit zwischen A und B sein.

d.h. $\frac{L}{v} = \frac{L}{3 \cdot 10^{10}} = 10^{-7} \quad L=30 \text{ m.} \quad (6)$

Dies ist eine durchaus praktische Länge für einen 4mm oder 8 mm Wellenlängen-Hohlleiter.

Bild 4: Super-heterodyne-Interferometer.

II.2 Pseudo--Super-Heterodyne-Interferometer

Diese Art Interferometer ist in Bild 4 dargestellt. Nach Durchquerung des Meßkanals wird das Meßsignal in zwei Kanäle abgezweigt. Einer davon enthält einen 90° Phasenschieber. Wie man oben gesehen hat, I(9) ergibt die Überlagerung mit dem Referenz-Signal nach quadratischer Gleichrichtung an den Detektoren A und B:

$$V_A \sim U_r U_o \cdot \cos(\varphi) + \text{const.} \quad (7)$$

$$V_B \sim U_r U_o \cdot \cos(\varphi + \pi/2) = U_r U_o \cdot \sin\varphi + \text{const.} \quad (8)$$

Um die ungleichen Detektor-Charakteristiken auszugleichen, wird das Meßsignal mit Hilfe eines Kristall-Detektors C und mit einer Frequenz F_m moduliert. Selektive Verstärkung ergibt dann

$$V'_A \sim U_r U_o \cdot \cos\varphi \cdot \cos(2\pi F_m)t \quad (9)$$

$$V'_B \sim U_r U_o \cdot \sin\varphi \cdot \cos(2\pi F_m)t \quad (10)$$

Aus dem Modulationsignal U_m und aus V'_A und V'_B werden dann elektronisch zwei Signale proportional $U_o \cdot \cos\varphi$ und $U_o \cdot \sin\varphi$ gebildet.

Dieses Interferometer kann auch zu der unten beschriebenen Streifen-Oszillographendarstellung benutzt werden.

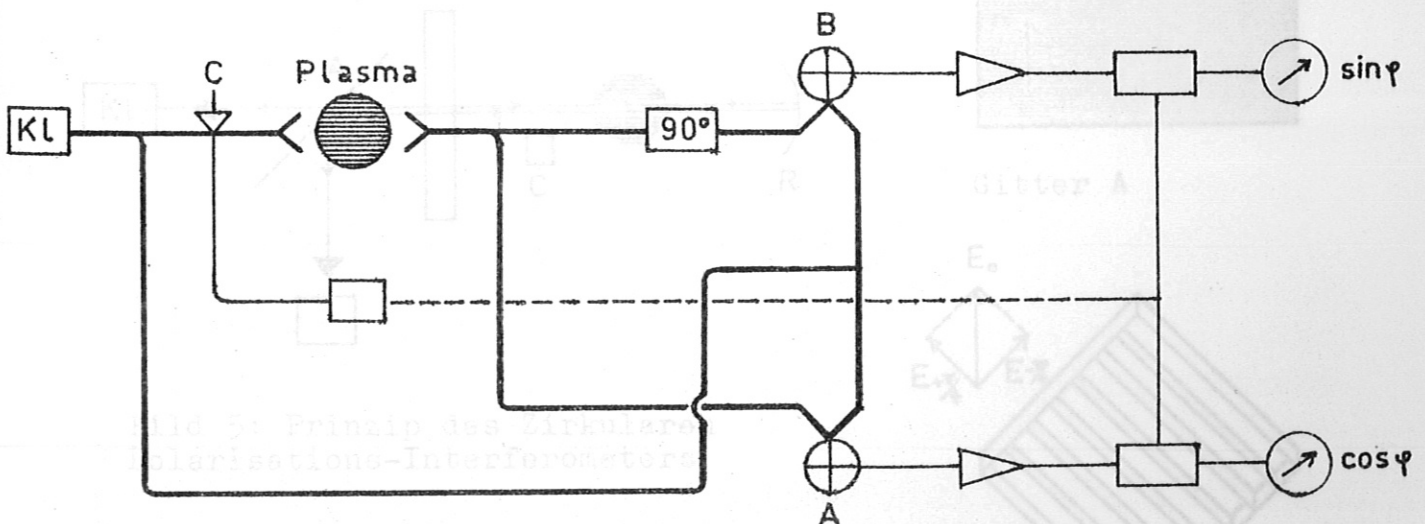


Bild 4: Super-Heterodyne-Interferometer.

II.3 Zirkulares Polarisations-Interferometer

Das Interferometer ist in Bild 5 dargestellt. Es enthält zwei Gitter A und B.

$\underline{E}_{\pi/2}$ sei die elektrische Feldkomponente, die einen Winkel mit der Ausgangskomponente \underline{E}_0 bildet.

Draht-Gitter A arbeitet als selektiver Spiegel für $\underline{E}_{\pi/2}$ (\underline{E}_0 geht ungestört hindurch). Metallplatten-Gitter B ist so berechnet, daß die Phase von $\underline{E}_{+\pi/4}$ ($\underline{E}_{+\pi/4}$ ist parallel zu den Platten) bei jedem Durchgang gegenüber der Phase von $\underline{E}_{-\pi/4}$ ($\underline{E}_{-\pi/4}$ ist senkrecht zur Platte) um $\pi/2$ verschoben wird. Damit wird eine zirkulare Polarisation zwischen B und R erzeugt.

Nach dem zweiten Durchgang von B wird also die Phase von $\underline{E}_{+\pi/4}$ um $2 \pi/2 = \pi$ gegenüber der von $\underline{E}_{-\pi/4}$ verschoben, d.h. \underline{E}_0 wird um $\pi/2$ gedreht und ganz von A reflektiert. C ist ein kleiner verstellbarer Spiegel, der einen Teil der Leistung ohne Plasma-Durchgang als Referenz-Signal zurücksendet.

Der große Vorteil dieses Interferometers besteht darin, daß es (im Gegensatz zum Michelson-Interferometer) keine Eigenverluste hat. Es ist aber ungeeignet, falls \underline{E} nur eine

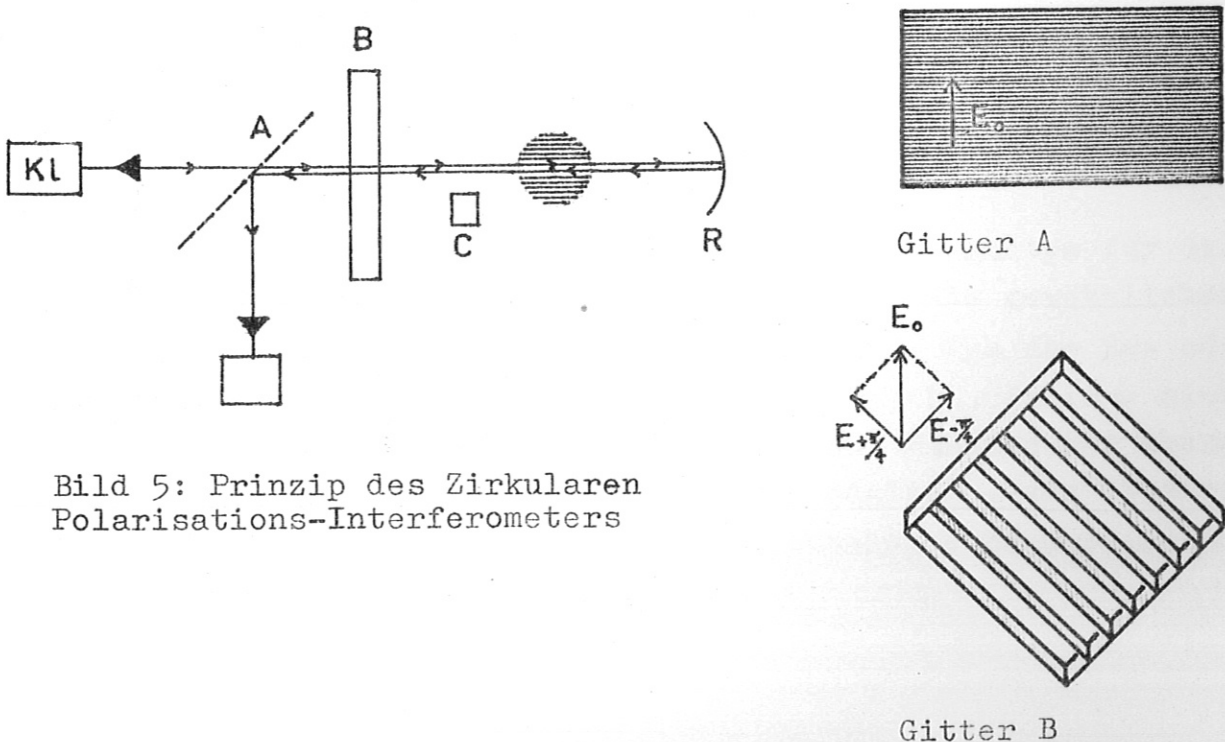


Bild 5: Prinzip des Zirkularen Polarisations-Interferometers

II. bestimmte Polarisation haben darf (z.B. parallel zu B), oder falls das Plasma stark reflektiert. Ohne R kann es dann als Reflektions-Interferometer gebraucht werden.

Man kann auch die in diesem Abschnitt schon beschriebenen Methoden der Frequenz- und Amplitude-Modulation anwenden.

Die Reflexionskoeffizienten R des Senders, kU_0 die Reflexionskoeffizienten des Empfängers kU_0 und $(1-k)U_0$ die Reflexionskoeffizienten des Empfängers $(1-k)U_0$ (verlustfreie Spiegel) werden die Wellen U_0 und kU_0 reflektiert.

Die Reflexionskoeffizienten R des Senders, kU_0 die Reflexionskoeffizienten des Empfängers kU_0 und $(1-k)U_0$ die Reflexionskoeffizienten des Empfängers $(1-k)U_0$ (verlustfreie Spiegel) werden die Wellen U_0 und kU_0 reflektiert.

$$(11)$$

Die Reflexionskoeffizienten R des Senders, kU_0 die Reflexionskoeffizienten des Empfängers kU_0 und $(1-k)U_0$ die Reflexionskoeffizienten des Empfängers $(1-k)U_0$ (verlustfreie Spiegel) werden die Wellen U_0 und kU_0 reflektiert.

$$(12)$$

Die Reflexionskoeffizienten R des Senders, kU_0 die Reflexionskoeffizienten des Empfängers kU_0 und $(1-k)U_0$ die Reflexionskoeffizienten des Empfängers $(1-k)U_0$ (verlustfreie Spiegel) werden die Wellen U_0 und kU_0 reflektiert.

$$(13)$$

Die Reflexionskoeffizienten R des Senders, kU_0 die Reflexionskoeffizienten des Empfängers kU_0 und $(1-k)U_0$ die Reflexionskoeffizienten des Empfängers $(1-k)U_0$ (verlustfreie Spiegel) werden die Wellen U_0 und kU_0 reflektiert.

Die Reflexionskoeffizienten R des Senders, kU_0 die Reflexionskoeffizienten des Empfängers kU_0 und $(1-k)U_0$ die Reflexionskoeffizienten des Empfängers $(1-k)U_0$ (verlustfreie Spiegel) werden die Wellen U_0 und kU_0 reflektiert.

II.4 Michelson-Interferometer

In einem Michelson-Interferometer wird die Senderleistung von einem halbdurchlässigen Spiegel S_1 (z.B. von einem doppelten Prisma - siehe "Mikrowellen-Komponenten") zwischen einem Meßkanal MK und einem Vergleichskanal VK gespalten: Bild 6.

Es seien U_0 die elektrische Intensität des Senders, kU_0 die durch den Spiegel transmittierte Intensität und $(1-k)U_0$ die von dem Spiegel reflektierte Intensität (verlustfreie Spiegel werden angenommen). Am Ende beider Kanäle werden die Wellen von den Spiegeln S_2 und S_3 zurückreflektiert.

Die Welle im Empfangskanal EK besteht aus der Überlagerung zweier Wellen: die eine wird aus dem Meßkanal vom Halbspiegel reflektiert und die andere aus dem Vergleichskanal durch den Halbspiegel transmittiert. Beide Wellen haben die gleiche Intensität,

$$k(1-k)U_0 \quad (11)$$

da jede der beiden Wellen einmal vom Spiegel reflektiert und einmal durch den Spiegel transmittiert wurde. Besteht keine Phasenverschiebung zwischen beiden Wellen, dann ist die maximale Intensität im Empfangskanal

$$2k(1-k)U_0 \quad (12)$$

Man erhält ähnlich für die im Senderkanal SK zurückgesendete maximale Intensität ($\varphi = 0$):

$$k^2 + (1-k)^2 U_0 \quad (13)$$

Ein entsprechender Teil der Leistung (für $k = 1/2$ die Hälfte) geht verloren.

Falls das Klystron dauerstrichmoduliert ist, gelten für das Michelson-Interferometer mit 2φ statt φ , die gewöhnlichen Einfach-Brücken-Formeln und -Überlegungen. Aus der Zu- oder Abnahme des Interferenzsignals kann man auch, falls ω nicht wesentlich größer als ω_p ist, die Ab- bzw. Zunahme der Phasenverschiebung feststellen. Es ist auch möglich, ein Streifen-Interferometer nach dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Prinzip zu verwenden.

Dabei wird das Klystron frequenzmoduliert und der Vergleichskanal um

$$L = \frac{1}{2} \frac{c}{\Delta f} \quad (14)$$

verlängert (siehe (24)).

Bei kleinen Dichten ist das Michelson-Interferometer vorteilhafter, da die Meßwelle das Plasma zweimal durchquert. Nachteilig können sich Reflektionen aus der Plasmaoberfläche oder aus inneren Schichten bei Frequenzen über und in der Nähe des "cut offs" auswirken. Bei Frequenzen, die niedriger sind als die "cut off"-Frequenz, kann jedoch das Michelson-Interferometer als Reflektions-Interferometer dienen.



Bild 7: Prinzip des Trägerwellen-Interferometers.

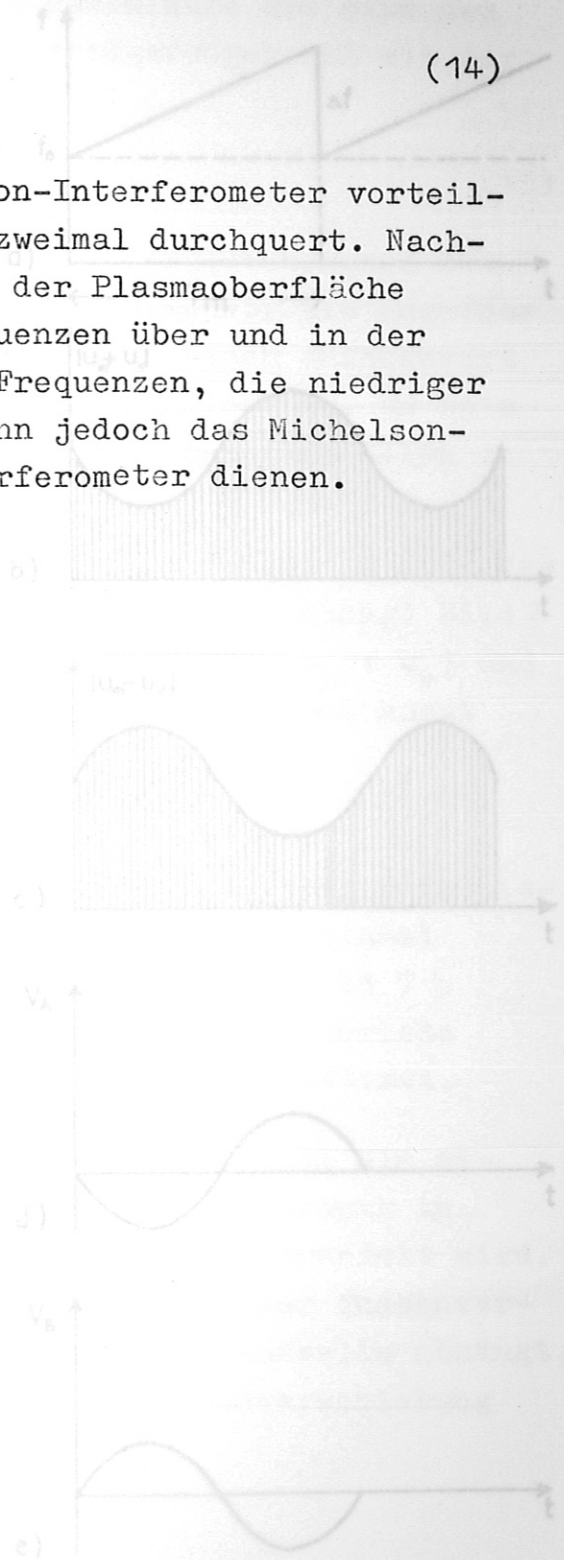


Bild 8:
 a) Modulationssägezahn
 b) und c) Intensitäten in "Magic T"-Armen.
 d) und e) Interferenzsignale aus den Detektoren des "Magic T".

II.5 Verzögerungsarm-Interferometer

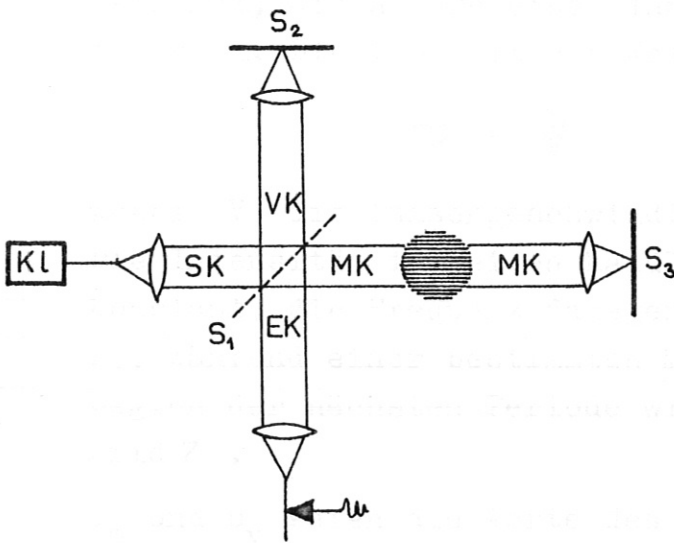


Bild 6: Prinzip des Michelson-Interferometers.

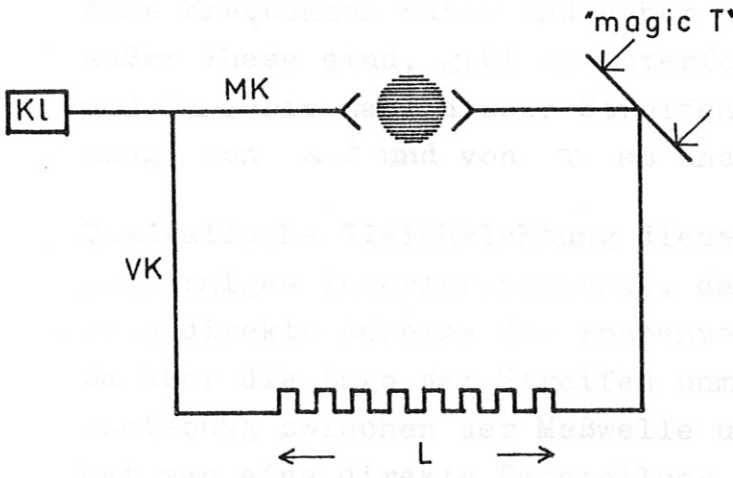
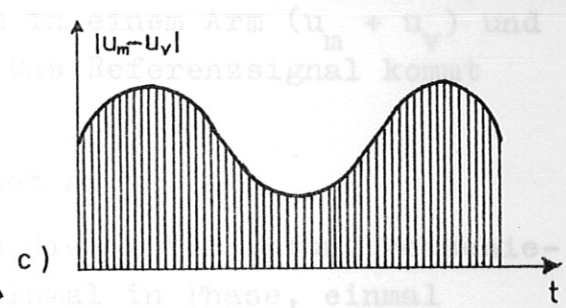
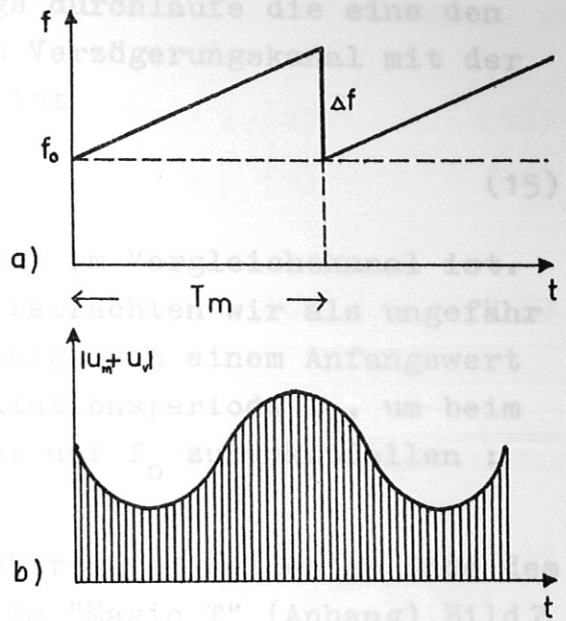


Bild 7: Prinzip des Verzögerungsarm-Interferometers.

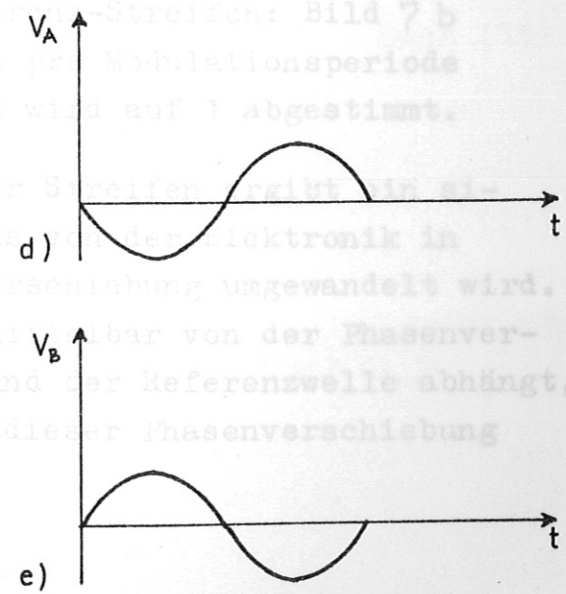


Bild 8:
 a) Modulationssägezahn
 b) und c) Intensitäten in "Magic T"-Armen.
 d) und e) Interferenzsignale aus den Detektoren des "Magic T".

II.5 Verzögerungszweig-Interferometer

Von zwei Wellen gleichen Ursprungs durchlaufe die eine den Meßkanal, die andere einen langen Verzögerungskanal mit der Länge L . Die Laufzeit der Welle ist

$$\tau = \frac{L}{V} \quad (15)$$

wobei V die Phasengeschwindigkeit im Vergleichskanal ist. Die Intensität in beiden Kanälen betrachten wir als ungefähr konstant, die Frequenz dagegen steigt von einem Anfangswert f_0 , während einer bestimmten Modulationsperiode T_m , um beim Beginn der nächsten Periode wieder auf f_0 zurückzufallen : Bild 7 .

u_m und u_v seien die Werte des elektrischen Feldes am Ende des Meßkanals bzw. Vergleichskanals. Im "Magic T" (Anhang) Bild 7 überlagern sich beide Signale, um in einem Arm ($u_m + u_v$) und in anderen ($u_m - u_v$) zu ergeben. Das Referenzsignal kommt am "Magic T" um eine Zeit

$$\tau = \frac{L}{V} \text{ verspätet an.} \quad (20)$$

Da beide ankommenden Wellen wegen dieser Verspätung verschiedene Frequenzen haben und daher einmal in Phase, einmal außer Phase sind, gibt es Interferenz-Streifen: Bild 7 b und 7 c . Die Zahl dieser Streifen pro Modulationsperiode hängt von Δf und von τ ab und wird auf 1 abgestimmt.

Quadratische Gleichrichtung dieser Streifen ergibt ein sinusförmiges Interferenzsignal, das von der Elektronik in eine direkte Anzeige der Phasenverschiebung umgewandelt wird. Da aber die Lage der Streifen unmittelbar von der Phasenverschiebung zwischen der Meßwelle und der Referenzwelle abhängt, hat man eine direkte Darstellung dieser Phasenverschiebung erhalten.

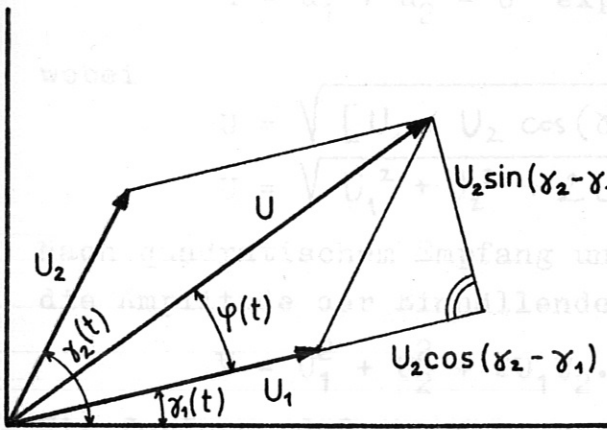


Bild 9: Zusammensetzung der frequenzmodulierten Schwingungen im Zeigerdiagramm.

Rechnerisch können die zwei frequenzmodulierten Signale als der Realteil der folgenden Ausdrücke angesehen werden: Bild 9

$$u_1 = U_1 \exp j \gamma_1(t) \quad (16)$$

$$u_2 = U_2 \exp j \gamma_2(t) \quad (17)$$

wobei

$$\gamma(t) = 2\pi \int f(t) dt \quad (18)$$

und

$$f(t) = f_0 + \Delta f \frac{t}{T_m} \quad (19)$$

$$(0 \leq t \leq T_m)$$

f_0 ist die Trägerfrequenz, Δf die Frequenzvariation und T_m die Periode des Sägezahn-Modulations-signals.

Für das Referenzsignal gilt dann

$$\gamma_2(t) = \gamma_1(t) + \varphi_0 + \Delta\varphi(t) \quad (20)$$

wobei $\varphi_0 = \frac{2\pi L}{\lambda}$ und $\lambda =$ Wellenlänge im Verzögerungskanal

Die Verzögerungszeit ist

$$\tau = \frac{L}{V} \quad \text{nach (15)}$$

Der Phasenunterschied ist

$$\begin{aligned} \gamma_1 - \gamma_2 &= -\varphi_0 + 2\pi \int_0^t [f(t) - f(t - \tau)] dt \\ &= -\varphi_0 - 2\pi \int_0^t \frac{\Delta f \tau}{T_m} dt \end{aligned} \quad (21)$$

Daher ist

$$\gamma_1 - \gamma_2 + \varphi_0 = \Delta\varphi(t) = \frac{2\pi \Delta f}{T_m} \tau \cdot t = k \omega_m t$$

zeigt sich auch, daß jede Aufteilung des Strahlenganges zu hohen Energieverlusten führt. Deshalb kommen nur die einfachen Systeme in Frage, die wenige Verzweigungen aufweisen, wie das Michelson-Interferometer, das einfache Brücken-Interferometer und das Interferometer mit langen Verzögerungs-zweig.

III. ENTWICKLUNG VON MIKROWELLENKOMPONENTEN

$$u = u_1 + u_2 = U \exp. (j\gamma t)$$

wobei

$$U = \sqrt{[U_1 + U_2 \cos(\gamma_2 - \gamma_1)]^2 + U_2^2 \sin^2(\gamma_2 - \gamma_1)}$$

$$U = \sqrt{U_1^2 + U_2^2 + 2U_1U_2 \cos(\gamma_2(t) - \gamma_1(t))}$$

Nach quadratischem Empfang und Verstärkung erhält man für die Amplitude der Einhüllenden

$$V = U_1^2 + U_2^2 + 2U_1U_2 \cdot \cos(\gamma_2 - \gamma_1)t \quad (22)$$

Wir fordern, daß $\gamma_2 - \gamma_1 = \omega_m$ (23)

oder

$$K = \Delta f \tau = 1$$

dann gilt

$$V = kU_1U_2 \cdot \cos\left(\omega_m t + \frac{2\pi L}{\lambda}\right) \quad (24)$$

$$\text{mit } \Delta f \tau = \frac{\Delta f \tau}{V} = 1 \quad (25)$$

MATERIAL	ϵ	$10^4 \tan \delta$	ϵ	$10^4 \tan \delta$
Zellulose	3,29	210	—	—
—	—	—	2,25	100

Schlußfolgerung:

Mit Ausnahme des Zirkular-Polarisations-Interferometer, das die Bedingung im Plasma $E // B$ nicht erfüllt, können für unseren Fall theoretisch alle beschriebenen interferometrischen Meßsysteme verwendet werden. Die im nächsten Kapitel beschriebenen Vorversuche zeigen, daß bei 2,5 mm Wellenlänge, wegen der hohen Verluste in Hohlleiteranordnungen, nur optische Mittel Verwendung finden können. Unter diesen Umständen zeigt sich auch, daß jede Aufteilung des Strahlenganges zu hohen Energieverlusten führt. Deshalb kommen nur die einfachen Systeme in Frage, die wenige Verzweigungen aufweisen, wie das Michelson-Interferometer, das einfache Brücken-Interferometer und das Interferometer mit langem Verzögerungs-

Linsen wurden nach den Prinzipien der geometrischen Optik hergestellt. Die Antenne wird als Punktquelle angenommen. Da die Linsen für drei verschiedene Wellenlängen

III. ENTWICKLUNG VON MIKROWELLENKOMPONENTEN

Vorversuche mit einer vorhandenen 2 mm Leistungsquelle zeigten die Notwendigkeit eine freie Luftweg-Transmission mit Hilfe von Linsen, Spiegeln und überdimensionalem Hohlleiter zu entwickeln. Bei 120 GHz ist die Dämpfung von Luft nur 3 dB/km, während sie für einen 4 mm Kupferhohlleiter (RG 98) 8 dB/m auf Geraden und 8 dB für einen Halbkreis der Länge 20 cm beträgt. Die hiernach beschriebenen Komponenten ergaben eine Dämpfung von insgesamt 3 dB/m.

III.1 Teflon-Linsen

Die Frage des Materials ist durch minimale Dämpfung, maximalen Brechungsindex und Kosten bedingt. Eine Metallplattenlinse ist technisch sehr schwer und teuer zu realisieren. Als Dielektrikum kommen folgende Materialien in Frage:

MATERIAL	10^8 Hz		10^{11} Hz	
	ϵ	$10^4 \tan \delta$	ϵ	$10^4 \tan \delta$
Zellulose	3,29	210	—	—
Plexiglas	—	—	2,25	100
Polyvinylchlorid	2,85	81	—	—
Hostaflon	2,30	60	—	—
Polyäthylen	2,25	2	—	—
Polystrol	2,55	2	—	10
Teflon	2,10	2	2,25	2,5

Tafel II: Dielektrizitätskonstante ϵ und Verlustwinkel δ verschiedener Materialien bei 10^8 und 10^{11} Hz.

Von den angegebenen Materialien hat Teflon weitaus die besten Eigenschaften.

Die Linsen wurden nach den Prinzipien der geometrischen Optik hergestellt. Die Antenne wird als Punktquelle angenommen. Da die Linsen für drei verschiedene Wellenlängen

gedacht sind, kommen nur ungestufte hyperbolische Linsen in Frage.

Ein Detektor auf rotierendem Arm mißt für zwei verschiedene Antennentypen Winkelverteilungen von Strahlungsintensitäten.¹⁾

Aus den Kurven von Bild 11 ,a,b,c,d und den Antennendimensionen ersieht man, daß die Linsen einen Durchmesser von 4 cm haben müssen, falls man eine Brennweite von 5 cm wünscht und dabei die ganze Strahlung von den Antennen empfangen will.

Wir wählten $2 R = 7 \text{ cm}$ (also $d = 2 \text{ cm}$ - siehe unten).

Für Teflon ist

$$n = 1,5$$

Es soll sein

$$d = 2 \text{ cm}$$

$$f = 5 \text{ cm}$$

Mit den Bezeichnungen von Bild 10 folgt

$$(f + nd) = r + n(f + d - x).$$

Durch Einsetzen von

$$r^2 = y^2 + (f + d - x)^2$$

erhält man:

$$y = \sqrt{1,25 x^2 - 10 x + 15}. \quad \text{nach (1)}$$

Werte für die Linsenhöhe:

x	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	1,9	2,0
y	3,87	3,61	3,35	3,07	2,79	2,45	2,19	1,86	1,48	1,05	0,72	0

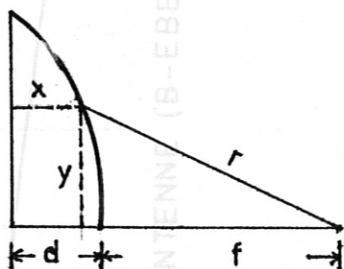
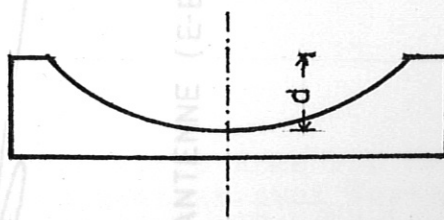


Bild 10: Linsenkonstruktion

METALLPLATTE

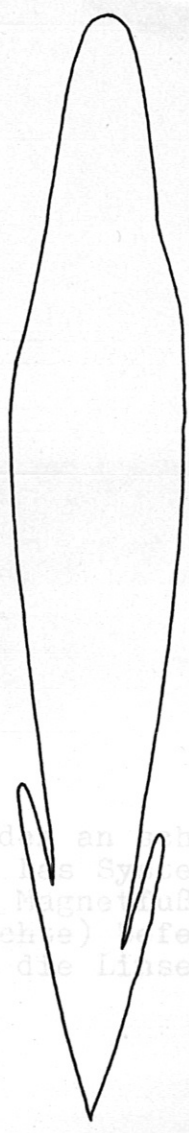


1) Es ist klar, daß solche Messungen nur einen Näherungswert ergeben (Beugung und endliche Dimensionen des Detektors), aber sie vermitteln eine Vorstellung der Antennen-Strahlungseigenschaften.

Die Werte von x und y werden auf Millimeterpapier aufgetragen und anschließend wird eine Kugellinse geschnitten und gereinigt. Die Linsen konnten in der Laborwerkstatt mit einer Genauigkeit von 2/10 mm von Verfasser gefertigt werden.



a) GOLDHORNANTENNE (B-EBENE)



c) GOLDHORNANTENNE (E-EBENE)



b) KUPFERHORNANTENNE (B-EBENE)



d) KUPFERHORNANTENNE (E-EBENE)

BILD 11: ANTENNEN - STRAHLUNGSINTENSITÄTEN (1 cm = 1 dB)

Die Werte von x und y werden auf Millimeterpapier aufgetragen und entsprechend wird eine Metallplatte geschnitten und gefeilt. Die Linsen konnten in der Labor-Werkstatt mit einer Genauigkeit von $2/10$ mm vom Verfasser gedreht werden.

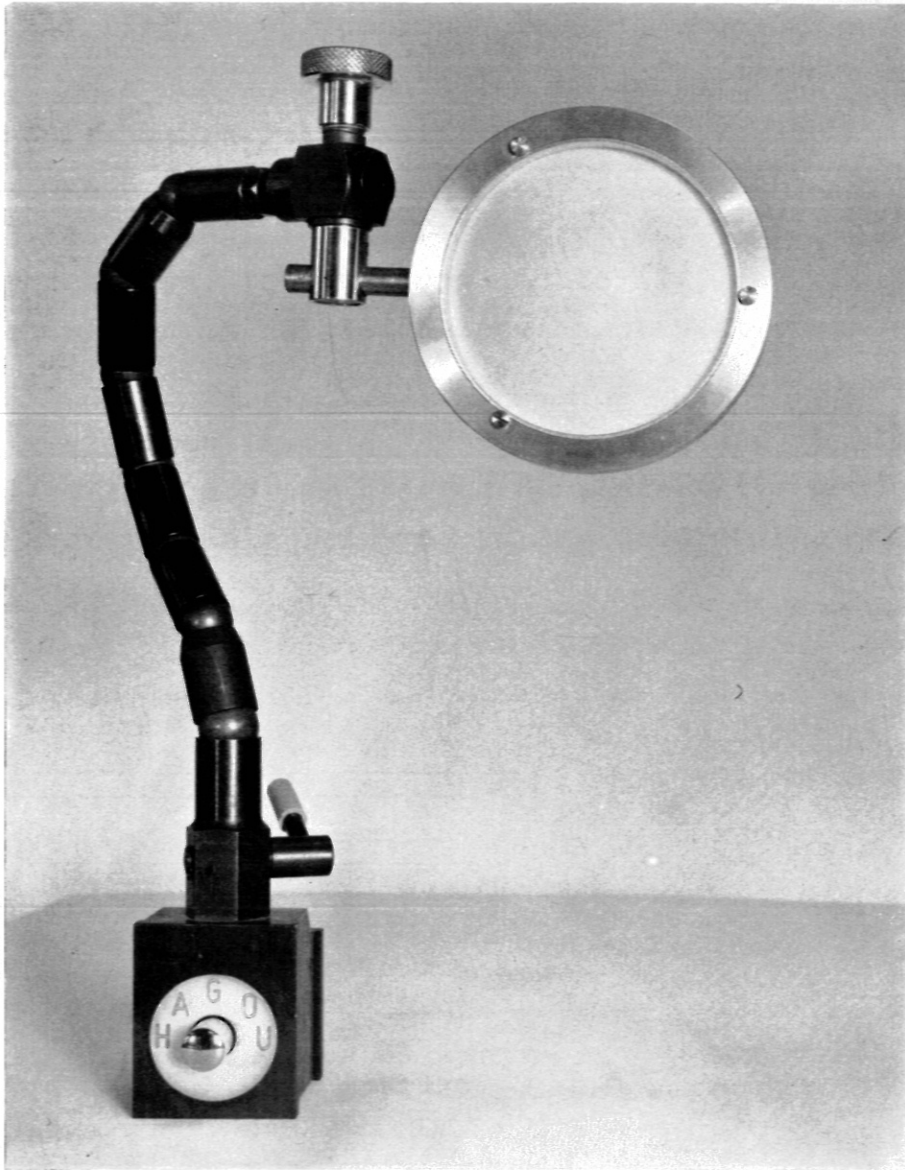


Bild 12: Die Linsen werden an schwenkbare Arme von Magnetfußstativen angebracht. Das System besitzt zwei Vorteile: Einerseits kann man die Magnetfußstative auf beliebige Eisenflächen (auch senkrechte) befestigen, andererseits kann man die Arme, und somit die Linse, nach allen Richtungen orientieren.

III.2 Halb-Pass-Filter

III.2 Halbdurchlässiger Spiegel

Es wurden zwei halbdurchlässige Spiegel hergestellt. Sie bestehen aus Kupferdrähten, die zwischen zwei Schrauben gespannt sind. Liegen die Drähte dicht genug, dann wird \underline{E}_{\perp} ganz durchgelassen und $\underline{E}_{\parallel}$ ganz reflektiert, wobei \underline{E}_{\perp} die Komponente des elektrischen Feldes senkrecht zu den Drähten und $\underline{E}_{\parallel}$ die Komponente parallel zu den Drähten ist. Durch Einstellung des Polarisationswinkels Θ (Bild 13) kann man $\underline{E}_{\parallel}$ und \underline{E}_{\perp} regulieren. $\underline{E}_{\parallel}$ kann z.B. in den Vergleichskanal geleitet werden. Da die Detektoren nur eine Polarisation annehmen können, ist es nicht nachteilig, daß die Wellen im Meßkanal und im Vergleichskanal senkrecht zueinander polarisiert sind.

Falls eine bestimmte Polarisationsrichtung im Plasma erforderlich ist, muß der Spiegel so eingestellt werden, daß ein Detektor maximale Leistung in die dadurch bestimmte Richtung empfängt.

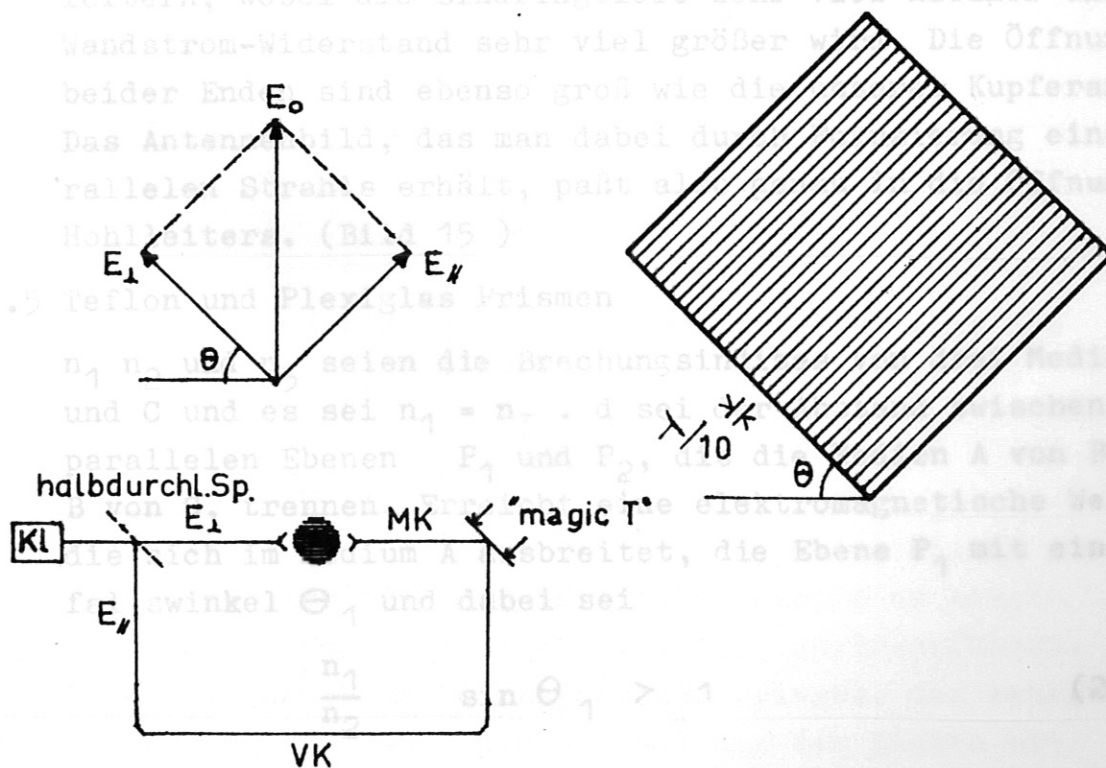
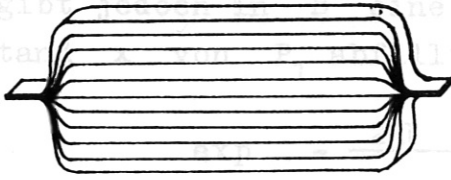


Bild 13: Prinzip des halbdurchlässigen Spiegels.

III.3 Hoch-Pass-Filter



Mit Hilfe von zwei Hoch-Pass-Filtern war es möglich, die 2,5 mm Wellen von den 4 und 8 mm Wellen zu trennen. Die Platten (Bild 14) haben einen Abstand von 2mm.

Bild 14: Hoch-Pass-Filter

III.4 Überdimensionale Hohlleiter

Für die im nächsten Kapitel beschriebenen Interferometer (IV,4,5) mußte man ein System entwickeln, das eine Verschiebung der Welle von etwa 50 cm und eine Drehung von 180° ermöglichte. α sei die Dämpfung (dB/m) in einem Hohlleiter mit TE-Transmission. Dann ist $2/3 \alpha$ die Dämpfung in einem Hohlleiter dessen größte transversale Dimension doppelt so groß ist (TE₀₁-Transmission). * Die für die Hohlleiterdämpfung pro Volumeninhalt maßgebende Wandfläche parallel zu E ist nämlich um $2/3$ kleiner. Ähnliche Überlegungen führen bei sehr hohen Frequenzen zur Verwendung von überdimensionalen Hohlleitern, wobei die Eindringtiefe sehr viel kleiner und der Wandstrom-Widerstand sehr viel größer wird. Die Öffnungen beider Enden sind ebenso groß wie die unserer Kupferantenne. Das Antennenbild, das man dabei durch Fokussierung eines parallelen Strahls erhält, paßt also genau in die Öffnung des Hohlleiters. (Bild 15)

III.5 Teflon und Plexiglas Prismen

n_1 , n_2 und n_3 seien die Brechungsindizes von drei Medien A, B und C und es sei $n_1 = n_3$. d sei der Abstand zwischen zwei parallelen Ebenen P_1 und P_2 , die die Medien A von B bzw. B von C, trennen. Erreicht eine elektromagnetische Welle, die sich im Medium A ausbreitet, die Ebene P_1 mit einem Einfallswinkel Θ_1 und dabei sei

$$\frac{n_1}{n_2} \sin \Theta_1 > 1 \quad (2)$$

* siehe Literaturverzeichnis 6.

dann wird, falls $d = \infty$ die Welle total reflektiert.

Es gibt jedoch in B eine Störung die exponentiell mit dem Abstand x von P_1 abfällt nach der Formel

$$\exp - \frac{2\pi}{\lambda_2} x \sinh \gamma \quad (3)$$

wobei

$$\cosh \gamma = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \quad (4)$$

und

$$\lambda_2 = \text{Wellenlänge im zweiten Medien.}$$

Für endliche Werte von d wird die Welle nicht mehr völlig reflektiert, sondern es pflanzt sich in C eine Welle fort, deren Intensität proportional zur Formel (3) ist.

Durch Justierung von d erhält man ein bestimmtes Intensitätsverhältnis zwischen reflektierter und transmittierter Welle. Für den Fall

$$n_1 = 1,5 \quad n_2 = 1 \quad \theta_1 = 45^\circ$$

ist

$$R = 1 + 2,78 \sinh^2 2,62 d \quad (d \text{ in cm}). \quad (5)$$

wobei

$$R = \frac{\text{Eingangs-Leistung}}{\text{Transmittierte Leistung}} \quad (6)$$

Die Prismen-Anordnung von Bild 16 funktioniert also als Leistungs-Verteiler. Die Dämpfung zwischen Sender und Empfänger E_1 ist

$$r = 10 \log_{10} R \quad (7)$$

Die großen Verluste (~ 8 dB) bei Leistungs-Aufteilung durch Prismen-Paare oder halbdurchlässige Spiegel sind hauptsächlich auf Fokussierungsschwierigkeiten zurückzuführen. Wir verwenden einen halbdurchlässigen Spiegel, der weniger Platz einnimmt und daher die Einstellung der Linsen erleichtert.

50 cm

III.6 Hornparabolantenne

Um die Vergleichskanal-Leistung in dem E Arm des "Magic T"s zu leiten, wurde eine Hornparabolantenne nach bekannten Modellen hergestellt. Die Gerade G, die die beiden Punkte A und B verbindet, ersetzt die Parabel K (Bild 17). Die Abweichungen betragen bis zu 1 mm. Sie spielen keine allzu große Rolle, da der Gewinn mit der der Kupfer-Horn-Antenne vergleichbar ist. (15 dB)

Bild 15: Überdimensionaler Hohlleiter

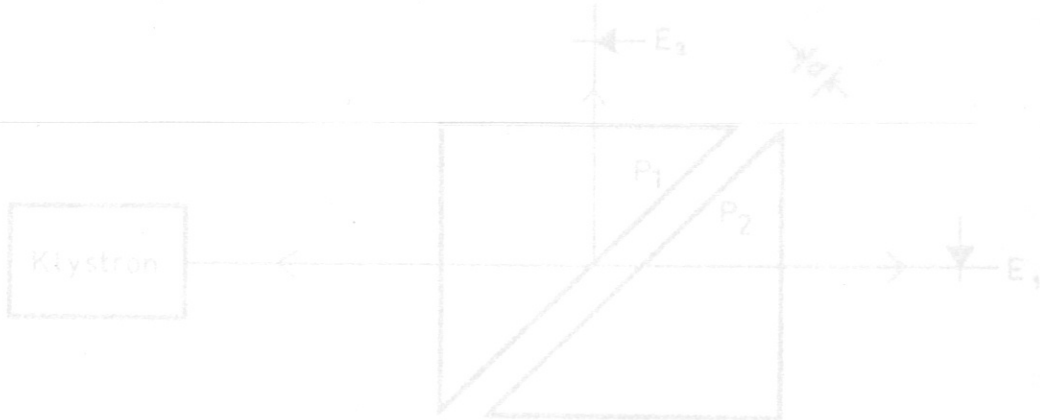


Bild 16: Prismenanordnung

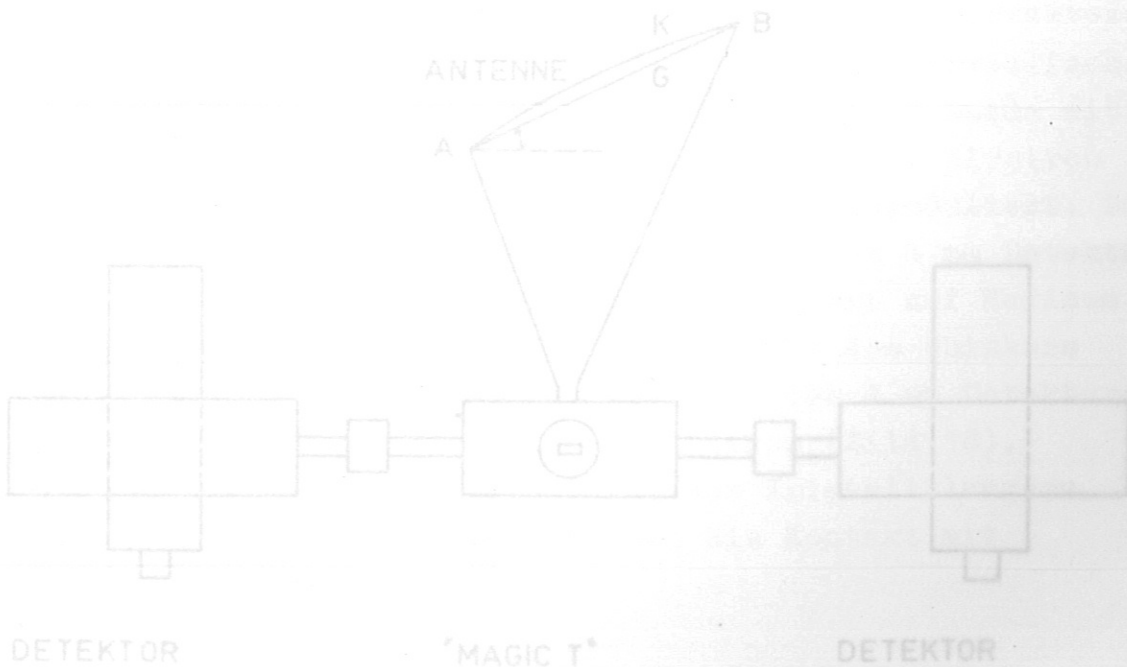


Bild 17: Hornparabolantenne

50 cm

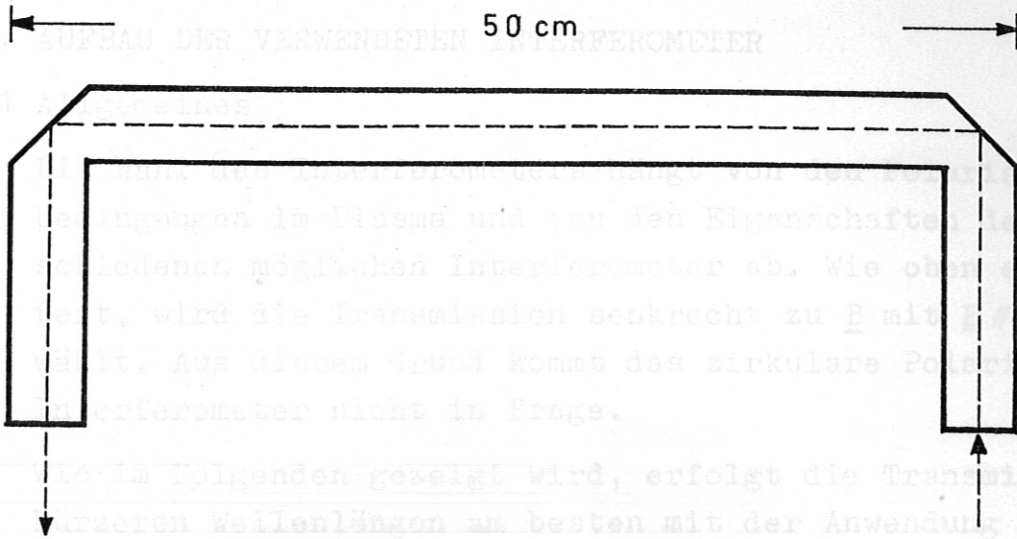


Bild 15: Überdimensionaler Hohlleiter

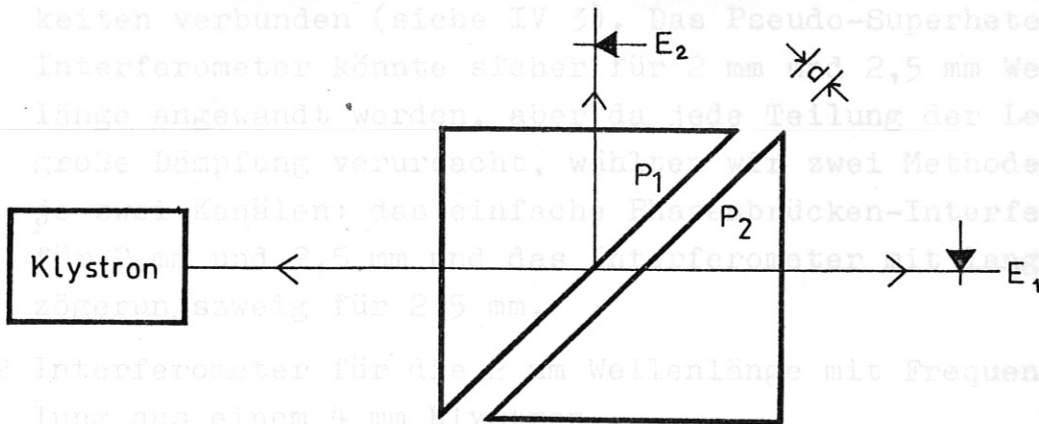


Bild 16: Prismenanordnung

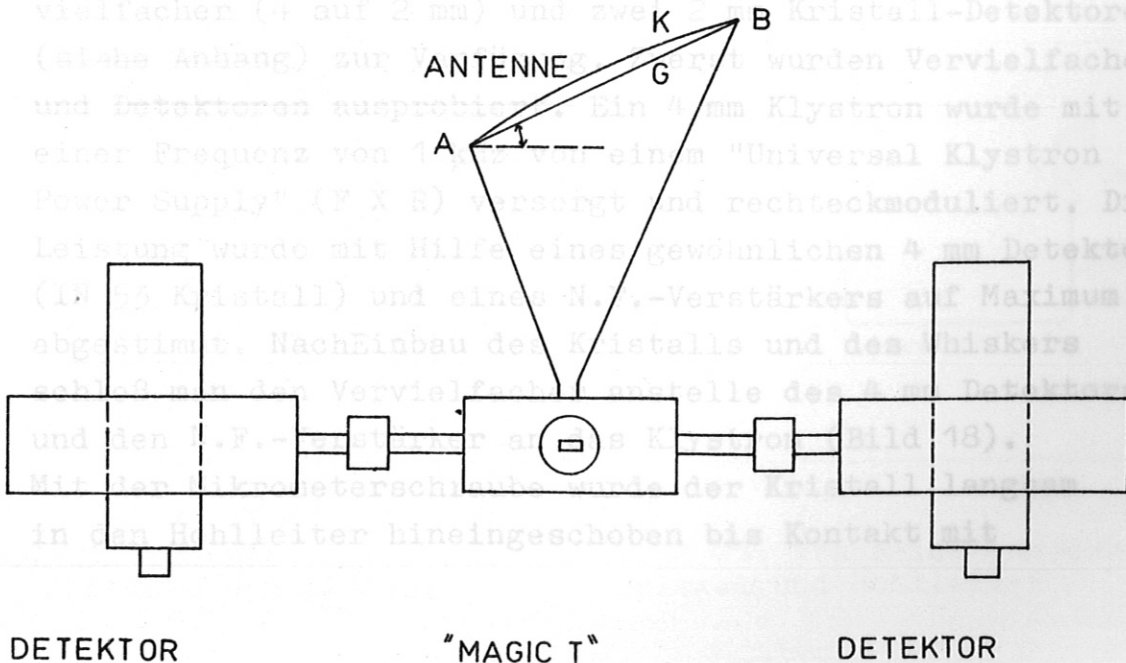


Bild 17: Hornparabolantenne

IV. AUFBAU DER VERWENDETEN INTERFEROMETER

IV.1 Allgemeines

Die Wahl des Interferometers hängt von den Polarisationsbedingungen im Plasma und von den Eigenschaften der verschiedenen möglichen Interferometer ab. Wie oben erläutert, wird die Transmission senkrecht zu \underline{B} mit $\underline{E} // \underline{B}$ gewählt. Aus diesem Grund kommt das zirkulare Polarisations-Interferometer nicht in Frage.

Wie im Folgenden gezeigt wird, erfolgt die Transmission bei kürzeren Wellenlängen am besten mit der Anwendung optischer Methoden. Interferometer nach Michelson sowie nach Robinson und Sharp sind mit erheblichen Fokussierungsschwierigkeiten verbunden (siehe IV 3). Das Pseudo-Superheterodyne-Interferometer könnte sicher für 2 mm und 2,5 mm Wellenlänge angewandt werden, aber da jede Teilung der Leistung große Dämpfung verursacht, wählten wir zwei Methoden mit je zwei Kanälen: das einfache Phasenbrücken-Interferometer für 2 mm und 2,5 mm und das Interferometer mit langem Verzögerungsweig für 2,5 mm.

IV.2 Interferometer für die 2 mm Wellenlänge mit Frequenzverdopplung aus einem 4 mm Klystron

Zu Beginn der Messungen standen ein Kristall-Frequenz-Vervielfacher (4 auf 2 mm) und zwei 2 mm Kristall-Detektoren (siehe Anhang) zur Verfügung. Zuerst wurden Vervielfacher und Detektoren ausprobiert. Ein 4 mm Klystron wurde mit einer Frequenz von 1 kHz von einem "Universal Klystron Power Supply" (F X R) versorgt und rechteckmoduliert. Die Leistung wurde mit Hilfe eines gewöhnlichen 4 mm Detektors (IN 53 Kristall) und eines N.F.-Verstärkers auf Maximum abgestimmt. Nach Einbau des Kristalls und des Whiskers schloß man den Vervielfacher anstelle des 4 mm Detektors und den N.F.-Verstärker an das Klystron (Bild 18).

Mit der Mikrometerschraube wurde der Kristall langsam in den Hohlleiter hineingeschoben bis Kontakt mit

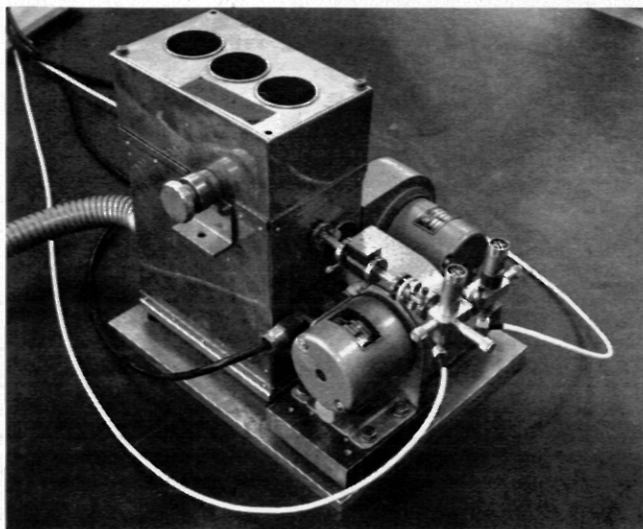


Bild 18: Klystron, Vervielfacher und 2mm Detektor.

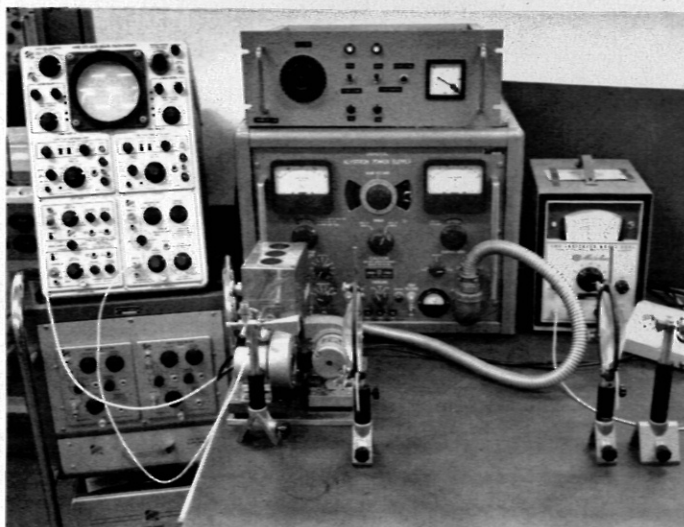


Bild 19: Transmissionsversuch mit zwei Plexiglaslinsen.

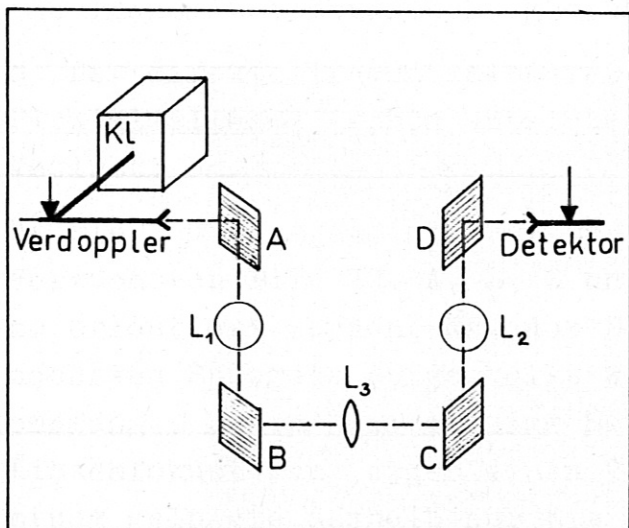


Bild 20: Transmissionversuch mit Spiegeln und Linsen.

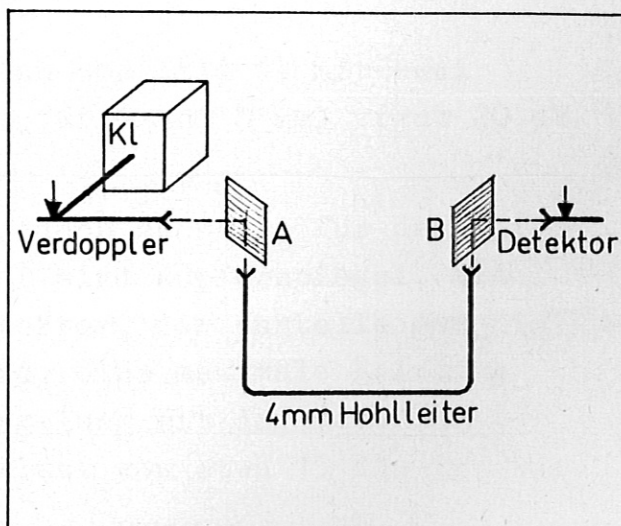


Bild 21: Transmissionsversuch mit Spiegel und Hohlleiter

der feingeätzten Spitze entstand (siehe S. 48 Anhang). Hiermit konnte man die Leistung optimalisieren.

Ein 2 mm Detektor wurde dann an den Vervielfacher angeschlossen und ähnlich abgestimmt. Zwei Annahmen werden gemacht: quadratische Kennlinie für Vervielfacher und Detektoren sowie gleiche Leistungsempfindlichkeit bei 4 und 2 mm. In dem Aufbau der hier beschriebenen Interferometer sind aber, wie man später sehen wird, nur Leistungsgrößenordnungsvergleiche wichtig.

Die Übersetzung von 4 mm auf 2 mm betrug infolge des Verlustes im Vervielfacher 26 ± 5 dB. Die kleinste Leistung, die nicht unter dem Rauschpegel verschwindet, war 50 dB unter der 4 mm Klystronleistung. Diese Dämpfung kann mit Hilfe von Detektor- und Vervielfacher-Kristall-Vorspannung sowie mit selektiver Verstärkung um 10 dB vergrößert werden (siehe Lisitano). Da die Verdopplungsübersetzung 26 ± 5 dB beträgt, bleibt also eine gesamte Dämpfung von bestenfalls 40 dB zur Verfügung.

Es besteht also die Aufgabe ein Interferometer zu entwickeln, dessen gesamte Verluste zwischen 20 und 40 dB oder pro Kanal zwischen etwa 15 und 35 dB liegen. Deshalb wurden drei einfache Transmissionsversuche gemacht.

a) Der direkte Transmissionsversuch von Bild 19 mit zwei Plexiglaslinsen (schon entwickelt für 4 und 8 mm) ergab 20 dB Verlust.

b) Die 2 mm Ausgangleistung war jedoch zu klein für den Versuch von Bild 20. A, B, C und D sind Kupferspiegel, die so orientiert werden, daß der Detektor, der anstelle des nächsten Spiegels aufgestellt wird, eine maximale Leistung empfängt. Schon eine einzige Spiegelung mit der notwendigen Linsenfokussierung ergab einen Verlust von etwa 15 dB. Die Leistung gelangte deshalb nur bis C.

c) Der Versuch von Bild 21 hatte genauso wenig Erfolg, da allein der Transmissionsverlust durch den 4 mm Hohlleiter 12 dB betrug. Dies zeigte deutlich die Notwendigkeit ein neues optisches System zu entwickeln, sowie

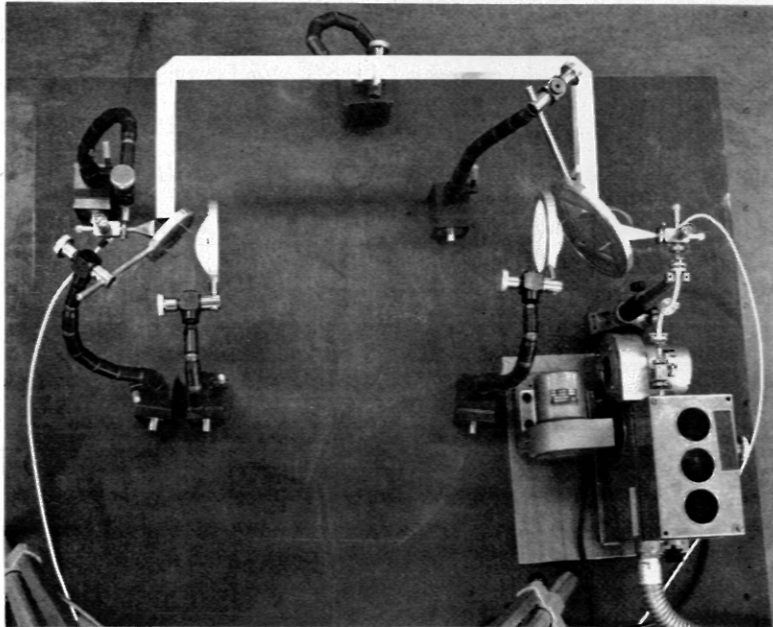


Bild 22: Interferometer mit Vervielfacher für die 2 mm Wellenlänge.

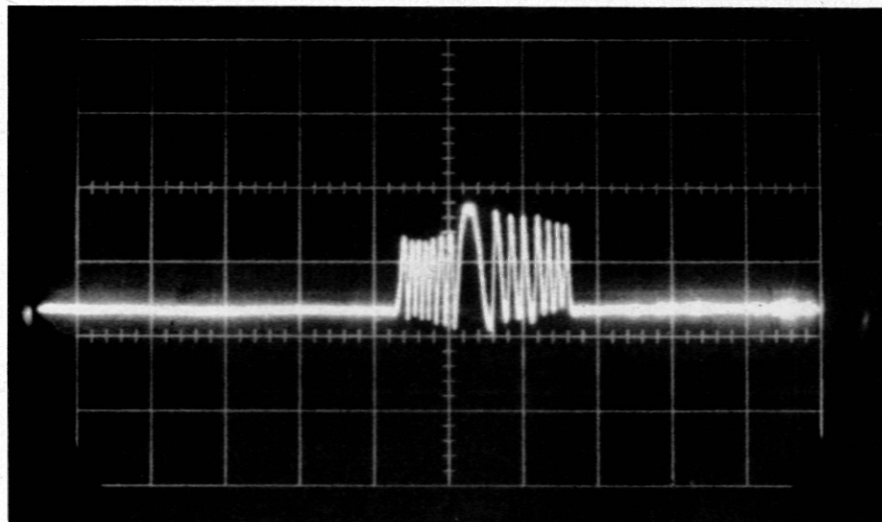


Bild 23: Interferenz-Streifen aus dem 2 mm Interferometer.

eine stärkere 2 mm Quelle zu bekommen.

Mit neuen Teflonlinsen, Meßstativen, halbdurchlässigen Spiegeln und überdimensionalem Hohlleiter (vgl. voriges Kapitel: "Mikrowellen-Komponenten") konnte man ein einfaches Brückeninterferometer aufbauen (Bild 22). Der gesamte Verlust betrug etwa 25 dB.

Um im Meßkanal eine Phasenverzögerung zu erzeugen, wurde ein Plexiglaskeil gleichmäßig hineingeschoben. Der Brechungsindex ist $n = 1,5$. Die maximale Dicke ist

$$D_{\max} = 30 \text{ mm},$$

daher beträgt die maximale Phasenverschiebung

$$\varphi_{\max} = \frac{2\pi D_{\max}}{\lambda} (n-1) = 7,5 \cdot 2\pi \quad (1)$$

Wie oben gezeigt wurde, gilt

$$U \sim \cos \varphi$$

es sei weiter

$$D = \alpha t$$

dann folgt

$$U \sim \cos \frac{2\pi (n-1) \alpha t}{\lambda} = \cos \alpha t. \quad (2)$$

Mit dem Interferometer wurden die Kurven von Bild 23 ($\varphi_{\max} = 7,5(2\pi)$) gemessen. Das Klystron war dauerstrichmoduliert.

Technische Anmerkungen

Bild 24 zeigt eine Skizze von Kontaktfedern (siehe Anhang) (ca 100-fach vergrößert): b zeigt eine Kontaktfeder nach einem erfolglosen Versuch um einen guten Kontakt mit möglichst hoher Leistung zu bekommen. Wenige Kontaktfedern blieben so wie in a.

Außerdem schien es manchmal "tote Stellen" im Kristall zu geben, wo die Kontaktfeder stumpf wurde und keinen Kontakt anzeigte. Oft ließ eine mit Mühe erhaltene 2 mm Leistung bei der geringsten mechanischen Erschütterung, nach kaum eintägigem

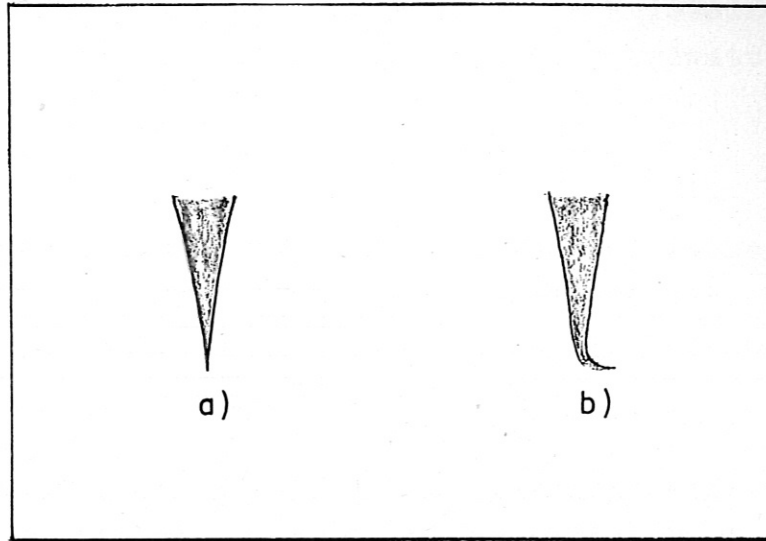


Bild 24: Kontaktfedern

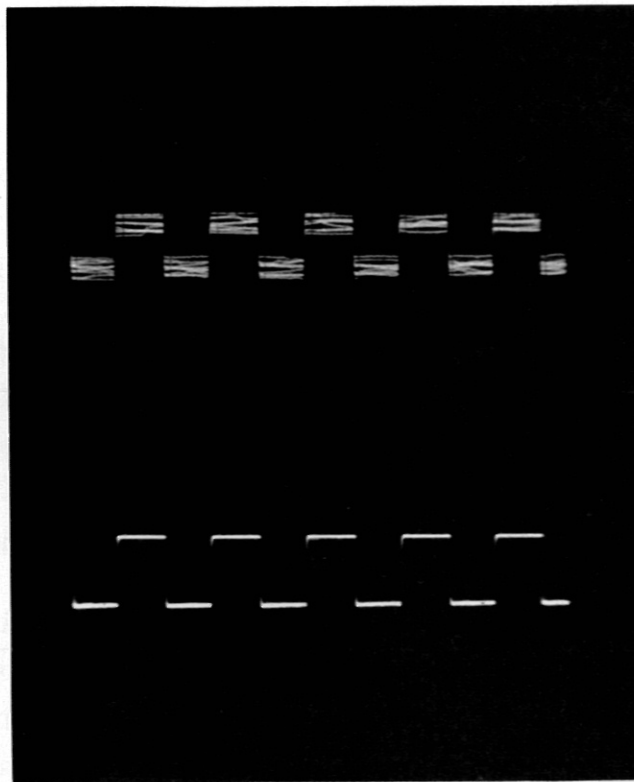


Bild 25: Detektorentstörung

Betrieb, stark nach.

Um die notwendige, normale, mechanische Stabilität bei einer Plasma-Entladung zu erhalten, mußten die Kristalle weiter hineingedreht werden. Es blieben wenige Mikrowatt zur Verfügung.

Bild 25 zeigt, wie wirkungsvoll ein Stück einfaches Papier zwischen Detektor-Magnetfuß und Eisenplatte war, um elektrische und mechanische Vibrationen zu eliminieren.

Die Möglichkeit, ein Kristall und eine Kontaktfeder in einen 4 mm Hohlleiter einzubauen, um gleichzeitig eine 4 mm Welle und eine 2 mm Oberwelle durch dieselben Hörner über ein Plasma zu senden, wurde nicht ausprobiert, da die dadurch gewonnene Leistung wahrscheinlich zu klein wäre. (Siehe "Interferometer für 4 mm und 8 mm Wellenlängen").

Der Unterschied der Empfindlichkeit zur 2 mm Welle betrug:
zwischen IN 53 Kristall Detektor und PP 4220 : 24 ± 3 dB
" MA 428 " " " " " " 12 ± 3 dB

Das 4 mm Klystron hat eine Leistung von etwa 100 mW (Werk-Angaben). Empfindlichkeitsschwankungen je nach Kristall und Kontaktfeder bis zu 7 dB für PP 4220 und PP 4230 B.

IV.3 Michelson-Interferometer im 2,5 mm Wellenbereich

Bild 26 zeigt ein Michelson-Interferometer. Die Fokussierung war schwierig und viel Energie ging verloren (35 dB). Außerdem hat dieses Interferometer den Nachteil gegenüber dem langen Verzögerungsweig-Interferometer, daß man nur ein Interferenzsignal erhält. Es kann jedoch wie das lange Verzögerungsweig-Interferometer phasenempfindlich werden. (Mit genügend großem L nach II.5). Allerdings wären die Transmissionsverluste sehr hoch.

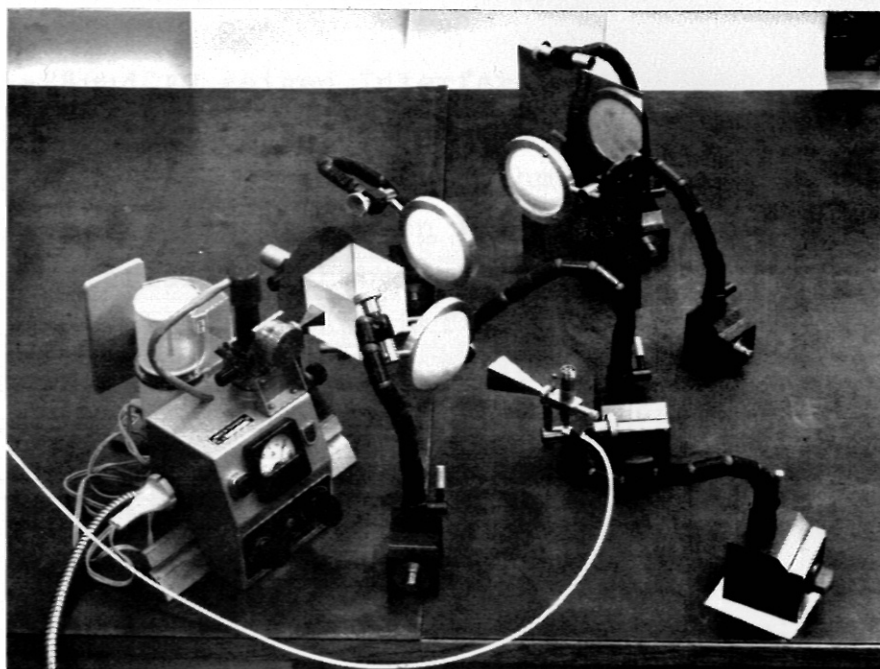


Bild 26: Michelson Interferometer

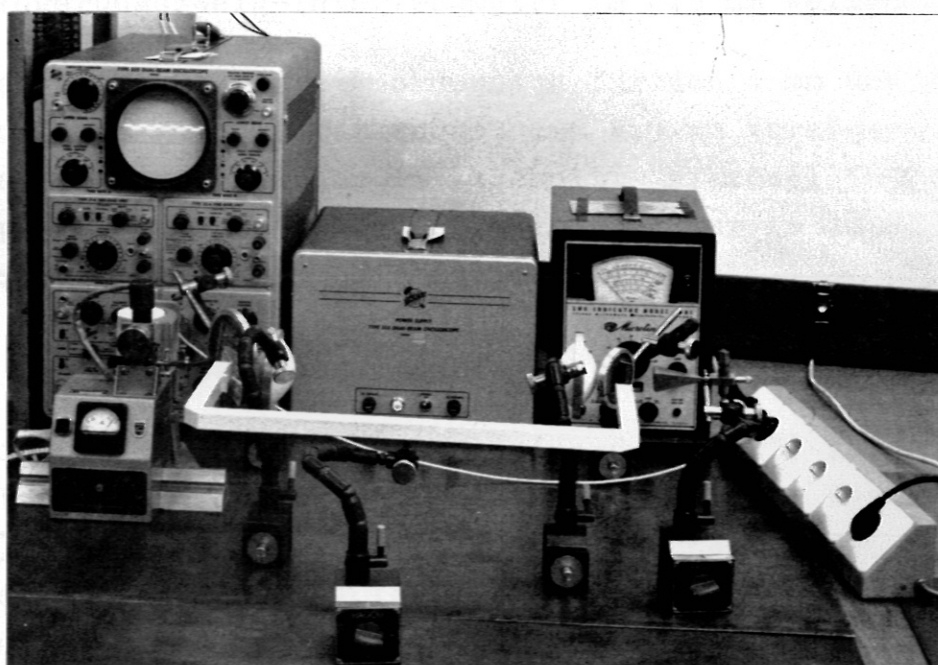


Bild 27: Einfaches-Brücken-Interferometer
für die 2,5 mm Wellenlänge.

IV.4 Einfaches Brücken-Interferometer im 2,5 mm Wellenbereich

Bilder 28 und 29 zeigen Interferenzstreifen, die sich mit dem einfachen Brücken-Interferometer von Bild 27 ergaben. Das 2,5 mm Klystron war dauerstrichmoduliert. In beiden Armen des Interferometers traten Verluste von etwa 25 dB auf. Diese Interferenzen haben aber, wie oben erklärt, den Nachteil, daß sie keine Auskünfte über Zu- oder Abnahme der Phase geben. In Bild 29 z.B. im ersten Teil des Vorgangs wurde der Plexiglaskeil mehrere Male heraus- und hereingeschoben. Beim Plasma könnten Elektronen-Dichte-Schwankungen denselben Effekt haben: eine höhere Streifenanzahl für die entsprechende höchste Plasmadichte.

Das Interferometer ist schnell zu montieren; es braucht keine genaue optische und elektrische Justierung. Die Elektronik ist verhältnismäßig einfach. Um größeren Aufwand zu sparen, kann man sich in wenigen Stunden vergewissern, ob Phasenverschiebungsmessungen überhaupt möglich sind.

IV.5 Verzögerungszweig-Interferometer im 2,5 mm Wellenbereich

Da es schon bekannte Anordnungen für den 4 mm und 8 mm Wellenbereich gibt, wurde zuerst ein 2,5 mm Verzögerungskanal-Interferometer mit den im Abschnitt "Mikrowellen-Optik und Komponenten" beschriebenen Teilen und der im Anhang kurz beschriebenen Elektronik aufgebaut.

(a) 2,5 mm Interferometeraufbau

Bild 30 zeigt schematisch die Anordnung. (P) ist eine Stahlplatte zur Befestigung der Magnetfußstative. Das Klystron (Kl) strahlt durch eine Goldhorn-Antenne auf den halbdurchlässigen Spiegel (S), der die Leistung zwischen Meßkanal (MK) und Vergleichskanal (VK) verteilt. Der Meßkanal besteht aus zwei Linsen (L_1) und (L_2) und der Vergleichskanal aus 4 Linsen (L_{3456}) und aus dem überdimensionalen Hohlleiter (Hl). Das "Magic T" (siehe Anhang) (MT) wird so gerichtet, daß eine auf den E-Arm angebrachte Antenne die Vergleichskanalleistung bzw eine auf den H-Arm angebrachte Antenne die des Meßkanals, empfängt.

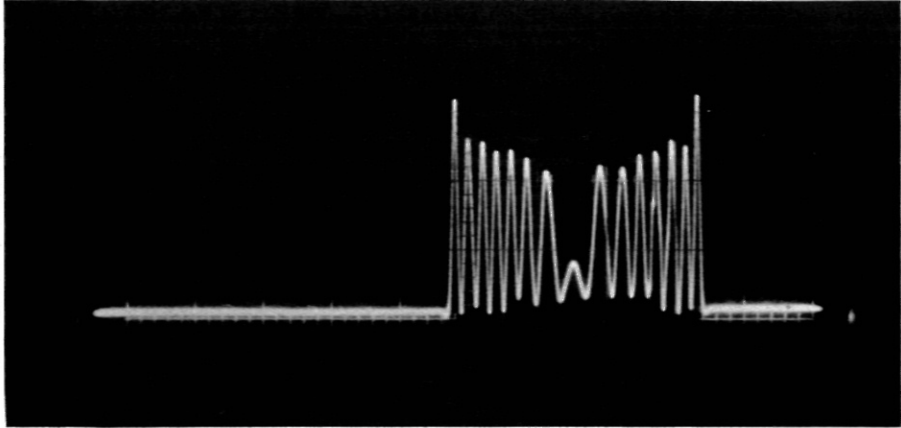


Bild 28: Interferenz-Streifen aus dem
2,5 mm Interferometer.

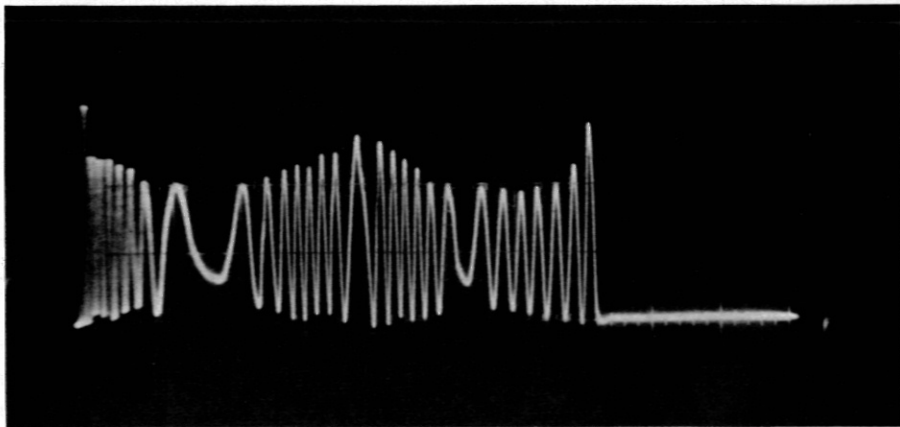


Bild 29: Interferenz-Streifen-Überschuß

Damit nicht allzu große Reflektionsverluste im überdimensionalen Hohlleiter auftreten, muß man auf die Polarisation sorgfältig achten. Bild 31 zeigt die Polarisationsrichtungen in der Anordnung.

Die zwei Interferenzsignale werden von den Detektoren D_1 und D_2 empfangen, von einem selektiven "Zwillingsverstärker" ausgeglichen, subtrahiert und verstärkt, und auf einem Oszillographen abgebildet. Der Zwillingsverstärker kann gleichzeitig zwei dieser Subtraktionen und Verstärkungen durchführen. Er kann jedes Signal einzeln verstärken und man kann ihn auch auf Breitband einstellen. Bild 32 und 33 zeigen die Apparatur.

(b) Einstellung des 2,5 mm Interferometers

Um die Justierung zu erleichtern, werden zuerst die Drähte des halbdurchlässigen Spiegels so gerichtet, daß die ganze Leistung¹⁾ in die gewählte Vergleichskanalrichtung läuft. Ein Detektor mit Antenne wird etwa 150 cm vom Spiegel aufgestellt und die erste Linse so justiert, daß maximale Leistung registriert wird. Eine zweite Linse kommt vor den Detektor und beide Linsen werden aufeinander eingestellt. Der überdimensionale Hohlleiter wird so angebracht, daß seine Öffnung die Antennenöffnung ersetzt. Nach Justierung des Vergleichskanals werden die Spiegeldrähte um $\frac{\pi}{2}$ gedreht und der Vorgang für den Meßkanal wiederholt. Schließlich werden die Spiegeldrähte so gerichtet, daß die Leistung in jedem Kanal ungefähr gleich ist.

Bei Justierung dieses Interferometers gibt es etwa 18 Varianten. Um eine optimale Leistung zu erreichen, muß man die

1) Um die Leistung zu messen, war das Klystron mit einer Frequenz von 1 kHz rechteckmoduliert (Amplitudenmodulation) und die Detektoren waren an einen entsprechend abgestimmten Verstärker angeschlossen (Sperry).

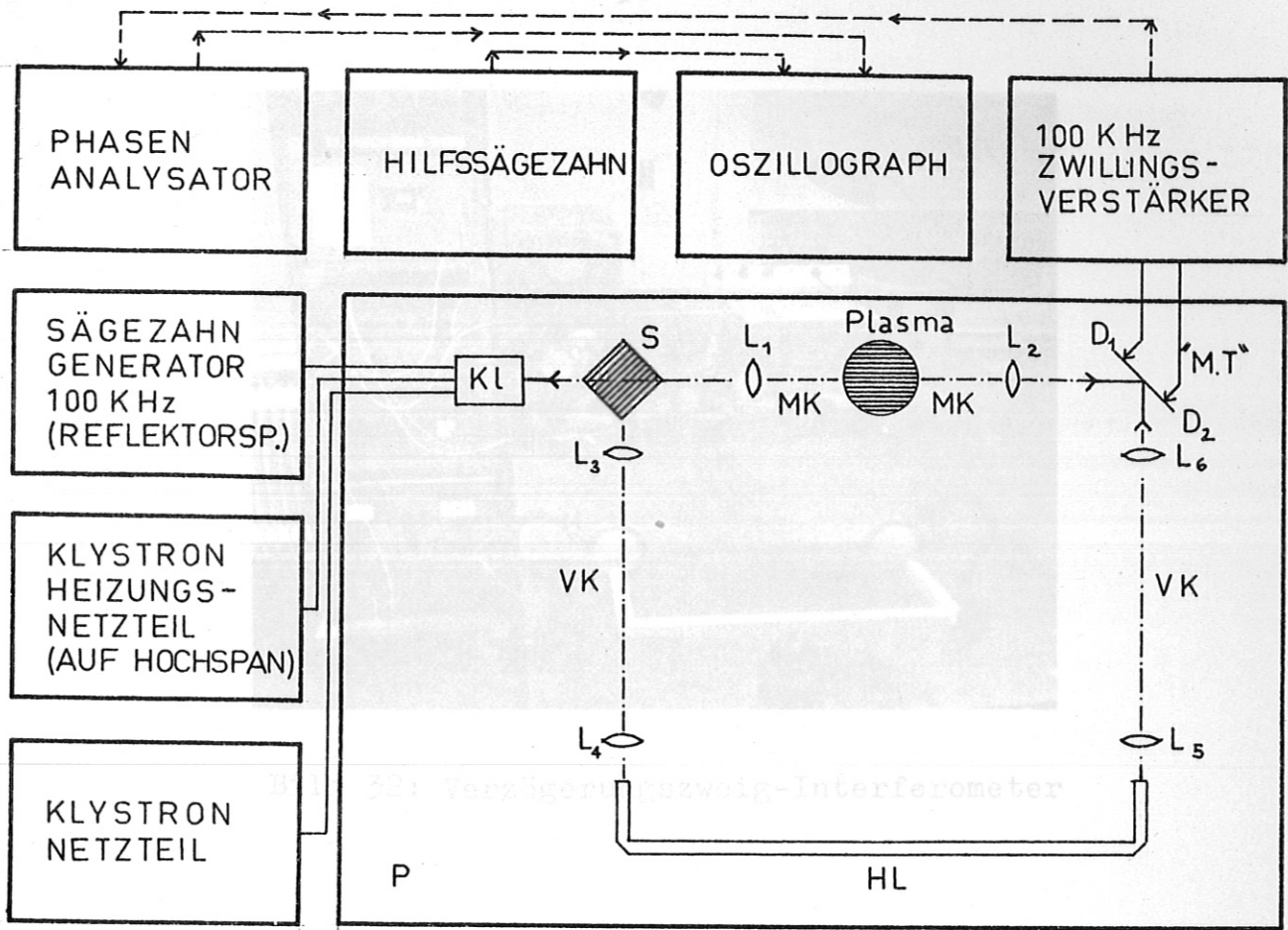


Bild 30: Schema des Verzögerungszweig-Interferometers

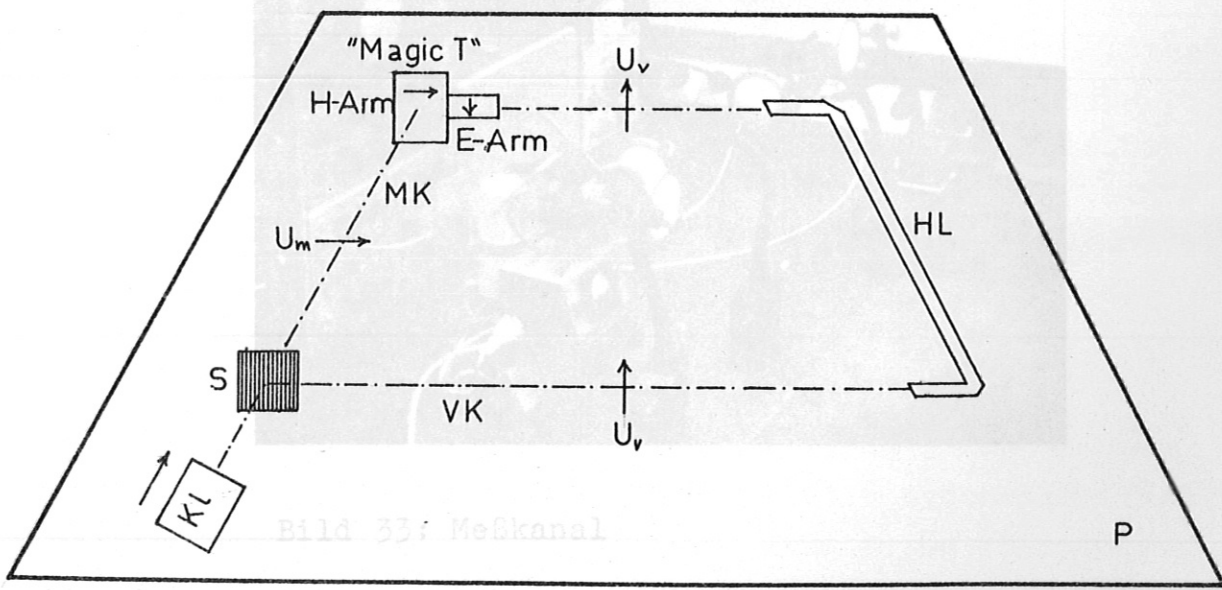


Bild 31: Meßkanal

Bild 31: Polarisierung des Interferometers

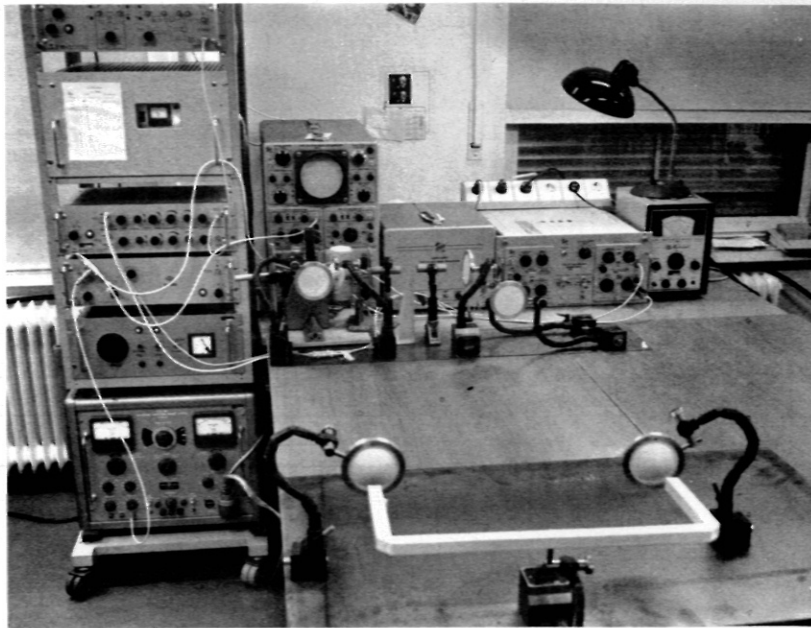


Bild 32: Verzögerungszweig-Interferometer

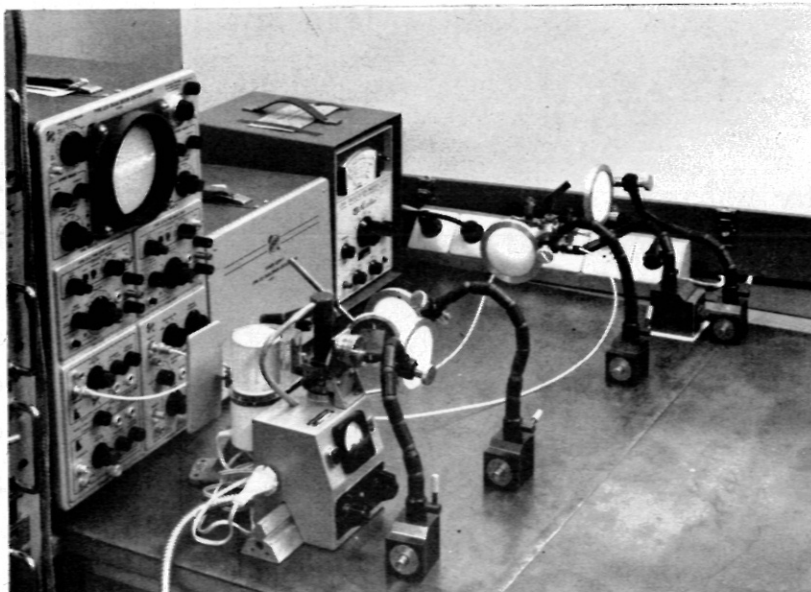


Bild 33: Meßkanal

Justierung öfters wiederholen. Da die Linsen etwas schief stehen, wäre es nicht möglich, mit der gewöhnlichen Schiennvorrichtung minimale Dämpfung zu erreichen.

Der Zwillingsverstärker wird breitbandig eingestellt. Die Klystron-Reflektorspannung wird mit einer Frequenz von 100 kHz sägezahnmoduliert. Bei der Änderung der Weglänge L (Vorwärts-, Rückwärtsschieben einer Stahlplatte, worauf der Hohlleiter mit zwei Linsen angebracht ist), und der Sägezahn-Amplitude, kann man die Zahl der Streifen variieren. Die stärksten und eindeutigsten Streifen erhielt man, mit Rücksicht auf maximale erlaubte Klystron-Reflektorspannung, mit

$$L = 6 \text{ m} \quad V_r = 18 \text{ Volts} \quad \Delta f = 50 \text{ MHz} \quad (3)$$

wobei V_r die Amplitude des Sägezahns ist und Δf die entsprechende Frequenzwanderung.

Typische Streifenbilder sind in den Bildern 34 und 36 zu sehen. Bild 36 zeigt unerwünschte und Bild 34 erwünschte Signale. Es bewährte sich, ab und zu während der Messungen die Breitbandfigur zu beobachten, um sich zu versichern, daß die Klystronfrequenz stabil geblieben war.

(c) Streifendarstellung

Um Phasenverschiebungen direkt abzulesen, werden vom Interferenzsignal, Bild 37 (a), ein Rechtecksignal und davon Impulse gebildet, die an der Helligkeitssteuerung des Oszillographen aufgesetzt werden, während seine y-Komponente mit dem Modulations-Sägezahn gespeist wird (Bilder b und c). Dies ergibt Bild 37d, in dem sich die Helligkeitspunkte mit der Phase bewegen. Auf diese Weise ist die Phase direkt durch die Höhe der Leuchtpunkte gegeben.

Falls man Phasenverschiebungen von mehreren 2π beobachten möchte, kann man auch einen mit dem ersten synchronisierten Hilfssägezahn (Bild 37e) erzeugen. Wenn beide Sägezähne (d) und (e) auf einen zweistrahligem Oszillographen abgebildet sind und die Helligkeitssteuerung so eingestellt

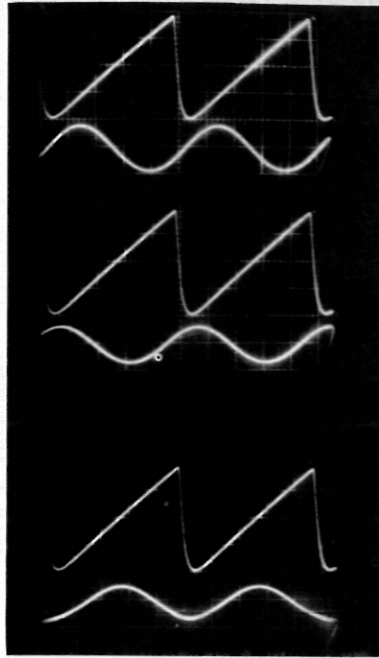


Bild 34: Streifenbilder

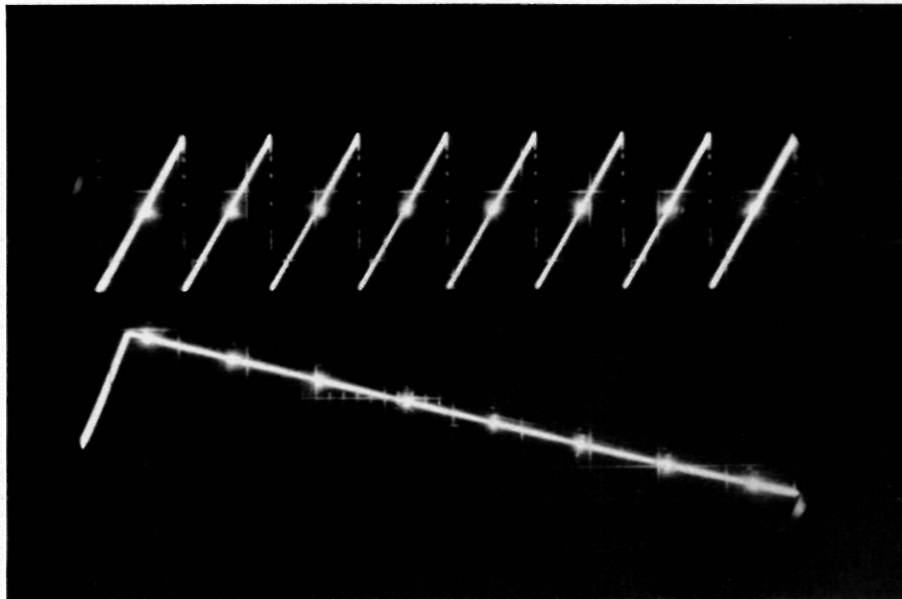


Bild 35: Sägezähne mit Leuchtpunkten.

ist, daß man nur noch die Punkte sieht, erhält man Bilder 35a und b.

Wenn man die Oszilloskop-Zeitbasis auf 10^{-4} sec/cm eingestellt hat, so kann man durch Verschieben eines Plexiglasheils das Bild 36 und durch Bild 37 eine Phasenverschiebung von 2π durch einen schnellen Vorgang ist Bild 38a leichter abzulesen.

Eine der wichtigsten Eigenschaften dieses Interferometers ist, daß es zwischen positiven und negativen Phasenänderungen unterscheidet (Vergleich Bild 29 Blatt 37a). Bild 39 z.B. zeigt deutlich eine Zunahme von 12π dann eine Ab- und dann eine Abnahme von 12π und schließlich eine Abnahme von 12π .

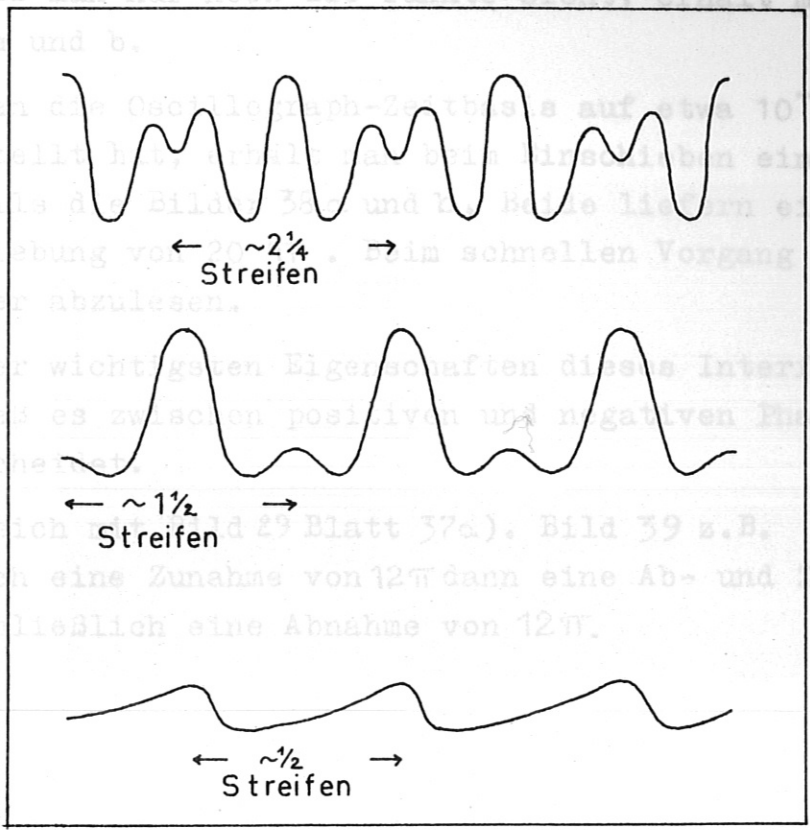


Bild 36: Streifenbilder

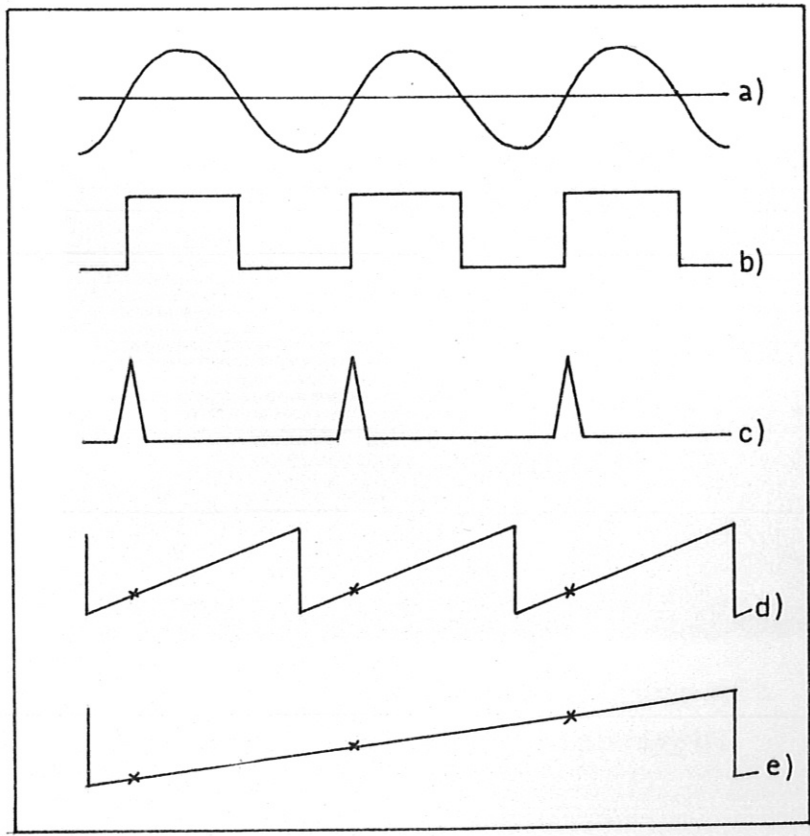


Bild 37: Prinzip der Streifen-darstellung

ist, daß man nur noch die Punkte sieht, erhält man Bilder 35a und b.

Wenn man die Oscillograph-Zeitbasis auf etwa 10^{-1} sec/cm eingestellt hat, erhält man beim Einschieben eines Plexiglaskeils die Bilder 38 a und b. Beide liefern eine Phasenverschiebung von 20π . Beim schnellen Vorgang ist Bild 38a leichter abzulesen.

Eine der wichtigsten Eigenschaften dieses Interferometers ist, daß es zwischen positiven und negativen Phasenänderungen unterscheidet.

(Vergleich mit Bild 29 Blatt 37a). Bild 39 z.B. zeigt deutlich eine Zunahme von 12π dann eine Ab- und Zunahme von $12\frac{1}{4}\pi$ und schließlich eine Abnahme von 12π .

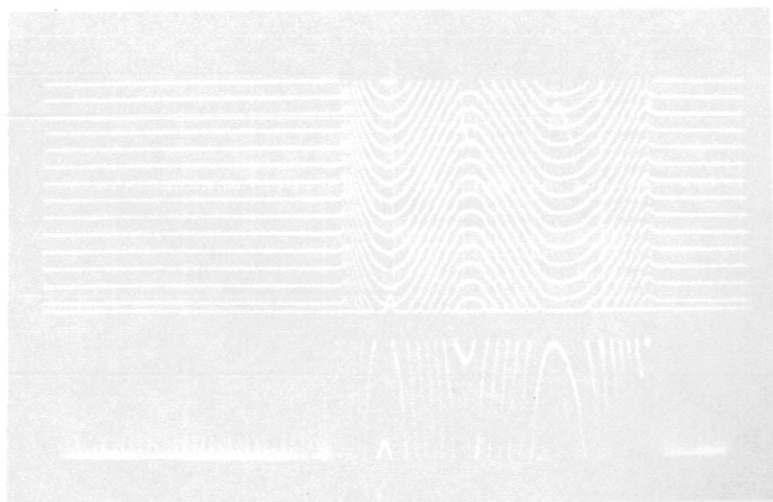


Bild 39: Streifenanordnung mit mehreren Phasenverschiebungen.

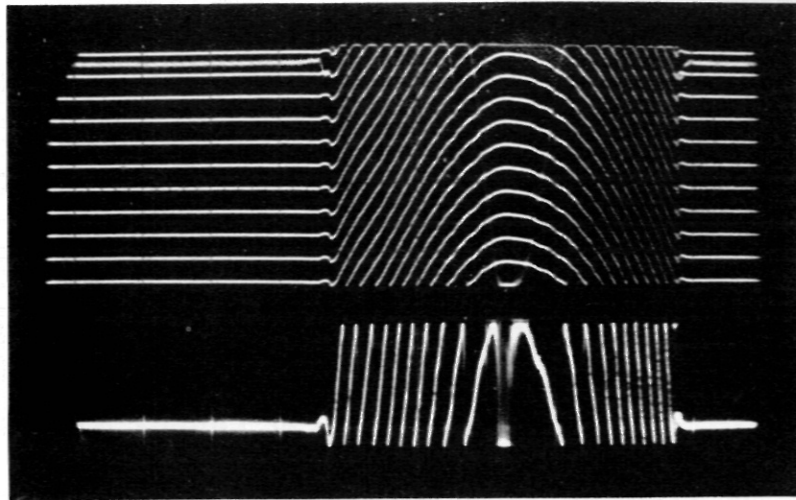


Bild 38: Streifendarstellung mit
a) Modulationssägezahn
b) Hilfssägezahn

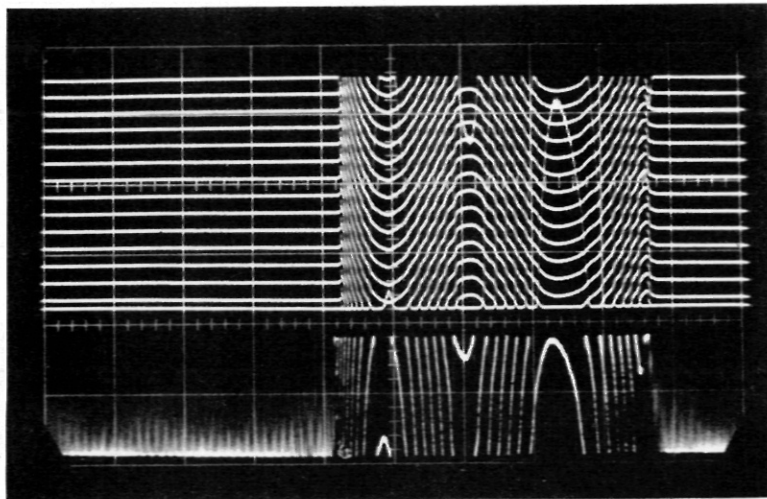


Bild 39: Streifendarstellung mit
mehreren Phasenverschiebungen.

(d) Empfindlichkeit

Wie wir schon im Abschnitt I.4 gesehen haben, ist der Empfindlichkeit eines Plasmainterferometers durch Beugungs- und Winkelablesefehler eine absolute Grenze gesetzt. Diese Grenze ist jedoch ebenso von der Dichte abhängig, da die Phasenverschiebungen mit abnehmender Dichte kleiner werden. Hinzu kommt eine durch die zeitliche Ableitung der Dichte gesetzte Grenze. Um diese zu veranschaulichen machen wir folgende Überlegung: eine zeitlich lineare Phasenverschiebung eines Sinus-Signals A gegenüber einem festen Sinus-Signal B gleicher Frequenz ist nichts anderes als eine Änderung der Frequenz von A gegenüber der Frequenz von B. Die Phasen beider Signale seien

$$\varphi_0 = \omega_0 t \quad \varphi_1 = \omega t = (\omega_0 + \Delta\omega) t \quad (4)$$

Dann ist

$$\varphi_1 - \varphi_0 = \Delta\omega t \quad (5)$$

mit

$$\Delta\omega = \frac{\varphi_1 - \varphi_0}{t} \quad (6)$$

Nehmen wir jetzt eine schnelle Plasmaentladung an, in der sich die Phase innerhalb einer Modulationsperiode $T_m = 10^{-5}$ sec. um einen beträchtlichen Bruchteil von π , $\Delta\varphi = \pi/n$ verschiebt, dann ist

$$\Delta\omega = \frac{\Delta\varphi}{T_m} = \frac{\omega_m}{2n} \quad (12)$$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_m} = \frac{1}{2n} \quad (7)$$

Falls der Zwillings-Verstärker Frequenzänderungen von beispielsweise 10% noch annimmt, dann ist der maximale Wert von $\Delta\omega/\omega_m$ auch 10%. Also ist

$$n = 5 \quad \text{und für } T_m = 10^{-5} \text{ sec.,} \quad \Delta\varphi = \frac{\pi}{5} \quad (8)$$

Die Phasenverschiebung kann also maximal 2π innerhalb 10^{-4} sec betragen. Bei noch schnelleren Verschiebungen verschwindet das Signal.

Auch wenn der Zwillings-Verstärker breitbandig eingestellt ist, kann das Signal verschwinden. Wir betrachten nur zeitlich lineare Phasenverschiebungen um die Überlegung zu vereinfachen. Liegt die Phasenverschiebung im Meßkanal bei $\varphi_0 = -\pi$ pro Modulationsperiode T_m , dann ist

$$\varphi_0 = -\pi \frac{t}{T_m} + \Phi \quad (\text{wobei } \Phi = \text{konstant}) \quad (9)$$

Die Phasenverschiebung zwischen beiden Kanälen ist (siehe II.5)

wobei
$$\gamma_1 - \gamma_2 = -\varphi_0 - 2\pi \int_0^t \frac{\Delta f \cdot \tau}{T_m} dt \quad \text{nach (II (21))}$$

$$\Delta f \tau = 1 \quad \text{nach (II (25))}$$

also

$$\gamma_1 - \gamma_2 = -\varphi_0 - 2\pi \frac{t}{T_m} \quad (10)$$

für

$$\varphi_0 = -\frac{\pi t}{T_m} + \Phi; \quad \gamma_1 - \gamma_2 = -\frac{\pi t}{T_m} - \Phi \quad (11)$$

Dies ist der Fall des Halbstreifen (Bild 36). Die Signalverschiebung verschwindet. Falls

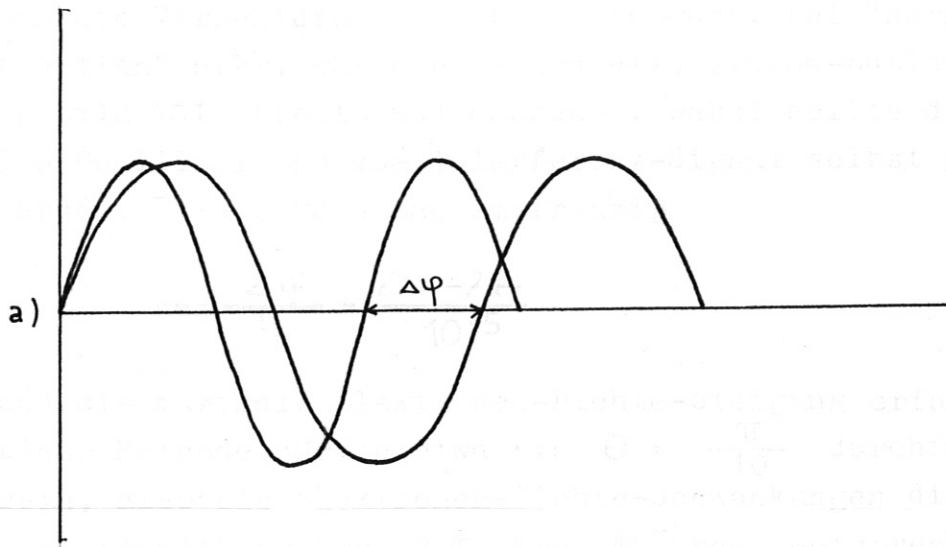
$$|\varphi_0| > \pi \frac{t}{T_m}$$

ist

$$|\gamma_1 - \gamma_2| < \left| \pi \frac{t}{T_m} + \Phi \right| \quad (12)$$

und für $\varphi_0 = -2\pi \frac{t}{T_m}$ verschwindet das Signal ganz: die Frequenzmodulation in beiden Kanälen ist gleich. Für schnelle positive Änderungen von der Größenordnung 2π pro Modulationsperiode $T_m = 10^{-5}$ sec treten falsche Anzeigen bei der Streifen-Darstellung auf.

Kurz gesagt: solange sich die Phase innerhalb 10^{-4} sec nicht um mehr als 2π verschiebt, sind die Messungen mit der vom Beugungs- und Winkelablesefehler von 0.4 gegebenen Empfind-



(13)

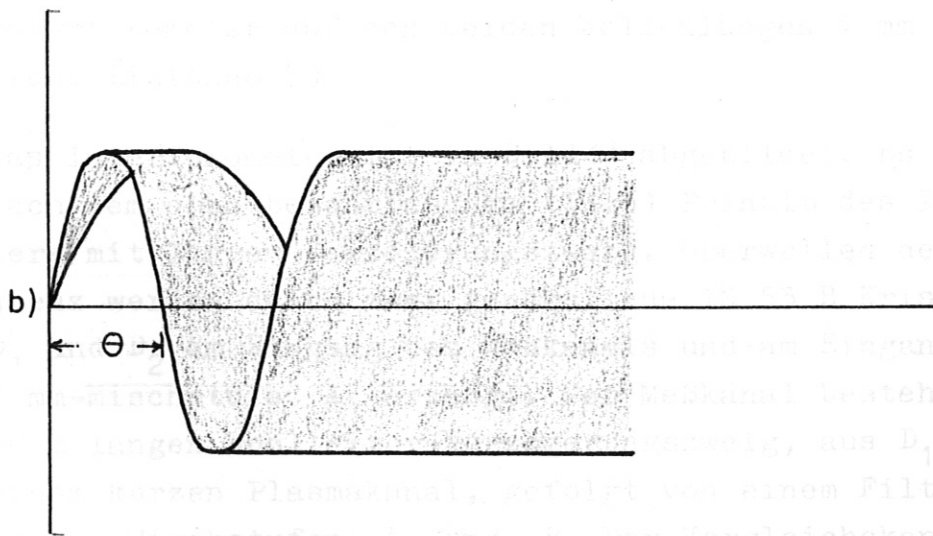


Bild 40: Methode zur Messung von hohen Elektronendichte-Schwankungen.

für $\lambda = 4 \text{ nm}$ $L = 15 \text{ Meter}$ (14)

für $\lambda = 8 \text{ nm}$ $L = 30 \text{ Meter}$ (15)

lichkeit gültig.

Anmerkung

Bei Einstellung des Oszillographs auf "single sweep" könnte man die Verschiebung von Bild 40a sehen. Bei "normal sweep function" aber, würde eine schnelle Plasma-Entladung wie in Bild 40b (Breitband) aussehen. Dabei sollte die Zeitbasis des Oszillographs vom Interferenz-Signal selbst gesteuert werden. Daraus kann man im Prinzip

$$\max \frac{\Delta\varphi}{T_m} = \frac{2\pi - 2\theta}{10^{-5}} \quad (13)$$

und die maximale Elektronen-Dichte-Steigung erfahren. Diese Methode dürfte etwa bis $\theta = \frac{\pi}{10}$ durchführbar sein, also bis Elektronen-Dichte-Schwankungen die eine Phasenverschiebung von 2π pro 10^{-5} sec. entsprechen.

IV.6 Interferometer auf den beiden Wellenlängen 4 mm und 8 mm. (Siehe Lisitano 5)

Das Interferometer ist in Bild 41 abgebildet. Es funktioniert nach dem oben beschriebenen (II.5) Prinzip des Interferometers mit langem Verzögerungsweig. Oberwellen der Grundfrequenz werden durch zwei gewöhnliche IN 53 B Kristall-Dioden D_1 und D_2 am Eingang des Meßkanals und am Eingang der 4 mm-Mischstufe A erzeugt. Der Meßkanal besteht aus einem 30 m langen Hohlleiter-Verzögerungsweig, aus D_1 und aus einem kurzen Plasmakanal, gefolgt von einem Filter und den beiden Mischstufen A und B. Der Vergleichskanal der 8 mm Wellen hat eine zu vernachlässigende Länge, dagegen besteht die der 4 mm aus einem 15 m langem Hohlleiter-Verzögerungsweig, gefolgt von D_2 und der Mischstufe A.

Damit ist

$$\text{für } \lambda = 4 \text{ mm} \dots\dots\dots L = 15 \text{ Meter} \quad (14)$$

$$\text{für } \lambda = 8 \text{ mm} \dots\dots\dots L = 30 \text{ Meter} \quad (15)$$

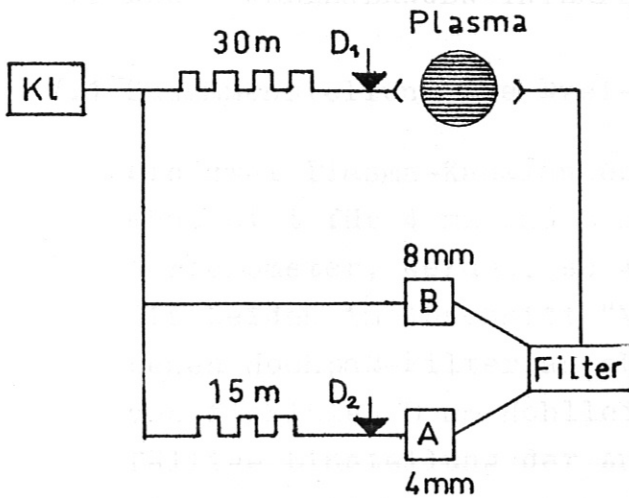


Bild 41: Interferometer für 4 mm und 8 mm.

Der Modulationssägezahn hat eine Frequenz von 100 kHz. Die Bedingung (siehe II.5), daß auch die Streifenfrequenz $f = f_m = 100 \text{ kHz}$ oder

$$\gamma_2 - \gamma_1 = \omega_m \quad (\text{II (23)}) \quad \text{ist war}$$

$$k = \Delta f \cdot \tau = \Delta f \cdot \frac{L}{v} = 1. \quad \text{nach (II (25))}$$

$$\text{Da } f_4 = 2f_8 \text{ schon für die}$$

ist

$$\Delta f_4 = 2 \cdot \Delta f_8 \quad (16)$$

und es muß

$$k = 1 = \frac{\Delta f_4 \cdot L_4}{v} = \frac{\Delta f_8 \cdot L_8}{v} \quad (17)$$

also ist

$$L_4 = \frac{1}{2} L_8 \quad (18)$$

(Die optimale Länge von L_8 wird so wie oben (IV.5.b), durch ähnliche wiederholte Justierungsversuche festgestellt).



Die Schaltung des Breitwellenlängen-Interferometers
 * Der Vergleichsweg ist im 4 und 8 mm Interferometer-
 einbauelement erhalten.

V. DREI WELLENLÄNGEN-INTERFEROMETER

V.1 Zusammenstellung des Drei-Wellenlängen-Interferometers

Die zwei Plasma-Kanalantennen I und II, von dem im letzten Abschnitt für 4 mm und 8 mm Wellenlängen beschriebenen Interferometer, werden, so wie in Bild 42 zu sehen ist, vor die beiden im Abschnitt "Mikro-Wellenkomponenten" beschriebenen Hochpaß-Filter angebracht. Sie werden an den Enden von flexiblen 8 mm Hohlleitern angeschlossen. Durch sorgfältige Einstellung der Antennen I und II und der beiden Filter erreicht man eine gute Transmission der 4 mm und der 8 mm Wellen durch die Linsen L_1 und L_2 , die schon für die 2,5 mm Wellen justiert sind. Die beiden Filter beeinflussen die 2,5 mm Wellen kaum.

Damit ist der Nachteil örtlich verschiedener Plasmadurchgänge für verschiedene Wellenlängen behoben. Die von dem neuen Strahlengang eingeführten Leistungsverluste bei 4 mm und 8 mm Wellenlängen sind unwichtig. Dämpfungen der Größenordnung 40 dB für 4 mm und 8 mm und bzw 20 dB für 2,5 mm im Meßkanal sind immer noch zulässig.

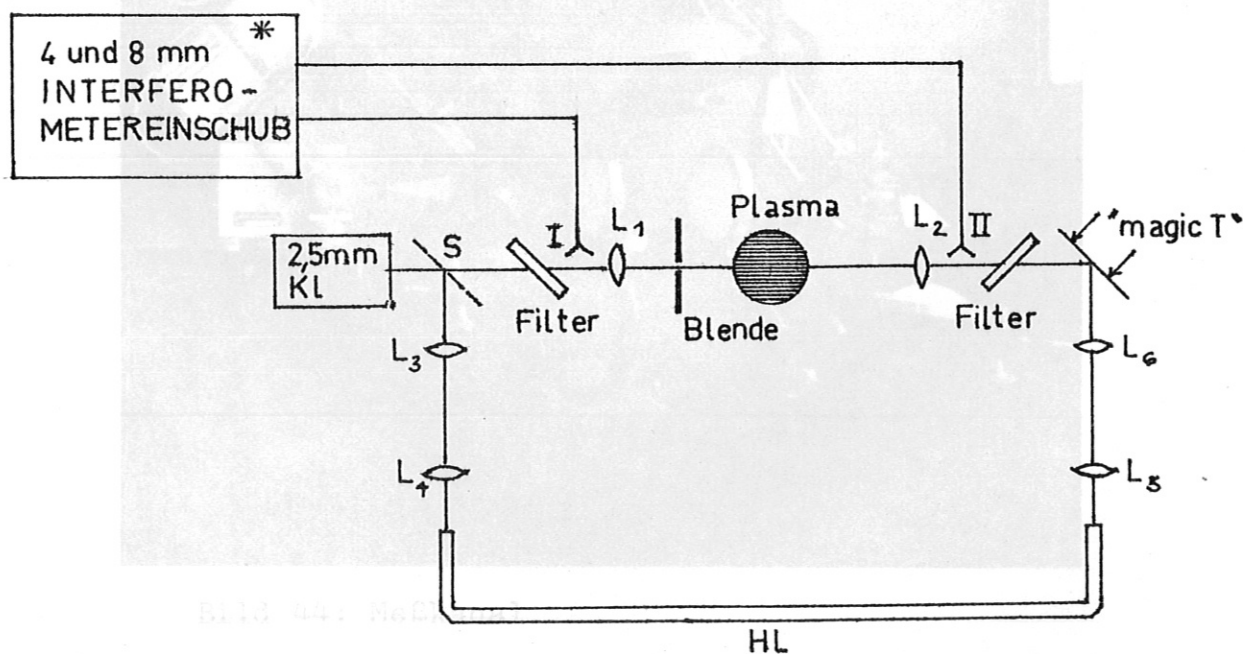


Bild 42: Schema des Drei-Wellenlängen-Interferometers

* Der Vergleichszweig ist im 4 und 8 mm Interferometer-einschub enthalten.

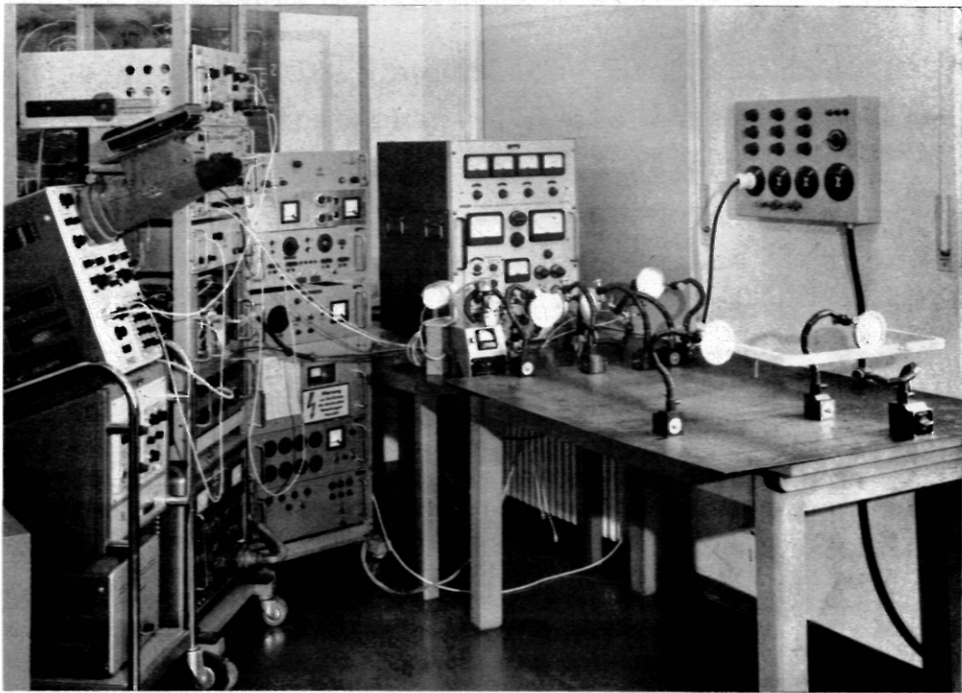


Bild 43: Drei-Wellenlängen-Interferometer

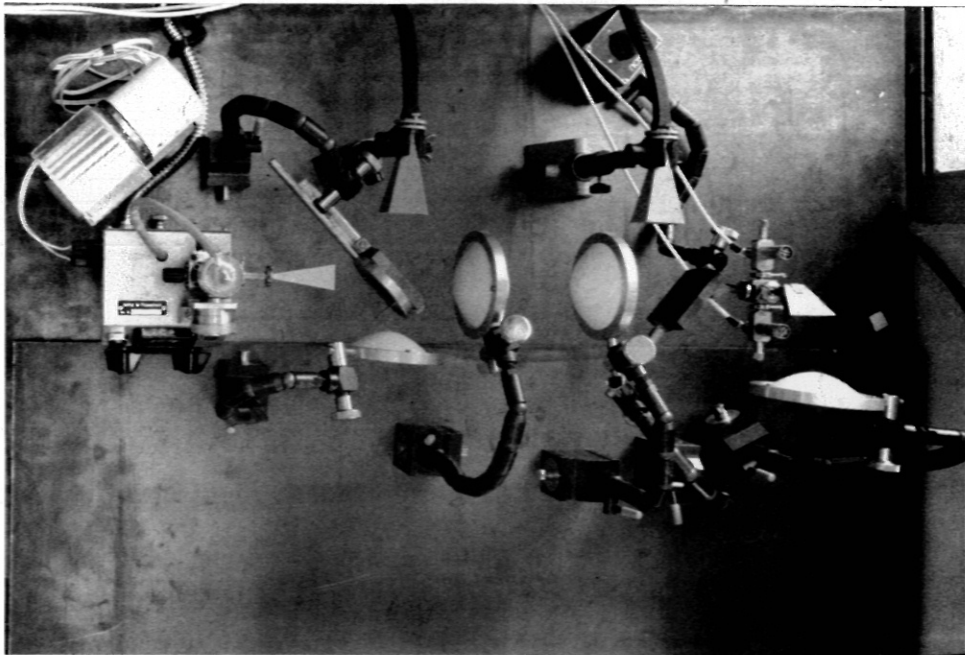


Bild 44: Meßkanal

V.2 Vorversuch mit einer gewöhnlichen Leuchtstoff-Röhre

Das Meßobjekt war eine gewöhnliche Leuchtstoffröhre. Durch einen Hilfsverstärker wird die Phasenverschiebung des 100 KHz Interferenzsignals gegenüber dem Modulationssägezahn als Gleichstromsignal auf dem Oszillograph abgebildet. Diese Methode ist 10-fach empfindlicher als die oben beschriebene Streifen- darstellung. Bild 45 zeigt Phasensprünge bei 2,5 mm Wellenlänge, die man durch Ein- und Ausschalten der Röhre (a) mit dem Hilfsverstärker und (b) mit der Streifen- darstellung erhält. Durch Vergleich dieser Sprünge mit ähnlichen von einem Keil erzeugten Phasenverschiebungen erhielt man:

$$\varphi = 0,27\pi \pm \frac{\pi}{6}$$

$$D = 2 \text{ cm}$$

Einsetzen dieser Werte in die Gleichung

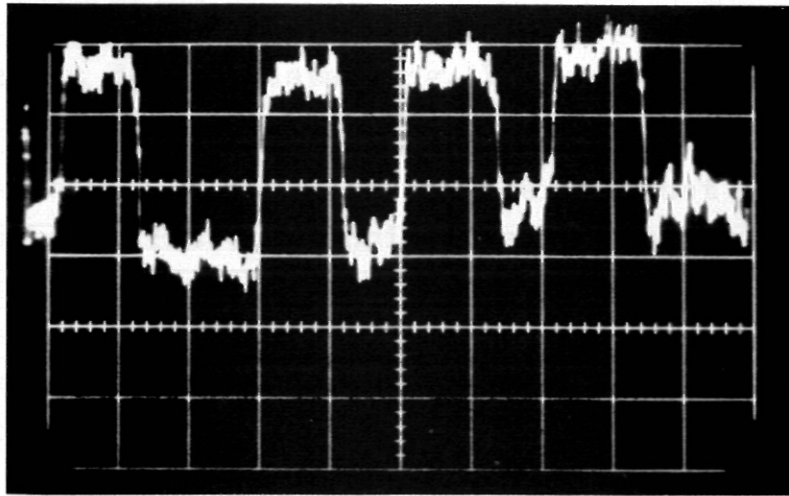
ergibt für

$$\varphi = \frac{2\pi D}{\lambda} (1 - \sqrt{1 - \sigma}) \quad (\text{I.2.}(27))$$

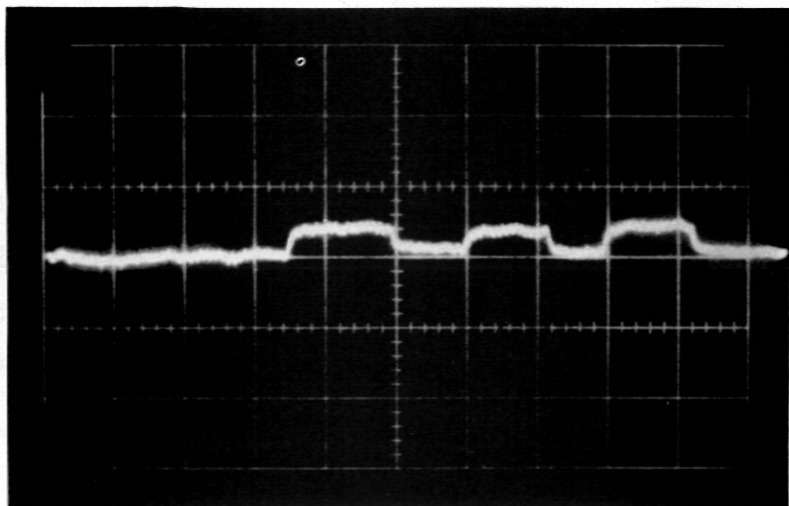
$$N_c \approx 2 \cdot 10^{14}$$

$$\sigma = 0,01$$

$$N_e = 2 \cdot 10^{12} \pm 25\%$$



a)



b)

Bild 45: Phasensprünge mit Leuchtstoffröhre als Meßobjekt.

- a) Hilfsverstärker
- b) Streifenanstellung

V.3 Beugungseffekte am Kabinet I

Kabinet I ist eine Plasma-Anordnung, in der man mit Hilfe eines Duoplasmatrons eine Plasma-Säule von etwa 4 mm Durchmesser erzeugt. Die Elektronendichte in der Säule steigt und fällt mit der Bogenspannung. Die genaue Abhängigkeit ist aber nicht bekannt.

Die einfache Brücke von IV 4 wurde an Kabinet I angebaut. Es wurden keine Phasenverschiebungen registriert, obwohl die Brücke einwandfrei funktionierte. Entfernt man nun den Vergleichskanal und die zugehörigen Spiegel, dann hat man ein einfaches System, das aus dem Klystron, zwei Linsen und einem Detektor besteht (Bild 46)

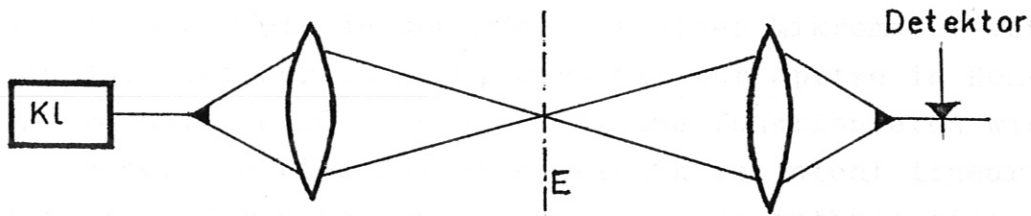


Bild 46: Einfacher Transmissionsversuch durch ein Plasma

Die Strahlung wird zwischen den Linsen in eine Ebene E fokussiert. Bewegt man einen Kupferzylinder vom Durchmesser 3 mm in der Ebene E, dann gibt es Stellen, an denen die empfangene Leistung um 6 dB steigt. Dies ist ein eindeutiger Beugungseffekt.

Einschalten des Plasmas hatte den gleichen Effekt. Dieser war um so stärker je größer die Elektronendichte war.

Beugungseffekte wurden von Lisitano auch auf 4 und 8 mm festgestellt.

A N H A N G

Frequenz-Vervielfacher

Der Frequenz-Vervielfacher verwandelt einen Teil der 4 mm Leistung in 2 mm Leistung.

Bild 47 zeigt das Schema des Frequenz-Vervielfachers. Er besteht aus einer Spitzen-Kontakt-Diode an der Kreuzung des 4 mm Hohlleiters (1) mit dem 2 mm Hohlleiter. (2). Eine Nadel (3) durchstößt beide Hohlleiter. Eine fein geätzte Wolfram-Spitze (4) wird an die Nadel geschweißt. Zusammen mit dem Silizium-Kristall (5) bildet sie den Spitzen-Kontakt.

Der Silizium-Würfel, dessen Höhe mit einer Mikrometer-Schraube fein justiert werden kann, wird mit der Spitze in Kontakt gebracht. Die Nadel und die Spitze funktionieren wie eine Antenne. Die Dioden-Charakteristik ist nicht linear und der Strom der durch die Antenne fließt enthält eine erste harmonische Komponente. Bild 48 zeigt den Frequenz-Vervielfacher.

2 mm Detektor

Der Aufbau des Detektors unterscheidet sich von dem des Vervielfachers nur dadurch, daß der Detektor keinen 4 mm Hohlleiter enthält. Kurzschlußschieber sperren alle Hohlleiter im Vervielfacher und im 2 mm Detektor ab. Durch Feinjustierung mit Hilfe einer empfindlichen Schraube des Kurzschlußschiebers im Hohlleiter, erhält man maximale Leistung. Bild 49 zeigt den Detektor.

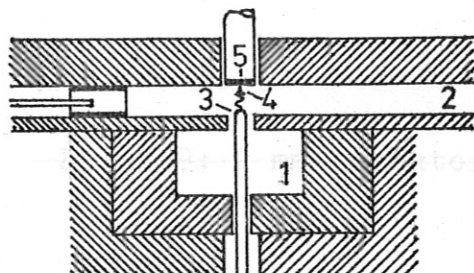


Bild 47: Hohlleiter Anordnung eines Frequenz-Vervielfachers

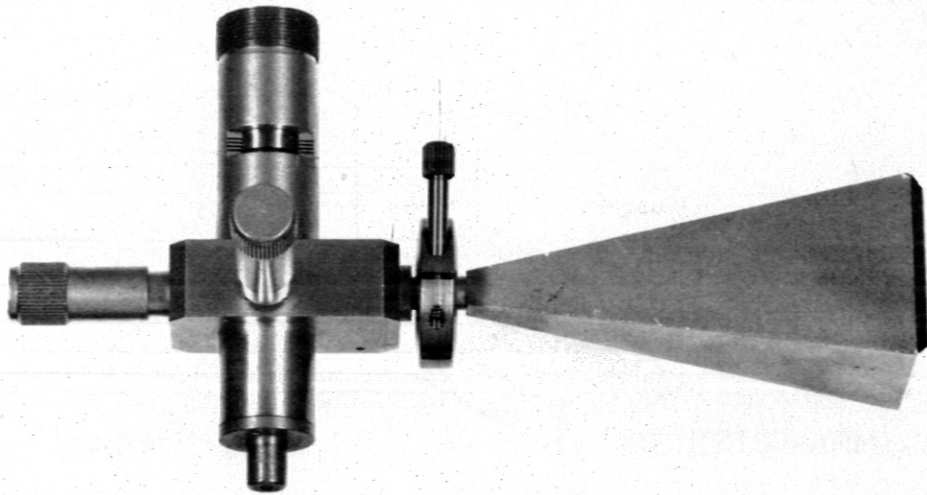


Bild 48: Frequenz-Vervielfacher

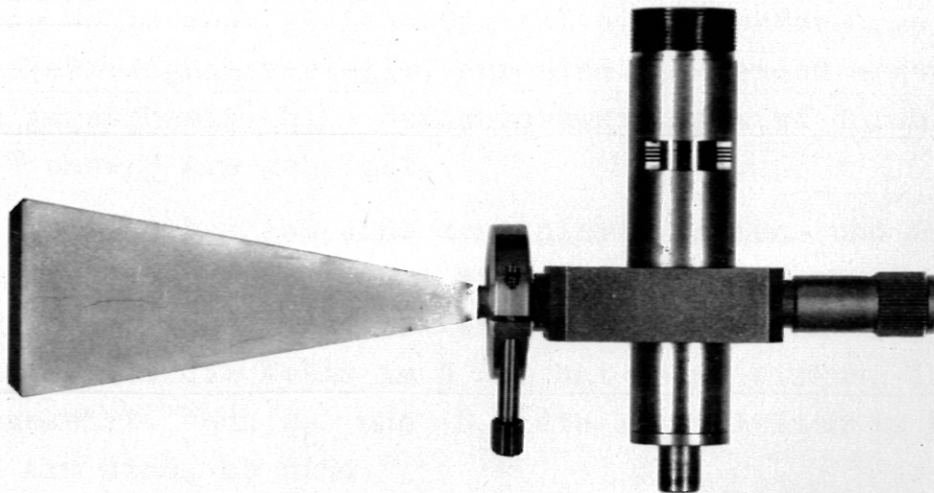


Bild 49: 2 mm Detektor

"Magic T" Wellenlänge

Durch unseren Versuch ein 1,25 mm Signal aus der Verdopplung der 2,5 mm Welle zu erhalten, wurde eindeutig gezeigt, daß die Kapazität des Spitzenelements bei hohen Frequenzen ein einfaches Problem darstellt. Bild 51 zeigt den einfachen Aufbau des Versuches.

Ein 2,5 mm Klystron wurde nach dem selben Prinzip wie in III.3 angefertigt und mit einem 2,5 mm Klystron erprobt. Sehr wenig Leistung erreichte den Detektor. In dem in Bild 52 angeführten Versuch wurde eine noch geringer Leistung den Detektor. Durch die Einwirkung der Wellenlänge die man durch Einschrauben der Abschlußschleife an denselben Stellen auf wie bei 2,5 mm Wellenlänge. Die 1,25 mm Komponente muß sehr klein sein (kleiner als $1 \mu W$).

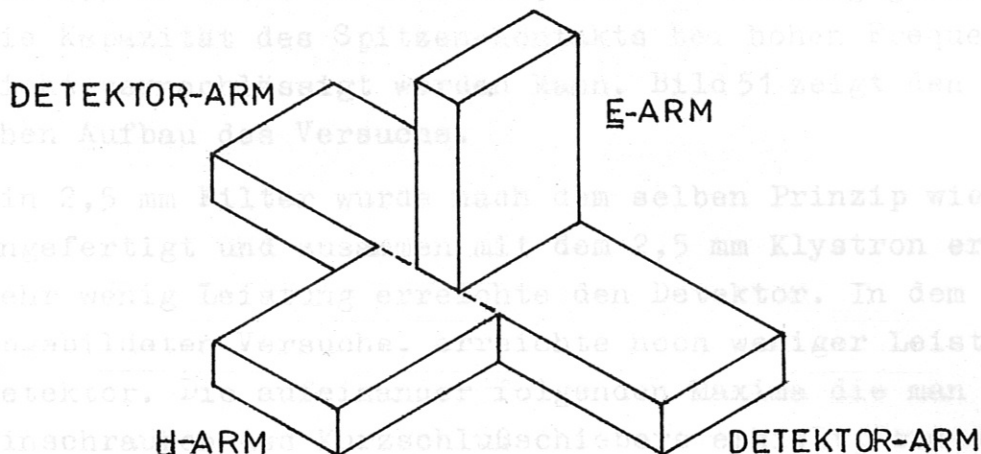


Bild 50: Magic T Hohlleiter Anordnung

Eine Parallel-Verzweigung wird durch das Magic T (Bild 50) ohne E Arm gebildet. Eine durch den H Arm einlaufende Welle (TE_{01} Transmission) wird gleichmäßig auf beide Detektor-Arme verteilt, solange sie mit den gleichen (beliebigen) Widerständen abgeschlossen sind.

Unter der gleichen Bedingung wird eine durch den E Arm einlaufende Welle auch gleichmäßig auf die Detektor-Arme einer Serien-Verzweigung verteilt, nur sind die beiden erzeugten Wellen gegenphasig. Eine Serienverzweigung wird durch das Magic T ohne H Arm gebildet.

Das Magic T selbst ist eine kombinierte Serien- und Parallel-Verzweigung. Unter derselben Widerstands-Bedingung funktionieren Serien- und Parallel-Verzweigung ganz unabhängig von einander, d.h. die Welle im H Arm hat keine Wirkung im E Arm und umgekehrt. Wenn E_E und E_H die Intensitäten im E Arm bzw. H Arm sind, so sind

$$k(E_E + E_H) \text{ und } k(E_H - E_E) \dots (k = \text{const.})$$

die Intensitäten in den Detektor-Armen.

1,25 mm Wellenlänge

Durch unseren Versuch ein 1,25 mm Signal aus der Verdopplung der 2,5 mm Welle zu erhalten, wurde eindeutig gezeigt, daß die Kapazität des Spitzen-Kontakts bei hohen Frequenzen nicht vernachlässigt werden kann. Bild 51 zeigt den einfachen Aufbau des Versuchs.

Ein 2,5 mm Filter wurde nach dem selben Prinzip wie in III.3 angefertigt und zusammen mit dem 2,5 mm Klystron erprobt. Sehr wenig Leistung erreichte den Detektor. In dem in Bild 5 abgebildeten Versuche, erreichte noch weniger Leistung den Detektor. Die aufeinander folgenden Maxima die man durch Einschrauben des Kurzschlußschiebers erhielt, traten an denselben Stellen auf wie bei 2,5 mm Wellenlänge. Die 1,25 mm Komponente muß sehr klein sein (Kleiner als 1 μ W).

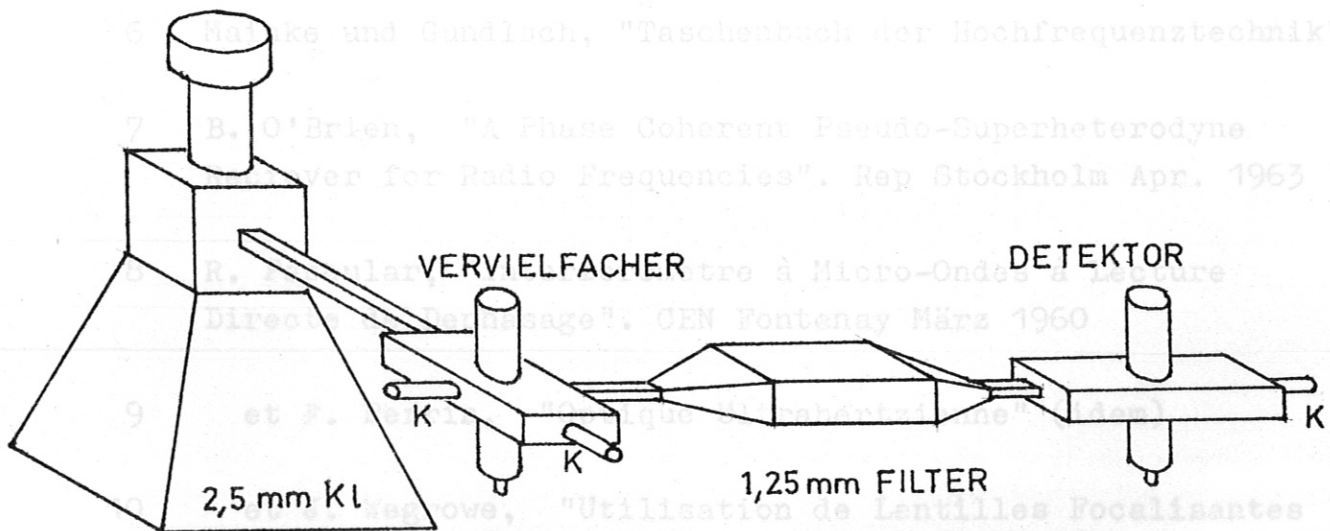


Bild 51: Verdopplungsversuch bei 2,5 mm

LITERATURVERZEICHNIS

- 1 W. Ernst, "An Electron Density Measuring System for Hot Plasma Research". Proj Matt 47, Princeton Sept 1960
- 2 Heald & Wharton, "Plasma Diagnostic with Microwaves."
- 3 K. Ishii and A. Brault, "Noise Output and Noise Figure of Biased Millimeter-Wave Detector Diodes". IRE Trans MTT 258 (1964)
- 4 G. Leproux et A. Neyron, "Interferometrie Hertzienne". "Interferometrie à Franges Multiples"DE/SAEG/1495, 1557
- 5 G. Lisitano, "Ein Meßverfahren zur direkten Anzeige des Übertragungs- und Reflektorfaktors im Millimeter-Wellenbereich". (Labor Ber. IPP 1964)
- 6 Mainke und Gundlach, "Taschenbuch der Hochfrequenztechnik".
- 7 B. O'Brien, "A Phase Coherent Pseudo-Superheterodyne Receiver for Radio Frequencies". Rep Stockholm Apr. 1963
- 8 R. Papoular, "Interferometre à Micro-Ondes à Lecture Directe de Dephasage". CEN Fontenay März 1960
- 9 et F. Perrin, "Optique Ultrahertzienne" (idem)
- 10 et J. Wegrowe, "Utilisation de Lentilles Focalisantes pour le Diagnostic Micro-Ondes des Plasmas". Proc 5th Int. Conf. Munich 1961
- 11 F. Schlude, "Halbleiterdioden im mm-Wellengebiet". IPP 1962
- 12 L. Spitzer, Jr., "Physics of Fully Ionized Gases".