

Die Verwendung
eines Gaslaser-Interferometers
zur Plasmadiagnostik

J. Freund

IPP 1/88

Juni 1968

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Abstract

Die Verwendung
eines Gaslaser-Interferometers
zur Plasmadiagnostik

J. Freund

IPP 1/88

Juni 1968

Herrn Dr. neutn Sommer
in tiefer Verehrung
und Würdigung der

Taufe zum außerpart.
umgearbeiteten Sechund

Jürgen Freund

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.

(in German)

August 1968

Abstract

The physical and experimental principles of a modified Ashby-Jepcott IR laser interferometer for electron area density measurements of either long or toroidal plasma discharges are described. In this interferometer the IR beam is reflected back onto itself by an external mirror oscillating at low frequency, and is detected by a fast, sensitive semiconductor detector. The mirror oscillator has been constructed so that it is stable against misalignment, and is used only during the linear part of its sinusoidal oscillation. Modulation frequencies up to 2 Mcs are obtainable. In the case of plasma between the driven mirror and the laser resonator there is an additional modulation superimposed upon the periodical modulation caused by the mirror which corresponds to the electron area density changes of the plasma. It is possible to evaluate area densities as low as 10^{15} electrons/cm² with a time resolution of 0.5 μsec. The Area density measured across the diameter in the middle plane of a z-pinch discharge has been compared with the results of Mach-Zehnder interferograms taken along the z-axis.

D. Fehlerbehebungen

1. Ableitungen

1.1 Laserinterferometer

1.2 Mach-Zehnder-Interferometer

2. Sonstige Fehlerbehebungen

Literaturverzeichnis

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
Einleitung	2
A. Physikalische Grundlagen	4
1. Brechungsindex eines Plasmas für eine linear polarisierte elektromagnetische Welle.	4
2. Das Laserinterferometer	5
2.1 Das Prinzip des verwendeten Laserinterferometers	5
2.2 Die Beziehung zwischen der Elektronenflächendichteänderung eines Plasmas und der Intensitätsmodulation des Lasers.	6
2.3 Auswertung der Laserinterferogramme	9
3. Abhängigkeit der Laserintensität vom äußeren Resonator	10
B. Experimentelle Anordnung	16
1. Der Laser	16
2. Der IR-Detektor	16
3. Das Spiegelantriebssystem	18
4. Die Triggerung	24
5. Aufbau des stabilisierten z-Pinches	26
6. "Side-on" Aufbau des He-Ne-Laserinterferometers	27
7. "End-on" Anordnung des Mach-Zehnder-Interferometers	29
C. Meßergebnisse	31
1. Auswertung der Mach-Zehnder-Interferogramme	31
2. Der zeitliche Verlauf der Elektronenflächendichte	34
D. Fehlerbetrachtungen	38
1. Ablesefehler	38
1.1 Laserinterferometer	38
1.2 Mach-Zehnder-Interferometer	38
2. Sonstige Fehlereinflüsse	39

Literaturverzeichnis

Zusammenfassung

Es werden die physikalischen und experimentellen Grundlagen eines Gaslaser-Interferometers beschrieben, das sich zur Elektronenflächendichtebestimmung über den Plasmadurchmesser an langen oder toroidalen Pinchanordnungen eignet. Es wurde ein Antriebssystem konstruiert, das es gestattet, einen Spiegel mit konstanter Geschwindigkeit parallel zur Laserresonatorachse so zu bewegen, daß die vom Laser emittierte IR-Intensität in den Resonator zurückreflektiert wird und mit Frequenzen bis zu 2 MHz moduliert werden kann. Die modulierte Intensität wird mit einem schnellen und empfindlichen IR-Halbleiterdetektor nachgewiesen. Wird zwischen dem bewegten Spiegel und dem Laser-Resonator ein Plasma gebracht, so überlagert sich der periodischen Intensitätsmodulation eine der Elektronenflächendichteänderung des Plasmas entsprechende Modulation. Bei einer Zeitauflösung von $0,5 \mu\text{s}$ können Flächendichten bis unter 10^{15} Elektronen/cm² gemessen werden. Die in der Mittelebene einer z-Pinch-Entladung über den Durchmesser bestimmte Elektronenflächendichte wurde mit der längs der Achse gemittelten verglichen, die mit einem Mach-Zehnder-Interferometer gemessen wurde.

Die Strahlerkrümmung, die zusätzliche nicht eliminierbare Phasenänderungen hervorruft, ist der durchlaufenen Plasmalänge $L(t)$ proportional und begrenzt deshalb die Verwendung eines Mach-Zehnder-Interferometers zur axialen Beobachtung an langen Entladungen. Der störende Einfluß der Strahlerkrümmung kann durch die Beobachtung längs des Plasmadurchmessers umgangen werden [3]. Zur Messung mit dem Mach-Zehnder-Interferometer müssen hierzu jedoch Fenster von optischer Qualität in die Quarzgefäßwand eingesetzt werden. Vor allem wird hier aber die Nachweisempfindlichkeit wegen der kürzeren durchstrahlten Plasmastrecke erheblich vermindert, so daß die Anwendbarkeit des Verfahrens sehr beschränkt ist.

An langen Plasmen und in toroidalen Anordnungen, an denen die Ebene senkrecht zur Plasmaachse beobachtet werden kann, kann man deshalb einen anderen Interferometertypus, der in

Einleitung

Der von einer elektromagnetischen Welle zurückgelegte optische Weg hängt linear von der Brechungszahl n des durchlaufenen Mediums ab. Die Brechungszahl ihrerseits ist vor allem eine Funktion der Elektronendichte, die im Plasma als variabler Parameter auftritt und deshalb über optische Weglängenänderungen interferometrisch bestimmt werden kann.

Die interferometrische Messung des Elektronendichteverlaufs in Plasmen wurde bisher mit einem Mach-Zehnder-Interferometer (dessen Beleuchtung mit einer im sichtbaren Spektralbereich emittierten Linie $\lambda \approx 5500 \text{ \AA}$ erfolgte) räumlich und zeitlich aufgelöst durchgeführt [1, 2]. Die untere Grenze der damit nachweisbaren Elektronendichte $\bar{n}_e(t)$ ist zur Anzahl der Phasenänderungen $N(t)$ direkt, zur Beobachtungswellenlänge λ und der durchstrahlten Plasmalänge $L(t)$ umgekehrt proportional. Aus diesem Grund wird parallel zur Achse des meist zylindrischen Plasmas längs der größten Plasmaausdehnung eingestrahlt. Die Strahlen verlaufen in einer derartigen Anordnung senkrecht zum Dichtegradienten, der gleich dem Gradienten des Brechungsindex ist, und werden dementsprechend gekrümmt. Die Strahlkrümmung, die zusätzliche nicht eliminierbare Phasenänderungen hervorruft, ist der durchlaufenen Plasmalänge $L(t)$ proportional und begrenzt deshalb die Verwendung eines Mach-Zehnder-Interferometers zur axialen Beobachtung an langen Entladungen. Der störende Einfluß der Strahlkrümmung kann durch die Beobachtung längs des Plasmadurchmessers umgangen werden [3]. Zur Messung mit dem Mach-Zehnder-Interferometer müssen hierzu jedoch Fenster von optischer Qualität in die Quarzgefäßwand eingesetzt werden. Vor allem wird hier aber die Nachweisesempfindlichkeit wegen der kürzeren durchstrahlten Plasmastrecke erheblich vermindert, so daß die Anwendbarkeit des Verfahrens sehr beschränkt ist.

An langen Plasmen und in toroidalen Anordnungen, an denen nur in Ebenen senkrecht zur Plasmaachse beobachtet werden kann, verwendet man deshalb einen anderen Interferometertypus, der in [4, 5, 6]

ausführlich beschrieben wird. In diesem sog. Gaslaser-Interferometer kompensiert man die kürzere Plasmastrecke gemäß der $\frac{1}{\lambda \cdot L(t)}$ - Proportionalität der Nachweispfindlichkeit durch eine größere Beobachtungswellenlänge $\lambda = 3,39 \mu$ ($\approx 6 \cdot 0,55 \mu$ - Wellenlänge der MZ-Beleuchtung). Eine Phasenänderung um 2π ($N(t) = 1$) ist dann mit $\lambda = 3,39 \mu$ einer Flächendichteänderung $\Delta(n_e \cdot L) = 3,3 \cdot 10^{16}$ [Elektronen/cm²] äquivalent. Da beim Laserinterferometer nur gleichphasige Wellenfronten überlagert werden, geht die räumliche Auflösung der Elektronendichte verloren und man erhält während einer Entladung lediglich die zeitlich aufgelöste Elektronenflächendichte $\bar{n}_e(t) \cdot L(t)$. Hierfür genügt ein Beobachtungsstrahl kleinen Querschnitts, der bei Verwendung von Quarzentladungsgefäßen keine Durchtrittsfenster erfordert.

Das Laser-Interferometer wurde zur "side-on" Elektronendichtebestimmung in der Mittelebene des Entladungsgefäßes eines stabilisierten z-Pinches [7] benutzt. Die Ergebnisse wurden mit denen eines Mach-Zehnder-Interferometers verglichen mit dem in Achsenrichtung beobachtet wurde.

Der einstrahlende Polarvektor \vec{E} der linear polarisierten elektromagnetischen Welle schwingt parallel zur Magnetfeldrichtung \vec{L}_z des Theta-Pinches und ist damit unabhängig vom Winkel θ zur z-Achse. Das Auftreten der Zyklotronfrequenz ist auf das \vec{E} -Feld des z-Pinches zurückzuführen, das \vec{E} senkrecht dazu schwingt. Die Zyklotronfrequenz der Elektronen ω_{ce} ist bei Feldstärken von 100 kG gegen ω vernachlässigbar. Im vorliegenden Plasma mit einem \vec{L}_z von ca. 4 kG darf diese Vernachlässigung auf jeden Fall durchgeführt werden. Die Elektronenplasmafrequenz ω_{pe} ist im erwarteten Elektronendichtebereich $\bar{n}_e < 10^{17}$ [cm⁻³] wesentlich kleiner als die Frequenz ω der eingestrahlten elektromagnetischen Welle, so daß sich Ausdruck (1) auf (2) $n = \sqrt{1 - (\omega_{pe}/\omega)^2}$ reduziert und entwickelt werden kann:

$$n = 1 - \frac{1}{2} (\omega_{pe}/\omega)^2 \quad (3)$$

* Die Zyklotronfrequenz ist umgekehrt proportional zur Masse des geladenen Teilchens. Da die Ionenmasse m_i wesentlich größer als die Elektronenmasse m_e ist, gilt $\omega_{ci} \gg \omega_{ce}$, d.h. ω_{ci} darf gegenüber ω_{ce} vernachlässigt werden.

A. Physikalische Grundlagen

1. Brechungsindex eines Plasmas für eine linear polarisierte elektromagnetische Welle.

Das Laserinterferometer wurde zur Elektronenflächendichtebestimmung an einem stabilisierten z-Pinch eingesetzt. Die Einstrahlungsrichtung verlief sowohl senkrecht zum Magnetfeld des z-Pinches als auch senkrecht zum Magnetfeld des stabilisierenden Theta-Pinches. Nach [8] gilt für elektromagnetische Wellen, die sich senkrecht zu einem Magnetfeld ausbreiten unter Vernachlässigung der Ionenzyklotronfrequenz ω_{ci} :⁺

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \frac{\omega^2 \omega_{ce}^2}{\omega_p^2 - \omega^2}} ; \quad (1)$$

ω = Frequenz der eingestrahlten elektromagnetischen Welle

ω_{ce} = Zyklotronfrequenz der Elektronen

ω_p = Elektronenplasmafrequenz.

Der elektrische Feldvektor \mathcal{E} der linear polarisierten elektromagnetischen Welle schwingt parallel zur Magnetfeldrichtung \mathcal{L}_z des Theta-Pinches und ist dadurch von diesem Feld völlig unabhängig. Das Auftreten der Zyklotronfrequenz ist auf das \mathcal{L}_θ -Feld des z-Pinches zurückzuführen, da \mathcal{E} senkrecht dazu schwingt. Die Zyklotronfrequenz der Elektronen ω_{ce} ist bis zu Feldstärken von 100 kG gegen ω vernachlässigbar. Im vorliegenden Plasma mit einem \mathcal{L}_θ von ca. 4 kG darf diese Vernachlässigung auf jeden Fall durchgeführt werden. Die Elektronenplasmafrequenz ω_p ist im erwarteten Elektronendichtebereich $\bar{n}_e < 10^{17} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ wesentlich kleiner als die Frequenz ω der eingestrahlten elektromagnetischen Welle, so daß sich Ausdruck (1) auf (2) $n = \sqrt{1 - (\omega_p/\omega)^2}$ reduziert und entwickelt werden kann:

$$n = 1 - \frac{1}{2} (\omega_p/\omega)^2 . \quad (3)$$

⁺ Die Zyklotronfrequenz ist umgekehrt proportional zur Masse des geladenen Teilchens. Da die Ionenmasse m_i wesentlich größer als die Elektronenmasse m_e ist, gilt $\omega_{ce} \gg \omega_{ci}$, d.h. ω_{ci} darf gegenüber ω_{ce} vernachlässigt werden.

2. Das Laser-Interferometer

2.1 Das Prinzip des verwendeten Laser-Interferometers

Für das Laser-Interferometer wurde ein He-Ne-Gaslaser verwendet, der nach beiden Seiten die 3,39 μ -Linie emittiert.

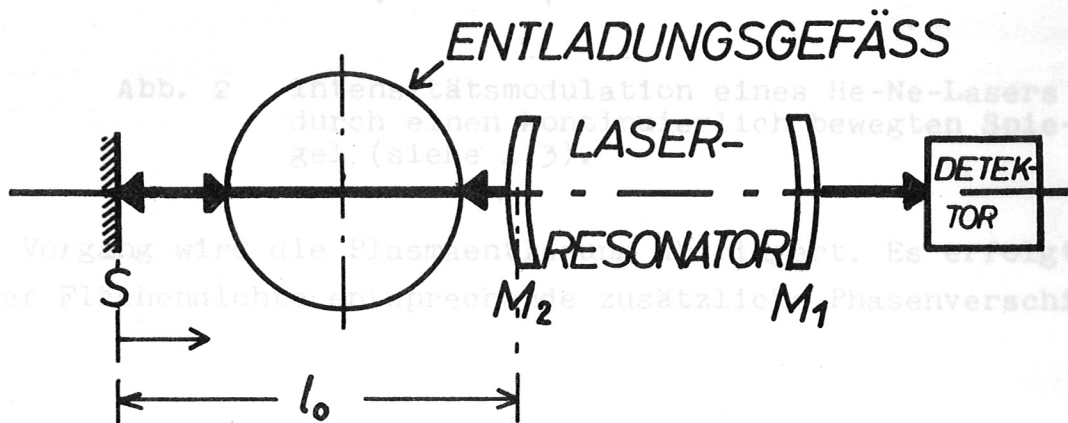


Abb. 1 Schematische Anordnung des Laser-Interferometers.

Der Laserstrahl tritt durch den Laserspiegel M_2 aus, durchsetzt das Entladungsgefäß "side-on" und trifft auf den bewegten Spiegel S , der den Strahl in sich reflektiert. Durch M_2 wird die reflektierte Intensität an diejenige im Laserresonator M_1M_2 angekoppelt. Bei M_1 kann die modulierte Intensität mit einem geeigneten Detektor nachgewiesen werden. Bei dem in Abb. 1 gezeigten Interferometer bewegt sich während des Beobachtungszeitraums der Spiegel S mit konstanter Geschwindigkeit geradlinig und achsenparallel auf den Laserresonator zu. Die optische Weglänge $n_{\text{Luft}} \cdot l_0 \approx l_0$ ($n_{\text{Luft}} \approx 1$) wird durch diese Bewegung so verändert, daß eine periodische Folge von Maxima und Minima der Laserintensität erzeugt wird. Bewegt man z.B. den Spiegel um $\lambda/2$ auf den Laser zu, so resultiert daraus eine Verkürzung des optischen Weges um λ , was

einer Phasenänderung um 2π im Intensitäts-Zeit-Diagramm (Abb.2) gleichkommt.

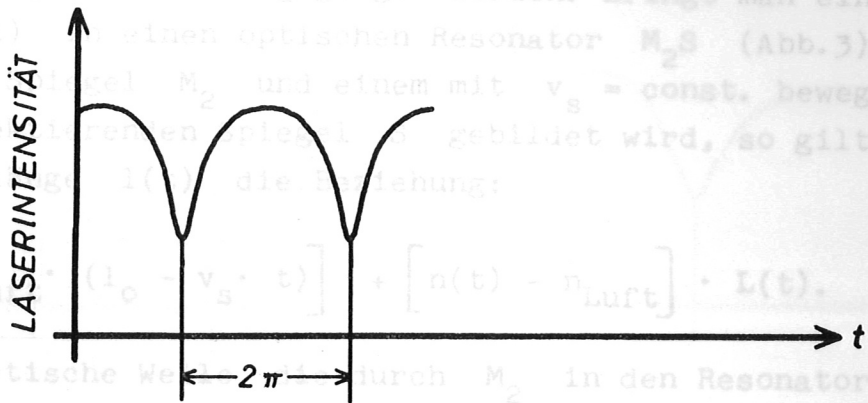


Abb. 2 Intensitätsmodulation eines He-Ne-Lasers durch einen kontinuierlich bewegten Spiegel (siehe A.3).

Diesem Vorgang wird die Plasmaentladung überlagert. Es erfolgt eine der Flächendichte entsprechende zusätzliche Phasenverschiebung.

2.2 Die Beziehung zwischen der Elektronenflächendichteänderung eines Plasmas und der Intensitätsmodulation des Lasers

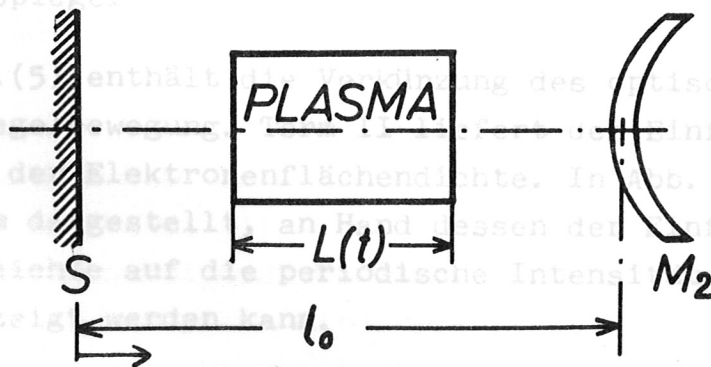


Abb. 3 Äußerer Resonator M_2S .

Im folgenden soll auf die Beziehung zwischen der Elektronenflächendichteänderung $n_e(t) \cdot L(t)$ und der Änderung der periodischen Intensitätsverteilung (Abb.2) eingegangen werden. Bringt man ein Plasma der Länge $L(t)$ in einen optischen Resonator M_2S (Abb.3), der von einem festen Spiegel M_2 und einem mit $v_s = \text{const.}$ bewegten vollständig reflektierenden Spiegel S gebildet wird, so gilt für die optische Weglänge $l(t)$ die Beziehung:

$$l(t) = \left[n_{\text{Luft}} \cdot (l_0 - v_s \cdot t) \right] + \left[n(t) - n_{\text{Luft}} \right] \cdot L(t). \quad (4)$$

Eine elektromagnetische Welle, die durch M_2 in den Resonator M_2S eintritt, legt in diesem mindestens die zweifache optische Weglänge $l(t)$ zurück, bis sie durch M_2 wieder austritt. Die Änderung der optischen Weglänge ergibt sich mit (3) zu:

$$2 \left[l(t) - l_0 \right] = \underbrace{- 2 v_s t}_I - \underbrace{(\omega_p / \omega)^2 \cdot L(t)}_{II}. \quad (5)$$

Die Gesamtzahl der Phasenänderungen N_G ergibt sich nach Division durch λ zu:

$$N_G = \frac{2 v_s t}{\lambda} + 8,9 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda \cdot n_e(t) \cdot L(t); \quad (6)$$

$$N_G = N_{\text{Spiegel}}(t) + N(t). \quad (7)$$

Term I der Gl.(5) enthält die Verkürzung des optischen Weges durch die Spiegelbewegung. Term II liefert den Einfluß der zeitlichen Änderung der Elektronenflächendichte. In Abb. 4 ist ein Laser-Interferogramm dargestellt, an Hand dessen der Einfluß der Elektronenflächendichte auf die periodische Intensitätsverteilung für drei Fälle gezeigt werden kann.

Die Intensität im Resonator M_2S kann sich durch Strahlungsabsorption u.ä. während der Entladung ändern und nach A.3 eine Variation der Modulationstiefe der vom Detektor nachgewiesenen Laserleistung bewirken. Für die in A.2.3 ausführlicher behandelte Auswertung benutzt man aus diesem Grund die deutlich ausgebildeten Minima.

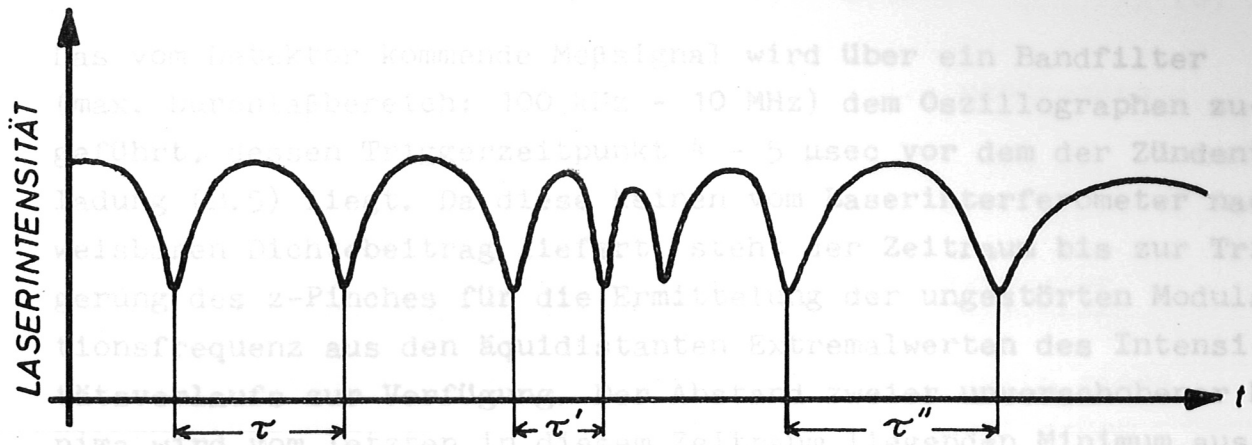


Abb. 4 Laser-Interferogramm

Fall 1: Bleibt die Elektronendichte konstant, so bleibt auch die optische Weglänge im Plasma erhalten. Es erfolgt lediglich eine Verkürzung des optischen Weges durch den Spiegel S.

Fall 2: Die Bewegung des Spiegels S verkürzt den optischen Weg um λ in der Zeit τ . Nimmt die Elektronendichte zu, so vergrößert sich der Betrag von Term II, im selben Maß verringert sich der optische Weg. Beide Änderungen der optischen Weglänge erfolgen gleichsinnig, so daß das nächste Minimum zu einem früheren Zeitpunkt $\tau' < \tau$ erreicht wird. Die Phasenänderung, die das Plasma während der Zeit τ' bewirkt, ist $\frac{\lambda}{\tau} (\tau - \tau')$.

Fall 3: Nimmt die Elektronendichte ab, so wird der Betrag von Term II im selben Maß kleiner. Daraus resultiert, daß sich der optische Weg im Plasma mit beginnender Elektronendichteabnahme vergrößert und das folgende Minimum zu einem späteren Zeitpunkt $\tau'' > \tau$ bzw. τ' erreicht wird. Die Phasenänderung, die während der Zeit τ'' durch das Plasma hervorgerufen wird, beträgt $\frac{\lambda}{\tau} (\tau'' - \tau)$ bzw. $\frac{\lambda}{\tau'} (\tau'' - \tau')$.

2.3 Auswertung der Laser-Interferogramme

Das vom Detektor kommende Meßsignal wird über ein Bandfilter (max. Durchlaßbereich: 100 kHz - 10 MHz) dem Oszillographen zugeführt, dessen Triggerzeitpunkt 4 - 5 μ sec vor dem der Zündentladung (B.5) liegt. Da diese keinen vom Laserinterferometer nachweisbaren Dichtebeitrag liefert, steht der Zeitraum bis zur Triggerung des z-Pinches für die Ermittlung der ungestörten Modulationsfrequenz aus den äquidistanten Extremalwerten des Intensitätsverlaufs zur Verfügung. Der Abstand zweier unverschobener Minima wird vom letzten in diesem Zeitraum liegenden Minimum aus fortlaufend in das Interferogramm eingezeichnet (Abb.5); das dadurch entstehende System sei als Nullverteilung bezeichnet.

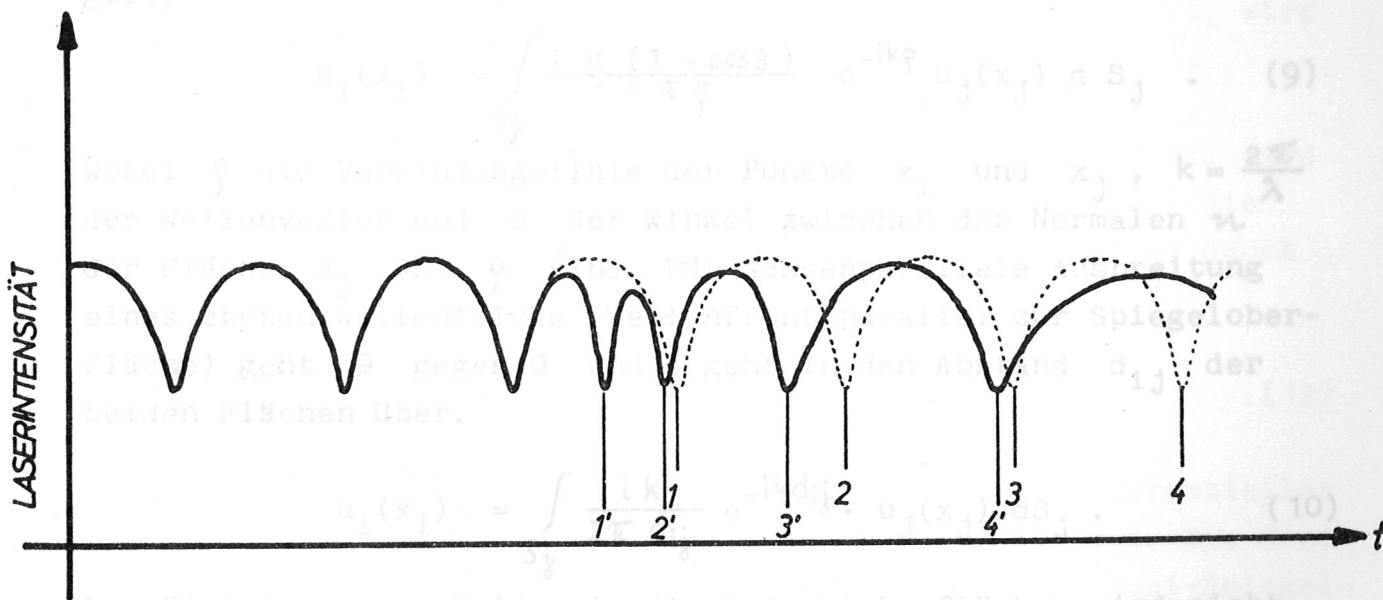


Abb. 5 Laserinterferogramm: Verlauf ohne Plasma
———— Verlauf mit Plasma.

Das erste von der Nullverteilung abweichende Minimum wird mit 1', das dazugehörige "Minimum" der Nullverteilung mit 1, die folgenden mit 2', 3'... bzw. 2, 3 ... beziffert. Normiert man die Abstände 1'-1, 2'-2, ... auf den Abstand 1-2 zweier unverschobener Minima, so erhält man die Anzahl der den Abständen entsprechenden Phasenverschiebungen, die mit

$$N(t) = 8,9 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda \cdot n_e(t) \cdot L(t) \quad (8)$$

die Elektronenflächendichte in den zu 1', 2', ... gehörenden Zeitpunkten liefert.

3. Abhängigkeit der Laserintensität vom äußeren Resonator

Bei der Betrachtung der Feldverteilung auf den Spiegeln eines Laserresonators geht man im allgemeinen vom Kirchhoff'schen Integral aus, das das Feld $u_i(x_i)$ in einem Punkt x_i der Fläche S_i zum Feld $u_j(x_j)$ auf der Fläche S_j in Beziehung setzt [9]. Wenn sich zwischen beiden Flächen Vakuum befindet, gilt:

$$u_i(x_i) = \int_{S_j} \frac{i k (1 + \cos\theta)}{4 \pi \rho} e^{-ik\rho} u_j(x_j) dS_j \quad (9)$$

wobei ρ die Verbindungslinie der Punkte x_i und x_j , $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ der Wellenvektor und θ der Winkel zwischen der Normalen n der Fläche S_j und ρ sind. Für achsenparallele Ausbreitung eines ebenen Wellenfeldes (Wellenfront parallel zur Spiegeloberfläche) geht θ gegen 0 und ρ geht in den Abstand d_{ij} der beiden Flächen über.

$$u_i(x_i) = \int_{S_j} \frac{i k}{2\pi d_{ij}} e^{-ikd_{ij}} \cdot u_j(x_j) dS_j \quad (10)$$

Das Eindringen der Felder in die Spiegeloberflächen wird nicht berücksichtigt. Die Reflexion r_j und die Transmission t_j des j -ten Spiegels sind somit reell. Zur Abkürzung wird

$$\int_{S_j} e^{-ikd_{ij}} dS_j = O_{ij} \quad (11)$$

gesetzt. O_{ij} ist dann der Integraloperator von (10). Für die weitere Behandlung des Problems werden drei vereinfachende Annahmen gemacht [9].

- 1.) Die Lichtverstärkung ist vom Ort im Laser unabhängig, da sonst das Kirchhoff'sche Integral nicht benutzt werden darf, d.h. die Lichtverstärkung kann vor das Integral gezogen werden.
- 2.) Der Durchmesser des Laser-Entladungsgefäßes ergibt den effektiven Spiegeldurchmesser, der dann im Oberflächenintegral (10) benutzt wird. Diese Näherung ist erlaubt, da die endliche Ausdehnung der Spiegel die Eigenfrequenzen des Lasers nicht beeinflusst, sondern nur die Verluste des Systems.
- 3.) Durch die stimulierte Emission kommen keine Phasenverschiebungen hinzu. Diese Annahme vereinfacht später die Lösung der Gleichung, die die Intensitätsverhältnisse im Interferometer beschreibt. Die Wechselwirkung von Moden, die die Phasenverschiebung einer Mode bei Anwesenheit einer zweiten Mode bewirkt, wird ebenfalls nicht berücksichtigt.

Der Einfluß des aktiven Mediums (Plasmasäule des Gaslasers) wird im allgemeinen in Termen der Verstärkung g ausgedrückt, die ihrerseits auf den einmaligen Durchgang einer Wellenfront durch den Laserresonator normiert ist.

$$g = \left(\frac{d_{12}}{I} \right) \cdot \left(\frac{dI}{ds} \right), \quad (12)$$

wobei I die mittlere Laserleistung und ds ein differentielles Wegstück in Fortschreitungsrichtung der Wellenfront ist. Die Gleichungen (11) und (12), von denen ausgehend man einen Zwei-Spiegel-Laser beschreiben kann, sollen hier als Ausgangsgleichungen für ein im folgenden behandeltes Dreispiegelsystem (M_1, M_2, S_3), wie es im Laserinterferometer vorliegt, dienen. Das Ziel ist, eine Gleichung für die Laserleistung zu entwickeln, die einerseits deren Abhängigkeit von der Phase ϕ und der Intensität im äußeren Resonator und andererseits deren Abhängigkeit vom Transmissionsverhältnis des Spiegel M_2 beinhaltet. In den anschließenden Ausführungen sind nur die wichtigsten Gleichungen angeführt. Einzelheiten sind in [9, 10, 11, 12] zu finden. Bezeichnet man mit $e^{1/2g_{ij}}$ den Amplitudenausbreitungsfaktor, so gilt:

$$u_1 = e^{1/2g} o_{12} (r_2 u_2' + t_2 u_2''), \quad \text{zugekehrten Oberfl. } (13)$$

$$u_2' = e^{1/2g} r_1 o_{21} u_1, \quad \text{Beeinflusst } S_3 \quad (14)$$

$$u_2'' = r_3 o_{23} u_3, \quad \text{klein, es bleibt von } (15)$$

$$u_3 = o_{32} (-r_2 u_2'' + t_2 u_2'). \quad \text{ } (16)$$

Der Term $o_{12} o_{21} u_1$ übrig und die Laserfrequenz bleibt nahezu ungeändert. Mit diesen Voraussetzungen läßt sich aus (17) eine Gleichung für die mittlere Laserintensität I entwickeln [9]:

$$I = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 - r_1 e^g o_{12} (r_2 + t_2^2 r_3 \frac{o_{23} o_{32}}{1 + r_2 r_3 o_{23} o_{32}})} o_{21} u_1 \right]^2. \quad (18)$$

Die in (18) gebrachten Größen u_1, u_2', u_2'', u_3 , sowie die bisher nicht eingeführt wurden. Nachstehende Bezeichnung: Re = Realteil, A siehe (19). σ = Signalverstärkung des Lasers, $(1 + \sigma)$ stellt einen Korrekturterm für Dämpfungseffekte dar und $\sigma \leq 1$ enthält die Beugungsverluste für die im Resonator $M_1 M_2$ anschwingende Mode.

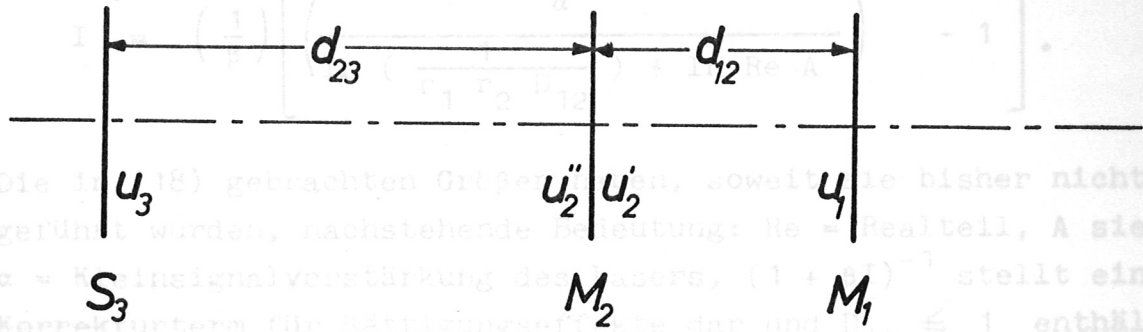


Abb. 6 Die Bezeichnung der Felder auf den Spiegeloberflächen.

Das Feld auf der M_1 zugekehrten Seite von M_2 sei u_2' , das auf der S_3 zugekehrten Seite sei u_2'' (Abb.6). Aus der Verknüpfung der Gleichungen (13) - (16) folgt:

$$\left[1 - r_1 e^g o_{12} \left(r_2 + t_2^2 r_3 \frac{o_{23} o_{32}}{1 + r_2 r_3 o_{23} o_{32}} \right) o_{21} \right] u_1 = 0 \quad (17)$$

Die Größe $|a|^2$ ist ein Maß für die Anregung der Mode im Resonator $M_1 M_2$. $\sigma \leq 1$ enthält deren Beugungsverluste. Der Einfluß des Spiegels S_3 entspricht einer Verringerung der Laserresonatorverluste (da ein Teil der durch M_2 ausgetretenen Intensität durch Reflexion von S_3 wieder in den Laserresonator gelangt), was im Term $\tilde{u}_2 = o_{12} o_{21} u_1$ zum Ausdruck kommt. \tilde{u}_2 gibt im wesentlichen die Feldverteilung auf dem Spiegel M_1

in Abhängigkeit von der dem Spiegel M_1 zugekehrten Oberfläche von M_2 wieder. Aus dem Imaginärteil von $0_{12} 0_{21} u_1$ können die Eigenfrequenzen des Lasers berechnet werden. Beeinflusst S_3 den Imaginärteil von (17) wenig, d.h. ist die Transmission des Spiegels M_2 klein, so bleibt von

$$I_m \left\{ 0_{12} \left[1 + \frac{t_2^2 r_3}{r_2} \frac{0_{23} 0_{32}}{1 + r_2 r_3 0_{23} 0_{32}} \right] 0_{21} u_1 \right\} = 0$$

nur der Term $0_{12} 0_{21} u_1$ übrig und die Laserfrequenz bleibt nahezu ungeändert. Mit diesen Voraussetzungen läßt sich aus (17) eine Gleichung für die mittlere Laserintensität I entwickeln [9]:

$$I = \left(\frac{1}{\beta} \right) \left[\left(\frac{\alpha}{\ln \left(\frac{1}{r_1 r_2 D_{12}} \right) + \ln \operatorname{Re} A} \right) - 1 \right]. \quad (18)$$

Die in (18) gebrachten Größen haben, soweit sie bisher nicht eingeführt wurden, nachstehende Bedeutung: $\operatorname{Re} =$ Realteil, A siehe (19), $\alpha =$ Kleinsignalverstärkung des Lasers, $(1 + \beta I)^{-1}$ stellt einen Korrekturterm für Sättigungseffekte dar und $D_{12} \leq 1$ enthält die Beugungsverluste für die im Resonator $M_1 M_2$ anschwingende Mode.

$$A = \left(1 + \frac{t_2 r_3}{r_2} \frac{0_{23} 0_{32}}{1 + r_2 r_3 0_{23} 0_{32}} \right)^{-1}. \quad (19)$$

Für den Fall einer einzigen anschwingenden Mode nimmt $0_{23} 0_{32}$ die allgemeine Form

$$0_{23} 0_{32} = |a|^2 D_{23} e^{-1} \phi_{23} \quad (20)$$

an [9].

Die Größe $|a|^2$ ist ein Maß für die Anregung der Mode im Resonator $M_2 S_3$, $D_{23} \leq 1$ enthält deren Beugungsverluste. Die Phasenbeziehung ϕ_{23} ist zum Brechungsindex n zwischen den Spiegeln M_2, S_3 und zu deren Abstand d_{23} proportional:

$$\phi_{23} = 2 n k d_{23} + \phi_0; \quad \phi_0 = \text{const.} \quad (21)$$

$$n \cdot k \cdot d_{23} = \emptyset . \quad (22)$$

Sind die Verluste des Resonators $M_2 S_3$ groß im Vergleich zu den Transmissionsverlusten des Spiegels M_2 , so kann nach [9] Gleichung (18) geschrieben werden:

$$I - I_0 = \frac{\alpha}{\beta} \frac{1}{\ln \left(\frac{1}{r_1 r_2 D_{12}} \right)} \cdot \left[\frac{\varepsilon \cdot \frac{(1-L)^{1/2} \cos 2\emptyset + (1-L)}{(1-L)^{1/2} \cos 2\emptyset + (1-\frac{L}{2})}}{1 - \varepsilon \frac{(1-L)^{1/2} \cos 2\emptyset + (1-L)}{(1-L)^{1/2} \cos 2\emptyset + (1-\frac{L}{2})}} \right] , \quad (23)$$

(Abb. 7)

I_0 = mittlere Laserleistung ohne Spiegel S_3

$$\varepsilon = \left(\frac{t_2}{r_2} \right)^2 \cdot \left[\frac{1}{2} / \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2 D_{12}} \right) \right] . \quad (24)$$

ε ist das Verhältnis der Transmissionsverluste der Spiegel M_2 zu den Verlusten des Laserresonators. Die Verluste des Resonators $M_2 S_3$ werden durch $r_2 r_3 D_{23} |a|^2 = (1-L)^{1/2}$ dargestellt.

Wenn die Transmission t_2 des Spiegels M_2 nur einen kleinen Teil der Laserleistungsverluste darstellt, beeinflusst S_3 die Laserintensität nur nahe der Resonanzen des Resonators $M_2 S_3$. Wie bereits erwähnt, ändert der Spiegel S_3 die effektive Transmission des Spiegels M_2 . Wenn ε klein ist, hat die Abnahme der Transmission von M_2 auf den Laser keinen nennenswerten Einfluß, da die Laserleistung durch Laserresonatorverluste bestimmt wird. Wächst dagegen die Transmission von M_2 , so kann M_2 einen wesentlichen Anteil zu den Intensitätsverlusten des Lasers beitragen. Wenn also ε groß ist, bewirkt M_2 die Hauptverluste des Laserresonators und eine Abnahme der effektiven Transmission kann die Laserintensität beträchtlich anwachsen lassen, d.h. bei großem ε kann S_3 ein starkes Anwachsen der Laserleistung hervorrufen.

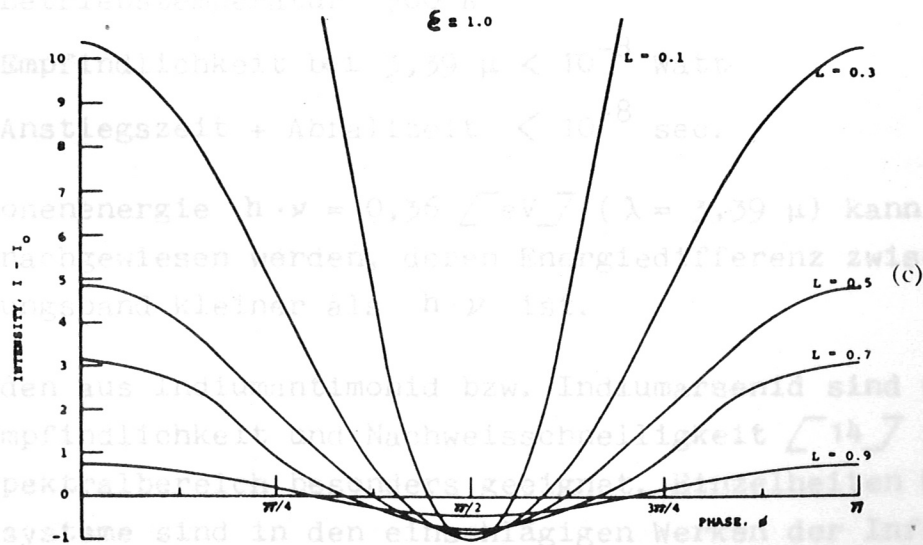
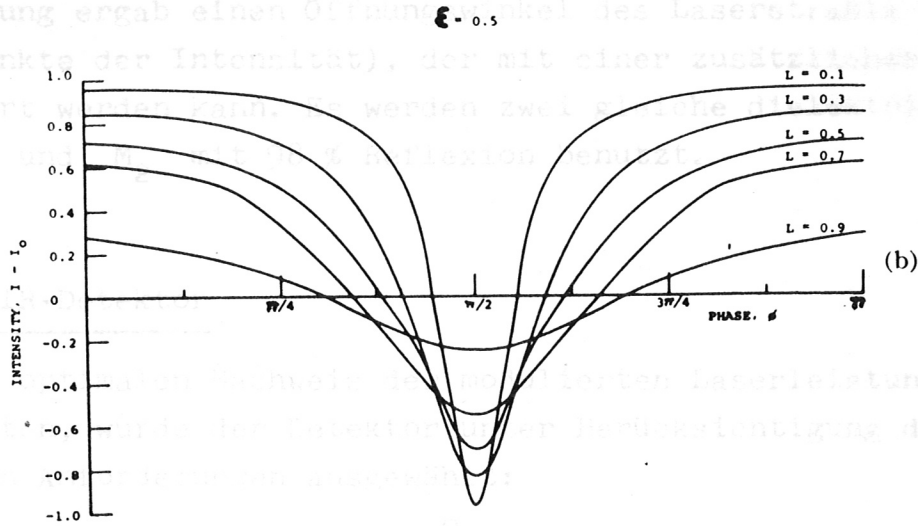
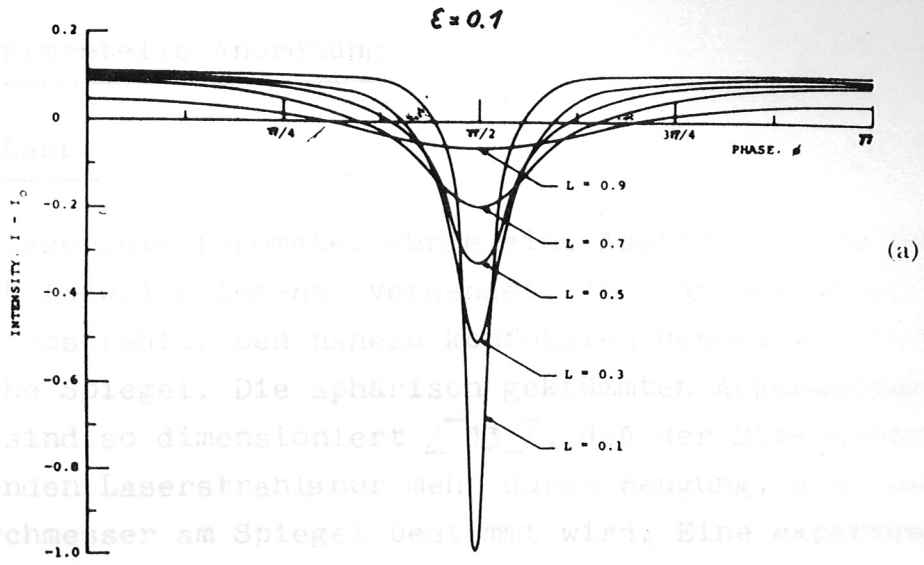


Abb. 7 Die Laserleistung als Funktion der Phase ϕ . Die Leistung ist in Einheiten von $(\alpha/\beta) / \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2 D_{12}}\right)$ aufgetragen.

B. Experimentelle Anordnung

1. Der Laser

Für das Laserinterferometer wurde eine Ausführung des He-Ne-Lasers Typ LG 64 (c.w.) (Siemens) verwendet, der nur die IR-Linie bei $3,3912 \mu$ abstrahlt. Den nahezu konfokalen Resonator bilden zwei sphärische Spiegel. Die sphärisch gekrümmten Außenseiten beider Spiegel sind so dimensioniert [13], daß der Divergenzwinkel des austretenden Laserstrahls nur mehr durch Beugung, d.h. durch den Fleckdurchmesser am Spiegel bestimmt wird. Eine experimentelle Überprüfung ergab einen Öffnungswinkel des Laserstrahls von $2^{\circ}20'$ ($1/e^2$ -Punkte der Intensität), der mit einer zusätzlichen Optik korrigiert werden kann. Es werden zwei gleiche dielektrische Spiegel M_1 und M_2 mit 98 % Reflexion benutzt.

2. Der IR-Detektor

Um einen optimalen Nachweis der modulierten Laserleistung zu gewährleisten, wurde der Detektor unter Berücksichtigung der nachstehenden Anforderungen ausgewählt:

- 1.) Betriebstemperatur 300°K
- 2.) Empfindlichkeit bei $3,39 \mu < 10^{-8}$ Watt
- 3.) Anstiegszeit + Abfallzeit $< 10^{-8}$ sec.

Die Photonenenergie $h \cdot \nu = 0,36 \text{ [eV]}$ ($\lambda = 3,39 \mu$) kann von Halbleitern nachgewiesen werden, deren Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband kleiner als $h \cdot \nu$ ist.

Photodioden aus Indiumantimonid bzw. Indiumarsenid sind wegen ihrer großen Empfindlichkeit und Nachweisschnelligkeit [14] im geforderten Spektralbereich besonders geeignet. Einzelheiten über neuere Nachweissysteme sind in den einschlägigen Werken der Infrarotspektroskopie [15, 16] zu finden. Ich beschränke mich auf die Erwähnung der wesentlichsten Eigenschaften, soweit dies die benutzte Photodiode betrifft.

Technische Daten (Durchschnittswerte) eines In-As-Detektors (Fa. Philco):

Typ: L 4530

Empfindliche Fläche: $0,02 \text{ [mm}^2\text{]}$

Obere Grenzfrequenz ohne Berücksichtigung des äußeren Kreises: $> 4 \text{ GHz}$,

mit äußerem Kreis: $2 - 3 \text{ GHz}$.

Die spektrale Empfindlichkeit überdeckt den Bereich $0,4 \text{ bis } 3,4 \text{ }\mu\text{m}$.

Photonenausbeute $> 25 \%$.

Kleinste nachweisbare Leistung $< 10^{-16} \text{ Watt}$.

Die InAs-Photodiode wird in Sperrrichtung in der Nähe der Durchbruchspannung betrieben, die bei einem Sperrstrom von durchschnittlich $250 \text{ }\mu\text{A}$ erreicht wird (Abb.8). Das Rauschen des Arbeitswiderstandes soll möglichst klein gehalten werden. Zu diesem Zweck wird als Arbeitswiderstand nur der Wellenwiderstand eines abgeschlossenen $120 \text{ }\Omega$ -Kabels benutzt.

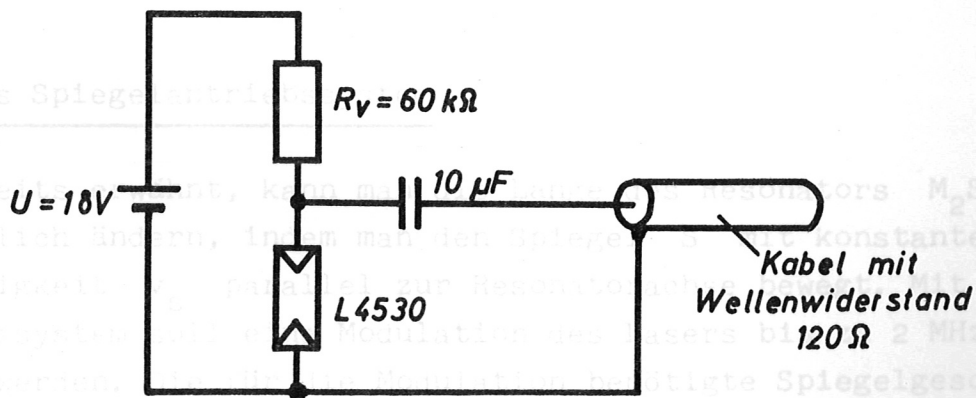


Abb. 8 Schaltung des Photodetektors.

Lassen sich z.B. nur $0,1 \text{ mW}$ IR-Strahlungsleistung auf die strahlungsempfindliche Fläche der Diode fokussieren, so entsteht ein Photostrom von $70 \text{ }\mu\text{A}$, der am Arbeitswiderstand eine Spannung von ca. $8,5 \text{ mV}$ liefert.

Diode und Biasversorgung wurden in ein Abschirmgehäuse eingebaut, um Störsignale zu vermeiden. Das Gesichtsfeld des Detektors wird von einer kegelförmigen Strahleintrittsöffnung auf 90° begrenzt. Den Dunkelstrom der Diode, wie er bei abgedunkeltem Raum und abgeschaltetem Laser gemessen wurde, zeigt Abb. 9.

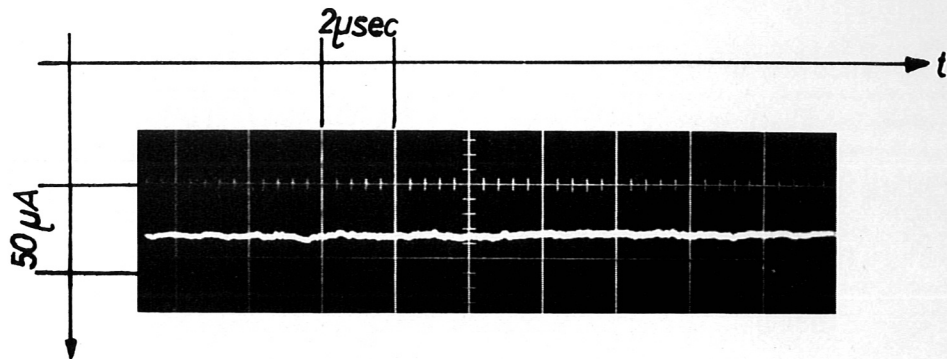


Abb. 9 Dunkelstrom der Diode L 4530.

3. Das Spiegelantriebssystem

Wie bereits erwähnt, kann man die Länge des Resonators M_2S kontinuierlich ändern, indem man den Spiegel S mit konstanter Geschwindigkeit v_s parallel zur Resonatorachse bewegt. Mit dem Antriebssystem soll eine Modulation des Lasers bis zu 2 MHz erreicht werden. Die für die Modulation benötigte Spiegelgeschwindigkeit ergibt sich aus den Beziehungen für die Dopplerfrequenz. Bei Bewegung des Spiegels S auf den Laser zu gilt für die vom Spiegel S empfangene Frequenz:

$$\nu' = \nu \left(1 + \frac{v_s}{c} \right) \quad \left[\text{sec}^{-1} \right] \quad (25)$$

c = Lichtgeschwindigkeit.

Der Spiegel S reflektiert die elektromagnetische Welle und dient damit gleichzeitig auf den Laser bezogen als Strahlungsquelle mit der Frequenz ν' .

Also folgt für die Frequenz der in den Laser eintretenden Welle:

$$\nu'' = \frac{\nu'}{1 - \frac{v_s}{c}} \quad [\text{sec}^{-1}] . \quad (26)$$

(25) in (26) eingesetzt liefert:

$$\nu'' = \frac{\nu \left(1 + \frac{v_s}{c} \right)^2}{1 - \left(\frac{v_s}{c} \right)^2} . \quad (26a)$$

Da $\frac{v_s^2}{c^2} \ll 1$ ist, folgt:

$$\nu'' = \nu \left(1 + \frac{2 v_s}{c} \right) \quad [\text{sec}^{-1}] . \quad (26b)$$

Die Frequenz des reflektierten Wellenzuges ist durch den Dopplereffekt um $\Delta\nu = \frac{2 v_s}{\lambda}$ gegen die Frequenz ν des einfallenden Wellenzuges verschoben. Die Überlagerung im Laser ergibt eine Schwebung mit der Frequenz :

$$\nu_s = \frac{2 v_s}{\lambda} . \quad (27)$$

Für $\nu_s = 2$ MHz und $\lambda = 3,3921 \cdot 10^{-4}$ cm benötigt man die Spiegelgeschwindigkeit $v_s = 339$ cm/sec. Bei den beiden bisher am häufigsten verwendeten Antriebssystemen war entweder der Spiegel S als Winkelspiegel ausgebildet und führte eine Rotationsbewegung aus [6], oder aber der Spiegel wurde auf einer Lautsprechermembran befestigt [17]. Der Vorteil eines periodischen Antriebs ist in der unkritischen Triggerung zu sehen. Bei Sinusschwingungen niedriger Frequenz und damit großer Schwingungsdauer bleibt die Spiegelgeschwindigkeit innerhalb eines zeitlichen Bereichs T_c , der wesentlich größer als der Beobachtungszeitraum T_B ist, in guter Näherung konstant. Die Lage des Triggerzeitpunktes kann deshalb in einem großen Zeitintervall $T_c - T_B$ variiert werden.

angeregt.

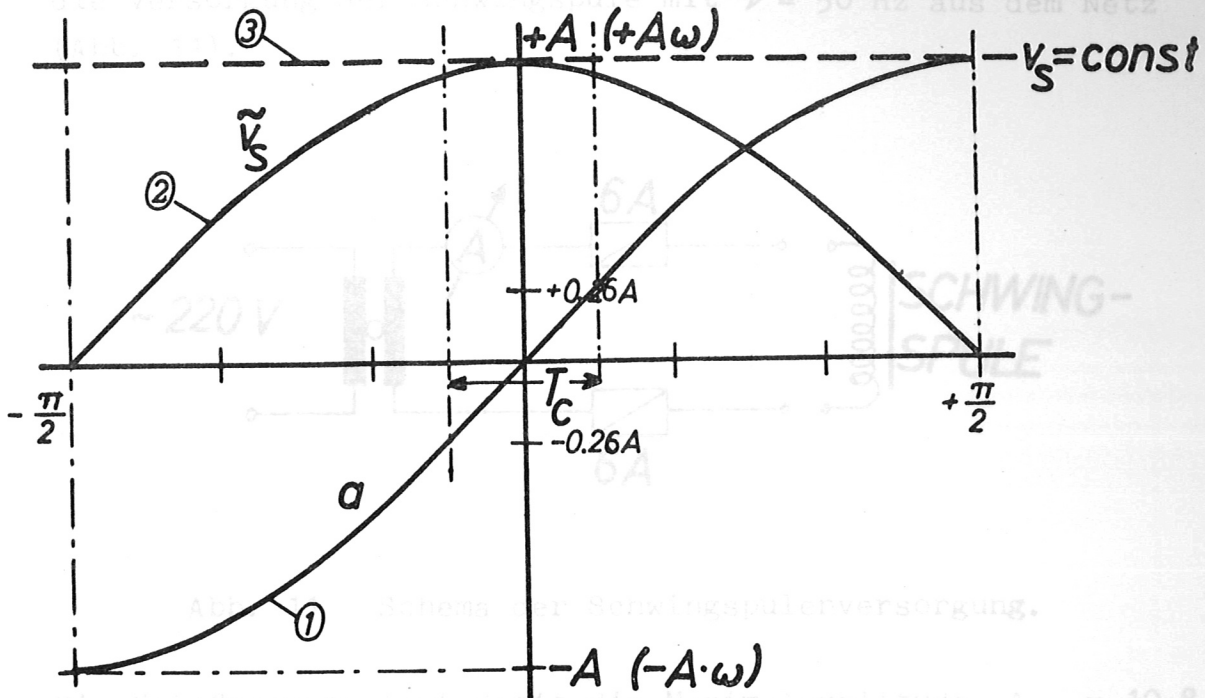


Abb. 10 Bahn- und Geschwindigkeitsverlauf zwischen den beiden extremalen Auslenkpunkten $-A$ und $+A$.

In Abb. 10 stellt die Kurve 1 den Bahnverlauf a des Spiegels S zwischen den beiden extremalen Auslenkpunkten $-A$ und $+A$, die Kurve 2 den dazugehörigen Geschwindigkeitsverlauf \tilde{v}_s und die zur Abszisse parallele Gerade (Kurve 3) die Maximalgeschwindigkeit $v_s = A \cdot \omega = \text{const.}$ dar. Bewegt sich der Spiegel S vom Punkt $-0,26 A$ ($-0,34 A$) zum Punkt $+0,26 A$ ($+0,34 A$), so weicht die Geschwindigkeit \tilde{v}_s von der Maximalgeschwindigkeit um höchstens $3,4 \%$ (6%) ab. Die Zeit, die zum Durchlaufen dieses Bahnintervalls benötigt wird, sei T_c . Die Geschwindigkeitsänderung $\frac{\Delta \tilde{v}_s}{\Delta t}$ während der Beobachtungszeit $T_B = 20 \mu\text{sec} \ll T_c$ (bei Frequenzen $< 60 \text{ Hz}$) in der Umgebung des Punktes $-0,26 A$ bleibt jedoch unter $1 \text{ ‰} \ll 3,4 \%$ und hat deshalb keinen nennenswerten Einfluß auf die Messung. Das Antriebssystem wird mit einer Schwingspule, die sich im Feld eines Permanentmagneten (8 kg) bewegt, periodisch angeregt.

Um von einem Hochleistungsverstärker unabhängig zu sein, erfolgt die Versorgung der Schwingspule mit $\nu = 50$ Hz aus dem Netz (Abb. 11).

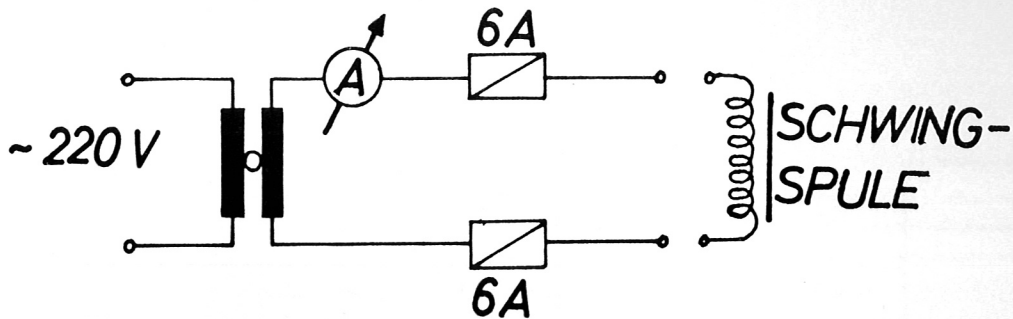


Abb. 11 Schema der Schwingspulenversorgung.

Die Netzfrequenz legt damit die Maximalamplitude $A_{\max} = 10,8$ mm als letzten für die Konstruktion maßgeblichen Punkt fest.

Zwei Blattfedern (120 x 90) (Abb. 12) wurden aus hartem 0,5 mm Federstahl so hergestellt, daß sie überall gleichen Querschnitt aufweisen.

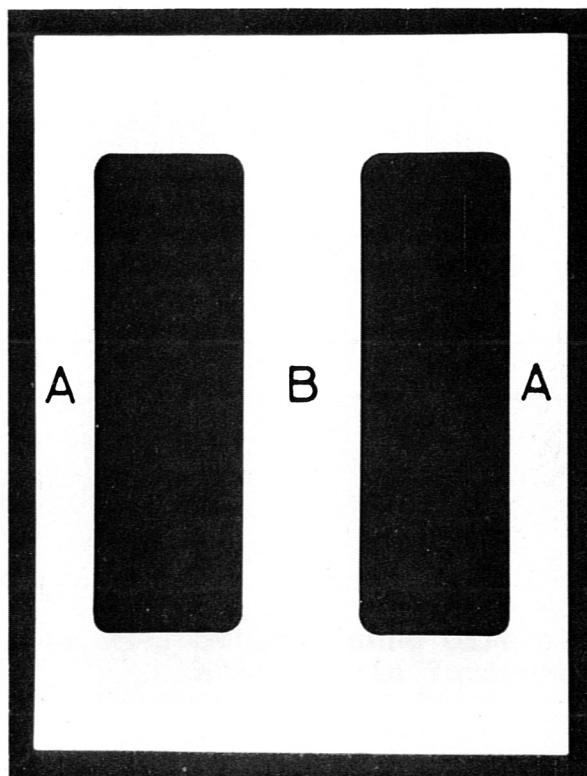


Abb. 12 Blattfeder

Die inneren Ecken wurden abgerundet, um Kerbspannungen zu vermeiden. Die Federn werden in einer Haltevorrichtung (Abbn. 13 u. 14) genau übereinander angeordnet und an den Stellen A fest eingespannt.

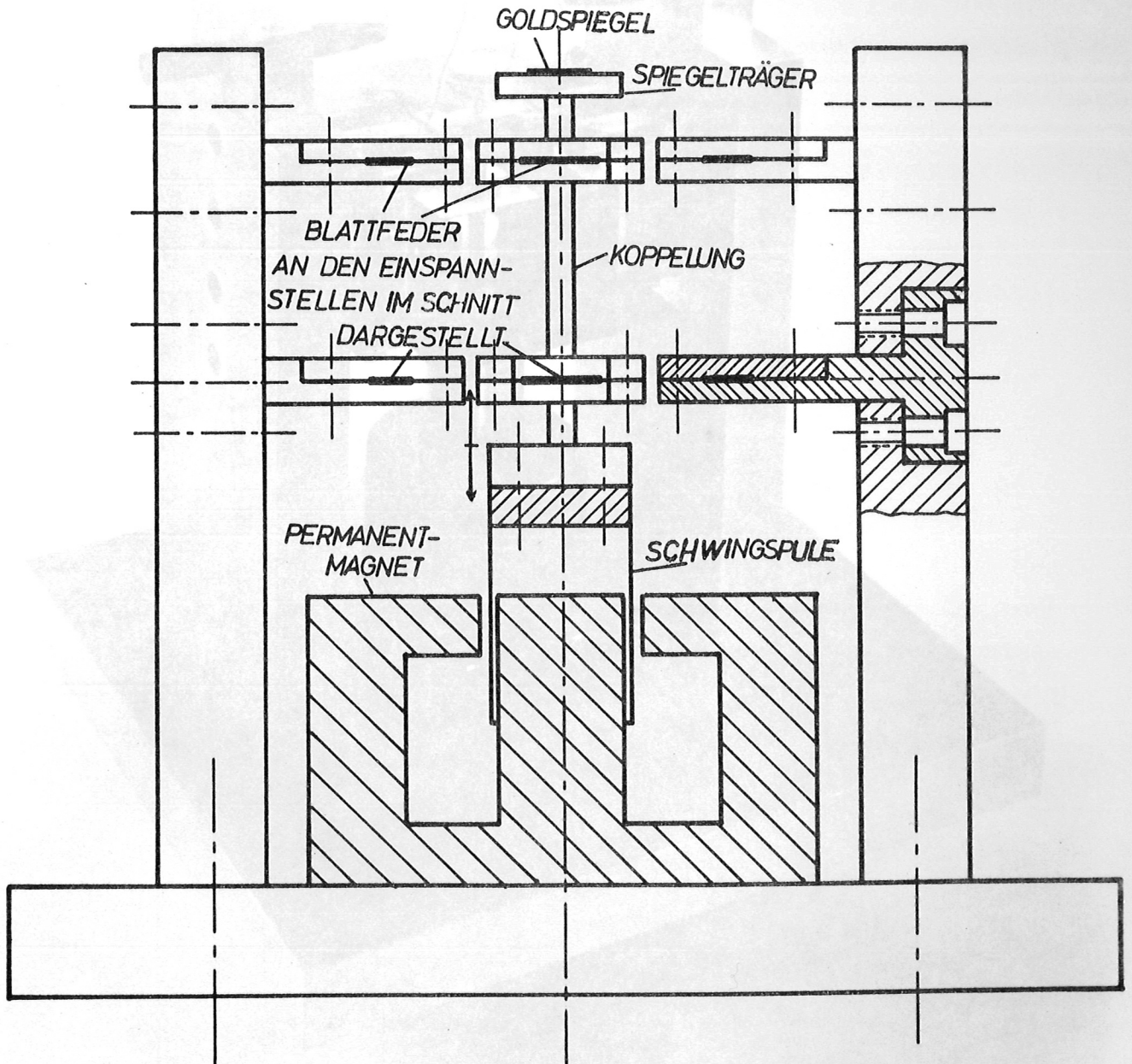


Abb. 14 Schwingantrieb

Abb. 13 Schematische Darstellung des Schwing-
antriebs in Vorderansicht.

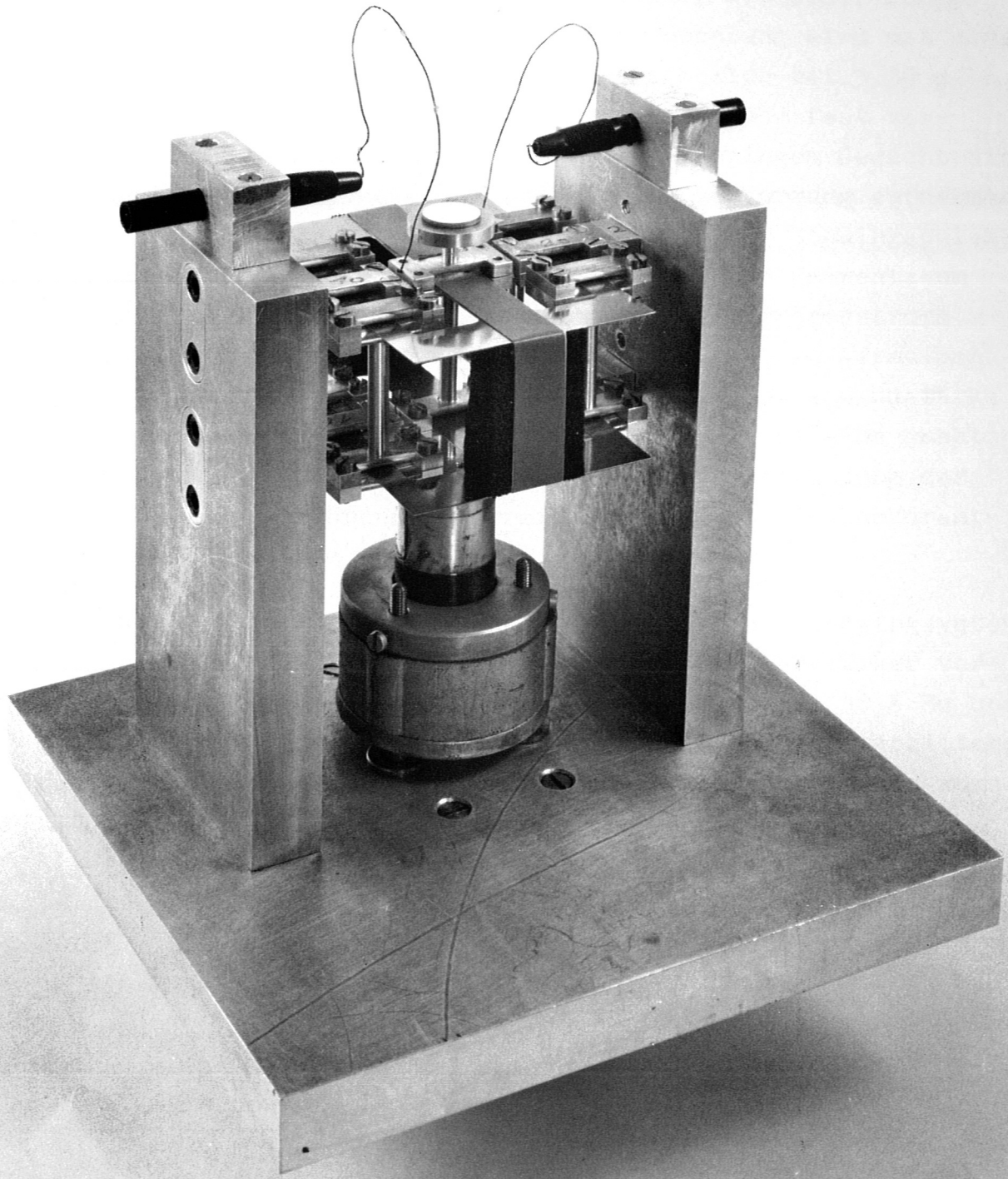


Abb. 14 Schwingantrieb

Die Flächen aller Einspann- und Haltevorrichtungen sind halb- erzeugt
zylindrisch abgedreht, um die Federbelastung an diesen Stellen licht-
herabzusetzen. Beide Federn werden im Punkt B mit einer Koppe-
lung starr verbunden. Der obere Teil der Koppelung wird mit einer
Spiegelhalterung für einen Goldspiegel (Reflexion bei $3,39 \mu$
99 %), der untere Teil mit dem Schwingspulenkörper fest ver-
schraubt. Die schwingenden Teile sollen bei geringem Gewicht die
im Betriebszustand auftretenden Kräfte ohne Verformung aufnehmen;
als Material wurde deshalb Aluminium gewählt. Der Schwingspulen-
körper wurde aus Aluminium mit 5/10 mm Wandstärke gedreht, um
eine Verformung durch die Wärmeentwicklung des Erregerstroms
($> 5A$), wie sie bei Kunststoffen auftreten würde, zu vermeiden.
Die Ringspaltbreite begrenzt bei obiger Schwingspulenwandstärke
den Drahtdurchmesser der Wicklungen auf 3/10 mm. Um eine zusätz-
liche Isolation kombiniert mit einer haltbaren Verbindung der
Spule mit dem Spulenkörper zu erreichen, sind die Cu-Lackdraht-
Windungen in Kunstharz vergossen.

Abb. 15 Optische Anordnung der Triggerung.
Mit einem Meßsender wurden die Resonanzstellen des Schwingsystems
ausgemessen. Das Meßsignal wurde mit einem 10 W-Verstärker ver-
stärkt. Es ergaben sich zunächst Resonanzstellen bei 18,5 Hz und
37 Hz. Tiefere Frequenzen wie 9 Hz lagen außerhalb des Arbeitsbe-
reichs von Sender und Verstärker. Bei 75 Hz reicht die Ausgangs-
leistung des Verstärkers nicht mehr aus, um ein Anwachsen der
Amplitude zu beobachten. Durch geeignete Variation zusätzlicher
Koppelungen wurde eine Resonanzstelle in den Frequenzbereich um
50 Hz gelegt. Gegenläufige Schwingungen der Federenden wurden
durch Schaumstoff ausgedämpft.

4. Die Triggerung

Die Triggerung der Entladung und der dazugehörigen Meßanordnung
erfolgt über ein optisches Signal. In den Strahlengang einer Ha-
logenlampe (100 Watt) wird eine Lochblende ($\varnothing = 1,2 \text{ mm}$) gebracht,
um ein Teilbündel auszublenden. Die Blendenöffnung wird mit der
Linse L_1 ($f_1 = 50 \text{ mm}$) im Maßstab 1 : 1 auf die Mantelfläche der

Schwingspule in B abgebildet. Die Linse L_2 ($f_2 = 50$ mm) erzeugt von dem Zwischenbild B ein verkleinertes Bild B' auf der lichtempfindlichen Fläche einer hpa PIN-Photodiode (Abb. 15).

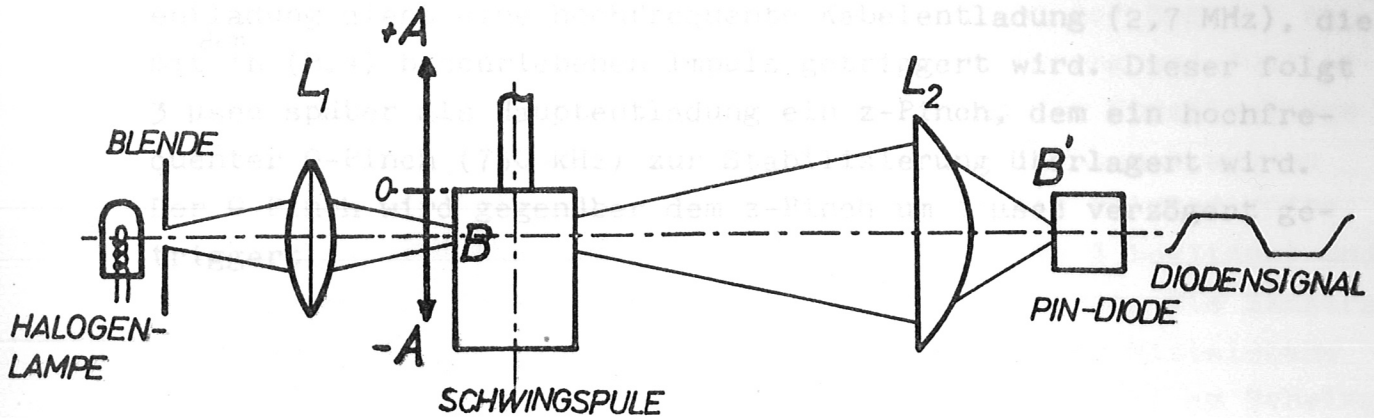


Abb. 15 Optische Anordnung der Triggerung.

Der Schwingantrieb wird so in den Strahlengang gebracht, daß B auf der Schwingspulenoberfläche um ca. 0,26 A unterhalb der Nulllage (= Oberkante der Schwingspule) liegt. Bewegt sich die Oberkante der Schwingspule vom Punkt -A zum Punkt +A, unterbricht sie in B den Strahlengang solange, bis die Spule B in umgekehrter Richtung erneut passiert. Beide Male liefert die Photozelle ein dem Intensitätsverlauf entsprechendes Rechtecksignal, das elektronisch differenziert wird. Das positive Signal wird dem Eingang eines Schmitt-Triggers zugeführt, der einen für die Triggerung geeigneten Impuls mit 100 nsec Anstiegszeit und 4 V Spannungsamplitude liefert.

Abb. 16 Batterieaufbau des stabilisierten z-Pinches.

5. Aufbau des stabilisierten z-Pinches

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden an einem stabilisierten z-Pinch durchgeführt, der im einzelnen in [7] beschrieben wird. Abb. 16 zeigt das Schema der Anlage. Als Zündentladung dient eine hochfrequente Kabelentladung (2,7 MHz), die mit dem in (B.4) beschriebenen Impuls getriggert wird. Dieser folgt 3 μ sec später als Hauptentladung ein z-Pinch, dem ein hochfrequenter θ -Pinch (750 kHz) zur Stabilisierung überlagert wird. Der θ -Pinch wird gegenüber dem z-Pinch um 1 μ sec verzögert getriggert, die für 3,39 μ eine Reflexion $> 99\%$ besitzen) und der Detektor in Halterungen großer Masse eingesetzt. Die Einstrahlung erfolgte über einen Urwinkelspiegel S_1 in der Mittelebene der Spule. Nach Umlenkung durch S_2 wurde der Strahl am Schwingspiegel S_3 reflektiert.

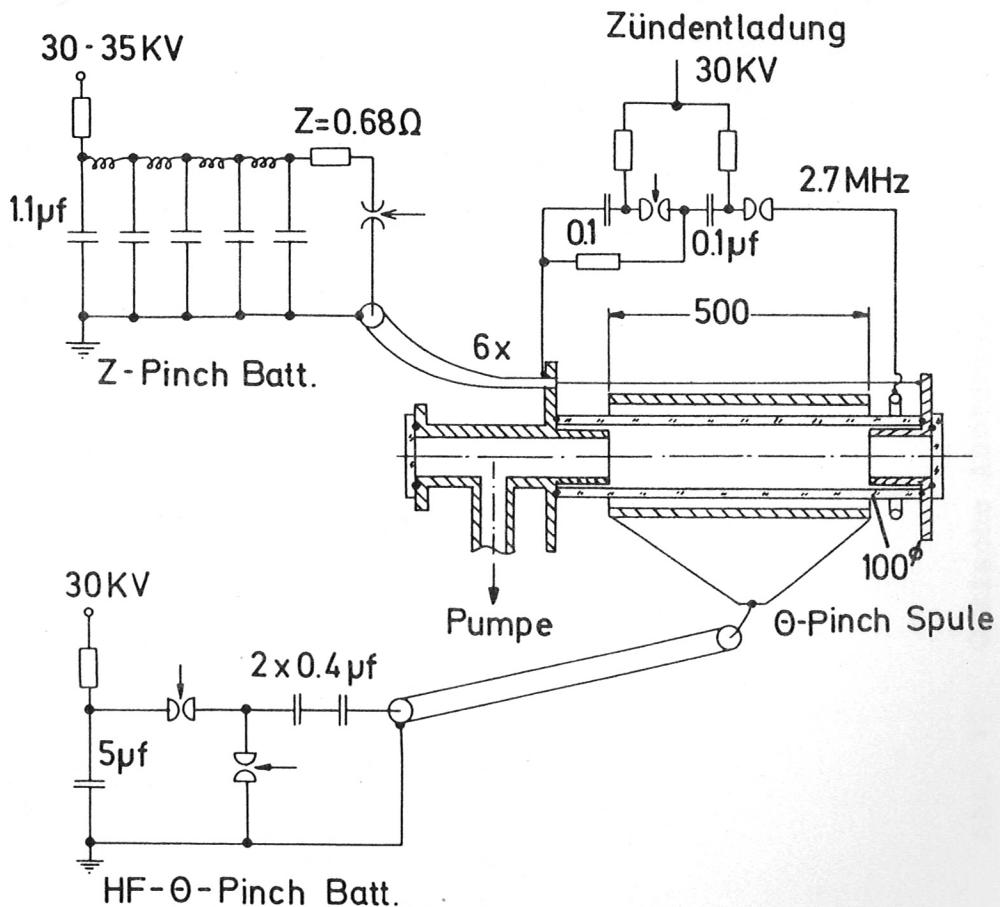


Abb. 16 Batterieaufbau des stabilisierten z-Pinches.

6. "Side-on" Aufbau des He-Ne Laserinterferometers

In Abb. 17 ist der Meßaufbau schematisch dargestellt. Die Interferometeranordnung wurde auf massive Betonsockel montiert, um die Ankoppelung von Gebäudeschwingungen und daraus resultierende Weglängenänderungen des äußeren Resonators während der Meßzeit zu verhindern. Der Laser ist in eine stabile Halterung und Justier-
vorrichtung eingespannt, damit die Justierung des Strahlengangs über einen längeren Zeitraum gewährleistet ist. Ebenso wurden die verwendeten Spiegel S_1 , S_2 (plane, einseitig goldbedampfte Glasplatten, die für $3,39 \mu$ eine Reflexion $> 99 \%$ besitzen) und der Detektor in Halterungen großer Masse eingesetzt. Die Einstrahlung erfolgte über einen Umlenkspiegel S_1 in der Mittelebene der Spule. Nach Umlenkung durch S_2 wurde der Strahl am Schwing-
spiegel S_3 reflektiert.

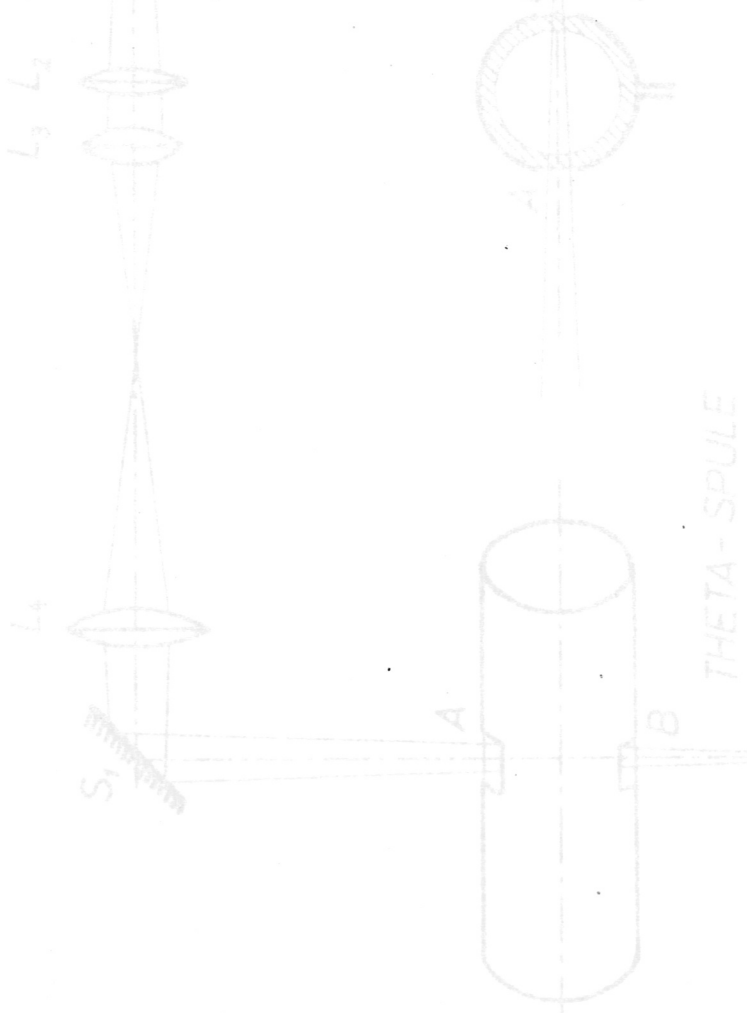


Abb. 17 Optische Anordnung des Laserinterferometers
 $L_1 - L_5$ = IR-durchlässige Linsen.

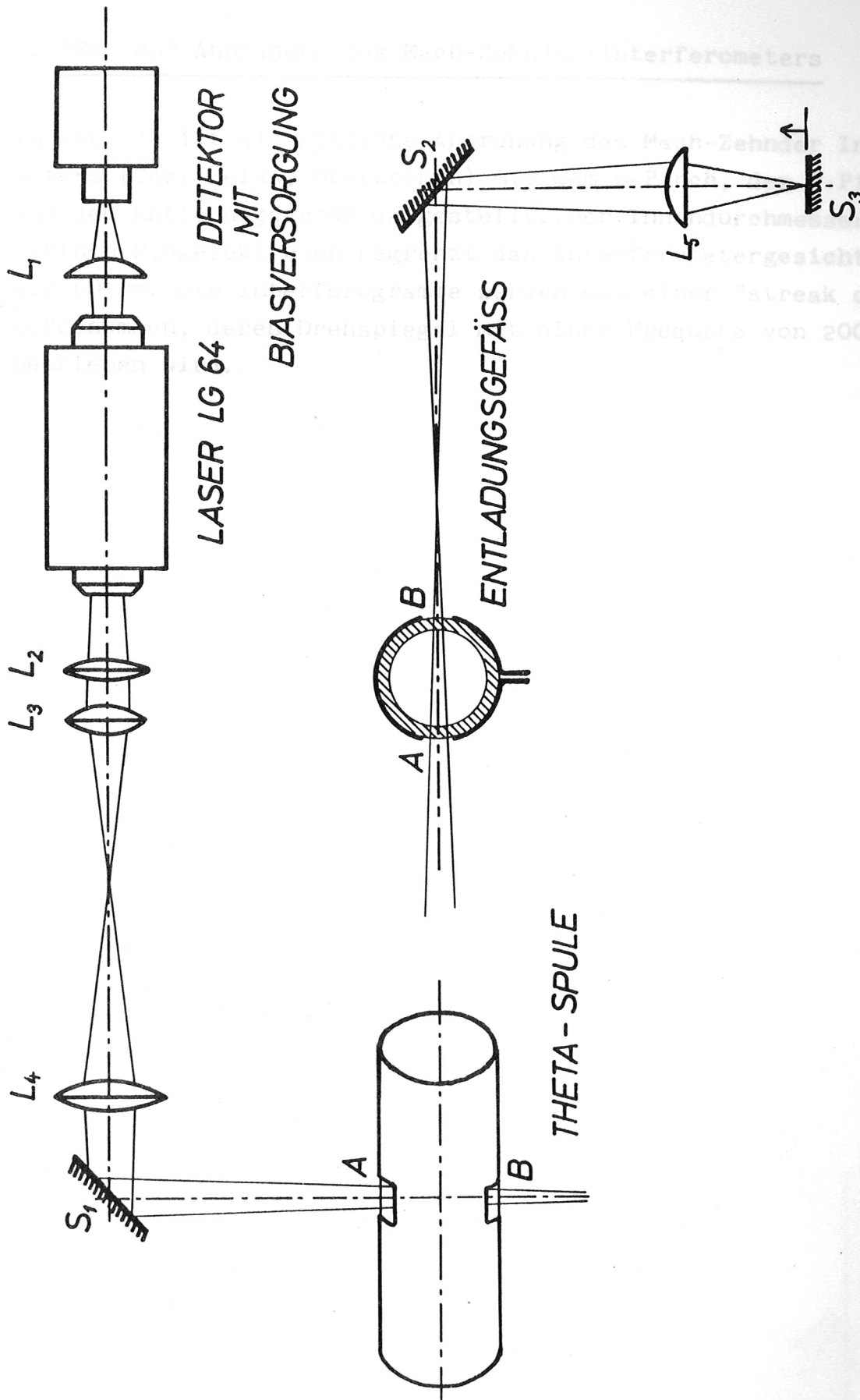


Abb. 17 Optische Anordnung des Laserinterferometers (schematisch)

L₁ - L₅ = IR-durchlässige Linsen.

7. "End-on" Anordnung des Mach-Zehnder-Interferometers

In Abb. 18 ist die optische Anordnung des Mach-Zehnder Interferometers (Carl Zeiss, Oberkochen) mit dem z-Pinch, der θ -Pinch Spule und dem Entladungsgefäß dargestellt. Der Innendurchmesser der z-Pinch-Ringelektroden begrenzt das Interferometergesichtsfeld auf 60 mm. Die Interferogramme werden mit einer "streak camera" aufgenommen, deren Drehspiegel mit einer Frequenz von 2000 Hz betrieben wird.



Schematische Anordnung von Spule, Entladungsgefäß und Mach-Zehnder-Interferometer.

Abb. 18

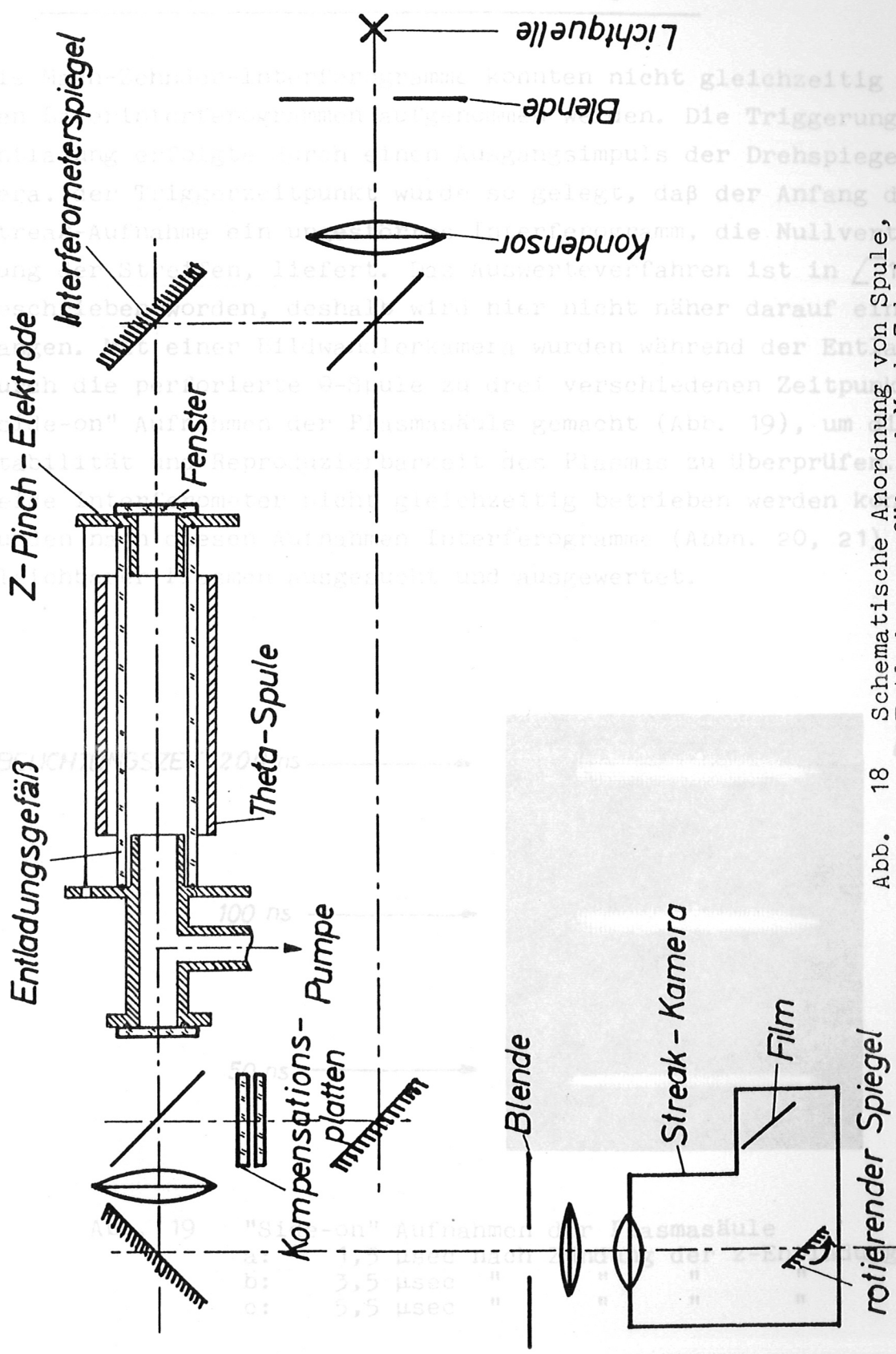


Abb. 18 Schematische Anordnung von Spule, Entladungsgefäß und Mach-Zehnder-Interferometer.

C. Meßergebnisse

1. Auswertung der Mach-Zehnder-Interferogramme

Die Mach-Zehnder-Interferogramme konnten nicht gleichzeitig mit den Laserinterferogrammen aufgenommen werden. Die Triggerung der Entladung erfolgte durch einen Ausgangsimpuls der Drehspiegelkamera, der Triggerzeitpunkt wurde so gelegt, daß der Anfang der Streak-Aufnahme ein ungestörtes Interferogramm, die Nullverteilung der Streifen, liefert. Das Auswerteverfahren ist in [18] beschrieben worden, deshalb wird hier nicht näher darauf eingegangen. Mit einer Bildwandlerkamera wurden während der Entladung durch die perforierte θ -Spule zu drei verschiedenen Zeitpunkten "side-on" Aufnahmen der Plasmasäule gemacht (Abb. 19), um die Stabilität und Reproduzierbarkeit des Plasmas zu überprüfen. Da beide Interferometer nicht gleichzeitig betrieben werden konnten, wurden nach diesen Aufnahmen Interferogramme (Abbn. 20, 21) vergleichbarer Plasmen ausgesucht und ausgewertet.

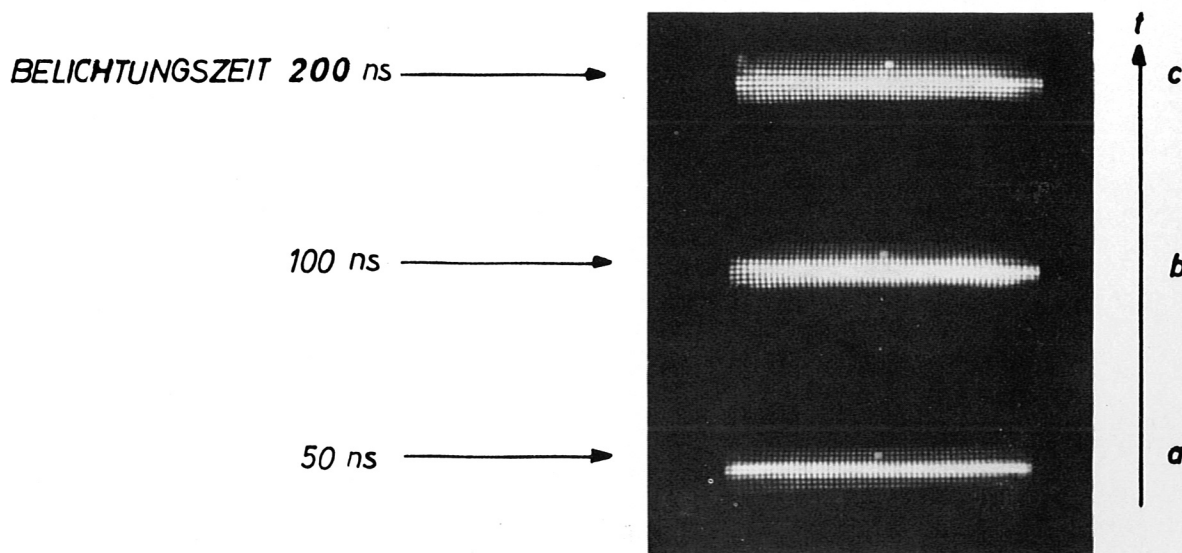


Abb. 19 "Side-on" Aufnahmen der Plasmasäule
a: 1,5 μ sec nach Zündung der z-Entladung
b: 3,5 μ sec " " " "
c: 5,5 μ sec " " " "

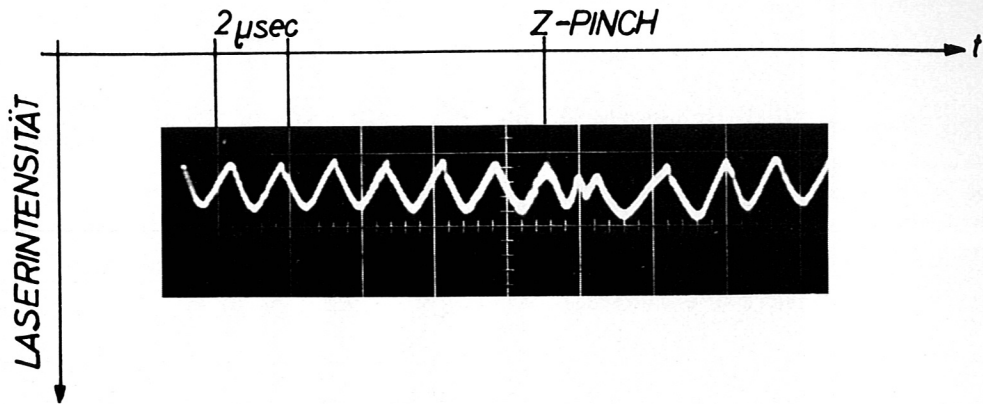


Abb. 20 Laserinterferogramm

Fülldruck $100 \mu \text{D}_2$

Ladespannung d. z^2 -Pinch: 30 kV

Ladespannung d. θ -Pinch: 25 kV

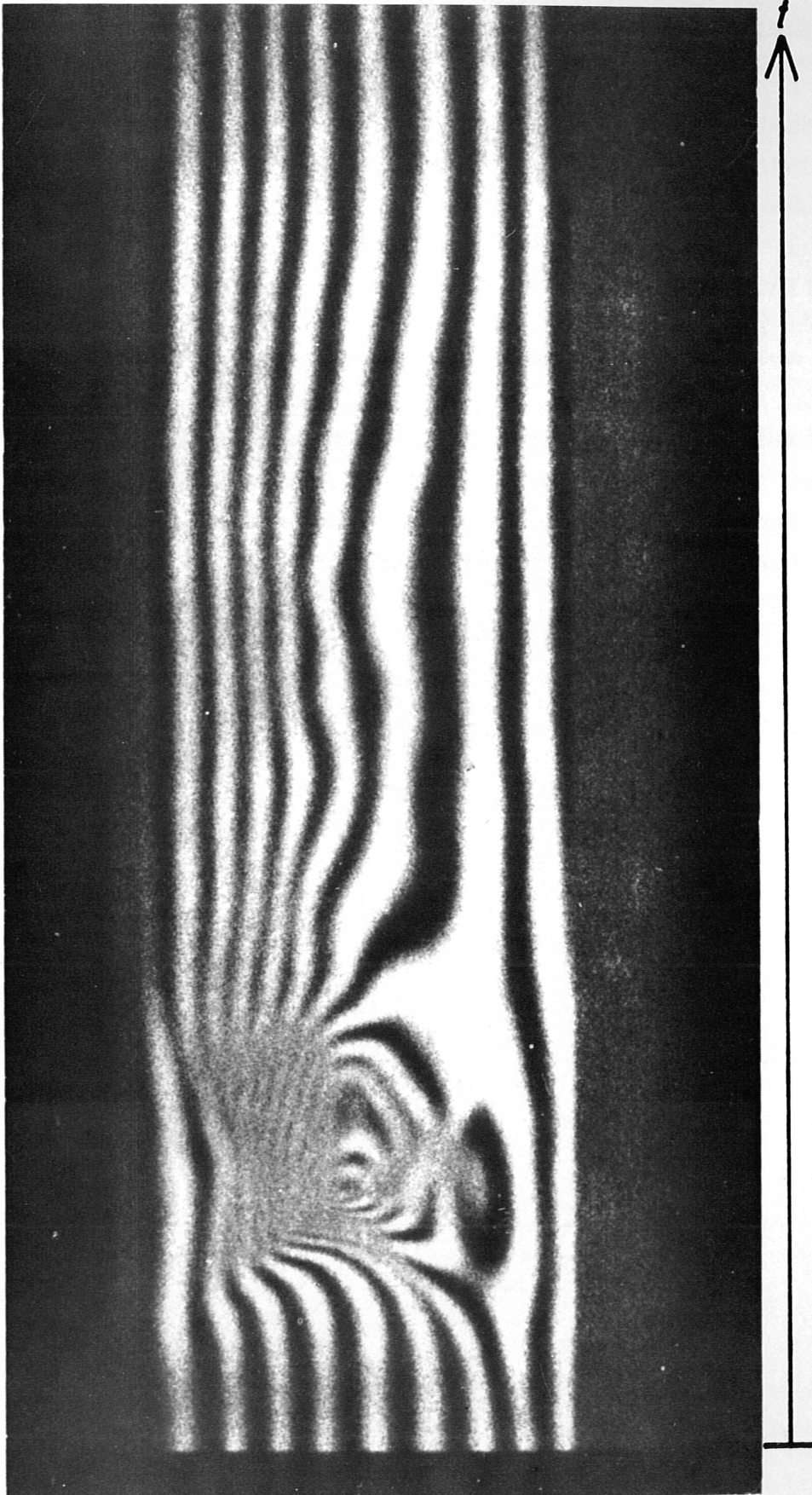


Abb. 21 Beispiel für ein Mach-Zehnder-Interferogramm
Querschnitt des Gesichtsfeldes 60 mm.

2. Der zeitliche Verlauf der Elektronenflächendichte

Wie bereits erwähnt, wurde die Elektronenflächendichte über den Durchmesser der Plasmaentladung mit einem Laserinterferometer bestimmt. Die so ermittelten Werte wurden mit denen verglichen, die man mit einem axial angeordneten Mach-Zehnder-Interferometer bei Beobachtung durch die z-Pinch Elektroden erhielt.

Das Mach-Zehnder-Interferogramm enthält Information über das räumliche und zeitliche Verhalten des Plasmas, so daß man die über die axiale Plasmaausdehnung gemittelte radiale Elektronendichteverteilung erhält. Abb. 22 zeigt ein Beispiel für das Resultat einer solchen Auswertung. Die Lage der Elektronendichtemaxima läßt auf eine Drift der Plasmaachse bis zu 7 mm aus der Gefäßachse schließen.

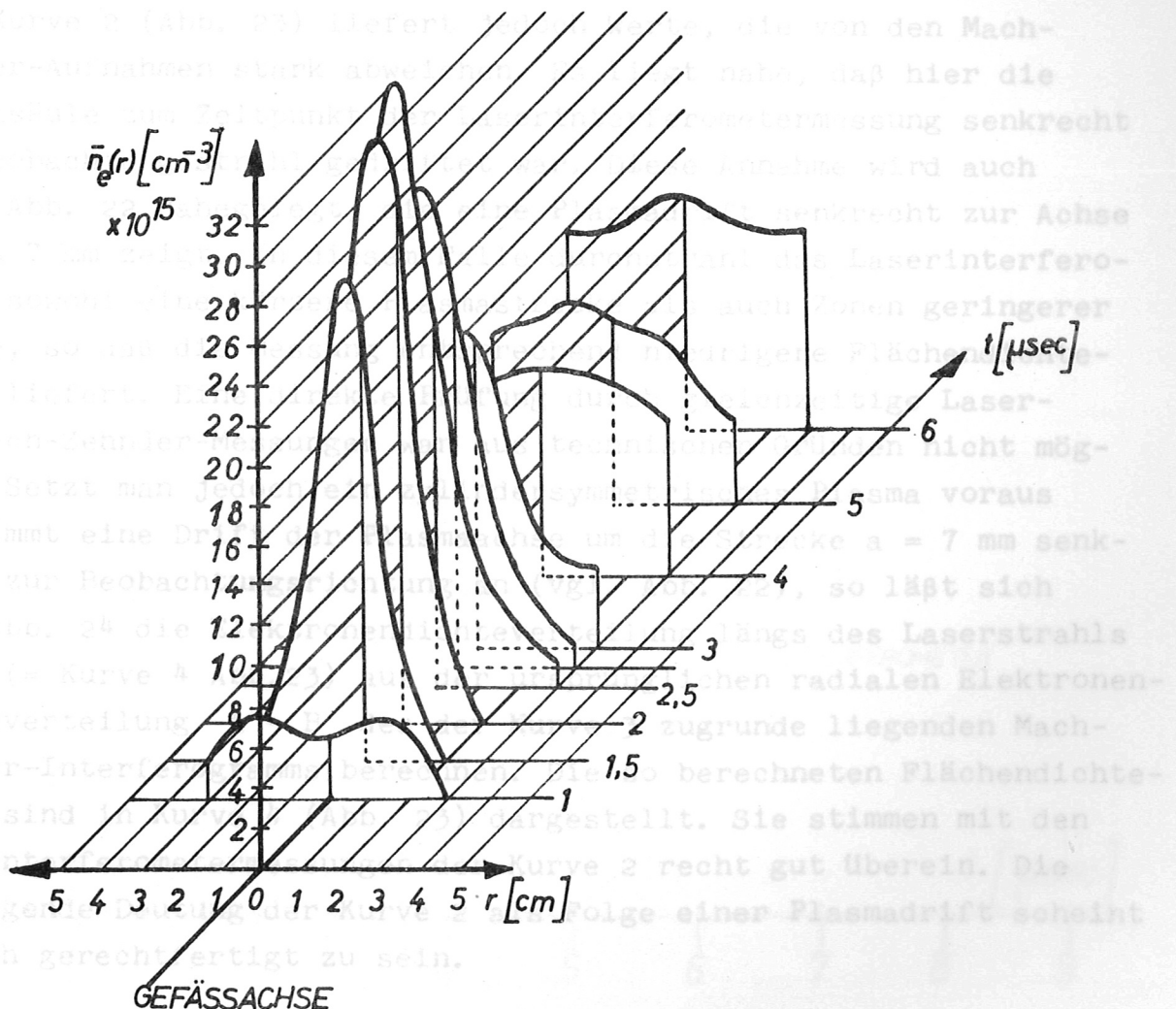


Abb. 22 Zeitliche Folge der radialen Dichteprofile.

Das Integral unter der zu einem Zeitpunkt ausgewerteten Verteilungskurve stellt dann die Elektronenflächendichte zu diesem Zeitpunkt dar. In Abb. 23 ist der mit beiden Interferometern bestimmte Verlauf der Elektronenflächendichte aufgetragen.

Der Zündzeitpunkt des z-Pinches liegt im Koordinatenursprung. In Kurve 3 (Abb. 23) ist der aus einem Mach-Zehnder-Interferogramm zu Beginn der Entladung erhaltene Flächendichteverlauf wiedergegeben. Die den späteren Zeitpunkten zuzuordnenden Werte können für einen Vergleich nicht mehr benutzt werden, da sich dann bereits Plasma außerhalb des Interferometergesichtsfeldes befindet. Der Verlauf der Kurven 1 und 3 (Abb. 23) zeigt, daß die "side-on" mit dem Laserinterferometer gemessene Elektronenflächendichte mit den Resultaten der "end-on" Mach-Zehnder-Aufnahmen übereinstimmt. Die mit dem Laserinterferometer an einer anderen Entladung gemessene Kurve 2 (Abb. 23) liefert jedoch Werte, die von den Mach-Zehnder-Aufnahmen stark abweichen. Es liegt nahe, daß hier die Plasmasäule zum Zeitpunkt der Laserinterferometermessung senkrecht zum Beobachtungsstrahl gedriftet war. Diese Annahme wird auch durch Abb. 22 nahegelegt, die eine Plasmadrift senkrecht zur Achse bis zu 7 mm zeigt. In diesem Falle durchstrahl das Laserinterferometer sowohl eine kürzere Plasmastrecke als auch Zonen geringerer Dichte, so daß die Messung entsprechend niedrigere Flächendichtewerte liefert. Eine direkte Prüfung durch gleichzeitige Laser- und Mach-Zehnder-Messungen war aus technischen Gründen nicht möglich. Setzt man jedoch ein zylindersymmetrisches Plasma voraus und nimmt eine Drift der Plasmaachse um die Strecke $a = 7$ mm senkrecht zur Beobachtungsrichtung an (vgl. Abb. 22), so läßt sich nach Abb. 24 die Elektronendichteverteilung längs des Laserstrahls C - D (= Kurve 4 Abb. 23) aus der ursprünglichen radialen Elektronendichteverteilung A - B des der Kurve 3 zugrunde liegenden Mach-Zehnder-Interferogramms berechnen. Die so berechneten Flächendichtewerte sind in Kurve 4 (Abb. 23) dargestellt. Sie stimmen mit den Laserinterferometermessungen der Kurve 2 recht gut überein. Die vorliegende Deutung der Kurve 2 als Folge einer Plasmadrift scheint demnach gerechtfertigt zu sein.

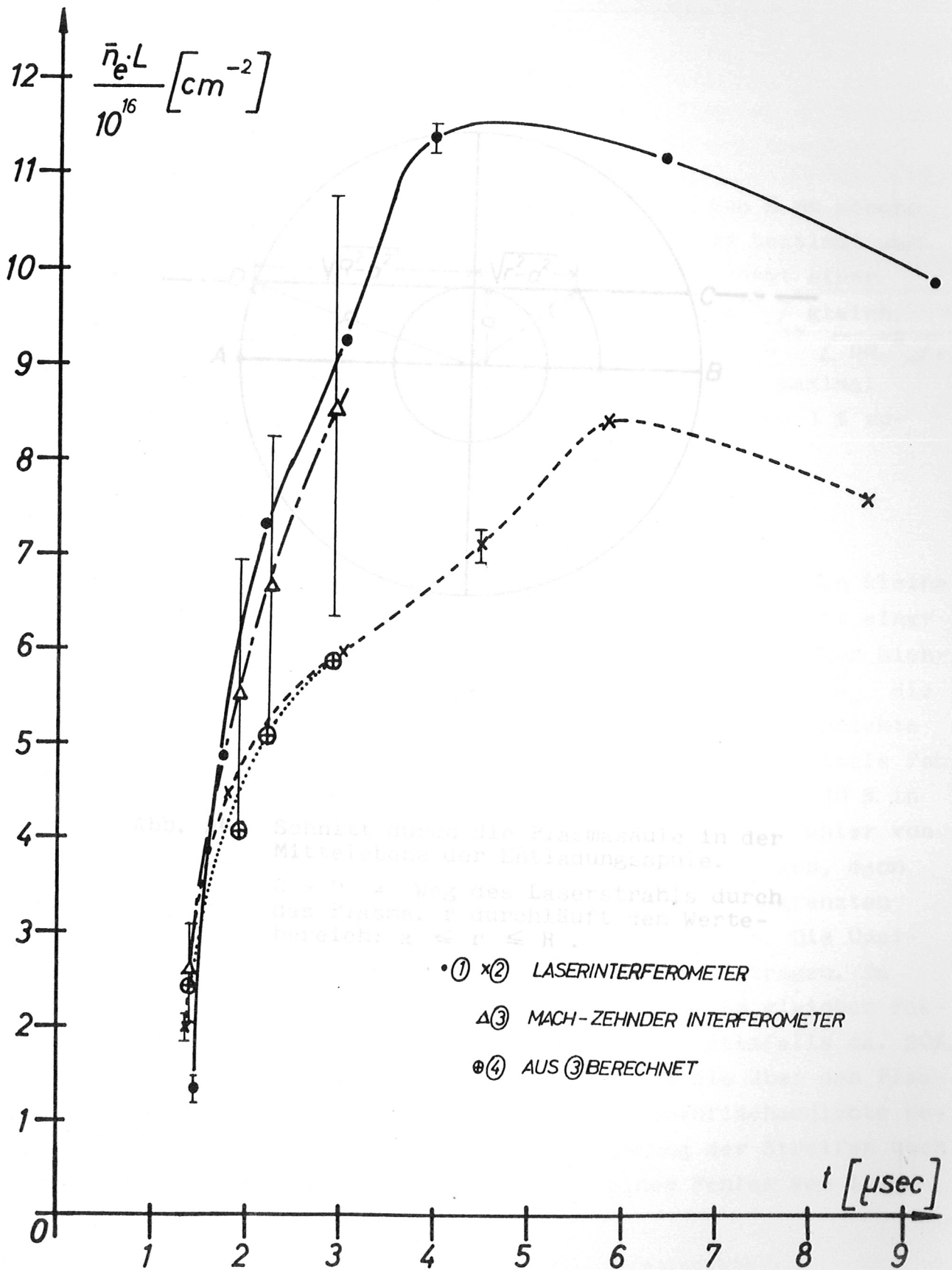


Abb. 23 Zeitlicher Verlauf der Elektronenflächendichte.

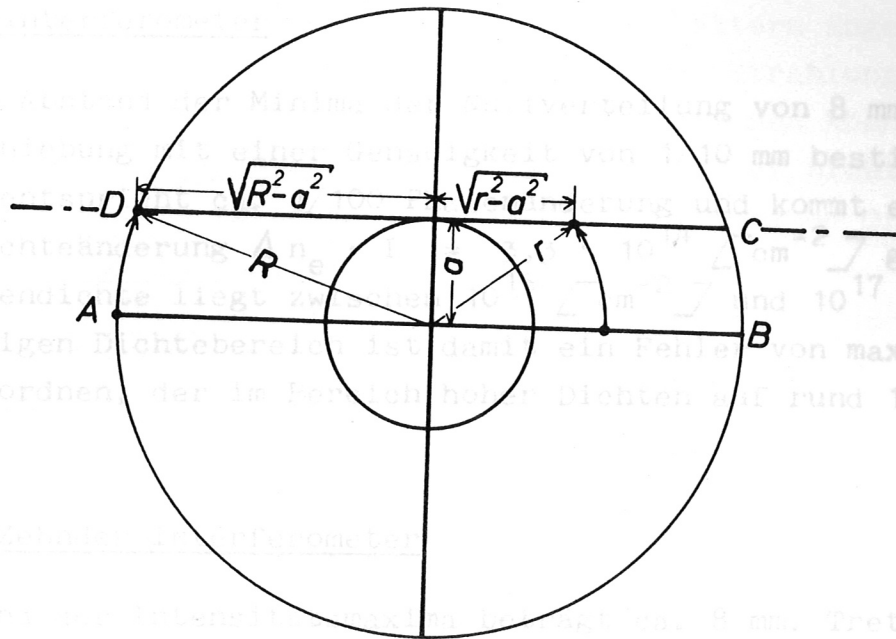


Abb. 24 Schnitt durch die Plasmasäule in der Mittelebene der Entladungsspule.

C - D = Weg des Laserstrahls durch das Plasma. r durchläuft den Wertebereich: $a \leq r \leq R$.

Die Abb. 24 zeigt den Schnitt durch die Plasmasäule in der Mittelebene der Entladungsspule. C - D = Weg des Laserstrahls durch das Plasma. r durchläuft den Wertebereich: $a \leq r \leq R$. Die Unsicherheit kann bis zu einer vollen Streifenbreite betragen. Da jedoch die Streifen von einem Laser durchdrungen werden, dann können die Streifen durch den Laserstrahl durchdrungen werden. Zum Vergleich mit dem Laserinterferometer wird die über den Plasmatdurchmesser integrierte Dichte, die Elektronenflächendichte benötigt. Hier geht der Fehler der Ortbestimmung der Streifen noch in den Plasmatdurchmesser ein, so daß ein Fehler von insgesamt etwa 25 % zu rechnen ist.

D. Fehlerbetrachtungen

1. Ablesefehler

1.1 Laserinterferometer

Bei einem Abstand der Minima der Nullverteilung von 8 mm konnte die Verschiebung mit einer Genauigkeit von 1/10 mm bestimmt werden. Das entspricht ca. 1/100 Phasenänderung und kommt einer Flächendichteänderung $\Delta n_e \cdot L = 3,3 \cdot 10^{14} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$ gleich. Die Flächendichte liegt zwischen $10^{15} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$ und $10^{17} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$. Dem niedrigen Dichtebereich ist damit ein Fehler von maximal 15 % zuzuordnen, der im Bereich hoher Dichten auf rund 1 % zurückgeht.

1.2 Mach-Zehnder-Interferometer

Der Abstand der Intensitätsmaxima beträgt ca. 8 mm. Treten kleine Streifenverschiebungen auf, läßt sich die Verschiebung mit einer Genauigkeit von ungefähr 1/10 Streifen bestimmen, was einer Dichteänderung $\Delta \tilde{n}_e = 7 \cdot 10^{14} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ entspricht, wobei \tilde{n}_e die über die axiale Plasmaausdehnung \tilde{L} gemittelte Elektronendichte ist. Bei Dichten von einigen $10^{15} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ liegt der maximale Fehler bei 10 %. Dazu kommt noch eine Unsicherheit von ca. 10 % in der Annahme der Plasmalänge \tilde{L} , so daß sich ein Gesamtfehler von etwa 20 % ergibt. Entstehen große Streifenverschiebungen, dann können die Streifen im Plasmazentrum auf Grund des begrenzten räumlichen Auflösungsvermögens der Kamera verwischen. Die Unsicherheit kann bis zu einer vollen Streifenbreite betragen. Da jedoch die Dichten von einigen $10^{16} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ um den gleichen Faktor höher liegen, beträgt der Gesamtfehler hier ebenfalls ca. 20%. Zum Vergleich mit dem Laserinterferometer wird die über den Plasmadurchmesser integrierte Dichte, die Elektronenflächendichte benötigt. Hier geht der Fehler der Ortsbestimmung der Streifen noch in den Plasmadurchmesser ein, so daß mit einem Fehler von insgesamt etwa 25 % zu rechnen ist.

2. Sonstige Fehler

Die Gefäßwände aus Herasil brachten für das Laserinterferometer bei einer Wandstärke von 5 mm nur einen beobachtbaren Intensitätsverlust von ca. 50 %, was etwa dem in Datenblättern angegebenen Wert entspricht. Zusätzliche Fehler, die durch Strahlung des Plasmas im Wellenlängenbereich der Laserlinie entstehen könnten, sind bei einer Elektronentemperatur von höchstens 10 eV nicht zu erwarten, da hier die Intensität der Plasmastrahlung um Größenordnungen unter der Intensität der Laserlinie liegt.

- [1] D. Andelfinger, IPP-Bericht, Laborbericht in Vorbereitung.
- [2] G. Schlüter, in: Phys. of Fully Ionized Gases, Interscience Publ., New York and London (1965).
- [3] E. H. Cooper, Jr. and J. Rokell, J. Appl. Phys., 37, 4083-4094 (1966).
- [4] G. R. Fox and T. J. Van Driessche, Phys. J., 30, 453-488 (1961).
- [5] G. R. Fox and P. K. Schlicht, Bell System Tech. J., 40, 469-504 (1961).
- [6] G. R. Fox and J. P. Malmgren, Bell System Tech. J., 41, 1347-1374 (1962).
- [7] G. R. Fox, in: Proceedings of the International Conference on the Physics of Hot Plasmas, 1967.
- [8] D. Andelfinger and G. Schlüter, Laborbericht der IPP Jülich, 1967.
- [9] G. R. Fox and J. P. Malmgren, J. Plasma Phys., 1, 1-10 (1966).
- [10] G. R. Fox, in: Proceedings of the International Conference on the Physics of Hot Plasmas, New York, London, Sydney (1966).
- [11] G. R. Fox, in: Proceedings of the International Conference on the Physics of Hot Plasmas, Los Alamos, New Mexico (1967).
- [12] D. Andelfinger, J. Plasma Phys., 1, 1-10 (1967).

Literaturverzeichnis

- [1] Alpher and White, Physics of Fluids 1, 452 (1958).
- [2] Ascoli-Bartoli, De Angelis and Matelucci, Nuovo Cimento 18, Ser. 10, 1116 (1960).
- [3] K.H. Dippel, Laborbericht des IPP-Jülich, Jül 493 PP (1967).
- [4] P.G.R. King and G.J. Steward, New Scientist 17, 180 (1963).
- [5] D.E.T.F. Ashby and D.F. Jephcott, App.Phys.Lett. 3, 13 (1963).
- [6] D.A. Baker, J.E. Hammel, F.C. Jahoda, Rev.Sci.Instr. 36, 395 (1965).
- [7] C. Andelfinger, IPP-Garching, Laborbericht in Vorbereitung.
- [8] L. Spitzer, jr., Phys. of Fully Ionized Gases, Interscience Publ., New York and London (1965).
- [9] E.B. Hooper, jr. and G. Bekefi, J. Appl. Phys. 37, 4083-4094 (1966).
- [10] A.G. Fox and T. Li, Bell System Tech. J. 40, 453-488 (1961).
- [11] G.B. Boyd and H. Kogelnik, Bell System Tech. J. 40, 489-508 (1961).
- [12] G.B. Boyd and H. Kogelnik, Bell System Tech. J. 41, 1347-1369 (1962).
- [13] Siemens AG, Beschreibung und Bedienungsanleitung des He-Ne Lasers LG 64, (März 1967).
- [14] P. Bogen und D. Rusbüldt, Jahresbericht des IPP Jülich, Jül 264 PP 6/2 (1965).
- [15] Houghton and Smith, Infrared Physics, Oxford (1966).
- [16] M. Ross, Laser Receivers, New York, London, Sydney (1966).
- [17] K.S. Thomas, LA 3770, D3 Los Alamos, New Mexico (1967).
- [18] C. Andelfinger, E. Fünfer et al., IPP-Report 1/67 (1967).

Herrn Professor Dr. E. Fünfer danke ich herzlich für die Stellung des Themas, für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Plasmaphysik durchführen zu dürfen und das Interesse am Fortgang der Experimente.

Mein besonderer Dank gilt weiter Herrn Dr. C. Andelfinger für die aufmerksame Betreuung und allen meinen Kollegen für anregende Diskussionen.

This IFF report is intended for internal use.

IFF reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily reflect the opinions of the Institut für Plasmaphysik or the final opinion of the authors on the subject.

Neither the Institut für Plasmaphysik, nor the Fusion Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

1. Gives any guarantee as to the accuracy and completeness of the information contained in this report, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed therein may not constitute an infringement of privately owned rights; or

2. Assumes any liability for damage resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this report.